

Contenu

1	Introduction	3
1.1	Du géocentrisme au Big Bang	3
1.2	Les moyens d'observation	7
1.3	Astronomie et mathématiques	8
2	Les mouvements de la Terre	9
2.1	Rotation	9
2.2	Révolution	10
2.3	L'aspect du ciel vu depuis la Terre	12
3	La lumière, messagère céleste	17
3.1	La lumière	17
3.2	Le spectre	19
3.3	L'effet Doppler	22
3.4	Lunettes et télescopes	23
3.5	L'Univers multi-longueurs d'onde	25
3.6	A l'aube d'une nouvelle astronomie	27
4	Les systèmes planétaires	29
4.1	Les lois de Kepler et la pomme de Newton	29
4.1.1	Les lois de Kepler	29
4.1.2	Gravitation universelle	30
4.1.3	Vitesses cosmiques	34
4.1.4	Le théorème du viriel	36
4.2	Notre Système Solaire	38
4.2.1	Le Soleil	38
4.2.2	Les planètes	38
4.2.3	Atmosphères planétaires	42
4.2.4	Les petits corps	43
4.3	Planètes extra-solaires	45
4.3.1	Bilan énergétique et zone habitable	46
4.4	Evolution de systèmes planétaires	48
4.4.1	Le Système Solaire	49
4.4.2	Les systèmes d'exo-planètes	50

5	Au-delà du Système Solaire	51
5.1	Les distances au-delà du Système Solaire	51
5.2	100 milliards d'étoiles	53
5.3	Vie et mort des étoiles	56
5.4	Etoiles binaires	59
5.5	Amas d'étoiles et nébuleuses	61
5.6	Milieu interstellaire	61
6	Les galaxies et la structure de l'Univers à grande échelle	64
6.1	La structure de la Voie Lactée	64
6.2	Classification des galaxies	66
6.2.1	Galaxies elliptiques	66
6.2.2	Galaxies spirales	68
6.3	Les noyaux actifs de galaxies	69
6.4	Les amas de galaxies	71
6.5	Les ingrédients de l'Univers	72
1	Exercices relatifs aux chapitres du cours théorique	76
1.1	Chapitre 3	76
1.2	Chapitre 4	76
1.3	Chapitre 5	77
1.4	Chapitre 6	78
2	L'équation du temps	79
3	Détermination de distances en astronomie	81
3.1	Distances dans le Système Solaire	81
3.2	Distances au-delà du Système Solaire	85
3.2.1	Les Céphéides de la galaxie M 100	86
3.2.2	La distance de la nébuleuse Oeil de Chat	88
4	Détermination de masses en astronomie	91
4.1	Le trou noir au centre de la Voie Lactée	92
4.2	La masse de la Terre	92
4.3	La masse du Soleil	92
4.4	La masse du trou noir au centre de la Galaxie NGC 4261	93
5	Détection d'exo-planètes	94
5.1	Corot-7b	95
5.2	Transits d'exo-planètes	96
A	Les unités utilisées par les astronomes	99
A.1	Constantes physiques	99
A.2	Unités importantes	100

Chapitre 1

Introduction

Dans ce chapitre, nous rappelons brièvement les grandes étapes de l'histoire de l'astronomie. Il s'agit nécessairement d'un aperçu très synthétique et incomplet, et il convient de souligner qu'outre les 'grands noms' cités ci-dessous, de très nombreux scientifiques, dont les noms ont souvent été oubliés ou occultés, ont apporté leurs pierres à l'édifice de l'astronomie et de l'astrophysique moderne. Nous aborderons ensuite très succinctement l'histoire des moyens d'observation et nous terminerons ce chapitre par quelques considérations sur la complémentarité entre mathématiques et astronomie.

1.1 Du géocentrisme au Big Bang

Depuis la nuit des temps les humains se sont interrogés sur la signification des phénomènes célestes. De ces questionnements est née l'astronomie, discipline de la science qui s'intéresse à la description des astres, de leur mouvements et à la place de la Terre dans l'Univers.

Parmi les peuples de l'Antiquité, on trouve des connaissances astronomiques notamment en Mésopotamie, en Egypte, en Chine, en Inde, et plus tard en Grèce. Pour nos ancêtres, la compréhension des rythmes jour/nuit et de succession des saisons était plus qu'une question philosophique. Bien souvent les activités agricoles, dont dépendait le succès de la récolte et donc la survie de la peuplade, étaient programmées en fonction de calendriers établis via l'observation du ciel.

A l'origine, l'astronomie était indissociable des croyances religieuses. En effet, les peuples anciens associaient les planètes à des divinités et immortalisaient les héros de leur mythologie sous forme de constellations, dont beaucoup sont encore utilisées de nos jours. Les phénomènes célestes étaient également interprétés comme des manifestations divines. Ainsi par exemple, selon les croyances dans l'Egypte ancienne, la déesse du ciel, Nut (voir Fig. 1.1), enfantait chaque matin le Soleil. Celui-ci voguait ensuite à l'aide de sa barque sur le corps de Nut, qui l'avalait le soir venu, pour lui redonner la vie le lendemain matin.

Les questions principales qui occupaient les astronomes de l'Antiquité concernaient la forme et la position de la Terre, d'une part, et l'interprétation et la prédiction du mouvement des astres errants, d'autre part. En effet, si la position relative de la très grande majorité des astres ne changeait pas au cours du temps, à tel point qu'on parlait d'astres fixes, il en allait autrement d'un groupe d'objets brillants qui changeaient de position et, pour certains, d'aspect d'une nuit à l'autre. Ces astres errants étaient au nombre de sept: le Soleil, la Lune, ainsi que les cinq planètes (mot grec pour astre errant) connues à l'époque (Mercure, Vénus, Mars, Jupiter et Saturne). Les philosophes de la Grèce antique imaginaient la Terre, d'abord plate (ex. Anaximandre au 7ème siècle avant J.C.) puis sphérique (Pythagore au 6ème siècle avant J.C.), entourée des couches de l'air et du feu. Dans cette vision de l'Univers, les astres étaient des fenêtres ouvertes dans la couche d'air sur la couche de feu. D'après Aristote



Figure 1.1: Représentation de la déesse du ciel Nut dans l’Egypte ancienne (image <http://www.ancientegyptonline.co.uk/nut.html>).

(-384 à -322), le monde se divisait en une partie sublunaire faite des quatre éléments corruptibles (terre, eau, air et feu) et une partie supralunaire parfaite (le cinquième élément connu sous le nom de la quintessence ou l’éther) où se trouvaient des sphères célestes solides sur lesquelles tournaient les astres errants, le tout étant contenu dans la sphère des fixes. Cette vision géocentrique, basée uniquement sur des arguments philosophiques, se fondait sur la doctrine selon laquelle les éléments étaient naturellement disposés selon leur poids avec l’élément le plus lourd (la terre) au centre.

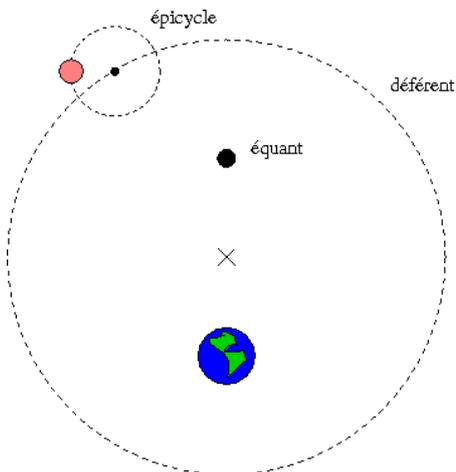


Figure 1.2: Illustration des ingrédients de base du modèle de Ptolémée. Le déférent est centré sur un point à mi-chemin entre la Terre et l’équiant, et la planète se déplace sur un cercle (l’épicycle) centré sur un point du déférent. Le mouvement se fait à une vitesse angulaire constante par rapport à l’équiant.

L’observation révéla bientôt que cette vision du cosmos ne suffisait pas à expliquer les mouvements apparents des planètes. En particulier, un mouvement sur une sphère concentrique avec la Terre n’expliquait pas le mouvement rétrograde des planètes (voir Chapitre 2). Afin d’expliquer les mouvements observés des planètes, les astronomes à partir d’Hipparque (-190 à -120) élaborèrent des théories de plus en plus compliquées qui aboutirent au modèle de Ptolémée (85 à 165). Selon ce modèle (Fig. 1.2), une planète se déplace sur une trajectoire circulaire appelée épicycle dont le centre se meut sur une autre trajectoire circulaire, le déférent, qui est centré sur un point imaginaire

à mi-chemin entre la Terre et un point appelé l'équant. Le mouvement de la planète se fait à une vitesse uniforme, non pas par rapport à la Terre, mais par rapport à l'équant. Ce modèle resta d'application en Occident jusqu'au 16^{ème} siècle.

Pourtant, dès l'Antiquité, il y avait eu des propositions de modèles héliocentriques. Selon certaines sources, des astronomes indiens du 9^{ème} siècle avant notre ère avaient déjà proposé un tel modèle. Aristarque de Samos (-310 à -230) proposa sur base d'une évaluation du diamètre du Soleil que celui-ci, et non la Terre, devait se trouver au centre de l'Univers. Au 5^{ème} siècle, l'astronome indien Âryabhata (476 - 550) proposa que la Terre tourne autour d'elle-même et du Soleil. Des idées similaires furent élaborées par certains astronomes perses et arabes au Moyen Âge. En 1543, l'astronome polonais Nicolas Copernicus (1473 - 1543) publia son modèle héliocentrique. Toutefois, pour expliquer les mouvements des planètes, le modèle de Copernicus faisait toujours appel à des épicycles et déférents. Irrité par les imperfections du modèle de Copernicus, l'astronome danois Tycho Brahe (1546 - 1601) se mit à observer la position de la planète Mars¹ avec une précision inégalée pour l'époque. Le but de Tycho Brahe était de démontrer la validité de son propre modèle géo-héliocentrique (les planètes tournant autour du Soleil, celui-ci et la Lune tournant à leur tour autour de la Terre). Afin d'interpréter ses observations, Brahe engagea le mathématicien allemand Johannes Kepler (1571 - 1630). Kepler utilisa les observations de Brahe et en tira les lois des mouvements planétaires qui portent aujourd'hui son nom. Les planètes, en ce compris la Terre, se déplacent autour du Soleil sur des trajectoires elliptiques. Les observations des lunes de Jupiter par Galileo Galilei (1564 - 1642), à l'aide de sa lunette, apportèrent une preuve supplémentaire au modèle héliocentrique qui s'imposa peu à peu.



Figure 1.3: Les acteurs principaux de la révolution héliocentrique en Europe. De gauche à droite: Nicolas Copernicus, Tycho Brahe, Johannes Kepler, et Galileo Galilei.

En 1687, Isaac Newton (1643 - 1727) publia la théorie de la gravitation qui ouvrit la voie à la prédiction des mouvements des astres selon des lois mathématiques claires. Edmond Halley (1665 - 1742) utilisa ces lois pour prédire avec succès le retour de la comète de 1682 pour l'année 1758. Par la suite, des générations d'astronomes-mathématiciens dont Leonhard Euler (1707 - 1783), Joseph-Louis Lagrange (1736 - 1813), et Pierre Simon de Laplace (1749 - 1827) développèrent des outils mathématiques de plus en plus sophistiqués afin d'appliquer la théorie de Newton à des problèmes de plus en plus complexes². En 1846, la théorie des perturbations de mouvements planétaires issue de ces travaux permit à Urbain Le Verrier (1811 - 1877) de prédire avec succès la position

¹Pour certaines de ses observations, Tycho Brahe était assisté par sa soeur Sophia (1556 - 1643).

²Des efforts considérables furent déployés pour l'étude du problème de plus de deux corps interagissant par la gravitation, notamment en vue d'évaluer la stabilité à long-terme du Système Solaire.

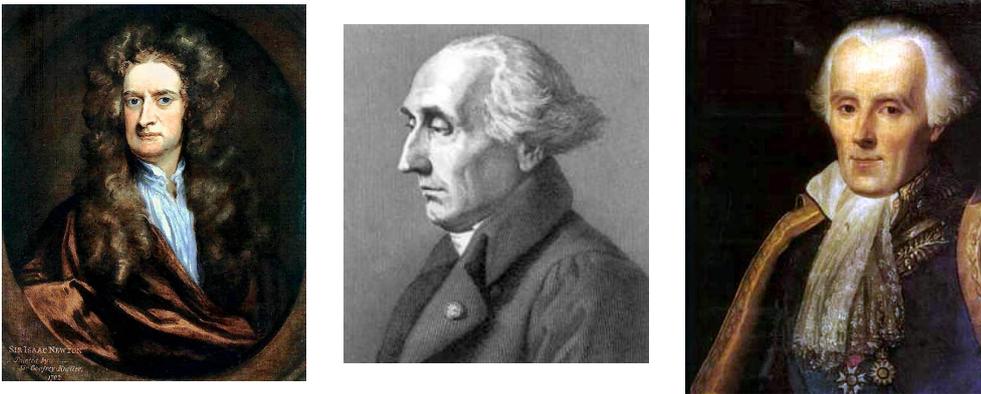


Figure 1.4: Les pères de la mécanique céleste. De gauche à droite: Isaac Newton, Joseph-Louis Lagrange, et Pierre-Simon de Laplace.

exacte d'une nouvelle planète (Neptune), responsable des irrégularités du mouvement de la planète Uranus qui avait été découverte en 1781 par William Herschel (1738 - 1822).

Le mouvement des astres étant expliqué par la théorie de la gravitation universelle, les recherches des astronomes se tournèrent peu à peu vers une étude plus approfondie des propriétés des astres. Fin du 19^{ème}, début du 20^{ème} siècle, le développement des télescopes (voir Sect. 1.2) et les progrès au niveau de la compréhension de la structure microscopique de la matière, par exemple via le modèle de Niels Bohr (1885 - 1962), permirent l'émergence de l'astrophysique. Le nouveau défi était d'interpréter la lumière en provenance des astres (décomposée en son spectre) pour en tirer les informations sur les propriétés physique (température, composition,...) de ces astres. Parmi les pionniers de cette discipline, il y a Angelo Secchi (1818 - 1878), un groupe de femmes astronomes d'Harvard, dont Williamina Fleming (1857 - 1911), Annie Cannon (1863 - 1941), Antonia Maury (1866 - 1952) et Henrietta Leavitt (1868 - 1921), ainsi qu'Ejnar Hertzsprung (1873 - 1967) et Henry Norris Russell (1877 - 1957), Arthur Eddington (1882 - 1944) et Cecilia Payne-Gaposchkin (1900 - 1979).

En parallèle, la théorie de la relativité générale élaborée par Albert Einstein (1879 - 1955) se substitua à la théorie de Newton pour décrire les interactions gravitationnelles extrêmes³, et Einstein proposa lui-même un modèle cosmologique d'Univers homogène fini et statique. Les travaux de Vesto Slipher (1875 - 1969), Heber Curtis (1872 - 1942), Ernst Öpik (1893 - 1985), Milton Humason (1891 - 1972) et Edwin Hubble (1889 - 1953) entre 1910 et 1930 montrèrent que les nébuleuses spirales se situent en dehors de notre Galaxie et s'éloignent de nous à grande vitesse. Ceci était conforme au modèle d'un Univers en expansion proposé pour la première fois par Georges Lemaître (1894 - 1966) qui déboucha sur le concept de l'atome primitif, par la suite appelé modèle du Big Bang. Ce modèle connut une confirmation spectaculaire avec la découverte du rayonnement de fond cosmologique par Arno Penzias (*1933) et Robert Wilson (*1936) en 1964. Les données observationnelles se sont considérablement améliorées depuis cette époque, et les modèles théoriques de cosmologie moderne sont devenus de plus en plus sophistiqués. A l'heure actuelle, la cosmologie constitue un des domaines de recherche les plus actifs de l'astrophysique.

En quelques siècles, notre conception de l'Univers a donc radicalement changée. Non-seulement la Terre n'est pas au centre de l'Univers, mais les scientifiques ont peu-à-peu pris conscience de l'immensité de l'Univers et de l'évolution de celui-ci.

³La théorie de Newton ne permettant pas de décrire une distribution uniforme et infinie de masses, elle ne peut être appliquée à l'Univers à grande échelle.



Figure 1.5: Les pères de la cosmologie moderne. A gauche, Albert Einstein, au milieu Edwin Hubble et à droite Georges Lemaître.

1.2 Les moyens d'observation

L'astronomie et l'astrophysique sont des sciences basées sur l'observation de la lumière émise ou réfléchiée par les astres. A l'exception de la planétologie du Système Solaire où des mesures directes sont maintenant possibles grâce aux sondes spatiales (voir ci-dessous), et de la mesure de neutrinos ou d'ondes gravitationnelles, les astronomes et astrophysiciens doivent extraire toute l'information de la lumière qu'ils captent avec leurs instruments.

L'histoire de l'astronomie moderne est donc indissociable de celle des moyens d'observation. L'ensemble des observations astronomiques depuis la nuit des temps jusqu'au début du 17^{ème} siècle avait été réalisé à l'oeil nu. En 1609, les premières observations astronomiques au moyen d'une lunette combinant deux lentilles furent rapportées par Thomas Harriot (1560 - 1621) et Galileo Galilei. Des variantes de lunettes furent proposées par la suite, et en 1672 Newton proposa un télescope utilisant des miroirs réfléchissants au lieu de lentilles. Grâce aux lunettes et aux télescopes, il devint possible d'observer le ciel avec nettement plus de précision. Si les premiers instruments furent de taille modeste, des télescopes de plus en plus grands virent le jour par la suite. Cette évolution culmina une première fois au début du 20^{ème} siècle avec la construction des observatoires de Yerkes (réflecteur de 1.02 m), Mont Wilson (réflecteur de 2.5 m) et Mont Palomar (réflecteur de 5.1 m) sous l'impulsion de George Ellery Hale (1868 - 1938). A la fin du 20^{ème} siècle, une nouvelle révolution se mit en marche qui aboutit à des télescopes avec des miroirs primaires de 8 à 10 m de diamètre (VLT, Keck,...). Actuellement, des travaux pour des télescopes encore plus pharaoniques ont commencé. Ainsi, l'E-ELT (European - Extremely Large Telescope) devrait avoir un miroir primaire de 39 m de diamètre pour une surface collectrice de 1116 m². Néanmoins, à côté de ces géants, il ne faut pas négliger le rôle que peuvent jouer des télescopes de taille relativement modeste équipés d'une instrumentation moderne et dédiés à un type d'observations spécifique (par ex. le suivi quasi-quotidien de sources variables).

Toutefois, ces télescopes terrestres ne peuvent pas observer le ciel sur l'ensemble du spectre électromagnétique. En effet, l'atmosphère terrestre n'est transparente que dans certains domaines, appelés fenêtres atmosphériques (voir Chapitre 3). La plus importante de ces fenêtres est celle du domaine visible qui fût donc tout naturellement le domaine classique de l'observation astronomique. Pourtant, les domaines des rayons γ , des rayons X, de l'ultraviolet, de l'infrarouge, inaccessibles ou partiellement inaccessibles depuis le sol terrestre, offrent une vue inédite sur certains phénomènes dans l'Univers. L'observation de l'Univers dans ces longueurs d'onde requiert de placer des instruments au-dessus de l'atmosphère terrestre. En octobre 1957, l'Union Soviétique lança le premier satellite artificiel Spoutnik 1. C'était le début de l'ère spatiale qui offrit aux scientifiques de nouvelles opportunités dont la possibilité d'observer l'Univers en dehors de l'atmosphère terrestre et la possibilité de visiter directement les objets du Système Solaire et d'y faire des mesures in-situ.



Figure 1.6: De gauche à droite: réplique du réflecteur de Newton (image The Royal Society), télescope de 5.1 m du Mont Palomar (image Palomar/Caltech), vue aérienne des quatre dômes du Very Large Telescope (image ESO).



Figure 1.7: Deux exemples de missions spatiales scientifiques. A gauche: le télescope spatial Hubble de la NASA (image spacetelescope.org). A droite le rover lunaire chinois Yutu de la mission Chang'e 3 (image space.com).

Les missions d'étude du Système Solaire peuvent être classées en différentes catégories de complexité croissante: sondes en survol (par ex. Voyager 1 & 2,...), sondes en orbite (par ex. Cassini-Huygens,...), atterrisseurs immobiles (par ex. Viking 1 & 2,...), rovers se déplaçant à la surface d'un corps céleste (par ex. Curiosity, Yutu,...), missions de retour d'échantillons (par ex. missions Apollo, sonde Genesis,...), etc. Les missions spatiales scientifiques en service ou ayant volé depuis le début des années 1960 sont bien trop nombreuses que pour toutes les citer ici. Pour les astrophysiciens modernes, les observatoires spatiaux font partie des outils d'étude de l'Univers au même titre que les grands observatoires terrestres.

1.3 Astronomie et mathématiques

L'astronomie et les mathématiques partagent une longue histoire commune, montrant la symbiose entre les deux disciplines. D'une part, bon nombre de grands noms de l'histoire de l'astronomie étaient aussi des mathématiciens. Ces scientifiques de l'Antiquité jusqu'au 19ème siècle ne se limitaient pas à un seul domaine de travail, mais s'intéressaient souvent à diverses disciplines de la science, de la philosophie et parfois aussi aux para-sciences⁴. Mais, avant tout, il est intéressant de constater qu'au fil du temps, bon nombre d'outils mathématiques ont trouvé des applications directes en astronomie (la géométrie d'abord, puis l'analyse mathématique). Dans certains cas, des outils nouveaux ont même été développés dans le but de résoudre des problèmes astronomiques. Ainsi, par exemple, les fonctions de Bessel et les polynômes de Legendre sont des outils indispensables à la mécanique céleste, et le calcul tensoriel simplifie considérablement les calculs en relativité générale.

⁴Citons par exemple le cas de Newton qui, en plus de ses travaux en astronomie, mathématiques et optique, s'intéressa à la théologie et pratiqua l'alchimie.

Chapitre 2

Les mouvements de la Terre

‘E pur si muove!’ (‘Et pourtant elle tourne!’). Cette célèbre phrase, attribuée à Galileo Galilei reflète le fait que les mouvements de la Terre et leurs conséquences sur notre perception du Cosmos ont longtemps constitué un sujet de débats scientifiques et philosophiques. Dans ce chapitre, nous allons d’abord considérer le mouvement de rotation de la Terre sur elle-même, puis sa révolution autour du Soleil, et finalement examiner comment ces mouvements influencent l’aspect du ciel vu depuis la Terre.



Figure 2.1: Pose de près de 6 heures de temps d’intégration en direction du pôle céleste nord, prise depuis l’Observatoire de Haute Provence. Les arcs de cercle décrits par les étoiles illustrent le mouvement de rotation de la Terre. La trace verte est produite par le laser de la station géophysique de l’observatoire.

2.1 Rotation

La Terre tourne d’ouest en est autour d’un axe reliant les pôles nord et sud. Elle effectue une rotation de 2π radians par rapport aux étoiles en 23 h 56 min 4.1 s (jour sidéral = 86164 s) et une rotation de 2π radians par rapport au

Soleil en 24 h (= jour solaire moyen = 86400 s, voir Sect. 2.2). Cette rotation, appelée mouvement diurne, produit l'alternance jour/nuit en un point donné de la surface de la Terre. Une autre conséquence est que, pour un observateur terrestre, les astres très lointains, en réalité immobiles sur l'échelle de temps de la rotation, semblent tourner autour du pôle céleste (= projection du pôle géographique sur la sphère céleste) comme illustré à la Fig. 2.1. Pour un observateur sur Terre, les astres (y compris le Soleil, la Lune et les planètes) se lèvent à l'est et se couchent à l'ouest.

2.2 Révolution

La Terre tourne autour du Soleil dans le sens trigonométrique vu depuis le nord. Par rapport aux étoiles, elle effectue une révolution autour du Soleil en 365.25637 jours solaires moyens (année sidérale). Ce mouvement se fait dans un plan qu'on appelle l'écliptique. La trajectoire de la Terre autour du Soleil est une ellipse de faible excentricité ($e = 0.0167$). La Terre atteint son périhélie (distance minimum au Soleil) début janvier, et est à l'aphélie (distance maximale au Soleil) début juillet.

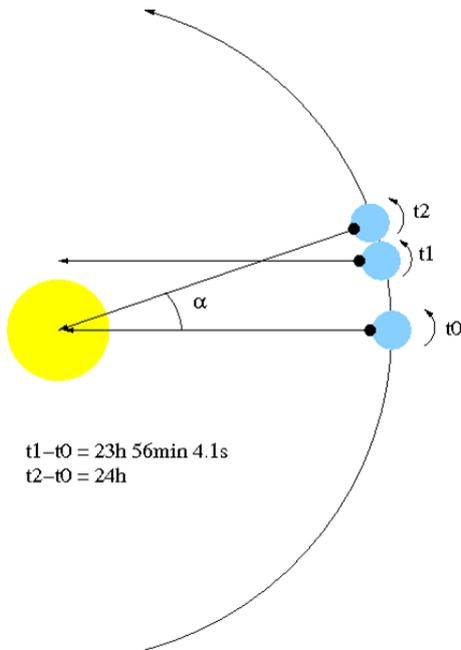


Figure 2.2: Différence entre jour sidéral (intervalle $t_1 - t_0$) et jour solaire moyen (intervalle $t_2 - t_0$).

C'est la combinaison du mouvement de rotation et du mouvement de révolution qui est à l'origine de la différence entre jour sidéral et jour solaire moyen.

Considérons un observateur sur la Terre (matérialisé sur la Fig. 2.2 par le point noir). L'observateur revient à la même position par rapport aux étoiles lointaines après un jour sidéral (rotation de 2π radians sur la durée $t_1 - t_0$). Si l'instant t_0 correspond à midi local (observateur aligné avec la direction Terre-Soleil), l'instant t_1 ne correspondra pas pour autant au midi local du jour suivant. En effet, au cours du jour sidéral, la Terre a progressé sur son orbite autour du Soleil et il faut donc que la Terre tourne encore un peu pour que l'observateur retrouve la position de midi local. D'après la Fig. 2.2, si on désigne par α , l'angle parcouru par la Terre sur son orbite au cours de l'intervalle $t_2 - t_0$, la position du midi local sera atteinte en t_2 , avec

$$\frac{2\pi + \alpha}{t_2 - t_0} = \frac{2\pi}{t_1 - t_0}$$

$t_2 - t_0$ est appelé le jour solaire moyen (intervalle de temps moyen entre deux midis locaux) et vaut par définition 24 h. Or,

$$\alpha = \frac{2\pi}{365.256}$$

$$\Rightarrow t_1 - t_0 = 0.99727 \text{ jour solaire moyen.}$$

Le temps qui s'écoule entre deux passages au méridien du Soleil est donc environ 4 min plus long que le temps qu'il faut à la Terre pour accomplir une rotation autour de son axe. Comme l'orbite de la Terre autour du Soleil est une ellipse et non un cercle, le temps additionnel varie au cours de l'année entre 3.5 et 4.5 min. L'effet cumulatif de ces écarts par rapport à la valeur moyenne de 4 min donne lieu à une correction à apporter à l'heure indiquée par un cadran solaire qu'on appelle l'équation du temps (cfr. séance de TP sur l'équation du temps).

L'axe de rotation de la Terre est incliné de $23^{\circ} 27' 8.26'' = 23.452^{\circ}$ par rapport à la normale au plan de l'écliptique. En première approximation, l'axe de rotation terrestre garde une direction fixe au cours de la révolution de la Terre autour du Soleil¹. Comme l'axe de rotation de la Terre est incliné par rapport à l'axe du plan de l'écliptique, la durée d'ensoleillement quotidien en un point de la Terre change au cours de l'année. C'est ce phénomène qui est à l'origine du cycle des saisons.

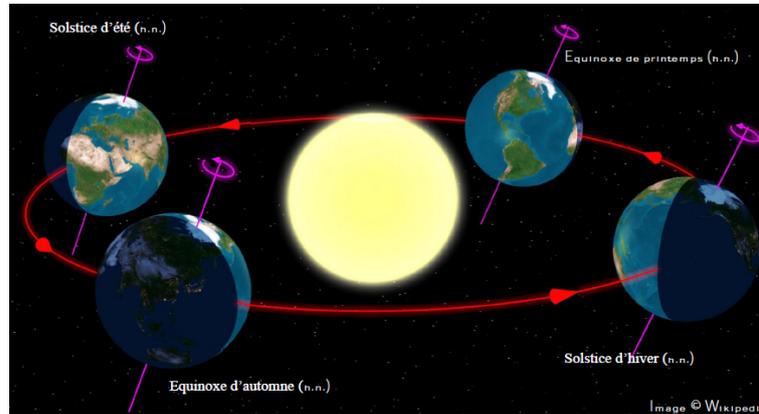


Figure 2.3: Origine des saisons sur la Terre.

En un lieu donné, la hauteur du Soleil au-dessus de l'horizon à midi local culmine au moment du solstice d'été (durée maximale d'ensoleillement) et est au plus bas au solstice d'hiver (durée minimale d'ensoleillement). Dans l'hémisphère nord, le solstice d'été se produit autour du 21 juin et le solstice d'hiver le 21 ou le 22 décembre. En un lieu de latitude géographique λ , l'élévation du Soleil au-dessus de l'horizon² à midi local au solstice d'été (de l'hémisphère nord) est de

$$90^{\circ} + 23.452^{\circ} - \lambda = 113.452^{\circ} - \lambda$$

Cette même élévation vaut

$$90^{\circ} - 23.452^{\circ} - \lambda = 66.548^{\circ} - \lambda$$

au solstice d'hiver (de l'hémisphère nord).

Aux équinoxes de printemps et d'automne, le Soleil reste exactement 12 h au-dessus de l'horizon et 12 h sous l'horizon, et ceci s'applique en chaque point de la Terre. Ces équinoxes se produisent autour du 20 mars et entre le 22 et 23 septembre. A ces dates, l'élévation du Soleil à midi local vaut alors

$$90^{\circ} - \lambda$$

A partir de ces constatations, on peut définir quatre cercles parallèles sur la Terre correspondant à des latitudes géographiques particulières. Au solstice d'été de l'hémisphère nord, le Soleil se trouve au zénith à midi local si $\lambda = +23.452^{\circ}$. Cette latitude définit le tropique du Cancer. A la même date, le Soleil rase l'horizon nord à midi au cercle polaire antarctique ($\lambda = -66.548^{\circ}$). Pour des latitudes plus négatives au-delà du cercle polaire antarctique, le Soleil ne se lève pas du tout au-dessus de l'horizon à ce moment. De la même manière, au solstice d'hiver de l'hémisphère nord, le Soleil passera au zénith à midi pour $\lambda = -23.452^{\circ}$ ce qui définit la latitude du tropique du Capricorne, et le Soleil rasera l'horizon sud à midi au cercle polaire arctique ($\lambda = +66.548^{\circ}$).

L'amplitude de la variation de la durée d'ensoleillement dépend de la latitude géographique du lieu considérée. Elle est minimum à l'équateur et augmente avec la valeur absolue de la latitude.

¹Sous l'effet des attractions de la Lune et du Soleil, l'axe de rotation effectue un mouvement de précession en 25800 ans auquel se superpose un mouvement de nutation de faible amplitude avec une période de 18.6 ans.

²Ici des élévations de 0° et 180° correspondent aux horizons sud et nord, respectivement. Une valeur de 90° correspond au zénith.

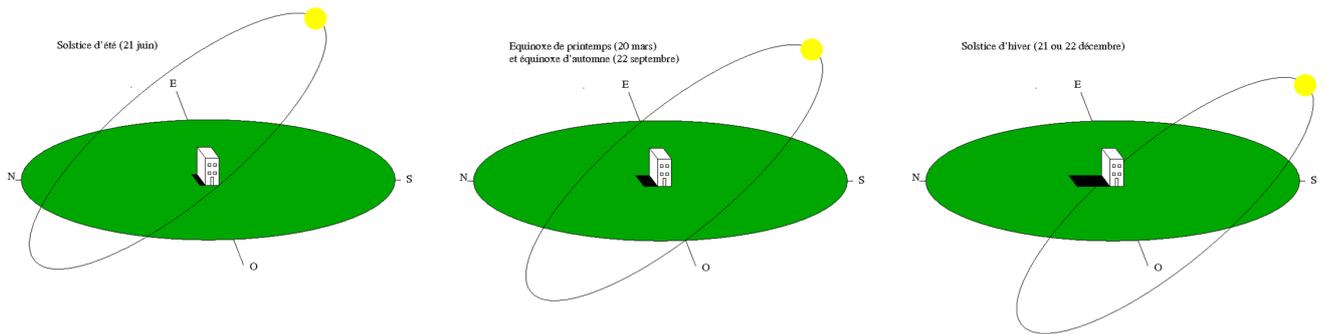


Figure 2.4: Trajectoire apparente du Soleil dans le ciel au moment des équinoxes et des solstices pour un lieu dans l'hémisphère nord. La position du Soleil et la longueur des ombres sont illustrés pour l'instant de midi local.

2.3 L'aspect du ciel vu depuis la Terre

La position du Soleil dans le ciel a été utilisée par nos ancêtres pour mesurer les rythmes du temps. L'illustration la plus évidente en est le cadran solaire qui mesure le temps solaire vrai (par ex. Fig. 2.5).



Figure 2.5: Cadran solaire sur la façade de l'église du village de Saint-Michel l'Observatoire en Haute Provence (France). On y distingue les analemmes tracés pour convertir l'heure solaire vraie en heure solaire moyenne.

L'effet combiné de l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre et de l'excentricité de l'orbite terrestre autour du Soleil fait que le Soleil ne passe pas toujours au méridien local à midi local. Ces effets rendent le temps solaire vrai peu pratique pour la mesure précise du temps. Par commodité, on a donc défini un temps solaire moyen, basé sur la position d'un Soleil fictif se déplaçant autour de la Terre dans le plan de l'équateur en exactement 24 h.

La position apparente du Soleil à midi local au cours de l'année produit l'analemme, une courbe en forme de 8 qui traduit la correction à apporter à l'heure indiquée par un cadran solaire pour y lire l'heure solaire moyenne. L'analemme résulte de l'équation du temps (Fig. 2.5, voir aussi le TP à ce sujet).

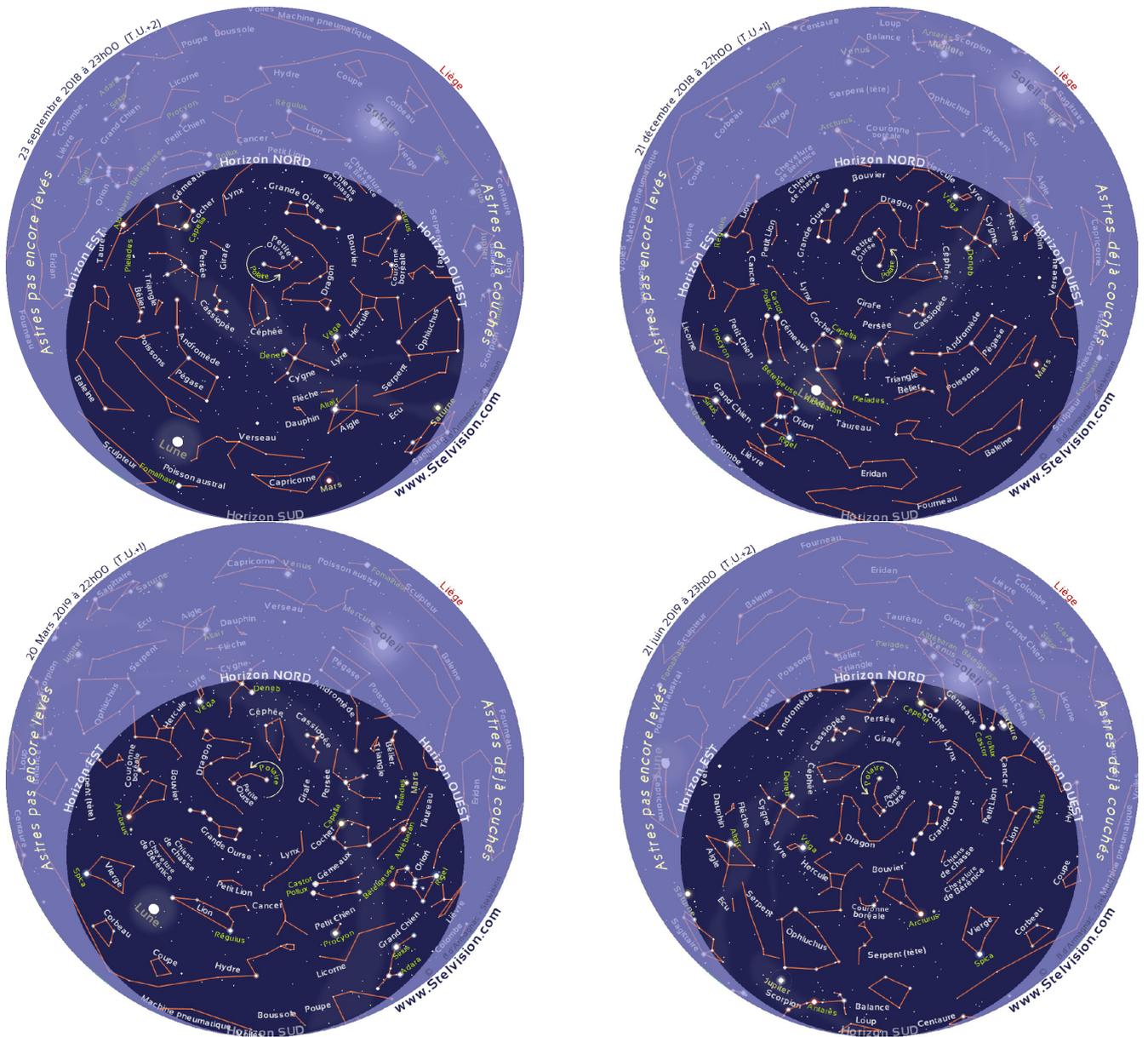


Figure 2.6: Portion du ciel observables depuis Liège à 21h00 temps universel aux dates des équinoxes d'automne (en haut à gauche), de solstice d'hiver (en haut à droite), équinoxe de printemps (en bas à gauche) et solstice d'été (en bas à droite) pour les douze prochains mois.

Dans le but d'harmoniser les horaires de transports et de simplifier les communications, on a introduit 24 fuseaux horaires en utilisant le méridien de Greenwich comme référence. Le temps universel (TU) est défini comme le temps solaire moyen au méridien de Greenwich.

En raison de la révolution de la Terre autour du Soleil, la position apparente du Soleil par rapport aux étoiles varie au cours de l'année. De la même manière, l'aspect du ciel nocturne observable à une heure donnée varie au cours de l'année (voir Fig. 2.6).

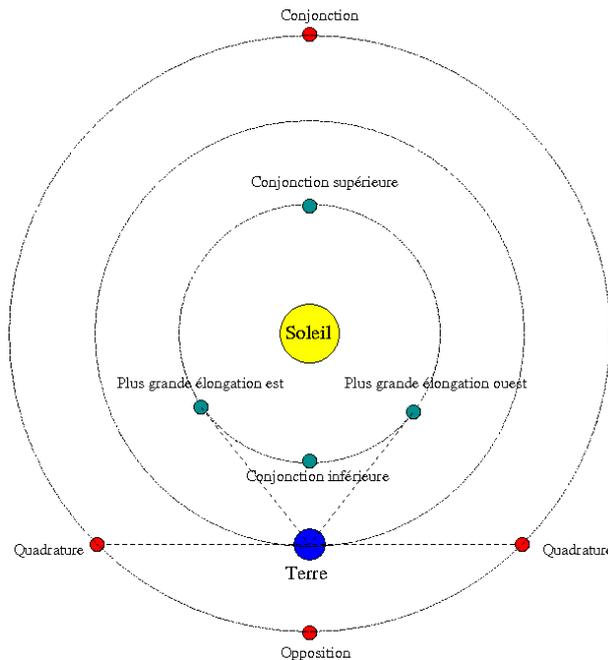


Figure 2.7: Définition des configurations planétaires particulières.

Le mouvement de la Terre et des autres planètes du Système Solaire autour du Soleil produit des changements des positions apparentes relatives des planètes et du Soleil. On dénote plusieurs positions particulières illustrées à la Fig. 2.7. Pour une planète inférieure (Mercure ou Vénus) la plus grande élongation se produit lorsque la ligne Terre-planète est tangente à la trajectoire de la planète. L'élongation maximale ouest correspond à une visibilité de la planète le matin avant le lever du Soleil, alors que l'élongation maximale est correspond à une visibilité le soir après le coucher du Soleil. Pour une planète supérieure, la meilleure période d'observabilité est autour de l'opposition. Dans tous les cas, une planète sera invisible depuis la Terre lors d'une conjonction avec le Soleil.

Le fait que la vitesse angulaire de la Terre sur son orbite autour du Soleil soit plus grande que celle d'une planète supérieure produit le phénomène de mouvement rétrograde au voisinage de l'opposition. En effet, autour de cette date, la Terre rattrape et dépasse la planète dans son mouvement par rapport au Soleil (voir Fig. 2.8).

La Terre possède un seul satellite naturel, la Lune, qui orbite une fois en 27.322 jours autour de la Terre. Les variations d'illumination par le Soleil produisent le cycle des phases lunaires. En raison de la révolution de la Terre autour du Soleil, une lunaison (cycle entre deux pleines lunes) dure 29.53 jours.

L'éclairage de la partie visible de la Lune par la lumière solaire change au cours de la lunaison (Fig. 2.9), produisant ainsi les phases bien connues de la Lune, passant successivement de la nouvelle lune (conjonction avec le Soleil)

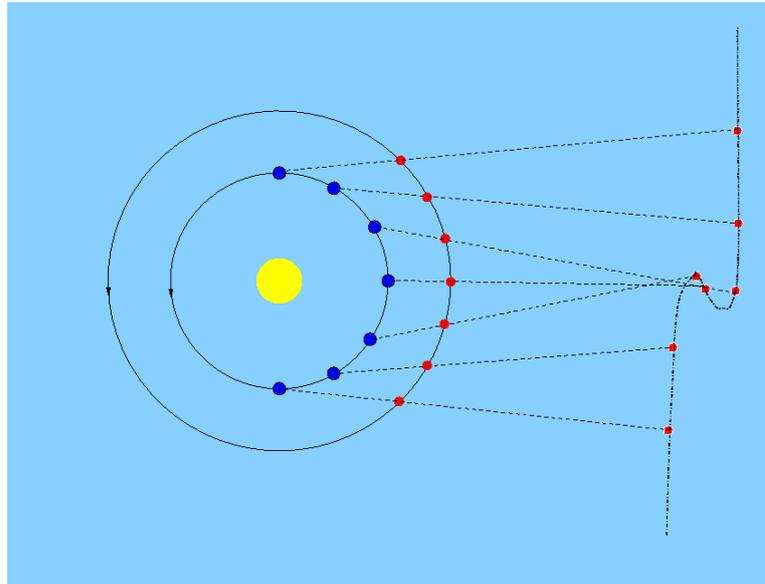


Figure 2.8: Illustration du mouvement rétrograde pour une planète supérieure près de son opposition.

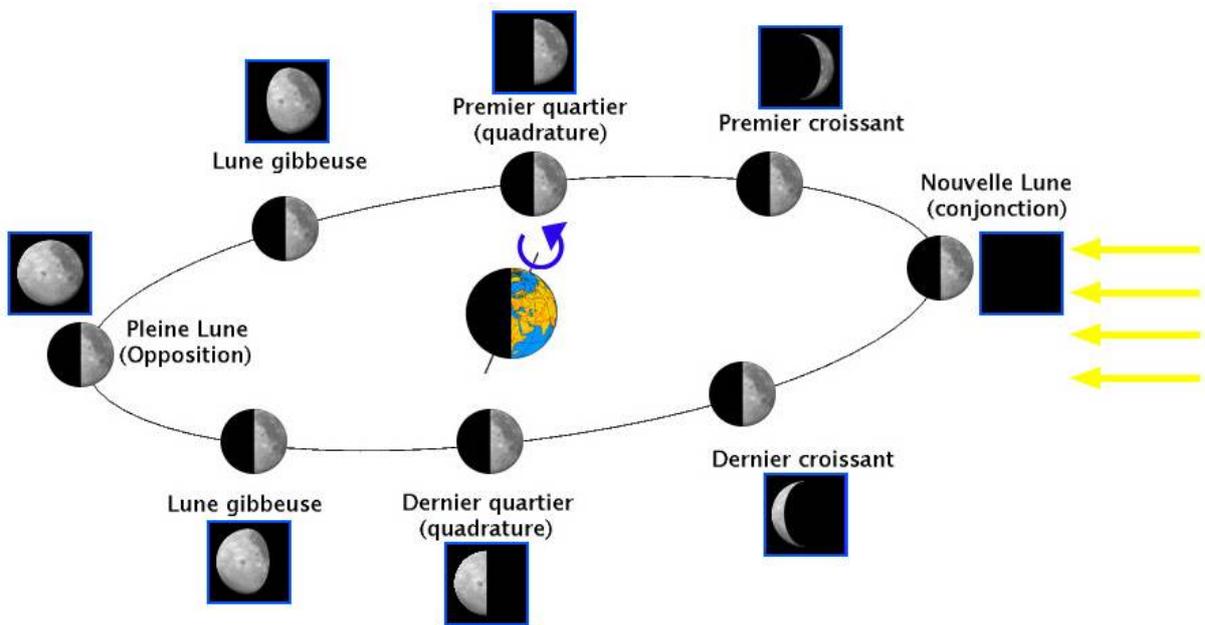


Figure 2.9: Illustration de l'origine des phases de la Lune.

au premier quartier (quadrature), puis à la pleine lune (opposition) et finalement au dernier quartier (quadrature), avant de recommencer le cycle par la phase de la nouvelle lune.

Lorsque la Lune passe exactement entre le Soleil et la Terre (nouvelle lune), il se produit une éclipse de Soleil (Fig. 2.10). Puisque le diamètre de la Lune est environ 400 fois plus petit que celui du Soleil, mais que la Lune se trouve 400 fois plus proche de la Terre que le Soleil, la Lune et le Soleil ont des diamètres angulaires apparents

quasi identiques vu depuis la Terre. Cette situation entraîne la possibilité d'observer des éclipses totales. Toutefois, par suite des variations de la distance Terre-Lune en raison de l'excentricité de l'orbite lunaire et Terre-Soleil en raison de l'excentricité de l'orbite terrestre, certaines éclipses sont plutôt annulaires. La zone de totalité d'une éclipse solaire est une bande très mince (voir Fig. 2.11). Il faut cependant remarquer qu'il ne se produit pas d'éclipse solaire à chaque nouvelle lune. Ceci est dû au fait que l'orbite lunaire est inclinée de 5.1° par rapport à l'écliptique. Pour observer une éclipse, il faut donc que la Lune passe par le noeud ascendant ou descendant de son orbite au moment de la nouvelle lune. De la même manière, lorsque la Terre passe exactement entre le Soleil et la Lune (phase de la pleine lune), il se produit une éclipse de Lune (Fig. 2.10) à condition que la Lune traverse simultanément un des noeuds de son orbite.

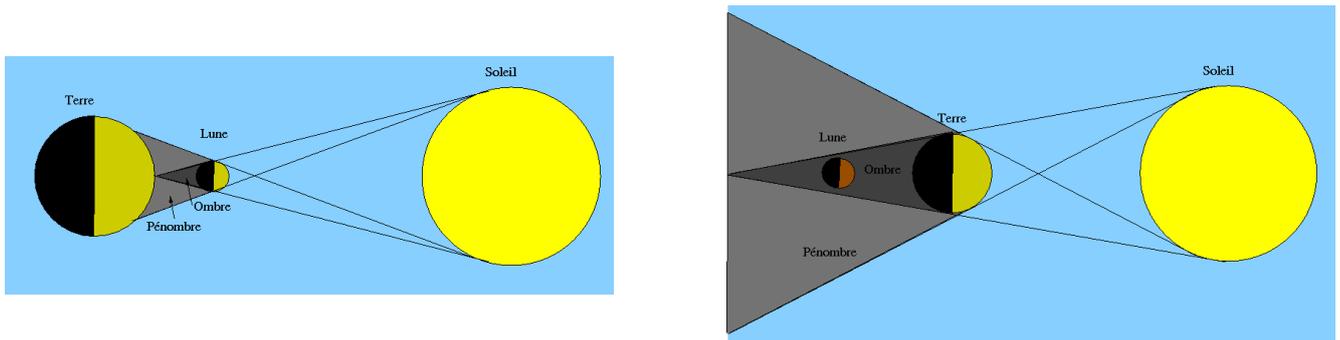


Figure 2.10: Représentation schématique du phénomène d'éclipse solaire (à gauche) et lunaire (à droite). Les dimensions des astres et leurs distances ne sont pas à l'échelle. Les zones concernées par l'ombre donnent une éclipse totale, alors que les observateurs situés dans la pénombre voient une éclipse partielle.

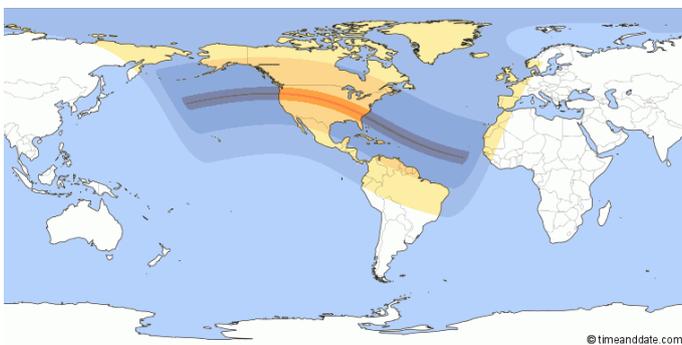


Figure 2.11: A gauche: carte de visibilité de l'éclipse solaire totale du 21 août 2017 (image timeanddate.com). La zone de totalité correspond à la bande rouge, alors que l'éclipse atteint plus de 90% de totalité dans la bande orange. A droite: déroulement d'une éclipse annulaire vue depuis le Japon en 2012 (image Kazuhiro Nogi/AFP/GettyImages).

Aux mouvements de la Terre autour du Soleil, il faut ajouter le mouvement du Soleil autour du centre de la Galaxie. En effet, le Soleil se déplace sur une trajectoire quasi circulaire à une vitesse d'environ 220 km s^{-1} autour du centre de la Voie Lactée (voir section 6.1). On estime qu'il lui faut environ 220 à 250 millions d'années pour accomplir une révolution.

Chapitre 3

La lumière, messagère céleste

A l'exception de la planétologie où les sondes spatiales permettent d'effectuer des mesures in-situ, l'étude des astres repose sur l'analyse de la lumière que nous captions en provenance de ceux-ci. Il est donc important de bien comprendre ce qu'est la lumière et ce que ses propriétés nous apprennent sur la physique des sources émettrices.

3.1 La lumière

En physique, le terme lumière désigne l'ensemble des rayonnements électromagnétiques depuis les ondes radio jusqu'aux rayons γ . Selon la façon d'étudier la lumière, celle-ci se comporte

- tantôt comme une onde électromagnétique (oscillation d'un vecteur champ électrique et d'un vecteur champ magnétique dans deux plans perpendiculaires, voir Fig. 3.1) caractérisée par une longueur d'onde (λ) et une fréquence (ν) qui satisfont à la relation

$$\lambda \nu = c \quad (3.1)$$

où c est la vitesse de propagation de la lumière dans le vide.

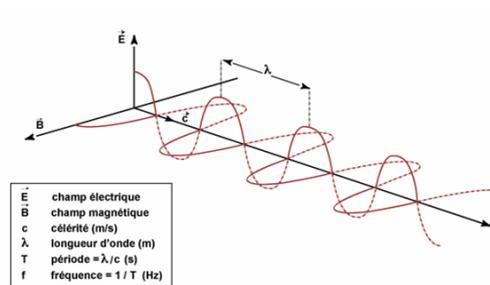


Figure 3.1: Représentation schématique d'une onde électromagnétique.

- tantôt comme un flux de corpuscules d'énergie bien spécifique

$$\epsilon = h \nu \quad (3.2)$$

où h est la constante de Planck.

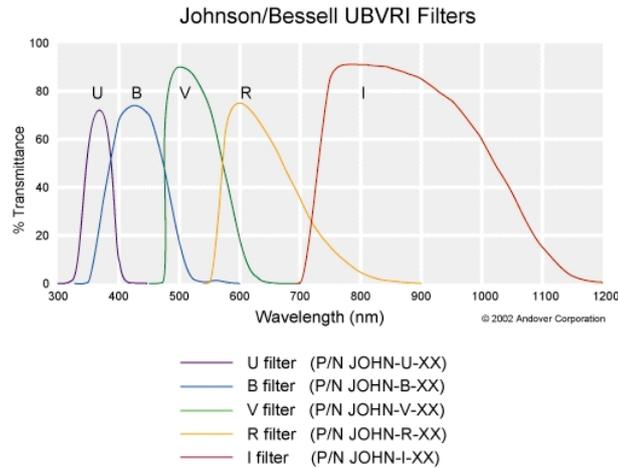


Figure 3.2: Bandes passantes des filtres du système photométrique de Johnson.

En astrophysique, diverses techniques sont employées afin d'étudier la lumière sous tous ses aspects. Les plus importantes sont la photométrie (mesure de l'intensité de la lumière émise en comptant les photons reçus pendant la durée de la mesure) et la spectroscopie (décomposition de la lumière en ses différents composants en fonction de leur longueur d'onde, voir Sect. 3.2).

Afin d'extraire des informations utiles des mesures photométriques, on observe généralement le ciel à travers un système de filtres qui ne laissent passer la lumière que dans un domaine de longueurs d'onde (la bande passante) prédéterminé. La figure 3.2 illustre l'exemple des filtres du système photométrique de Johnson, un des plus utilisés en astrophysique de nos jours.

Pour quantifier les mesures photométriques, les astronomes utilisent le concept de magnitude. Celle-ci s'inspire du système introduit par Hipparque qui classait les étoiles visibles à l'oeil nu en six classes, de la classe 1 pour les étoiles les plus brillantes à la classe 6 pour celles à la limite de visibilité à l'oeil nu. Comme l'oeil humain perçoit la lumière de façon logarithmique, l'échelle de magnitudes utilisée de nos jours est également logarithmique. Ainsi, si \mathcal{F}_λ désigne le flux de lumière à la longueur d'onde λ , et m_W est la magnitude mesurée à travers un filtre de bande passante $W(\lambda)$, on écrira:

$$m_W = -2.5 \log \left[\int_0^\infty \mathcal{F}_\lambda W(\lambda) d\lambda \right] + Cte \quad (3.3)$$

La valeur de la constante est déterminée par un système d'étoiles de référence (des standards photométriques) pour lesquelles on a cherché à avoir des valeurs de la magnitude proches de ce que donnait le système d'Hipparque.

Un objet est donc d'autant plus brillant que la valeur algébrique de sa magnitude est plus petite. Ainsi, Sirius (α CMa), l'étoile la plus brillante du ciel nocturne, a une magnitude de -1.46 dans le filtre V de Johnson.

L'utilisation de plusieurs filtres, permet de définir des indices de couleur comme étant des différences entre magnitudes mesurées à travers ces filtres. L'indice le plus utilisé est $B - V = m_B - m_V$ dont la valeur nous indique si l'étoile est plutôt de couleur bleue ($B - V$ négatif ou petit) ou rouge ($B - V$ positif et grand).

A ce stade, il convient de faire la distinction entre les magnitudes apparentes et les magnitudes absolues. En effet, la quantité de lumière reçue sur Terre en provenance d'une source céleste donnée ne reflète pas directement les propriétés intrinsèques de cette source. La cause principale en est la distance d de la source par rapport à la Terre.

En effet, si L est la luminosité totale de l'étoile (= la puissance totale rayonnée à sa surface dans toutes les directions), alors le flux lumineux mesuré à une distance d vaut $\frac{L}{4\pi d^2}$. Le flux lumineux d'une source diminuant en d^{-2} , deux sources de même intensité intrinsèque mais ayant des distances par rapport à un observateur qui diffèrent d'un facteur 2, n'auront pas la même brillance apparente. Dans notre exemple, la source la plus proche de l'observateur lui paraîtra 4 fois plus brillante que l'autre. Prenons le cas de deux étoiles brillantes. Véga (α Lyr) a une magnitude apparente $m_V = 0.03$, alors qu'Antarès (α Sco) a une magnitude apparente $m_V = 0.91$. Véga est donc apparemment plus brillante d'un facteur $10^{\frac{0.91-0.03}{2.5}} = 2.25$. Toutefois, alors que Véga se trouve à une distance de 7.7 pc^1 , Antarès se trouve elle à une distance de 170 pc , soit 22 fois plus loin que Véga. Dès lors, dans la réalité, c'est Antarès qui est 217 fois plus brillante intrinsèquement que Véga.

On introduit dès lors le concept de magnitude absolue. Celle-ci est définie comme étant la magnitude apparente que l'objet aurait s'il se trouvait à une distance de 10 pc et en absence d'absorption par le milieu interstellaire. Le lien entre magnitude absolue M_W et magnitude apparente m_W s'exprime donc

$$M_W = m_W + 5 - 5 \log d \quad (3.4)$$

où la distance réelle de l'objet d est exprimée en pc. Si nous appliquons cette relation au cas de Véga et d'Antarès, nous trouvons que les magnitudes absolues sont de $+0.60$ et -5.24 , respectivement pour Véga et Antarès. Autre exemple: le Soleil a une magnitude apparente de -26.8 mais ne se trouve qu'à $1.5 \cdot 10^{11} \text{ m}$, soit $4.8 \cdot 10^{-6} \text{ pc}$ de la Terre. Par conséquent, la magnitude absolue du Soleil est de $+4.8$.

3.2 Le spectre

La spectroscopie consiste à décomposer la lumière d'une source en ses différents constituants à l'aide d'un élément dispersif. Ce phénomène peut s'observer dans la nature, par exemple quand les gouttes d'eau dispersent la lumière solaire et forment un arc en ciel. Dans les équipements scientifiques, cette opération se fait soit au moyen d'un prisme, soit au moyen d'un réseau de diffraction. Dans les deux cas, l'élément dispersif dévie les rayons lumineux d'un angle qui dépend de la longueur d'onde. Un rayon rouge ne suivra donc pas le même trajet qu'un rayon bleu (voir Fig. 3.3). En plaçant un détecteur de lumière dans l'appareil, on peut enregistrer l'intensité lumineuse en fonction de la direction de dispersion suivie par la lumière, et donc en fonction de la longueur d'onde.

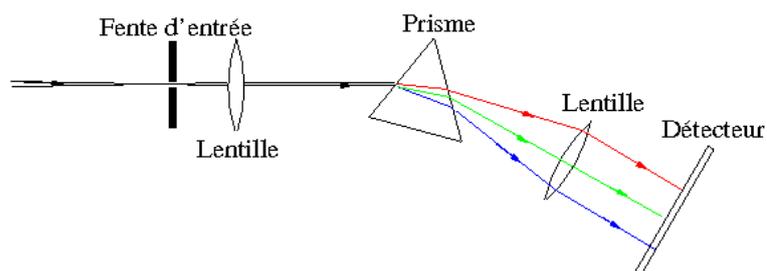


Figure 3.3: Schéma optique simplifié d'un spectrographe utilisant un prisme.

Le spectre d'une source astrophysique est en général composé d'un continuum et de raies.

Intéressons nous d'abord à la composante continue. Le spectre continu du Soleil est souvent décrit comme étant celui d'un corps noir de température 5800 K . Cela peut paraître contradictoire, parce que le Soleil est tout sauf

¹Le parsec (pc) est une unité de distance qui vaut $1 \text{ pc} = 3.09 \cdot 10^{16} \text{ m}$, voir Chapitre 5.

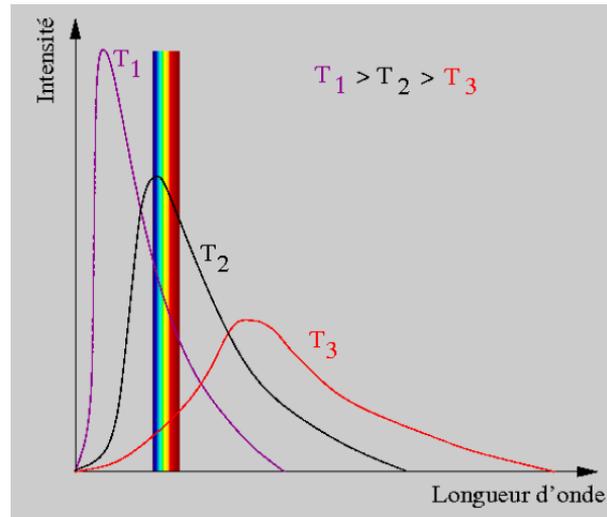


Figure 3.4: Déplacement du maximum d'émission du corps noir en fonction de la température.

noir! En fait, le corps noir est un concept théorique qui représente un corps idéal en équilibre thermodynamique émettant de la lumière à cause de sa température. Comme nous le verrons au Chapitre 4, toute l'énergie que le Soleil rayonne est produite en son coeur, là où se passent les réactions nucléaires. A la vitesse de la lumière, les photons produits au coeur du Soleil mettraient 2 s pour parvenir à la surface. Mais en réalité, il leur faut environ un million d'années pour arriver jusqu'en surface! La raison en est que la matière du Soleil est très dense et donc très opaque. Le photon produit au coeur du Soleil est donc continuellement absorbé par la matière et réémis dans une autre direction. Ainsi, il progresse très lentement, à la manière de la marche d'un ivrogne, depuis le coeur du Soleil jusqu'à sa surface. Cette situation est très proche de celle décrite dans la définition du corps noir.

La loi de Planck, nous dit qu'un corps noir de température T émet en fonction de la fréquence ν selon la relation

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (3.5)$$

En fonction de la longueur d'onde cela donne

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad (3.6)$$

Plus un corps noir est chaud, plus le pic de cette distribution se déplace vers le bleu (Fig. 3.4). C'est la loi de Wien qui s'écrit

$$\lambda_{max} T = 2.898 \cdot 10^7 \quad (3.7)$$

où T et λ sont exprimés en K et en Å, respectivement.

Il en résulte donc qu'une étoile bleue est plus chaude qu'une étoile rouge. Ainsi, Véga est une étoile bleue ($B - V = 0.0$) alors qu'Antarès ($B - V = 1.84$) est une étoile rouge. Les températures de surface de Véga et Antarès sont estimées à 9500 et 3600 K, respectivement.

La puissance totale (intégrée sur tout le spectre électromagnétique) L rayonnée par un corps noir sphérique de rayon R et de température T est donnée par la relation de Stefan:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (3.8)$$

où σ est la constante de Stefan. Par analogie, la puissance totale rayonnée par une étoile, ce qu'on appelle sa luminosité bolométrique, est exprimée comme

$$L_{\text{bol}} = 4 \pi R_*^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (3.9)$$

On introduit ainsi une température effective T_{eff} , sorte de température moyenne de la surface de l'étoile et qui serait la température d'un corps noir rayonnant la même puissance.

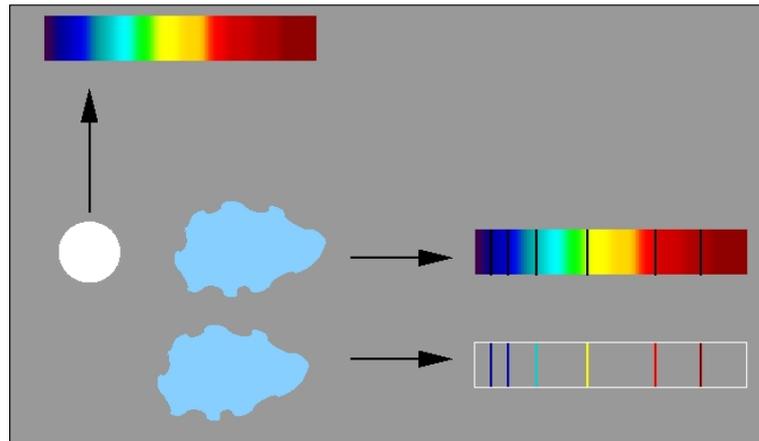


Figure 3.5: Lois de Kirchhoff & Bunsen.

Considérons à présent les raies. Pour commencer, nous allons introduire les lois de Kirchhoff & Bunsen. La figure 3.5 illustre une expérience où une source de lumière blanche continue (par exemple un corps noir) est observée soit directement soit au travers d'un nuage de gaz peu dense. Dans le premier cas, le spectre de la source est un éventail de couleurs passant de manière continue du violet au rouge. On observe donc un spectre continu.

Dans le deuxième cas, on retrouve le spectre continu, mais cette fois-ci il est en plus sillonné de raies noires. Ces raies noires correspondent à des longueurs d'onde où le gaz a absorbé une partie de la lumière en provenance de la source blanche. On parle donc de raies d'absorption.

Considérons finalement une troisième situation où la source blanche éclaire toujours le nuage de gaz mais n'est pas située directement dans l'alignement entre le nuage et l'observateur. Dans ce cas, nous observons des raies brillantes sur un fond noir. En effet, le gaz émet des photons aux mêmes longueurs d'onde où il les a absorbés dans l'exemple précédent. On parle ici de raies d'émission. En revanche, il n'y a pas de continuum dans cette configuration, et le spectre apparaît donc noir entre les raies.

L'origine des raies se trouve dans la structure électronique des atomes qui constituent le gaz. Dans un modèle comme celui de Bohr pour l'atome d'hydrogène, les électrons se trouvent sur des orbitales autour du noyau atomique. Différentes orbitales correspondent à différentes énergies et l'électron peut passer d'une orbitale à une autre en absorbant un photon (l'électron devient excité) ou en émettant un photon (l'électron se désexcite). Mais ces énergies ne peuvent pas être quelconques. Elles sont quantifiées. Dès lors, seuls les photons ayant la bonne énergie (et partant la bonne longueur d'onde) pourront être absorbés ou émis. Les longueurs d'onde des raies spectrales sont donc déterminées par les différences d'énergie entre niveaux électroniques. De cette manière, les raies fournissent un véritable code-barre caractéristique des éléments chimiques qui constituent le nuage de gaz.

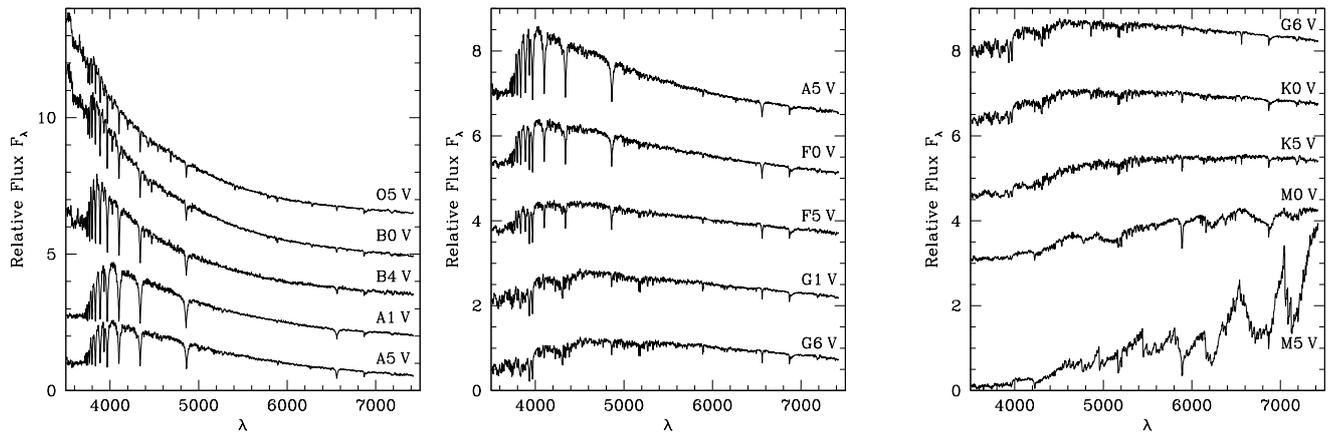


Figure 3.6: Evolution du spectre visible d'une étoile en fonction de sa température depuis les étoiles les plus chaudes (O5) aux plus froides (M5).

Qu'en est-il maintenant des raies dans le spectre des sources astrophysiques? Prenons par exemple le Soleil. Nous avons vu plus haut que le spectre continu du Soleil peut être décrit en première approximation comme un corps noir. Le Soleil est entouré d'une mince atmosphère². La lumière continue traverse donc cette couche de gaz et les différents éléments chimiques qui la constituent vont imprégner leur signature spectrale (leur code-barre) dans le spectre du Soleil. Ainsi, la situation du Soleil ressemble à la deuxième configuration décrite ci-dessus dans le cadre des lois de Kirchhoff & Bunsen. Le spectre du Soleil se compose donc d'un continuum et de raies d'absorption caractéristiques de la composition et de l'état d'excitation du gaz en surface du Soleil. Cette description s'applique à la toute grande majorité des étoiles, mais la forme du continuum et les raies visibles dans le spectre changent en fonction de la température (Fig. 3.6) et de l'état d'évolution de l'étoile. En observant attentivement le spectre d'une étoile, on peut déduire des informations sur les conditions physiques dans l'atmosphère de celle-ci.

3.3 L'effet Doppler

Un phénomène très important se produit lorsque la source de lumière est en mouvement par rapport à l'observateur. En effet, dans ce cas, la longueur d'onde de la lumière perçue par l'observateur dépend de la vitesse de déplacement de la source projetée sur la direction vers l'observateur. Cet effet, découvert par Christian Doppler (1803 - 1853), n'est pas seulement à la base des systèmes de contrôle de vitesse sur les autoroutes, mais joue également un rôle fondamental en astrophysique.

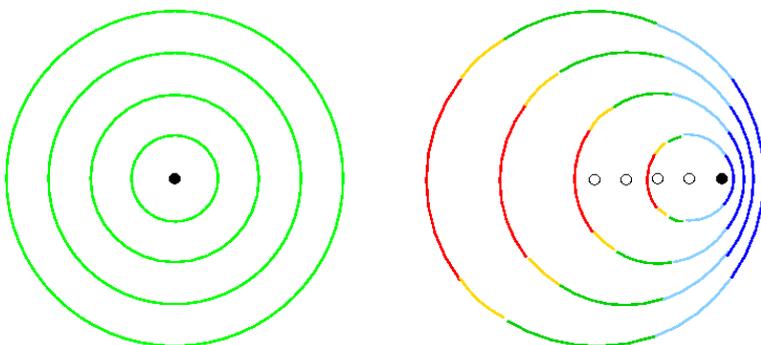


Figure 3.7: Origine de l'effet Doppler. A gauche: une source au repos ne produit aucun effet Doppler. A droite: dans le sens de déplacement de la source les fronts d'onde sont plus rapprochés que dans le sens opposé.

²L'épaisseur de l'atmosphère solaire est d'environ 1000 km, à comparer au rayon solaire qui est de $6.96 \cdot 10^5$ km.

Considérons pour commencer une source de lumière au repos (illustration de gauche de la Fig. 3.7). La source émet de la lumière monochromatique de longueur d'onde λ_0 dans toutes les directions et sur la figure, nous avons représenté des fronts d'onde définis ici comme le lieu géométrique des points où le vecteur champ électrique est maximum. Les différents cercles concentriques, centrés sur la position de la source, correspondent à des fronts d'onde émis à différents instants dans le passé. Leurs rayons sont égaux à $n \lambda_0$ avec n un nombre entier d'autant plus grand que l'émission du front d'onde remonte plus longtemps dans le passé. Pour un observateur extérieur fixe, deux fronts d'onde successifs seront donc toujours séparés d'une distance égale à la longueur d'onde λ_0 .

Considérons à présent la situation illustrée à droite de la Fig. 3.7. Dans cet exemple, la source se déplace à vitesse constante vers la droite. Le point noir donne la position actuelle de la source et les points blancs indiquent sa position au moment de l'émission des différents fronts d'onde. Comme précédemment les fronts d'onde sont des cercles de rayon $n \lambda_0$ centrés sur la position de la source au moment de leur émission. Toutefois, en raison du déplacement de la source, ces cercles ne sont plus concentriques. Pour un observateur fixe situé à droite de la source, la source s'approche de lui et les fronts apparaissent plus rapprochés que si la source était au repos. Dans ce cas, la longueur d'onde mesurée est donc plus petite que λ_0 et la lumière apparaît plus bleue. En revanche pour un observateur situé à gauche, la source s'éloigne et les distances entre fronts d'onde successifs apparaissent donc plus importantes. Dans ce cas, la lumière perçue est plus rouge. Il se produit donc un décalage spectral dont la valeur dépend du rapport entre la vitesse de déplacement de la source dans la direction de l'observateur et la vitesse de la lumière:

$$\frac{(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0} = \frac{v_{\text{rad}}}{c} \quad (3.10)$$

Ici λ est la longueur d'onde perçue par l'observateur et v_{rad} est la vitesse radiale de la source, c'est-à-dire la composante du vecteur vitesse le long de la direction vers l'observateur. Ce dernier aspect est crucial puisqu'il montre que l'effet Doppler n'est pas sensible à la vitesse absolue de l'étoile mais uniquement à la composante radiale de celle-ci.

3.4 Lunettes et télescopes

Les objets étudiés par les astrophysiciens se trouvent à des distances tellement élevées que leurs flux lumineux sont très faibles. Les astronomes et astrophysiciens ont donc recours à des instruments optiques pour collecter un maximum de lumière. Les lunettes et télescopes agissent comme des entonnoirs à photons, la surface de la lentille d'entrée ou du miroir permettant de concentrer les photons reçus sur un détecteur. Afin de collecter un maximum de photons, il faut donc utiliser des télescopes de grand diamètre.

Les lunettes astronomiques ou réfracteurs se composent d'un assemblage de deux lentilles, un objectif (lentille à l'entrée) et d'un oculaire (là où l'observateur place son oeil). La lunette de Galilei utilisait un objectif convexe et un oculaire concave. Cette combinaison permet d'avoir une image à l'endroit. Kepler proposa un schéma optique différent, combinant deux lentilles convexes. Cet assemblage augmente le grossissement de la lunette³, mais génère des images inversées. L'inconvénient de ces lunettes est qu'il faut utiliser des lentilles avec des distances focales très longues afin de limiter l'impact des aberrations chromatiques qui résultent du fait que les faisceaux lumineux de couleurs différentes ne se focalisent pas au même endroit. Au 18^{ème} siècle, Chester Moore Hall (1703 - 1771) inventa le concept de doublet achromatique qui se compose d'une lentille convexe accolée à une lentille concave. Cette invention permit de réduire l'impact des aberrations chromatiques et ainsi de diminuer les longueurs des lunettes.

³Le grossissement de l'image est le rapport entre la taille angulaire de l'objet observé et la taille angulaire de son image. Cette grandeur est égale au rapport entre les distances focales de l'objectif et de l'oculaire.

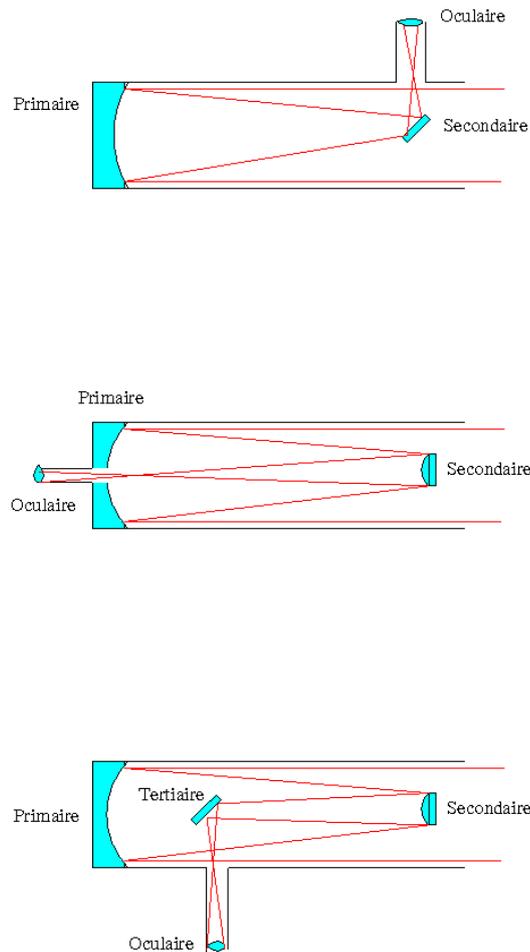


Figure 3.8: Schémas des télescopes de Newton (en haut), Cassegrain (au milieu) et Nasmyth (en bas).

Les plus grandes lunettes astronomiques complètement orientables sont celle de Lick et Yerkes avec des diamètres de l'objectif de 91 cm et 1 m, respectivement. Les principales limitations sur la taille des réfracteurs proviennent de la longueur des tubes qui requièrent des dômes énormes et de l'absorption de la lumière par le verre épais de l'objectif. En plus, la masse importante de verre de l'objectif soutenu sur les bords se déforme sous l'effet de la gravité altérant ainsi les propriétés optiques. Ces facteurs limitent la possibilité de construire des réfracteurs avec des objectifs de diamètre supérieur à 1 m.

La majorité des télescopes professionnels modernes sont des réflecteurs. Le premier télescope à miroirs a été proposé par Newton. Il comportait un miroir primaire sphérique et un miroir secondaire plan qui envoyait les rayons lumineux vers le foyer sur le côté du tube du télescope (voir Fig. 3.8). Le miroir primaire sphérique souffre toutefois d'aberrations sphériques.

Dès 1672, Laurent Cassegrain proposa de remplacer le miroir primaire par un miroir parabolique avec un trou central et un miroir secondaire hyperbolique permettant de réaliser un télescope avec une distance focale plus courte (Fig. 3.8). Un autre avantage du télescope de Cassegrain est de pouvoir placer une instrumentation plus lourde au foyer Cassegrain. En effet le foyer Newton se trouvant au bout d'un long tube, il ne permet pas d'accueillir des

instruments trop lourds sous peine d'engendrer des flexions mécaniques du tube. Placer l'instrument au foyer Cassegrain entraîne des flexions moins importantes que dans le cas du foyer Newton. Une autre solution a été proposée par James Nasmyth (1808 - 1890). Dans cette configuration, un miroir tertiaire envoie la lumière vers le foyer qui se trouve dans l'axe mécanique de la monture du télescope (Fig. 3.8) et l'instrumentation qui s'y trouve est donc fixe et n'engendre aucune flexion mécanique.

En remplaçant les miroirs en métal par des miroirs en verre recouverts d'une couche d'argent, il a été possible de réaliser des miroirs de taille croissante. D'autres améliorations telles que les miroirs alvéolés permirent la construction de premiers télescopes géants. Les télescopes géants actuels utilisent soit des miroirs amincis, soit des miroirs segmentés.

La course à des télescopes de plus en plus grands s'explique d'abord par la nécessité de collecter les photons de sources très lointaines et donc très peu lumineuses. Ensuite, le pouvoir de résolution, c'est-à-dire la capacité de distinguer deux sources ponctuelles angulairement proches, s'améliore quand le diamètre du télescope augmente. Un miroir parfait de diamètre D a une résolution (en radians) qui vaut

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (3.11)$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière, exprimée dans les mêmes unités que D .

Toutefois, en pratique la turbulence atmosphérique déforme les fronts d'onde de lumière et limite la qualité des images. Il faut donc choisir un site qui possède des qualités d'atmosphère stables et offre un maximum de nuits claires. Pour compenser la turbulence atmosphérique, les grands télescopes modernes déforment leur miroir en temps réel. Cette technique, dite d'optique adaptative, permet de s'approcher de la limite théorique de résolution. Des télescopes spatiaux, tels que le Hubble Space Telescope, qui volent au-dessus de l'atmosphère ne souffrent pas des problèmes d'agitation atmosphérique et peuvent donc réaliser des observations extrêmement détaillées.

3.5 L'Univers multi-longueurs d'onde

Le spectre électromagnétique des sources astronomiques ne se limite pas au seul domaine de la lumière visible qui ne couvre qu'un petit intervalle de longueurs d'onde entre 3800 et 7000 Å. Du côté des longueurs d'onde plus courtes (énergies plus élevées), on trouve les rayons γ ($\lambda < 0.1$ Å), les rayons X ($0.1 \text{ Å} \leq \lambda < 100 \text{ Å}$) et le rayonnement ultraviolet (UV, $100 \text{ Å} \leq \lambda < 3800 \text{ Å}$). Du côté des grandes longueurs d'onde (énergies plus basses), il y a le rayonnement infrarouge (IR, $7000 \text{ Å} \leq \lambda < 10^7 \text{ Å}$), les ondes millimétriques ($10^7 \text{ Å} \leq \lambda < 5 \cdot 10^8 \text{ Å}$) et les ondes radio ($\lambda \geq 5 \cdot 10^8 \text{ Å}$).

Depuis le sol, on peut observer le ciel dans le domaine visible, une partie de l'infrarouge et le domaine radio. En raison de l'absorption du rayonnement électromagnétique par l'atmosphère terrestre (Fig. 3.9), certains types de radiation (rayons γ et X, photons ultraviolets et une grosse partie des photons IR) ne peuvent pas être observés depuis le sol. Depuis le début de l'ère spatiale, les astrophysiciens peuvent observer l'Univers aussi dans ces longueurs d'onde jusqu'alors inaccessibles.

L'observation de multiples longueurs d'onde est importante car elle nous offre une autre vision de l'Univers. Ainsi, par exemple dans notre Galaxie, la lumière visible provient principalement des étoiles et des régions H II (voir Chapitre 5). Toutefois, des nuages de poussières interstellaires nous bloquent la vue dans différentes directions de la Voie Lactée cachant ainsi les objets de l'arrière-plan. En revanche, dans le proche infrarouge les poussières absorbent beaucoup moins de lumière, laissant ainsi entrevoir la lumière des étoiles d'arrière-plan. Dans ce domaine ce sont les étoiles froides qui constituent les sources principales. Les différences entre longueurs d'onde ne concernent pas seulement les processus d'absorption de la lumière, mais aussi les mécanismes de production de lumière. Ainsi, les rayonnements de hautes énergies (rayons X et γ) permettent de diagnostiquer des phénomènes

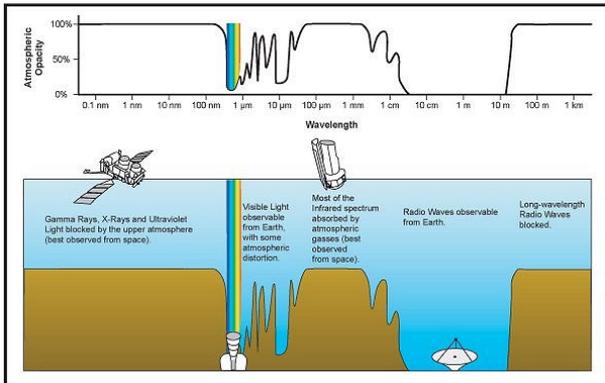


Figure 3.9: Transmission de l'atmosphère terrestre pour le rayonnement électromagnétique en fonction de la longueur d'onde. Certaines longueurs d'onde de radiations cosmiques ne sont observables qu'en dehors de l'atmosphère terrestre. D'autres sont partiellement absorbées par l'atmosphère (image IPAC/Caltech).

particulièrement violents, impliquant soit des gaz très chauds (plusieurs millions de degrés K) ou encore des électrons ayant des vitesses proches de celle de la lumière. On y observe notamment les explosions de supernovae, l'accrétion de matière par un trou noir, l'accélération de particules par des étoiles à neutrons,... Le domaine ultraviolet révèle quant-à-lui les étoiles chaudes et massives. Aux longueurs d'onde infrarouges plus élevées, les nuages du milieu interstellaire se mettent à émettre de la lumière (due aux molécules qui composent les nuages et à l'émission de corps noir des poussières). Dans le domaine radio, on trouve encore des émissions d'atomes et de molécules du milieu interstellaire ainsi que du rayonnement dû à l'interaction des électrons relativistes avec le champ magnétique de la Galaxie.

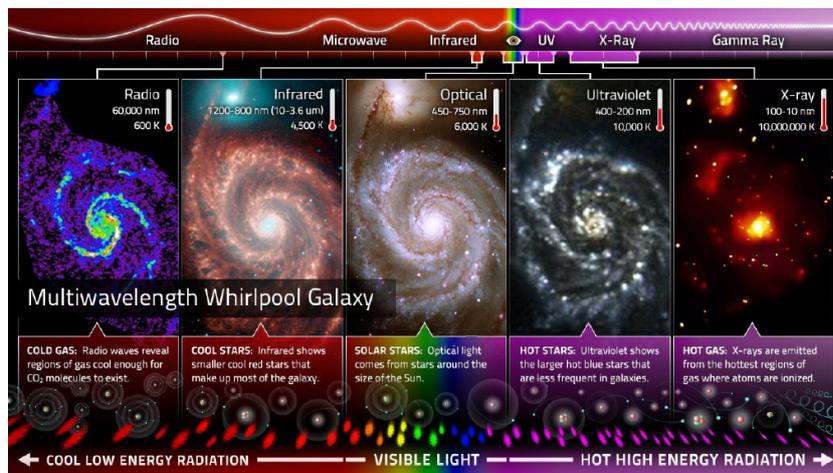


Figure 3.10: Vision multi-longueur d'onde de la Galaxie du Tourbillon. Chaque domaine de longueur d'onde apporte des informations différentes.

Il faut souligner ici que les télescopes et miroirs utilisés pour observer dans les différents domaines de longueur d'onde ne ressemblent pas toujours aux télescopes optiques classiques. C'est notamment le cas dans les domaines des rayons X (réflexion à incidence rasante) ou dans le domaine radio (antennes paraboliques). Les rayons X sont tellement énergétiques qu'ils traversent un miroir sans être réfléchis ou absorbés si ce miroir est éclairé en incidence normale (comme c'est le cas de miroirs utilisés dans le domaine visible). La seule manière de réfléchir les rayons X est de les faire rebondir sur le miroir en l'éclairant sous un angle de l'ordre de 1° . La situation est encore plus complexe pour les rayons γ pour lesquels il n'existe à ce jour pas de miroir ou de lentille capable de focaliser ce rayonnement.

3.6 A l'aube d'une nouvelle astronomie

Le 14 septembre 2015, les détecteurs de l'expérience Ligo ont enregistré pour la première fois le passage d'une onde gravitationnelle. Dans la mécanique de Newton, la gravitation est une force qui agit instantanément entre deux corps massifs. Toutefois, en 1916 Albert Einstein montra, dans le cadre de sa théorie de la relativité générale, que si deux masses se trouvent en mouvement accéléré elles émettent des ondes de gravité d'une façon similaire à une charge électrique qui émet une onde électromagnétique quand elle est accélérée. Ces ondes gravitationnelles constituent des déformations de l'espace-temps se déplaçant à la vitesse de la lumière (Fig. 3.11).

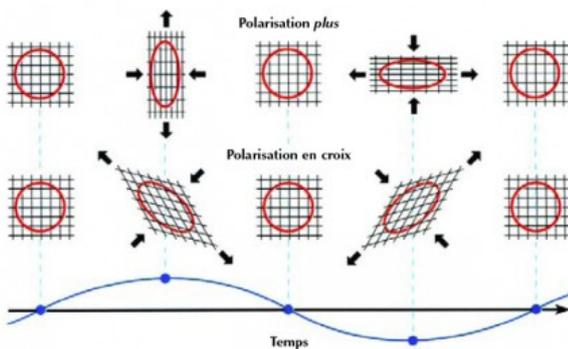


Figure 3.11: Les ondes gravitationnelles peuvent se présenter selon deux états de polarisation: en plus ou en croix. Sur ce schéma, la déformation d'un anneau de matière test est représentée lors du passage d'une onde polarisée en plus (séquence du haut) et d'une onde en croix (séquence du bas). Image: Jean-Pierre Luminet, <http://blogs.futura-sciences.com/luminet/2016/02/10/la-lumiere-gravitationnelle-1/>.

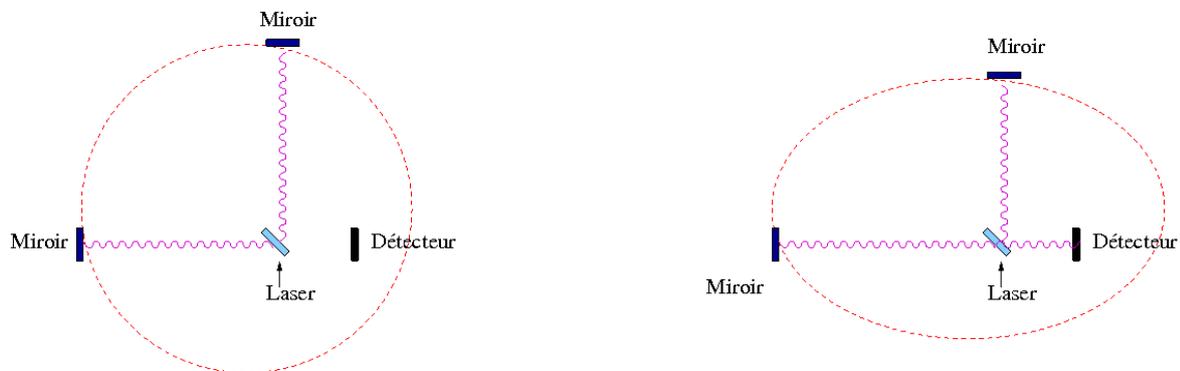


Figure 3.12: Principe de fonctionnement des détecteurs d'ondes gravitationnelles. Deux faisceaux lasers se propagent dans deux directions orthogonales. En absence d'une onde gravitationnelle, les deux faisceaux se recombinaient de manière destructive à leur retour à la lame biréfringente (à gauche). En revanche, lors du passage d'une onde gravitationnelle, les bras de l'expérience s'allongent ou se contractent, et les signaux des deux lasers interfèrent et le détecteur enregistre un signal (à droite).

La technique de mesure de ces déformations infimes est basée sur la mesure de deux faisceaux laser qui se propagent au sein de deux tunnels orthogonaux, longs de 4 km chacun, et qui se réfléchissent sur des miroirs. Au passage d'une onde gravitationnelle, se produit alternativement un étirement et une contraction de l'espace selon deux directions. Les lasers permettent de mesurer la différence de longueur du chemin optique des deux faisceaux (voir Fig. 3.12). Pour cela, il faut atteindre des précisions relatives de $\Delta l/l = 10^{-21}$.

L'événement enregistré en septembre 2015 (baptisé GW150914) et un deuxième événement détecté le 26 décembre 2015 (GW151226) résulteraient de la fusion de deux trous noirs de masses 36 et $29 M_{\odot}$ pour GW150914 et 14 et $8 M_{\odot}$ pour GW151226 (voir Fig. 3.13).

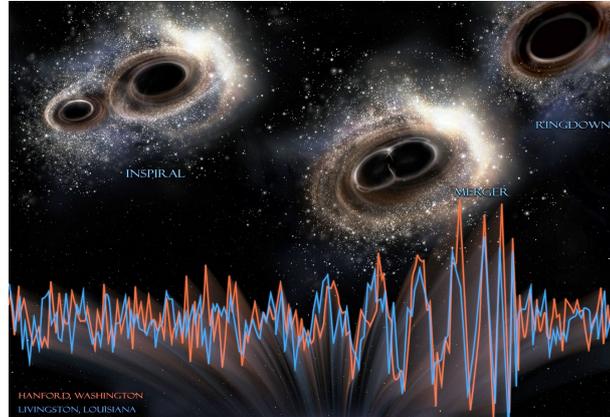


Figure 3.13: La coalescence de deux trous noirs engendre des ondes gravitationnelles pendant un temps très court (moins de 0.5 s). D'abord, pendant les phases finales de l'approche des trous noirs (mouvement en spirale avec une fréquence de plus en plus élevée), ensuite au cours de la fusion proprement dite, et finalement jusqu'à l'élimination complète des irrégularités du trou noir fusionné. Une fois que celui-ci est symétrique, il n'émet plus d'ondes gravitationnelles. Image: Aurore Simonnet, LIGO

Les premières tentatives de détection d'ondes gravitationnelles remontent aux années 1970, mais il a fallu améliorer la sensibilité des instruments pour enfin arriver à détecter ces infimes signaux. Avec les premières détections obtenues par l'expérience LIGO, et la mise en ligne d'une version améliorée de son alter ego VIRGO⁴ (en Europe) en 2016, l'astronomie des ondes gravitationnelles devrait à terme ouvrir une nouvelle fenêtre sur l'Univers. En effet, la possibilité de combiner les signaux reçus par les diverses expériences devrait mener à une amélioration sensible de la précision sur la position des sources émettrices.

⁴VIRGO a réalisé sa première détection le 14 août 2017, associée au signal GW170814. Cet événement correspond à la fusion de deux trous noirs de masses 30 et $25 M_{\odot}$ et a aussi été mesuré par LIGO.

Chapitre 4

Les systèmes planétaires

Dans ce chapitre, nous allons d'abord introduire quelques notions de mécanique céleste qui nous permettront de comprendre le mouvement des corps du Système Solaire et des systèmes planétaires en général. Nous donnerons ensuite une description succincte de notre Système Solaire avant d'aborder la question de la recherche et de la caractérisation des exo-planètes. Finalement, nous évoquerons brièvement les théories de la formation de systèmes planétaires.

4.1 Les lois de Kepler et la pomme de Newton

Kepler a énoncé trois lois qui décrivent le mouvement des planètes autour du Soleil. Comme nous allons le montrer ci-dessous, ces lois découlent directement du concept de gravitation universelle introduit par Newton.

4.1.1 Les lois de Kepler

Commençons par rappeler les trois lois de Kepler. La première loi stipule que les planètes décrivent des trajectoires elliptiques autour du Soleil avec ce dernier qui occupe la position d'un des foyers de l'ellipse (Fig. 4.1).

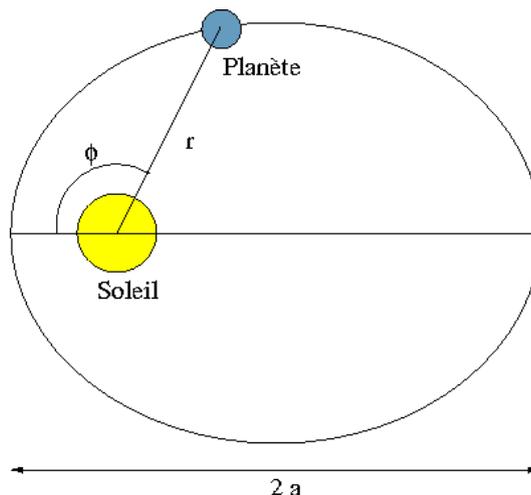


Figure 4.1: Illustration schématique de la 1ère loi de Kepler. L'ellipse a un demi-grand axe a , r est le rayon-vecteur, ϕ est l'anomalie vraie, mesurée à partir de la position du périhélie.

Si e est l'excentricité de l'ellipse ($0.0 \leq e < 1$), et a est le demi-grand axe, la distance entre le Soleil et la planète varie donc au cours de la révolution entre deux extrêmes, le périhélie, $r_{\min} = a(1 - e)$, et l'aphélie $r_{\max} = a(1 + e)$.

Le segment de droite reliant le centre du Soleil au centre de la planète est désigné par le terme 'rayon-vecteur'. La deuxième loi de Kepler, appelée la loi des aires, nous apprend que les aires balayées par le rayon-vecteur sont proportionnelles au temps mis pour les balayer. En d'autres termes, si les aires (A S B) et (C S D) sont égales, les temps nécessaires pour parcourir les arcs AB et CD sont identiques. Puisque ces arcs ont des longueurs différentes, on constate que la vitesse orbitale de la planète varie au cours de la révolution. La planète se déplace plus vite au périhélie qu'à l'aphélie.

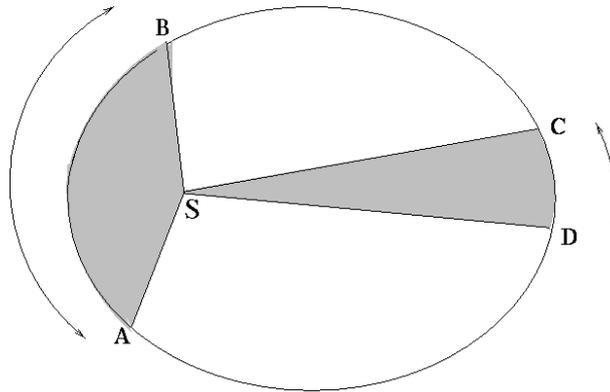


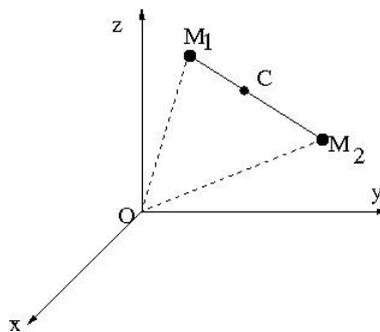
Figure 4.2: Illustration schématique de la 2ème loi de Kepler.

Finalement la troisième loi de Kepler indique que le cube du demi-grand axe est proportionnel au carré de la période orbitale.

$$a^3/P^2 = Cte \quad (4.1)$$

4.1.2 Gravitation universelle

Les lois de Kepler découlent directement de la théorie de la gravitation universelle introduite par Newton selon laquelle deux corps s'attirent avec une force qui dépend de leur masse et qui est inversement proportionnelle au carré de la distance qui les sépare, et de la loi de Newton qui stipule que le produit entre la masse d'un corps et son accélération est égale à la résultante des forces extérieures qui s'exercent sur ce corps.



Considérons un référentiel $Oxyz$. D'après la loi de Newton les équations différentielles du mouvement de deux

masses m_1 et m_2 assimilées à des masses ponctuelles s'écrivent

$$m_1 O\ddot{M}_1 = \frac{G m_1 m_2}{d^3} M_1 \vec{M}_2$$

et

$$m_2 O\ddot{M}_2 = -\frac{G m_1 m_2}{d^3} M_1 \vec{M}_2$$

avec $d = |M_1 M_2|$ et $G = 6.674 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$, la constante de gravitation universelle. A première vue, la résolution de ces deux équations différentielles requiert 12 constantes d'intégration (positions et vitesses initiales des deux masses). On peut toutefois simplifier le problème en remarquant que le centre de masse C suit un mouvement rectiligne uniforme.

En effet, $m_1 O\ddot{M}_1 + m_2 O\ddot{M}_2 = \vec{0}$, ce qui nous donne

$$\frac{m_1}{m_1 + m_2} O\vec{M}_1 + \frac{m_2}{m_1 + m_2} O\vec{M}_2 = O\vec{C} = \vec{a}t + \vec{b}$$

où \vec{a} et \vec{b} sont respectivement la vitesse et la position initiales (en $t = 0$) du point C. Puisque le point C suit un mouvement rectiligne uniforme, il peut être choisi comme origine d'un référentiel inertiel.

On peut aussi exprimer le mouvement de m_2 par rapport à m_1 :

$$M_1 \ddot{M}_2 = -\frac{G(m_1 + m_2)}{d^3} M_1 \vec{M}_2$$

Cette équation peut s'écrire sous la forme générale

$$\ddot{\vec{r}} = -\mu \frac{\vec{r}}{r^3} = -\vec{\nabla} \left(-\frac{\mu}{r} \right) \quad (4.2)$$

avec $\vec{r} = M_1 \vec{M}_2$, $r = |M_1 \vec{M}_2|$ et $\mu = G(m_1 + m_2)$.

A partir de l'équation 4.2, on trouve immédiatement que

$$\vec{r} \wedge \ddot{\vec{r}} = \vec{0}$$

et donc,

$$\vec{r} \wedge \dot{\vec{r}} = \vec{h} = Cte \quad (4.3)$$

Cette relation exprime la conservation du moment cinétique par unité de masse $\vec{r} \wedge \dot{\vec{r}}$. Par conséquent, les vecteurs vitesse et position sont toujours perpendiculaires à un vecteur constant \vec{h} et le mouvement se produit dans un plan fixe perpendiculaire à \vec{h} .

L'orientation de ce plan dans l'espace 3-D est illustrée à la Fig. 4.3. Dans ce plan, nous allons utiliser les coordonnées polaires qui nous permettent d'exprimer le vecteur vitesse comme $\dot{r} \vec{e}_r + r \dot{\psi} \vec{e}_\psi$.

La conservation du moment cinétique par unité de masse (equation 4.3) peut maintenant s'exprimer par

$$r^2 \dot{\psi} = h = Cte \quad (4.4)$$

Ceci n'est rien d'autre que la deuxième loi de Kepler. En effet, l'aire balayée par le rayon vecteur \vec{r} s'écrit sous forme mathématique

$$A = \frac{1}{2} \int_{\psi_1}^{\psi_2} r^2 d\psi$$

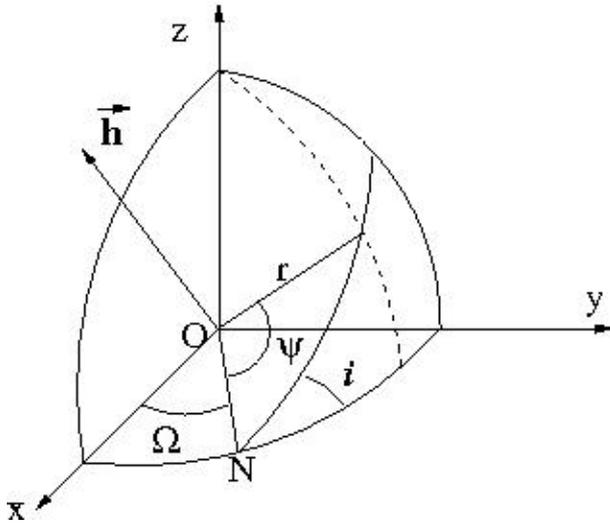


Figure 4.3: Orientation du plan du mouvement par rapport au plan inertiel $Oxyz$.

et donc

$$\frac{dA}{dt} = \frac{h}{2}$$

ce qui correspond bien à la loi des aires.

L'équation 4.2 permet aussi de décrire l'évolution de l'énergie cinétique par unité de masse $T = \frac{1}{2}(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\psi}^2)$:

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{\mu}{r^3} \vec{r} \cdot \dot{\vec{r}}$$

Nous trouvons donc que l'énergie totale par unité de masse est conservée:

$$\frac{1}{2}(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\psi}^2) - \frac{\mu}{r} = \mathcal{E} \quad (4.5)$$

Pour établir l'équation de la trajectoire, considérons le cas $h \neq 0$ ¹. Nous pouvons écrire

$$\left(\frac{dr}{d\psi}\right)^2 \frac{h^2}{r^4} + \frac{h^2}{r^2} - \frac{2\mu}{r} = 2\mathcal{E}$$

Utilisons un changement de variable, $u = 1/r$, pour transformer cette équation en

$$\left(\frac{du}{d\psi}\right)^2 + u^2 - \frac{2\mu u}{h^2} = \frac{2\mathcal{E}}{h^2}$$

Utilisons un autre changement de variable $v = u - \frac{\mu}{h^2}$. Ceci nous amène à

$$\left(\frac{dv}{d\psi}\right)^2 + v^2 = \frac{\mu^2}{h^4} + \frac{2\mathcal{E}}{h^2} = H^2 \geq 0$$

et donc

$$\frac{dv}{d\psi} = \pm \sqrt{H^2 - v^2}$$

¹Le cas $h = 0$ correspond à un mouvement le long d'une ligne droite.

$$\Rightarrow \frac{dv}{\sqrt{H^2 - v^2}} = \pm d\psi$$

L'ambiguïté sur le signe correspond respectivement à la dérivée de la fonction arcsin ou arccos. Or ces fonctions ne diffèrent que par une constante additive de $\pi/2$. On peut donc absorber cette ambiguïté dans la constante additive et choisir le signe + pour écrire finalement: $v = H \cos(\psi - \omega)$, ce qui conduit à

$$r = \frac{1}{\frac{\mu}{h^2} + H \cos(\psi - \omega)}$$

Cette relation est équivalente à l'équation d'une section de conique en coordonnées polaires

$$r = \frac{C}{1 + e \cos(\psi - \omega)}$$

avec $e = \frac{H h^2}{\mu}$ l'excentricité, $C = \frac{h^2}{\mu}$, et où le centre de force est un foyer de la section de conique. La trajectoire de la masse sera donc

- un cercle si $e = 0$ (ce qui implique $\mathcal{E} = -\frac{\mu^2}{2h^2}$),
- une ellipse pour $0 < e < 1$ (ce qui implique $-\frac{\mu^2}{2h^2} < \mathcal{E} < 0$)
- une parabole si $e = 1$ (et donc $\mathcal{E} = 0$), et
- une branche d'hyperbole si $e > 1$ (ce qui implique $\mathcal{E} > 0$).

Nous venons donc d'établir (et de généraliser) la première loi de Kepler.

Considérons finalement le cas d'une trajectoire elliptique. A partir de

$$r = \frac{h^2}{\mu} \frac{1}{1 + e \cos \phi}$$

avec $\phi = \psi - \omega$, on peut exprimer la distance au périhélie ($\phi = 0$) comme étant $r_p = r_{\min} = \frac{h^2}{\mu(1+e)} = a(1-e)$. Il s'en suit que

$$h = \sqrt{\mu a (1 - e^2)}$$

et l'équation de l'ellipse devient alors

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \phi} \quad (4.6)$$

Il nous reste à établir la relation entre la position de la masse sur son orbite et le temps. Pour ce faire, nous utilisons l'équation de conservation de l'énergie (équation 4.5).

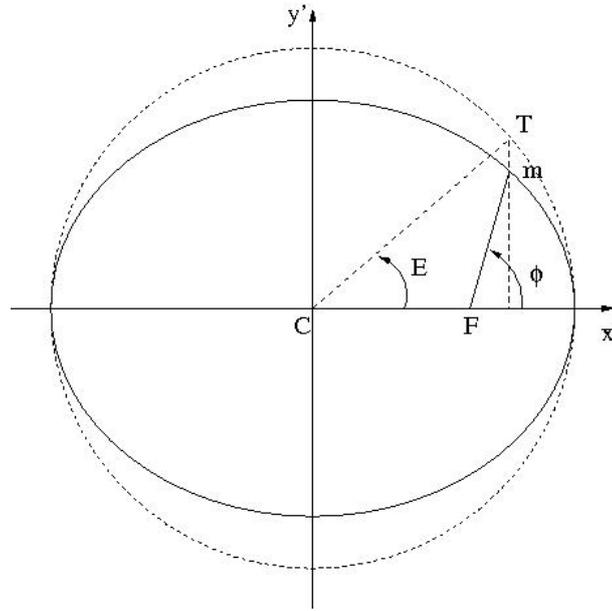
$$\frac{1}{2}(\dot{r}^2 + \frac{\mu a (1 - e^2)}{r^2}) - \frac{\mu}{r} = -\frac{\mu}{2a}$$

qui peut s'exprimer sous la forme

$$\left(r \frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{\mu}{a} [a^2 e^2 - (r - a)^2]$$

Introduisons une variable auxiliaire E telle que $\frac{a-r}{ae} = \cos E$. Nous obtenons finalement

$$E - e \sin E = \sqrt{\frac{\mu}{a^3}} (t - t_0) \quad (4.7)$$

Figure 4.4: Définition de l'anomalie excentrique E .

La relation 4.7 est l'équation de Kepler où t_0 est l'instant de passage au périhélie ($E = 0$). Cette relation entre E et le temps t est non-linéaire. E est l'anomalie excentrique illustrée à la Fig. 4.4.

Soit P la période orbitale (c'est-à-dire l'intervalle de temps entre deux passages au périhélie consécutifs). A partir de l'équation de Kepler, on obtient en considérant une valeur de $E = 2\pi$

$$\left(\frac{2\pi}{P}\right)^2 a^3 = \mu \quad (4.8)$$

Ce résultat constitue la troisième loi de Kepler.

4.1.3 Vitesses cosmiques

A partir de la relation 4.5, on peut aborder le problème sous un angle un peu différent permettant d'établir quelques autres résultats qui seront importants par la suite.

La relation de conservation de l'énergie totale par unité de masse (équation 4.5) peut s'écrire

$$\frac{1}{2}\dot{r}^2 + \frac{h^2}{2r^2} - \frac{\mu}{r} = \mathcal{E} \quad (4.9)$$

Ceci nous permet d'introduire un potentiel effectif

$$U_{\text{eff}}(r) = \frac{h^2}{2r^2} - \frac{\mu}{r} \quad (4.10)$$

Ce potentiel est illustré à la Fig. 4.5. Il nous permet de discuter qualitativement les différents types de trajectoires. En effet, notons d'abord que l'équation de conservation de l'énergie totale par unité de masse devient

$$\frac{1}{2}\dot{r}^2 + U_{\text{eff}}(r) = \mathcal{E} \quad (4.11)$$

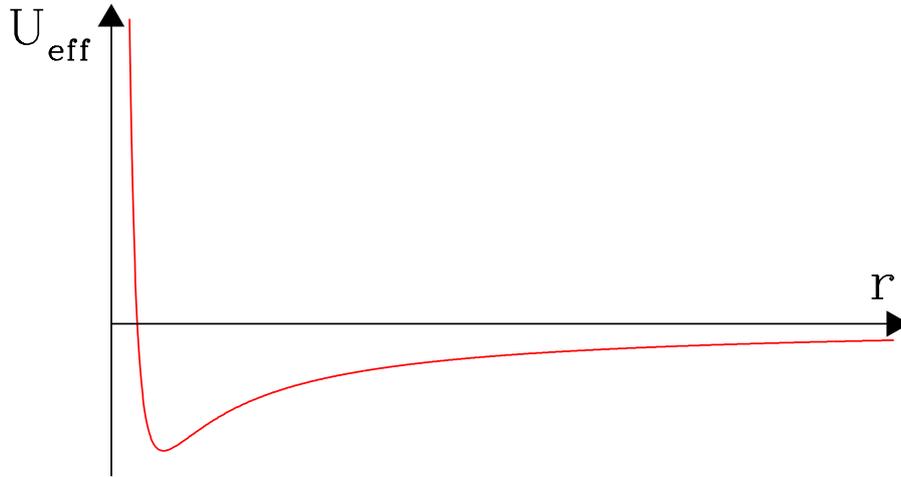


Figure 4.5: Représentation schématique du potentiel effectif.

Cette relation implique

$$\frac{1}{2} \dot{r}^2 = \mathcal{E} - U_{\text{eff}}(r) \quad (4.12)$$

Dès lors, un mouvement ne sera possible qu'à condition que \dot{r} soit réel, ce qui implique que $\mathcal{E} \geq \min(U_{\text{eff}}(r))$. La valeur de l'énergie par unité de masse doit donc être plus grande ou égale à la valeur minimum du potentiel effectif.

Considérons pour commencer le cas où $\mathcal{E} = \min(U_{\text{eff}}(r))$. Une seule valeur de r permet alors d'avoir un mouvement. Celui-ci se fait avec $\dot{r} = 0$, et la trajectoire est donc circulaire. Le rayon de la trajectoire est obtenu à partir de la relation

$$\frac{d}{dr} U_{\text{eff}}(r) = \frac{d}{dr} \left(\frac{h^2}{2r^2} - \frac{\mu}{r} \right) = -\frac{h^2}{r^3} + \frac{\mu}{r^2} = 0$$

ce qui donne $r = \frac{h^2}{\mu}$. Sur une orbite circulaire $h = r v_c$ où v_c est la vitesse tangente au cercle. Par conséquent, nous pouvons exprimer cette vitesse orbitale comme étant

$$v_c = \sqrt{\frac{\mu}{r}} \quad (4.13)$$

Si la masse m_2 est négligeable devant m_1 (par exemple si m_1 est une planète et m_2 une sonde spatiale), on peut écrire que $\mu = G m_1$. Le résultat 4.13 est fondamental pour l'exploration spatiale. En effet, il nous apprend quelle est la vitesse minimum qu'il convient de conférer à un satellite pour le mettre sur une orbite de rayon donné autour d'une planète donnée. Si nous considérons que r est égal au rayon de la Terre et que m_1 est la masse de la Terre, nous obtenons la première vitesse cosmique de la Terre

$$V_{\text{sat}} = \sqrt{\frac{G M_{\oplus}}{R_{\oplus}}}$$

Sa valeur ($V_c = 7.904 \text{ km s}^{-1}$) représente la vitesse minimum qu'il faut atteindre pour satelliser un objet autour de la Terre.

Les situations avec $\min(U_{\text{eff}}(r)) < \mathcal{E} < 0$ correspondent à des trajectoires fermées où r varie entre deux valeurs extrêmes obtenues à partir de la solution de l'équation $U_{\text{eff}}(r) = \mathcal{E}$. Il s'agit des ellipses discutées ci-dessus.

La première trajectoire ouverte, qui permet à la masse m_2 de s'éloigner à l'infini de m_1 est obtenue pour $\mathcal{E} = 0$. Il s'agit d'une parabole. Dans ce cas, l'équation de l'énergie devient

$$\frac{1}{2} v^2 - \frac{\mu}{r} = 0$$

Si nous exprimons la vitesse nécessaire pour lancer une masse $m_2 \ll m_1$ sur une trajectoire parabolique en partant de la distance d'approche minimale, nous obtenons la vitesse de libération ou deuxième vitesse cosmique:

$$v_{\text{esc}} = \sqrt{\frac{2\mu}{r}} \quad (4.14)$$

Pour une sonde spatiale lancée depuis la surface de la Terre, la deuxième vitesse cosmique vaut

$$V_{\text{esc}} = \sqrt{\frac{2GM_{\oplus}}{R_{\oplus}}}$$

Sa valeur est de $V_{\text{esc}} = 11.178 \text{ km s}^{-1}$ et reflète la vitesse minimale qu'il faut donner à une sonde interplanétaire pour lui permettre de quitter le champ d'attraction de la Terre.

La notion de vitesse d'échappement conduit aussi au concept de rayon de Schwarzschild. En effet, la limite supérieure à la vitesse d'échappement autorisée par la physique est la vitesse de la lumière, c . Si nous remplaçons V_{esc} par c , nous trouvons que pour une masse M donnée, un objet de rayon

$$R_s = \frac{2GM}{c^2} \quad (4.15)$$

ou encore $R_s = 2.95 \frac{M}{M_{\odot}} \text{ km}$, ne laissera plus échapper aucune information de sa surface. Un objet ayant un rayon inférieur ou égale au rayon de Schwarzschild sera donc un trou noir. Il faut souligner ici que la sphère dont le rayon est égal au rayon de Schwarzschild, et qui constitue l'horizon temporel du trou noir, est une sphère imaginaire qui entoure la singularité formée par le trou noir. Elle ne correspond pas à une surface physique. Aucun objet qui s'approche d'une distance de moins de R_s du trou noir ne pourra en échapper. Toute masse qui pénètre donc le rayon de Schwarzschild contribuera à augmenter la masse du trou noir et par conséquent à augmenter son rayon de Schwarzschild.

Finalement, les trajectoires ouvertes avec $\mathcal{E} > 0$ correspondent à des branches d'hyperboles.

Les planètes et les satellites se déplacent évidemment sur des trajectoires elliptiques ou circulaires, mais les trajectoires ouvertes sont importantes pour les sondes spatiales et concernent parfois aussi des comètes.

S'il est facile de résoudre le problème du mouvement de deux corps, il n'en est rien pour des systèmes comportant de nombreux corps. Ainsi, la stabilité du Système Solaire dans son ensemble sur des échelles de temps de plusieurs centaines de millions d'années à quelques milliards d'années ne peut pas être déterminée en raison du comportement chaotique des équations qui régissent la dynamique d'un système aussi complexe.

4.1.4 Le théorème du viriel

Les équations régissant la dynamique d'un système de plus de deux corps sous l'action de la gravitation universelle, ce qu'on appelle le problème à N corps, n'admettent pas de solution analytique. Prédire les détails du

comportement d'un tel système requiert donc des méthodes numériques. Toutefois, on peut décrire les propriétés globales du système via le théorème du viriel, dont l'énoncé est le suivant: *L'énergie cinétique \bar{T} , moyennée dans le temps, d'un système isolé de masses ponctuelles interagissant par la seule force de gravité est égale à la moitié de l'opposé de son énergie potentielle \bar{U} , moyennée dans le temps*². Mathématiquement, on écrira:

$$\bar{T} = -\frac{\bar{U}}{2} \quad (4.16)$$

Pour démontrer ce théorème, considérons un système isolé de N corps de masses m_i , et vecteurs position \vec{r}_i , $i = 1, 2, 3, \dots, N$. Pour le corps i , la loi de Newton nous permet d'écrire

$$m_i \ddot{\vec{r}}_i = G m_i \sum_{j \neq i} m_j \frac{\vec{r}_j - \vec{r}_i}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^3} \quad (4.17)$$

Multiplions scalairement par \vec{r}_i et prenons la somme sur toutes les masses:

$$G \sum_i \sum_{j \neq i} m_i m_j \frac{\vec{r}_i \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_i)}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^3} = \sum_i m_i \vec{r}_i \cdot \ddot{\vec{r}}_i \quad (4.18)$$

Par ailleurs, en échangeant les indices de sommation, on a l'égalité suivante:

$$\sum_i \sum_{j \neq i} m_i m_j \frac{\vec{r}_i \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_i)}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^3} = \sum_j \sum_{i \neq j} m_i m_j \frac{\vec{r}_j \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^3} \quad (4.19)$$

Dès lors, on trouve que

$$\begin{aligned} G \sum_i \sum_{j \neq i} m_i m_j \frac{\vec{r}_i \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_i)}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^3} &= \frac{G}{2} \left[\sum_i \sum_{j \neq i} m_i m_j \frac{\vec{r}_i \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_i)}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^3} + \sum_j \sum_{i \neq j} m_i m_j \frac{\vec{r}_j \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^3} \right] \\ &= -\frac{G}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} \frac{m_i m_j}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|} \\ &= U \end{aligned} \quad (4.20)$$

Par ailleurs, on note que

$$\vec{r}_i \cdot \ddot{\vec{r}}_i = \frac{1}{2} \frac{d^2 r_i^2}{dt^2} - \dot{\vec{r}}_i \cdot \dot{\vec{r}}_i \quad (4.21)$$

ce qui nous conduit alors à

$$\begin{aligned} \sum_i m_i \vec{r}_i \cdot \ddot{\vec{r}}_i &= \frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2} \left(\sum_i m_i r_i^2 \right) - \sum_i m_i \dot{\vec{r}}_i \cdot \dot{\vec{r}}_i \\ &= \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} - 2T \end{aligned} \quad (4.22)$$

avec $I = \sum_i m_i r_i^2$ le moment d'inertie du système.

Combinons les équations 4.18, 4.20 et 4.22:

$$U = \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} - 2T \quad (4.23)$$

²Le théorème est en fait plus général que le cas des forces de gravité. Il s'applique notamment aussi à des systèmes en équilibre en thermodynamique et en mécanique quantique.

Etant donné que le système est isolé, son moment d'inertie est constant en moyenne sur le temps. On trouve donc que

$$\bar{T} = -\frac{\bar{U}}{2} \quad (4.24)$$

soit la relation annoncée.

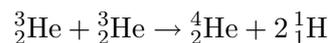
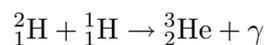
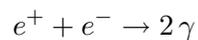
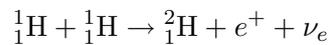
Ce théorème a de nombreuses applications en astronomie. Nous l'utiliserons notamment pour estimer la luminosité produite par contraction d'une proto-étoile, pour évaluer la température du gaz chaud dans un amas de galaxies, ou encore pour introduire le concept de matière noire.

4.2 Notre Système Solaire

4.2.1 Le Soleil

Le Système Solaire est dominé à tous points de vue par le Soleil. A lui seul, le Soleil représente 99.86% de la masse contenue dans le Système Solaire.

Le Soleil est une étoile assez moyenne (voir Chapitre 5), de 1 400 000 km de diamètre. Le Soleil est une boule de gaz chaud composée pour 73.5% d'hydrogène et pour 24.8% d'hélium. La température en surface est proche de 5800 K, alors que la température au coeur du Soleil est d'environ 15 000 000 K. C'est dans ce coeur que le Soleil génère son énergie qu'il rayonne ensuite à sa surface. Cette production d'énergie se fait par une chaîne de réactions nucléaires qui peut se résumer à la nucléosynthèse d'un atome d'hélium à partir de quatre atomes d'hydrogène. Dans le Soleil, la chaîne de réaction dominante est



Le Soleil transforme ainsi à chaque seconde 600 millions de tonnes d'hydrogène en hélium. Comme la masse d'un atome d'hélium est légèrement inférieure à celle de quatre atomes d'hydrogène, la différence en masse est utilisée pour produire l'énergie (via la célèbre relation $E = mc^2$): 26.72 MeV (soit $4.28 \cdot 10^{-12}$ J) par atome d'hélium synthétisé.

Le Soleil possède un champ magnétique très complexe qui est à l'origine des taches solaires, des protubérances, des éjections de masse coronale et de manière générale du vent solaire. Ce vent solaire est formé par un flux de particules quittant le Soleil avec des vitesses entre 400 et 800 km s⁻¹ et totalisant une perte de masse de 10⁹ kg s⁻¹. Les corps du Système Solaire baignent dans ce vent. Lorsque celui-ci interagit avec le champ magnétique d'une planète, il produit le phénomène d'aurore.

4.2.2 Les planètes

En 2006, l'Union Astronomique Internationale adopta la définition d'une planète pour mettre un terme à une longue controverse sur la nature de Pluton. Selon cette définition, une planète est un corps céleste qui gravite autour du Soleil, qui possède une masse suffisante pour atteindre l'équilibre hydrostatique (ce qui lui confère une forme quasi-sphérique) et qui a nettoyé le voisinage de son orbite.

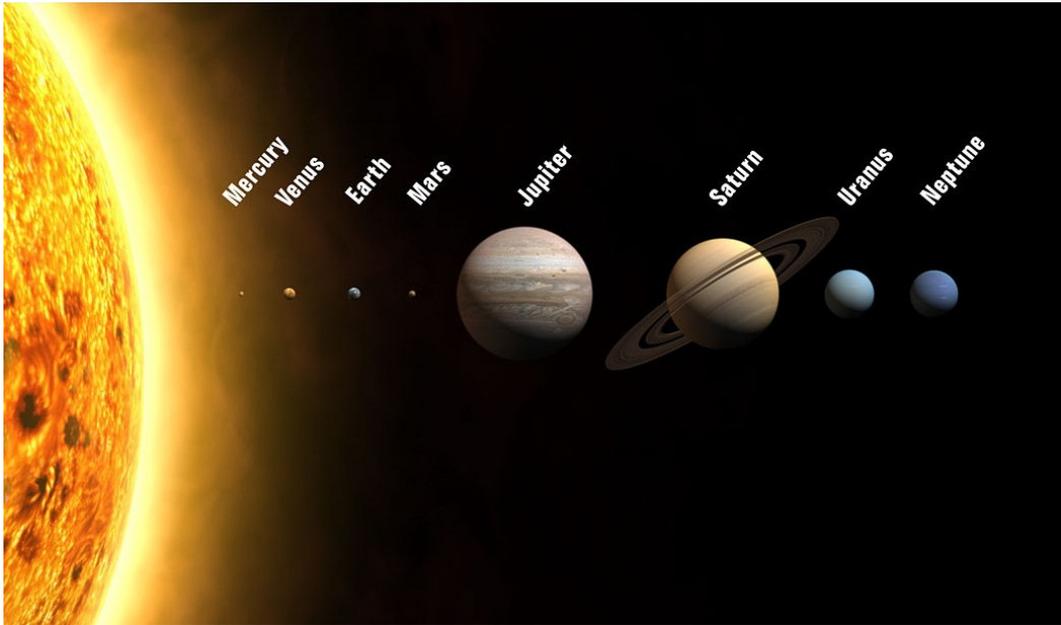


Figure 4.6: Représentation à l'échelle des dimensions du Soleil et des huit planètes. Les distances ne sont pas à l'échelle.

Le Système Solaire comporte dès lors huit planètes: Mercure, Vénus, la Terre, Mars, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune par ordre d'éloignement au Soleil. Les quatre planètes les plus proches du Soleil sont des corps rocheux assez petits, et on parle de planètes telluriques. Les quatre planètes externes sont des planètes géantes, comportant deux géantes gazeuses (Jupiter et Saturne) et deux géantes de glace (Uranus et Neptune). Les propriétés les plus importantes des planètes sont résumées dans la Table 4.1.

Table 4.1: Propriétés orbitales et physiques des planètes du Système Solaire.

Planète	P_{orb} (années)	a UA	e	i_{orb} ($^{\circ}$)	Rayon équatorial R_{\oplus}	Masse M_{\oplus}	P_{rot} (jours)	i_{rot} ($^{\circ}$)
Mercure	0.2408	0.387	0.2056	7.00	0.383	0.055	58.646	0.0
Vénus	0.6152	0.723	0.0068	3.39	0.949	0.815	243.02(r)	177.3
Terre	1.0000	1.000	0.0167	0.00	1.000	1.000	0.9973	23.45
Mars	1.8897	1.524	0.0934	1.85	0.533	0.107	1.0260	25.19
Jupiter	11.856	5.203	0.0484	1.31	11.21	317.8	0.4135	3.12
Saturne	29.424	9.537	0.0542	2.48	9.45	95.16	0.4440	26.73
Uranus	83.747	19.19	0.0472	0.77	4.01	14.37	0.7183(r)	97.86
Neptune	163.72	30.07	0.0086	1.77	3.88	17.15	0.6713	29.58

Mercure, la planète la plus proche du Soleil est aussi la plus petite du Système Solaire. Les périodes de révolution autour du Soleil et de rotation sont de 87.97 et 58.65 jours, respectivement. Il en résulte que la durée du jour solaire sur Mercure est de 176 jours. Mercure n'a pas d'atmosphère stable et sa surface est recouverte de cratères d'impact. La quasi absence d'atmosphère conduit à des variations de température entre 100 et 700 K.

Vénus a presque la même masse et la même taille que la Terre. La planète est enveloppée d'une épaisse atmosphère composée majoritairement (96%) de CO_2 . Ceci conduit à un effet de serre extrême produisant des températures de surface d'environ 735 K, et ce malgré le fait que les épais nuages de la haute atmosphère réfléchissent 75% du rayonnement solaire incident. L'atmosphère de Vénus est nettement plus massive que celle de la Terre, de sorte que la pression atmosphérique au sol est environ 92 fois plus élevée que sur Terre. Cette atmosphère possède une dynamique propre puisqu'elle tourne une fois autour de la planète en 4 jours, alors que la planète elle-même met 243.02 jours pour accomplir une rotation.

La planète Mars possède une masse d'environ un dixième de celle de la Terre. Elle doit sa couleur rouge à la présence d'hématite (Fe_2O_3) à sa surface. Mars présente une surface avec des formations géologiques résultant d'impacts (cratères), mais aussi d'origine tectonique (volcans³, fossé d'effondrement⁴) ou climatiques (dunes). L'atmosphère de Mars, composée à 96% de CO_2 est très tenue; la pression atmosphérique au sol est d'environ 0.6% de celle sur Terre. Par ailleurs, Mars n'ayant pas de champ magnétique capable de dévier le flux de particules chargées du vent solaire, l'atmosphère martienne est érodée par le vent solaire. La température à la surface martienne varie entre 130 et 308 K. Actuellement, l'eau n'y existe plus qu'à l'état de glace, mais les nombreuses sondes spatiales qui ont visité la planète ont révélé des traces d'un passé où l'eau a existée à l'état liquide.

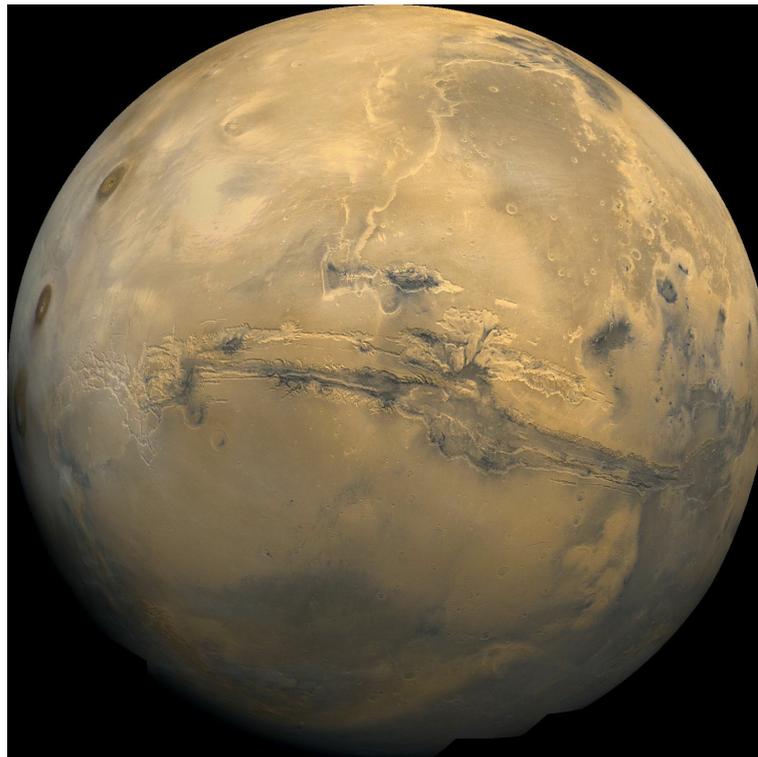


Figure 4.7: La planète Mars observée par la sonde spatiale Mars Global Surveyor. A l'avant-plan, on distingue le canyon de Valles Marineris. Image: Mars Global Surveyor, NASA.

³On y trouve notamment le volcan Olympus Mons, avec une altitude de 21.23 km, le plus haut relief du Système Solaire.

⁴Le plus spectaculaire étant le canyon géant de Valles Marineris.



Figure 4.8: La planète Saturne et son système d'anneaux observés par la sonde spatiale Cassini-Huygens. Image: Cassini-Huygens, NASA/ESA.

Jupiter est la plus grande planète du Système Solaire. Il s'agit d'une planète gazeuse composée principalement d'hydrogène ($\sim 90\%$) et d'hélium. Selon certains modèles de l'intérieur de la planète, il se pourrait qu'elle ne possède pas de surface solide, alors que d'autres théories supposent un noyau rocheux entouré d'hydrogène liquide (dit métallique) puis d'hydrogène gazeux. La rotation rapide de Jupiter conduit à un aplatissement rotationnel. La planète produit plus d'énergie qu'elle n'en reçoit du Soleil. Cette production d'énergie résulte probablement d'une lente contraction gravitationnelle de la planète. Jupiter possède de nombreuses lunes dont les plus grandes et les plus célèbres sont Io, Europe, Ganymède et Callisto; Ganymède étant plus grande que la planète Mercure. Ces quatre lunes font l'objet d'un intérêt très vif de la part des astrophysiciens, notamment Europe et Ganymède qui pourraient abriter un océan d'eau liquide sous une couche de glace superficielle.

La planète Saturne a une structure et une composition chimique probablement très similaire à celle de Jupiter. Saturne est surtout connue pour son système étendu d'anneaux. Ces anneaux sont formés de débris de glace et de poussières de tailles très variées. La planète possède une multitude de lunes avec des tailles et des propriétés très diverses. Le plus gros satellite naturel est Titan qui est la seule lune du Système Solaire à posséder sa propre atmosphère.

Uranus et Neptune sont des géantes de glaces formées d'un mélange d'hydrogène et hélium gazeux avec des glaces d'eau (H_2O), d'ammoniac (NH_3) et méthane (CH_4). La particularité d'Uranus est d'avoir un axe de rotation quasi perpendiculaire à la normale à son plan orbital.

De nombreuses recherches ont été menées pour découvrir d'éventuelles planètes supplémentaires. Jusqu'en 2006, Pluton, découverte en 1930 par Clyde Tombaugh (1906-1997), était considérée comme la neuvième planète du Système Solaire. Toutefois, vu les propriétés de Pluton, et suite à la découverte d'autres objets similaires (par exemple Eris) au-delà de l'orbite de Neptune, Pluton fut 'dégradée' au rang de planète naine (voir Sect. 4.2.4). En 2016, une étude d'objets situés au-delà de l'orbite neptunienne (avec $a > 250$ UA) révéla que ces objets possèdent des orbites orientées de la même manière (voir Fig. 4.9), suggérant un phénomène de résonance avec l'orbite d'une hypothétique neuvième planète (Planet Nine) de masse $\geq 10 M_{\oplus}$. Il faut toutefois remarquer qu'à ce jour cet objet n'a pas encore été observé directement.

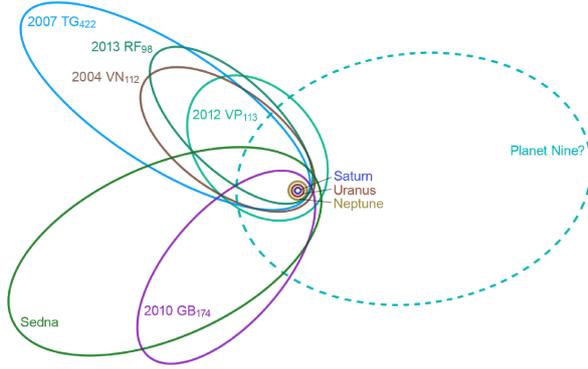


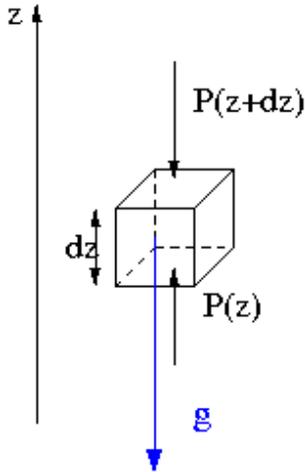
Figure 4.9: Orientation des orbites d'objets distants de la ceinture de Kuiper. Le fait que les longitudes des périhélies soient très similaires pour l'ensemble des objets suggère une perturbation gravitationnelle par une neuvième planète ayant une orbite fort excentrique ($e \sim 0.6$).

4.2.3 Atmosphères planétaires

La structure d'une atmosphère planétaire peut être décrite en première approximation par la condition d'équilibre hydrostatique. Ici nous supposons que l'atmosphère a une hauteur faible par rapport au rayon de la planète. Supposons que le gaz qui constitue l'atmosphère se comporte comme un gaz parfait. L'équation d'état des gaz parfaits s'écrit

$$P = \rho \frac{k T}{\bar{\mu} m_u}$$

avec T la température, k la constante de Boltzmann, $\bar{\mu}$ la masse moléculaire relative de l'atmosphère et $m_u = 1.66 \cdot 10^{-27}$ kg, l'unité de masse atomique.



Considérons un élément de l'atmosphère de densité ρ , de section géométrique A et de hauteur dz . La composante de la force due à la gravitation selon l'axe z s'écrit

$$-\rho(z) A dz g$$

avec $g = \frac{G M_p}{R_p^2}$. La composante selon z de la force due au gradient de pression s'écrit quant-à-elle:

$$(P(z) - P(z + dz)) A = -\frac{dP}{dz} A dz$$

La condition d'équilibre hydrostatique implique que la somme des forces externes sur l'élément de gaz doit être nulle, ce qui conduit dans notre cas à la relation:

$$\frac{dP}{dz} = -\rho(z) g \quad (4.25)$$

On obtient donc que

$$\frac{dP}{dz} = -P \frac{G M_p \bar{\mu} m_u}{R_p^2 k T} \quad (4.26)$$

La quantité

$$H = \frac{k T R_p^2}{G M_p \bar{\mu} m_u} = \frac{k T}{g \bar{\mu} m_u}$$

est la hauteur d'échelle de l'atmosphère. Si H est constante entre les altitudes z_1 et z_2 , alors, on trouve que

$$P(z_2) = P(z_1) \exp \left[\frac{-(z_2 - z_1)}{H} \right]$$

La variation de la pression avec l'altitude sera donc fonction de la température, de la composition chimique de l'atmosphère (au travers de $\bar{\mu}$) et de la gravité de surface de la planète.

L'existence même d'une atmosphère dépend aussi de la capacité de la planète de retenir cette atmosphère. Nous avons défini précédemment une vitesse d'échappement de la surface d'une planète (relation 4.14). Comparons la vitesse moyenne des molécules donnée par $\sqrt{\frac{2kT}{\mu m_u}} = \sqrt{2Hg}$ à cette vitesse de libération qui vaut $\sqrt{\frac{2GM_p}{R_p}} = \sqrt{2R_p g}$. Nous constatons que la vitesse moyenne des molécules est inférieure à la vitesse de libération pour autant que $H < R_p$. Une condition nécessaire pour que la gravité de la planète retienne l'atmosphère est donc que la hauteur d'échelle soit plus petite que le rayon de la planète.

4.2.4 Les petits corps

Outre les huit planètes, le Système Solaire comporte un très grand nombre de petits corps. Il s'agit de planètes naines (Cérès, Pluton, Eris, Makémaké, Hauméa), d'astéroïdes et de comètes. Ces objets sont de taille variable et certains sont probablement des reliquats de l'époque de la formation du Système Solaire.

La ceinture des astéroïdes, située entre 2.3 et 3.3 UA du Soleil, c'est-à-dire entre les orbites de Mars et Jupiter, comporte des corps rocheux ou métalliques non volatils. Avec un diamètre de 950 km, la planète naine Cérès en est le plus grand objet. La sonde spatiale Dawn a cartographié la surface de Cérès, révélant une surface cratérisée, mais moins de grands cratères d'impact qu'escomptés. Une intrigante tache brillante au centre du cratère Occator est probablement due à un dépôt de sel résultant d'un affleurement de matériaux volatils du sous-sol à la surface (Fig. 4.10).

En revanche, les objets situés au-delà de l'orbite de Neptune, les objets de la ceinture de Kuiper (entre 30 et 50 UA pour la partie la plus interne) sont considérés comme des corps glacés.

Avec un diamètre de 2374 km, Pluton est le plus grand objet de la ceinture de Kuiper actuellement connu. Avec Charon (diamètre de 1207 km), elle forme un système double. La sonde américaine New Horizons nous a livré des images inattendues du système Pluton-Charon. Pluton elle-même présente une variété de paysages avec des montagnes de glace, des glaciers de glace d'azote, des cryovolcans, des hydrocarbures recouvrant d'anciens cratères,... (voir Fig. 4.11). Parmi les glaces présentes, il n'y a pas que des glaces d'eau, mais aussi de N_2 , de CO , et de CH_4 . La surface de Pluton présente des structures très contrastées: une vaste région claire en forme de coeur, appelée Tombaugh Regio, est relativement jeune (moins de 10 millions d'années) comme indiqué par le faible nombre de cratères. En revanche, la région Cthulhu, nettement plus sombre, est couverte de cratères, dont certains sont recouverts d'une matière sombre.

Vers 50 000 UA se situe la limite interne d'un réservoir présumé de comètes qu'on appelle le Nuage d'Oort. Ces comètes sont aujourd'hui considérées comme des agglomérats de poussière et de glace (modèle de la 'boule de neige sale') avec un diamètre de l'ordre de 10 km. Lorsqu'une comète s'approche du Soleil, elle s'évapore sous l'action du rayonnement solaire produisant une coma autour du noyau formé de poussières et de gaz issu de la sublimation des glaces de la comète. Cette matière est soumise à la pression de radiation exercée par le rayonnement solaire, à l'attraction gravitationnelle du Soleil, et à l'effet du vent solaire. Il se forme deux queues, une queue de plasma et une autre de poussières. La queue de plasma est constituée d'ions que le vent solaire expulse dans la direction opposée au Soleil. Elle a une couleur bleue car l'ion CO^+ émet de la lumière dans le bleu. La queue de poussières est formée de particules trop lourdes pour être emportées par le vent solaire. Sous l'effet de la

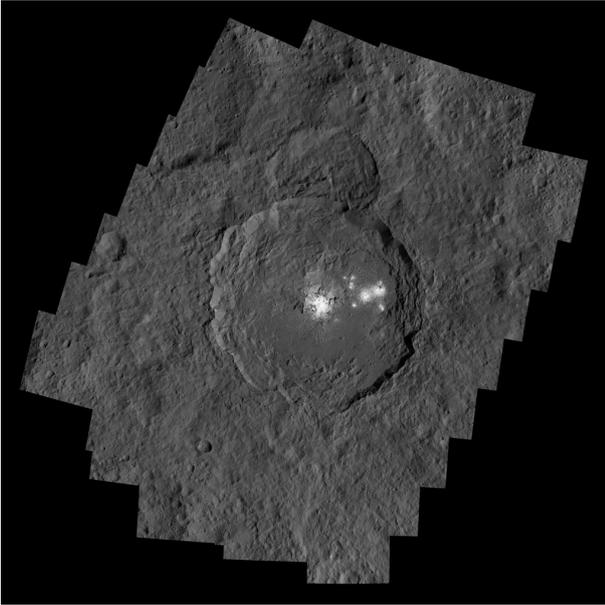


Figure 4.10: Le cratère Occator sur Cérés observé par la sonde américaine Dawn en mars 2016. Les taches brillantes seraient dues à un dépôt de sel. Le diamètre du cratère est de 92 km. Image: NASA/JPL-Caltech/UCLA/MPS/DLR/IDA/PSI.

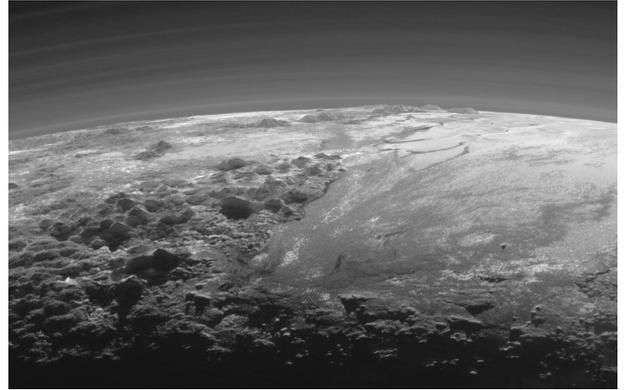


Figure 4.11: Cette image prise par la sonde New Horizons lors de son survol de Pluton le 14 juillet 2015, montre non-seulement des montagnes et de plaines de glace à la surface de la planète naine, mais permet aussi de distinguer une douzaine de couches de brume. A la distance de Pluton au moment du survol de New Horizons, l'éclairage du Soleil équivaut à 1/1000 du flux à la position de la Terre. L'image a été prise à une altitude de 18 000 km en pointant la caméra vers le coucher de Soleil.



Figure 4.12: La comète Hale-Bopp en mars 1997. On distingue clairement la queue de plasma de couleur bleue opposée à la direction du Soleil et la queue de poussières incurvée. ©Photo de Gerald Rhemann.

pression de radiation du Soleil, ces grains de poussière s'éloignent de la coma et se trouvent dès lors sur une orbite autour du Soleil de rayon un peu plus grand que celle de la comète. En raison de la 3^{ème} loi de Kepler, l'orbite des grains correspond à une période orbitale plus longue que celle de la comète et la queue de poussières paraît alors incurvée.

Lors de leurs passages près du Soleil, les comètes laissent derrière elles des traînées de poussières. Lorsque la Terre

traverse une telle traînée, il se produit une pluie d'étoiles filantes (météores) quand ces grains de sable entrent à grande vitesse dans l'atmosphère et s'y consomment.

4.3 Planètes extra-solaires

Le Soleil est une étoile moyenne qui fait partie d'une galaxie qu'on appelle la Voie Lactée (voir Chapitre 5). Sachant que la Voie Lactée comporte environ 100 à 200 milliards d'étoiles et qu'il existe une multitude de galaxies similaires à la nôtre, on conçoit facilement que la probabilité qu'il existe des planètes ailleurs que dans le Système Solaire est grande.

Toutefois, la mise en évidence de ces planètes extra-solaires, ou exo-planètes, n'est pas simple parce que les étoiles sont très lointaines, qu'elles sont beaucoup plus massives que les planètes et que celles-ci ne réfléchissent qu'une petite fraction de la lumière émise par leur étoile hôte. Pour illustrer la difficulté, considérons par exemple la détection directe d'une exo-planète. Vu depuis l'étoile α Cen, l'étoile la plus proche du Soleil, la planète Jupiter a une taille angulaire de 0.0007" et se trouve à 4" du Soleil. Le rapport entre la brillance de Jupiter dans le domaine visible et la brillance du Soleil est d'environ 10^{-8} . Pour la Terre, ce rapport n'est que de 10^{-9} ! Ceci explique pourquoi, à ce jour, la détection directe n'a été couronnée de succès que pour les exo-planètes de deux étoiles. Pourtant, on dénombre actuellement plus de 3800 exo-planètes! La quasi-totalité de ces objets ont été trouvés de manière indirecte.

En effet, les exo-planètes et leur étoile hôte gravitent autour d'un centre de masse commun. On peut donc utiliser le mouvement de l'étoile hôte pour mettre en évidence la présence d'une planète sans que celle-ci ne soit directement observée. Malheureusement, vu que les étoiles sont beaucoup plus massives que les planètes, le mouvement de l'étoile hôte est très petit et sa mesure, soit directement par mesure de sa position soit via les vitesses radiales déterminées par l'effet Doppler (voir Chapitre 3), nécessite des instruments d'une précision extrême. Jupiter impose un mouvement de 12 m s^{-1} au Soleil, quant à la Terre, son effet n'est que de 0.09 m s^{-1} . La première exo-planète trouvée par la technique Doppler est 51 Peg b, découverte en 1994 par les astronomes suisses Michel Mayor et Didier Queloz. Avec une masse de 0.46 fois celle de Jupiter et une période orbitale de 4.2 jours, 51 Peg b fait partie de la catégorie des 'Jupiters chauds': une géante gazeuse en orbite rapprochée de son étoile hôte. La technique des vitesses radiales est effectivement biaisée vers la détection de ce genre d'objets. Elle présente aussi l'inconvénient de ne pas fournir la vraie masse de la planète, mais le produit de cette masse par le sinus de l'inclinaison orbitale. Finalement, elle requiert des précisions sur la vitesse radiale de l'ordre de 1 m s^{-1} ou mieux. Cela constitue un défi majeur, notamment aussi en raison de la présence de variations intrinsèques (par exemple des pulsations) de l'étoile hôte qui produisent des variations du même niveau.

Actuellement, la majorité des exo-planètes ont été détectées par la technique des transits. En effet, si notre direction d'observation n'est pas trop inclinée par rapport au plan de l'orbite de l'exo-planète, celle-ci passera à intervalle régulier devant son étoile hôte, occultant une petite fraction de la surface de celle-ci. Lors d'un transit planétaire, la variation relative de flux lumineux est donnée en première approximation par $\frac{\Delta I}{I} = \left(\frac{R_p}{R_*}\right)^2$ où R_p est le rayon de la planète et R_* celui de l'étoile. Ici encore, il faut des instruments très précis. En effet, pour un transit de Jupiter devant le Soleil, on aurait une diminution du flux de 1%. En revanche, pour une planète de la taille de la Terre, cette diminution n'est que de 0.01%. Encore faut-il observer au bon moment! Ainsi la durée maximale ($i = 90^\circ$) d'un transit (en h) vaut $13 a_p^{1/2} \frac{R_*}{R_\odot} \left(\frac{M_\odot}{M_*}\right)^{1/2}$ avec a_p exprimé en UA. Un jumeau de la Terre ($R_* = R_\odot$, $R_p = R_\oplus$, $M_* = M_\odot$, $a_p = 1 \text{ UA}$, $P = 1 \text{ an}$) produirait ainsi $\frac{\Delta I}{I} = 0.01\%$ durant 13 h chaque année. Pour augmenter les chances de succès, il faut donc observer beaucoup d'étoiles et de préférence depuis l'espace, là où l'atmosphère

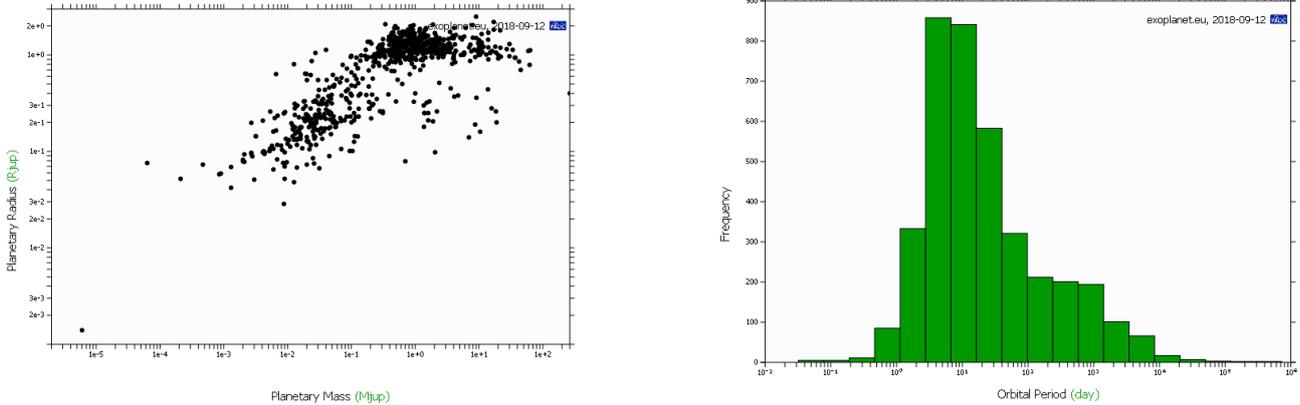


Figure 4.13: A gauche: rayons et masses d'exo-planètes montrant que la plupart des exo-planètes connues à ce jour sont des géantes. A droite: histogramme des périodes orbitales des exo-planètes.

terrestre ne perturbe pas la précision des observations. Cette méthode comporte également des biais en faveur de planètes assez volumineuses en orbite rapprochée de leur étoile hôte. On peut augmenter les chances de succès en ciblant principalement des étoiles de masse plus faibles que le Soleil et des planètes orbitant leur étoile à une distance relativement faible. C'est cette approche qui est utilisée par le télescope liégeois TRAPPIST au Chili. L'observation combinée de transits et des variations de vitesse radiale permet d'estimer la densité d'une exo-planète. Les transits peuvent aussi nous renseigner sur les propriétés de l'exo-planète, telle que sa température ou la présence d'une atmosphère.

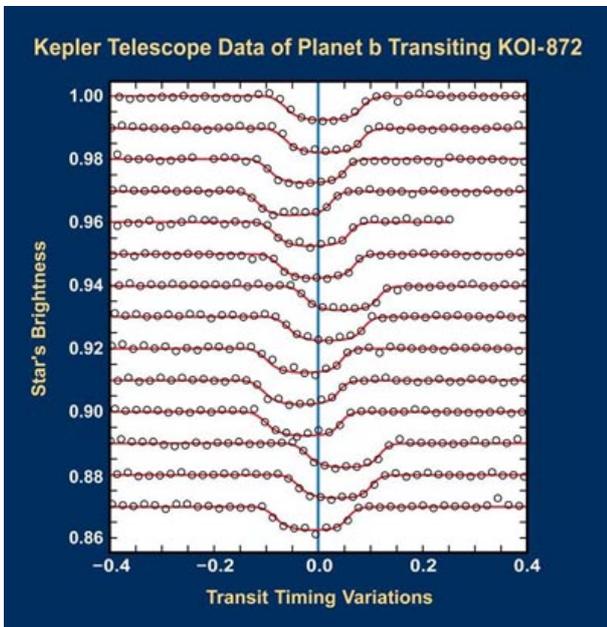


Figure 4.14: Observations des transits de l'exo-planète de KOI-872 par le satellite Kepler. Les délais temporels entre les différents transits sont probablement induits par la présence d'une autre exo-planète non-encore détectée. Image: NASA.

4.3.1 Bilan énergétique et zone habitable

On peut calculer en première approximation la température d'équilibre d'une planète. En effet, le bilan énergétique se compose de trois parties:

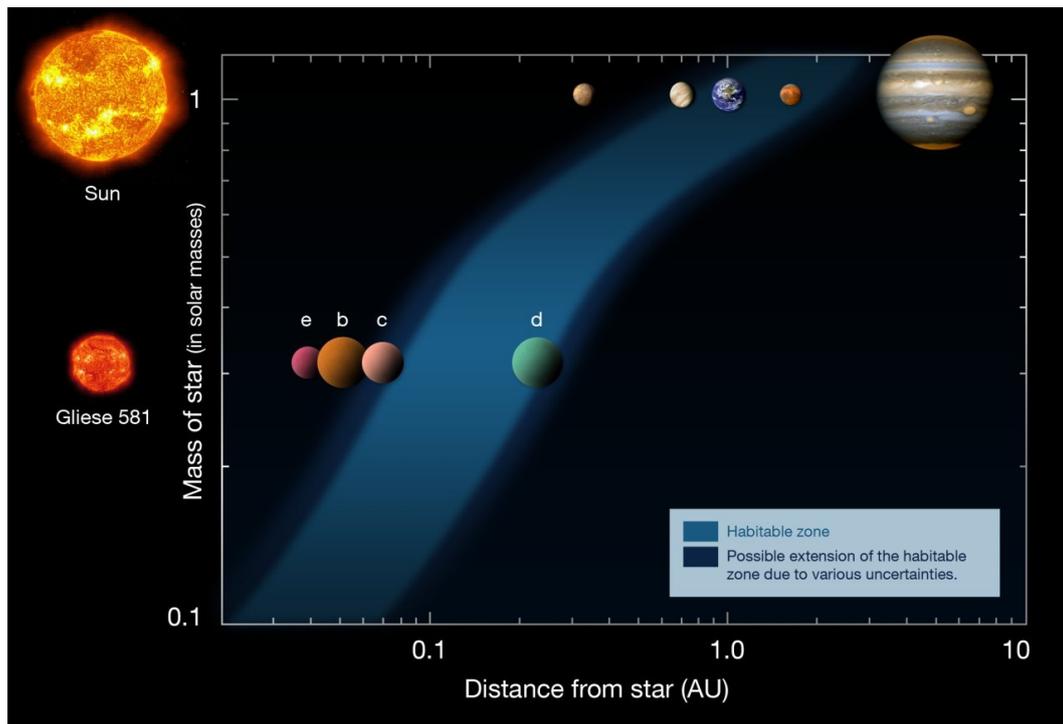


Figure 4.15: La distance de la zone habitable à l'étoile hôte dépend de la température de l'étoile hôte. La figure montre une comparaison entre les zones habitables théoriques du Système Solaire et du système planétaire de Gliese 581.

- la partie de l'énergie radiative reçue de son étoile hôte qui est absorbée par la planète,
- l'énergie thermique de corps noir rayonnée par la planète,
- l'énergie produite par la planète elle-même (contraction gravitationnelle, radioactivité,...).

L'albédo exprime la fraction de l'énergie radiative qui est réfléchiée par la planète. L'énergie reçue en provenance de l'étoile hôte et absorbée par la planète, de rayon R_p et d'albédo A_p , s'écrit alors:

$$E_{\text{abs}} = \pi R_p^2 (1 - A_p) \frac{L_*}{4 \pi a_p^2} \quad (4.27)$$

Ici L_* est la luminosité de l'étoile hôte et a_p est la distance entre cette étoile et la planète. L'énergie thermique rayonnée par la planète du fait de sa température d'équilibre T s'écrit

$$E_{\text{therm}} = 4 \pi R_p^2 \sigma T^4 \quad (4.28)$$

avec σ la constante de Stefan-Boltzmann. Finalement, l'énergie produite par la planète s'exprime comme

$$E_{\text{int}} = 4 \pi R_p^2 q \quad (4.29)$$

où q est l'énergie rayonnée à la surface de la planète en W m^{-2} . Ce dernier terme est négligeable pour les planètes telluriques. Toutefois les planètes Jupiter, Saturne et Neptune émettent chacune plus d'énergie qu'elles ne reçoivent du Soleil.

Si nous négligeons l'énergie produite par la planète, la température d'équilibre est donnée par

$$T = \left((1 - A_p) \frac{L_*}{16 \pi a_p^2 \sigma} \right)^{1/4} \quad (4.30)$$

Si nous considérons le cas de la Terre ($A_{\oplus} = 0.3$), nous obtenons une température d'équilibre de 255 K (soit -18°C). Pour Vénus ($A_p = 0.75$), nous obtenons de la même manière 231 K. Dans les deux exemples, la température calculée est bien inférieure à la valeur réelle. Ces désaccords s'expliquent par l'action de l'atmosphère planétaire qui crée un effet de serre permettant à la température réelle d'être bien supérieure à la valeur estimée par le bilan énergétique global.

Conventionnellement, on définit la zone habitable d'un système planétaire comme étant la région autour de l'étoile hôte où la température d'équilibre d'un corps noir permet à l'eau, ingrédient indispensable à la vie telle que nous la connaissons, d'exister à l'état liquide (Fig. 4.15). Sur base des exemples ci-dessus, on voit que ce concept a une valeur limitée, vu qu'il ne tient pas compte de l'albédo de la planète ni d'un éventuel effet de serre dû à une atmosphère. Sur environ 3800 exo-planètes connues à ce jour (en septembre 2018), 72 sont considérées comme potentiellement habitables, même si les mises en garde ci-dessus (incertitude sur effet de serre,...) s'appliquent aussi à ces objets.

D'autres incertitudes peuvent affecter le concept de zone habitable. Pour illustrer ce point, considérons le système planétaire Trappist-1, découvert par Michaël Gillon et son équipe de l'Université de Liège. Trappist-1 comporte 7 planètes telluriques en orbite très rapprochée de leur étoile hôte, une naine rouge de type spectral M8 V (température de surface d'environ 2550 K). Cette étoile hôte est à peine plus grande que Jupiter, mais plus de 80 fois plus massive que Jupiter. A partir de l'observations des transits des exoplanètes de Trappist-1, on a pu montrer que ce système planétaire est très compact: l'ensemble des 7 planètes se trouve à une distance de l'étoile hôte inférieure à celle de la planète Mercure au Soleil. La planète la plus interne tourne autour de l'étoile hôte en 1.5 jours, alors que la plus externe accomplit une révolution en 18.8 jours. Du fait de la proximité des planètes entre-elles, leurs mouvements orbitaux sont en résonance entre eux. Malgré que plusieurs des exoplanètes de Trappist-1 se trouvent dans la zone habitable de leur étoile hôte, il est très peu probable que ces planètes soient réellement habitables. En effet, vu la proximité des planètes par rapport à l'étoile, ces planètes sont probablement en rotation synchrone (elles présentent toujours la même face tournée vers l'étoile), ce qui devrait conduire à des différences de températures très importantes entre le côté jour et le côté nuit. Finalement, un autre problème concerne l'activité de l'étoile M8 V. Celle-ci émet beaucoup de rayons X et de rayonnement UV, et elle produit des éruptions sporadiques sous forme de flares qui peuvent directement impacter les planètes.

4.4 Evolution de systèmes planétaires

La formation des étoiles, et encore plus celle d'étoiles accompagnées d'un système planétaire, reste un sujet au centre de nombreuses recherches en astrophysique. Par exemple, il est difficile de situer avec précision la limite exacte en masse entre une planète et une étoile ratée (naine brune). On estime que cette limite est de l'ordre de 10 à 12 fois la masse de Jupiter.

L'observation des systèmes exo-planétaires a profondément influencé les théories sur la formation de systèmes planétaires. En effet, elle a révélé l'existence d'objets qu'il n'était pas possible d'imaginer sur base de l'étude de notre seul Système Solaire. Ainsi, on y a trouvé des Jupiters chauds et des planètes avec des orbites nettement plus excentriques que celles des planètes du Système Solaire.

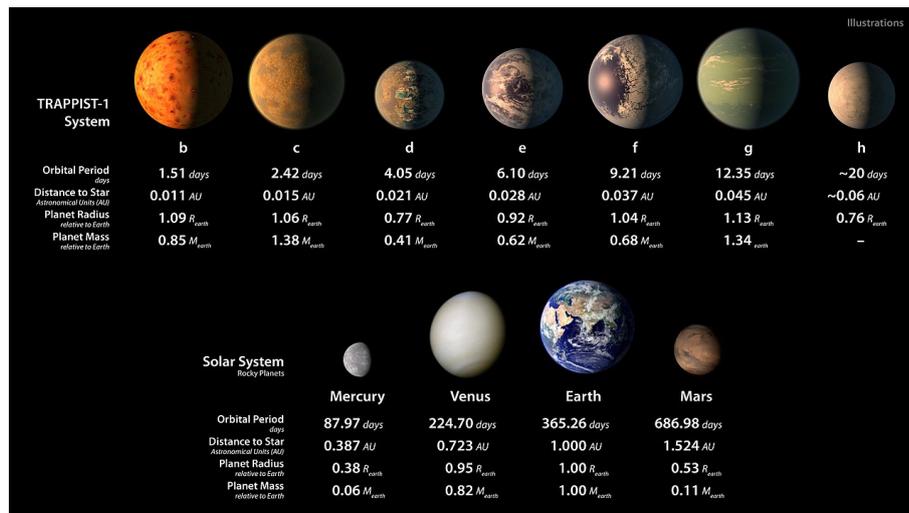


Figure 4.16: Comparaison de la taille des planètes de Trappist-1 avec les planètes telluriques du Système Solaire. Image: NASA JPL.

4.4.1 Le Système Solaire

Selon les théories actuelles, la formation du Système Solaire a débutée il y a environ 4.6 milliards d'années avec l'effondrement gravifique d'un nuage de matière. La majeure partie de la masse de ce nuage a été utilisée pour former le Soleil. Le reste a formé un disque proto-planétaire.

Ce modèle 'nébulaire' a été proposé par Emanuel Sedenborg (1688 - 1772), Immanuel Kant (1724 - 1804) et Pierre-Simon Laplace au 18ème siècle. Il a ensuite été délaissé temporairement en raison de ses difficultés à expliquer le faible moment cinétique du Soleil. Toutefois, l'observation directe de disques proto-planétaires autour d'étoiles en formation au cours des 30 dernières années a ravivé l'intérêt pour ce modèle.

Dans la version actuelle de ce scénario, l'effondrement a probablement concerné un nuage plus vaste dans un amas stellaire qui se serait disloqué au bout de quelques centaines de millions d'années par suite d'interactions dynamiques. L'effondrement du nuage donna un coeur en rotation rapide (embryon du futur Soleil) entouré d'un disque proto-planétaire d'environ 100 UA de rayon. Au bout d'environ 50 millions d'années, la pression et la température au coeur du Soleil atteignirent des valeurs suffisantes pour déclencher des réactions de fusion nucléaire. Les planètes se formèrent à partir de condensats de poussières en orbite autour de ce Soleil primitif. Ces condensats accrétèrent de la matière à partir du disque jusqu'à atteindre des dimensions de l'ordre de la centaine de mètres. Ces agglomérats augmentèrent ensuite leur taille par des collisions successives.

Il faut remarquer que les conditions de formation planétaires diffèrent entre les parties internes et externes du Système Solaire primitif. En effet, dans la partie interne (jusqu'à environ 4 UA), la température trop élevée empêche la condensation de molécules volatiles telles que l'eau ou le méthane. Par conséquent les embryons planétaires qui se formèrent dans cette région ne pouvaient contenir que des composés de matériaux plus réfractaires, tels que des métaux (fer, nickel, aluminium) et des silicates. Ces planétésimaux allaient donner naissance aux planètes telluriques.

Les planètes géantes se formèrent dans les parties plus externes du Système Solaire, là où la température était suffisamment basse pour permettre aux composants volatils de subsister à l'état de glace. Vu que ces composés étaient présents en quantité plus importante que les silicates, ces embryons planétaires étaient plus massifs et atteignirent

des masses leur permettant d'accréter de l'hydrogène et de l'hélium.

On pense que le Système Solaire jeune avait un aspect très différent de l'actuel. Ainsi, il était probablement plus compact et la partie interne comptait de l'ordre de 50 objets avec des tailles entre celles de la Lune et de Mars. Ces objets se trouvèrent probablement sur des orbites fortement excentriques et subirent par la suite des collisions et des fusions jusqu'à atteindre les masses et tailles des planètes telluriques actuelles. C'est au cours d'une de ces collisions entre la Terre primitive et un objet de la taille de la planète Mars que la Lune se serait formée. La ceinture des astéroïdes contenait initialement assez de matière pour former au moins une planète tellurique supplémentaire. Suite aux interactions dynamiques avec Jupiter, les embryons planétésimaux se dispersèrent à travers le Système Solaire, il y a environ 4 milliards d'années, et jouèrent un rôle important dans les phases finales de l'accrétion des planètes telluriques et dans l'apport d'eau sur Terre. Les stigmates de ce bombardement sont toujours visibles sous la forme de cratères d'impact sur des corps dépourvus d'atmosphère et d'activité géologique, tels que la planète Mercure ou la Lune.

Selon certaines théories, les géantes glacées Uranus et Neptune n'ont pas pu se former à leur position actuelle, mais se trouvèrent initialement beaucoup plus proches de Jupiter et Saturne. Ces planètes auraient par la suite migré vers leur position actuelle. Il est même proposé que les deux planètes auraient échangé leurs positions, Uranus ayant été initialement la planète la plus externe.

4.4.2 Les systèmes d'exo-planètes

On estime actuellement qu'entre 10 et 20% des étoiles de type solaire possèdent au moins une planète géante. Les systèmes exo-planétaires connus à l'heure actuelle sont très différents de notre Système Solaire. On y trouve souvent des Jupiters chauds, c'est-à-dire des géantes gazeuses très près de leur étoile hôte. Toutefois, selon les théories de formation (voir ci-dessus), seules les planètes lointaines devraient comporter des composants volatils caractéristiques des géantes gazeuses, et près de l'étoile, il ne devrait subsister que des éléments réfractaires lourds, et donc des planètes rocheuses.

Il est donc suggéré que les Jupiters chauds résultent de migrations planétaires. On distingue deux phases de migration. La migration de type I se produit lorsque les planètes se forment. La formation d'une planète génère une onde de densité dans le disque protoplanétaire qui pousse l'embryon planétaire vers l'intérieur jusqu'à ce que la planète ait creusé un trou annulaire dans le disque. A ce moment la migration s'arrête. Dans la migration de type II, la proto-planète se déplace vers l'intérieur de concert avec le disque attiré par l'étoile. Le point d'arrêt de ce mouvement de migration dépend des propriétés du disque protoplanétaire.

La situation peut encore se compliquer en raison des interactions dynamiques qui peuvent conduire à l'éjection de planètes, et à des phénomènes de résonance (engendrant parfois des difficultés de détection de la présence de systèmes comportant plusieurs planètes),...

Chapitre 5

Au-delà du Système Solaire

Le Soleil n'est qu'une étoile ordinaire parmi un très grand nombre d'étoiles qui forment ce qu'on appelle la Voie Lactée, notre Galaxie. On estime que la Galaxie comporte entre 100 et 200 milliards d'étoiles. Toutefois, il ne faut pas se leurrer, malgré ce nombre impressionnant d'étoiles, les distances entre ces étoiles sont colossales à l'échelle humaine. Dans ce chapitre, nous allons découvrir comment on peut mesurer ces distances avec précision. Nous verrons ensuite quelles sont les caractéristiques physiques les plus importantes de cette multitude d'étoiles et comment elles vivent et meurent. Nous découvrirons finalement le milieu interstellaire, qui renferme la matière à partir de laquelle de nouvelles étoiles se forment mais aussi celle que d'autres étoiles ont éjectée à la fin de leur vie.

5.1 Les distances au-delà du Système Solaire

Un des problèmes les plus fondamentaux en astronomie concerne la détermination des distances des objets que nous observons dans le ciel. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre 3, toutes les étoiles n'ont pas la même brillance, et il n'est dès lors pas possible de connaître la distance d'un objet à partir de sa seule magnitude apparente. Pourtant, la distance est un des paramètres clés pour la compréhension du fonctionnement des étoiles, des galaxies et de l'Univers tout entier. Des efforts considérables ont donc été déployés dans le but d'établir les distances des étoiles, et plus généralement les distances des corps célestes. Dans cette section, nous nous concentrerons sur la mesure de la distance des étoiles par la méthode des parallaxes. Nous aborderons le problème général de la mesure des distances en astronomie dans le cadre des TPs.

En astronomie, les distances sont tellement grandes qu'il est peu commode de les exprimer en mètres ou en kilomètres. Les astronomes utilisent dès lors d'autres unités pour exprimer la distance d'une étoile ou d'une galaxie. L'unité la plus connue du public est l'année-lumière. Contrairement, à ce que le nom suggère, il ne s'agit nullement d'une mesure du temps, mais bien d'une unité de distance. Par analogie, considérons une autoroute imaginaire qui relie le centre du Soleil aux profondeurs de l'espace. Si nous roulons sur cette autoroute à la vitesse constante de 120 km h^{-1} , sans nous arrêter, nous parcourons environ un million de km en un an. Cette distance, 10^9 m , pourrait dès-lors s'appeler une année-voiture. Cependant, cette unité ne serait pas commode pour les astrophysiciens, parce qu'il faudrait déjà 142 années-voiture pour exprimer la valeur de l'unité astronomique, et 38 millions d'années-voiture nous séparent de l'étoile la plus proche. Il est bien plus pratique d'utiliser la vitesse de la lumière comme point de repère. En effet, dans le vide, la lumière se déplace à une vitesse constante $c = 2.997792 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$. En une seconde, la lumière parcourt donc environ 300 000 km, et il lui faut 8 minutes pour parcourir la distance Soleil-Terre. En une année, la lumière parcourt ainsi $9.460530 \cdot 10^{12} \text{ km}$, c'est-à-dire la distance correspondante à une année lumière. Avec cette définition, l'étoile la plus proche se trouve à

4.2 années-lumière. A titre de comparaison, la sonde spatiale Voyager 1, lancée en 1977, se trouve actuellement à 19.9 heures-lumière du Soleil...

Pour les étoiles proches, on peut déterminer la distance via la technique de la parallaxe annuelle. Comme la Terre se déplace autour du Soleil, la position apparente des étoiles proches par rapport aux étoiles lointaines change au cours de l'année (voir Fig. 5.1).

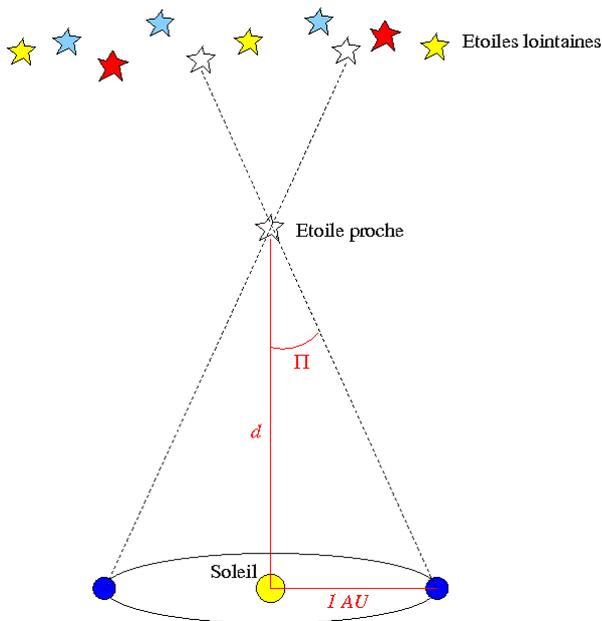


Figure 5.1: Illustration du principe de la mesure de la parallaxe annuelle. A six mois d'intervalle, la position apparente d'une étoile proche par rapport aux étoiles lointaines a changé d'un angle 2Π . La distance de l'étoile proche d est directement liée à la valeur de Π .

Du fait des distances énormes qui nous séparent des étoiles, les parallaxes sont très petites. Pour l'étoile la plus proche, la parallaxe ne vaut que $0.772''$. Les astrophysiciens utilisent l'unité parsec qui correspond à la distance à laquelle un segment de longueur 1 UA est vu sous un angle de $1''$. Cette distance équivaut à 3.26 années-lumière. On voit ici que l'unité astronomique joue un rôle fondamental dans la détermination des distances en astronomie. Nous y reviendrons dans le cadre des travaux pratiques.

Puisque ces angles sont si petits, on peut approcher la tangente de l'angle par sa valeur en radians. En utilisant le parsec comme unité pour d , on obtient alors

$$d = \frac{1}{\Pi} \quad (5.1)$$

où la parallaxe Π est exprimée en secondes d'arc. Dans un rayon de 3 pc autour du Soleil on trouve 11 étoiles.

La première détermination observationnelle de la parallaxe d'une étoile fut celle du système double 61 Cygni ($\Pi = 0.31''$ à comparer à la valeur actuellement admise de $0.287''$) par Friedrich Wilhelm Bessel (1784 - 1846) en 1838. Jusqu'au milieu des années 1960, les parallaxes étaient déterminées par des mesures au sol avec des lunettes spéciales, appelées lunettes méridiennes. Les mesures les plus précises obtenues de cette manière avaient une erreur d'environ $0.1''$, ce qui limitait les mesures de parallaxes à quelques centaines d'objets dans un rayon d'environ 10 pc.

En 1989, l'Agence Spatiale Européenne (ESA) a lancé le satellite astrométrique Hipparcos dont l'objectif était de déterminer les positions, déplacements et parallaxes d'un grand nombre d'étoiles depuis l'orbite terrestre. Le satellite tournait sur lui-même autour d'un axe qui précéssait au cours du temps. Ainsi, l'ensemble du ciel passait dans le champ du télescope d'Hipparcos. Le satellite put ainsi mesurer les parallaxes d'environ 120 000 étoiles avec une précision de l'ordre de $0.001''$. En 2013, l'ESA a lancé la mission Gaia, le successeur d'Hipparcos.

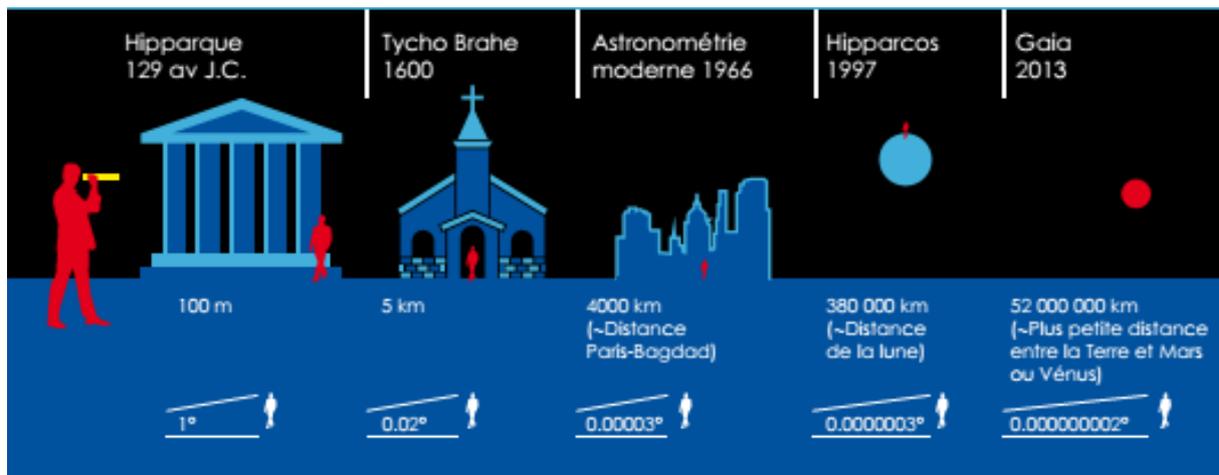


Figure 5.2: Evolution de la précision des mesures astrométriques depuis l'époque de la Grèce antique à nos jours. Image: ESA

Cette mission mesure actuellement les propriétés astrométriques d'environ un milliard d'étoiles dont 220 millions d'étoiles qui devraient avoir leur parallaxe déterminée avec une précision relative de 10%. Le principe de base de Gaia est le même que celui d'Hipparcos: un télescope en rotation autour d'un axe en précession. On estime qu'au bout de cinq années de mesure, Gaia devrait atteindre une précision de $10 \mu\text{arcsec}$, ce qui est équivalent à discerner une pièce de 2 euros sur la Lune, ou un être humain sur Mars quand la Terre et Mars sont au plus près l'une de l'autre.

5.2 100 milliards d'étoiles

La Voie Lactée comporte donc un vaste ensemble d'étoiles dont le nombre est estimé entre 100 et 200 milliards. Le diamètre de la Voie Lactée est évalué à 30 kpc, avec le Soleil qui se trouve à environ 10 kpc du centre de la Galaxie. Toutefois, ces étoiles ne se ressemblent pas toutes.

Un cliché du ciel en couleurs nous montre qu'il y a des étoiles plutôt rouges et d'autres plutôt bleues. Comme nous l'avons vu au chapitre 3, les couleurs intrinsèques des étoiles fournissent une indication de leur température: les étoiles rouges sont les plus froides et les bleues les plus chaudes. Comme la température de l'étoile détermine également son spectre, les astrophysiciens expriment ces différences par le concept de *type spectral*. Ils utilisent les types spectraux désignés par une lettre majuscule. Des étoiles les plus chaudes aux plus froides, ces lettres sont O, B, A, F, G, K, et M.

Les différences ne concernent pas seulement les températures, mais également les tailles des étoiles. Le Soleil est une étoile assez petite. Malgré ses dimensions gigantesques par rapport aux échelles humaines (diamètre solaire d'environ 1.4 millions de km), elle apparaît bien petite à côté d'une géante rouge comme Arcturus (α Boo) dont le rayon est de $24.5 R_{\odot}$. Mais même Arcturus est petite comparée aux étoiles les plus grandes que sont les supergéantes rouges, comme Bételgeuse (α Ori) ou Antarès (α Sco). Le diamètre d'Antarès est estimé à environ 418 millions de km. Pour distinguer des étoiles de même température, mais de taille et donc de luminosité différentes, les astrophysiciens utilisent les *classes de luminosité* désignées par un chiffre romain: I pour les supergéantes, II pour les géantes lumineuses, III pour les géantes, IV pour les sous-géantes, V pour les étoiles de la séquence principale, aussi appelées étoiles naines, et finalement VI pour les sous-naines. Comme nous le verrons dans la

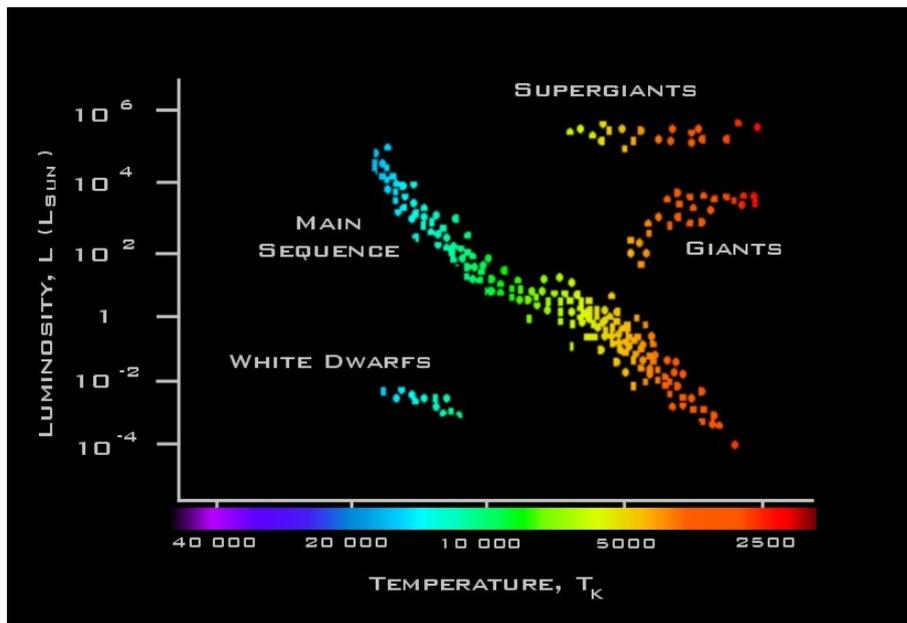


Figure 5.3: Diagramme d'Hertzsprung-Russell schématisé, illustrant la position des séquences les plus importantes. Image: University of Leicester, Faulkes Telescope Project.

section 5.3, ces différences de taille reflètent essentiellement des différences de l'état d'évolution des étoiles.

Comment peut-on comprendre ces différences de couleur et de taille? Pour répondre à cette question, nous allons introduire un des outils les plus importants en astrophysique stellaire, le diagramme d'Hertzsprung-Russell. Il s'agit d'un graphique donnant le logarithme de la température en abscisse et le logarithme de la luminosité bolométrique en ordonnée. Par convention, dans le diagramme H-R, la température croît de la droite vers la gauche, et la luminosité augmente de bas en haut. Dans un tel graphique, les étoiles ne se placent pas n'importe où. En effet, la toute grande majorité des étoiles peuplent un lieu plus ou moins le long d'une diagonale allant du coin supérieur gauche au coin inférieur droit. Il s'agit des étoiles de la séquence principale (classe de luminosité V). Le Soleil est une étoile de la séquence principale. Grâce aux modèles d'évolution stellaire (voir Sect. 5.3) nous savons aujourd'hui que la séquence principale correspond à la phase de la vie de l'étoile où celle-ci 'brûle' de l'hydrogène en son centre.

Une autre branche remarquable dans ce diagramme, quasi perpendiculaire à la séquence principale, est la branche des géantes (classe de luminosité III). Les supergéantes (classe I), c'est-à-dire les objets les plus lumineux peuplent quant-à-eux une branche quasi-horizontale dans la partie supérieure du diagramme H-R. Finalement, on trouve un groupe d'objets chauds, mais très peu lumineux qu'on désigne sous le nom de naines blanches dans la partie inférieure gauche du diagramme. Le diagramme H-R est directement lié à un autre graphique dit diagramme couleur-magnitude où on représente la magnitude absolue d'une étoile en fonction d'une de ses couleurs intrinsèques (par exemple $B - V$ ou $J - K$). En pratique, le diagramme couleur-magnitude est plus facile à construire à partir des observations que le diagramme H-R. Ceci est dû au fait que les luminosités et les températures exactes des étoiles sont plus difficiles à établir que leurs magnitudes et couleurs.

La théorie de l'évolution stellaire et les mesures de masses d'étoiles ont montré que le paramètre le plus important, celui qui détermine la température et la luminosité d'une étoile sur la séquence principale, est la masse de l'étoile.

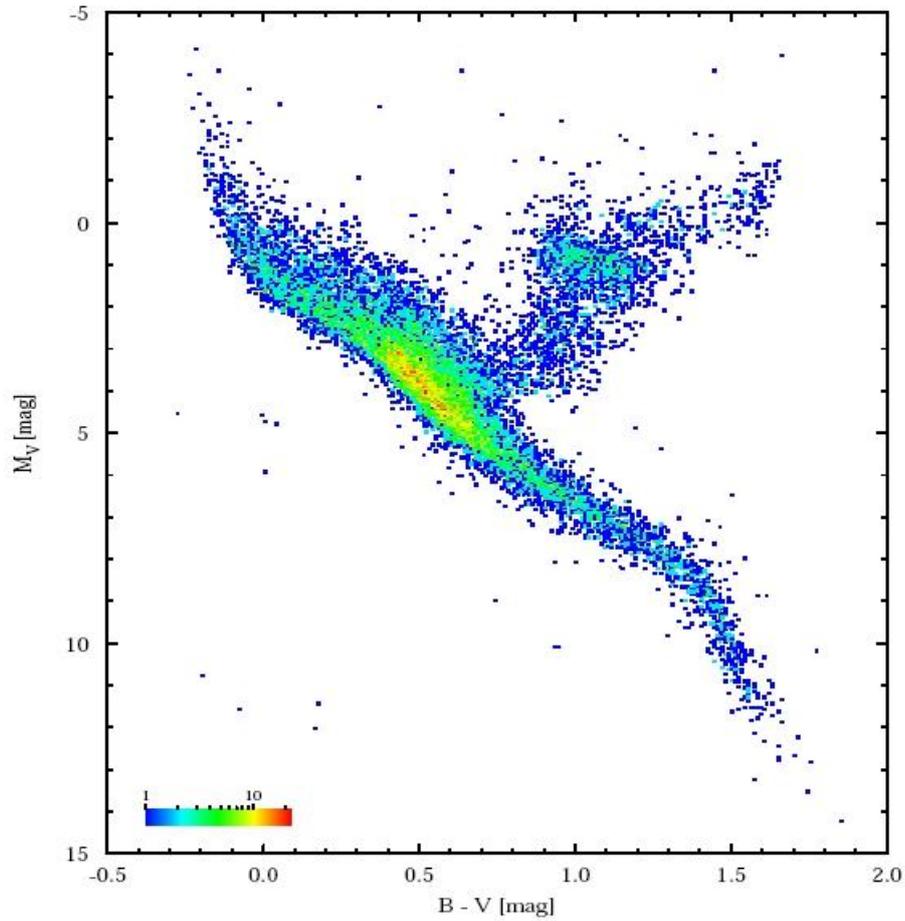


Figure 5.4: Diagramme couleur-magnitude établi sur base des mesures du satellite Hipparcos pour les étoiles dans un rayon de 100 pc. Image: ESA.

Table 5.1: Ordres de grandeur des paramètres stellaires les plus importants en fonction du type spectral. Les deux dernières colonnes indiquent le pourcentage relatif d'étoiles de ce type spectral et la durée de vie estimée.

Type spectral	T_{eff} (K)	L_{bol} (L_{\odot})	M (M_{\odot})	Pourcentage %	Durée de vie (années)
O	50000	1000000	60	0.001	5×10^6
B	15000	1000	6	0.1	5×10^7
A	8500	20	2	1	10^9
F	6800	7	1.5	2	2×10^9
G	5800	1	1	7	10^{10}
K	4500	0.3	0.7	15	2×10^{10}
M	3500	0.03	0.2	75	6×10^{11}

Ainsi, la séquence des types spectraux correspond également à une séquence de masses: les étoiles chaudes et brillantes (coin supérieur gauche du diagramme H-R) sont les plus massives, les étoiles froides et faibles (coin inférieur droit) sont les moins massives.

Les masses des étoiles couvrent une vaste gamme de valeurs d'environ 0.07 à $120 M_{\odot}$ (voir Table 5.1). Le long de la séquence principale, il existe une relation entre la masse et la luminosité. Cette relation a été établie théoriquement et vérifiée par la détermination observationnelle de masses dans des systèmes binaires. Pour des étoiles plus massives que $0.2 M_{\odot}$ et moins massives que $15 M_{\odot}$, elle s'écrit en première approximation:

$$\log \frac{L}{L_{\odot}} = 3.88 \log \frac{M}{M_{\odot}} + 0.05 \quad (5.2)$$

Pour des étoiles plus massives, jusqu'à environ $100 M_{\odot}$, on trouve:

$$\log \frac{L}{L_{\odot}} = 3.0 \log \frac{M}{M_{\odot}} + 1.26 \quad (5.3)$$

Cette relation masse-luminosité explique pourquoi les étoiles massives vivent moins longtemps que les étoiles de faible masse. En effet, nous avons vu au chapitre 3 que le Soleil produit son énergie par combustion nucléaire de l'hydrogène. Dans ce processus, la petite différence de masse entre quatre atomes d'hydrogène et un atome d'hélium est convertie en énergie. Le même mécanisme (avec toutefois des variantes concernant le détail des réactions nucléaires) opère dans toutes les étoiles de la séquence principale. Dès lors, on peut estimer que la durée de vie d'une étoile sur la séquence principale varie comme $\frac{M}{L}$ (voir aussi Sect. 5.3). Or, d'après la relation masse-luminosité, L varie comme M^{α} avec α qui vaut entre 3.0 et 3.88 selon le régime de masses. Dès lors, on voit immédiatement que la durée de vie d'une étoile va décroître avec la masse (voir la dernière colonne de la Table 5.1).

Par ailleurs, il est plus 'facile' de former une étoile de faible masse qu'une étoile massive: pour chaque étoile massive formée, il y a un grand nombre d'étoiles de faible masse qui se forment. Ces deux constats (durée de vie et efficacité de formation stellaire) expliquent pourquoi ce sont les étoiles de faible masse qui sont de loin les plus nombreuses dans la population stellaire de notre Galaxie. Néanmoins, les étoiles massives, quoique peu nombreuses, jouent un rôle fondamental dans l'évolution de notre Galaxie et en particulier en ce qui concerne son enrichissement chimique (voir section 5.3) et la formation d'éléments chimiques indispensables à l'apparition de la vie sur Terre.

5.3 Vie et mort des étoiles

Les étoiles ne vivent pas éternellement. Leur durée de vie varie entre quelques millions d'années pour les étoiles les plus massives et des centaines de milliards d'années pour les moins massives.

Même si les détails du processus sont encore mal connus, surtout pour les étoiles les plus massives, on sait que les étoiles naissent via la contraction d'un nuage moléculaire.

Ce processus de contraction permet à l'étoile de rayonner une certaine quantité d'énergie. En effet, considérons un intervalle de temps dt . Pendant cette durée, l'énergie totale E du gaz qui constitue l'étoile varie d'une quantité

$$dE = -L dt$$

où L est la luminosité. L'énergie totale du gaz peut s'écrire sous la forme $E = U + T$ où U et T sont respectivement les énergies potentielles et cinétiques.

Par ailleurs, le théorème du viriel nous apprend que dans un système en équilibre dynamique, T vaut $-\frac{U}{2}$. Dès lors, on trouve que

$$\begin{aligned} -L dt &= dU + dT \\ &= \frac{1}{2} dU \end{aligned}$$

Exprimons à présent l'énergie potentielle d'une distribution de masse sphérique de densité uniforme $\rho = \frac{3M}{4\pi R^3}$:

$$\begin{aligned} U &= - \int_0^M \frac{G m(r)}{r} dm \\ &= - \int_0^R \frac{G 4\pi \rho r^3}{3r} 4\pi \rho r^2 dr \\ &= - \frac{16\pi^2 G \rho^2}{3} \int_0^R r^4 dr \\ &= - \frac{3GM^2}{5R} \end{aligned}$$

Nous trouvons donc que

$$L = -\frac{1}{2} \frac{dU}{dt} = -\frac{3GM^2}{10R^2} \frac{dR}{dt} \quad (5.4)$$

La contraction ($\frac{dR}{dt} < 0$) permet donc à l'étoile de rayonner une certaine luminosité. Toutefois, la contraction gravitationnelle n'explique pas la production d'énergie pendant la majeure partie de la durée de vie de l'étoile. En effet, on peut estimer la durée de vie qu'aurait une étoile si elle produisait son énergie uniquement par ce processus en exprimant le temps caractéristique de la contraction (temps de Kelvin-Helmholtz):

$$\tau_{KH} = \frac{|U|}{L} = \frac{3GM^2}{5RL} \quad (5.5)$$

On trouve par exemple pour le Soleil une valeur de l'ordre de 19 millions d'années, ce qui est bien inférieur à l'âge du Soleil et de la Terre. Cette valeur étant beaucoup trop faible, on en conclut donc que la production d'énergie des étoiles repose sur un autre mécanisme. Ce mécanisme est la combustion nucléaire de l'hydrogène.

En effet, une fois que la température au coeur d'une étoile atteint une valeur suffisamment élevée, les réactions de fusion nucléaire démarrent. L'énergie dégagée par les réactions nucléaires permet dès lors au coeur de stopper la contraction. L'étoile arrive alors sur la séquence principale où elle va passer la majeure partie (environ 90%) de son existence en produisant son énergie au travers de la combustion de l'hydrogène. Cette fusion nucléaire ne concerne toutefois pas l'étoile dans son ensemble, mais uniquement les parties les plus internes, là où la température est suffisamment élevée. Pour une étoile de type solaire, cette combustion nucléaire affectera typiquement 10% de la masse de l'étoile.

On peut estimer la durée de cette phase, en remarquant que la différence de masse entre quatre atomes d'hydrogène et un atome d'hélium représente 0.7% de la masse des atomes d'hydrogène. Supposons une étoile composée au départ d'hydrogène uniquement, et une fraction de 10% de la matière impliquée dans les réactions thermonucléaires. L'énergie libérée par la combustion de l'hydrogène vaut alors $0.007 \times 0.1 \times M c^2$. On trouve donc que l'échelle de temps associée à la combustion de l'hydrogène vaut

$$\tau_{nuc} = \frac{0.0007 M c^2}{L} \quad (5.6)$$

Dans le cas du Soleil, on arrive à une valeur de 10 milliards d'années.

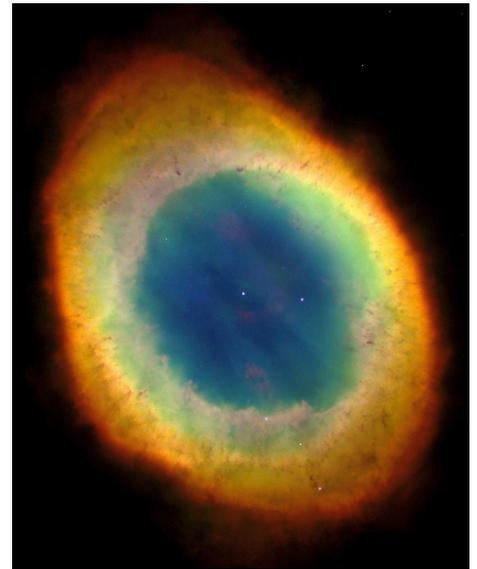
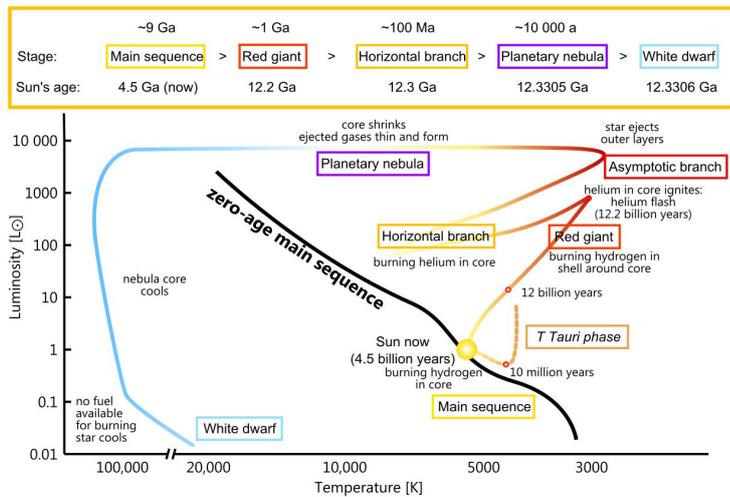


Figure 5.5: A gauche: illustration schématique du chemin évolutif du Soleil à travers le diagramme H-R. Image: Wikipedia. A droite: image de la Nébuleuse de la Lyre, M57, une nébuleuse planétaire formée par les couches externes d'une étoile en fin de vie et qui a donné naissance à la naine blanche au centre de la nébuleuse. Image: NASA/HST Heritage.

Les étapes de l'évolution qui suivent l'épuisement de l'hydrogène au cœur de l'étoile dépendent fortement de la masse de l'étoile. Commençons par le cas d'une étoile de masse entre 0.5 et $8 M_{\odot}$. Lorsque la combustion de l'hydrogène arrive à sa fin, le cœur de l'étoile est composé d'hélium et est entouré d'une couche d'hydrogène. Le cœur se contracte et la température dans les couches riches en hydrogène entourant le cœur augmente au point de permettre le démarrage de la combustion nucléaire dans la couche d'hydrogène. Le cœur inerte continue sa contraction alors que les couches externes de l'étoile se dilatent et que la surface de l'étoile se refroidit. On entre dans la phase de géante rouge. Lorsque la température dans le cœur devient suffisante pour permettre le démarrage de la combustion nucléaire de l'hélium, l'étoile se contracte un peu. Dans le diagramme H-R, elle se place temporairement sur la branche horizontale. La combustion de l'hélium conduit à la formation de carbone ^{12}C . A l'issue de ce processus, l'étoile présente un cœur en carbone et oxygène entouré de couches où l'hélium et l'hydrogène sont brûlés. Dans le diagramme H-R, l'étoile rejoint alors la branche asymptotique des géantes. Une fois que la combustion en couches a épuisé son combustible, l'étoile n'étant pas assez massive pour entamer la combustion du carbone, elle se contracte à nouveau, tout en éjectant ses couches externes. La matière éjectée donne ainsi naissance à une nébuleuse planétaire et le cœur de l'étoile évolue vers le stade de naine blanche qui va ioniser le gaz de la nébuleuse planétaire par son rayonnement UV. Pour une étoile de masse solaire, la naine blanche résiduelle possède une masse d'environ $0.6 M_{\odot}$ dans un volume comparable à celui de la Terre.

Pour les étoiles de très faible masse ($< 0.5 M_{\odot}$), la durée de la phase de séquence principale est plus longue que l'âge de l'Univers, de sorte qu'à ce jour, on ne peut pas observer le résultat de leur évolution au-delà de la séquence principale. Les modèles théoriques montrent que les étoiles de masse $< 0.1 M_{\odot}$ sont complètement convectives, de sorte que la totalité de leur masse sera transformée en hélium. A l'issue de ce processus, elles ne deviendront pas des géantes rouges, mais s'effondreront lentement en une naine blanche. Pour des masses entre 0.1 et $0.5 M_{\odot}$, l'étoile passera par le stade de géante rouge, mais n'atteindra jamais la phase de combustion de l'hélium et terminera sa vie en naine blanche.

Dans les étoiles massives (plus de 8 à $10 M_{\odot}$), la combustion de l'hélium démarre dès le début de la combustion de l'hydrogène en couches. L'évolution qui suit est une succession de phases de combustion des produits de l'étape précédente dans une région de plus en plus compacte du coeur: l'étoile fabrique successivement du néon ^{20}Ne à partir du ^{12}C , de l'oxygène ^{16}O à partir de ^{20}Ne , du silicium ^{28}Si à partir de ^{16}O . Cette chaîne se poursuit jusqu'à la formation d'un coeur en ^{56}Fe . Arrivé à ce stade, les réactions de fusion suivantes nécessitent un apport d'énergie. Les réactions nucléaires, et avec elles la production d'énergie au coeur de l'étoile, s'arrêtent donc, et le coeur ne peut plus soutenir la pression des couches supérieures. Dès lors, le coeur s'effondre alors que les couches externes sont éjectées de manière explosive. C'est ce qu'on appelle une supernova. C'est durant l'explosion de l'étoile sous forme de supernova que des éléments chimiques plus lourds que le fer sont synthétisés. Les couches externes de l'étoile sont expulsées à des vitesses de l'ordre de $10\,000\text{ km s}^{-1}$ et leur interaction avec le milieu interstellaire forme un résidu de supernova (voir Sect. 5.6).

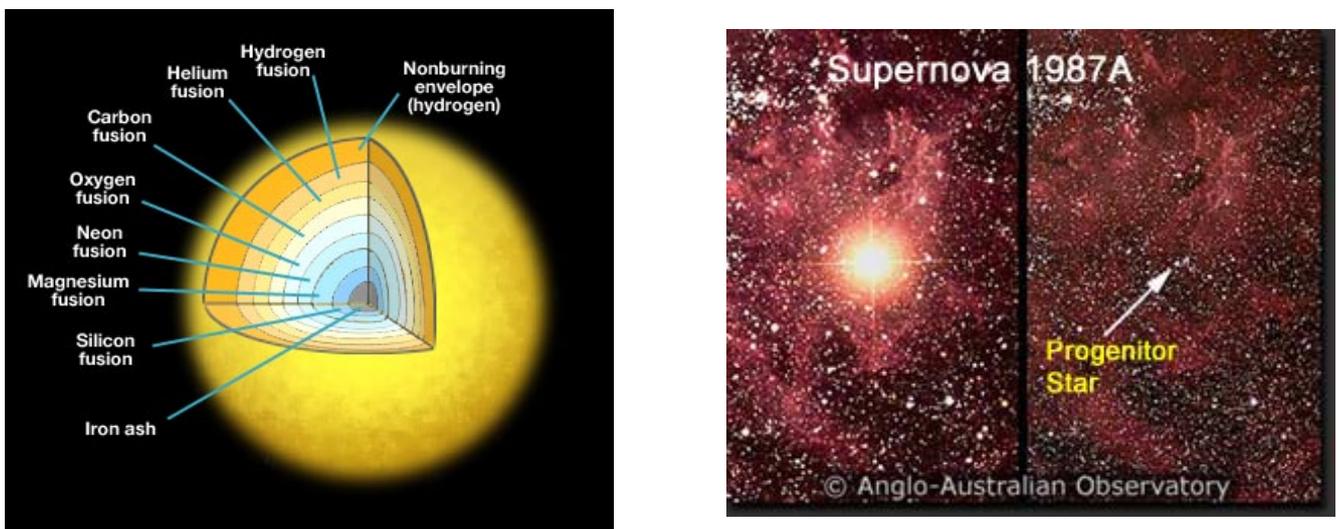


Figure 5.6: A gauche: structure d'une étoile massive en fin de vie. Les différentes coquilles où se sont déroulées les phases successives de combustion nucléaire confèrent une structure en forme d'oignon à l'étoile. A droite: image d'une région du Grand Nuage de Magellan avant (à droite) et après (à gauche) l'explosion de la supernova SN1987A. Image: Anglo Australian Telescope.

Lorsque le coeur d'une étoile massive s'effondre au moment de la supernova, il se forme soit une étoile à neutrons, soit un trou noir. L'étoile à neutrons a une masse typique entre 1.1 et $3 M_{\odot}$ concentrée dans un rayon de l'ordre de 10 km. Si la masse du cadavre stellaire est suffisante (plus de $3 M_{\odot}$), celui-ci se contracte en-deçà du rayon de Schwarzschild, résultant en un trou noir.

5.4 Etoiles binaires

Malgré qu'en moyenne les distances entre étoiles soient énormes, il n'est pas rare de trouver des étoiles vivant 'en couple' ou en systèmes multiples.

Le terme 'étoile binaire' a été proposé par William Herschel pour désigner un couple d'étoiles liées par la force gravifique. On estime actuellement qu'au moins 50% des étoiles de notre Galaxie se trouvent dans des systèmes binaires. Leur étude est importante pour comprendre l'évolution stellaire, mais aussi parce qu'elle nous fournit le seul moyen direct de déterminer la masse d'une étoile sans qu'il soit nécessaire d'avoir recours à un modèle théorique. Le mouvement de ces étoiles autour de leur centre de masse commun est régi par les mêmes lois que

celui des planètes si ce n'est que les masses des deux objets sont généralement comparables, alors que dans les systèmes planétaires, l'étoile domine clairement par rapport aux planètes.

En gravitant autour de leur centre de masse commun, les étoiles vont alternativement s'approcher et s'éloigner de l'observateur. Le décalage Doppler des raies spectrales résultant permet alors de suivre ce mouvement et de mesurer les vitesses radiales. L'amplitude de variation de la vitesse radiale de la composante numéro 1, K_1 dans un système binaire est directement liée aux masses des étoiles par :

$$\frac{m_2^3 \sin^3 i}{(m_1 + m_2)^2} = \frac{K_1^3}{2\pi G} P (1 - e^2)^{3/2} \quad (5.7)$$

$$= 1.0355 \times 10^{-7} K_1^3 P (1 - e^2)^{3/2} \quad (5.8)$$

où P est la période orbitale, e l'excentricité et i désigne l'inclinaison orbitale¹. La deuxième relation ci-dessus est d'application si les masses sont exprimées en M_\odot , la période est donnée en jours, et l'amplitude de la courbe de vitesse radiale est exprimée en km s^{-1} . En inversant le rôle des indices 1 et 2, on peut obtenir la relation correspondante pour l'étoile numéro 2.

Si on peut mesurer K_1 et K_2 , on peut exprimer que

$$m_1/m_2 = K_2/K_1 \quad (5.9)$$

Cela nous permet de calculer la masse minimum des deux étoiles $m_1 \sin^3 i$ et $m_2 \sin^3 i$. On voit que l'ambiguïté restante concerne la valeur de l'inclinaison qui ne peut pas être déterminée par l'effet Doppler (voir Chapitre 3).

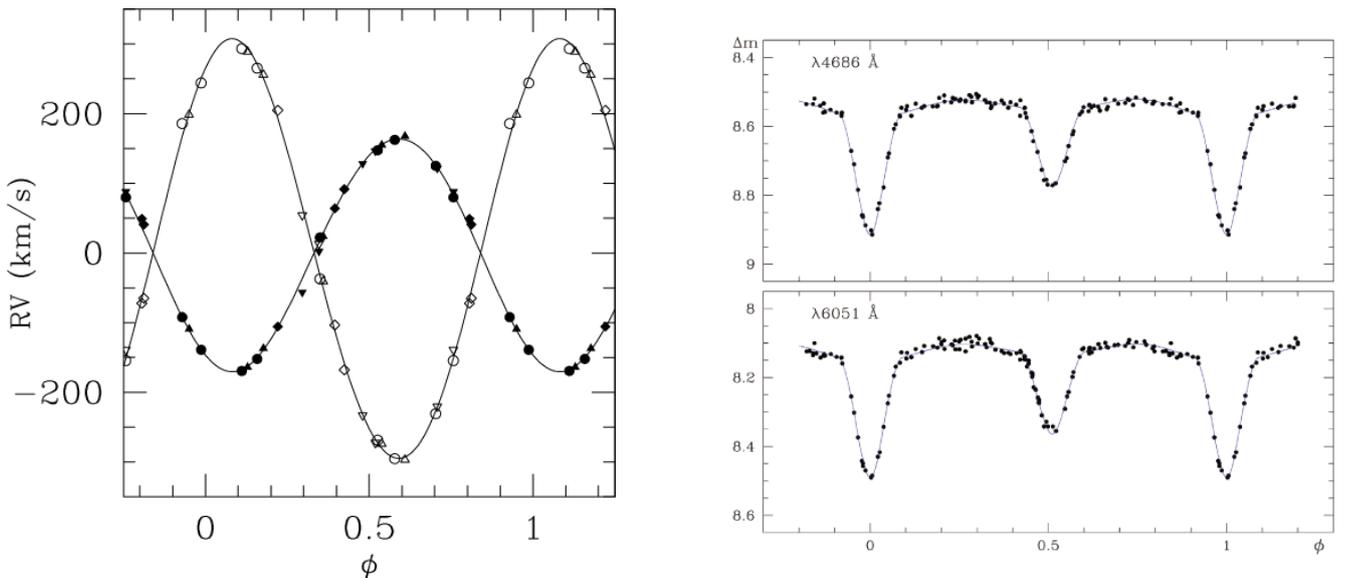


Figure 5.7: A gauche: courbe de vitesse radiale de la binaire CPD-41° 7742. Les vitesses radiales de l'étoile la plus massive sont indiqués par les symboles pleins, celles de l'étoile la moins massive sont représentées par les symboles ouverts. A droite: courbe de lumière de CPD-41° 7742 dans deux filtres différents. On y discerne clairement les éclipses qui se produisent lorsqu'une étoile passe devant son compagnon.

Pour des binaires ayant une inclinaison suffisamment proche de 90° , il est possible de contraindre la valeur de i par l'observation d'éclipses lorsque les étoiles passent l'une devant l'autre. On peut ainsi déterminer les masses absolues des étoiles d'une façon totalement indépendante de tout modèle théorique.

¹ $i = 90^\circ$ lorsque l'observateur se situe dans le plan orbital de la binaire.

La multiplicité affecte aussi l'évolution des étoiles. Dans certaines binaires les étoiles sont tellement proches l'une de l'autre que l'une des étoiles attire la matière de l'autre. Lorsque l'étoile qui gagne de la matière est une naine blanche, ce gain de matière peut l'amener à dépasser la masse critique d'une naine blanche ($1.44 M_{\odot}$). Dans ce cas, il se produit une explosion de supernova dans laquelle la naine blanche est entièrement détruite.

5.5 Amas d'étoiles et nébuleuses

Les amas stellaires sont des concentrations locales de la densité d'étoiles. Le plus connu est certainement l'amas des Pléiades, bien visible à l'oeil nu. Ces amas se forment généralement à partir d'un même nuage de matière et ont donc un âge commun. Les étoiles au sein d'un amas sont liées par la gravitation, mais en raison des fortes interactions dynamiques au sein de l'amas et des forces de marée exercées par les autres objets de la galaxie, certaines étoiles se font éjecter de l'amas et celui-ci va se disloquer au bout d'un temps qui dépendra de la densité de l'amas et de sa masse totale. Un amas peu dense ne survivra que quelques millions d'années, alors qu'un amas globulaire dense et massif subsistera pendant plusieurs milliards d'années.

Les amas globulaires sont des groupements de quelques 10^4 à plusieurs 10^6 étoiles contenus dans un volume de rayon typique 5 pc. Les étoiles constituant ces amas globulaires sont vieilles et de faible masse. La distribution des amas globulaires dans notre Galaxie est quasi-sphérique et certains amas globulaires ont probablement été capturés par notre Galaxie lors de fusions avec d'autres galaxies plus petites.

Les amas ouverts se trouvent quant-à-eux uniquement dans les bras spiraux de la Galaxie. Ils comportent quelques centaines d'étoiles jeunes dans un rayon d'environ 5 pc.



Figure 5.8: A gauche: l'amas ouvert des Pléiades dans la constellation du Taureau. Image: Gaston Dessy. A droite: l'amas globulaire M 13 dans la constellation d'Hercule. Image: Pierre Ponsard.

5.6 Milieu interstellaire

L'espace interstellaire n'est pas totalement vide. En effet, il contient des nuages raréfiés de gaz et de poussières qui forment ce qu'on appelle le milieu interstellaire. Néanmoins, la densité de ce milieu interstellaire (environ 10 particules par cm^3) est bien en deçà du vide le plus poussé qu'on puisse réaliser en laboratoire sur Terre.

Les régions du milieu interstellaire les plus riches en gaz forment des nébuleuses. Celles-ci peuvent être classées en plusieurs catégories.

- Les nébuleuses obscures contiennent des molécules et des poussières en grande quantité qui bloquent le passage de la lumière des étoiles situées en arrière-plan.

- Les régions H II sont des nébuleuses en émission. Le gaz de la nébuleuse est ionisé par la lumière UV des étoiles massives qui naissent en son sein. La taille des régions H II varie entre moins d'un parsec pour les régions H II ultracompactes et des centaines de parsec pour les nébuleuses géantes. La température du gaz est typiquement de 10 000 K. L'exemple le plus connu est la Nébuleuse d'Orion.
- Les nébuleuses par réflexion réfléchissent simplement la lumière émise par les étoiles proches. C'est le cas des nébulosités présentes dans l'amas des Pleiades (voir Fig. 5.8).
- Les nébuleuses planétaires sont les vestiges d'une étoile de masse $< 8 M_{\odot}$ qui a atteint l'ultime stade de son évolution. Ces objets n'ont aucun rapport avec des planètes, mais leur nom vient de leur aspect de petit disque quasi-circulaire quand on les observe dans un télescope de petite taille. A l'époque des premières observations au télescope, ceci avait amené certains astronomes à les confondre avec des planètes. Elles sont formées des couches externes de l'étoile éjectées par celle-ci avant qu'elle ne s'effondre en naine blanche. Le rayonnement UV de la naine blanche excite la matière ce qui explique l'émission de ces objets via la 3ème situation décrite par les lois de Kirchhoff & Bunsen (voir section 3.2). La morphologie, souvent bipolaire, de ces objets suggère que l'éjection de matière ne s'est pas toujours faite de manière symétrique dans toutes les directions.
- Les résidus (ou rémanents) de supernova sont d'autres cadavres d'étoiles, résultant soit de la mort d'une étoile massive, soit de l'explosion d'une naine blanche ayant dépassé sa masse critique. Le gaz éjecté par l'explosion se déplace à des vitesses de quelques $10\,000 \text{ km s}^{-1}$ à travers l'environnement. A la manière d'un chasse-neige, ce gaz pousse devant lui le gaz du milieu interstellaire ambiant. Il se forme un choc hydrodynamique qui chauffe le gaz du résidu de supernova au point qu'il peut émettre de la lumière dans le domaine des rayons X et dans le visible.

Le milieu interstellaire et l'évolution des étoiles sont donc intimement liés par des processus de feedback d'énergie radiative et mécanique et de feedback chimique. Le milieu interstellaire s'enrichit en éléments chimiques fabriqués dans l'intérieur des étoiles, et les générations successives d'étoiles, qui se forment à partir de ce milieu interstellaire, ont donc une composition chimique de plus en plus enrichie en éléments lourds.



Figure 5.9: En haut à gauche: la Nébuleuse d'Orion, zone de formation stellaire ionisée par des étoiles massives. En haut à droite: nébuleuse de la Rosette autour de l'amas d'étoiles massive NGC 2244. En bas à gauche: la Nébuleuse du Crabe, résidu d'une supernova survenue en 1054. Clichés: Gaston Dessy.

Chapitre 6

Les galaxies et la structure de l'Univers à grande échelle

La toute grande majorité des étoiles, amas d'étoiles et nébuleuses ne flottent pas de manière isolée dans l'espace, mais sont regroupés en galaxies. On estime aujourd'hui le nombre de galaxies dans l'Univers à plusieurs centaines de milliards. Toutefois, ces galaxies ne sont pas non plus réparties au hasard, mais apparaissent en groupes et en amas. Ces derniers font à leur tour partie d'une gigantesque toile cosmique qui a évolué depuis le Big Bang jusqu'à nos jours. Tout cela ne ressemble pourtant qu'à la pointe de l'iceberg... A en juger par la dynamique des galaxies et des amas de galaxies, la plus grosse partie de la matière de l'Univers nous serait invisible. De plus, les mesures de l'expansion de l'Univers suggèrent la présence d'une mystérieuse forme d'énergie qui compense l'effet de la gravité à grande échelle. Il semblerait donc que nous vivons dans un Univers dominé par l'énergie et la matière sombre, deux ingrédients dont la nature reste énigmatique à l'heure actuelle. Devant cette situation peu satisfaisante, de nombreux astrophysiciens plaident pour une remise en cause globale des modèles cosmologiques.

6.1 La structure de la Voie Lactée

Suite à l'invention de la lunette astronomique, les astronomes ont réalisé que la Voie Lactée se compose d'une myriade d'étoiles. Cependant, étant donné la position du Soleil, et avec lui de la Terre, dans le plan de la Voie Lactée, il n'est pas aisé de déterminer la structure de celle-ci. Par conséquent, ce n'est qu'au début du 20^{ème} siècle que la morphologie de notre Galaxie fut comprise dans les grandes lignes.

Une information cruciale nécessaire à la compréhension de la structure de la Galaxie est la connaissance de la distance des astres observés. Toutefois, vu les distances énormes qui nous séparent des étoiles, ceci constitue un véritable défi que la mission Gaia s'efforce de relever en ce moment (voir chapitre 5). Un autre aspect important, est qu'il convient de dresser des inventaires des étoiles aussi complets que possible. Cet exercice est compliqué en raison de la présence de nuages de poussières et de gaz qui absorbent la lumière des astres d'arrière-plan. Ce problème est moins aigu quand on observe dans le domaine infrarouge car les nuages de gaz laissent plus facilement passer la lumière à ces longueurs d'onde.

La Voie Lactée, en tant que galaxie, comporte trois composantes principales. Il s'agit du disque, du bulbe central et du halo.

Le *disque*, d'un diamètre d'environ 40 kpc, est en rotation et est subdivisé en bras spiraux. Ceux-ci comportent de nombreux nuages de gaz et de poussières (nébuleuses) qui donnent naissance à des nouvelles générations d'étoiles dans des amas d'étoiles ouverts, mais qui nous cachent aussi, dans le domaine visible du moins, la vue sur les objets

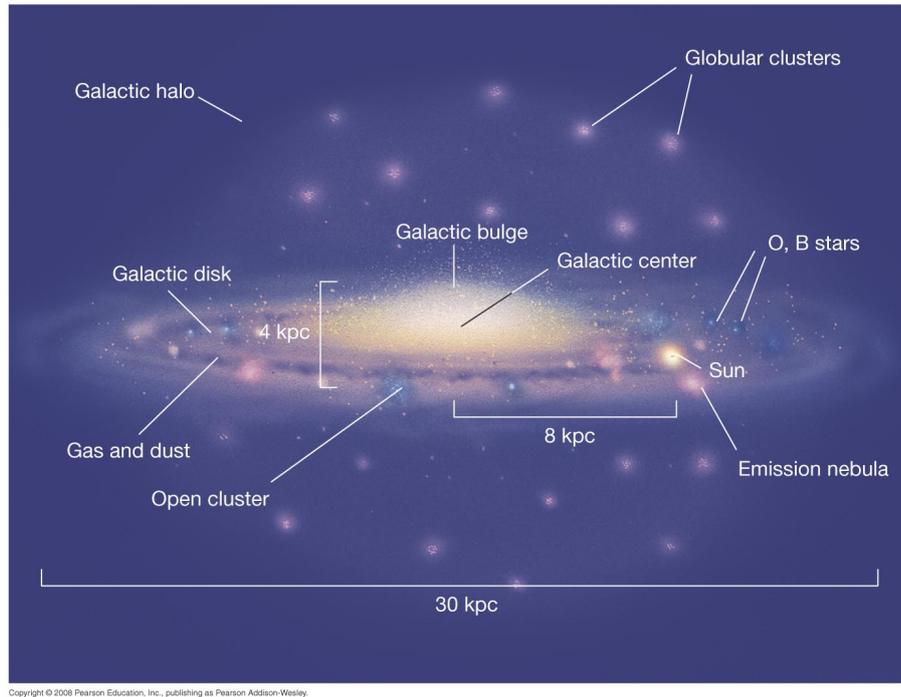


Figure 6.1: Structure de la Voie Lactée. Les principaux composants sont indiqués.

d'arrière-plan. Le disque est donc peuplé d'étoiles relativement jeunes, dites de Population I. Le Soleil fait partie du disque, et se trouve à environ 8 kpc du centre de la Galaxie. Le Soleil tourne autour du centre galactique avec une vitesse d'environ 220 km s^{-1} . On estime qu'il lui faut 250 millions d'années pour accomplir une révolution. Le *bulbe*, de forme elliptique, est au contraire constitué d'étoiles vieilles, dites de Population II, et qui suivent des trajectoires aléatoires. Les étoiles de Population II se sont formées à une époque lointaine quand la teneur en métaux¹ de la Galaxie était plus faible. Elles affichent dès lors une composition chimique plus pauvre en métaux que les étoiles de Population I.

Le *halo* est quant-à-lui sphérique. Il contient de l'ordre de 150 amas globulaires et son rayon est estimé à environ 50 kpc. On estime que la masse du halo est près de dix fois plus élevée que celle du disque et du bulbe. Toutefois, l'essentiel de cette masse est invisible. En effet, l'existence de ce halo est principalement postulé à partir de la courbe de rotation de la Galaxie. La courbe donnant la vitesse de rotation des étoiles de notre Galaxie en fonction de leur distance au centre galactique s'aplatit vers l'extérieur de la Galaxie au lieu de décroître comme on s'y attendrait sur base de la masse des étoiles visibles.

En effet, si nous supposons pour commencer que la masse de la galaxie est dominée par la masse M_* de la matière visible (étoiles et nébuleuses) contenue dans le disque, la vitesse de rotation devrait varier avec la distance galactocentrique r comme

$$v(r) = \sqrt{\frac{G M_*(r)}{r}} \quad (6.1)$$

Au voisinage du centre galactique, le bulbe sphérique a une densité quasi constante, de sorte que $M_*(r) = \frac{4\pi}{3} \rho r^3$. Dans les parties les plus internes de la Galaxie, on s'attend donc à ce que $v(r)$ augmente linéairement avec r . Nettement plus loin du centre galactique, la masse M_* n'augmente plus que très lentement avec r , et $v(r)$ devrait

¹Dans le jargon des astrophysiciens, le terme 'métaux' désigne l'ensemble des éléments chimiques plus lourds que l'hélium.

alors décroître en $r^{-1/2}$. Toutefois, la courbe de rotation observée pour notre Voie Lactée, et pour bien d'autres galaxies, ne présente pas cette tendance décroissante à grande distance galacto-centrique. Ce constat indique que la masse M_* ne représente pas l'ensemble de la matière d'une galaxie, mais que celle-ci continue bien à augmenter avec r .

Dès lors, on conclut à l'existence de matière sombre, n'émettant et n'absorbant pas de lumière, mais influençant la dynamique de la Galaxie au travers de sa masse.

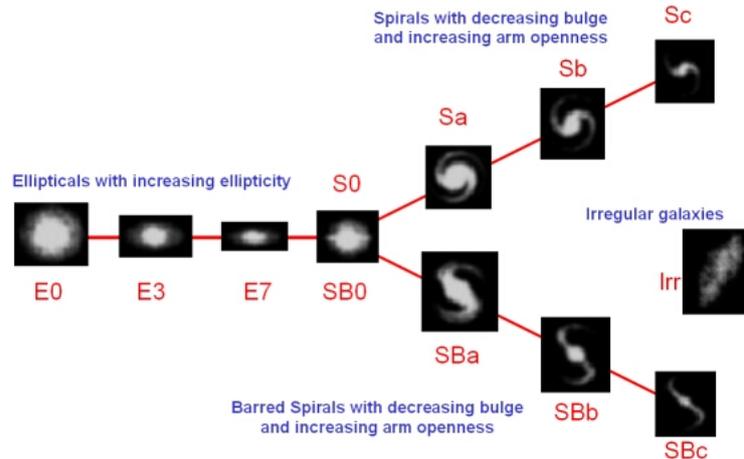


Figure 6.2: Classification de Hubble des galaxies selon leur morphologie.

6.2 Classification des galaxies

Au 18ème siècle, Charles Messier (1730 - 1817) réalisa un catalogue de 103 objets diffus. Son but était de disposer d'un catalogue permettant d'éviter la confusion avec des comètes. Le catalogue de Messier reprend des objets assez divers parmi lesquels il y a des nébuleuses planétaires, des régions H II, des amas d'étoiles et des nébuleuses dites 'spiraies'. La nature de celles-ci resta longtemps un mystère. C'est suite aux travaux d'Edwin Hubble, qui établit la distance de la Nébuleuse d'Andromède, M 31, en y mesurant les variations de la luminosité de quelques étoiles variables, qu'on s'aperçut que les nébuleuses spiraies constituent des galaxies similaires à la nôtre.

Il y a une multitude de galaxies dans l'Univers, et celles-ci ont une variété de formes et de tailles. Hubble a proposé une classification morphologique (voir Fig. 6.2) en galaxies spiraies (S), spiraies barrées (SB), et galaxies elliptiques (E).

6.2.1 Galaxies elliptiques

Pour les galaxies elliptiques, l'indice dans la classification de Hubble donne la valeur de l'ellipticité $(1 - b/a)$ multiplié par 10. Ainsi, une galaxie classée E0 est sphérique et une E5 possède une excentricité de 0.87.

Les galaxies elliptiques sont des larges nuages d'étoiles quasi dépourvus de gaz. Les étoiles y suivent des orbites quasi aléatoires. Les galaxies elliptiques sont très massives ($M \sim 10^{12} M_{\odot}$) et leur population stellaire est généralement dominée par des étoiles vieilles de faible masse.

On peut estimer la masse d'une galaxie elliptique en appliquant le théorème du viriel à la dispersion des vitesses de déplacement radiales (le long de la ligne de visée) des étoiles. En effet, le théorème du viriel nous apprend que

$$\bar{T} = -\frac{\bar{U}}{2} \quad (6.2)$$

Si nous approchons la galaxie elliptique par une sphère de rayon R , de masse totale M et de densité uniforme ρ , on trouve que l'énergie potentielle s'écrit

$$\begin{aligned} \bar{U} &= -\int_0^R \frac{G m(r)}{r} dm \\ &= -\int_0^R \frac{16 \pi^2 G}{3} \frac{\rho^2 r^5}{r} dr \\ &= -\frac{16 \pi^2 G}{15} \rho^2 R^5 \\ &= -\frac{3 G M^2}{5 R} \end{aligned} \quad (6.3)$$

D'autre part, si les étoiles, en nombre N , ont toutes des masses comparables, égales à $\langle m \rangle = M/N$, alors l'énergie cinétique devient:

$$\begin{aligned} T &= \sum_{i=1}^N \frac{m_i v_i^2}{2} \\ &= \langle m \rangle N \frac{\langle v^2 \rangle}{2} \\ &= M \frac{\langle v^2 \rangle}{2} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Dans cette dernière relation, $\langle v^2 \rangle$ désigne la moyenne du carré de la vitesse. Or

$$v_i^2 = v_{i,x}^2 + v_{i,y}^2 + v_{i,z}^2 \quad (6.5)$$

avec x , y et z les coordonnées cartésiennes choisies telles que l'axe z indique la direction de la ligne de visée vers l'observateur. En moyenne on trouve que

$$\langle v^2 \rangle = 3 \langle v_z^2 \rangle \quad (6.6)$$

Il s'en suit que

$$M = \frac{5 R \langle v_z^2 \rangle}{G} \quad (6.7)$$

Il n'est pas possible de mesurer la vitesse des étoiles individuelles dans une galaxie elliptique, mais la dispersion de la vitesse v_z peut être mesurée en spectroscopie au travers de l'élargissement des raies spectrales par effet Doppler dans le spectre intégré de la galaxie. Cette dispersion est directement liée à la valeur de $\langle v_z^2 \rangle$.

La masse d'une galaxie elliptique peut donc être estimée à partir de la mesure de la dispersion des vitesses radiales et d'une estimation de son rayon.

Comme dans le cas de la courbe de rotation des galaxies spirales (voir Sect. 6.1 et ci-dessous), on trouve des estimations de la masse qui excèdent (parfois largement) les valeurs des masses estimées sur base de la lumière émise par l'ensemble des étoiles de ces galaxies. Ce constat est généralement interprété comme une autre manifestation de la matière noire.

6.2.2 Galaxies spirales

Les galaxies spirales sont moins massives ($10^{10} - 10^{11} M_{\odot}$) que les elliptiques. Elles contiennent des nuages de matière interstellaire et sont souvent le théâtre d'une intense activité de formation stellaire. L'existence de barres dans les spirales barrées est probablement le résultat d'interactions gravifiques avec d'autres galaxies. Il n'est en effet pas rare que des galaxies d'un même amas interagissent et ces interactions peuvent aller jusqu'à la collision et la fusion de galaxies (voir Fig. 6.3).



Figure 6.3: Deux galaxies spirales en pleine phase de collision. Image: Hubble Space Telescope.

Comme pour la Voie Lactée, la courbe de rotation de la plupart de galaxies spirales ne peut s'expliquer par la seule masse visible et on est donc amené à postuler l'existence d'un halo de matière sombre qui représente la composante la plus importante en masse.

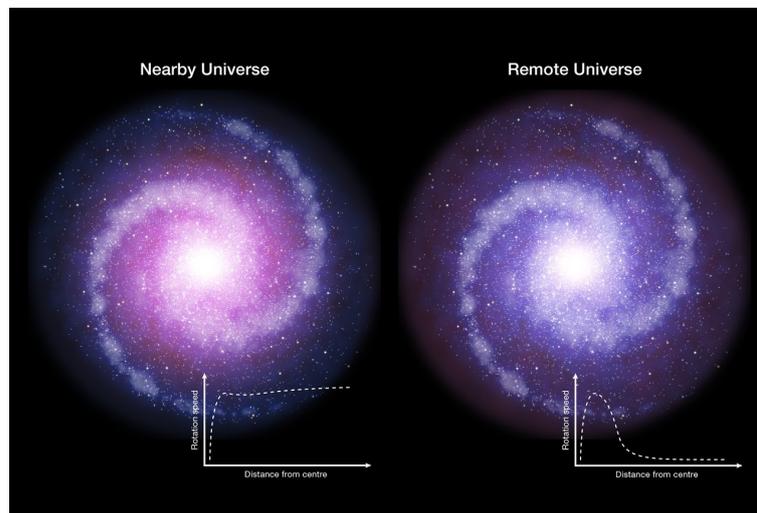


Figure 6.4: Illustration schématique des différences de comportement des courbes de rotation des galaxies spirales dans l'Univers proche (à gauche) et lointain (à droite). Image: ESO.

Ce constat qui s'applique à la majorité des galaxies spirales dans le voisinage cosmique de la Voie Lactée semble pourtant moins établi pour des galaxies spirales à taux de formation stellaire élevé et vieilles de 10 milliards

d'années. Des mesures de la rotation de six galaxies de ce type avec le VLT n'ont pas révélé de courbe de rotation plate. Les régions périphériques de ces galaxies distantes semblent au contraire animées de vitesses de rotation plus faibles que celles mesurées à proximité du centre de ces galaxies (voir Fig. 6.4). Ce résultat suggère que dans ces galaxies, la matière noire joue un rôle bien moins important que dans les galaxies spirales proches.

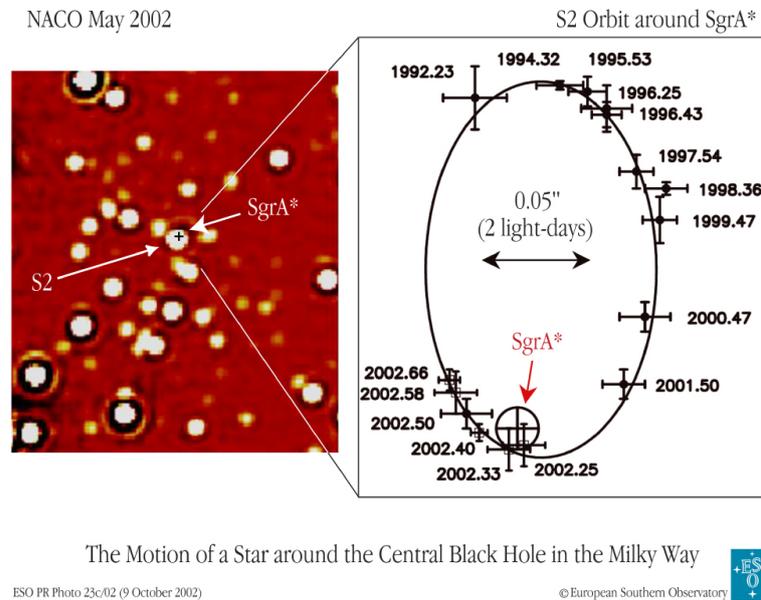


Figure 6.5: Orbite de l'étoile S2 au voisinage du centre galactique autour du trou noir supermassif Sgr A*. Image: ESO.

6.3 Les noyaux actifs de galaxies

Au centre de notre Galaxie se trouve un trou noir supermassif d'environ $3.7 \times 10^6 M_{\odot}$. Celui-ci a pu être mis en évidence par l'effet qu'il exerce sur les mouvements des étoiles près du centre galactique (voir Fig. 6.5).

On pense que de nombreuses galaxies comportent en leur centre un trou noir supermassif de masse comprise entre quelques millions et quelques milliards de fois celle du Soleil. Celui de notre Galaxie est très peu actif, mais ce n'est pas le cas de tous. En effet, en raison de l'énorme potentiel gravifique associé au trou noir, la matière qui se trouve au voisinage est attirée par celui-ci et finit par spiraler autour du trou noir en formant un disque d'accrétion. Dans de tels disques d'accrétion l'énergie cinétique est transformée en rayonnement, et de ce fait les disques d'accrétion sont des sources de lumière extrêmement brillantes. On parle alors d'AGN (= active galactic nuclei), soit des noyaux actifs de galaxies. Selon le modèle d'unification des AGN, les différents types d'AGN (galaxies Seyfert, quasars,...) sont en fait le fruit d'un seul et unique phénomène observé sous des angles de vue différents.

Il existe une limite théorique à la luminosité qui peut être produite de la sorte: c'est la luminosité d'Eddington. En effet, l'émission de lumière s'accompagne d'une pression de radiation qui repousse la matière qui est sur le point de s'accréter. La quantité de mouvement associée à un photon d'énergie $\epsilon = h\nu$ vaut $\frac{\epsilon}{c}$ et si nous supposons que les photons interagissent par diffusion avec les électrons libres du milieu avec une section efficace σ_T , alors la force

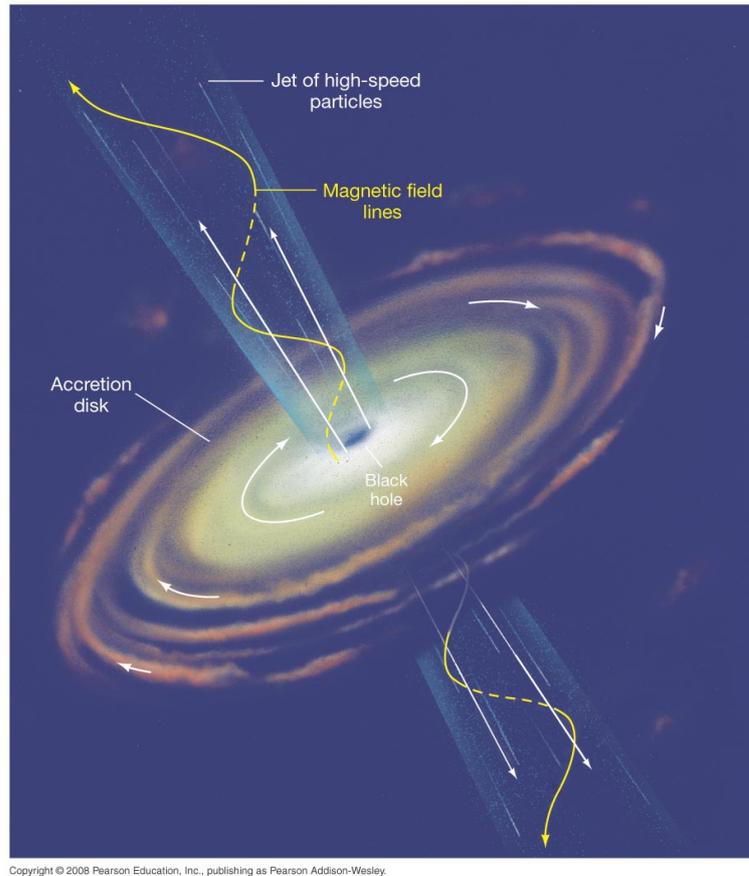


Figure 6.6: Vue schématique d'un disque d'accrétion autour d'un trou noir supermassif.

totale subie par la matière à une distance r s'écrit:

$$F_{\text{rad}} = \frac{\sigma_T L_{\text{acc}}}{4 \pi r^2 c} \quad (6.8)$$

L'accrétion cesse lorsque cette force due à la pression de radiation compense l'attraction gravifique exercée par le trou noir. Si nous considérons que les électrons impliqués dans le mécanisme de pression de radiation proviennent de l'ionisation d'atomes d'hydrogène (l'élément le plus abondant dans l'Univers), la force gravifique s'exprime

$$F_{\text{grav}} = \frac{G M m_H}{r^2} \quad (6.9)$$

L'égalité entre les deux forces nous donne la luminosité d'Eddington:

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4 \pi G m_H c}{\sigma_T} M \quad (6.10)$$

On peut donc estimer une limite inférieure de la masse d'un trou noir en supposant que le disque d'accrétion qui l'entoure rayonne à la luminosité d'Eddington. Cette valeur est

$$\frac{M}{M_{\odot}} \geq 3.1 \times 10^{-5} \frac{L}{L_{\odot}} \quad (6.11)$$

6.4 Les amas de galaxies

Malgré les distances énormes qui séparent les galaxies, celles-ci apparaissent en général organisées en groupes (de quelques galaxies à quelques dizaines de galaxies) ou en amas. La Voie Lactée et ses galaxies satellites, le Grand et le Petit Nuage de Magellan, font partie d'un groupe appelé le Groupe Local. La plus grosse galaxie du Groupe Local est la Galaxie d'Andromède, M31.

Les amas de galaxies constituent les structures les plus massives (jusqu'à $10^{15} M_{\odot}$) et les plus vastes régions par la gravité. Les amas de galaxies peuvent comporter plusieurs centaines jusqu'à quelques milliers de galaxies. Généralement, ils sont dominés par une grande galaxie elliptique au centre de l'amas.



Figure 6.7: L'amas de galaxies Abell 1689 observé par le HST. Image: NASA/ESA

La lumière visible d'un amas de galaxies provient des étoiles dans les galaxies qui constituent l'amas, mais ce n'est pas le cas à toutes les longueurs d'onde. En effet, l'espace entre les galaxies d'un amas n'est pas totalement vide. Il contient un gaz intergalactique très tenu, mais très chaud qui émet dans le domaine des rayons X. Ce gaz n'est pas d'origine primordiale mais a été processé par les étoiles et trous noirs dans les galaxies comme en témoigne sa composition chimique. La masse de ce gaz dépasse d'environ un facteur 2 à 4 la masse de la matière visible contenue dans les galaxies.

En appliquant le théorème du viriel à la dispersion des vitesses radiales des galaxies d'un amas, on peut une fois encore estimer le contenu total en masse comme on l'a fait pour les galaxies elliptiques. D'après cette méthode, la masse totale des amas de galaxies dépasse de loin la masse observable sous forme d'étoiles et de gaz intergalactique chaud: entre 70 et 80% de la masse dans les amas de galaxies se trouverait sous la forme de matière sombre

de nature inconnue.

Aux abords des amas de galaxies, on observe fréquemment des arcs lumineux qui sont produits par un effet de mirage gravitationnel. En effet, la lumière d'une source d'arrière-plan peut subir une déviation lorsqu'elle passe au voisinage d'une masse importante (par exemple une galaxie ou un amas de galaxies) qui agit comme une lentille gravitationnelle. Les arcs sont alors les images déformées de la source d'arrière-plan.

Dans le cadre de la théorie de la relativité générale, on peut calculer l'angle de déviation de la lumière par une lentille gravitationnelle selon

$$\delta = \frac{4GM}{pc^2} \quad (6.12)$$

où p est le paramètre d'impact et M est la masse du corps qui agit comme lentille gravitationnelle (voir Fig. 6.8). Dans les cas où les valeurs de l'angle de déviation et du paramètre d'impact peuvent être déterminées, on peut donc estimer la valeur de la masse totale (matière visible et sombre) dans la lentille. Ces mesures corroborent avec les autres indices qui suggèrent l'existence d'une masse dans les amas de galaxies en plus de celle présente sous forme lumineuse.

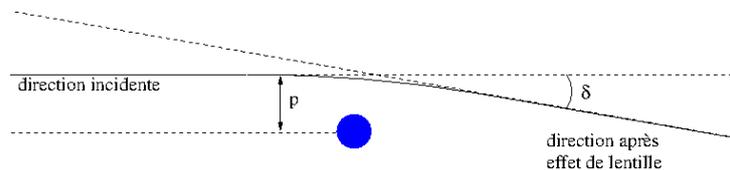


Figure 6.8: Illustration des paramètres de l'effet de lentille gravitationnelle.

6.5 Les ingrédients de l'Univers

Selon les modèles cosmologiques actuels, l'Univers est né du Big Bang, il y a environ 13 milliards d'années. Au début l'Univers était très chaud (températures de quelques millions de degrés) et les premières particules élémentaires se formèrent en quelques picosecondes. Après le Big Bang, l'Univers est passé par une phase d'expansion inflationnaire qui reste encore très mal comprise à l'heure actuelle. La signature de cet Univers très chaud peut aujourd'hui être observée dans le domaine des ondes millimétriques sous forme du rayonnement fossile découvert par Arno Penzias et Robert Wilson. Ce rayonnement a pris son origine environ 400 000 ans après le Big Bang et son spectre actuel correspond à celui d'un corps noir de température 2.73 K. La phase d'inflation a imprégné sa signature dans le rayonnement fossile sous la forme d'inhomogénéités spatiales.

Le gaz primordial s'est ensuite refroidi pour former les premiers noyaux atomiques. L'Univers était alors formé d'hydrogène neutre et il était sombre, dépourvu de sources de lumière. Les inhomogénéités dans la distribution d'hydrogène permirent des effondrements gravitationnels locaux, menant à la formation des toutes premières générations d'étoiles (dites de Population III). Le rayonnement de ces étoiles a ensuite ionisé la matière dans l'Univers le rendant ainsi transparent à la lumière.

Les fluctuations de densité de l'Univers ont évolué avec le temps pour donner naissance à des structures à grande échelle en forme de filaments de la toile cosmique. Les amas de galaxies les plus massifs se trouvent aux croisements des filaments. Ces structures seraient aussi le fruit de l'action de la matière sombre: cette matière sombre s'avère indispensable dans les modèles cosmologiques pour expliquer la formation des galaxies et amas de galaxies à partir des minuscules inhomogénéités qui sont observées dans le rayonnement de fond cosmologique. En

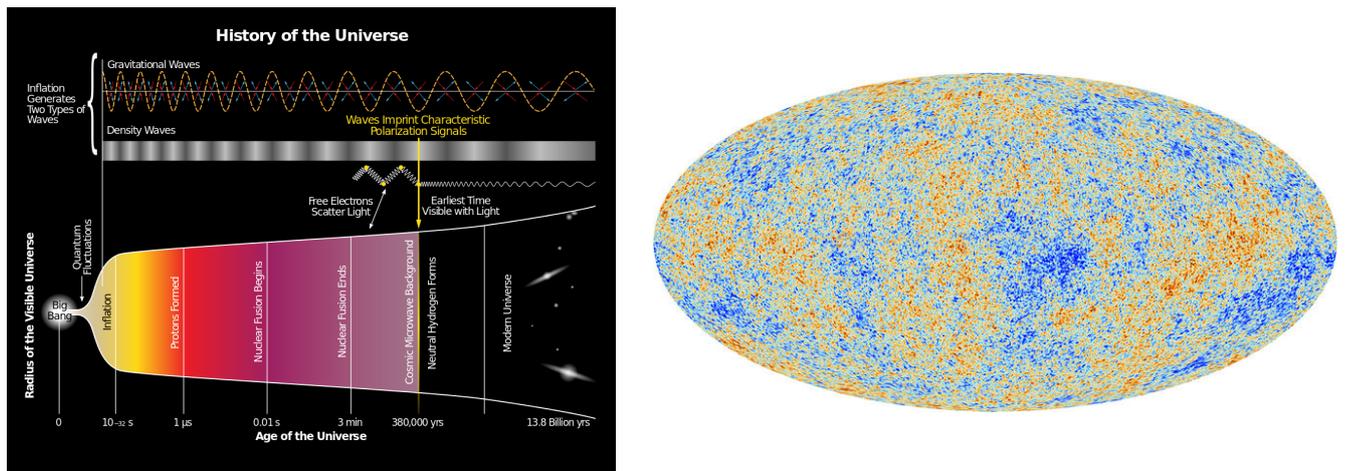


Figure 6.9: A gauche: vue très schématique de l'évolution de l'Univers après le Big Bang. A droite: carte du rayonnement fossile sur l'ensemble du ciel d'après les mesures du satellite européen Planck. Les différentes couleurs indiquent les variations spatiales de la température du corps noir. Image: ESA.

effet, l'attraction gravifique de la matière ordinaire ne suffit pas à elle-seule pour compenser les effets répulsifs résultant de l'interaction entre matière ordinaire et le champ de radiation des photons émis lors de la formation de l'Univers.

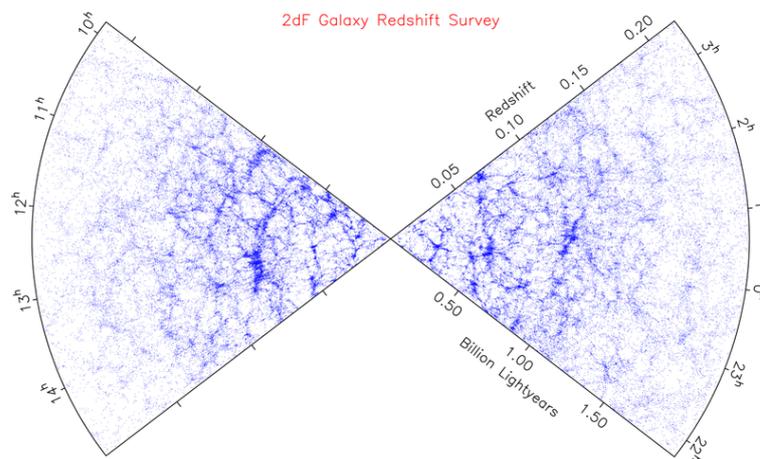


Figure 6.10: Distribution des galaxies dans une tranche du ciel étudiée dans le cadre du projet 2dF. Cette distribution révèle la structure en filaments prédite par la théorie.

Comme prédit par le modèle de Lemaître, l'Univers à grande échelle est en expansion. Cette expansion entraîne les galaxies lointaines à s'éloigner de nous selon une loi (dite loi de Hubble, mais prédite par Lemaître)

$$v = H_0 d \quad (6.13)$$

où v est la vitesse d'éloignement, d est la distance, et $H_0 = (70 \pm 3) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ est la constante d'Hubble. Ceci implique que les galaxies lointaines s'éloignent de nous à une vitesse d'autant plus grande qu'elles sont plus distantes. Et notre position dans l'Univers n'a rien de particulier à ce niveau: un observateur situé dans une de ces

galaxies lointaines ferait exactement la même observation. Attention toutefois que nous ne pouvons pas appliquer cette relation aux galaxies du Groupe Local, car celles-ci sont liées par la gravitation dont l'effet dépasse localement celui de l'expansion de l'Univers.

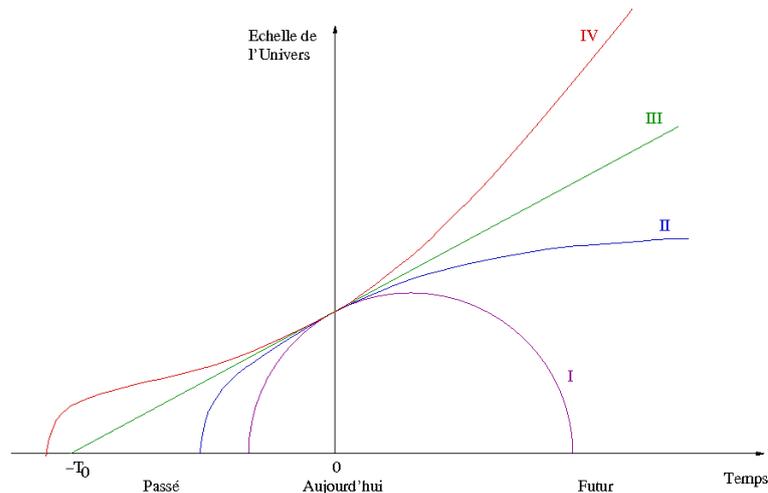


Figure 6.11: Vue schématique de l'évolution de l'échelle de taille de l'Univers. Selon le contenu en matière et en énergie sombre, l'Univers peut soit se contracter (scénario I), soit atteindre une taille limite (scénario II), soit continuer son expansion indéfiniment à un taux constant (scénario III) ou à un taux accéléré (scénario IV).

La loi d'Hubble nous permet d'estimer l'âge de l'Univers. Si on suppose que la vitesse d'expansion de l'Univers n'a pas changée au cours de son histoire, on trouve le temps d'Hubble par la relation

$$T_0 = \frac{1}{H_0} \quad (6.14)$$

T_0 est alors d'environ 14 milliards d'années (voir Fig. 6.11).

Rappelons que le calcul de T_0 ne prend pas en compte l'effet d'une éventuelle accélération ou décélération de l'expansion de l'Univers. Pendant très longtemps, les astrophysiciens pensèrent que la gravité de la matière de l'Univers était suffisante pour ralentir l'expansion de l'Univers. Toutefois, en 1999, l'observation de supernovae lointaines révéla que l'expansion de l'Univers semble au contraire en accélération. Cela implique qu'une force répulsive inconnue s'oppose à l'action de la gravité. Cette force constitue ce qu'on appelle l'énergie sombre.

Ce constat a conduit à la conception actuelle de l'Univers selon laquelle, l'Univers se compose pour 68% d'une énergie sombre d'origine encore plus mystérieuse que la matière sombre, et de 32% de matière. Parmi ces 32% de matière, seuls 5% seraient sous forme de matière lumineuse (voir Fig. 6.12).

Cette répartition mesure en premier lieu notre ignorance du contenu de l'Univers et des lois qui gouvernent celui-ci. En effet, à défaut d'une véritable preuve de leur existence, on peut concevoir les énergies et matières sombres comme étant des subterfuges pour faire coller les modèles aux observations. En effet, à ce jour, toutes les tentatives de détection directe de la matière noire sont restées vaines. Longtemps considéré le meilleur candidat, le WIMP (weakly interacting massive particle) n'a pu être détecté ni par l'expérience Xenon1T (l'interaction entre un WIMP et le xénon liquide devrait donner lieu à un bref flash de lumière) ni dans l'émission de rayons γ mesurée par le satellite *Fermi*. Et, l'accélérateur de particules LHC n'a pas non plus détecté de particules associées à la matière sombre.

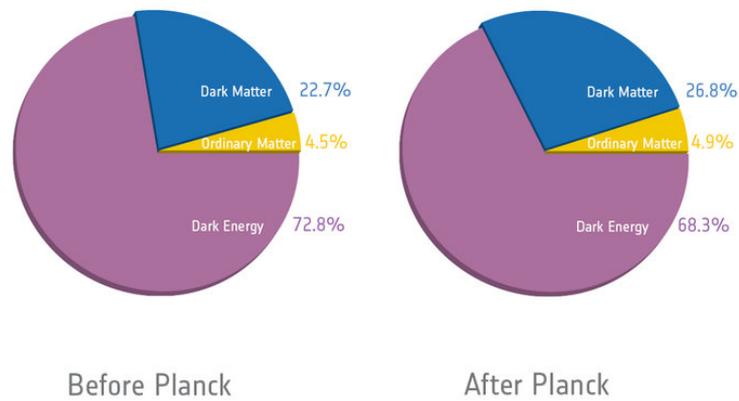


Figure 6.12: La répartition des différents composants dans l'Univers selon les théories actuelles.

Peut-être faudra-t-il une révision en profondeur des théories de la gravitation pour résoudre ce dilemme. Selon ses partisans, le modèle MOND (MODified Newtonian Dynamics) constitue une piste. Cette théorie rencontre un certain succès pour expliquer la courbe de rotation des galaxies, mais se heurte toutefois à de sérieuses difficultés pour les amas de galaxies.

Thème 1

Exercices relatifs aux chapitres du cours théorique

1.1 Chapitre 3

1. Le pouvoir collecteur d'un télescope dépend de la surface collectrice de son miroir primaire. Comparez le pouvoir collecteur d'un télescope d'amateur de 10 cm de diamètre à celui de l'oeil humain avec un diamètre de pupille de 6 mm. Combien de magnitudes peut-on gagner en utilisant un tel télescope par rapport à une observation à l'oeil nu?
2. Comparez la luminosité du Soleil à celle de la Terre. Pour ce faire, on assimile le Soleil à un corps noir de température 5 800 K et de rayon égale à 109 rayon terrestres. La Terre est quant-à-elle assimilée à un corps noir de température 290 K.
3. Un vaisseau spatial envoie un signal de longueur d'onde 1.25 cm vers la Terre. Sur Terre, ce signal est capté avec une longueur d'onde de 1.251 cm. Quelle est la vitesse du vaisseau spatial par rapport à la Terre? Le vaisseau est-il en train de se rapprocher ou de s'éloigner? Cette vitesse vous paraît-elle réaliste?
4. Une sonde interplanétaire s'éloigne à une vitesse de $100\,000\text{ km h}^{-1}$ de la Terre. A quelle fréquence, un récepteur sur Terre doit-il être réglé pour capter un signal émis par la sonde à une fréquence de 7.5 GHz.
5. Montrez qu'un miroir de forme parabolique focalise les rayons d'une source située à l'infini sur l'axe en un point qu'on appelle le foyer.

1.2 Chapitre 4

1. Calculez la force de gravité entre deux individus de 80 kg chacun séparés d'une distance de 2 mètres. Comparez au poids d'une des deux personnes en adoptant $g = 9.81\text{ m s}^{-2}$.
2. Calculez l'accélération de la gravité sur Mars. La masse de Mars est de $6.4 \cdot 10^{23}\text{ kg}$ et son rayon vaut 3390 km. Comparez à la valeur sur Terre. Des astronautes sur Mars auront-ils plus ou moins de difficulté à se déplacer que sur Terre?

3. L'orbite martienne a son aphélie à 1.67 UA et son périhélie à 1.38 UA. Quelle est l'excentricité de l'orbite martienne et quelle est la valeur de son demi-grand axe en UA? Quelle est la période orbitale de Mars?
4. Le demi-grand axe de l'orbite terrestre est d'environ $1.5 \cdot 10^8$ km et son excentricité vaut 0.017. A quelle distance du centre de l'orbite se trouve le Soleil?
5. Calculez la période orbitale d'un satellite en orbite circulaire à une distance de 42 164 km du centre de la Terre. Si le plan du mouvement de ce satellite se trouve dans le plan de l'équateur terrestre, quel sera le mouvement du satellite vu depuis un endroit spécifique sur Terre?
6. La lune Europa tourne autour de Jupiter avec une période de 3.551 jours et le demi-grand axe de son orbite est de 670 900 km. Quelle est la masse de Jupiter?
7. Le rayon du Soleil est à peu près 109 fois plus grand que le rayon terrestre. Comparez la taille des surfaces du Soleil et de la Terre. Même question pour les volumes de ces deux corps.
8. Calculez le rayon de Schwarzschild d'un trou noir de masse égale à celle de la Terre. Calculez le rayon de Schwarzschild d'un trou noir de $3 M_{\odot}$ et du trou noir au centre de notre Galaxie ($3.7 \cdot 10^6 M_{\odot}$).
9. Une galaxie contient en moyenne 100 milliards d'étoiles. On estime qu'il y a environ 100 milliards de galaxies dans l'Univers observable. Si on suppose qu'il y a en moyenne deux planètes par étoile, quel est le nombre de planètes dans l'Univers observable?
10. L'exo-planète 55 Cancri se meut autour de son étoile hôte sur une orbite de demi-grand axe 5.76 UA avec une période orbitale de 14.3 années. Quelle est la masse de l'étoile hôte?
11. Connaissant le rayon solaire (696 000 km), calculez le volume du Soleil. En supposant que le Système Solaire occupe un volume cylindrique délimité par l'orbite de Pluton ($a = 5.9 \cdot 10^9$ km) et de hauteur égale à la déviation de Pluton de l'écliptique ($1.9 \cdot 10^6$ km), calculez le volume associé. Quel est le nombre de soleils que l'on pourrait placer dans ce volume? Comparez au nombre estimé d'étoiles dans notre Galaxie (200 milliards). En supposant de même que la Galaxie occupe un volume cylindrique de diamètre 100 000 années-lumière et de hauteur égale à 2000 années-lumière, calculez le volume associé. Quel est le nombre de soleils que l'on pourrait placer dans ce volume? Comparez au nombre estimé d'étoiles dans notre Galaxie (200 milliards).

1.3 Chapitre 5

1. A la fin de sa vie, le Soleil va s'étendre pour devenir une géante rouge. Son rayon sera alors environ 100 fois supérieur à son rayon actuel, mais sa masse n'aura pas changé. Comparez l'accélération de la gravité à la surface de la géante rouge par rapport à la valeur actuelle.
2. La galaxie d'Andromède se trouve à 778 000 pc de la Terre. Quelle devrait être la séparation entre deux postes d'observation pour produire une parallaxe d'une seconde d'arc pour cette galaxie? Quelle est la parallaxe annuelle réelle de la Galaxie d'Andromède vue depuis la Terre?
3. La consommation énergétique annuelle de l'humanité est d'environ $4 \cdot 10^{20}$ J principalement à partir de combustibles fossiles. Combien de temps faut-il au Soleil pour produire cette quantité d'énergie? Quelle quantité

d'hydrogène, le Soleil doit-il brûler en son cœur pour produire cette quantité d'énergie? Quelle surface collectrice de panneaux solaires serait nécessaire pour satisfaire ce besoin énergétique en supposant un éclairage direct des panneaux solaires pendant 6 h par jour, et en adoptant une efficacité des panneaux de 10%? Comparez cette surface à celle de la Terre toute entière.

4. En considérant que l'oeil humain possède une résolution angulaire de 1 minute d'arc, quelle devrait être la distance (en UA) d'un objet dont la parallaxe annuelle serait juste assez grande que pour être visible à l'oeil nu?

1.4 Chapitre 6

1. Quelle est la distance d'une galaxie qui s'éloigne de nous à une vitesse de 10 000 km/s en raison de l'expansion de l'Univers?

2. Deux amas de galaxies, de $10^{12} M_{\odot}$ chacun, sont séparés de 100 millions d'années-lumière. Ils s'éloignent l'un de l'autre en raison de l'expansion de l'Univers. Comparez la vitesse de libération d'un amas par rapport à l'autre à la vitesse de récession cosmologique.

Thème 2

L'équation du temps

L'équation du temps désigne une correction¹ qu'il faut ajouter à l'heure indiquée par un cadran solaire (temps solaire vrai) pour obtenir l'heure légale (temps solaire moyen). Cette correction est nécessaire car la Terre tourne autour du Soleil sur une trajectoire elliptique et que l'axe de rotation de la Terre est incliné par rapport à l'écliptique. Le mouvement apparent du Soleil autour de la Terre se fait donc sur une trajectoire elliptique inclinée par rapport à l'équateur céleste. Le temps solaire moyen est basé sur un Soleil fictif (= Soleil moyen) qui se déplace sur l'équateur céleste à vitesse uniforme, réalisant un tour en $24 \text{ h} = 86400 \text{ s}$. L'évolution annuelle de l'équation du temps pour un lieu donné est souvent représentée sous forme d'analemme. L'analemme est le lieu des positions du Soleil vrai à midi (heure légale).

Nous avons vu au chapitre 2 que la Terre tourne sur elle-même en 23 h 56 min 4.1 s. En raison du mouvement de la Terre autour du Soleil, il faut en moyenne 24 h, soit 4 min de plus, pour que la Terre soit à nouveau dans la même position par rapport au Soleil. Toutefois, en raison de l'excentricité de l'orbite terrestre, la vitesse de déplacement apparente du Soleil varie au cours de l'année. La Terre passe au périhélie début janvier. D'octobre à mars, elle se déplace donc plus vite sur son orbite qu'en moyenne. Il en résulte un déplacement journalier apparent du Soleil qui est supérieur à la valeur moyenne. Il faudra donc plus de 4 min à la Terre pour accomplir la rotation nécessaire pour que le Soleil se trouve à nouveau sur le méridien. En conséquence, le cadran solaire retardera par rapport à une horloge donnant le temps légal. D'avril à septembre, la situation s'inverse. L'ellipticité de l'orbite terrestre produit ainsi une variation qui est sinusoïdale avec une période d'un an en première approximation.

L'inclinaison de l'orbite terrestre vient compliquer les affaires. En effet, le mouvement apparent du Soleil se fait le long de l'écliptique inclinée de $23^\circ 27'$ par rapport à l'équateur. Or la rotation terrestre (et donc l'heure) se mesure par rapport à l'équateur. Au voisinage des équinoxes, le vecteur vitesse apparente du Soleil est incliné par rapport à l'équateur et il faudra donc plus de temps au Soleil pour parcourir la distance entre deux méridiens successifs et le Soleil vrai est en avance sur le Soleil moyen. Au voisinage des solstices, le vecteur vitesse apparente du Soleil est parallèle à l'équateur. Le Soleil se trouvant à ce moment là à $23^\circ 27'$ de l'équateur, la longueur des arcs entre deux méridiens est plus petite que celle à l'équateur et le Soleil vrai retardera donc par rapport au Soleil moyen. Comme l'équation du temps mesure l'effet cumulé des avances et des retards, la contribution due à l'obliquité s'annule donc à quatre reprises: aux solstices et aux équinoxes. En première approximation, l'obliquité de l'orbite terrestre produit une variation sinusoïdale avec une période d'une demi année.

1. Exprimez la contribution à l'équation du temps résultant de l'excentricité de l'orbite terrestre. Vu que l'excentricité

¹Il ne s'agit pas d'une équation au sens habituel du terme, mais bien d'une valeur numérique permettant d'apporter la correction recherchée.

de l'orbite terrestre e est faible, on vous demande de vous limiter aux termes en e^2 . Pour ce faire, on utilisera les relations suivantes, établies en mécanique céleste:

$$\phi = 2 \arctan \left[\sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan \frac{E}{2} \right]$$

$$E = M + e \sin M + \frac{e^2}{2} \sin(2M) + \mathcal{O}(e^3)$$

$$\sin E = \left(1 - \frac{e^2}{8}\right) \sin M + \frac{e}{2} \sin(2M) + \mathcal{O}(e^3)$$

$$\sin(2E) = -e \sin M + (1 - e^2) \sin(2M) + \mathcal{O}(e^3)$$

où ϕ est l'anomalie vraie, E l'anomalie excentrique et M l'anomalie moyenne.

2. Exprimez ensuite le lien entre la position du Soleil sur l'écliptique et sa projection sur l'équateur céleste.

3. A partir des résultats obtenus, expliquez les relations qui permettent d'aboutir à l'équation du temps.

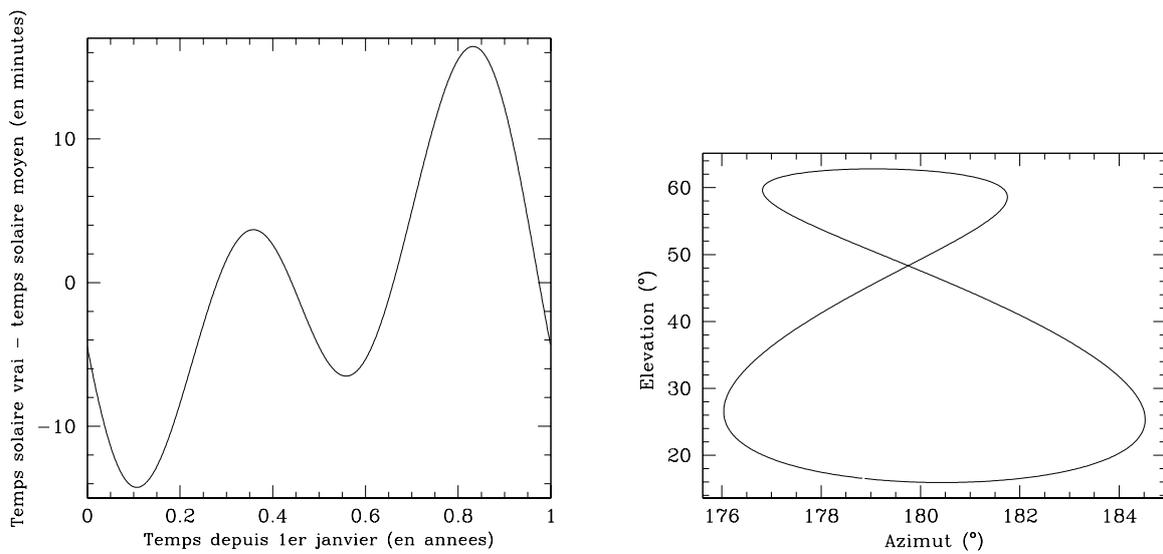


Figure 2.1: A gauche: équation du temps pour la Terre. A droite: analemme pour midi calculé pour Liège.

Thème 3

Détermination de distances en astronomie

La détermination des distances est un problème fondamental en astronomie, astrophysique et cosmologie. Différentes techniques existent pour cela. Dans ce chapitre, nous allons en examiner plusieurs.

3.1 Distances dans le Système Solaire

Les distances relatives des planètes dans le Système Solaire peuvent être obtenues directement à partir de la 3ème loi de Kepler. En effet, si on choisit comme unité de la distance l'unité astronomique (distance moyenne Terre-Soleil), et l'année comme unité de la période orbitale, la 3ème loi de Kepler s'exprime comme

$$\frac{a^3}{P_{\text{orb}}^2} = 1 \quad (3.1)$$

Planète	P_{orb} (année)	a (UA)
Mercur	0.241	0.3871
Vénus	0.616	0.7233
Terre	1.000	1.0000
Mars	1.88	1.537
Jupiter	11.9	5.2028
Saturne	29.5	9.5388
Uranus	84.0	19.182
Neptune	165.0	30.058

Pour convertir ces distances relatives en distances absolues, il faut néanmoins déterminer directement une des distances d'une planète au Soleil. En général, c'est l'unité astronomique qu'on cherche à déterminer.

Voyons d'abord comment on peut estimer la distance Terre-Lune.

La détermination de la distance Terre-Lune nécessite la connaissance du rayon terrestre. Eratosthène (–276 à –194) a déduit la circonférence de la Terre en observant l'ombre de deux objets, situés en deux lieux (Syène et Alexandrie) localisés à peu près sur le même méridien, à midi local le jour du solstice d'été (Fig. 3.1). En supposant que la Terre est une sphère, Eratosthène est arrivé ainsi à une valeur de 250 000 stades (soit 39 375 km). La valeur actuellement admise est de 40 075 km.

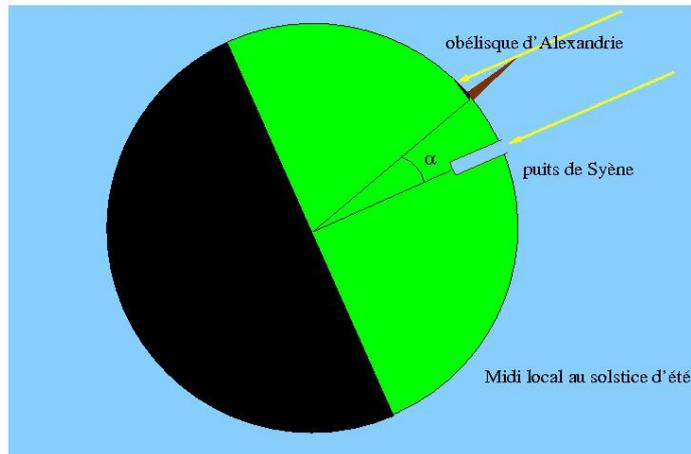


Figure 3.1: Illustration de la technique utilisée par Eratosthène pour estimer le rayon de la Terre.

Aristarque de Samos (−310 à −230) a utilisé deux techniques ingénieuses pour estimer les distances de la Lune et du Soleil.

La détermination de la distance Terre - Lune peut se faire par l'observation d'éclipses de Lune. Aristarque suppose que l'ombre de la Terre a une forme cylindrique (ce serait vrai si le Soleil se trouvait à une distance infinie). Adoptons pour le moment cette hypothèse. Soient TL la distance Terre-Lune, R_T le rayon de la Terre, P la période sidérale de la Lune (27.32 jours) et t la durée de traversée de l'ombre au centre de la Lune (environ 2.5 heures). La circonférence de l'orbite lunaire vaut $2\pi TL$. La vitesse de déplacement de la Lune sur son orbite est donc $(2\pi TL)/P$. Par conséquent, la distance parcourue pendant l'intervalle de temps t vaut

$$(2\pi TLt)/P = 2R_T \quad (3.2)$$

Ce qui donne alors

$$TL = (R_T P)/(\pi t) \simeq 83 R_T \quad (3.3)$$

Dans la réalité, le Soleil se trouve à une distance finie et l'ombre de la Terre a donc une forme conique (Fig. 3.2).

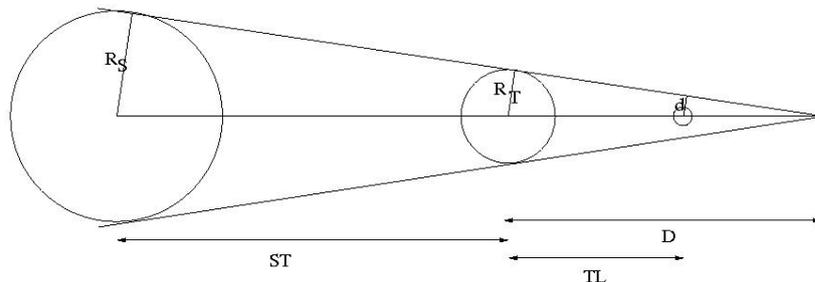


Figure 3.2: Illustration des grandeurs importantes dans le calcul de la durée de l'éclipse de Lune.

En utilisant des triangles semblables, on trouve que

$$(D + ST)/D = R_S/R_T$$

et donc,

$$ST/D = R_S/R_T - 1$$

Par ailleurs, on a que

$$(D - TL)/D = d/R_T$$

et donc

$$TL/D = 1 - d/R_T$$

On en déduit que

$$TL/ST = (1 - d/R_T)/(R_S/R_T - 1) = (R_T - d)/(R_S - R_T)$$

Les diamètres apparents du Soleil et de la Lune valent chacun $30'$, ce qui implique que $R_L/TL = R_S/ST$ soit

$$TL/ST = R_L/R_S = (R_T - d)/(R_S - R_T)$$

et donc

$$1 - R_T/R_S = R_T/R_L - d/R_L$$

$R_T/R_S = 1/109$, $R_T/R_L = 3.8$ et $d/R_L = 2.8$ mènent à $d/R_T = 0.74$.

On obtient ainsi

$$TL = (dP)/(\pi t) \simeq 60 R_T$$

De nos jours, les mesures directes (par ex. par laser) donnent une distance Terre - Lune de 384 403 km, soit $60.27 R_T$.

Hipparque de Nicée (-190 à -120) a estimé la distance de la Lune à partir d'observations d'une éclipse de Soleil totale à Hellespont et partielle (80%) à Alexandrie.

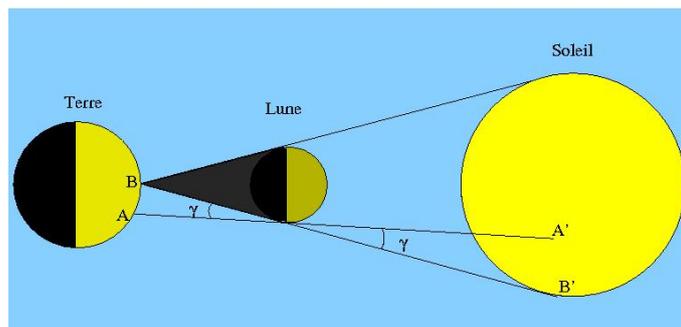


Figure 3.3: Illustration du calcul d'Hipparque.

Rappelons que les diamètres apparents de la Lune et du Soleil vus depuis la Terre valent 0.5° . Depuis le point A (Alexandrie), la Lune occulte 80% (soit les $4/5$) du disque solaire, et l'angle γ vaut donc 0.1° . Sur Terre, la différence en latitude entre les points A et B (Hellespont) vaut 9° . La distance AB vaut donc $2\pi R_T (9^\circ/360^\circ)$. Cette même distance AB vaut aussi $2\pi TL (\gamma/360^\circ)$. Hipparque arrive ainsi à l'estimation $TL = 90R_T$.

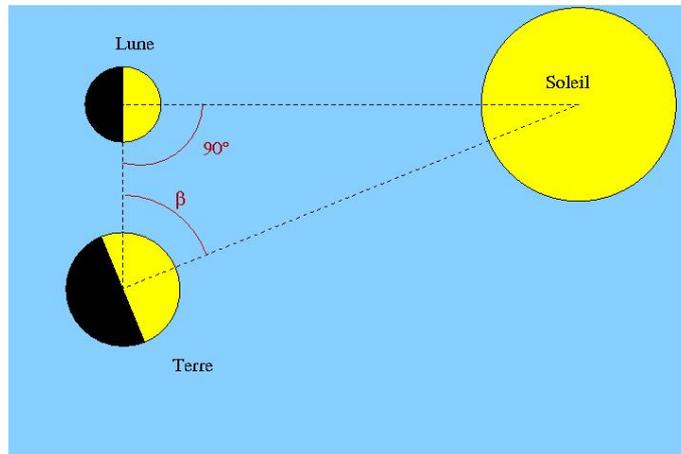


Figure 3.4: Illustration du calcul d'Aristarque pour l'estimation de la distance Terre-Soleil.

Aristarque de Samos a estimé la distance Terre – Soleil à partir de la mesure de l'angle β entre les directions Terre – Lune et Terre – Soleil (Fig. 3.4): il détermine une valeur de 87° au moment du premier ou dernier quartier. Il conclut que $TS = TL / \cos \beta \simeq 19 TL \simeq 542 R_T$. La véritable valeur de l'angle β est de 89.85° , et $TS = 390 TL = 23505 R_T$.

Edmond Halley (1656 – 1742) a proposé l'utilisation des transits de Vénus devant le Soleil pour déterminer la distance Terre – Vénus. Pour ce faire, il faut mesurer la parallaxe de Vénus β_V depuis deux postes d'observation distincts, A et B. Vu depuis ces deux sites, Vénus ne transite pas au même endroit devant le Soleil, ce qui permet d'estimer β_V . Toutefois, le Soleil lui-même présente aussi une parallaxe β_S (voir Fig. 3.5). Les observations donnent dès lors $\beta = \beta_V - \beta_S$. La distance AB est connue à partir des coordonnées géographiques des deux sites

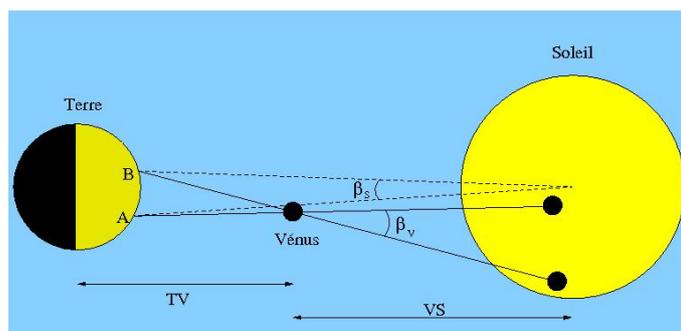


Figure 3.5: Illustration du principe de calcul de la parallaxe de Vénus lors d'un transit devant le Soleil.

d'observation. D'autre part, on a que

$$AB = TV 2 \pi (\beta_V / 360^\circ)$$

et

$$AB = (TV + VS) 2 \pi (\beta_S / 360^\circ)$$

Et donc $\beta_V / \beta_S = VS / TV + 1$, ce qui conduit à $\beta_S = \beta TV / VS$.

Au 20^{ème} siècle, les distances des planètes Mars et Vénus ont été mesurées par radar, ce qui a permis d'établir la valeur de l'unité astronomique à sa valeur actuelle.

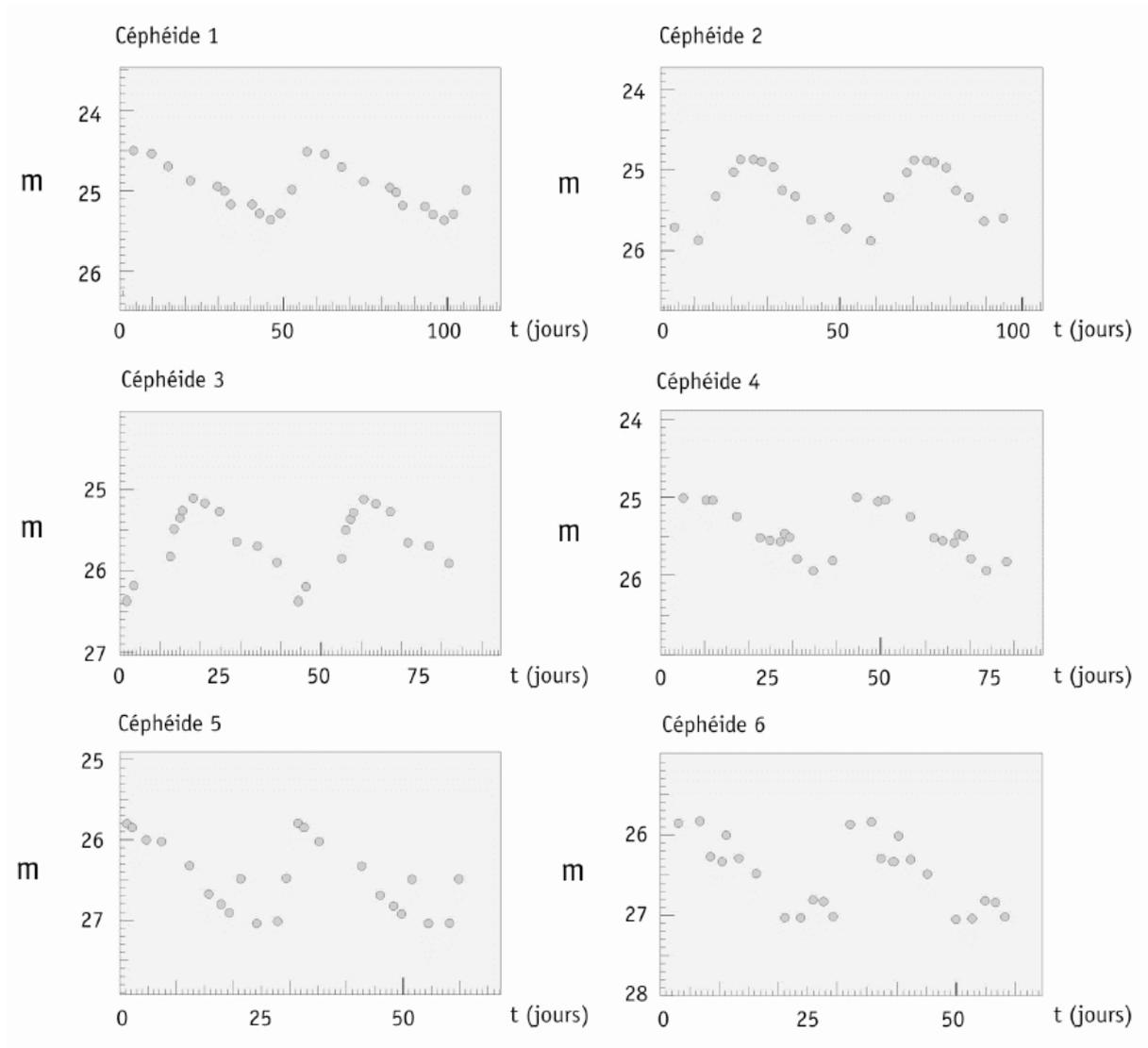
3.2 Distances au-delà du Système Solaire

Au-delà d'environ 10 kpc, les distances ne peuvent plus être déterminées par la technique des parallaxes. On doit alors se baser sur des chandelles standard, c'est-à-dire des objets dont on connaît la magnitude absolue. Par comparaison avec la magnitude apparente, on obtient alors une estimation de la distance.

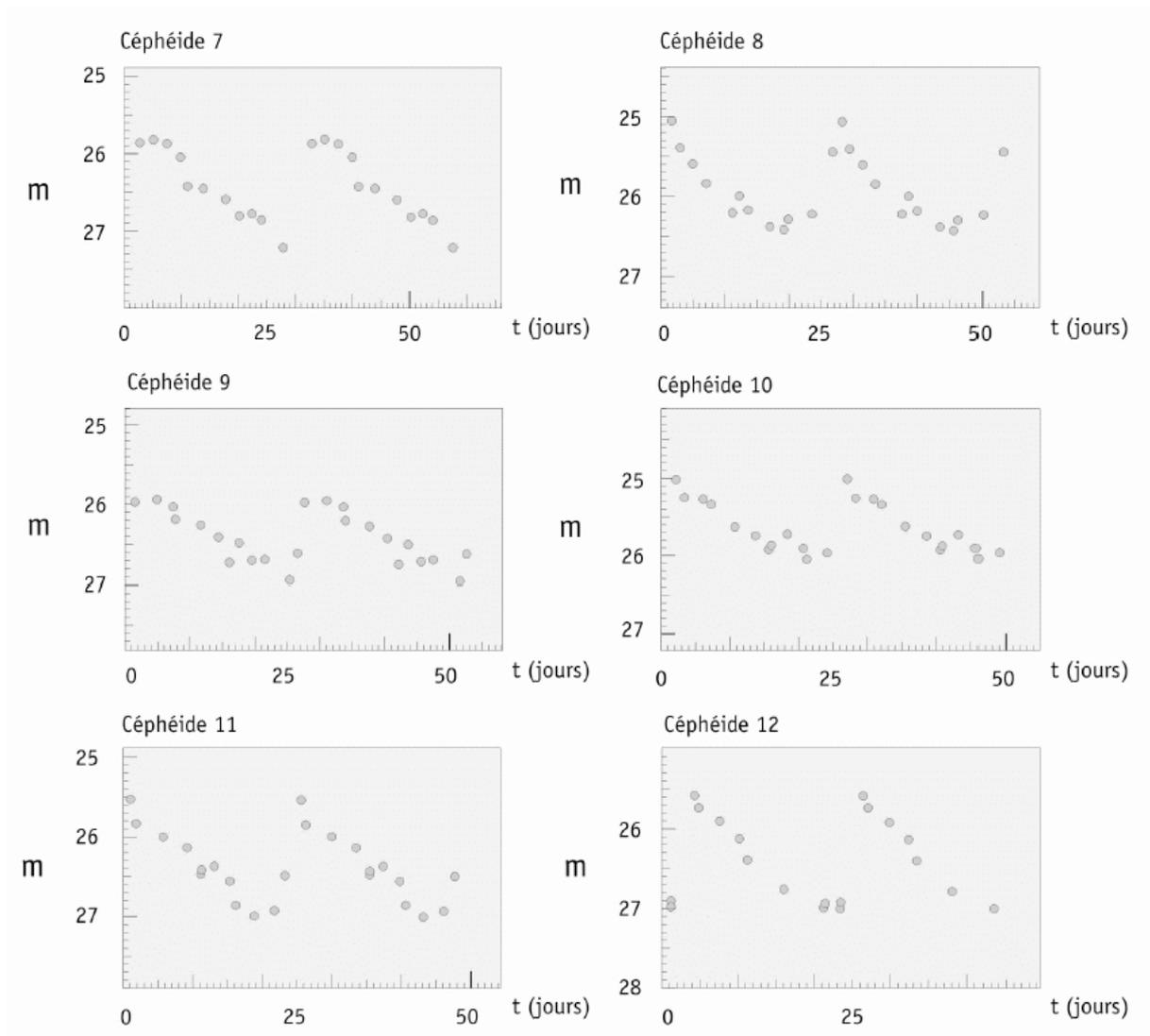
Parmi les meilleurs chandelles standard, on trouve les céphéides. Il s'agit d'étoiles évoluées qui subissent des pulsations sous la forme d'une variation périodique de leur rayon. Ces variations de rayon sont accompagnées de changements de brillance. Ces objets sont ainsi nommés d'après le prototype δ Cep. En 1908, l'astronome américaine Henrietta Leavitt (1868 – 1921) mit en évidence une relation entre la période de pulsation et la magnitude absolue moyenne de céphéides. Ainsi, les céphéides les plus lumineuses ont les périodes de pulsation les plus longues. C'est grâce à l'observation de telles étoiles pulsantes et à cette relation période-luminosité qu'Edwin Hubble put déterminer pour la première fois les distances des galaxies M 31 et M 33, prouvant ainsi qu'il s'agissait de galaxies situées en dehors de la Voie Lactée.

3.2.1 Les Céphéides de la galaxie M 100

Voici une série de mesures de la luminosité de Céphéides dans la galaxie M 100:



1. Évaluez la période et la magnitude apparente moyenne $\langle m \rangle$ de chaque objet.
2. Tracez ensuite le graphique $\langle m \rangle$ en fonction de $\log P$. Y a-t-il une relation entre les deux quantités?
3. La relation période-luminosité nous apprend que la magnitude absolue vaut $M = -2.78 \log P - 1.35$ si P est exprimé en jours. Utilisez cette relation pour calculer la magnitude absolue des objets.
4. Déterminez leur distance, en comparant magnitude absolue et apparente.
5. Les 12 objets ne donnent pas la même valeur de la distance. Est-ce parce qu'ils se trouvent à différents endroits de M 100?
6. Sachant que la vitesse de fuite de M 100 est de $1\,400 \text{ km s}^{-1}$, évaluez la constante d'Hubble H_0 (en $\text{km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) à partir de la distance moyenne que vous avez calculé.
7. Déterminez l'âge de l'Univers via la formule approchée $\tau = 1/H_0$ (attention aux unités).

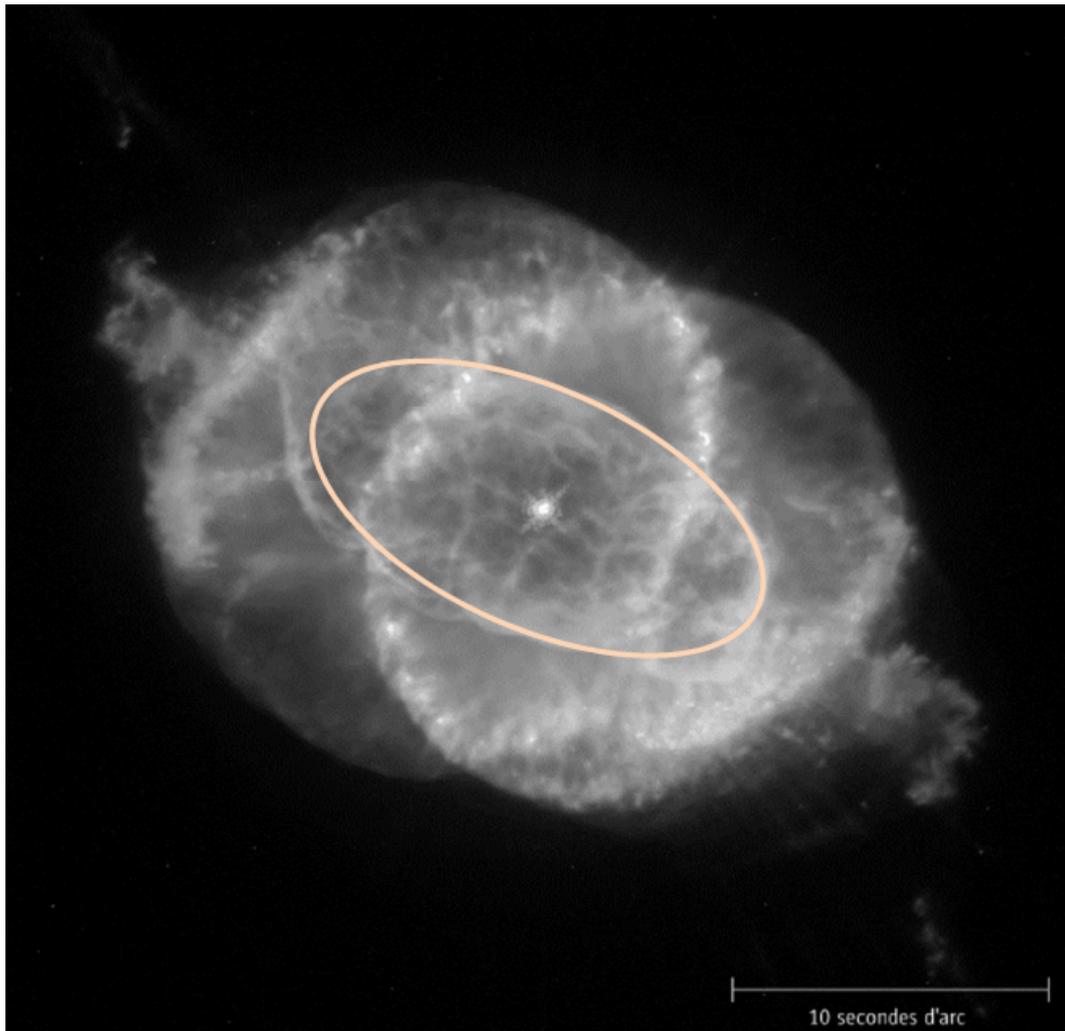


Objet	$\langle m \rangle$ (mag)	P (jours)	M (mag)	d (pc)
1				
2				
3				
4				
5				
6				
7				
8				
9				
10				
11				
12				

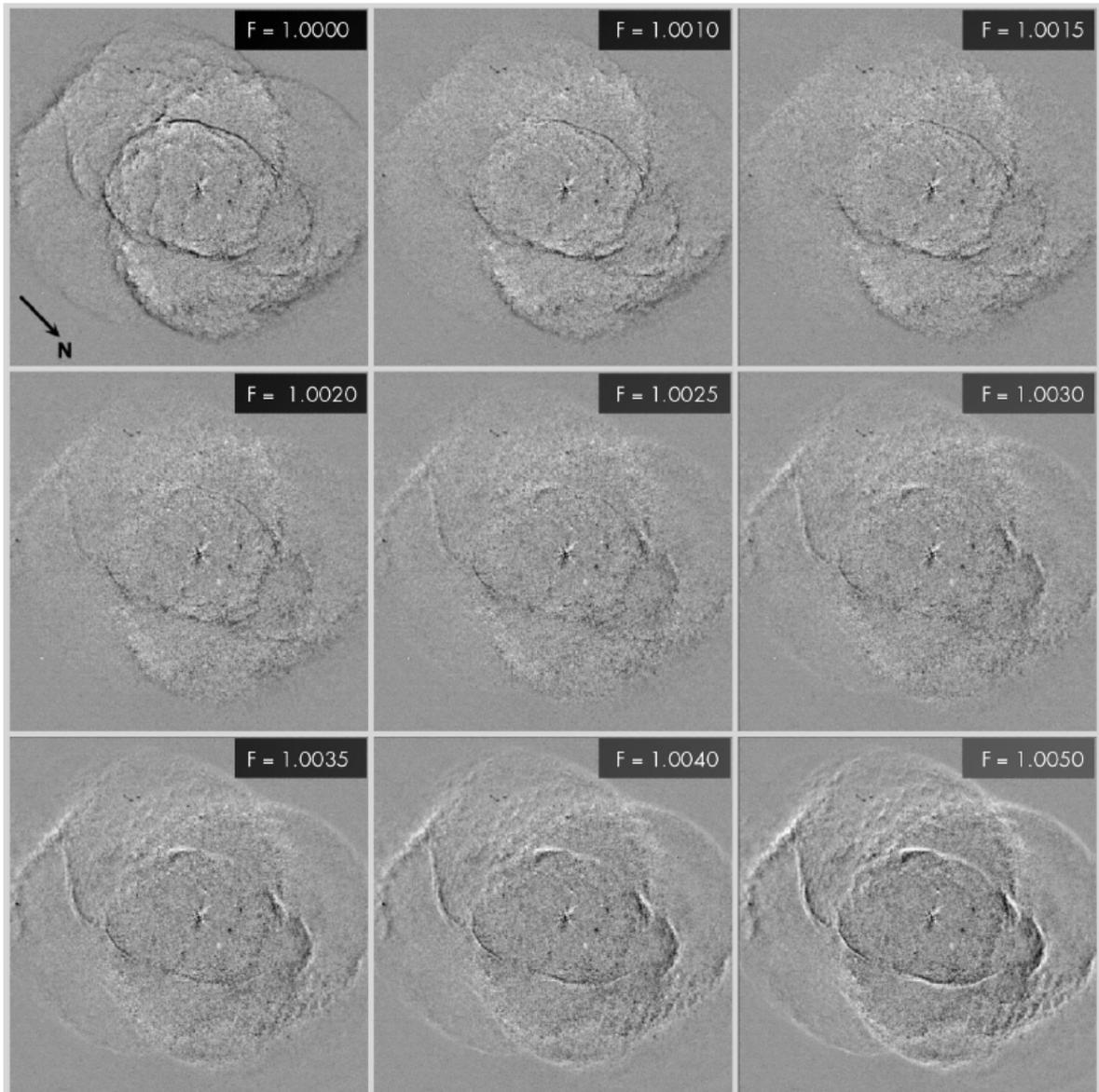
3.2.2 La distance de la nébuleuse Oeil de Chat

La nébuleuse planétaire Oeil de Chat a été observée à deux reprises par le télescope spatial Hubble. Les deux images, obtenues le 18/9/1994 et le 17/8/1997, ne sont pas identiques en raison de l'expansion de la nébuleuse. Cela permet de connaître la distance de celle-ci.

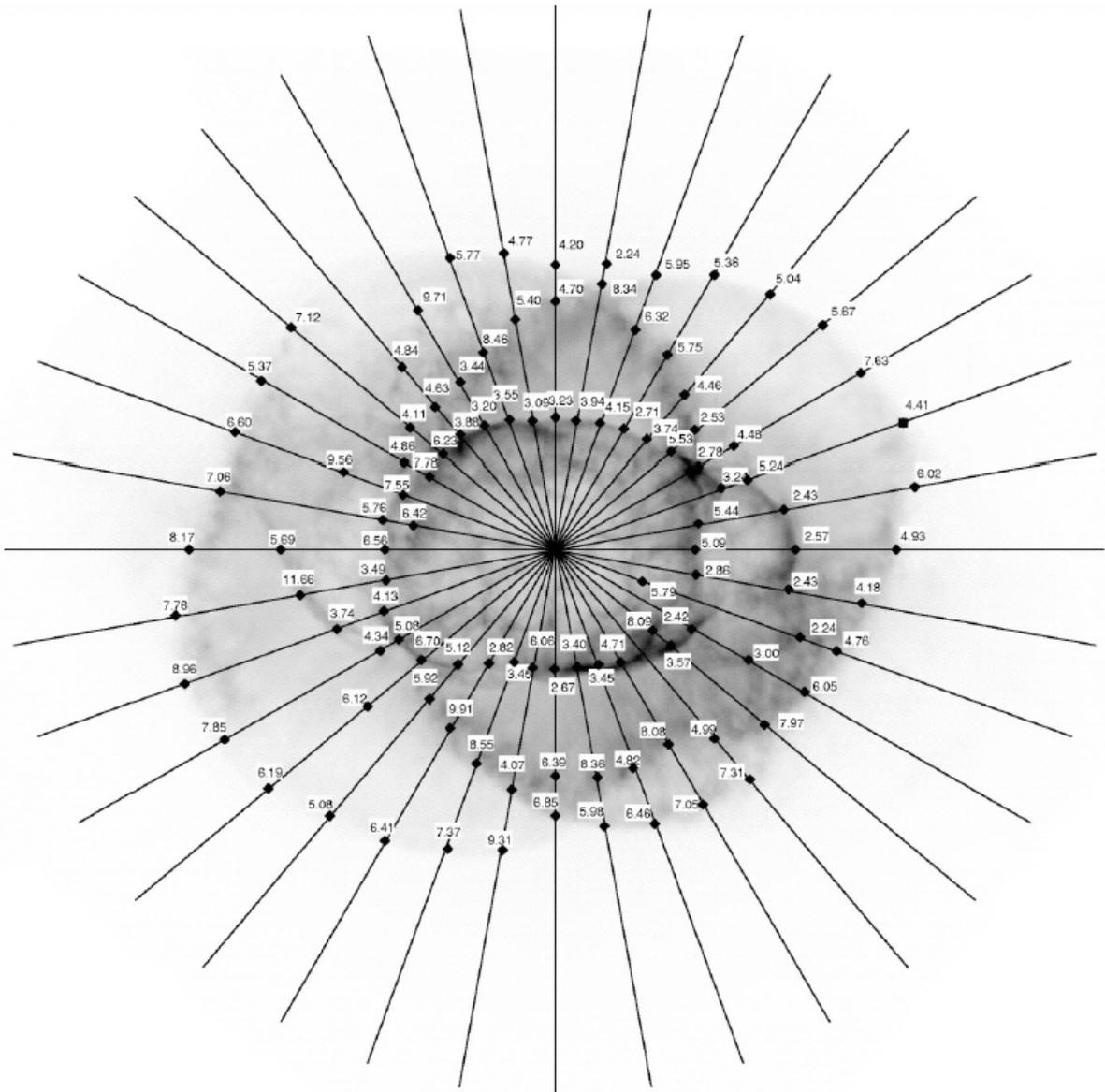
1. Dans le cas de petits angles, écrivez la relation liant la distance d , le déplacement linéaire l et le déplacement angulaire δ ? En déduire la relation entre la vitesse linéaire v et la vitesse angulaire $\dot{\delta}$.
2. Dans l'image ci-jointe, utilisez l'échelle pour déterminer le demi-grand axe a de l'anneau central.



3. Pour évaluer l'expansion de la nébuleuse, les astronomes ont agrandi l'image la plus ancienne d'un facteur F et l'ont soustraite de l'image la plus récente. La figure ci-après montre différents exemples de résidus. Choisissez le meilleur F , et déduisez en la vitesse angulaire $\dot{\delta}$ en radians par seconde via la formule $\dot{\delta} = (F - 1) a / \Delta t$.



4. Une autre possibilité pour évaluer l'expansion est de comparer des coupes radiales sur les deux images, dans plusieurs directions. La figure ci-contre donne les vitesses angulaires $\dot{\delta}$, en millisecondes d'arc par an, trouvées pour différents points de la nébuleuse. Trouvez la valeur moyenne pour l'anneau central et convertissez la en radians par seconde.



5. A partir de vos valeurs pour $\dot{\delta}$ et de la formule établie au point 1, déterminez la distance de la nébuleuse sachant que les mesures spectroscopiques de l'effet Doppler ont fourni une vitesse d'expansion linéaire de 16.4 km s^{-1} (attention aux unités). Quelle hypothèse fait-on implicitement en comparant $\dot{\delta}$ à la vitesse mesurée par effet Doppler?

6. En supposant que l'expansion se fait à vitesse constante, utilisez la taille angulaire de l'anneau et la vitesse angulaire d'expansion pour déduire l'âge de la nébuleuse.

Thème 4

Détermination de masses en astronomie

La masse d'un corps est une mesure de la quantité de matière contenue dans ce corps. Elle se manifeste sous deux formes: l'inertie et le champ de gravitation. La masse inerte mesure la résistance du corps à une accélération. La présence d'un corps dans l'espace crée un champ gravifique qui est directement proportionnel à la masse gravifique du corps. Le principe d'équivalence stipule que masse inerte et masse gravifique sont identiques.

La masse des corps célestes est un paramètre clé dans notre compréhension des processus qui régissent ces corps. Quand deux corps célestes sont liés par l'attraction gravitationnelle, on peut utiliser les lois de Kepler pour établir leurs masses. Ainsi, c'est en étudiant le mouvement des lunes autour de leur planète mère qu'on peut déterminer la masse de celle-ci.

Pour illustrer ce type de calcul considérons les quatre plus grosses lunes de Jupiter découvertes par Galilée.

Lune	a (km)	P (jours)
Io	421 700	1.769
Europa	671 034	3.551
Ganymède	1 070 412	7.154
Callisto	1 882 709	16.689

Le tableau ci-dessus donne les demi-grand axes et les périodes orbitales de ces quatre lunes. A partir de ces valeurs et de la valeur de la constante de gravitation universelle, on peut alors établir la masse de Jupiter, comme étant $1.9 \cdot 10^{27}$ kg, soit 318 masses terrestres.

Pour les planètes n'ayant pas de lune (Mercure et Vénus), on peut déterminer la masse de la planète en mesurant l'attraction que celle-ci exerce sur une sonde spatiale qui passe dans son voisinage.

Dans la suite, nous allons illustrer ces techniques de détermination de la masse dans différents contextes astrophysiques.

4.1 Le trou noir au centre de la Voie Lactée

Le tableau ci-dessous donne une série de mesures de la position d'une étoile, appelée S2, en orbite autour du centre de la Voie Lactée:

Date	x (arcsec)	σ_x (arcsec)	y (arcsec)	σ_y (arcsec)
1992.226	0.104	0.003	-0.166	0.004
1994.321	0.097	0.003	-0.189	0.004
1995.531	0.087	0.002	-0.192	0.003
1996.256	0.075	0.007	-0.197	0.010
1996.428	0.077	0.002	-0.193	0.003
1997.543	0.052	0.004	-0.183	0.006
1998.365	0.036	0.001	-0.167	0.002
1999.465	0.022	0.004	-0.156	0.006
2000.474	0.000	0.002	-0.103	0.003
2000.523	-0.013	0.003	-0.113	0.004
2001.502	-0.026	0.002	-0.068	0.003
2002.252	-0.013	0.005	0.003	0.007
2002.334	-0.007	0.003	0.016	0.004
2002.408	0.009	0.003	0.023	0.005
2002.575	0.032	0.002	0.016	0.003
2002.650	0.037	0.002	0.009	0.003
2003.214	0.072	0.001	-0.024	0.002
2003.353	0.077	0.002	-0.030	0.002
2003.454	0.081	0.002	-0.036	0.002

1. Sur un graphique orthonormé, positionnez ces points et tracez l'erreur associée.
2. Dessinez à main levée l'ellipse qui passe par ces points.
3. Évaluez son demi-grand-axe a , puis convertissez cette mesure angulaire en mesure linéaire sachant que le centre de la Voie Lactée se trouve à 8 kpc du Système Solaire.
4. Estimez la période P (par exemple en comparant les dates de deux points opposés).
5. Utilisez la 3ème loi de Kepler pour déduire la masse totale du trou noir + étoile S2.
6. Exprimez cette masse en M_{\odot} . Quelle est à votre avis la contribution de la masse de S2 à la masse totale?

4.2 La masse de la Terre

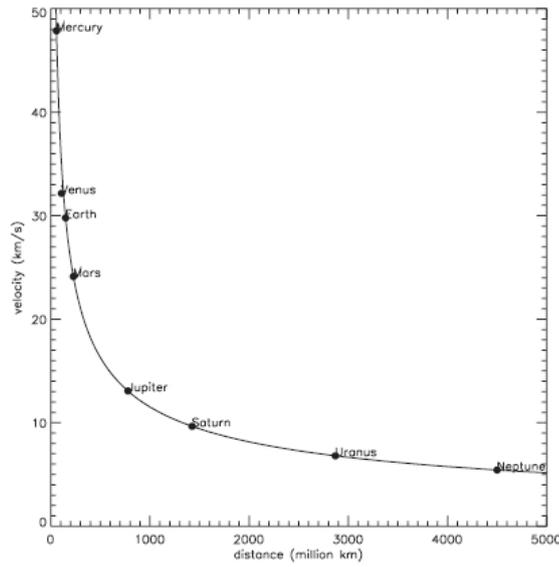
Le télescope spatial Hubble orbite autour de la Terre à une altitude de 568 km avec une période de 96 min.

1. Trouvez la longueur de l'orbite de Hubble sachant que le rayon terrestre vaut 6 378 km.
2. Calculez la vitesse orbitale.
3. Utilisez la relation donnant la vitesse orbitale sur une trajectoire circulaire (formule 4.13) pour déduire la masse de la Terre et comparez avec le résultat que vous obtenez en utilisant la 3ème loi de Kepler.

4.3 La masse du Soleil

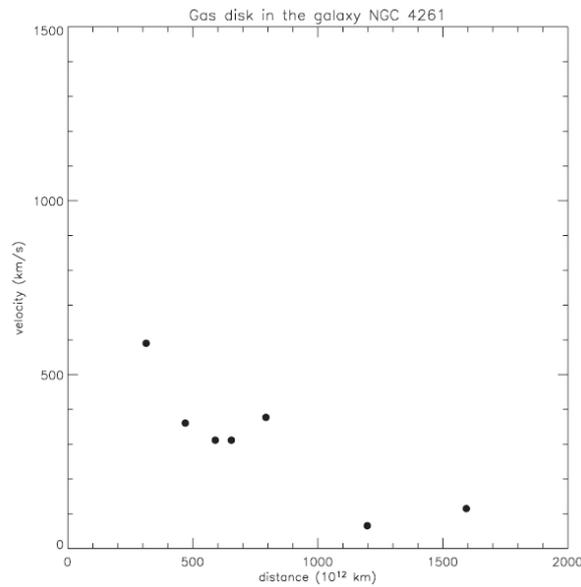
A partir de la figure ci-dessous, donnant les vitesses orbitales des planètes en fonction de leur éloignement au Soleil, et en utilisant la formule 4.13 de la vitesse orbitale en fonction de la masse du Soleil et de la distance par

rapport à celui-ci, déduisez la masse du Soleil.



4.4 La masse du trou noir au centre de la Galaxie NGC 4261

La figure ci-dessous montre les vitesses mesurées pour le gaz dans le disque de la galaxie NGC 4261. Estimez la masse du trou noir central (en M_{\odot}) de cette galaxie en utilisant la formule 4.13.

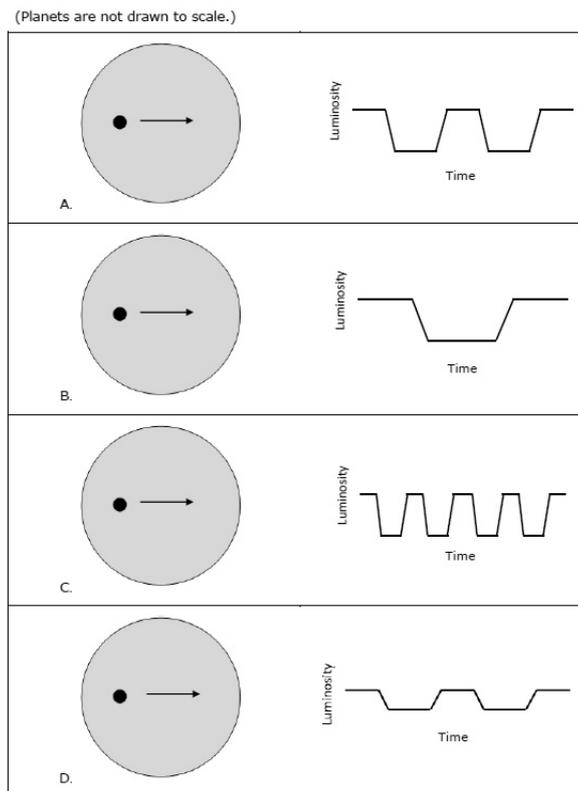


Thème 5

Détection d'exo-planètes

La technique des transits planétaires est de nos jours une des plus utilisées pour la recherche et la caractérisation d'exo-planètes. La profondeur d'un transit dépend de la taille de la planète par rapport à celle de l'étoile hôte. La durée entre deux transits dépend de l'éloignement de la planète à son étoile hôte (via la 3ème loi de Kepler) et la durée du transit dépend de la taille de l'étoile et de l'éloignement de la planète.

Observez les courbes de lumière du graphique suivant:



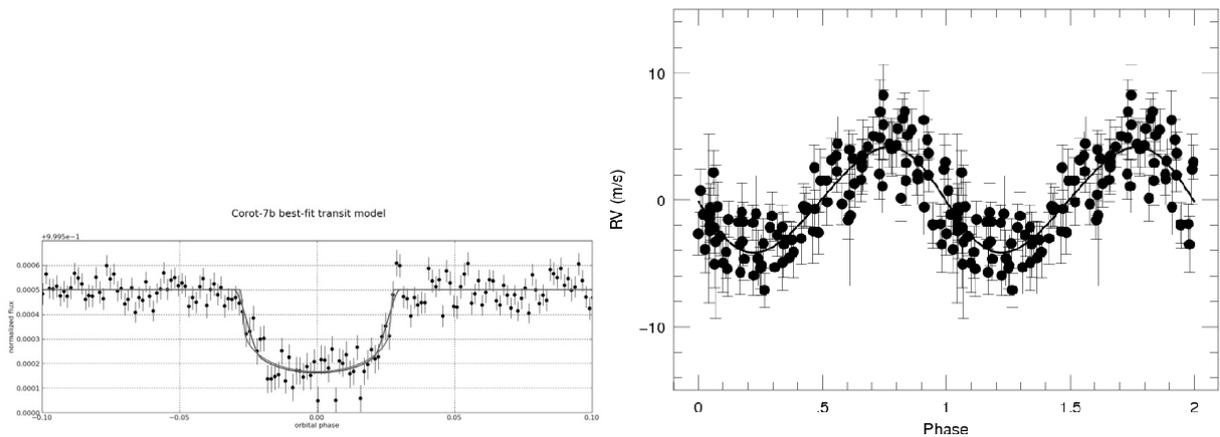
En supposant que l'étoile hôte est identique dans chaque cas:

- quel cas nécessite plus d'observations pour confirmer la détection d'un compagnon planétaire?

- quel cas correspond au compagnon le plus proche?
- quel cas correspond au compagnon le plus petit?
- quel cas correspond au compagnon probablement le plus froid?

5.1 Corot-7b

Voici la courbe de lumière et la courbe de vitesse radiale enregistrée pour l'étoile Corot-7:



- Sachant que la période vaut 0.853585 jours et la masse de l'étoile $0.93 M_{\odot}$, déterminez la distance planète-étoile, en UA, grâce à la 3ème loi de Kepler et comparez-la à celles des planètes du Système Solaire.
- Évaluez la profondeur du transit et déduisez-en la taille relative de la planète.
- Évaluez la durée du transit et déduisez-en la taille de l'étoile, en supposant que l'orbite est circulaire et que l'inclinaison du système est de 90° .
- La taille réelle de l'étoile est de $0.87 R_{\odot}$: pourquoi la réponse précédente n'est-elle pas identique à cette valeur?
- Déduisez la taille de la planète à partir de la taille relative obtenue ci-dessus et d'un rayon stellaire de $0.87 R_{\odot}$, et comparez-la à celle de la Terre ($1/109 R_{\odot}$) et de Jupiter ($11 R_{\oplus}$).
- Évaluez l'amplitude de la courbe de vitesse radiale et déduisez-en la masse de la planète, en considérant une orbite circulaire, une inclinaison de 90° , et une masse de $0.93 M_{\odot}$ pour l'étoile. Comparez la masse à celle de la Terre ($1/332900 M_{\odot}$) et celle de Jupiter ($318 M_{\oplus}$).
- A partir des réponses précédentes, déterminez la densité de la planète, et comparez-la à celle de l'eau.
- Sachant que l'étoile a une température de 5 275 K en surface, calculez la température planétaire en considérant un albédo nul. Pensez-vous que la planète soit habitable?
- Sachant que le système se trouve à 150 pc, quel est le diamètre angulaire de la planète, observée depuis notre Système Solaire? Comparez au diamètre angulaire de la Lune ($\sim 1/2''$) et de Neptune ($\sim 2''$).

5.2 Transits d'exo-planètes

Voici quelques exemples de courbes de lumière d'étoiles hôtes d'exo-planètes.

Mesurez la période et la profondeur des transits. Déduisez la taille de la planète et sa distance à son étoile en unités astronomiques, et comparez aux planètes du Système Solaire.

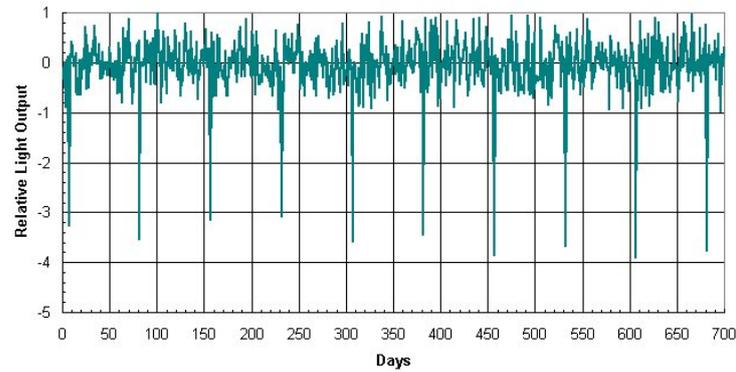


Figure 5.1: Cas 1: étoile F5 (6500 K, $1.2 R_{\odot}$, $1.4 M_{\odot}$)

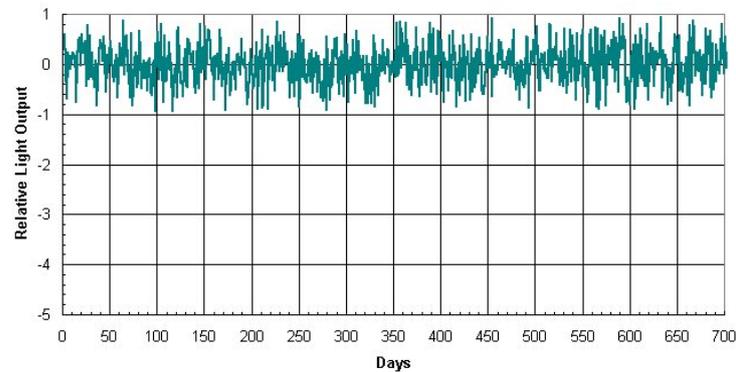


Figure 5.2: Cas 2: étoile B0 (21000 K, $7.59 R_{\odot}$, $17 M_{\odot}$)

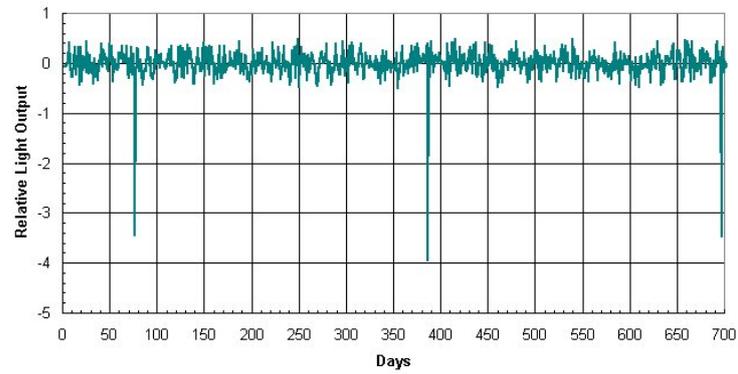


Figure 5.3: Cas 3: étoile G0 (6000 K, $1.05 R_{\odot}$, $1.07 M_{\odot}$)

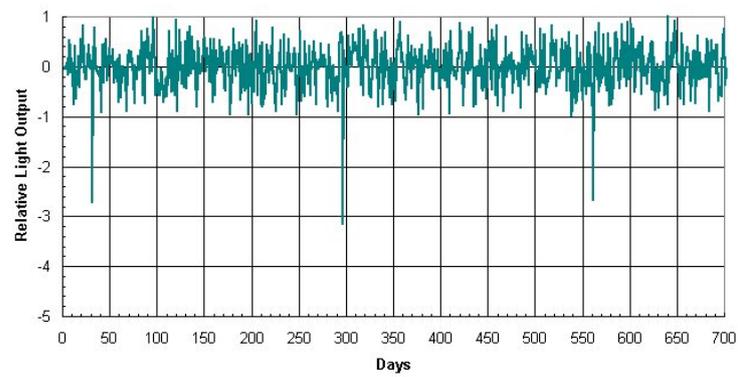


Figure 5.4: Cas 4: étoile F0 (7200 K, $1.35 R_{\odot}$, $1.8 M_{\odot}$)

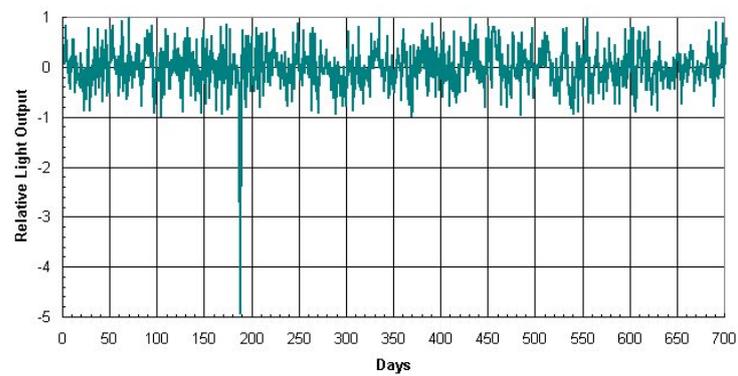


Figure 5.5: Cas 5: étoile A5 (8100 K, $1.78 R_{\odot}$, $2.2 M_{\odot}$)

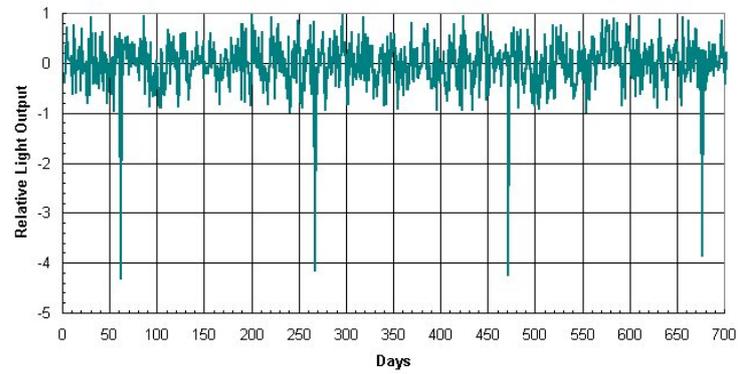


Figure 5.6: Cas 6: étoile K0 (4700 K, $0.85 R_{\odot}$, $0.81 M_{\odot}$)

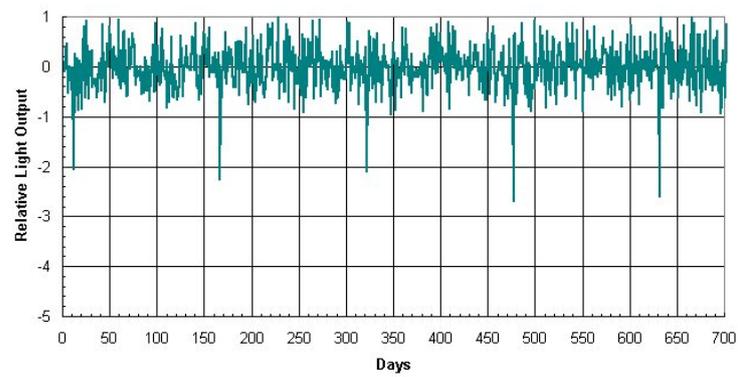


Figure 5.7: Cas 7: étoile M0 (3300 K, $0.63 R_{\odot}$, $0.48 M_{\odot}$)

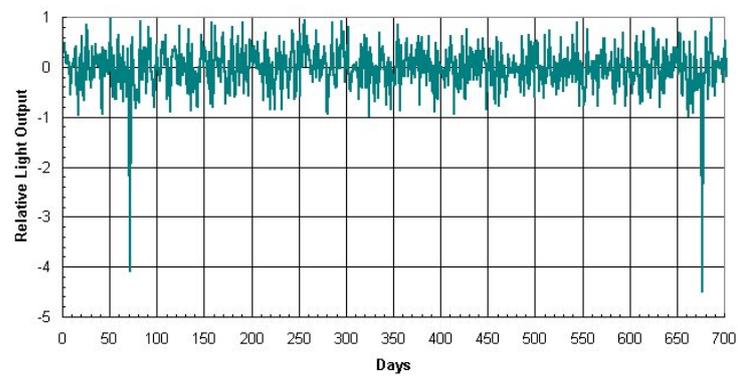


Figure 5.8: Cas 8: étoile G5 (5400 K, $0.93 R_{\odot}$, $0.93 M_{\odot}$)

Annexe A

Les unités utilisées par les astronomes

Dans cette annexe, nous rappelons un certain nombre d'unités spécifiques aux domaines de l'astronomie et de l'astrophysique, de même que les constantes physiques les plus importantes pour les besoins de ce cours.

A.1 Constantes physiques

Constante physique	Symbôle	Valeur	Unité
Vitesse de la lumière	c	$2.99792 \cdot 10^8$	m s^{-1}
Constante de la gravitation	G	$6.674 \cdot 10^{-11}$	$\text{N m}^2 \text{kg}^{-2}$
Constante de Planck	h	$6.626 \cdot 10^{-34}$	J s
Constante de Stefan-Boltzmann	σ	$5.66956 \cdot 10^{-8}$	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$
Section efficace de Thomson	σ_T	$6.6525 \cdot 10^{-29}$	m^2

A.2 Unités importantes

Unité	Symbole	Equivalence
Distances et longueurs		
Angstroem	Å	$1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ m}$
Micron	μm	$1 \mu\text{m} = 10^{-6} \text{ m}$
Rayon terrestre (équateur)	R_{\oplus}	$1 R_{\oplus} = 6.378 \cdot 10^6 \text{ m}$
Rayon solaire	R_{\odot}	$1 R_{\odot} = 6.9599 \cdot 10^8 \text{ m}$
Unité astronomique	UA	$1 \text{ UA} = 1.495979 \cdot 10^{11} \text{ m}$
Année-lumière	al	$1 \text{ al} = 9.460530 \cdot 10^{15} \text{ m}$
Parsec	pc	$1 \text{ pc} = 3.085678 \cdot 10^{16} \text{ m}$
Masses		
Unité de masse atomique	m_u	$1 m_u = 1.660539 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Masse de l'atome d'hydrogène	m_H	$1 m_H = 1.00794 m_u$
Masse de la Terre	M_{\oplus}	$1 M_{\oplus} = 5.976 \cdot 10^{24} \text{ kg}$
Masse du Soleil	M_{\odot}	$1 M_{\odot} = 1.989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
Puissance		
Luminosité du Soleil	L_{\odot}	$1 L_{\odot} = 3.826 \cdot 10^{26} \text{ W}$
Temps		
Jour sidéral		$23\text{h } 56\text{ min } 04\text{ s} = 86164 \text{ s}$
Jour solaire moyen		86400 s
Année sidérale		$365.256 \text{ jours solaires moyens}$
Distances et tailles angulaires		
Minute d'arc	'	$1' = 1^{\circ}/60$
Seconde d'arc	"	$1'' = 1'/60$

Bibliography

- [1] Courbin, C., & Meylan, G., 2009, *Introduction à l'Astrophysique*, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
- [2] Fleisch, D., & Kregenow, J., 2013, *A Student's Guide to the Mathematics of Astronomy*, Cambridge University Press
- [3] Nazé, Y., 2013, *A la recherche d'autres mondes*, Académie Royale de Belgique, L'académie en Poche