

LES CAHIERS CLAIRAUT

N° 165 - Mars 2019 9 €

Bulletin du Comité de Liaison Enseignants et Astronomes

Numéro 165 - printemps 2019



ISSN 0758-234X

Comité de Liaison Enseignants et Astronomes

Le **CLEA**, Comité de Liaison Enseignants et Astronomes, est une association déclarée à but non lucratif (loi de 1901), fondée en 1977. Elle réunit des enseignants et des astronomes professionnels qui veulent ensemble promouvoir l'enseignement de l'astronomie à tous les niveaux de l'enseignement et dans les organismes de culture populaire.

Le **CLEA** organise des stages nationaux (Écoles d'Été) et régionaux. Ces stages sont ouverts aux enseignants de l'école, du collège et du lycée et, de manière générale, à tous les formateurs. On s'efforce d'y conjuguer information théorique et travaux pratiques (observations, travaux sur documents, mise au point de matériels didactiques et recherche du meilleur usage de ces matériels, etc.). Le **CLEA** favorise les échanges directs entre enseignants et astronomes, hors de toute contrainte hiérarchique.

L'organe de liaison du **CLEA**, les **CAHIERS CLAIRAUT**, est une revue trimestrielle. On y trouve des articles de fond (astrophysique, histoire, philosophie, enseignement...), des comptes rendus d'expériences pédagogiques, des notes critiques de livres récents, des innovations en matière d'activités pratiques.

Le **CLEA** a mis en place une liste de diffusion afin de permettre des échanges rapides entre les abonnés.

Présidents d'honneur :

Jean-Claude Pecker
Lucienne Gouguenheim
Georges Paturel

Bureau du CLEA pour 2018

Présidente : Cécile Ferrari
Trésorière : Sylvie Thiault
Trésorière adjointe : Chantal Lecoutre
Secrétaire : Danièle Imbault
Secrétaire adjoint : Jean-Luc Fouquet

Responsables des groupes

Vie associative : Jean-Michel Vienney
Cahiers Clairaut : Christian Larcher
Productions Pédagogiques : Pierre Causeret
Communication : Charles-Henri Eyraud
École d'Été d'Astronomie : Danièle Imbault
Responsables du site :
Francis Berthomieu et Charles-Henri Eyraud



Merci à celles et ceux qui ont permis la réalisation de ce numéro des Cahiers Clairaut, nous citerons :

Thomas Appéré, Michel Bobin, Nathalie Cartier, Pierre Causeret, Pacôme Delkva, Cécile Ferrari, François Hurter, Lucile Julien, Christian Larcher, Chantal Lecoutre, Georges Lecoutre, Pierre Le Fur, Georges Paturel, Guy Pelissier, ses collègues et ses élèves, Frédéric Pitout, Jean Ripert, Béatrice Sandré, Charlotte Vastel.

Les auteurs recevront plusieurs numéros 165 afin de faire connaître la revue autour d'eux.

La constellation d'Orion montre des objets à différentes températures. En haut à gauche, Bételgeuse est une étoile plutôt froide (3 600 K) qui apparaît orangée alors qu'à l'opposé, Rigel, nettement plus chaude (10 000 K) est bleue. Au centre, les trois étoiles de la ceinture d'Orion font partie des étoiles les plus chaudes, avec de gauche à droite, Alnitak, Alnilam et Mintaka (entre 25 000 et 30 000 K).

Sous l'étoile de gauche de la ceinture, on distingue bien la nébuleuse obscure de la tête de cheval, beaucoup plus froide et qui ne rayonne qu'en infrarouge. La grande boucle, appelée boucle de Barnard, provient sans doute de l'explosion d'une supernova. Photo Rogelio Bernal Andreo, mosaïque d'images dont certaines ont été réalisées en H-alpha pour faire ressortir l'hydrogène des nébuleuses.

Les Cahiers Clairaut

Printemps 2019

Éditorial

Vous avez été nombreux (un peu plus de la moitié des abonnés) à répondre au questionnaire sur les Cahiers Clairaut. Nous vous remercions pour vos remarques et vos suggestions. Merci à tous ceux qui proposent leur aide pour construire une revue de qualité, toujours au plus près de ses lecteurs.

Le thème de ce numéro concerne la température.

Les élèves de collège et lycée ont souvent du mal à distinguer chaleur et température. La chaleur est un transfert d'énergie entraînant souvent une variation de température sauf dans le cas des changements d'état.

En astrophysique, la température est associée au rayonnement des corps célestes, par le biais des lois de Planck et de Wien.

Avec vos élèves, nous vous proposons d'envoyer un ballon sonde à haute altitude pour mesurer la température de l'atmosphère en fonction de l'altitude. Ou bien de revisiter le roman de Jules Verne *Autour de la Lune* (1870) et de le comparer avec la mission américaine d'Apollo XV (1971).

Un article relate comment l'échec accidentel d'orbite de deux satellites du système européen de navigation par satellites, Galileo, a permis de confirmer les prédictions d'Einstein avec une précision cinq fois meilleure que pour les précédentes mesures.

Vous trouverez la suite de la thématique du numéro précédent : « cartes du ciel, cartes de la Terre ». Il est intéressant d'étudier toutes les tentatives pour essayer de passer d'un système 3D (une sphère) à une représentation (2D) plane. Quelle que soit la méthode, on obtient une carte fautive ; il est donc nécessaire de faire des compromis ; on privilégiera le paramètre qui correspond à nos besoins. « La carte n'est pas le territoire », ce n'est qu'une représentation partielle de la réalité. On ne peut pas confondre le signifiant et le signifié. La remarque est valable dans tous les domaines. On se souvient du célèbre tableau du peintre belge René Magritte (1908 – 1967) qui représente une pipe avec la légende : « Ceci n'est pas une pipe » ou « la Trahison des images ».

Christian Larcher pour l'équipe

Sommaire

Avec nos élèves

De Jules Verne à Apollo XV, ont-ils posé le pied sur la Lune ?

Pierre Le Fur p 2

Thème : températures

p 6

Avec nos élèves

Observer l'univers froid grâce aux infrarouges

Frédéric Pitout, Charlotte Vastel p 7

Article de fond

Température et conductivité thermique des surfaces planétaires

Cécile Ferrari p 11

Article de fond

Les glaces du Système solaire

Thomas Appéré p 16

Article de fond

Le rayonnement primordial

Georges Paturel p 20

Définition

Le kelvin redéfini en 2019

Lucile Julien p 26

Avec nos élèves

Un ballon-sonde envoyé à 26 000 m

Jean -François Le Saux p 27

Observation

Ciel du printemps 2019

Pierre Causeret p 30

Article de fond

Cartes du ciel, cartes de la Terre (2)

Michel Bobin, Pierre Causeret p 31

Article de fond

Quand Galileo confirme les prédictions d'Einstein

Pacôme Delva p 36

Avec nos élèves

Le Système solaire et ses 8 merveilles

Collège Anatole France de Toulouse p 38

Solutions des mots croisés

p 40

AVEC NOS ÉLÈVES

De Jules Verne à Apollo XV, ont-ils posé le pied sur la Lune ?

Pierre Le Fur, Toulon

En comparant le roman de Jules Verne et la mission Apollo XV, l'auteur nous fait faire un beau voyage vers la Lune... et le retour. Il apporte des arguments prouvant que l'Homme a bien marché sur la Lune, arguments bien nécessaires par les temps qui courent. Mais cela pourra-t-il convaincre les complotistes ?

1869 : où sont passés Ardan, Barbicane et Nicholl ?

Bousculons les chiffres : 1869 devient 1968. Cette année-là, la NASA offrit un magnifique cadeau de Noël au Monde, en envoyant 3 astronautes vers la Lune, pour la première fois dans l'Histoire humaine. Frank Borman, James Lovell, William Anders passèrent près de 20 h en orbite lunaire sur les 6 jours de leur voyage aller-retour. Mais un siècle plus tôt trois voyageurs intrépides dont un français, Michel Ardan, avaient déjà fait le voyage *Autour de la Lune*, dans l'esprit visionnaire de Jules Verne qui publia son roman en 1869.

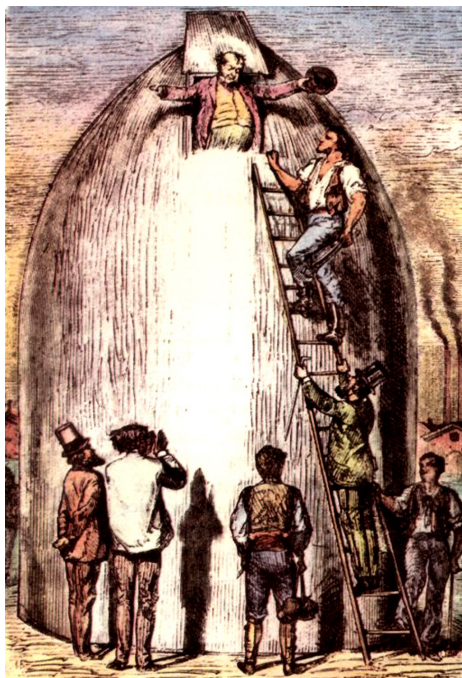


Fig.1. De la Terre à la Lune, départ des trois aventuriers vers la Lune (dessin Émile Bayard gravure Alphonse de Neuville).

Deux aventures presque identiques

Les vaisseaux, occupés par 3 passagers, étaient partis tous deux de Cap Canaveral en Floride afin d'utiliser

la vitesse initiale due à la rotation de la Terre ; leurs moyens de propulsion héritaient des techniques militaires de l'époque : le canon pour l'un, le missile pour l'autre. Toutefois leurs trajectoires étaient fort différentes puisque Jules Verne n'a pas mis en orbite lunaire ses héros car ils n'auraient pu s'en extraire, contrairement aux astronautes qui décrivent 10 révolutions autour de la Lune. Pendant la troisième révolution lunaire, Bill Anders immortalisa le célèbre premier lever de Terre au-dessus de l'horizon lunaire photographié avec son « Hasselblad ».

Verne, le visionnaire, avait même imaginé que l'obus-vaisseau reviendrait plonger dans l'océan et qu'un bateau pourrait le récupérer, comme pour Apollo. Mais la plus grande différence entre ces deux épopées reste le suivi de la mission et le lien avec la Terre : si la capsule Apollo était suivie par radars et reliée par radio à la Terre, à l'époque de Jules Verne, Maxwell venait à peine d'achever sa théorie de l'électromagnétisme (1864) et les transmissions par ondes radioélectriques n'étaient pas encore inventées par Marconi (1901).

Aussi le seul moyen de suivre l'obus-capsule du Gun Club aurait été d'utiliser la vision télescopique. Verne imagina que les Américains avaient installé un télescope géant, inspiré de celui de Lord Rosse, au sommet de Long's Peak dans les montagnes rocheuses.

Il fait dire, à propos de cet instrument, à l'un des marins du « Susquehanna », corvette chargée de récupérer le vaisseau à l'amerrissage : « vous savez qu'il ramène la Lune à deux lieues (≈ 8,8 km) seulement des montagnes rocheuses, et qu'il permet de voir, à sa surface, les objets de neuf pieds de diamètre (≈ 9 m). » [1].

Malheureusement, les astronomes de Long's Peak avaient perdu de vue les aventuriers de Jules Verne quelque part en route pour la Lune.

Alors où sont passés Michel Ardan, Barbicane et Nicholl ? Sont-ils échoués sur la Lune ? Ou en route vers la Terre ?

Mais peut-on vraiment voir à l'oculaire d'un télescope, les astronautes ou leur vaisseau sur la Lune ? L'idée de Verne était-elle correcte ?

1971 : voir Irwin, Scott et Worden ?

Transposons ces questions aux années 1970 et revenons aux opérations Apollo. Les astronautes ont réellement posé les pieds sur la Lune. Il n'est pas inutile de le rappeler aux jeunes générations qui souvent confondent fiction et réalité. Lors des nuits des étoiles ou d'autres soirées d'observation publique, combien de fois entend-on la question « les aviez-vous vu posés là-haut, avec votre télescope ? Et avec le plus gros télescope du monde... ? ».

Alors je vous propose d'aborder ce sujet avec les astronautes d'Apollo XV. David Scott, Alfred Worden, James Irwin sont partis vers notre satellite le 26 juillet 1971 et revenus le 7 août 1971. Ils ont passé plus de 67 h à la surface de la Lune. Pendant 19 h ils ont exploré le site d'alunissage à pieds ou en pilotant la première « jeep »-Rover avec laquelle ils parcoururent 27,8 km.

Le site choisi pour cette expédition près des monts Apennins présente le grand intérêt d'être très caractéristique et donc particulièrement bien repérable par les astronomes amateurs.

Les figures (2) et (3) présentent des vues télescopiques situant la zone d'alunissage à l'échelle de la Lune entière puis d'une portion centrée sur la chaîne



Fig.2. Zone nord de la Lune.
De gauche à droite à partir du centre : Platon, la vallée des Alpes et vers le terminateur à droite : Aristote et Eudoxe. En bas à droite Archimède et le couple Aristille-Autolycus.
Télescope Meade 300 mm F/D=5 (LX90 azimutal) (photo de l'auteur). Le rectangle jaune est agrandi sur la figure 2.

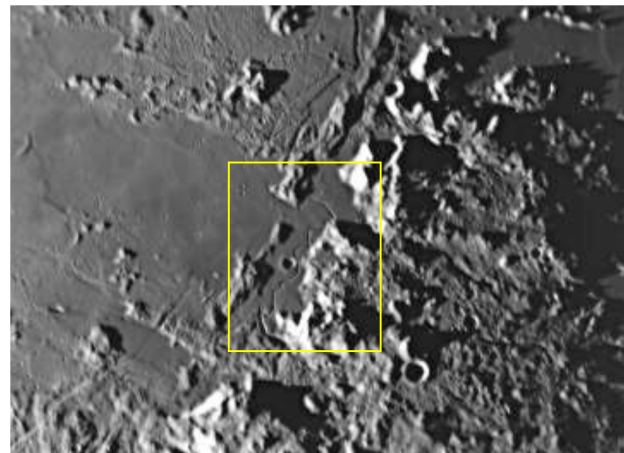


Fig.3. Zone de 170 km de largeur par 130 km de hauteur. À gauche l'océan des Tempêtes et ses marais de la Putréfaction. À droite la chaîne des Apennins lunaires le long de laquelle court la rainure de Hadley.
Télescope Meade 300 mm F/D=25 (LX90 azimutal) (photo de l'auteur).

montagneuse des Apennins lunaires, à proximité du mont Hadley.

La figure (4) nous donne accès à la particularité géologique visée par cette expédition : la célèbre rainure sinueuse de Hadley qui étire ses méandres sur près de 80 kilomètres et passe au pied du cratère Saint-Georges qui domine la zone explorée en 1971.

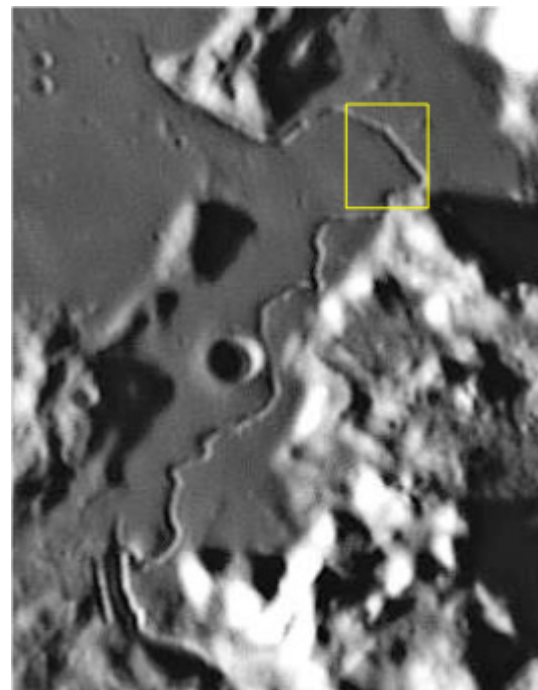


Fig.4. C'est la figure 2 agrandie partiellement.
Zone de 35 km de largeur par 50 km de hauteur. Le logiciel SalsaJ donne 220 m/pixel. (photo de l'auteur).

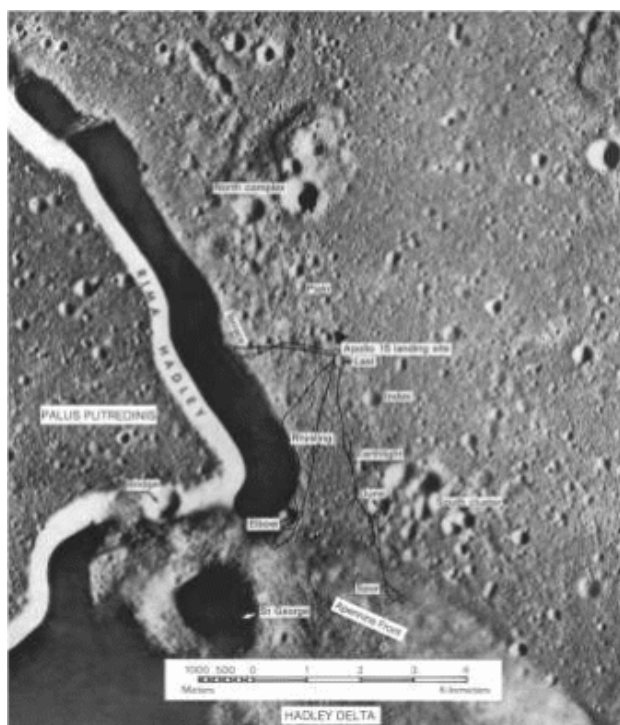


Fig.5. Zone de 11 km de largeur par 13 km de hauteur.
Cliché NASA.

Le télescope de 300 mm de diamètre révèle parfaitement cette vallée serpentine de largeur moyenne de 1,5 km (de profondeur 250 m) et le cratère Saint-Georges de 2,5 km de diamètre [5] [4]. Ces valeurs proviennent des cartes géologiques des sites Apollo établies par l'USGS.

Pour autant les plus petits cratères mis en évidence à l'ouest ont 800 m de diamètre. En agrandissant encore, on s'aperçoit qu'un pixel de la caméra correspond, figure 3, à une zone d'environ 250 m, valeur relevée avec le logiciel SalsaJ. Les plus petits détails sont donc de l'ordre de 500 m, le critère de Shannon imposant 2 pixels pour un point.

Avec cet instrument d'amateur, la résolution est donc très loin d'être suffisante pour observer les astronautes ou même le LEM (Lunar Exploration Module). Toutefois, on comprend qu'avec un télescope 100 fois plus grand, comme le futur EELT, on pourrait espérer atteindre 3 m/pixel de résolution au sol. Mais il serait donc toujours impossible de distinguer les explorateurs lunaires.

À l'inverse on constate qu'avec un instrument de 100 mm de diamètre même la rainure de Hadley est difficilement visible. Las, Jules Verne n'avait pas eu les bonnes données astronomiques. Avait-il seulement évoqué ce problème avec son cousin Henri Garcet professeur de physique au lycée Henri-IV ? Ardan, Barbicane et les autres sont toujours perdus...

Alors comment donner une « preuve » qu'Apollo XV s'est bien posé sur la Lune, que le rover a vraiment roulé sur le régolithe lunaire ? Les Apollo-sceptiques ont-ils gagné ?

2012 : traque des vestiges d'Apollo XV

Si au 19^e siècle le télescope était le seul moyen de scruter la surface lunaire, il n'en n'est plus de même actuellement. On peut télécharger les images obtenues par les satellites lunaires mis en orbite ces dernières années (figures 5 et 6), en particulier LRO (USA), Kaguya (Japon), Chandrayaan (Inde)[4] [3].

On peut y trouver les images prises par LRO (« Clémentine ») à 25 km d'altitude et traquer les vestiges d'Apollo XV (figure 5).

On distingue parfaitement la base-alunisseur du Lunar Exploration Module. Même la station scientifique Alsep apparaît clairement. On pense alors à ces réflecteurs optiques posés là depuis tant d'années, réfléchissant les tirs lasers des stations terrestres comme celle de l'Observatoire de la Côte d'Azur à Calern près de Grasse. D'ailleurs c'est le réflecteur posé par Apollo XV qui est le plus utilisé, car il possède le plus de catadioptrés (80 % des tirs). Jules Verne lui-même n'aurait pu imaginer qu'on pouvait ainsi mesurer la distance Terre-Lune à quelques millimètres près.

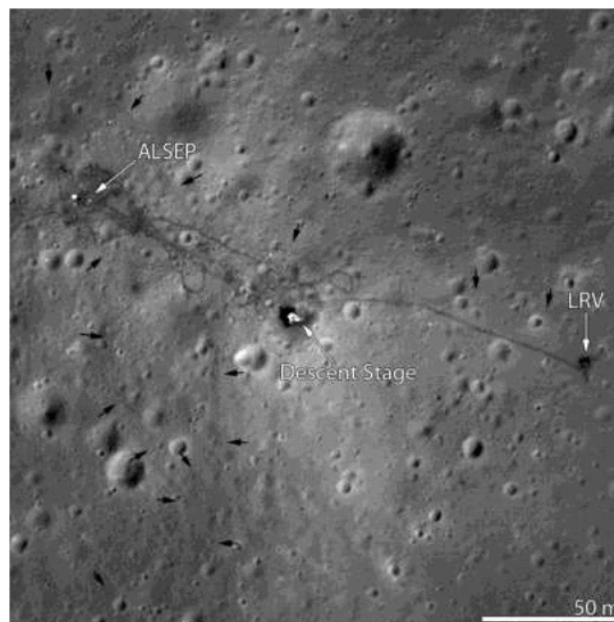


Fig.6. Zone de 230 m par 250 m, soit environ un pixel de la figure 3. Cliché pris par LRO (lunar Observer NASA) le 3 mai 2012 à 25 km d'altitude ($h = 250$ m par $l = 180$ m). Les flèches blanches repèrent l'étage de descente du LEM et la station scientifique ALSEP. On distingue parfaitement les traces du rover soulignées parfois par quelques flèches noires [4] [3].

Sélénites et autres extraterrestres

Jules Verne, comme ses contemporains, n'excluait pas complètement l'existence de Sélénites, terrés au fond des cratères. Vers la fin de l'aventure *Autour de la Lune*, alors que ses héros frôlent la Lune en amorçant leur voyage de retour, il fait dire à Barbicane : « Donc s'il y a des sélénites, ils peuvent voir notre projectile, mais nous ne pouvons les voir » [2]. Bien sûr les astronautes des missions Apollo n'ont pas trouvé de vie sur notre satellite naturel.

Mais si elle n'existe pas, il ne faut jamais minimiser l'imagination débordante des comploto-sceptiques de tous poils, ceux-là bien vivants. Ils adorent internet, et lorsqu'on cherche un lien avec « Apollo XV, ovni » on trouve une vidéo tournée par James Irwin censée montrer une soucoupe volante et son ombre projetée sur le sol. Le commentaire ajoute qu'« elle » surveille les astronautes...[6] [5].

Tout cela ressemble à une manipulation médiatique (voir le film de William Karel sur Arte, 2004, intitulé « opération Lune »). La figure 7, démontre que ce n'est que le sommet arrondi d'une montagne lunaire, souligné par l'ombre très noire d'un relief placé plus près de l'observateur...

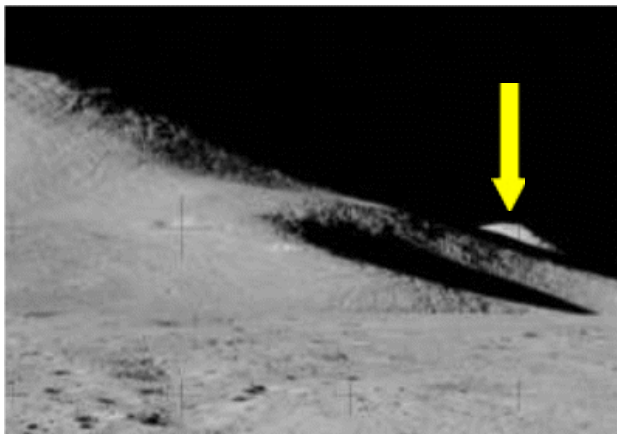


Fig.7. Une soucoupe volante rase la montagne ou... plutôt un sommet de colline éclairé se détache sur le fond noir du ciel lunaire. Avec une vidéo de mauvaise qualité et une prise de vue instable, la confusion est totale. Cliché James Irwin Apollo XV, NASA [5] [4].

On a retrouvé Michel Ardan et ses compagnons

Il n'y a pas de vie sur la Lune, mais dans l'obus-vaisseau les trois aventuriers sont-ils encore vivants après 97 h de voyage ? Le « Susquehanna » veille sur l'océan Pacifique, entre Hawaï et la côte américaine, comme le porte-avions USS Okinawa le fera réellement un siècle plus tard pour Apollo XV. Une boule de feu apparaît et plonge dans la mer frôlant la

corvette (figure 8). Les trois héros remontent du fond des eaux et sont alors reçus triomphalement...

Pensez à eux quand vous observerez la Lune ; en regardant avec insistance, peut être croirez-vous voir passer l'obus du Gun Club poursuivant la capsule Apollo et son LEM. Ce serait plus fort que les ovnis.



Fig.8. Amerrissage à risque ; le vaisseau-obus de Jules Verne ramène les explorateurs. Rendu incandescent par sa traversée de l'atmosphère, il frappe la surface de l'océan, s'enfonce puis remonte... quelques heures plus tard. C'est la fin du voyage lunaire (dessin Émile-Antoine Bayard gravure Alphonse de Neuville).

Références

- [1] *Autour de la Lune* p158 Jules Verne chez Hetzel 1870
- [2] *Autour de la Lune* p103 Jules Verne chez Hetzel 1870
- [3] https://www.nasa.gov/mission_pages/LRO/news/apollo-15.html
- [4] <http://www.hq.nasa.gov/office/pao/History/alsj/a15/AS15-85-11374.jpg>
- [5] <https://www.youtube.com/watch?v=ANqkUzVboII>

THÈME LES TEMPÉRATURES

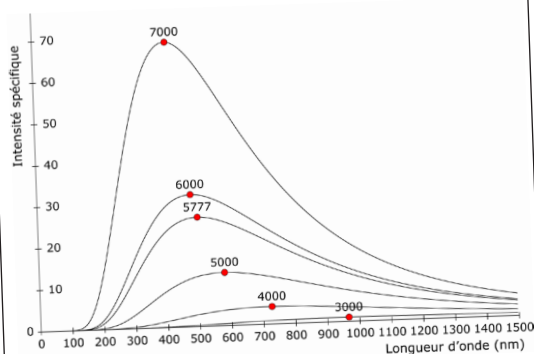
Voici quelques rappels de physique sur les températures qui pourront vous servir pour la lecture des articles qui suivent.

Les unités de température

Le degré Celsius (°C) et le kelvin (K) sont les principales unités de température utilisées en France. Le degré centigrade (dont Anders Celsius est à l'origine) est basé sur la température de la glace fondante (0 degré) et de l'eau bouillante sous une pression atmosphérique normale (100 degrés). La température en degrés Celsius est définie comme la température en kelvins moins 273,15.

Le kelvin est défini à partir du zéro absolu (à 0 K ou -273,15 °C) qui est la température minimale possible (absence d'agitation thermique). Une variation de 1 K correspond à une variation de 1 °C. Le kelvin, qui est l'unité de température des physiciens, vient d'être redéfini (voir l'article de Lucile Julien dans ce numéro).

Loi de Planck et température des étoiles



Ce graphique représente la quantité d'énergie émise par un « corps noir » de température donnée (de 3000 K à 7000 K sur le graphique) en fonction de la longueur d'onde. Une étoile chaude, de température de surface 7000 K par exemple, émet davantage dans les courtes longueurs d'onde et apparaît bleue alors qu'une étoile plus « froide » à 3000 K, émet davantage dans le rouge et l'infrarouge et apparaît plus rouge. On assimile les étoiles à des « corps noirs ».

La loi de Wien

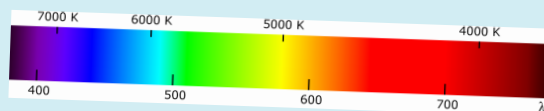
La loi de déplacement de Wien relie la température d'un corps noir à la longueur d'onde d'émission maximale (point rouge sur le graphique précédent). Elle s'écrit :

$$\lambda_{\max} = \frac{2,898 \cdot 10^{-3}}{T}$$

avec λ en mètres et T en kelvins.

Pour le Soleil, par exemple, en prenant 5750 K pour T, on obtient $\lambda_{\max} = 504$ nm (maximum d'émission dans le vert).

Le schéma ci-dessous permet de faire le lien entre température et couleur. Une étoile à 4000 K de température de surface émet davantage dans le rouge, à 5000 K dans le jaune, à 6000 K dans le bleu et à 7000 K dans le violet.



Correspondance entre température de l'étoile, couleur et λ_{\max}

La loi de Stefan

Cette loi relie l'énergie émise par un corps noir par unité de surface à la température. Elle est due au physicien slovène Josef Stefan :

$$M = \sigma T^4$$

M (l'exitance) est la puissance rayonnée par unité de surface (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$) et T la température en kelvins. σ , la constante de Stefan, vaut $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$.

Cette loi a diverses applications en astronomie :

- si on mesure l'énergie reçue du Soleil au niveau de la Terre, on peut en déduire l'énergie totale émise par le Soleil puis sa température de surface (voir hors-série n° 14 p. 187);
- on l'utilise pour calculer la température d'équilibre d'une planète (voir page 11) ;
- si on estime la température d'une étoile à partir de son spectre et si on connaît l'énergie totale qu'elle rayonne (déterminée à partir de sa luminosité et sa distance), on peut calculer son rayon.

AVEC NOS ÉLÈVES

Observer l'univers froid grâce aux infrarouges

Frédéric Pitout et Charlotte Vastel, Observatoire Midi-Pyrénées, Institut de recherche en astrophysique et planétologie, Toulouse.

L'observation des infrarouges constitue un pan entier de l'astronomie au sol et spatiale moderne. Ces rayonnements nous permettent d'accéder à l'univers que l'on qualifie de « froid ». Dans cet article, nous proposons de voir l'expérience qui a permis leur découverte, de proposer quelques activités et d'évoquer quelques applications en astronomie.

Découverte des infrarouges et expériences simples de mise en évidence

Comme leur nom l'indique, les infrarouges se trouvent en-dessous du rouge. Dans le spectre électromagnétique ils correspondent à des ondes électromagnétiques de fréquences plus basses ; ou de manière équivalente à des longueurs d'onde plus longues, de 780 nm à environ 1 mm dans le vide typiquement (la limite haute peut varier de 0,1 à 5 mm selon les conventions). C'est donc un domaine nettement plus vaste que le domaine visible.

Détecter les infrarouges avec un thermomètre, l'expérience d'Herschel

Le rayonnement infrarouge a été mis en évidence en 1800 par William Herschel. On l'appelait « chaleur radiante » à cette époque ; ce n'est que plus tard qu'on montra que ce n'était qu'une onde électromagnétique comme les autres et qu'on lui donna son nom actuel : infrarouge.

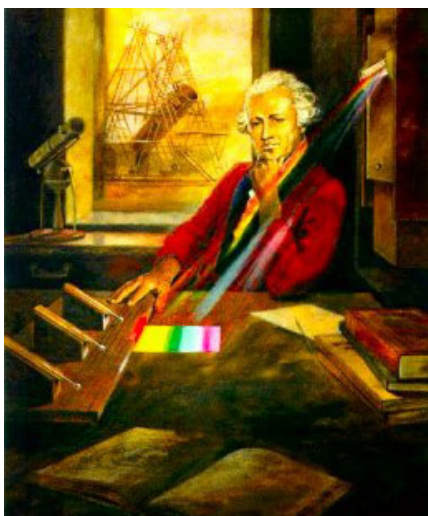


Fig.1. Peinture montrant William Herschel, son expérience qui le conduisit à la découverte des infrarouges et en arrière-plan, le télescope de 40 pieds qu'il construisit.

Mais arrêtons-nous un instant sur la personne de William Herschel. Né Friedrich Wilhelm Herschel en 1738 à Hanovre, William Herschel était un professeur de musique et compositeur installé à Bath en Angleterre. Astronome amateur, il se lança dans la construction d'instruments d'observation. Ses télescopes et lunettes étaient d'une qualité telle qu'il se fit une belle renommée et fut engagé comme astronome royal par George III d'Angleterre. En 1789, il achève la construction de son célèbre télescope de 40 pieds de focale (12 m environ) dont le miroir primaire a un diamètre de 1,2 m, le plus grand de l'époque. Il est à l'origine de la découverte d'Uranus et deux de ses satellites, Obéron et Titania, des calottes polaires de Mars et des satellites saturniens Mimas et Encelade. Notons que sa sœur Caroline, aussi astronome de talent, l'aida dans la plupart de ses travaux et contribua aux découvertes qu'ils firent ensemble.

Herschel fit une autre découverte historique, celle du rayonnement infrarouge (figure 1), avec des moyens très rudimentaires. C'est une expérience simple à mettre en œuvre, elle ne nécessite que peu de matériel de base :

- un prisme (en verre, car le plexiglass bloque les infrarouges) pour disperser la lumière ;
- des thermomètres pour mesurer la température correspondant à chaque couleur ;
- un carton assez profond.

Pratiquement, l'idéal est de disperser la lumière solaire dans une zone d'ombre pour que le spectre soit bien visible et pour bien l'isoler de la lumière directe du Soleil. Une possibilité est d'utiliser un carton suffisamment profond, de former un spectre au fond du carton et d'y mesurer la ou les températures (figure 2). On pourra fixer le prisme sur le haut d'un bord du carton en y taillant un espace au cutter. De même, pour insérer horizontalement le ou les

thermomètres au fond du carton, on pourra être amené à tailler le fond du carton sur un de ses bords.

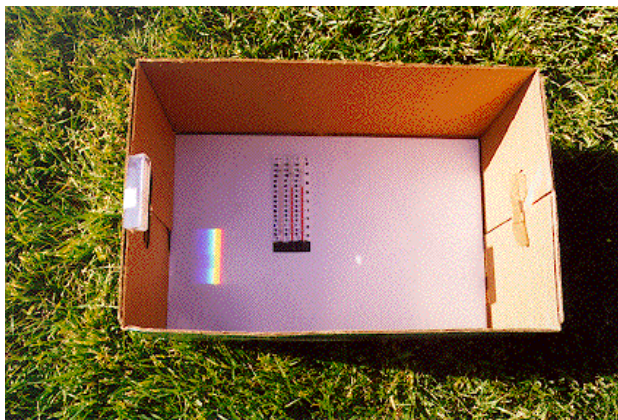


Fig.2. Dispositif expérimental pour la mesure des températures de chaque couleur du spectre lumineux (photo : CalTech).

Après avoir mis les thermomètres au fond du carton – à l’ombre du Soleil – et relevé les températures qu’ils indiquent, on les place chacun sur une couleur dispersée par le prisme. On attend quelques minutes et qu’observe-t-on ? Tout comme Herschel il y a plus de 200 ans, on constate que les thermomètres indiquent des températures supérieures à celles mesurées à l’ombre et différentes selon la couleur sur laquelle ils sont placés. Mais c’est le thermomètre que l’on aura placé au-delà du rouge visible qui nous intéresse. De manière tout à fait inattendue, il mesure aussi une augmentation de température, ce qui trahit la présence d’un rayonnement en dehors du domaine visible. Il se trouve même qu’il indique la température la plus élevée ! Ce dernier point ne veut évidemment pas dire que les infrarouges sont plus énergétiques que les autres couleurs (c’est même précisément l’inverse en vertu de l’expression $E = h\nu$, où E représente d’énergie du photon en joule, h la constante de Planck en $J.s$ et ν la fréquence en hertz). Pour expliquer ce phénomène a priori contre intuitif, il faudrait connaître la courbe de transmission du verre utilisé (on verrait entre autres chose qu’il bloque en grande partie les ultraviolets, les rayonnements les plus énergétiques) ; il faudrait aussi voir quelles longueurs d’onde interagissent le plus avec les molécules d’alcool qui remplissent les thermomètres.

Détection des (proches) infrarouges d’une télécommande

La plupart des télécommandes de télévision par exemple transmettent les informations grâce à une diode qui émet dans le proche infrarouge, entre 800 et 1000 nm. Notre œil ne voit pas ces signaux mais les capteurs CCD de nos appareils photo ou smartphones, qui sont sensibles à un domaine plus

large que le visible, peuvent les détecter. On peut donc mettre en évidence les infrarouges émis par la télécommande en appuyant sur n’importe lequel de ses boutons et en regardant à travers l’écran d’un smartphone en mode photo (figure 3).

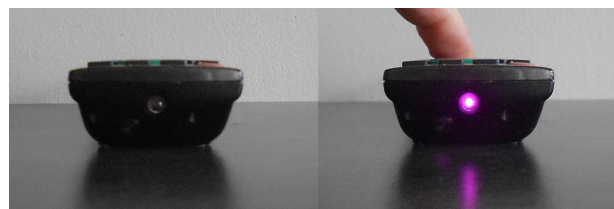


Fig.3. Le faisceau infrarouge d’une télécommande de télévision est invisible pour l’œil humain mais détecté par un appareil photo numérique.

Caméra thermique

Un moyen plus coûteux de mettre en évidence les infrarouges est d’utiliser une caméra thermique (remarquons que les lycées technologiques possèdent généralement ce genre de caméra ; on doit pouvoir la leur emprunter.) Ces caméras sont sensibles aux infrarouges de quelques micromètres à quelques dizaines de micromètres de longueur d’onde, qui correspondent à l’émission de corps de températures qui nous sont familières (d’où le qualificatif « thermique »). Tout ce qui émet de la chaleur sera donc détecté par la caméra, c’est-à-dire tout ce qui nous entoure !

Un petit rappel sur la loi de Wien s’impose peut-être : le maximum d’émission d’un corps noir se fait à une longueur d’onde λ_{\max} qui ne dépend que de la température du corps : $\lambda_{\max} (m) = 2,898 \times 10^{-3}/T (K)$.

Le corps humain, censé être à une température de 37 °C, c.-à-d. 310 K, émet selon cette loi un rayonnement électromagnétique dont le maximum d’émission a une longueur d’onde d’environ 9 μm , dans l’infrarouge donc. Une première expérience peut donc consister à faire l’obscurité totale dans une pièce et constater que toutes les personnes présentes sont détectées en infrarouge (figure 4).

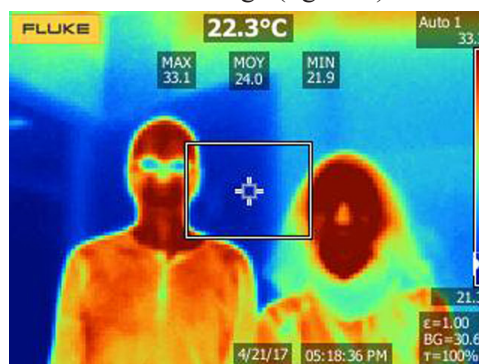


Fig.4. Les auteurs de cet article pris par une caméra thermique.

Nous émettons donc bien de cette *lumière* invisible que sont les infrarouges. On peut dès lors s'amuser à détailler les différences de température en identifiant les parties plus chaudes (couleurs vives) et plus froides (couleurs sombres) de notre corps.

Ensuite, on peut mettre en évidence des propriétés intéressantes des infrarouges.

Une cuve en plexiglass, transparente dans le domaine visible, est quasiment opaque aux infrarouges auxquels est sensible la caméra (haut de la figure 5).

À l'opposé, une main dans un sac poubelle noir est vue par la caméra thermique : le sachet noir, opaque en lumière visible, est donc parfaitement transparent en infrarouge (bas de la figure 5).

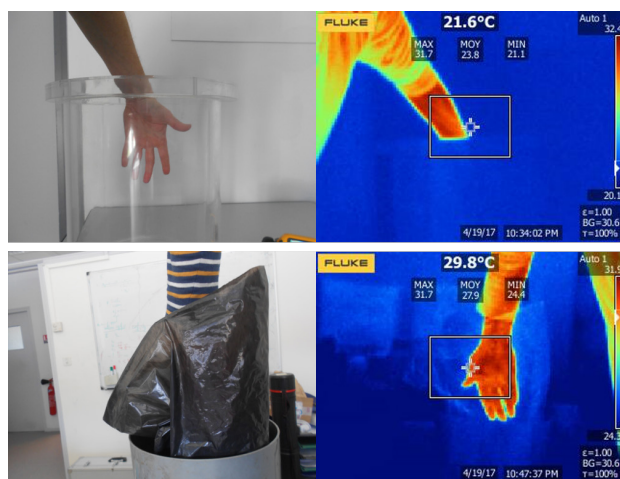


Fig.5. Main dans une cuve en plexiglass (en haut) et dans un sac poubelle noir (en bas) vue par un appareil photo numérique standard (à gauche) et par une caméra thermique (à droite).

Une plaque de métal quelconque agit comme un parfait miroir en infrarouge (figure 6) tant que les aspérités de surface sont inférieures à $\sim \lambda/10$ (où λ représente la longueur d'onde). Étant donné leur grande longueur d'onde, les infrarouges ne nécessitent pas de miroirs parfaitement polis comme pour la lumière visible pour être réfléchis.

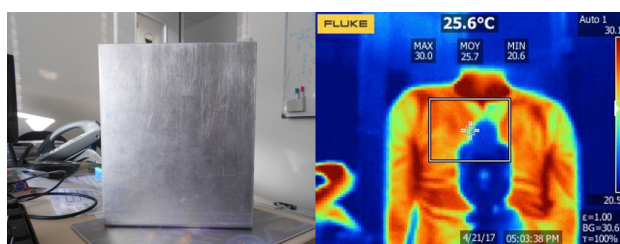


Fig.6. Plaque d'aluminium vue par un appareil photo numérique (à gauche) et par une caméra thermique (à droite).

L'astronomie infrarouge

Quel est l'intérêt des infrarouges en astronomie ?

Si on reprend la loi de Wien évoquée plus haut, on constate que les corps qui émettent le maximum de

rayonnement électromagnétique dans l'infrarouge ont des températures de l'ordre de quelques centaines de kelvins. En astrophysique, les observations en infrarouge permettent donc d'observer l'univers « froid ». C'est le cas des planètes qui, en plus du rayonnement solaire ou stellaire qu'elles réfléchissent, émettent en infrarouge (figure 7).

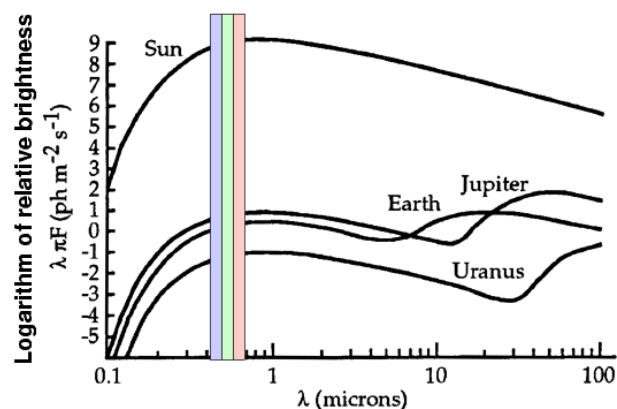


Fig.7. Spectres électromagnétiques schématisés du Soleil et de trois planètes du Système solaire. Pour les planètes, on voit la composante réfléchie de la lumière solaire, dans le visible, et la composante émise par les planètes elles-mêmes, dans l'infrarouge.

On constate d'ailleurs que la détection d'exoplanètes est rendue plus facile dans l'infrarouge que dans le visible grâce au contraste plus favorable dans ce domaine : une étoile est moins brillante dans le domaine infrarouge alors qu'une planète émet son propre rayonnement dans ce même domaine. Pour mettre à profit cette propriété, des détecteurs infrarouges dédiés à la détection d'exoplanètes sont mis en service. C'est le cas du spectropolarimètre infrarouge SPIROU (<http://spirou.irap.omp.eu/>) qui est installé depuis 2018 sur le *Canada-France Hawaii Telescope* (CFHT), télescope de 3,6 m de diamètre implanté sur le sommet du Mauna Kea sur la Grande Île d'Hawaii. SPIROU commence à donner ses premiers résultats.

Toujours concernant les planètes, il se trouve que le domaine infrarouge correspond à des transitions moléculaires de nombreuses molécules comme le dioxyde de carbone et le méthane par exemple, présentes dans l'atmosphère des planètes. Observer une planète comme Jupiter qui possède du méthane dans son atmosphère avec un filtre étroit autour de 889 nm (dans le proche infrarouge) laisse passer une bande du méthane et permet donc de repérer où le méthane se concentre.

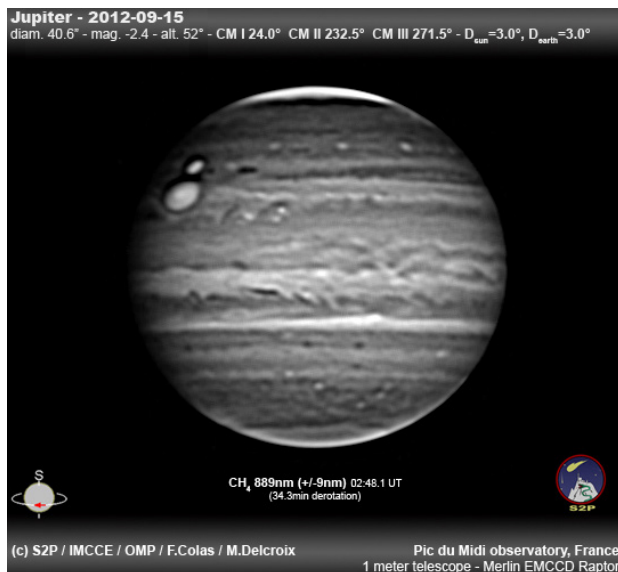


Fig.8. Image de Jupiter à travers un filtre étroit autour de 889 nm qui correspond à une transition moléculaire du méthane (Crédit : S2P/IMCCE/OMP/F. Colas/M. Delcroix).

Le milieu interstellaire, les nuages moléculaires ainsi que les disques protoplanétaires sont des cibles favorites des instruments sensibles aux infrarouges. Comme les expériences menées plus haut, des milieux comme un nuage moléculaire et de poussières peuvent être opaques en lumière visible et transparents en infrarouge. En effet, le rayonnement visible est complètement absorbé par les grandes quantités de poussières sur la ligne de visée, notamment les nuages moléculaires dans lesquels se forment les cœurs pré-stellaires, embryons des systèmes planétaires comme notre Système solaire. La lumière visible est absorbée par les poussières qui réémettent dans le domaine infrarouge. L'infrarouge permet donc de sonder l'intérieur de ces nuages (figure 9), mais aussi les étoiles en arrière-plan, et donc de sonder les premières étapes de la formation stellaire, enfouies dans leur cocon de gaz et de poussière.

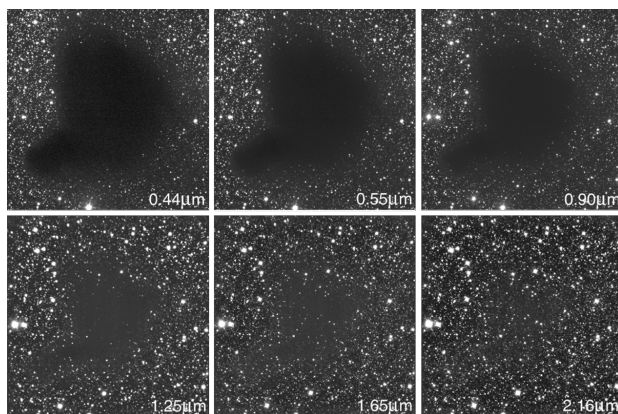


Fig.9. Le nuage moléculaire Barnard 68 observé par le VLT à plusieurs longueurs d'onde du visible à l'infrarouge moyen. (Crédit : ESO).

Observer l'univers en infrarouge

L'observation des infrarouges venus de l'univers est difficile à mener depuis le sol parce que le ciel est opaque à de nombreuses bandes infrarouges et que le bruit de fond est partout : l'air, les bâtiments, tout est source de rayonnement infrarouge dans notre environnement. En plus de ce bruit de fond, il faut refroidir les détecteurs à des températures extrêmement basses pour éviter qu'ils ne détectent leur propre rayonnement thermique et qu'ils ne se polluent eux-mêmes ! Des télescopes optiques peuvent être pourvus de détecteurs infrarouges, comme le *Very Large Telescope* (VLT). Il existe aussi des observatoires au sol dans le domaine millimétrique (infrarouge lointain, à la limite du domaine radio) comme celui de l'Institut de radioastronomie millimétrique (IRAM) sur le plateau de Bure dans les Hautes-Alpes et près de Grenade en Espagne, ou l'*Atacama large millimetric array* (ALMA) au Chili. L'atmosphère terrestre affecte fortement la transmission du rayonnement infrarouge selon la longueur d'onde et les observations spatiales sont alors nécessaires. Le satellite Herschel (figure 10) fut placé au point de Lagrange L2 en 2009. Avec son miroir primaire de 3,5 m, il observa pendant 4 ans les infrarouges lointains (longueurs d'onde de 60 à 670 μm) grâce à un cryostat permettant de refroidir les instruments à une température de $-271\text{ }^\circ\text{C}$. Sa durée de vie, trop courte, est due au réchauffement inexorable des instruments dans l'espace.



Fig.10. Satellite d'observation en infrarouge Herschel (crédit : ESA).

Température et conductivité thermique des surfaces planétaires

Cécile Ferrari, Professeure à l'Université Paris Diderot

Observer avec les sondes spatiales les cycles thermiques subis par les surfaces planétaires nous renseigne à distance sur leur structure dans une profondeur de l'ordre du mètre.

Mesurer la température à distance

Comment fait-on pour mesurer la température alors qu'on est à des milliers de kilomètres de la surface ? On sait que les astres du Système solaire rayonnent leur énergie thermique dans l'infrarouge moyen ou lointain, selon une distribution d'énergie qui suit la loi de Planck affectée d'un coefficient d'émissivité $\epsilon(\lambda)$, pour des objets qui ne sont pas des corps noirs.

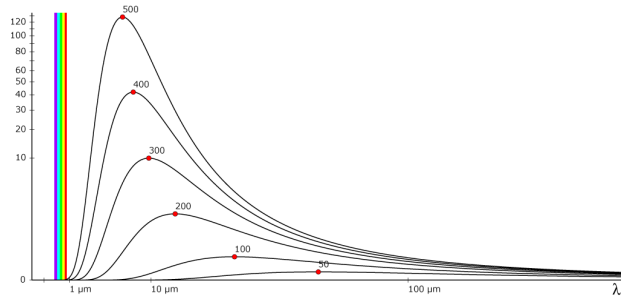


Fig.1. Émission (plus précisément intensité spécifique en $W.m^{-2}.m^{-1}.sr^{-1}$) d'un corps noir à une température T (de 50 K à 500 K ici) en fonction de la longueur d'onde λ (loi de Planck). Le point rouge indique le maximum d'émission, situé dans l'infrarouge (la zone de la lumière visible est indiquée en couleurs). Pour un objet comme une planète qui n'est pas un corps noir, l'intensité est multipliée par un coefficient d'émissivité $\epsilon(\lambda)$.

Cette distribution est une loi qui ne dépend que de la température thermodynamique (ou absolue) de l'objet, définie par le second principe de la thermodynamique et assimilée à la température cinétique mesurée par un thermomètre enfoncé dans le sol, directement liée à l'agitation thermique des particules dans la matière présente.

La surface émet ce rayonnement dont on peut déduire la température, si l'on connaît l'émissivité et que l'on peut observer le pic de l'émission dont la position est dictée par la loi de déplacement de Wien. Sinon, on déterminera une température radiative, corrélée à la température cinétique, mais qui en diffère d'un facteur $\epsilon^{1/4}$ où ϵ est l'émissivité moyenne de la surface observée.

Températures et équilibre thermique

C'est la distance héliocentrique des astres qui fixe a priori l'ordre de grandeur de leur température de surface, l'énergie solaire étant la source de chauffage primaire. Cette température est appelée la température d'équilibre et se calcule à l'aide d'un bilan d'énergie rapide à la surface. Elle présuppose que l'astre n'a pas d'atmosphère, qu'il tourne vite sur lui-même, et que l'on connaît son albédo bolométrique (voir encadré ci-dessous).

Température d'équilibre d'une planète

On cherche P_{abs} , la puissance totale absorbée en W par l'objet de rayon R . Elle est égale à :

$$P_{abs} = (1 - A) \times \pi R^2 \times \frac{C}{d_{ua}^2}$$

où C est la constante solaire (1370 W/m^2), d_{ua} la distance au Soleil en UA et A l'albédo. $(1-A)$ est la proportion de l'énergie solaire absorbée, πR^2 est l'aire du disque recevant cette énergie, et la puissance reçue est inversement proportionnelle au carré de la distance.

Si toute la puissance absorbée est restituée sous forme de rayonnement infrarouge alors la puissance rayonnée est :

$$P_R = 4\pi R^2 \times \epsilon \times \sigma \times T_{eq}^4$$

(loi de Stefan pour toute la surface de la sphère avec le coefficient d'émissivité ϵ).

C'est une grandeur théorique, non mesurable.

En écrivant l'égalité $P_{abs} = P_R$ et en résolvant l'équation, on obtient la température d'équilibre délivrée par ce modèle simple de bilan d'énergie :

$$T_{eq} = \left(\frac{(1 - A) \times C}{4\epsilon\sigma d_{ua}^2} \right)^{1/4}$$

De Mercure à Pluton, les températures d'équilibre s'échelonnent entre 440 K et 44 K.

Plus localement, sur une surface plane d'aire S perpendiculaire au rayonnement, le bilan s'écrit un peu différemment :

$$P_{\text{abs}} = (1 - A) \times S \times \frac{C}{d_{\text{ua}}^2} = S \times \varepsilon \times \sigma \times T^4$$

définissant la température sub-solaire

$$T_{\text{ss}} = \left(\frac{(1 - A) \times C}{\varepsilon \sigma d_{\text{ua}}^2} \right)^{1/4}$$

Elle va de 620 K à 62 K de Mercure à Pluton. On a en effet,

$$T_{\text{ss}} = \sqrt{2} \times T_{\text{eq}}$$

Bien évidemment, comme à la surface de la Terre, l'inclinaison des rayons solaires par rapport au zénith local, avec ses variations temporelles $i(t)$, module cette température, au cours des cycles diurnes et des cycles saisonniers. À l'équilibre thermique :

$$P_{\text{abs}} = (1 - A) \times S \times \cos i(t) \times \frac{C}{d_{\text{ua}}^2} = S \times \varepsilon \times \sigma \times T^4$$

durant la journée et la nuit $P_{\text{abs}} = 0$.

Enfin, jusqu'ici la topographie n'a pas été prise en compte. Le même bilan s'écrit à tout endroit d'une surface non plane, recouverte de cratères, de montagnes et autre rugosité à toute échelle. Il arrive donc que, quelles que soient les saisons, certains fonds de cratères situés généralement près des pôles, ne voient jamais ou seulement partiellement ou indirectement la lumière solaire.

Ces zones sont appelées « zones à l'ombre de manière permanente » (ou PSA pour « Permanently Shadowed Area » en anglais). C'est ainsi que la planète Mercure dont l'axe de rotation est perpendiculaire à son orbite, présente de telles zones où la température est estimée à quelques dizaines de kelvins.

La sonde Messenger a démontré l'existence de ces zones (voir CC N° 142 « Mercure : le paradoxe de l'humidité »). Des régions similaires existent sur les cratères des pôles lunaires. C'est la sonde Lunar Reconnaissance Orbiter qui les a observés. La température descend jusqu'à 20 K alors que les températures les plus hautes atteignent 350 K (figures 2 et 3).

Plus récemment, la mission Dawn, dédiée à l'exploration des astéroïdes Vesta et Cérès, a identifié de tels points froids au pôle Nord de Cérès¹. Ces

1 <http://www.jpl.nasa.gov/news/news.php?feature=6560>

zones à l'ombre de manière permanente peuvent donc abriter sur de longues échelles de temps de la glace d'eau ou tout élément volatil qui voudra bien s'y trouver. Sur Mercure et sur la Lune ces zones correspondent à des échos radar très forts qu'on interprète comme dus à la présence de glace d'eau.

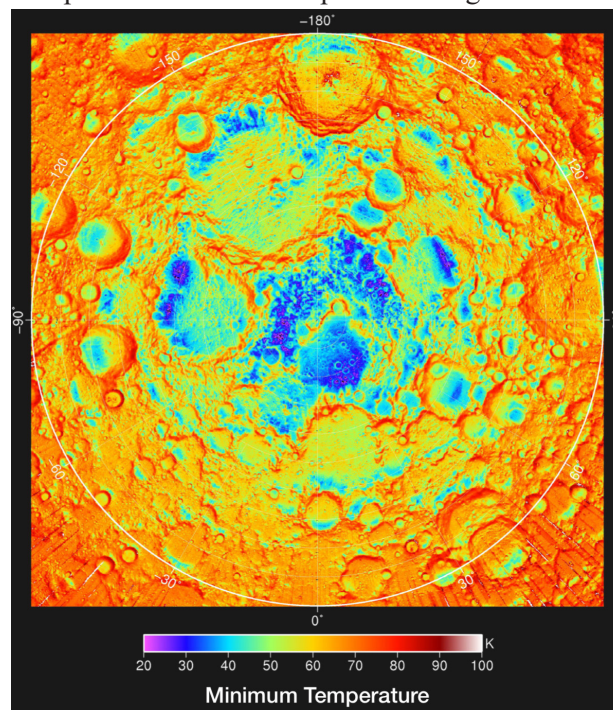


Fig.2. Températures minimales observées au pôle Nord de la Lune par le spectromètre infrarouge DIVINER embarqué sur la sonde Lunar Reconnaissance Orbiter (Crédit NASA/GSFC/UCLA).

Les cycles thermiques et l'équation de diffusion de la chaleur

Tout comme sur Terre, les températures suivent des cycles liés à l'inclinaison des rayons solaires au cours de la journée ou des saisons, voire ponctuellement lors d'éclipses de Soleil. Le bilan d'énergie à la surface va s'écrire un peu différemment dans ces régimes thermiques transitoires. Sous la surface, la diffusion de la chaleur est réglée par l'équation de diffusion de la chaleur. C'est une équation qui résulte du couplage d'une loi de conservation de l'énergie, appliquée à une couche d'épaisseur infinitésimale dx (en m) et de section infinitésimale dS (en m^2) à la profondeur x , et de la loi de Fourier. Le matériau a une masse volumique ρ (en kg/m^3). La différence entre le flux d'énergie (de chaleur) entrant à l'instant t , $\phi(x, t)$ (en $J/s/m^2$ ou W/m^2) et le flux sortant $\phi(x+dx, t)$, est égale à la variation temporelle d'énergie $\rho \cdot e(x, t)$ stockée (en J/kg) dans le volume de la tranche $d^2V = dx \cdot dS$, de masse $d^2m = \rho \cdot d^2V$. Si l'on exclut toute création d'énergie dans cette tranche, ceci s'écrit :

$$[\phi(x, t) - \phi(x + dx, t)] dS = \frac{\partial [\rho \cdot e(x, t)]}{\partial t} dx dS$$

La quantité d'énergie nécessaire pour augmenter la température de la tranche d'un kelvin est sa capacité thermique massique C_p (en J/kg/K), lorsque ceci se fait à pression constante. Une grande capacité thermique signifie qu'une grande quantité d'énergie peut être stockée moyennant une augmentation relativement faible de la température. On a donc :

$$-\frac{\partial[\phi(x,t)]}{\partial x} = \rho \frac{\partial[e(x,t)]}{\partial t} = \rho C_p \frac{\partial[T(x,t)]}{\partial t}$$

La loi de Fourier nous apprend par ailleurs que la diffusion de la chaleur se fait du milieu chaud vers le milieu froid et que le flux d'énergie est proportionnel au gradient de température :

$$\phi(x,t) = -K \frac{\partial[T(x,t)]}{\partial x}$$

où K est la conductivité thermique du milieu (en $W.m^{-1}.K^{-1}$). Cette loi s'apparente à la loi d'Ohm $I = U/R$ où I est l'intensité du courant, R la résistance électrique et U la différence de potentiel. Par analogie on peut définir une résistance thermique :

$$R_{TH} = \frac{e}{K}$$

(où e est une épaisseur).

Plus la conductivité thermique est faible, plus la résistance thermique est grande et plus le flux de chaleur à travers dx est limité, à gradient de température donnée. C'est le principe de l'isolation thermique. La conductivité thermique dépend fortement de la structure du milieu, solide ou poreux.

Pour un milieu homogène, en l'absence de source d'énergie au sein de la tranche, l'équation de diffusion de la chaleur s'écrit donc :

$$+K \frac{\partial^2[T(x,t)]}{\partial x^2} = \rho C_p \frac{\partial[T(x,t)]}{\partial t}$$

On définit l'inertie thermique $\Gamma = (K\rho C_p)^{1/2}$ (en $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$) qui traduit la capacité du milieu à conduire et stocker la chaleur. Ce sont la densité volumique du milieu et la conductivité thermique qui fixent son ordre de grandeur. À la surface ($x = 0$), la conservation de l'énergie s'écrit ici :

$$(1-A) \cos i(t) \frac{C}{d_{ua}^2} - \varepsilon \sigma T_0^4 = -K \frac{\partial T(x,t)}{\partial x}$$

où le deuxième terme à gauche est le flux rayonné par la surface dans l'espace. La nuit ($\cos i(t) = 0$), la chaleur est dissipée à la surface sous forme de rayonnement.

Ceci veut dire que si le flux solaire absorbé à la surface est supérieur au flux thermique émis alors le flux de chaleur va se propager en profondeur, a priori par conduction solide.

Une partie est stockée dans le solide (glace, roche), une partie est conduite par agitation thermique du réseau solide cristallin. Arrive un moment de la journée où ce flux va s'inverser, dans l'après-midi, la surface rayonnant dans l'espace froid, jusqu'au coucher du Soleil et toute la nuit durant. Le bilan à la surface peut être plus complexe si l'on prend en compte l'effet d'une atmosphère et la sublimation et la condensation d'éléments volatiles (cf. article de Thomas Appéré, p.16). Si un flux q_0 remonte des profondeurs, comme par exemple le flux radioactif des roches, à la profondeur $x = L$, la condition aux limites s'impose à cet endroit comme :

$$q_0 = K \frac{\partial T}{\partial x}$$

La manière dont la température varie en fonction du temps est, dans ces conditions, résolue numériquement.

Inerties et cycles thermiques dans le Système solaire

L'observation des cycles thermiques sur les surfaces planétaires, à l'instar de ce que peuvent simuler les modèles thermiques du régolithe lunaire (figure 3), nous permet d'estimer l'inertie thermique.

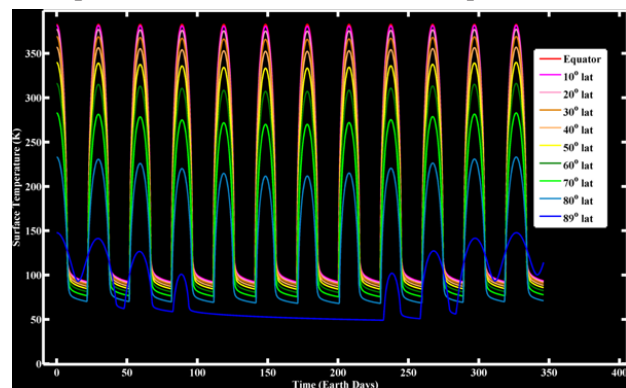


Fig.3. Simulations du cycle thermique sur la Lune en fonction de la latitude au cours d'une année terrestre. On remarque la grande amplitude des variations de température entre 50 K à 89° de latitude et presque 400 K au niveau de l'équateur et ceci sans tenir compte de l'effet de la topographie. (LRO Diviner Instrument).

Elle peut varier de trois ordres de grandeur entre les lits rocheux à la surface de Mars, environ $800 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$, et les surfaces glacées des objets trans-neptuniens, parfois inférieurs à $1 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$.

Ceci correspond à des variations de conductivité thermique de plus de 4 ordres de grandeur, couplées à des variations de porosité du sol. L'inertie thermique des terrains lunaires, couverts de régolithe, oscille entre 50 et $100 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$. Pour les satellites glacés de Jupiter et Saturne, l'inertie thermique est de l'ordre de $30 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$ alors que celle de

la glace d'eau solide non poreuse est de l'ordre de $2\,000\text{ J}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{s}^{-1/2}$.

Ces inerties thermiques sont donc très faibles, les surfaces sont donc bien isolées ! En effet, la faible inertie thermique étant plutôt due à une faible conductivité, le flux de chaleur en profondeur est limité, comme expliqué plus haut. On envisage dans les modèles thermiques de ces surfaces poreuses que la conduction de la chaleur se fasse en parallèle par conduction entre grains du régolithe sableux ou glacé et par rayonnement à travers le vide des pores. À l'instar de la loi d'Ohm, la résistance thermique équivalente est :

$$\frac{1}{R_{\text{TH}}} = \frac{1}{R_{\text{C}}} + \frac{1}{R_{\text{R}}} \Leftrightarrow K = K_{\text{C}} + K_{\text{R}}$$

où R_{C} est la résistance à la conduction par la voie « solide » et R_{R} est la résistance à la conduction radiative par la voie « vide/trous ». La conductivité équivalente est la somme de la conductivité thermique solide, notée K_{C} , et la conductivité radiative K_{R} , qui dépend fortement de la température, en T^3 , et de la porosité.

L'observation de ces cycles nous permet de détecter des anomalies thermiques. Par exemple, la sonde Cassini a détecté à la surface des satellites glacés de Saturne, Mimas, Dioné et Rhéa, des anomalies, qui sont devenues célèbres grâce à leur forme de « Pacman » (figure 4). Pour Mimas, il s'agit d'une zone ovale qui exhibe une inertie thermique plus importante, environ $70\text{ J}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{s}^{-1/2}$, que le reste du satellite où cette inertie est inférieure à $16\text{ J}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{s}^{-1/2}$.

Vue de la sonde qui observe alors l'hémisphère éclairé du matin, cette zone apparaît plus froide que les zones plus septentrionales ou à peine sorties de l'ombre, qui sont plus chaudes. Cette zone réagit en effet moins vite à la variation d'éclairement du Soleil qui monte sur l'horizon, son inertie thermique est plus grande, sa température de jour est plus faible. Sa température de nuit par contre va être plus élevée car elle va refroidir plus doucement.

La conduction thermique se fait mieux dans cette région qu'alentours. On suspecte que cette zone est bombardée en particulier par des électrons de haute énergie, ce qui pourrait provoquer une fusion locale des grains de glace et donc améliorer la conduction de la chaleur en diminuant la porosité.

Les anneaux de Saturne, constitués d'un nombre incommensurable de particules en orbite autour de la planète exhibent un cycle thermique saisonnier. La sonde Cassini a pu mesurer entre 2004 et 2010 la

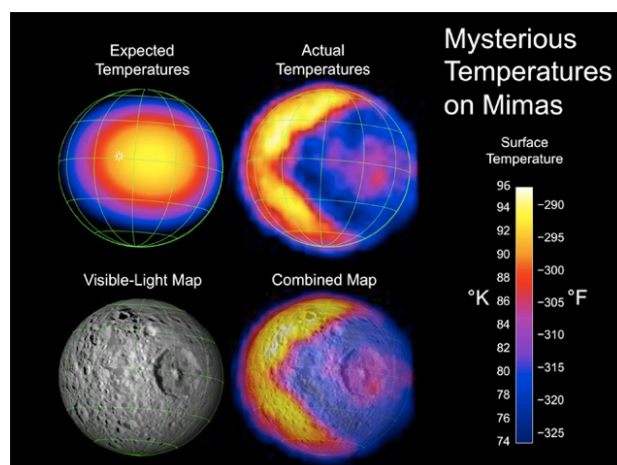


Fig.4. Températures à la surface de Mimas.

En haut à gauche : températures attendues dans la géométrie d'observation de la sonde.

En haut à droite : températures effectivement mesurées.

En bas à gauche : image de Mimas prise sous le même angle de vue par les caméras dans le domaine visible.

En bas à droite : superposition de la carte thermique avec l'image visible. Le cratère Kepler est situé dans cette zone qui est en fait la face « avant » de ce satellite synchrone de Saturne. (Crédit NASA/JPL/Goddard/SWRI/SSI)

température des anneaux en fonction de l'élévation du Soleil au-dessus de leur plan, c'est-à-dire des saisons (figure 5).

Elle a révélé pour l'anneau B le plus dense, un gradient de température entre la face au Soleil et la face de dessous, à l'ombre. Ce phénomène n'existe pas dans les anneaux optiquement plus fins, dans lesquels les rayons solaires atteignent toutes les particules de manière identique car elles ne se font pas d'ombre.

Au passage du Soleil dans le plan des anneaux, c'est-à-dire ici à l'équinoxe de printemps, les deux

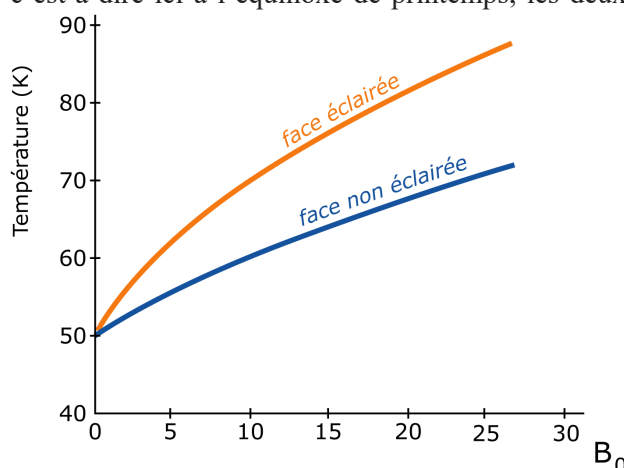


Fig.5. Simulation réaliste de la variation de la température des faces éclairée (courbe supérieure) et non-éclairée (courbe inférieure) de l'anneau B de Saturne au cours d'une saison saturnienne alors que l'élévation B_0 du Soleil au-dessus du plan des anneaux varie de 0° à l'équinoxe à environ 27° (l'été dans l'hémisphère Nord). Crédit C. Ferrari.

faces exhibent la même température, l'anneau B est seulement chauffé par Saturne. La température de cet anneau est alors de l'ordre de 50 K. L'étude de ce comportement thermique à l'aide d'un modèle thermique a permis d'estimer l'épaisseur H de cet anneau à environ 2 m, alors même que les caméras de la sonde n'ont jamais eu la résolution suffisante pour l'estimer. C'est un peu comme si on appliquait la loi de Fourier à un mur « anneaux » d'épaisseur H, connaissant le flux traversant, la conductivité K et le gradient ΔT .

La télédétection infrarouge nous permet donc d'observer les cycles thermiques des surfaces planétaires et d'explorer, moyennant une modélisation parfois complexe du transfert de chaleur en leur sein, leur structure intime à des échelles bien en deçà de la résolution spatiale des instruments embarqués. En espérant que ces quelques lignes permettront d'illustrer par l'exemple les grands chapitres d'enseignement sur l'énergie, la matière, le rayonnement, les lois et les modèles.



Les températures dans les productions du CLEA

Pour prolonger ce thème, vous trouverez des compléments dans les hors-séries et sur notre site (clea-astro.eu). C'est une mine de renseignements, il ne faut pas hésiter à aller y fouiller.

Dans le hors-série n° 14 Le Soleil

- Température au cœur du Soleil p 176
- Température effective du Soleil p 187
- Température d'équilibre d'un corps du Système solaire p 189

Dans les anciens numéros des Cahiers Clairaut (clea-astro.eu/archives).

- Vers une redéfinition du système d'unités en 2018 n° 156 (2016)
- Synthèse de documents : la classification des étoiles n° 154 (2016)
Quelques notions de base pour comprendre le diagramme HR n° 154 (2016)
Complément sur «température des étoiles» n° 148 (2014)
- La température des étoiles n° 146 (2014)
- Quelle est la couleur du Soleil ? n° 132 (2010)
Température des atmosphères stellaires n° 111 (2005)
Corps noir (TP) n° 65 (1994)

Nous rappelons que tous les numéros de plus de 3 ans sont en libre accès, les numéros plus récents sont réservés aux abonnés numériques.

Sur LUNAP (clea-astro.eu/lunap)

- Onglet corps noir (loi de Planck, loi de Wien, loi de Stefan...)

Les glaces de surface du Système solaire

Thomas Appéré, enseignant agrégé de physique-chimie au lycée St Paul (Vannes) et docteur en planétologie

On rencontre toutes sortes de glaces dans le Système solaire : glace d'eau mais aussi de dioxyde de carbone, de méthane, de diazote... Thomas Appéré fait le point sur toutes ces glaces et leur évolution au cours des saisons, de Mercure à Pluton, en passant par les satellites des planètes géantes.

Au quotidien, le terme « glace » fait référence à la glace d'eau, seule glace pouvant se former dans les conditions naturelles de pression et de température sur Terre. La température de solidification de l'eau est, par convention, de 0 °C (soit 273,15 K) à pression atmosphérique normale (1013,25 hPa soit 1 bar). Le diagramme de phases de l'eau, aussi appelé diagramme Pression-Température, permet de déterminer l'état stable de l'eau en fonction de la pression atmosphérique et de la température (voir figure 1).

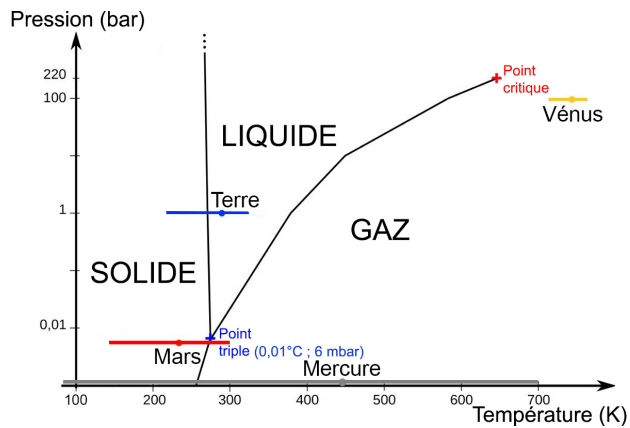


Fig.1. Diagramme de phases de l'eau (crédits : Olivier Dequincey / Thomas Appéré).

Lorsque la température est suffisamment basse, toute espèce chimique peut former un solide moléculaire qu'on nommera également « glace ». Ainsi, le gaz carbonique se condense en glace carbonique à -78,5 °C (194,7 K) à 1 bar. Le diazote de l'air se liquéfie en diazote liquide à -196 °C (77 K) et se condense en diazote solide à -210 °C (63,15 K) à 1 bar.

De Mercure à Mars

Le Système solaire est un véritable laboratoire pour les planétologues car il offre des conditions très variées de température, de pression et de composition atmosphérique. En voyageant d'une planète à l'autre, on pourra ainsi rencontrer différents types de glace sur les surfaces planétaires.

La figure 2 regroupe les principales molécules volatiles qu'on trouve à l'état solide dans le Système solaire. On appelle molécules volatiles celles qui ont une pression de vapeur saturante supérieure ou égale à celle de la

glace d'eau. La glace d'eau est la moins volatile d'entre elles, la glace de diazote la plus volatile.

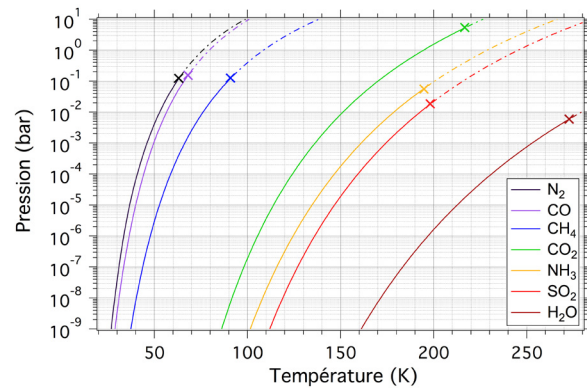


Fig.2. Pression de vapeur saturante en fonction de la température pour différentes molécules volatiles qu'on peut trouver à l'état solide dans le Système solaire. À gauche de chaque courbe se trouve l'état solide, à droite l'état gazeux. La pression de vapeur saturante correspond donc ici à la pression de sublimation. Les croix indiquent le point triple de chaque espèce (d'après Fray & Schmitt, 2009).

Plus un astre est éloigné du Soleil et moins sa surface reçoit de rayonnement solaire. Pour un astre sans atmosphère, la température de surface T (en kelvins), appelée température d'équilibre, diminue en fonction de la racine carrée de la distance héliocentrique d_{ua} :

T est proportionnel à $\frac{1}{\sqrt{d_{ua}}}$ (cf. article de C. Ferrari, p.11).

	Distance au Soleil (en ua)	Température calculée	Température mesurée
Mercure	0,38	161 °C	169 °C
Vénus	0,72	41 °C	462 °C
Terre	1,00	-18 °C	15 °C
Mars	1,52	-63 °C	-58 °C
Jupiter	5,21	-163 °C	-161 °C
Saturne	9,54	-192 °C	-189 °C
Uranus	19,18	-216 °C	-220 °C
Neptune	30,11	-218 °C	-218 °C
Pluton	de 29 à 49	-237 °C	-235 °C

Températures moyennes de surface, calculées (températures d'équilibre) et mesurées.

On constate un fort écart à cette tendance pour Vénus dont l'épaisse atmosphère génère un intense effet

de serre. De même pour la Terre, la température d'équilibre sans atmosphère est de $-18\text{ }^{\circ}\text{C}$ contre $15\text{ }^{\circ}\text{C}$ en tenant compte de l'effet de serre. Pour Mars, bien que l'atmosphère soit constituée à 95 % de CO_2 , l'effet de serre n'entraîne qu'une augmentation de $5\text{ }^{\circ}\text{C}$ de la température de surface.

La température à la surface de Mercure varie de $-173\text{ }^{\circ}\text{C}$ la nuit à $427\text{ }^{\circ}\text{C}$ le jour à l'équateur, incompatible avec la présence de glace d'eau. Cependant, certains cratères situés près des pôles restent plongés perpétuellement dans la nuit. La température n'y dépasse pas $-173\text{ }^{\circ}\text{C}$, permettant la présence de glace d'eau qu'on a pu détecter par ondes radar et photographier avec la sonde américaine Messenger. C'est le cas aussi au fond de certains cratères lunaires (cf. article de Cécile Ferrari, p.11).

La surface de Vénus est chauffée en moyenne à $462\text{ }^{\circ}\text{C}$, plus chaud que la face exposée au Soleil de Mercure. De plus, la chaleur est uniformisée à la surface de Vénus par son épaisse atmosphère, minimisant les écarts de température entre le jour et la nuit et entre le pôle et l'équateur. Aucune glace n'est stable sur Vénus.

Mars : glaces de H_2O et de CO_2

Dépassons la Terre et poursuivons notre trajet jusqu'à Mars. La température y excède rarement $0\text{ }^{\circ}\text{C}$, permettant la présence de glace d'eau à sa surface. Cependant, la glace d'eau n'est pas pour autant stable. L'atmosphère martienne, extrêmement sèche, contient en moyenne 0,03 % de vapeur d'eau. La pression atmosphérique étant de 6 mbar, cela donne une pression partielle de vapeur d'eau de seulement 0,0018 mbar, contre environ 0,1 mbar dans le désert hyperaride de l'Atacama sur Terre. Or la température de stabilité de la glace d'eau est fixée par la pression de vapeur saturante de l'eau (voir la figure 2). À 0,0018 mbar, la pression de vapeur saturante est d'environ 200 K ($-73\text{ }^{\circ}\text{C}$) pour l'eau. C'est aux pôles martiens que les températures restent inférieures à 200 K, permettant la présence de calottes de glace d'eau de 3 km d'épaisseur et de 1 000 kilomètres de diamètre.

Bien que la vapeur d'eau ne soit présente qu'à l'état de traces dans l'atmosphère martienne, elle est au cœur d'un véritable cycle saisonnier (voir l'article « Le cycle actuel de l'eau sur Mars », CC n° 149). Lorsque l'été boréal cède la place à l'automne, la diminution de l'insolation s'accompagne d'une baisse de la température et de la formation d'un givre d'eau. Ce givre se condense la nuit et se sublime pendant la journée puis, lorsque le Soleil est suffisamment bas sur l'horizon, le givre d'eau persiste toute la journée et s'étend aux plaines alentours. Les atterrisseurs Viking 2 et Phœnix, posés respectivement par 48° et 68° de latitude nord, ont été les témoins privilégiés de la

formation de ce givre, dont l'épaisseur maximale a été estimée à 200 micromètres à l'ombre des rochers.

Lorsque l'hiver arrive, le bilan énergétique autorise la température de surface à descendre sous le point de condensation du CO_2 . Pour une pression de vapeur saturante de CO_2 de 6 mbar, soit la pression atmosphérique martienne moyenne, la figure 2 montre que la température de condensation du CO_2 est de 145 K, soit $-128\text{ }^{\circ}\text{C}$. C'est donc l'atmosphère martienne qui se condense à la surface ! Ce manteau saisonnier de glace carbonique forme une couche dense et transparente qui atteint une épaisseur de 1 mètre au pôle et s'étend jusqu'à 50° de latitude nord (voir figure 3). Sa masse énorme (jusqu'à 6 000 milliards de tonnes !) conduit à une baisse périodique de 30% de la pression atmosphérique martienne.

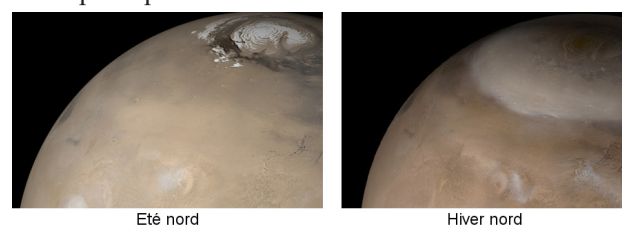


Fig.3. La calotte polaire nord de Mars, composée de glace d'eau, se recouvre en automne et en hiver d'un manteau brillant de glace carbonique. Sur l'image de droite, on parvient à distinguer la calotte polaire nord à travers la glace saisonnière (crédits NASA/JPL-Caltech /MSSS).

La glace carbonique saisonnière joue le rôle de piège froid pour la vapeur d'eau. En effet, à 145 K, la pression de vapeur saturante de l'eau est très inférieure à la pression partielle de la vapeur d'eau présente dans l'atmosphère : la vapeur d'eau de la basse atmosphère est piégée par la glace carbonique.

Puisque sur Mars, la température de condensation de la glace de H_2O est supérieure à celle de la glace de CO_2 , la glace d'eau peut s'étendre à plus basse latitude que la glace carbonique. Ainsi, un anneau composé d'une fine couche de givre d'eau entoure les dépôts saisonniers riches en CO_2 , jusqu'à 44° de latitude nord (voir figure 4).

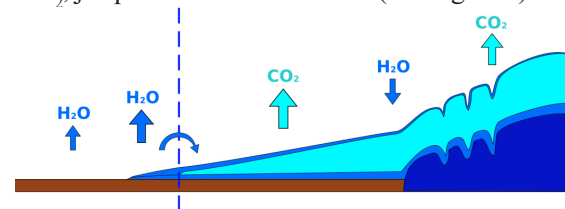


Fig.4. Représentation schématique des glaces saisonnières martiennes vues en coupe. La calotte permanente nord est représentée en bleu foncé à droite. Le givre d'eau est en bleu et la glace carbonique en bleu clair. Le trait pointillé indique la limite entre sublimation et condensation de la glace d'eau. L'anneau de glace d'eau est situé à gauche de cette limite (d'après Appéré et al., 2011).

Le retour du Soleil au printemps entraîne la sublimation des glaces saisonnières de CO_2 puis H_2O . L'anneau

de glace d'eau suit la limite des condensats de glace carbonique lors de leur recul. Plus au nord, la glace de CO₂ se recouvre progressivement d'une fine couche de glace d'eau issue de la sublimation de l'anneau. Par étapes successives de sublimation, transport atmosphérique et recondensation, la glace d'eau saisonnière rejoint ainsi la calotte permanente nord.

Lorsqu'à la fin du printemps, toute la glace saisonnière de CO₂ s'est sublimée de la calotte de glace d'eau, celle-ci se réchauffe, se sublime et injecte à nouveau une importante quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère : le cycle de l'eau martien est bouclé. C'est ensuite au tour de l'hémisphère sud d'être le théâtre du cycle saisonnier de condensation-sublimation de l'atmosphère de CO₂, la teneur en vapeur d'eau y étant toutefois nettement moins importante qu'au nord.

Les satellites glacés des planètes géantes

Quittons Mars pour rejoindre les planètes géantes et leur cortège de satellites glacés. En chemin, nous croisons la ceinture d'astéroïdes, où la sonde américaine Dawn a détecté de la glace d'eau juste sous la surface de Vesta et Cérès. La glace d'eau est d'ailleurs quasi-omniprésente dans le Système solaire externe : à l'exception d'Io, tous les satellites des planètes géantes ont une surface majoritairement composée de glace d'eau. Les majestueux anneaux de Saturne comme ceux plus discrets de Jupiter, Uranus et Neptune, sont composés de glace d'eau, de poussières silicatées et de composés organiques. La température qui règne à la surface de ces lunes est extrêmement faible, de -150 °C (123 K) en moyenne pour les satellites galiléens à -237 °C (36 K) pour ceux de Neptune. Figée, la glace d'eau n'est pas volatile à ces très basses températures : elle se sublime extrêmement lentement.

Le satellite Io fait figure d'exception : les observations spectroscopiques suggèrent que sa surface est vierge de glace d'eau. Malaxé par les forces de marée de Jupiter et Europe, Io est l'objet le plus actif du Système solaire. Plus de 400 volcans rejettent des composés soufrés qui alimentent son atmosphère. Récemment, on a découvert que le dioxyde de soufre SO₂ de l'atmosphère de Io gèle à sa surface lorsque le satellite passe dans l'ombre de Jupiter. Ce givre se sublime lorsque Io sort du cône d'ombre de Jupiter.

La glace carbonique est détectée à l'état de trace (< 0,3 %) à la surface des satellites galiléens. Lorsqu'on atteint l'orbite de Saturne, la température est suffisamment basse pour permettre la présence de glace carbonique, détectée par le spectro-imageur VIMS de la sonde Cassini sur Japet, Dioné, Phœbé et Hypérion. L'atmosphère de Titan, composée à 98,4 % de diazote, contient 1,4 % de méthane permettant la formation de

nuages de glace de méthane.

Parmi les cinq plus grands satellites d'Uranus, on trouve de la glace carbonique sur Ariel, Umbriel et Titania. Des hydrates d'ammoniac auraient également été détectés à la surface de Miranda.

Triton est le plus gros des quatorze satellites naturels de Neptune. Une atmosphère ténue (4,0 à 6,5 Pa) enveloppe ce satellite, composée majoritairement de diazote avec des traces de monoxyde de carbone et de méthane. Le ciel de Triton est parcouru de nuages de diazote glacé. La surface de Triton se compose en majorité de diazote gelé, avec une forte proportion de glace d'eau et environ 10 % de glace carbonique. On y trouve aussi un peu de glace de méthane ainsi que du méthane et du monoxyde de carbone dilués dans la glace de diazote. Des matériaux carbonés sont responsables de la teinte rosée plus ou moins jaunâtre de la calotte polaire australe¹.

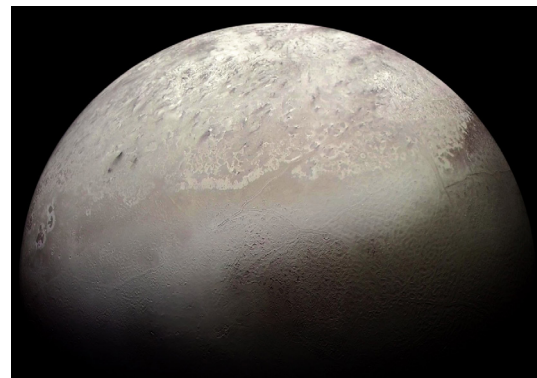


Fig.5. Triton, le plus gros satellite de Neptune, photographié par la sonde Voyager 2. L'hémisphère sud est en haut de l'image. Les traînées sombres sont produites par des geysers de diazote gazeux et de poussière (crédits : NASA/JPL/Ted Stryk).

Comme sur Mars, l'atmosphère de Triton se condense et se sublime de façon saisonnière². Une année sur Triton dure 164,79 années terrestres, chaque saison dure donc environ 41 années terrestres. Lors du survol de Triton par la sonde américaine Voyager 2, le 25 août 1989, c'était l'été dans l'hémisphère sud. La calotte polaire australe apparaissait alors très brillante, encore recouverte d'un givre saisonnier de diazote en sublimation. Voyager 2 a photographié des geysers de diazote gazeux propulsant la matière organique en panaches de 8 km de haut (voir figure 5). On retrouve un processus similaire sur Mars, où des geysers de gaz carbonique percent la couche saisonnière de glace et expulsent la poussière martienne. Par ailleurs, on enregistre depuis une décennie une augmentation de la pression partielle de méthane dans l'atmosphère de Triton, en raison de la sublimation du givre saisonnier de méthane. Sur Triton, les glaces de diazote et de

¹ Sous l'effet du rayonnement solaire UV, le méthane est converti en chaînes carbonées appelées tholins, composé organique plus ou moins azoté de couleur brune.

² L'axe de rotation de Triton est incliné de 40° par rapport au plan de l'orbite de Neptune.

méthane jouent un rôle similaire à celui des glaces de CO_2 et H_2O sur Mars.

Pluton, la reine des glaces

Le 14 juillet 2015, la sonde américaine New Horizons survole la planète naine Pluton et ses satellites. Les scientifiques sont stupéfaits : les photos révèlent un monde bien plus diversifié qu'ils ne s'y attendaient. On découvre notamment une région en forme de cœur, baptisée la région Tombaugh, dont la partie ouest ne présente aucun cratère d'impact (voir figure 4). Elle est donc jeune à l'échelle des temps géologiques, moins de 10 millions d'années. Cette plaine baptisée Sputnik, large de 1000 km, est probablement un ancien bassin d'impact qui s'est rempli de glace de diazote. La structure polygonale de la plaine témoigne de la lente convection de cellules de glace de diazote sur laquelle reposent des montagnes de glace d'eau.



Fig.6. Pluton photographié par la sonde New Horizons. Les couleurs ont été renforcées pour faire ressortir les différences de composition. On reconnaît la région Tombaugh en forme de cœur (crédits : NASA/JHUAPL/SwRI).

À l'ouest de cette plaine, la glace de méthane forme des dunes tandis qu'à l'est, elle s'élève en pénitents, crêtes de glace de 500 m de haut formés par la sublimation de la glace de méthane.

Le spectro-imageur LESIA de New Horizons a permis de dresser des cartes de répartition des différentes molécules volatiles à la surface de Pluton (voir figure 7). La glace d'eau forme la croûte de Pluton sur laquelle reposent plusieurs types de glaces. On trouve par exemple un mélange moléculaire glacé de diazote contaminé en méthane et monoxyde de carbone à la surface de la plaine Sputnik. Le pôle Nord de Pluton, particulièrement brillant, est recouvert de glace de méthane très pur. L'étude de ces glaces permet de retracer leur évolution lors de la sublimation (voir figure 8). L'irradiation UV du méthane et de l'azote atmosphériques produit des aérosols organiques qui une fois déposés au sol forment la bande rougeâtre

sombre à l'équateur de Pluton («red material» sur la figure 8).

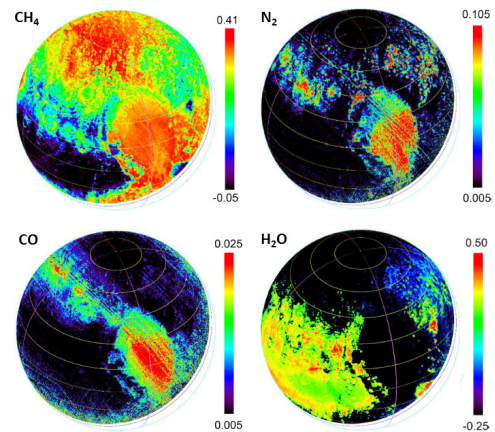


Fig.7. Répartition spatiale des glaces de méthane, diazote, monoxyde de carbone et eau détectées à la surface de Pluton (d'après Schmitt et al., 2017).

Comme sur Triton et Mars, l'atmosphère de Pluton est composée des molécules volatiles en équilibre avec les glaces de surface. Elle est très ténue (1,1 Pa) et contient une vingtaine de couches de brume de tholins qui s'étendent jusqu'à 150 km d'altitude et qui diffusent une lumière bleutée. L'atmosphère de Pluton se condense et se sublime à la surface au gré des saisons.

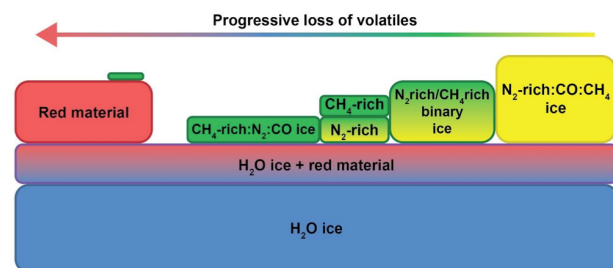


Fig.8. Répartition schématique des glaces à la surface de Pluton, de celles qui contiennent le plus d'éléments volatils (à droite) à celles qui en contiennent le moins (à gauche) (d'après Schmitt et al., 2017).

Enfin, les comètes proviennent de deux réservoirs principaux : la ceinture de Kuiper et le nuage d'Oort. Leur noyau est composé d'un mélange de matière organique et de glaces, la glace d'eau y étant majoritaire. La mission Rosetta partie explorer la comète Churyumov-Gerasimenko y a également détecté de la glace carbonique. La glace d'eau forme vraisemblablement des clathrates, cages qui piègent les molécules volatiles comme le monoxyde de carbone et le diazote présentes dans la nébuleuse solaire lors de la formation de la comète. .

Une version longue de cet article est disponible sur le site pour les abonnés numériques.

Le rayonnement primordial

Georges Paturel, g.patu@orange.fr

Le rayonnement primordial, ce premier cri électromagnétique de l'univers en train de naître, nous enveloppe aujourd'hui. Il avait été imaginé dès les années 1950 par G. Gamow et ses collaborateurs, puis plus tard par Dicke et Peebles dans le cadre de la théorie de G. Lemaître. Il a été détecté expérimentalement, de manière fortuite, en 1965, par deux physiciens, Penzias et Wilson. Il semble provenir de toutes les directions de l'espace de manière quasiment isotrope, comme une sorte de bruit de fond. La distribution d'énergie en fréquence obéit à celle d'un rayonnement thermique (corps noir). Un modèle simple de l'expansion de l'Univers, permet de comprendre l'origine isotrope de ce rayonnement. Les calculs de l'époque à laquelle ce rayonnement a pris naissance et de la température à laquelle il s'est produit, sont expliqués à partir des connaissances de physique classique. Enfin, les observations modernes des caractéristiques de ce rayonnement obligent à analyser son lien avec la formation des grandes structures de l'univers.

La science n'est pas un dogme. Tout postulat, toute idée, doivent être testés par l'expérience, avant d'être contestés. De ce point de vue, le rayonnement dont nous allons parler est une excellente illustration. La présentation sera faite dans le cadre admis aujourd'hui, celui du modèle cosmologique standard basé sur deux piliers différents : la relativité générale et la mécanique quantique.

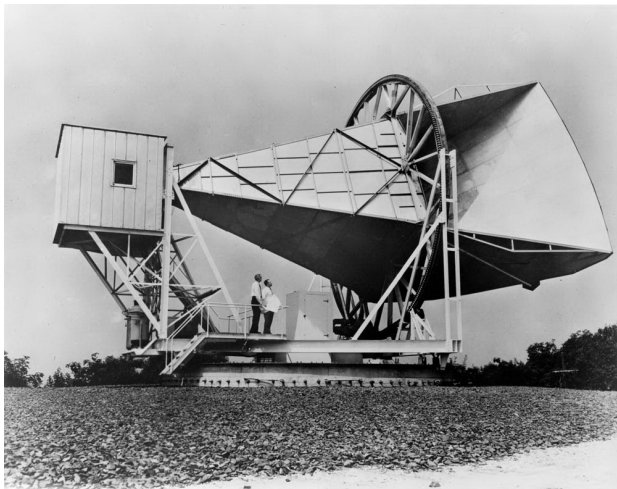


Fig.1. Le radiotélescope de Penzias et Wilson.

Rappels historiques

Ce rayonnement a été détecté en 1940. Mais les esprits n'étaient pas prêts pour l'interpréter. En effet, dans ces années-là, Adams et Dunham détectèrent, dans le milieu interstellaire proche, des raies spectrales de molécules qui furent identifiées par Wilson et Herzberg comme étant des raies des molécules CH, CH⁺ et CN. Voici ce que Herzberg écrivait en 1950 :

« Du rapport d'intensité des raies [...] découle

une température de rotation de 2,3 K, qui n'a naturellement qu'une signification restreinte. »

À cette époque, l'expansion de l'Univers était déjà admise comme un fait. Les premiers spectres des nébuleuses, effectués par V. Slipher dès 1915, montraient que les nébuleuses spirales lointaines présentaient un décalage du spectre vers les grandes longueurs d'onde, du côté du rouge. Ce *redshift* suggérait qu'elles s'éloignaient de nous, en vertu de l'effet **Doppler-Fizeau**. L'astronome E. Hubble démontra en 1925 qu'il existait des nébuleuses extérieures à notre Galaxie (notre Voie lactée). On a appelé ces nébuleuses extragalactiques des *galaxies*. Une classe de galaxies était bien reconnaissable : celle des galaxies spirales. Les résultats de V. Slipher suggéraient la conclusion plus générale, que toutes les galaxies nous fuyaient. Or justement les théoriciens, dont G. Lemaître en 1927, avaient prévu que l'univers pouvait se dilater, « comme un gaz dont les galaxies seraient les molécules » (sic). Les galaxies nous fuyaient et se fuyaient mutuellement, car aucun observateur n'est au centre de cette fuite (l'anthropocentrisme n'était déjà plus défendable !).

C'est G. Gamow et ses collaborateurs qui les premiers en tirèrent les conséquences en 1949. Dans un lointain passé, l'univers devait être plus condensé et donc plus chaud. Il devait en résulter un rayonnement observable aujourd'hui, à une température de quelques kelvins (5 K précisément).

À peu près à la même époque les laboratoires de la *Bell Compagny* développaient un récepteur radio très sensible pour communiquer avec les satellites. Il s'agissait d'une sorte de radiotélescope en forme de

cornet (figure 1), capable de pointer n'importe quelle région du ciel. Quand le radiotélescope eut terminé sa mission, en 1963, deux jeunes radioastronomes, Penzias et Wilson, utilisèrent l'instrument pour faire des observations astronomiques à grandes longueurs d'onde (plusieurs cm). Ils constatèrent qu'il y avait un bruit de fond qui ne dépendait pas de la région observée. Ils s'ingénièrent, avec une grande ténacité, à réduire ce bruit parasite, mais en vain. En mangeant à la cantine, ils parlèrent de ce problème à un collègue, B. Burke, qui avait entendu parler d'un rayonnement d'origine cosmique lors d'un séminaire.

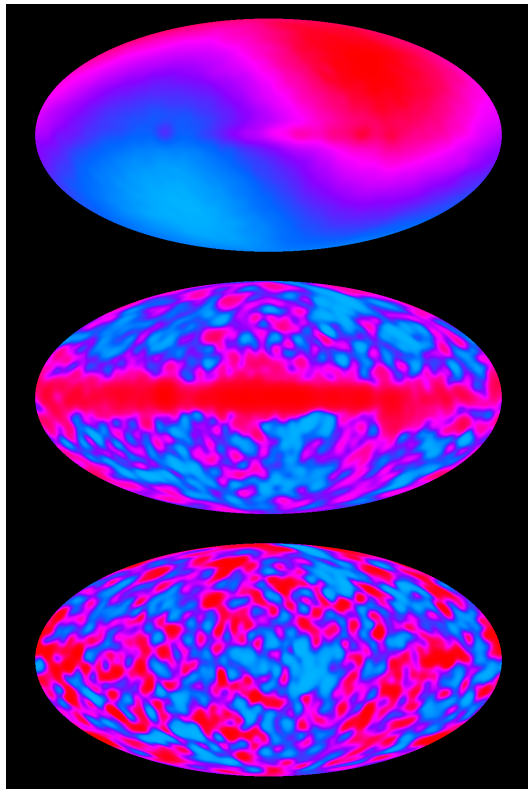


Fig.2. Projection des variations de température du rayonnement cosmologique sur l'ensemble du ciel, en coordonnées galactiques obtenue par le satellite COBE.
En haut : Données brutes (anisotropie dipolaire).
Au milieu : Après correction dipolaire (anisotropie due à notre Galaxie).
En bas : Après correction totale.

En effet, R. Dicke et J. Peebles, avaient été conduits à la même conclusion que celle de Gamow, mais dans un modèle d'univers oscillant entre expansion et contraction. Finalement, après quelques échanges, Penzias et Wilson comprirent que le bruit de fond qu'ils avaient mesuré était bel et bien d'origine cosmique. D'autres observations, à d'autres longueurs d'onde (de 2,6 mm à 21 cm), montrèrent que ce rayonnement ressemblait à un rayonnement thermique de corps noir à une température de 3 K, comme l'équipe de Gamow l'avait imaginé. En 1978, Penzias et Wilson furent récompensés par le

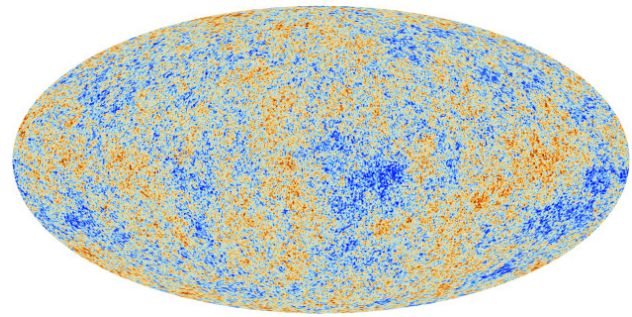


Fig.3. Après correction totale, observation avec une haute définition angulaire par le satellite Planck.

prix Nobel.

Le rayonnement qu'ils observèrent, est quasiment *isotrope* une fois corrigé d'une anisotropie *dipolaire* (figure 2a), interprétée comme résultant du mouvement du Soleil par rapport au référentiel de la source du rayonnement. La variation dipolaire de température est de $\Delta T/T = 0,001$ conduisant, d'après la **loi de Wien** ($\lambda_{\max} T = \text{constante}$) pour un corps noir et avec la relation **Doppler-Fizeau**, à une vitesse de module 300 km/s. La direction est trouvée par l'orientation du dipôle observé. Une autre correction doit être apportée. Elle provient de notre Galaxie elle-même dont l'émission radio brouille le signal du rayonnement (figure 2b). Finalement (figures 2a et 3), le rayonnement est remarquablement isotrope, avec des fluctuations de seulement $\Delta T/T = 0,3 \times 10^{-5}$.

Après les résultats obtenus par satellite (COBE, WMAP et PLANCK), la température du rayonnement est évaluée à :

$$T = 2,726 \pm 0,01 \text{ K}$$

Le rayonnement suit parfaitement la loi du *corps noir* découverte par M. Planck et à l'origine de la mécanique quantique.

Peut-on comprendre pourquoi ce rayonnement semble provenir de toutes les directions avec la même intensité ? Peut-on prévoir la température à laquelle ce rayonnement s'est produit ? Quelle information peut-on en tirer sur le début de notre univers ? C'est ce que nous allons voir.

Modèle d'évolution de l'univers

A. Einstein en imaginant la théorie de la relativité a été conduit à travailler non pas avec un espace et un temps séparés, mais avec un espace-temps, où le temps et l'espace sont imbriqués. La raison profonde vient du fait que quand deux points sont éloignés dans l'espace, ils sont *ipso-facto* éloignés dans le temps, à cause de l'hypothèse fructueuse de la constance de la vitesse de la lumière, considérée comme une vitesse que les interactions physiques ne peuvent pas

dépasser. Dans cette théorie, la gravitation est décrite comme une courbure de l'espace-temps.

On peut décrire notre univers en expansion par un modèle géométrique simple (voir l'encadré A page 24 pour les calculs). Ce modèle souffre de bien des critiques, mais il correspond, à ce qu'on imaginait au début de la découverte de l'expansion. La plus importante critique est qu'il donne l'idée que l'espace est très courbé, alors que nous verrons que ce n'est pas le cas. Plus loin, nous corrigerons ce modèle pour donner une représentation plus conforme à ce qu'on imagine aujourd'hui. Pour l'instant, il nous permettra de comprendre les faits observés, et en particulier pourquoi le rayonnement cosmologique nous vient de toutes les directions.

Nous ne pouvons pas nous représenter facilement l'espace-temps à quatre dimensions. Alors, imaginons un univers à deux dimensions (la surface sphérique d'un ballon de rayon R_0). Tous les points de la surface sont équivalents. Le temps correspond à la croissance du ballon qui se gonfle. Déjà, nous pouvons représenter de cette façon le fait que chaque point de la surface s'éloigne de tous les autres. Il n'y a pas de point privilégié. Il n'y a pas d'observateur privilégié, comme l'exige le principe relativiste. L'extérieur du ballon est le futur, l'intérieur le passé. Le présent n'existe pas globalement. Chaque observateur a son présent ponctuel. Dans un passé lointain, la surface du ballon était plus petite. Or cette surface est l'équivalent du volume de notre univers réel. Ce modèle décrit bien le fait que dans un passé lointain, le volume de l'univers était plus petit, donc plus chaud.

Imaginons un individu plat A, à la surface du ballon, observant un autre individu B. A verra B tel qu'il était dans le passé, puisque l'information lui parvient à la vitesse de la lumière, donc avec un certain retard. A voit donc B en B' sur un ballon de plus petit rayon. Si A regarde d'autres individus de plus en plus lointains, comme C, il les verra en C'' sur des ballons de plus en plus petits. À la limite, il devrait voir l'ultime individu sur un ballon quasiment ponctuel, en O, au centre de son ballon univers. Il est facile de comprendre que tous les individus situés à cette même distance ultime seraient vus en ce même ballon ultime, quelle que soit la direction dans laquelle A a observé. Ce ballon ultime serait son horizon absolu, visible *dans toutes les directions*. L'abbé Lemaître l'avait appelé, avec peut-être un soupçon de mysticisme, **l'atome primitif**, car il aurait donné naissance à l'univers dans un formidable Big Bang. Notre modèle fait comprendre aussi que le Big Bang

ne s'est pas produit en un point de l'univers, mais qu'il *était* l'univers tout entier. Nous ne le voyons plus comme il était, très chaud, car il s'est refroidi au cours de l'expansion de l'univers. Nous le voyons comme un rayonnement très froid, comme prédit par Gamow et observé par Penzias et Wilson.

Cet univers lointain était très condensé et très chaud. La matière n'y était pas encore structurée comme nous le voyons à petite distance, où les galaxies sont regroupées, sous l'effet de la gravitation, en amas, voire en superamas gigantesques. Les étoiles elles-mêmes n'étaient pas encore formées. L'univers était alors un gaz d'atomes primordiaux très chauds. En regardant encore plus loin, la température devient si élevée, que les atomes eux-mêmes sont cassés en particules élémentaires, protons et électrons, pour les plus importantes.

Quand tous les atomes d'hydrogène sont ionisés, l'espace ne laisse plus passer les images cohérentes. En effet, les électrons étant libres, ils absorbent la lumière pour la ré-émettre dans toutes les directions. On ne voit plus rien au-delà de ce mur de diffusion. Pour prendre une image triviale, le milieu ionisé se comporte comme le brouillard. Les images cohérentes ne passent plus, on ne voit que la lumière diffusée.

Au-delà de ce mur opaque, il y a un plasma très chaud, sans doute agité de vibrations d'ensemble, telle une goutte d'eau en apesanteur.

La recombinaison

Si on prend l'évolution dans le sens normal du temps, du passé vers le futur, l'univers est d'abord opaque (aucune image cohérente ne passe) et en se dilatant il se refroidit et devient transparent quand les protons et les électrons se combinent en atomes d'hydrogène. C'est ce qu'on appelle *la (re)combinaison* ou encore, *l'époque de dernière diffusion*. Pour reprendre notre exemple du brouillard qui masque le paysage, on peut dire que, quand la température baisse, le brouillard devient givrant et se condense, rendant l'atmosphère transparente. L'univers fait un peu la même chose en se refroidissant.

Essayons d'en savoir plus sur la température au moment de la recombinaison. Il s'agit d'un équilibre au sens chimique du terme :



Les photons émis constituent le rayonnement cosmologique. Or la physique atomique de laboratoire nous dit quelle énergie χ est nécessaire pour casser une liaison proton-électron, c'est-à-dire

pour ioniser un atome d'hydrogène. Cette valeur bien connue est $\chi = 13,6$ eV (électron-volt). Avec cette information, on peut calculer la température à laquelle protons et électrons sont séparés. On peut alors savoir à quelle distance et à quelle époque ce rayonnement a été émis. Les calculs, sans être très complexes, dépassent le cadre d'une présentation élémentaire. Mais il me paraît dommage de ne pas les expliquer. En effet, entre les articles de spécialistes et les articles de vulgarisation, il y a peu d'articles intermédiaires, accessibles à ceux que ne rebutent pas, quelques équations. Ces explications sont données à la fin de l'article (encadré B page 25).

On trouve que la recombinaison s'est produite à une température de l'ordre de 4 000 K et que l'événement s'est produit environ 260 000 années après le Big Bang. Ce n'était pas la naissance de l'univers, mais la naissance des premiers atomes.

Par une approche similaire, on peut prédire la formation d'atomes primordiaux comme celles du deutérium, de l'hélium ou du lithium. Les rapports d'abondance calculés sont compatibles avec ceux observés aujourd'hui, ce qui est un succès remarquable du modèle.

La détection récente des ondes gravitationnelles, nous laisse espérer des observations au-delà du mur de la recombinaison. Ce serait fabuleux, car il doit s'y produire des événements importants, comme nous allons le voir.

Les grandes structures

Nous avons vu que, après correction, le rayonnement cosmologique est remarquablement isotrope, avec des fluctuations de seulement $\Delta T/T = 0,3 \times 10^{-5}$. Que signifient-elles ? Comment évoluent-elles ?

Après les premières mesures faites depuis le sol, ou en ballon, il est apparu que le $\Delta T/T$ dépendait de l'échelle de mesure. La méthode classique pour représenter la distribution d'une donnée (ici la température) sur une sphère (ici, la surface de dernière diffusion sur la sphère céleste), consiste en une décomposition en *harmoniques sphériques*. Il s'agit de fonctions constituant une base mathématique de représentation, comme le sont les fonctions trigonométriques pour représenter une onde sonore complexe. De la même façon, qu'une analyse de Fourier fait ressortir les fréquences les plus représentatives d'une onde sonore, l'analyse en harmoniques sphériques fait ressortir les échelles angulaires les plus représentatives (figure 4).

On suppose actuellement que ces fluctuations sont

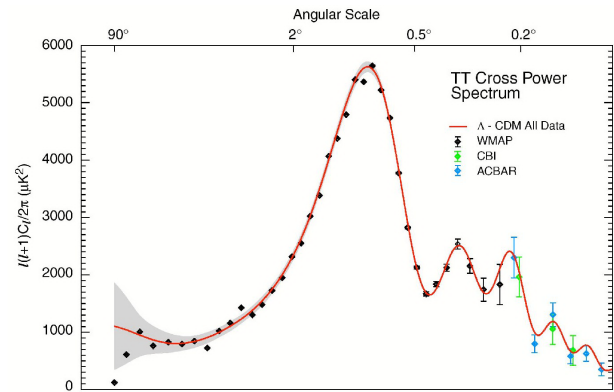


Fig.4. Le pic acoustique (histogramme des échelles angulaires) vu par Wmap.

produites avant la recombinaison, à l'époque où les particules formaient un plasma très chaud. Des ondes mécaniques, analogues aux ondes sonores, peuvent s'y propager à grande vitesse (image de la goutte d'eau en apesanteur). Il s'ensuit des fluctuations de densité de matière, à différentes échelles. Ce sont ces fluctuations qui pourraient être à l'origine des premières condensations de matière en nuages d'hydrogène neutre, puis en étoiles, dès la fin de la recombinaison. Il a été possible de mesurer ces fluctuations primordiales. Au fur et à mesure des progrès techniques, la courbe s'est affinée (figure 4), montrant un pic dominant (désigné par *pic acoustique*) pour une échelle angulaire de l'ordre de 1 degré, suivi par plusieurs pics secondaires pour des échelles de plus en plus petites.

Ces premières oscillations mécaniques, pourraient être amplifiées au cours de l'expansion par des processus non linéaires, qui devraient produire les surdensités observables aujourd'hui. Mais il semble très difficile d'y parvenir. Il faut ajouter un ingrédient supplémentaire, comme la matière noire, ou modifier de manière *ad hoc* quelques hypothèses fondamentales sur la dynamique.

Plusieurs questions sont posées par ces observations :

- pourquoi l'univers primordial est-il si homogène alors que les différentes régions ne peuvent pas communiquer entre elles pour homogénéiser leurs températures ? (problème de l'horizon) ;
- pourquoi l'univers primordial semble être euclidien sans courbure ? (problème de la platitude).

Une idée a été proposée par le physicien Alan Guth en 1980 pour résoudre ces deux problèmes par un seul mécanisme, l'*inflation*, selon laquelle l'univers aurait connu, avant la recombinaison, une expansion fulgurante. L'énergie aurait pu venir d'un changement de phase du plasma, un peu comme la surfusion. Si on refroidit, en dessous de zéro degré, une bouteille

d'eau très pure, avec beaucoup de précaution pour éviter les vibrations, l'eau reste liquide. Mais dès qu'une perturbation minime se produit, l'ensemble de la bouteille se prend en glace, très brutalement. L'univers primordial pourrait s'être comporté ainsi.

À quoi cela correspondrait-il, dans notre modèle de ballon qui gonfle ? L'inflation, serait un gonflement initial extrêmement rapide. Notre ballon aurait un rayon quasiment infini. Le ballon serait tellement gros, que la surface au moment de la recombinaison serait plane et presque parfaitement lisse, comme on l'observe. La surface actuelle serait plane, mais déformée par la gravitation des structures (amas de galaxies, super-amas...). Cette idée, d'abord bien acceptée, est parfois contestée. Mais que trouver d'autre ?

Conclusion

L'observation du rayonnement du fond cosmologique est la clef de voûte du modèle du Big Bang, cherchant à expliquer l'évolution de l'Univers depuis sa naissance jusqu'à aujourd'hui. Il reste encore bien des questions à élucider, mais il est fascinant de voir qu'avec notre physique, encore incomplète, il est possible de bâtir un modèle cohérent.

Doit-on pour autant être satisfait ? Ce n'est pas sûr. En effet, nos deux théories principales, relativité et mécanique quantique, n'arrivent pas à se rejoindre, même si elles cohabitent avec de fructueux échanges. Pour expliquer les observations, on est obligé d'introduire des ingrédients nouveaux, matière noire, énergie noire, inflation. Ces éléments ajoutés ont en commun d'apparaître comme de l'énergie (ou de la masse) inattendue et encore cachée. N'y a-t-il pas une faille dans les bases même de notre physique ? La nature nous réservera peut-être des surprises, comme elle a l'habitude de le faire. La science n'est pas un dogme. Il faut être prêt à remettre en cause les idées, mais sous le couperet impérieux de l'expérience.

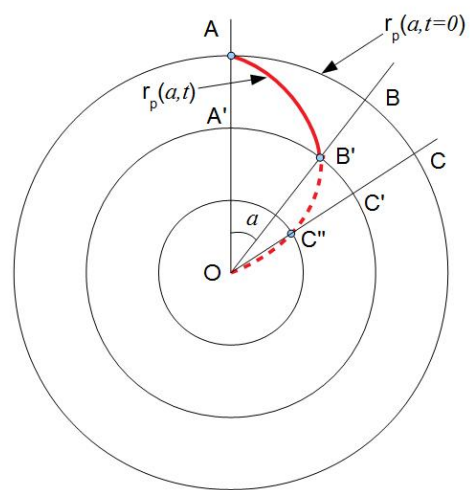
Bibliographie

Le rayonnement cosmologique, M. Lachièze-Rey et E. Gunzig, Ed. Masson, 1995 (très complet et très technique).

L'univers, A. Blanchard, Ed. Flammarion (Dominos), 1995 (assez facile à lire et bien illustré).

Encadré A

Un modèle simplifié



La distance entre un observateur A et une galaxie lointaine B' se mesure en intégrant le temps de parcours des photons $c dt$ le long de l'arc B'A (en rouge sur la figure). C'est la distance propre $r_p(a,t)$ le long de la géodésique tracée par les photons.

La cosmologie est décrite par la métrique (ds) dite de Robertson-Walker. Cette métrique s'écrit pour les photons ($ds = 0$) dans une direction donnée : $c dt = R(t) f(a) da$ où $f(a)$ est une fonction connue de la distance *co-mobile*, a , invariable avec le temps. En intégrant le membre de gauche sur le temps de parcours des photons de B' à A on trouve :

$$r_p(a,t) = R(t) X(a)$$

où $X(a)$ est l'intégrale de $f(a) da$ sur le même trajet. En normalisant par l'équation écrite pour $t = 0$, on a :

$$r_p(a,t) = \frac{R(t)}{R_0} r_p(a,t=0)$$

qui exprime que toute distance cosmique augmente avec le temps, proportionnellement au facteur d'échelle $R(t)$.

En effet, en dérivant cette expression par rapport au temps, on obtient la loi de Hubble-Lemaître :

$$V = H(t) \cdot r_p(a,t) \text{ où } H(t) = \frac{1}{R(t)} \frac{dR}{dt}$$

ou plus simplement pour $t = 0$:

$$V = H_0 r$$

Un *modèle cosmologique* fixe la fonction $R(t)$. Par exemple, dans le modèle de Einstein-de Sitter, $R(t)$ est proportionnel à $t^{2/3}$.

Encadré B

La recombinaison en équation

Prérequis

Les grandeurs indexées par zéro correspondent au temps actuel de l'observateur. Les valeurs non indexées correspondent à celles observées dans l'univers lointain.

Définition conventionnelle du *redshift*

$$z = -\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\lambda}{\lambda_0} - 1 \quad (B1)$$

Relation entre z, R et la température (dédue de la métrique de Robertson-Walker appliquée aux photons : ds = 0 et de la loi du corps noir¹)

$$1 + z = R_0 / R = T / T_0 \quad (B2)$$

Masse volumique de l'univers en fonction de R et T (dédue des équations de Friedman-Lemaître et de B2)

$$\frac{\rho}{\rho_0} = (R_0 / R)^3 = (T / T_0)^3 \quad (B3)$$

La recombinaison

C'est un équilibre au sens chimique du terme, entre protons, électrons et atomes d'hydrogène :



Les photons émis constituent le rayonnement cosmologique. On écrit la relation liant les nombres d'entités par unité de volume sous la forme :

$$\frac{n_H}{n_p n_e} = f(T)$$

Les quantités propres à chaque type de particule, sont notées avec un indice H, p ou e. La physique statistique nous fournit l'équation de Saha (cf. Wikipedia) qui concerne justement l'ionisation d'un plasma :

$$\frac{n_H}{n_p n_e} = \frac{g_H}{g_p g_e} \left(\frac{2\pi m_e k}{h^2} \right)^{-3/2} T^{-3/2} \exp\left(\frac{\chi}{kT} \right)$$

k est la constante de Boltzman et h la constante de Planck, m_e est la masse de l'électron. Les quantités g donnent le nombre d'états de spin. On a :

$$g_p = g_e = 2 \text{ (2 états de spin } \uparrow, \downarrow)$$

$$g_H = 4 \text{ (4 états de spin } \uparrow\downarrow, \uparrow\uparrow, \downarrow\downarrow, \downarrow\uparrow)$$

Les termes g se compensent mutuellement.

On appelle $n_t = n_p + n_H$ le nombre total de particules massives par unité de volume et comme $m_H = m_p$ (masse des électrons négligeable), on peut exprimer n_t en fonction de la masse volumique ρ de l'univers au moment de la recombinaison :

$$\rho = m_p n_t$$

Ce qui conduit, avec l'équation (B3), à :

$$n_t = \frac{\rho_0}{m_p T_0^3} T^3$$

Si on remarque qu'on a en permanence $n_p = n_e$, puisqu'il y a combinaison en nombre égal, on peut définir le degré d'ionisation par :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_t} = \frac{n_p}{n_t} = \frac{n_e}{n_H + n_e}$$

$\alpha = 0$ univers transparent ; $\alpha = 1$ univers opaque

La relation de Saha peut alors s'écrire :

$$\frac{(1-\alpha)}{\alpha^2} = \frac{\rho_0}{m_p T_0^3} \left(\frac{2\pi m_e k}{h^2} \right)^{-3/2} T^{3/2} \exp\left(\frac{\chi}{kT} \right)$$

Les valeurs pour la densité et la température de l'univers actuel sont :

$\rho_0 = 9,24 \times 10^{-27} \text{ kg m}^{-3}$ et $T_0 = 2,726 \text{ K}$ et l'énergie d'ionisation de H est $\chi = 13,6 \text{ eV}$.

On trouve alors l'expression numérique pour une ionisation à 50 %, c'est-à-dire $\alpha = 0,5$:

$$2 = 12\,224 \rho_0 T^{3/2} \exp\left(\frac{157\,612}{T} \right)$$

On trouve T par calcul numérique avec un programme informatique. La température quand 50 % des atomes d'hydrogène se sont formés est :

$$T = 4066 \text{ K}$$

En utilisant la relation (B2) on trouve que le *redshift* au moment de la recombinaison (à 50 %) est :

$$z = \frac{T}{T_0} - 1 = 1\,490$$

Dans un modèle d'univers d'Einstein-de Sitter : R/R_0 est proportionnel à $t^{2/3}$, on sait calculer la relation entre le temps de vol τ des photons et le *redshift* z.

$$\tau = t_0 - t = t_0 \left[1 - \left(\frac{R}{R_0} \right)^{3/2} \right] = t_0 \left[1 - \frac{1}{(1+z)^{3/2}} \right]$$

La valeur t_0 (pour z infini) est l'âge actuel de l'univers. En calculant pour $z = 1\,500$ et pour $t_0 = 14 \times 10^9$ ans, on trouve que la recombinaison était terminée à 50 % au temps :

$$t_{0,5\%} = t - \tau = \frac{t_0}{(1+z)^{3/2}}$$

Soit 241 000 ans après le Big Bang.

Pour une recombinaison plus complète avec $\alpha = 0,1$, on trouve :

$$T \approx 3\,700 \text{ K}, z \approx 1\,400 \text{ et } t_{0,9\%} = 267\,000 \text{ ans.}$$

1 Après la recombinaison la loi du corps noir demeure inchangée car il n'y a plus d'interaction avec la matière, mais juste une dilution et un redshift à cause de l'expansion.

Le kelvin redéfini en 2019

Lucile Julien, professeure émérite à l'Université Pierre et Marie Curie (Paris 6), laboratoire Kastler Brossel.

Comme trois autres des unités de base du système international (SI), le kilogramme, l'ampère et la mole, le kelvin est redéfini en 2019 en fixant la valeur numérique d'une constante de la physique, ici la constante de Boltzmann k .

Depuis 1954, le kelvin était défini ainsi : « Le kelvin, unité de température thermodynamique, est la fraction $1/273,16$ de la température thermodynamique du point triple de l'eau ». Il avait donc une place particulière parmi les sept unités de base du SI, avec une définition déconnectée de celles des autres unités.

À partir du 20 mai 2019, sa définition devient : « Le kelvin, symbole K, est l'unité de température thermodynamique du SI. Il est défini en prenant la valeur numérique fixée de la constante de Boltzmann k , égale à $1,380649 \times 10^{-23}$ lorsqu'elle est exprimée en $\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$, unité égale à $\text{kg}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. Le kilogramme, le mètre et la seconde étant définis en fonction de h , c et $\Delta\nu_{\text{Cs}}$ ». Ainsi, en fixant la valeur de k , l'unité de température se trouve définie à partir de l'unité d'énergie, c'est-à-dire à partir des unités de masse, de longueur et de temps, elles-mêmes définies en donnant des valeurs fixées respectivement à la constante de Planck h (ce qui est nouveau), à la vitesse de la lumière c (depuis 1983) et à la structure hyperfine du césium $\Delta\nu_{\text{Cs}}$ (depuis 1967).

Tout comme l'énergie de masse est donnée par la célèbre formule d'Einstein $E = mc^2$ et l'énergie d'un photon de fréquence f est donnée par $E = hf$, l'énergie thermique est en effet de la forme $E = kT$ où T est la température ; et c'est ce produit qui apparaît dans de nombreuses lois physiques faisant intervenir la température. Ce sont ces lois physiques qui sont utilisées dans les échelles de températures pour la réalisation pratique du kelvin. Citons à titre d'exemple les lois de variation avec la température de la pression d'un gaz, d'une résistance de platine, du rayonnement du corps noir, etc.

Avant de donner une valeur fixée à la constante de Boltzmann, il a fallu la mesurer le mieux possible dans le cadre des anciennes définitions des unités qui avaient cours. La date limite pour collecter tous les résultats des mesures, pour cette constante comme pour les autres, avait été fixée au 30 juin 2017. Après cette date a été réalisé par le CODATA (Committee on Data for Science and Technology) un ajustement par moindres carrés, à partir de toutes les données disponibles, des constantes de la physique, en particulier des quatre qui devaient servir à redéfinir le kilogramme, l'ampère, la mole et le kelvin. En ce qui concerne ce dernier les méthodes expérimentales qui ont permis la détermination de k sont celles qui ont consisté à mesurer l'une ou l'autre des grandeurs suivantes :

- la constante diélectrique de l'hélium ;
- l'amplitude du bruit thermique (bruit Johnson) dans un conducteur ;
- la vitesse du son dans un gaz parfait.

La mesure la plus précise de k a utilisé la dernière méthode et a été réalisée par une équipe française du LNE-CNAM (Laurent Pitre et collaborateurs). La vitesse du son dans un gaz parfait (Ar ou He) est déduite des fréquences de résonance acoustiques du gaz dans un résonateur quasi-sphérique dont le volume est de quelques litres. On mesure ces fréquences pour des modes d'oscillation radiale, pour différentes pressions et à température donnée. La vitesse du son en est déduite et, en extrapolant celle-ci à pression nulle, on a accès au produit kT en utilisant les valeurs connues de la masse molaire du gaz et de la constante d'Avogadro. L'équipe a ainsi déterminé une valeur de la constante de Boltzmann avec une incertitude de $4,8 \times 10^{-7}$ en valeur relative¹.

La nouvelle définition du kelvin, adoptée le 16 novembre dernier par la 26^e Conférence Générale des Poids et Mesures, a donné à la constante de Boltzmann la valeur fixée $k = 1,380649 \times 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$. Cette définition entre en application le 20 mai 2019.

Les dispositifs expérimentaux qui ont servi jusqu'ici à déterminer la valeur de k ne perdent pas leur utilité, bien au contraire. En faisant intervenir une loi physique dépendant du produit kT , ce sont eux maintenant qui serviront à la réalisation pratique de l'unité de température. ■

Petit rappel

La constante de Boltzmann

La constante de Boltzmann k_B intervient dans la proportionnalité entre l'énergie et la température d'un système à l'échelle microscopique. Le lien est assuré entre l'échelle macroscopique et l'échelle microscopique par la relation $k_B = R/N_A$ où R est la constante des gaz parfaits (intervenant dans la relation $PV = nRT$), et N_A le nombre d'Avogadro.

Boltzmann a introduit cette constante pour définir l'entropie S , une grandeur thermodynamique, par le degré de désorganisation microscopique d'un système. Actuellement l'entropie est souvent considérée comme une mesure de la quantité totale d'information nécessaire pour décrire le système.

Quantitativement, si l'on désigne par Ω le nombre d'états microscopiques pouvant décrire un état macroscopique donné, la relation dite de Boltzmann liant l'échelle macroscopique et l'échelle microscopique s'écrit :

$$S = k_B \log \Omega$$

Cette relation est gravée sur la tombe de Boltzmann au cimetière de Vienne.

1 L. Pitre *et al.*, Metrologia **54** (2017) 856-873.

AVEC NOS ÉLÈVES

Un ballon-sonde envoyé à 26 000 m pour mesurer la température de l'atmosphère

J.-F. Le Saux, Lycée Descartes, Montigny-le-Bretonneux

Un bel exemple de projet pour lequel les élèves ont fait de la physique et dans lequel ils ont dû se régaler.

Le but de cet article est de montrer l'intérêt d'un lancer de ballon sonde, et de donner quelques pistes pour la réalisation d'un tel projet.

Pourquoi et comment faire ?

Tout d'abord pour faire rêver et passionner les élèves ! Il existe peu de projets qui permettent de s'imaginer voler à plus 20 kilomètres d'altitude ! Ensuite, pour faire des sciences et de l'histoire des sciences. La gestion du projet peut être facilitée par des logiciels comme GanttProject¹ ou Freeplane². Le lancer de ballon-sonde est, pour des raisons évidentes de sécurité, très réglementé. Il y a deux voies : Planète Sciences adossée au CNES propose une structure bien ficelée avec un document d'accompagnement précis³. On peut aussi faire appel aux radios amateurs et notamment la FFBRA⁴. J'ai retenu cette seconde option car elle me permettait de réaliser un lancer depuis le lycée sans quitter la région parisienne et j'avais quelques liens avec les radioamateurs, ayant par le passé réalisé un contact en direct avec la Station spatiale internationale (ISS) grâce à eux⁵.

Préparation

Ce projet a un certain coût, de l'ordre de 1 000 € en incluant l'achat d'une GoPro, sa carte mémoire et les batteries. Il faut donc trouver un soutien financier ; dans mon cas par exemple, l'hélium a été fourni par une société (GTT). Les radioamateurs dont un ingénieur à la retraite m'ont apporté un soutien technique.

On peut alors commencer le projet avec les élèves. Un aspect historique permet de se plonger dans les livres anciens (j'ai une petite collection personnelle).

Nous avons par exemple consulté *L'air et le monde aérien* d'Arthur Mangin publié en 1865, les *Merveilles de la science* de Louis Figuier, et autres ouvrages permettant de parler des mesures faites par Gay-Lussac en pression et en température en 1804. Nous avons aussi évoqué l'astronome Audouin Dollfus qui, en 1959, va atteindre 14 000 mètres dans une nacelle étanche, épaisse d'un peu plus d'un millimètre ! Ce sera aussi l'occasion d'un parrainage avec l'Observatoire de Paris : nous allons rencontrer Régis Courtin du LESIA (Laboratoire d'études spatiales et d'instrumentation en astrophysique) qui viendra nous parler de la mission Cassini et de l'atmosphère des planètes du Système solaire. Enfin nous avons visité le LATMOS⁶, notre lycée étant situé tout près.

Réalisations

Il faut en premier lieu assembler la nacelle à partir de plaques de matériaux isolants, de colle et de cure-dents ! Chaque groupe d'élèves a réalisé la sienne, une seule s'étant finalement envolée : la plus résistante (heureusement, on le reverra plus tard lors de l'atterrissage).

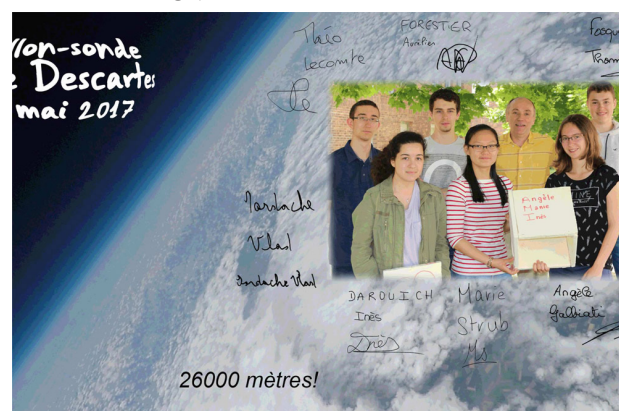


Fig.1. Photo du groupe.

Il faut ensuite choisir les capteurs qui seront embarqués dans la nacelle « élève » et reliés à un microcontrôleur (un « Arduino ») fourni par les

1 Logiciel libre de gestion de projet.

2 Logiciel libre qui permet de créer des cartes heuristiques (ou Mind Map), diagrammes représentant les connexions sémantiques entre différentes idées.

3 <https://www.planete-sciences.org>

4 <http://www.ballons.flpsh.info>

5 <https://blog.f6krk.org/contact-iss-f6krk-un-formidable-succes/>

6 <http://www.latmos.ipsl.fr/index.php/fr/>

radios amateurs dans la partie supérieure de la nacelle incluant le système GPS et la radio qui émet les données reçues ensuite au sol. Pour un premier essai nous avons retenu un capteur de pression, deux capteurs de température (à l'intérieur et l'extérieur de la nacelle) un capteur d'ozone et deux caméras. Tel un petit projet de recherche, il a fallu trouver les capteurs les mieux adaptés. Nous avons utilisé des thermistances pour la mesure de la température qu'il a fallu étalonner (figure 2).

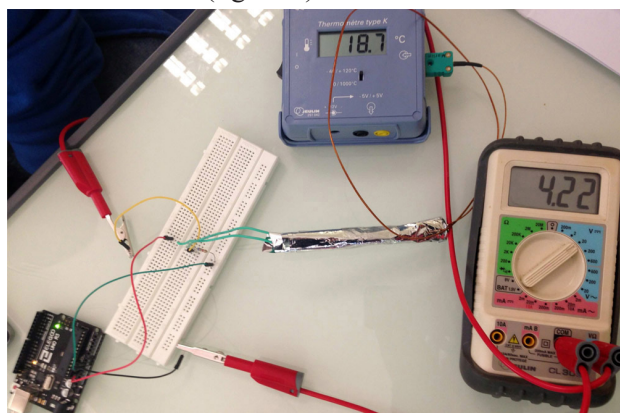


Fig.2. Étalonnage de la thermistance.

Pour le capteur de pression nous avons retenu une mesure différentielle car la plage de fonctionnement convenait aux très basses pressions présentes en haute altitude. Nous avons tenté de boucher un orifice du capteur sous pression réduite, cet orifice pouvant ensuite donner une pression de référence. Le radio-club a conçu pour cela un dispositif ingénieux, une pièce unique étant usinée pour l'occasion (figure 3).

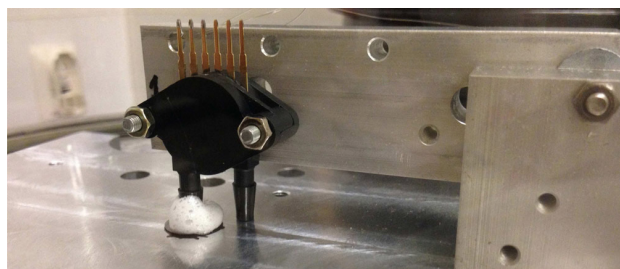


Fig.3. Le capteur de pression en noir, et la colle bouchant un orifice.

Une fois le vide partiel réalisé dans une cloche en laboratoire, on descend le capteur dont l'un des orifices viendra toucher un point de colle qui en séchant va l'obstruer : on obtient une pression de référence. Problème : à pression réduite la colle « mousse » et le dispositif devient très poreux ! Nous avons donc finalement mis un point de colle à pression normale, avec une baisse de précision dans nos mesures : comme il y a de l'air et non un vide partiel dans l'orifice de référence il nous faudrait tenir compte de ces variations de pression en fonction de la température ; notre étalon n'en n'est plus vraiment un.

Pour le capteur d'ozone, nous avons retenu un petit dispositif à la hauteur de nos moyens : le « MQ131 », qui doit être alimenté en continu 24 h avant le décollage et qui peut être relié directement au microcontrôleur Arduino.

Quant aux caméras, nous avons opté pour des « GoPro » car elles ont fait leurs preuves dans des conditions de température très faibles et les derniers modèles possèdent un mode « linéaire » qui ne déforme pas l'image, utile si l'on veut faire des mesures.

Pour les batteries, alors que la plupart des lancers précédents utilisaient des piles jetables, nous avons opté pour une batterie rechargeable « lithium-ion », après avoir vérifié son bon fonctionnement dans un congélateur.

Le jour J

Après l'autorisation donnée par la mairie pour l'utilisation du terrain et par l'Aviation civile pour éviter toute collision, le ballon peut décoller. Que d'émotions ! Ce sont les radioamateurs qui vont nous aider au gonflage puis à la récupération avec l'ADRASEC (Association Départementale des Radio Amateurs au service de la Sécurité Civile). On découvrira que le parachute ne s'est pas déclenché et que la nacelle est tombée en chute presque libre (ralentie par les frottements de l'air) heureusement en plein champ ! Les caméras auront filmé tout le long et les données pourront être exploitées.

Les résultats

La température

Nos mesures de température montrent que celle-ci baisse jusqu'à atteindre un minimum vers 13 000 m, puis elle remonte (figure 4).

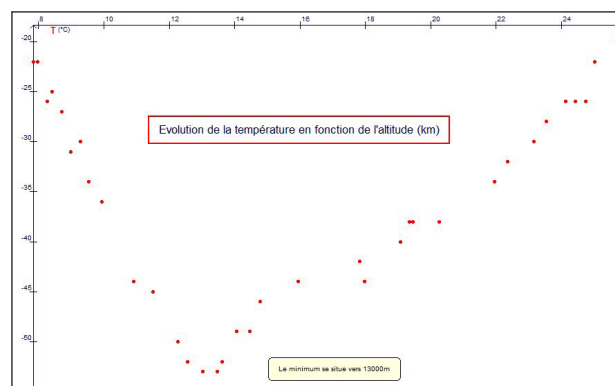


Fig.4. La température en fonction de l'altitude.

La pression

La pression diminue sans atteindre des valeurs aussi basses que prévues (nous n'avons pas pris en compte le fait qu'il y avait de l'air dans l'orifice de référence).

L'ozone

Le capteur d'ozone a bien fourni des valeurs mais qui ne correspondent pas à celles attendues ; ce capteur est très sensible aux variations de température (figure 5).

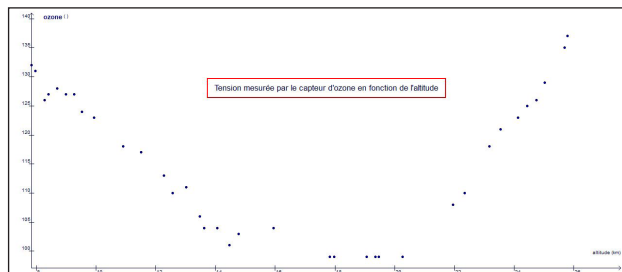


Fig.5. Tension mesurée par le capteur d'ozone en fonction de l'altitude.

La trajectoire du ballon

Les positions GPS permettent de visualiser la trajectoire sur Google Earth (figure 6).

Les photos

Les photos prises à haute altitude permettent de voir que le ciel n'est plus bleu mais noir et également de visualiser la rotondité de la Terre (figure 7).

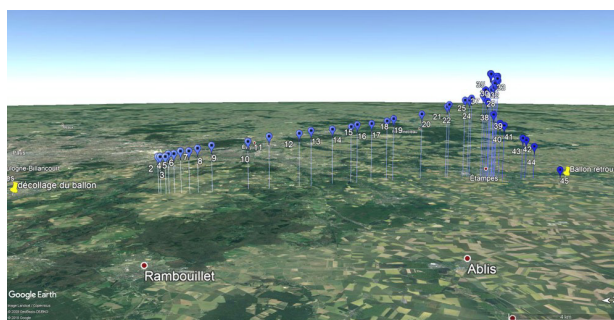


Fig.6. La trajectoire du ballon.

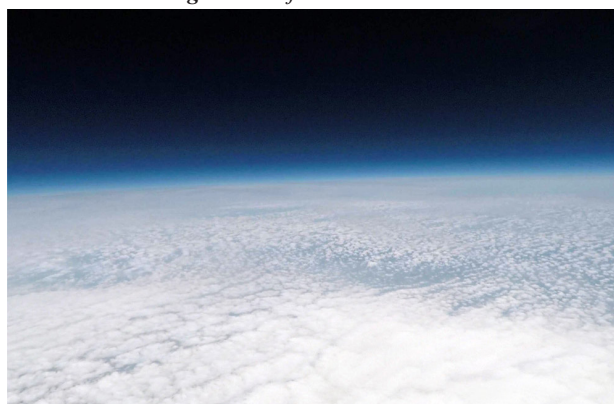


Fig.7. La Terre est ronde !

Un résumé de ce projet est visible à l'adresse <https://www.dailymotion.com/video/x60pee>. ■

Mots croisés température

	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1									
2							■		
3		■				■			
4							■		
5			■						
6								■	
7				■			■		
8					■				
9		■					■		■
10			■			■			
11									

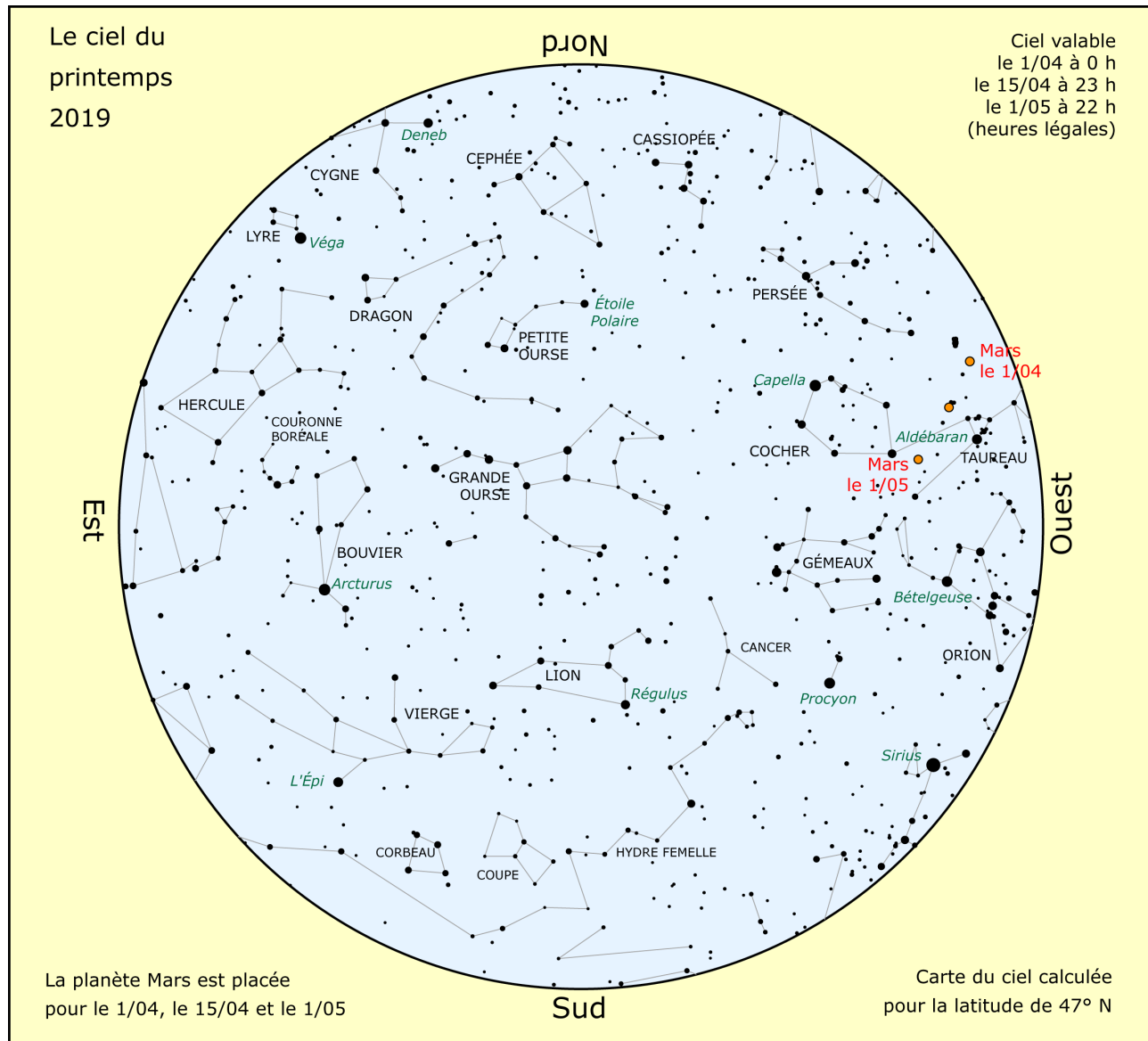
Horizontalement

- Science de la chaleur.
- Elle fait progresser. Pour mesurer des longueurs d'onde.
- Se prend en mer. III×IV.
- Sa loi définit la courbe de corps noir en fonction de la température. On y étudie les transferts thermiques.
- Axe qui suit un parallèle. Ils peuvent étudier la loi de Stefan.
- Il a mis en relation l'éclat et la température des étoiles.
- Élément de chapelet. Il peut être utilisé comme unité de température. Musique de salle obscure.
- Sont dans le désordre. On y trouve l'observatoire de Maragha.
- Sa loi relie température d'une étoile et longueur d'onde.
- Rancard abrégé. On vient de le redéfinir. En-dessous de 0 °C.
- Thermique dans les étoiles, au moins approximativement.

Verticalement

- Mesure de l'agitation.
- Ce diagramme porte la température en abscisse. Prénom du père de la dualité onde-corpuscule. Expérience phonétique.
- Musa. Se fait à deux.
- Ni ouvrières, ni soldates. Prénom de sculptrice ou de pilote.
- Une arrestation peut l'être. En règle.
- Plutôt pour observer les corps à basse température. Pour mesurer une température.
- Moins de 3,5 t. Pays d'adoption du découvreur d'Uranus.
- Fahrenheit ou kelvin pour la température. Auteur de l'Uranometria.
- Elle peut être thermique. Article.

OBSERVATION



Visibilité des planètes

Mercure pourra être recherchée en juin le soir à l'horizon ouest-nord-ouest, à proximité de la planète Mars.

Vénus est toujours visible le matin à l'est, un peu avant le lever du Soleil, mais bas sur l'horizon.

Mars est toujours planète du soir. Elle traverse le Taureau puis les Gémeaux tout en s'éloignant de la Terre, passant de 290 à 380 millions de km.

Jupiter est planète du matin jusqu'à son opposition du 10 juin où elle est visible toute la nuit. C'est le moment de l'observer, dans la constellation d'Ophiucus.

Saturne est aussi du matin, elle suit Jupiter et se lève approximativement 2 h plus tard, son opposition n'ayant lieu qu'en juillet. Ses anneaux sont toujours très ouverts.

Quelques évènements (heures légales)

20/03 : équinoxe de printemps à 22 h 58 min.

29/03 (matin) : occultation de Saturne par la Lune visible depuis l'île de la Réunion.

22-24/04 : essais d'étoiles filantes des Lyrides puis des Pi Puppides.

28/05 : opposition de Cérés dans Ophiucus.

10/06 : opposition de Jupiter.

18/06 (soir) : rapprochement Mercure Mars.

21/06 : solstice d'été à 17 h 54, et aussi

16/07 : éclipse partielle de Lune.

11/11 : passage de Mercure devant le Soleil.

Lune

Pleine Lune : les 21/03, 19/04, 18/05, 17/06.

Nouvelle Lune : les 5/04, 5/05, 3/06.

NOTIONS DE BASE

Cartes du ciel, cartes de la Terre (2)

Michel Bobin, Pierre Causeret

Quelles sont les différentes projections utilisées pour représenter la Terre et le ciel ? Voici la suite de l'article commencé dans le n° 164 avec ici les projections cylindriques et pseudocylindriques.

Projections cylindriques

On projette la sphère (terrestre ou céleste) sur un cylindre que l'on choisit tangent à la sphère, selon l'équateur (terrestre ou céleste).

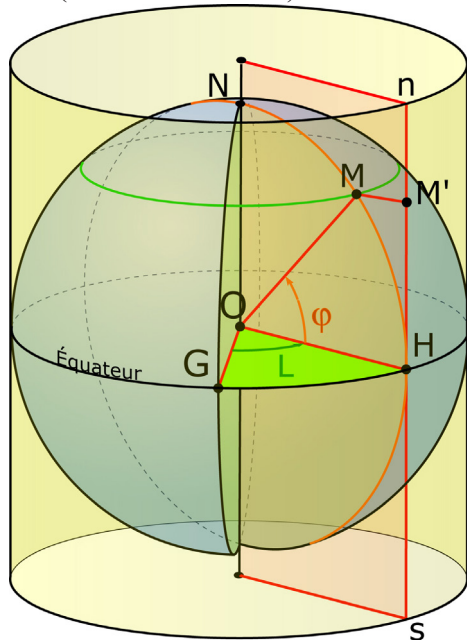


Fig.9. Le point M de la sphère est projeté sur le cylindre en un point M' qui est situé dans le plan du méridien de M (représenté en rose sur la figure), donc quelque part sur la droite (ns). Pour les formules, rappelons que l'on considère une sphère de rayon 1 et des angles en radians.

Dans un deuxième temps, on déroule le cylindre pour obtenir une représentation plane de la sphère. Le point M' a alors pour abscisse L (on prend G comme origine) et comme ordonnée HM' qui ne dépend que de φ , le point H se projetant en H .

On a donc :

$$x = L \text{ et } y = f(\varphi) \text{ avec } f(0) = 0$$

La projection quadratique vue dans la première partie de l'article est une projection cylindrique où l'on a $y = \varphi$.

Projection cylindrique perspective

On décide que O , M et M' sont alignés (figure 10). On a donc $HM' = \tan \varphi$

Fig.10. Projection cylindrique perspective. Lorsque le point M se rapproche du pôle Nord, M' tend vers l'infini. Cette projection est intéressante à proximité de l'équateur où c'est une quasi isométrie mais elle a peu d'utilité près des pôles.

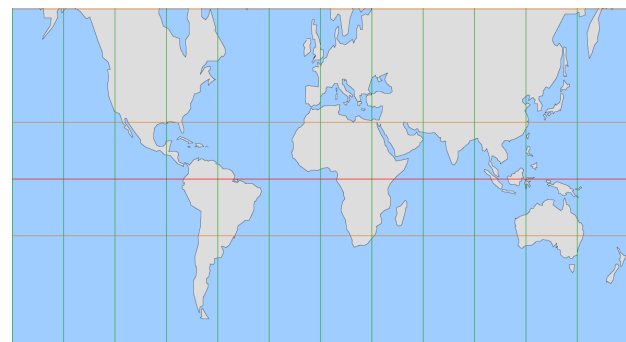
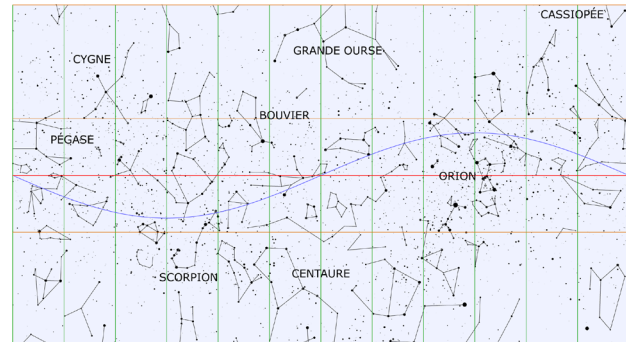
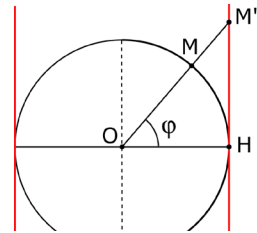


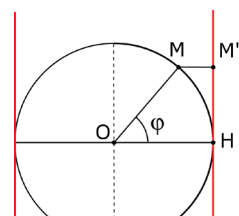
Fig. 11. Carte du ciel et de la Terre en projection cylindrique perspective pour une déclinaison (ou une latitude) comprise entre -60° et $+60^\circ$. On a supprimé les régions trop proches des pôles, très déformées. On a tracé les parallèles 0° , $\pm 30^\circ$, $\pm 60^\circ$.

Projection cylindrique équivalente de Lambert

Une projection équivalente doit conserver les aires. Les calculs de l'encadré page suivante montre que l'on doit avoir :

$$x = L \text{ et } y = \sin \varphi$$

Fig.12. Projection cylindrique équivalente dite aussi projection cylindrique de Lambert. Pour avoir $y = \sin \varphi$, il suffit que (MM') soit parallèle à (OH) .



Calculs pour une projection cylindrique équivalente

Nous avons montré dans la première partie qu'une projection est équivalente si $\frac{1}{\cos \varphi} \times \left(\frac{dx}{dL} \times \frac{dy}{d\varphi} - \frac{dx}{d\varphi} \times \frac{dy}{dL} \right)$ est constant.

En remplaçant x par L et y par $f(\varphi)$, cela devient :

$\frac{1}{\cos \varphi} \times \left(1 \times \frac{dy}{d\varphi} - 0 \times 0 \right)$ est constant donc $\frac{dy}{d\varphi} = k \times \cos \varphi$

On en déduit $y = k \sin \varphi$ (pour $\varphi = 0$, on doit voir $y = 0$).

On prendra ici $k = 1$ donc $y = \sin \varphi$.

Sur les cartes ci-dessous, on peut remarquer que, plus on s'éloigne de l'équateur, plus les parallèles sont étirés et les méridiens compressés. Cette projection ne conserve pas les distances, ni sur les parallèles, ni sur les méridiens.

Un simple coup d'oeil sur ces cartes montre aussi qu'elle n'est pas conforme : les constellations comme les continents sont déformés. On peut chercher s'il existe une projection cylindrique conforme.

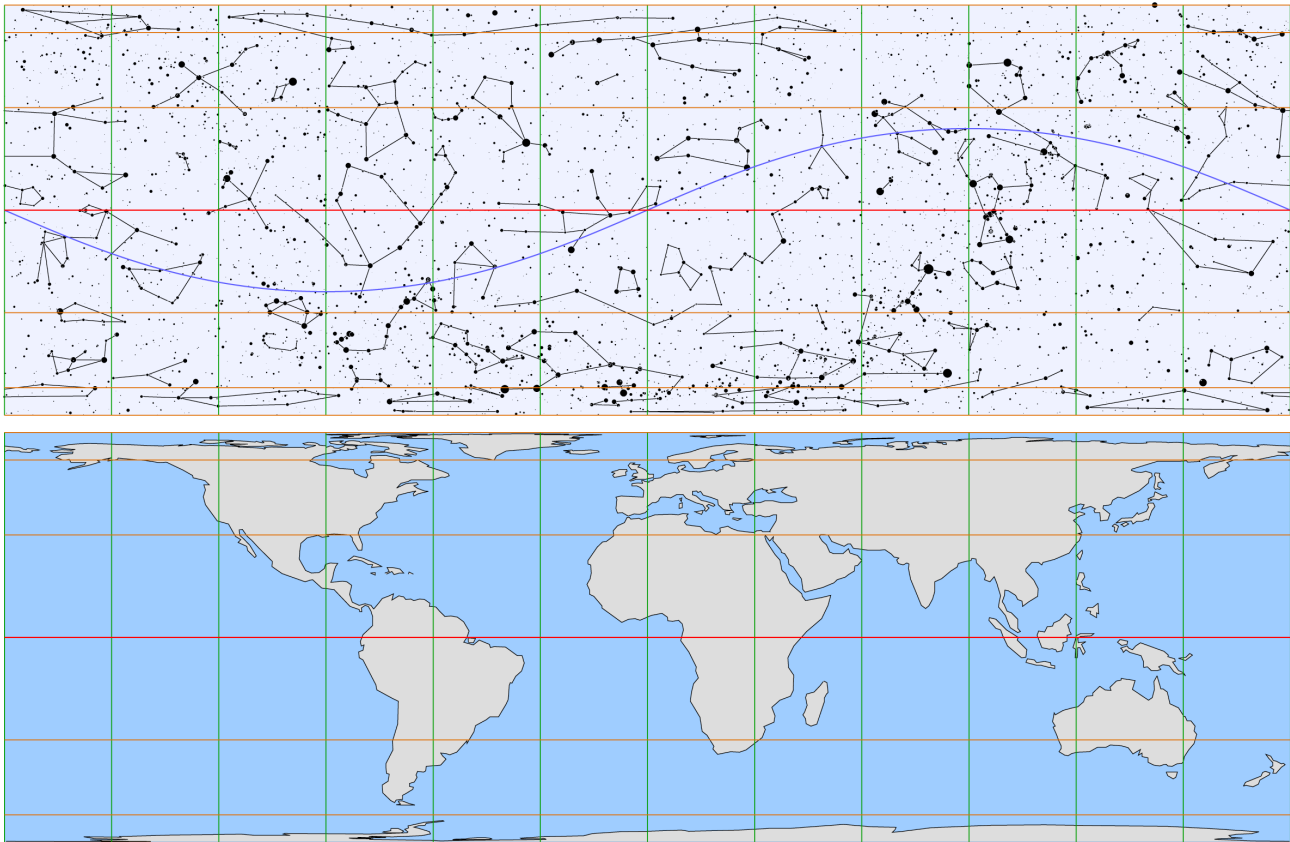


Fig.13. Carte du ciel et de la Terre en projection cylindrique de Lambert. Ici, les aires sont conservées, la projection est dite équivalente.

Projection cylindrique conforme de Mercator

Une projection conforme doit conserver les angles. Les formes seront donc aussi être conservées. Si on observe les cartes ci-dessus, on peut deviner qu'il doit être possible d'obtenir une projection cylindrique conforme en étirant la carte vers le haut et vers le bas du côté des pôles. Mais obtenir une formule précise est une autre histoire. Les calculs sont donnés dans les encadrés de la page suivante. La projection cylindrique conforme, dite aussi projection cylindrique de Mercator, est définie ainsi :

$$x=L \text{ et } y = \ln \left(\tan \left(\frac{\varphi}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right)$$

Sur ce type de carte, plus on s'éloigne de l'équateur, plus l'agrandissement est important.

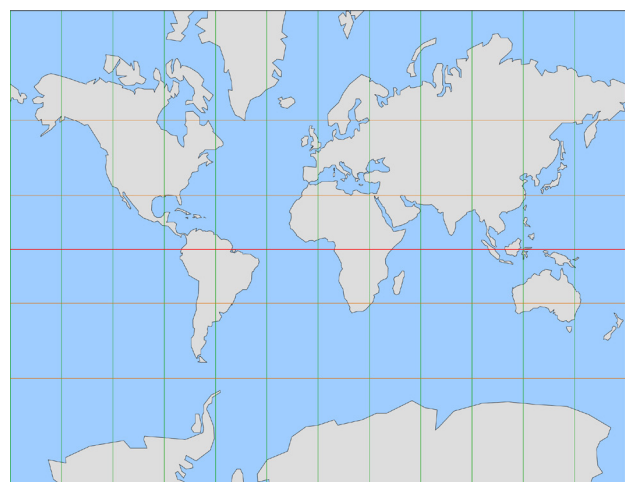


Fig.14. Carte de la Terre en projection cylindrique conforme (de -80° à $+80^\circ$ de latitude). La forme des continents est bien reconnaissable. Mais cette projection ne conserve pas les aires : le Groenland apparaît ici aussi grand que l'Afrique...

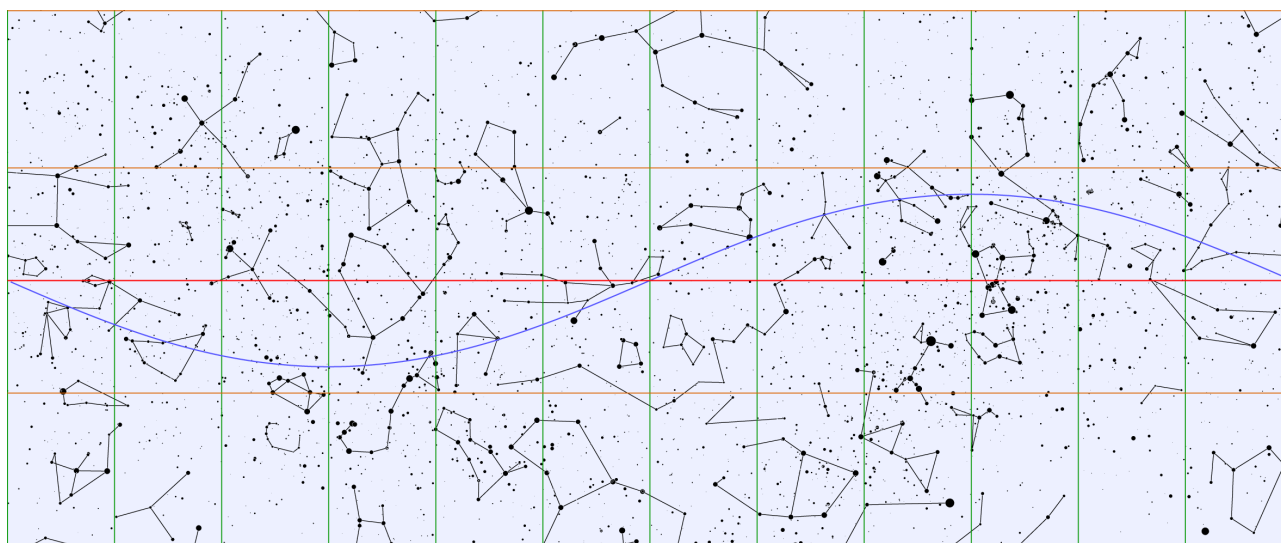


Fig.15. Carte du ciel en projection cylindrique conforme (de -60° à $+60^\circ$ de latitude). On reconnaît bien les formes, comme les constellations d'Orion ou de la Grande Ourse mais la première est beaucoup trop petite comparée à la seconde.

Conditions pour une projection conforme (avec quelques calculs mathématiques)

Rappels de l'article précédent

Sur la sphère unité

$M_1(L, \varphi)$; $M_2(L+\Delta L, \varphi)$

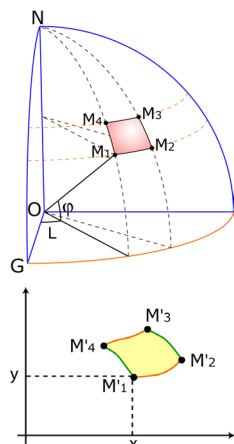
$M_4(L, \varphi+\Delta\varphi)$; $M_3(L+\Delta L, \varphi+\Delta\varphi)$

$M_1M_2M_3M_4$ est un «rectangle» élémentaire.

Rayon du parallèle de M_1 : $\cos \varphi$.

Longueur de $\overline{M_1M_2} = \Delta L \times \cos \varphi$

Longueur de $\overline{M_1M_4} = \Delta\varphi$



Sur la carte

$M'_1M'_2M'_3M'_4$ est assimilé à un parallélogramme.

$M'_1(x, y)$ et $M'_2\left(x + \frac{dx}{dL}\Delta L, y + \frac{dy}{dL}\Delta L\right)$ donc $\overline{M'_1M'_2} : \Delta L \left(\frac{dx}{dL}, \frac{dy}{dL}\right)$

$M'_1(x, y)$ et $M'_4\left(x + \frac{dx}{d\varphi}\Delta\varphi, y + \frac{dy}{d\varphi}\Delta\varphi\right)$ donc $\overline{M'_1M'_4} : \Delta\varphi \left(\frac{dx}{d\varphi}, \frac{dy}{d\varphi}\right)$

Première condition pour une projection conforme (C1)

Les angles droits doivent être conservés donc $\overline{M_1M_2}$ doit être perpendiculaire à $\overline{M_1M_4}$. Leur produit scalaire doit être nul, ce qui s'écrit, avec les coordonnées ci-dessus :

$$\frac{dx}{dL} \times \frac{dx}{d\varphi} + \frac{dy}{dL} \times \frac{dy}{d\varphi} = 0 \quad (C1)$$

Deuxième condition pour une projection conforme (C2)

Pour que les angles soient conservés, il ne faut pas que le rectangle élémentaire soit aplati ou étiré. Ce qui revient à dire que l'échelle locale de distance le long d'un parallèle doit être égale à l'échelle locale de distance le long d'un méridien.

Echelle locale de distance le long d'un méridien (notée E_{dm}) :

$$E_{dm} = \frac{M'_1M'_4}{M_1M_4} = \frac{\Delta\varphi \cdot \sqrt{\left(\frac{dx}{d\varphi}\right)^2 + \left(\frac{dy}{d\varphi}\right)^2}}{\Delta\varphi} = \sqrt{\left(\frac{dx}{d\varphi}\right)^2 + \left(\frac{dy}{d\varphi}\right)^2}$$

Echelle locale de distance le long d'un parallèle (notée E_{dp}) :

$$E_{dp} = \frac{M'_1M'_2}{M_1M_2} = \frac{\Delta L \cdot \sqrt{\left(\frac{dx}{dL}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dL}\right)^2}}{\Delta L \cdot \cos \varphi} = \frac{1}{\cos \varphi} \sqrt{\left(\frac{dx}{dL}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dL}\right)^2}$$

On doit donc avoir :

$$\sqrt{\left(\frac{dx}{d\varphi}\right)^2 + \left(\frac{dy}{d\varphi}\right)^2} = \frac{1}{\cos \varphi} \sqrt{\left(\frac{dx}{dL}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dL}\right)^2} \quad (C2)$$

Pourqu'une projection définie en coordonnées cartésienne soit conforme, il faut qu'elle vérifie les deux conditions (C1) et (C2).

Si la projection est définie en coordonnées polaires (ρ, γ), ces deux conditions s'écriront :

$$\frac{d\rho}{dL} \times \frac{d\rho}{d\varphi} + \rho^2 \frac{d\gamma}{dL} \times \frac{d\gamma}{d\varphi} = 0$$

$$\sqrt{\left(\frac{d\rho}{d\varphi}\right)^2 + \rho^2 \left(\frac{d\gamma}{d\varphi}\right)^2} = \frac{1}{\cos \varphi} \sqrt{\left(\frac{d\rho}{dL}\right)^2 + \rho^2 \left(\frac{d\gamma}{dL}\right)^2}$$

Calculs pour une projection cylindrique conforme

La condition (C1) ci-dessus est remplie pour toute projection cylindrique. En effet, avec $x = L$ et $y = f(\varphi)$, (C1) devient : $1 \times 0 + 0 \times f'(\varphi) = 0$. Ce que l'on aurait aussi pu vérifier à partir de la construction même d'une projection cylindrique qui donne, sur la carte, des méridiens « verticaux » ($//(y'y)$) et des parallèles « horizontaux » ($//(x'x)$), d'où $\overline{M'_1M'_2} \perp \overline{M'_1M'_4}$

C'est plus délicat pour la condition (C2) qui s'écrit, avec $x = L$ et $y = f(\varphi)$: $dy/d\varphi = 1/\cos \varphi$. Vous pourrez essayer de résoudre cette équation différentielle par changement de variable en posant $\theta = \varphi + \pi/2$ puis $t = \tan(\theta/2)$. On obtient comme solution :

$$y = \ln \left(\tan \left(\frac{\varphi + \pi}{4} \right) \right)$$

Propriétés des projections cylindriques

Projection	quadratique	cylindr. perspective	cylindr. de Lambert	cylindr. de Mercator
Images des parallèles	segments parallèles			
Images des méridiens	segments (ou droites) parallèles			
Longueurs sur un parallèle	non conservées			
Longueurs sur un méridien	conservées	non conservées	non conservées	non conservées
Angles	non conservés	non conservés	non conservés	conservés
Aires	non conservées	non conservées	conservées	non conservées

Projections pseudocylindriques

Sur une carte réalisée à l'aide d'une projection pseudocylindrique (ou méricylindrique), les parallèles sont des segments parallèles et le méridien central est un segment (ou une droite), ceci comme dans les projections cylindriques.

Mais les méridiens ne sont plus des segments (ou des droites) parallèles entre eux comme dans les projections cylindriques, ce sont des courbes coupant à intervalle régulier les parallèles (voir les figures 16 et 17). Cela évite d'avoir des parallèles aussi grands que l'équateur.

Dans ce type de projection, l'image d'un point de la sphère de coordonnées (L, φ) est un point du plan de coordonnées (x, y) tel que :

$$x = L \times f(\varphi) \text{ et } y = g(\varphi).$$

Pour une valeur de φ donnée :

- y est constant donc les parallèles sur la carte sont bien parallèles ;
- x est proportionnel à L donc les méridiens de la carte vont bien couper les parallèles à intervalle régulier. Le coefficient de proportionnalité est fonction de φ (ou de y).

Il existe une infinité de projections pseudocylindriques différentes. Aucune n'est conforme (à part les projections cylindriques) car, pour conserver les angles, les méridiens devraient être perpendiculaires aux parallèles. Plusieurs peuvent être équivalentes donc conserver les aires. En voici deux.

La projection de Flamsteed

Si on choisit $y = \varphi$, les parallèles seront régulièrement espacés. À partir de la condition d'équivalence (rappelée dans l'encadré de la page 32), on trouve $f(\varphi) = k \times \cos \varphi$ donc $x = k \times L \times f(\varphi)$. On choisit $k = 1$ pour que l'échelle soit la même sur l'équateur et le méridien central. On retrouve alors la projection de Flamsteed, étudiée dans l'article précédent (CC 164 p.10, figures 7 et 8).

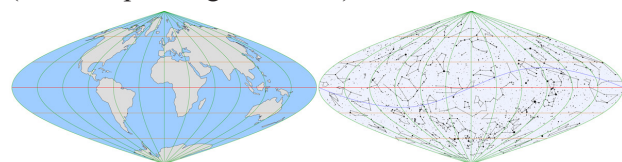


Fig.16. Cartes en projection de Flamsteed en petit format.

Calculs pour la projection de Mollweide (expliquée page suivante)

Les calculs sont ici plus longs et complexes. En voici un résumé.

On cherche une projection pseudocylindrique, on peut donc écrire : $x = L \times f(\varphi)$ et $y = g(\varphi)$ (1)

Si on remplace x et y par ces valeurs dans la condition d'une projection équivalente, $\frac{1}{\cos \varphi} \times \left(\frac{dx}{dL} \times \frac{dy}{d\varphi} - \frac{dx}{d\varphi} \times \frac{dy}{dL} \right) = k$,

$$\text{on obtient : } \frac{1}{\cos \varphi} \times f(\varphi) \times g'(\varphi) = k \quad (2)$$

On veut que la sphère projetée soit limitée par une ellipse de grand axe 4 et de petit axe 2 donc :

$$\text{pour } L = \pi \text{ et } L = -\pi, \frac{x^2}{4} + y^2 = 1 \quad (3)$$

(3) avec (1) devient : $\frac{\pi^2}{4} f^2(\varphi) + g^2(\varphi) = 1$ soit

$$f(\varphi) = \frac{2}{\pi} \sqrt{1 - g^2(\varphi)}$$

En remplaçant dans (2) :

$$\frac{1}{\cos \varphi} \times \frac{2}{\pi} \times \sqrt{1 - g^2(\varphi)} \times g'(\varphi) = k$$

$$\text{ou encore : } \sqrt{1 - g^2(\varphi)} \times g'(\varphi) = k \times \frac{\pi}{2} \cos \varphi \quad (4)$$

Pour résoudre cette équation différentielle, on effectue un changement de variable en posant $g(\varphi) = \sin \theta$

En remplaçant dans (4), on arrive à :

$$2 \cos^2 \theta \, d\theta = k \pi \cos \varphi \, d\varphi \quad (5)$$

Sachant que $2 \cos^2 \theta = 1 + \cos 2\theta$, on peut intégrer chaque membre de (5) et on arrive à :

$$2\theta + \cos 2\theta = 2k\pi \sin \varphi \quad (6)$$

Pour trouver k , on sait que, pour $\varphi = \pi/2$, $y = 1$ donc

$$\sin \theta = 1 \text{ et } \theta = \pi/2.$$

En remplaçant dans (6), on en déduit $k = 1/2$.

L'équation (6) devient alors $2\theta + \cos 2\theta = \pi \sin \varphi$, équation qui ne peut se résoudre que par approximations successives.

Une fois trouvé θ , on a $y = g(\varphi) = \sin \theta$ et

$$x = L \times f(\varphi) \text{ avec } f(\varphi) = \frac{2}{\pi} \sqrt{1 - g^2(\varphi)} = \frac{2}{\pi} \cos \theta$$

Conclusion :

$$x = \frac{2}{\pi} \times L \times \cos \theta \text{ et } y = \sin \theta$$

avec θ solution de $2\theta + \cos 2\theta = \pi \sin \varphi$

La projection de Mollweide

Le côté pointu des pôles sur les cartes précédentes peut gêner. On peut essayer d'obtenir un contour elliptique dont le grand axe sera l'équateur et le petit axe, le méridien central, de longueur moitié du précédent. Tous les méridiens seront alors des demi-ellipses.

Pour obtenir une projection équivalente, les calculs sont complexes. Vous les trouverez résumés dans l'encadré de la page précédente ou plus détaillés sur le site dans la version numérique. Les formules sont données ci-dessous, suivies des deux cartes correspondantes.

$$x = \frac{2}{\pi} \times L \times \cos \theta \quad \text{et} \quad y = \sin \theta$$

avec $2\theta + \sin 2\theta = \pi \sin \varphi$, cette équation en θ devant se résoudre par approximation.

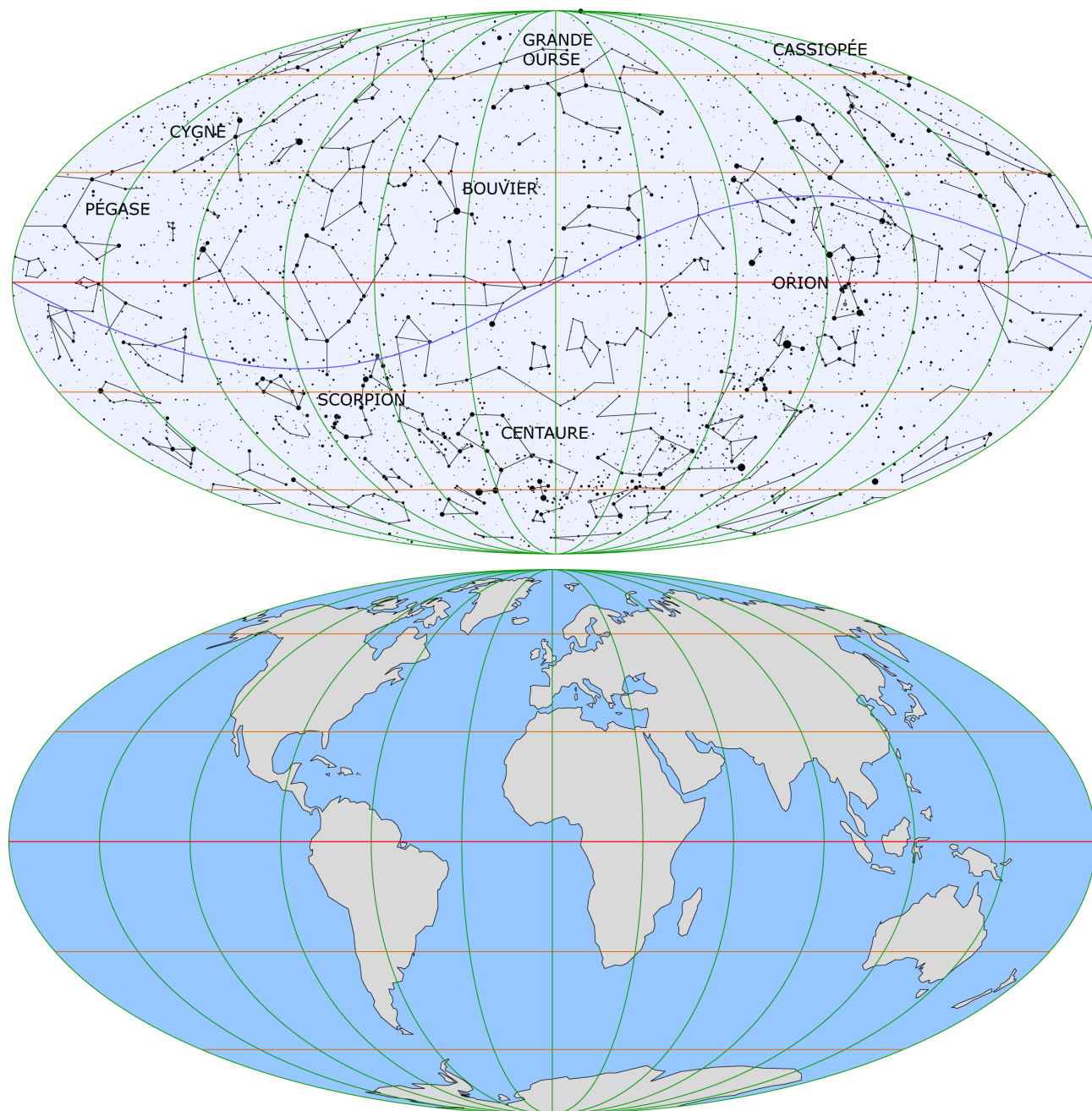


Fig. 17. La projection de Mollweide donne des cartes de l'ensemble de la sphère céleste ou terrestre qui apparaissent plus crédibles qu'avec la projection de Flamsteed à cause de leur forme elliptique, mais les calculs sont plus complexes. Ces deux projections conservent les aires.

Dans le prochain numéro, nous aborderons les projections coniques. ■

Quand Galileo confirme les prédictions d'Einstein

Pacôme Delva, SYRTE, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, LNE

Deux satellites de la constellation Galileo, accidentellement placés sur des orbites excentriques, permettent de tester un des piliers de la théorie de la gravitation d'Einstein : le principe d'équivalence. Après trois ans de mesures et de travail d'exploitation des données, un résultat surprenant et un nouveau record du monde : le test réalisé est 5 fois meilleur que celui réalisé 40 ans auparavant par Gravity Probe A.

Tester les fondements de la physique moderne

La théorie de la gravitation d'Einstein prédit que le temps s'écoule plus rapidement quand on s'éloigne de la Terre. Ainsi, une horloge placée au sommet du Mont Blanc avance par rapport à une horloge au niveau de la mer d'environ 10 nanosecondes par jour. Ce décalage gravitationnel est la troisième prédiction de la théorie de la relativité générale, après l'avance du périhélie de la planète Mercure et la déflexion de la lumière, toutes vérifiées expérimentalement. Il découle directement de l'un des fondements de la physique moderne : le principe d'équivalence.

La mesure du décalage gravitationnel est primordiale car, au même titre que la mission spatiale Microscope ou la détection des ondes gravitationnelles, elle permet de tester les limites de la théorie de la gravitation d'Einstein. En effet, il existe d'autres théories de la gravitation qui ne respectent pas le principe d'équivalence : les plus célèbres sont la théorie des cordes et la gravitation quantique à boucles, qui visent à unifier la gravitation et la mécanique quantique. En améliorant nos mesures du temps, nous espérons remettre en question la relativité générale et découvrir ainsi une nouvelle physique.

En 1977, la première horloge atomique est mise en orbite dans le satellite NAVSTAR GPS NTS-2, et confirme un décalage gravitationnel d'environ 20 microsecondes par jour. Par la suite, la constellation GPS permet de vérifier ce décalage avec une incertitude relative de 1 %.

La principale limitation de cette mesure provient des orbites circulaires des satellites de la constellation. Dans une expérience historique baptisée « Gravity Probe A » (GP-A), menée en 1976, Robert Vessot et Martin Levine (Université de Harvard) envoient une

horloge atomique dans une fusée.



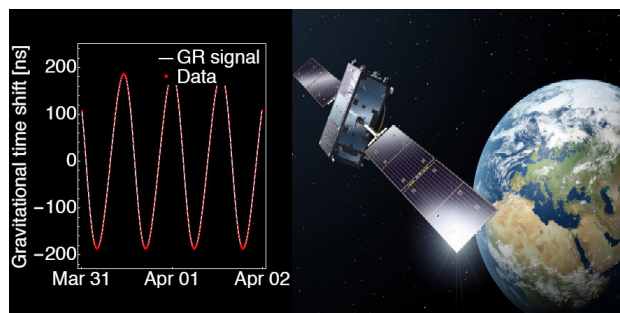
Celle-ci monte jusqu'à une altitude de 10 000 kilomètres avant de chuter dans l'océan l'Atlantique, et l'effet Einstein est vérifié avec une incertitude relative 100 fois meilleure, jusqu'à aujourd'hui inégalée (1).

Doresa et Milena, les satellites excentriques

Galileo est la constellation européenne de positionnement par satellites. Actuellement 26 satellites sont en orbite autour de la Terre. Le 22 août 2014, le lancement des satellites 5 et 6 (Doresa et Milena) est en partie raté : un défaut de conception conduit au gel partiel du carburant et les moteurs chargés de contrôler l'orientation du quatrième étage de la fusée ne s'activent pas. Résultat : la fusée prend une mauvaise orientation au moment de la dernière phase de mise sur orbite. Doresa et Milena se

retrouvent sur des orbites très excentriques : chaque satellite monte et tombe de 9 000 km deux fois par jour.

C'est une aubaine pour les tests de relativité ! Une étude préliminaire menée par le SYRTE montre qu'il est possible, avec plus d'une année de données de ces deux satellites excentriques, d'améliorer le test du décalage gravitationnel fait par GP-A en 1976 (2). En effet, les satellites Galileo contiennent des horloges atomiques de type « maser à hydrogène passif » (PHM), qui ont une stabilité inégalée parmi les horloges spatiales. De plus, ces horloges sont comparées avec les meilleures horloges au sol en permanence par une centaine de récepteurs terrestres.



L'altitude des deux satellites Galileo excentrés varie d'environ 9 000 km deux fois par jour. La théorie de la relativité générale prédit alors que la variation du décalage temporel gravitationnel des horloges de ces satellites par rapport aux horloges terrestres est d'environ 400 ns, ce que l'on a mesuré avec une incertitude relative de 25 millièmes.

L'Agence spatiale européenne, au travers de son Bureau scientifique de navigation (Galileo Navigation Science Office) à l'ESAC, décide alors de financer et de participer à deux études parallèles afin de réaliser cette expérience, nommée GREAT (Galileo gravitational Redshift Experiment with eccentric sATellites).

Une de ces études est confiée au SYRTE, Observatoire de Paris et l'autre au ZARM, Université de Brême.

Après trois ans de mesures et d'analyses de données, les résultats de l'étude des chercheurs du SYRTE et de leurs collaborateurs viennent d'être publiés dans le journal scientifique Physical Review Letters (3).

Ils confirment les prédictions de la relativité générale avec une incertitude relative de $2,5 \times 10^{-5}$, une amélioration d'un facteur 5,6 par rapport aux résultats de GP-A.

De nombreux collaborateurs

Afin d'obtenir ce résultat, il a fallu comprendre, évaluer et corriger les effets systématiques de l'expérience. Cela a nécessité le concours de nombreux experts. Afin d'évaluer les erreurs systématiques associées à la modélisation de l'orbite,

une campagne de télémétrie laser par satellite (SLR) a été réalisée par le réseau de stations du service international de télémétrie laser (ILRS) au cours des années 2016/2017 (4). La station de télémétrie laser de l'Observatoire de la Côte d'Azur, partenaire du projet, a fortement contribué à cette campagne qui a permis de démêler les erreurs systématiques provenant des erreurs d'orbite et des horloges atomiques embarquées.

Les experts de l'Agence spatiale européenne à l'ESAC, l'ESOC et l'ESTEC ont apporté un soutien décisif pour la modélisation des erreurs systématiques grâce à leur connaissance du système Galileo. Le bureau de navigation de l'Agence spatiale européenne, l'ESOC, a aussi généré des produits précis d'orbite et d'horloge en utilisant les meilleurs modèles de satellites disponibles. Pour les autres erreurs systématiques affectant potentiellement les horloges embarquées, des limites supérieures prudentes ont été calculées grâce aux tests au sol des horloges et aux contrôles embarqués.

Le futur : une fontaine atomique sur l'ISS

Finalement, l'expérience GREAT est aujourd'hui limitée par la connaissance des effets des champs magnétiques sur les horloges embarquées. L'expérience spatiale ACES, un projet mené par les agences spatiales française et européenne, a pour ambition d'envoyer une fontaine atomique (à césium) à bord de la Station spatiale internationale. Celle-ci devrait permettre d'améliorer encore le test du décalage gravitationnel d'un ordre de grandeur (5).

Références

- [1] R. F. C. Vessot and M. W. Levine. « A test of the equivalence principle using a space-borne clock », Gen. Relativ. Gravit. 10, 181 (1979).
- [2] P. Delva et al. « Test of the gravitational redshift with stable clocks in eccentric orbits: application to Galileo satellites 5 and 6 », Class. Quantum Grav. 32, 232003 (2015).
- [3] P. Delva et al. « A gravitational redshift test using eccentric Galileo satellites », Phys. Rev. Lett. 121, 231102 (2018).
- [4] P. Delva et al. « An SLR campaign on Galileo satellites 5 and 6 for a test of the gravitational redshift – the GREAT experiment », Proceedings of the ILRS Technical Workshop, Matera, Italy, October 26-30, 2015 (2016).
- [5] F. Meynadier et al. « Atomic clock ensemble in space (ACES) data analysis », Class. Quantum Grav., 35:3, p. 035018 (2018).

■

Le Système solaire et ses 8 merveilles

Les élèves volontaires du collège Anatole France de Toulouse

Mme Croquette, Mme Fromen, Mme Jacques, Mme O’Gairbhith, Mme Iparraguire, M. Péliissier

Nos collègues présentent un projet mené en collège dans le cadre de l’enseignement pratique interdisciplinaire.

Dans le cadre de l’Enseignement Pratique Interdisciplinaire (EPI), trois disciplines sont regroupées : les arts plastiques, les mathématiques et la physique-chimie. Le projet “Regards du géomètre” a été proposé par l’Institut de Recherche pour l’Enseignement des Sciences (IRES) de Toulouse. Les élèves doivent monter un dossier autour du thème “Maths et Astronomie” et l’illustrer de manière artistique. Il était alors logique d’observer des objets célestes lointains et les objets de notre Système solaire. Malheureusement le temps n’étant pas notre ami, nos observations furent annulées mais notre référent nous a présenté une conférence en lien avec l’astronomie et la mythologie gréco-romaine.

Rencontres avec notre référent

Jean-Noël Sarraïl, formateur en astronomie, a présenté deux exposés, le premier pour effectuer une représentation artistique de notre Système solaire. Il nous a expliqué différents modèles de représentation : si on prend une balle de tennis pour le Soleil, les distances sont grandes mais les planètes très petites (épingles) ; si on utilise des planètes grandes, les distances se font entièrement sur une vallée (vallée des sciences de l’observatoire

de Sabarat). Le second exposé eut lieu lors d’une de ces soirées annulées et en présence des parents invités, notre référent nous a fait une conférence sur le lien entre l’astronomie et la mythologie gréco-romaine que l’on retrouve dans notre projet pour certaines planètes.

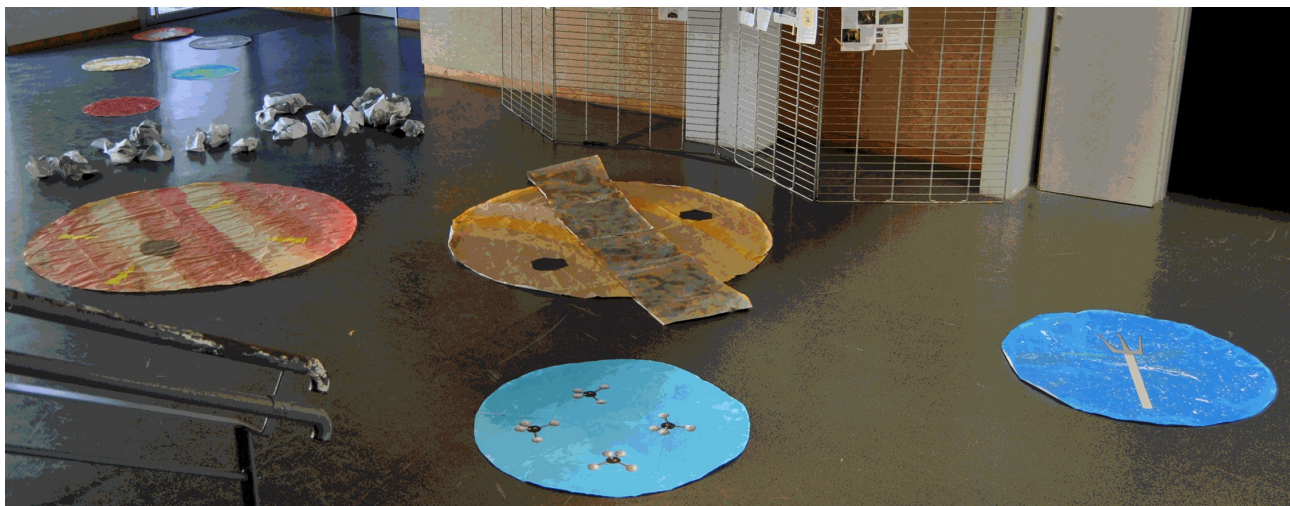
Fabrication de notre œuvre artistique

(soirées d’observation, cours d’arts plastiques).

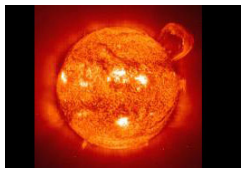
Les élèves ont produit leur œuvre artistique correspondant à leur thème en la commentant, ils ont préparé un dossier et un diaporama présentant toutes les étapes du projet.

Schéma du projet

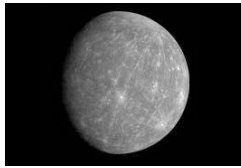
Nous souhaitions effectuer cette représentation dans la cour mais le temps, le vent et les arbres ne nous ont pas permis d’aboutir. Nous n’avons donc pas respecté les distances comme nous voulions le faire en les calculant à l’aide d’un tableau de proportionnalité, par rapport à la diagonale de la cour. Nous avons donc essayé de le représenter dans le couloir et la meilleure façon fut de le faire in-situ dans le hall du collège.



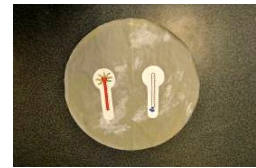
Description du travail



Pour montrer que le Soleil est imposant, nous avons choisi de le représenter par l'intermédiaire du Roi Soleil, Louis XIV : tracé direct sur feuille blanche avec un gros feutre noir de l'image du roi soleil qui était projetée sur le TBI, fond avec de la peinture acrylique rouge-orangée puis nous avons terminé avec de la peinture dorée.



Nous avons choisi de représenter Mercure de couleur grise au moyen de gros pinceaux et d'un mélange de peinture acrylique noire et blanche. Nous avons collé deux thermomètres sur la planète Mercure : coté Soleil en rouge pour la forte température à la surface (427 °C) et de l'autre côté, en bleu pour représenter les températures glaciales (-183 °C).



Nous avons pensé représenter sur cette planète la naissance de Vénus, peint par Sandro Botticelli, en gardant les couleurs de celle-ci : projection au TBI d'une image agrandie du visage de la Vénus de Botticelli dessiné sur la feuille avec un marqueur noir, visage et contours peints puis recouverts avec de la peinture acrylique pailletée transparente.



Elle est appelée la planète bleue en raison de sa couleur. Nous avons dessiné les contours des continents et peint les continents et les océans avec du pastel sec que nous utilisons souvent en classe d'arts plastiques. Une fois le dessin terminé nous avons fixé le pastel avec de la laque spéciale pour garder un effet plastique intéressant.



Nous avons peint la planète Mars avec de la peinture acrylique rouge (couleur du sol), puis quand ce fut sec nous avons enduit la majeure partie du dessin avec de la colle acrylique blanche sur laquelle nous avons disposé des copeaux de liège servant habituellement à protéger des chocs des objets fragiles transportés.



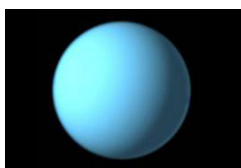
Nous avons froissé des feuilles fines de papier à dessins blancs de différents formats pour montrer les différentes tailles des astéroïdes, réunis sous forme de guirlande. Nous les avons peintes en 2 teintes de gris en laissant des zones blanches pour faire ressortir la couleur rocheuse qui nous semblait la plus appropriée.



Nous avons peint les différentes bandes colorées de Jupiter et sa tache principale avec un mélange de différentes peintures acryliques afin d'obtenir des couleurs proches de celles que l'on peut observer au télescope. Nous avons collé des éclairs pour les mettre en relation avec les nombreux orages et les attributs du dieu Zeus.



Les bandes nuageuses ont été réalisées au moyen de larges brosses et des rouleaux avec plusieurs peintures acryliques ocres et brunes. Pour les anneaux, nous avons assemblé avec du scotch une dizaine de feuilles à dessin blanches peintes avec de la peinture acrylique brune et grise. Nous avons collé une représentation des anciens plombs (métal froid en alchimie).



Uranus a une couleur bleu verdâtre liée au méthane présent dans son atmosphère. Nous avons choisi de peindre Uranus en bleu clair avec plusieurs rouleaux. Nous avons collé une représentation de la molécule de méthane CH₄ que nous allons étudier en sciences physiques.



Neptune est le Dieu des eaux vives et des océans, ayant un trident. Nous avons peint au rouleau la planète Neptune avec une peinture acrylique bleu foncée puis nous avons ajouté les tâches blanches caractéristiques. Nous avons fabriqué un trident gris clair/blanc en papier que nous avons collé sur la planète en référence au dieu mythologique grec Neptune.



Regard mathématique

Dans le programme de sciences physiques, nous avons étudié de nouvelles unités de distance pour parler de l'univers et de notre Système solaire. En mathématiques, on utilise les puissances de 10. Nous avons décidé de faire une représentation artistique de notre Système solaire. Chaque planète est représentée par un disque. Nous avons décidé de garder le même ordre de grandeur pour les 4 planètes telluriques, et les mêmes dimensions pour les 2 planètes géantes gazeuses et pour les 2 planètes géantes glacées.

Notre référent nous a présenté 2 modèles de Système solaire. Le temps n'étant pas notre ami, nos observations furent malheureusement annulées mais notre référent nous a présenté une conférence en lien avec l'astronomie et la mythologie gréco-romaine.

Regard artistique

Il s'agit d'une installation réalisée avec des feuilles de papier à dessin, de la peinture acrylique, des rouleaux et des brosses et pinceaux. L'installation est composée de 9 disques découpés dans du papier à dessin (3 formats différents : 75 cm, 120 cm et 240 cm de diamètre).

Ces disques représentent 8 planètes de notre Système solaire et le Soleil. Notre intention est de mettre en avant les caractéristiques essentielles de chacune des planètes qui peuvent être ainsi identifiées au premier coup d'œil. Le traitement pictural de chaque planète résulte de la réalité observée par des télescopes ou d'une représentation purement fictionnelle ou

symbolique (exemple Vénus de Botticelli ou le roi soleil ...). L'installation est prévue pour être exposée dans un endroit ouvert (la cour du collège) pour être ensuite photographiée en plongée depuis la salle du CDI située au premier étage.

Mais le temps nous a obligé à l'installer dans le hall. Ce dispositif permet ainsi de donner une vue d'ensemble et surtout de renseigner le spectateur sur l'échelle du Système solaire par rapport à la planète Terre.

Nous pourrions parler de la cour du collège comme d'un monde en soi, un univers dans lequel évolue des éléments qui s'ordonnent selon une temporalité et une taille : l'élève-planète dans une cour / univers.

Présentation du projet

Les élèves accompagnés de leur professeur de sciences physiques ont participé au colloque « Regards du géomètre » organisé au musée Les Abattoirs de Toulouse, où il y avait la présentation d'une exposition « Zéro gravité ». Les élèves de différents établissements, allant des écoles primaires jusqu'au lycée, ont présenté les différents projets.

Ces projets reproduisaient de manière artistique différents domaines : astronomie, boules, cartographie, cristaux, courbes, fractales, gravures, jardins, musique, nœuds, pavages, sphères et tableaux.

Tout au long du projet, les parents furent très enthousiastes. Nous leur avons proposé de venir lors d'une soirée astronomique.

■

Solutions des mots croisés page 29

Horizontalement

1. Thermique. 2. Erreur. nm (nanomètre). 3. Ris. XII. 4. Planck. TS. 5. EO (est-ouest). Élèves. 6. Russell. 7. Ail. eV (électron-volt). BO (bande originale). 8. TSON. Iran. 9. Wien. 10. RV. kg. Gel. 11. Équilibre.

Verticalement

1. Température. 2. HR (Hertzprung-Russell). Louis (de Broglie). VQ (vécu). 3. Erra. Slow. 4. Reines. Niki (de Saint Phalle ou Lauda). 5. Musclée. Egl. 6. IR (infrarouge). Kelvin. 7. VL. GB. 8. Unité. Bayer. 9. Émission. Le.



Vous souhaitez débiter ou vous perfectionner en astronomie ?

Vous avez envie de développer vos savoir-faire pédagogiques au contact de collègues expérimentés ?

Venez participer au col Bayard, à une école d'été d'astronomie, dans un cadre majestueux.



Exposés accessibles à tous, ateliers pratiques et observations du ciel : toutes les activités sont encadrées par des astronomes professionnels et des animateurs chevronnés.

Renseignements et vidéo sur :
<http://clea-astro.eu/aLaUne/EcolesdEtedAstronomie>

Les productions du CLEA

En plus du bulletin de liaison entre les abonnés que sont les Cahiers Clairaut, le CLEA a réalisé diverses productions.

Fruit d'expérimentations, d'échanges, de mises au point et de réflexions pédagogiques d'astronomes et d'enseignants d'écoles, de collèges, de lycées, ces productions se présentent sous différentes formes :

Fiches pédagogiques

Ce sont des hors-série des Cahiers Clairaut conçus par le Groupe de Recherche Pédagogique du CLEA : astronomie à l'école, la Lune, gravitation et lumière, mathématique et astronomie, ...

HS10 Mathématiques et astronomie (2012)

HS11 Les constellations (2014)

HS12 L'astronomie à l'école (2016)

HS14 Le Soleil (2018)

Fascicules thématiques de la formation des maîtres, en astronomie

Repérage dans l'espace et le temps, le mouvement des astres, la lumière messagère des astres, vie et mort des étoiles, univers extragalactique et cosmologique, ...

Matériel

Filtres colorés et réseaux de diffraction.

DVD

Les archives du CLEA de 1978 à 2006 (Cahiers Clairaut et Écoles d'Été d'Astronomie).

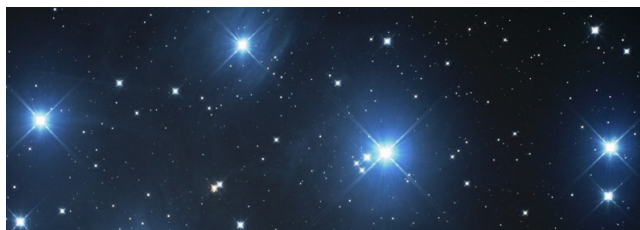
Vous pouvez retrouver ces productions sur le site de vente : <http://ventes.clea-astro.eu/>

Le formulaire de commande est sur le site.

Le site internet

Une information toujours actualisée

<http://www.clea-astro.eu>

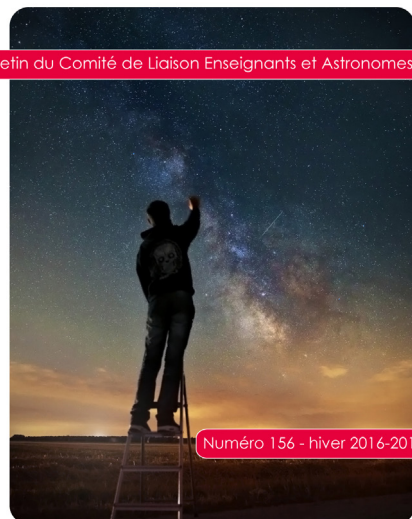


LES CAHIERS CLAIRAUT

LES CAHIERS CLAIRAUT

N° 156 - Décembre 2016 9 €

Bulletin du Comité de Liaison Enseignants et Astronomes



ISSN 0758-234X

Publiés quatre fois par an, aux équinoxes et aux solstices, les Cahiers Clairaut offrent des rubriques très variées :

Articles de fond
Réflexions
Reportages
Textes (extraits, citations, analyses)
Pédagogie de la maternelle au supérieur
TP et exercices
Curiosités
Histoire de l'astronomie
Réalizations d'instruments et de maquettes
Observations
Informatique
Les Potins de la Voie Lactée

COMMENT NOUS JOINDRE ?

Informations générales :

<http://www.clea-astro.eu>

ou

<http://www.ac-nice.fr/clea>

Siège social :

CLEA, c/o CAPE
case courrier 7078
Université Paris Diderot
5, rue Thomas Mann

75205 PARIS Cedex

École d'Été d'Astronomie :

daniele-imbault@laposte.net

Cahiers Clairaut :

christianlarcher3@gmail.com

Ventes des productions :

<http://ventes.clea-astro.eu/>

Site internet :

berthomi@ac-nice.fr
charles-henri.eyraud@ens-lyon.fr

Adhésion / Abonnement :

Adhésion CLEA pour 2018 :	10 €
Abonnement CC pour 2018 :	25 €
Adhésion + abonnement CC :	35 €
Adhésion + abonnement CC + abonnement numérique :	40 €

Les adhésions, abonnements et achats peuvent se faire directement en ligne sur le site : <http://ventes.clea-astro.eu/>

Directrice de la Publication : Cécile Ferrari
Rédacteur de publication : Christian Larcher

Imprimerie Grapho12, 12200 Villefranche de Rouergue

Premier dépôt légal : 1er trimestre 1979

Numéro CPPAP : 0315 G 89368

Prix au numéro : 9 €

Revue trimestrielle : numéro 165 printemps 2019