

ARTICLE DE FOND

Les relations Soleil-Terre : 2. plasma et reconnexion magnétique

Frédéric Pitout, Observatoire Midi-Pyrénées
Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, Toulouse

(Suite de l'article du CC 141)

Le 4^{ème} état de la matière

Jusqu'au début du 20^{ème} siècle, les scientifiques qui s'intéressaient aux aurores polaires savaient que leur apparition était étroitement liée à l'activité solaire mais ils étaient toujours confrontés à un épineux problème : comment se fait la connexion entre le Soleil et l'atmosphère terrestre ? Ils avaient bien en tête que ce devait être des particules chargées électriquement qui étaient éjectées par le Soleil mais sous quelle forme ? Certains ont d'abord pensé à des faisceaux d'électrons émis par notre étoile mais cette hypothèse fut vite abandonnée au profit du concept de plasma en mouvement : le vent solaire. Le terme de plasma, avec la multiplication des écrans plats, nous est familier mais la notion est-elle pour autant comprise ?

Un plasma est un gaz composé de particules

chargées, la plupart du temps ions positifs et électrons. Prenons comme exemple le cas de l'eau à l'état solide que l'on chauffe ; nous voyons dans la vie de tous les jours ce qui se passe : l'élévation progressive de température fait passer la glace à l'état d'eau liquide puis à la vapeur d'eau. Maintenant, si nous continuons toujours et encore à chauffer la vapeur d'eau, les molécules d'eau se dissocient en hydrogène et oxygène atomiques (avec éventuellement formation intermédiaire de dihydrogène et dioxygène). Enfin, les atomes d'hydrogène et d'oxygène s'ionisent en libérant des électrons. On obtient alors une soupe de protons, d'ions oxygène et d'électrons : un plasma, parfois considéré comme le 4^{ème} état de la matière. La figure 1 donne les énergies caractéristiques qu'il faut fournir à une molécule d'eau à chaque étape décrite précédemment.

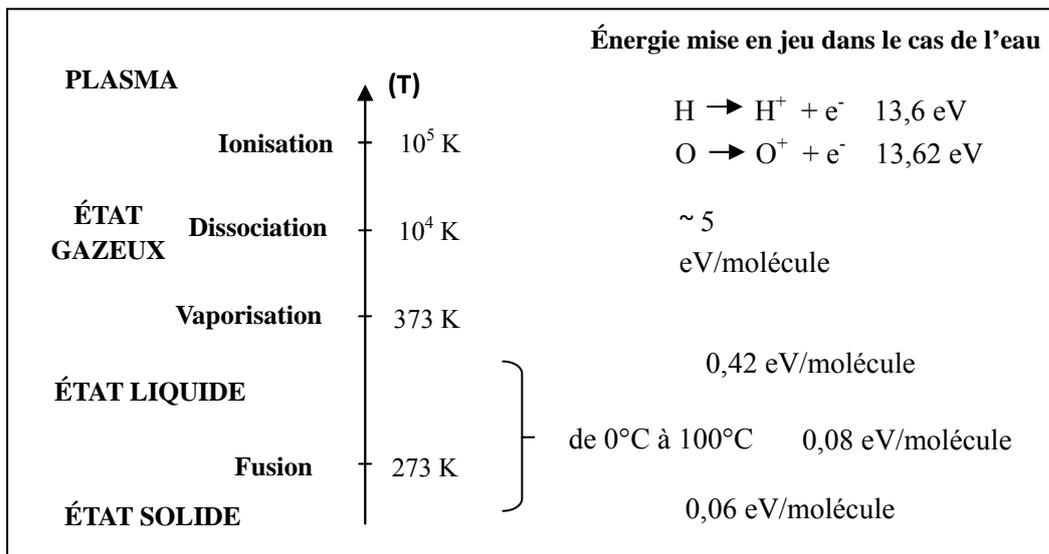


Fig.1. Énergies nécessaires pour les changements d'état de l'eau.

Un plasma se forme donc dès lors qu'un gaz reçoit l'énergie nécessaire à l'ionisation de ses composants. La figure 2 montre quelques plasmas sous forme d'un diagramme température - concentration de charges, deux paramètres importants pour les caractériser.

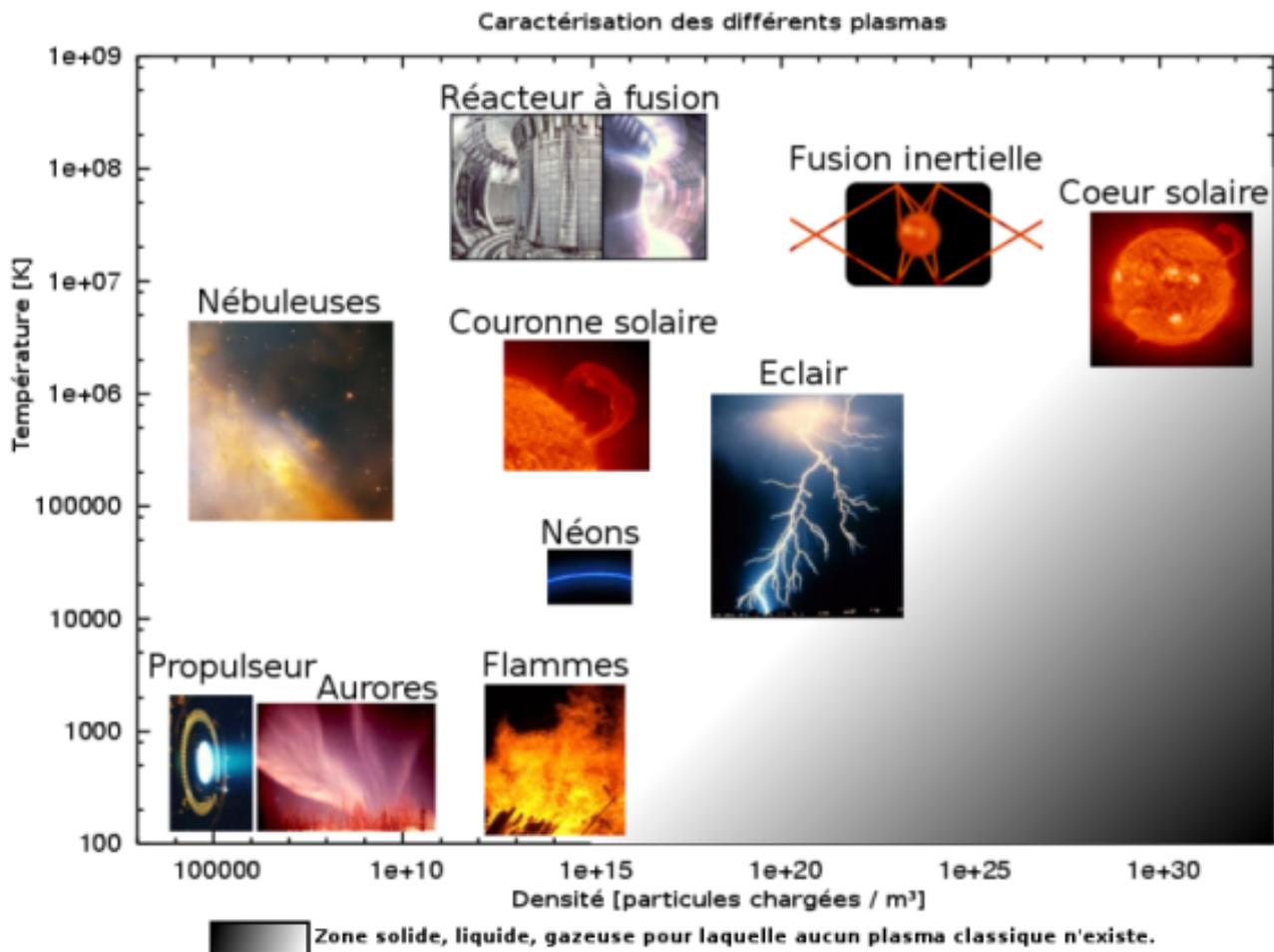


Fig.2. principaux plasmas naturels et de laboratoire disposés sur un diagramme température/concentration de charges.

Dans notre quotidien, outre les écrans déjà mentionnés, nous avons du plasma dans nos tubes fluorescents : c'est une décharge électrique – on parle alors de plasma de décharge – qui ionise et excite un mélange d'argon et de vapeur de mercure. (Précisons que contrairement à l'appellation communément utilisée, c'est rarement du néon qui, lui, émet une couleur rouge.) On trouve aussi des plasmas dans de nombreux domaines industriels ou technologiques : les torches à plasma pour la découpe, la propulsion plasma d'engins spatiaux, les plasmas de laboratoire, dits de confinement, pour la recherche sur la fusion nucléaire, etc.

Dans la nature, on trouve aussi un plasma de décharge autour des éclairs d'orage qui ionisent l'air sur leur passage. L'ionosphère, couche partiellement ionisée de l'atmosphère d'une planète, est aussi un plasma. (Dans le cas de la Terre, l'atmosphère est composée essentiellement des éléments hydrogène, oxygène et azote, et les énergies de première ionisation sont de l'ordre de 10-20 eV. Rappelons que c'est essentiellement le rayonnement ultraviolet solaire qui fournit cette énergie et crée donc le

plasma ionosphérique.) Dans ou à proximité des étoiles, c'est du plasma ; le rayonnement UV et X de ces mêmes étoiles ionisent le gaz interstellaire pour donner naissance aux régions HII des nébuleuses en émission, encore du plasma... En fait, on considère que près de 99% de la matière (baryonique) connue existe sous forme de plasma !

Théorie de la magnétohydro-dynamique

Pour comprendre le comportement des plasmas, en particulier les plasmas naturels que l'on trouve dans notre environnement proche, il faut s'intéresser un peu à la façon dont on les étudie de manière théorique. Un plasma diffère au final d'un gaz uniquement par le fait que ses constituants sont ionisés mais cela fait, comme on va le voir, une différence énorme pour l'appréhender.

On sait bien depuis la fin du 18^{ème} siècle environ décrire un gaz d'un point de vue thermodynamique ou hydrodynamique. Cette dernière décrit

l'écoulement d'un fluide au sens large par une série d'équations rendant compte de l'évolution de quantités macroscopiques : l'équation de conservation de la masse, l'équation de la quantité de mouvement, etc. Quant aux champs électromagnétiques, ils sont régis par quatre équations qui relient champ magnétique \vec{B} , champ électrique \vec{E} , densité de charges électriques et densité de courant électrique : les équations de Maxwell.

Pour décrire un plasma, c.-à-d. un fluide constitué de particules chargées et donc sensibles aux champs électromagnétiques, nous avons besoin de l'ensemble des équations mentionnées ci-dessus. L'effet combiné du champ électrique et du champ magnétique crée alors sur chaque particule de charge q , mue par une vitesse v la force de Lorentz (force qui sera à rajouter dans l'équation de la quantité de mouvement) :

$$\vec{F} = q (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$$

Les équations de la mécanique des fluides et de l'électromagnétisme constituent la base de la magnétohydrodynamique (MHD) ; en d'autres termes la dynamique des fluides (des gaz en l'occurrence) ionisés.

La théorie de la MHD décrit un plasma comme un fluide unique sans distinguer électrons et ions. Elle fut développée dans les années 1950 par le Suédois Hannes Alfvén qui reçut pour ses travaux le prix Nobel de physique en 1970. Ceux-ci montrent des propriétés étonnantes des plasmas.

En MHD dite idéale (pas de collisions entre les constituants donc une conductivité infinie) le plasma entraîne dans son mouvement le champ magnétique dans lequel il baigne (2a et b). On dit que le champ magnétique est gelé dans le plasma. Ainsi, le vent solaire « tracte » les lignes du champ magnétique solaire en se propageant dans le milieu interplanétaire. (On parlera d'ailleurs de champ magnétique interplanétaire.)

Toujours en MHD idéale, un élément de plasma traversé par un champ magnétique reste « lié » à ce champ magnétique et ne peut pas se mélanger à un autre plasma traversé par un autre champ magnétique (2c et d). Cette propriété a une conséquence majeure puisque c'est grâce à elle que notre planète Terre est protégée du vent solaire par sa coquille magnétique, la magnétosphère, puisque le plasma du vent solaire ne peut pas pénétrer dans la magnétosphère.

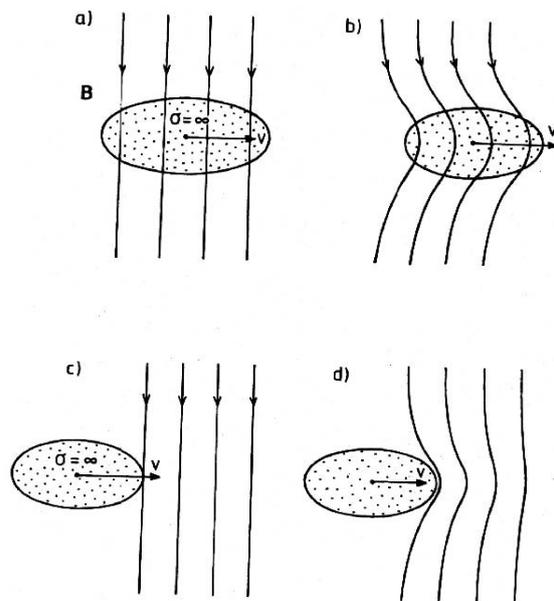


Fig.3. schéma illustrant deux propriétés de la MHD idéale. Le champ magnétique gelé dans le plasma (a et b) et un plasma ne pouvant pénétrer un champ magnétique extérieur (c et d).

À ce sujet, une grandeur fort utile à déterminer est le rapport entre la pression thermique du plasma (de concentration n et de température T) et la pression magnétique du champ B que l'on note β :

$$\beta = P_{th} / P_{mag} = 2\mu_0 n k_B T / B^2$$

(k_B est la constante de Boltzmann, μ_0 la perméabilité magnétique du vide)

En première approximation, on peut dire que quand $\beta > 1$, c'est le plasma qui traîne dans son mouvement des lignes de champ magnétique et quand $\beta < 1$, c'est le champ magnétique qui contraint le mouvement du plasma.

Une autre propriété importante de la MHD idéale est la vitesse dite de dérive en « \vec{E} vectoriel \vec{B} » que subissent toutes les particules chargées soumises à un champ magnétique et un champ électrique. Cette vitesse est la même pour toutes les particules chargées quelques soient leur masse et charge électrique ! On montre aisément que cette vitesse vaut :

$$\vec{v}_D = (\vec{E} \wedge \vec{B}) / B^2$$

Cette formulation pourtant simple est à la base de la dynamique à grande échelle du plasma du vent solaire, du plasma magnétosphérique et même du plasma présent dans la haute atmosphère ionisée, l'ionosphère. Elle a aussi comme conséquence que bien que des charges électriques soient en mouvement, aucune densité de courant électrique j n'est générée puisque les charges positives et négatives (de même concentration n et de charge $\pm e$) se meuvent avec le même vecteur vitesse :

$$\vec{j} = ne (\vec{v}_{+e} - \vec{v}_{-e}) = ne (\vec{v}_D - \vec{v}_D) = \vec{0}$$

Cependant, tout comme le champ électrique combiné au champ magnétique engendre cette vitesse de dérive, n'importe quel autre champ de force combiné au champ magnétique engendre de même une vitesse de dérive : la gravitation ou le gradient du champ magnétique par exemple. Mais à une différence notable près : ces vitesses-là dépendent de la masse et de la charge des particules. Dans les régions de la magnétosphère où ces forces seront non négligeables, des séparations de charges et donc des courants électriques vont apparaître. De fait, on observe tout un système de courants dans la magnétosphère et dans l'ionosphère, courants qui sont essentiels dans les couplages magnétosphère-ionosphère.

Pour résumer, la MHD idéale décrit relativement simplement le transport des plasmas non ou peu collisionnels. Elle rend compte en outre du fait que le vent solaire transporte avec lui le champ magnétique interplanétaire et que le vent solaire déforme la coquille magnétique terrestre - pour lui donner sa forme de queue de comète - sans pouvoir la pénétrer. Elle décrit aussi le mouvement à grande échelle du plasma magnétosphérique.

Notons enfin que cette description fluide des plasmas est une approximation dans la mesure où elle considère uniquement leurs grandeurs macroscopiques moyennes (concentration, vitesse,...), soient en des termes plus précis les moments de la fonction de distribution du plasma. D'autres formulations MHD existent pour décrire plus réalistement un plasma : la MHD résistive qui prend en compte les collisions ou la MHD bifluide dans laquelle les électrons et les ions sont décrits séparément. Une approche plus rigoureuse mais plus complexe et lourde à mettre en œuvre consiste à étudier les variations de la fonction de distribution elle-même, variations régies par l'équation de Boltzmann ou son approximation sans collisions, l'équation de Vlasov.

Couplage vent solaire-magnétosphère par reconnexion magnétique

On sait depuis plusieurs dizaines d'années que la magnétosphère terrestre n'est pas aussi étanche que la théorie de la MHD idéale le prédit. En effet, nous avons des preuves observationnelles que du plasma du vent solaire parvient à franchir la magnétopause,

la couche externe de la magnétosphère, obstacle un temps supposé infranchissable : juste à l'intérieur de la magnétopause, les particules y ont les mêmes énergies, flux et concentrations que juste à l'extérieur, dans la magnétogaine (région où règne le plasma du vent solaire comprimé par le choc d'étrave). De toute évidence, il y a des fuites !

Pour pouvoir expliquer l'entrée du vent solaire dans la magnétosphère terrestre, il faut donc un processus qui permette à un plasma de pénétrer dans un champ magnétique auquel il n'est pas lié et accessoirement ce processus devra violer la MHD idéale. Plusieurs mécanismes physiques ont été envisagés pour expliquer cette bizarrerie. Parmi eux, le processus de reconnexion magnétique est aujourd'hui privilégié ; il permet dans des conditions particulières une reconfiguration des lignes de champ magnétique.

Pour comprendre, regardons un peu l'équation dite de l'induction qui régit les variations du champ magnétique dans un plasma de conductivité σ et mu d'une vitesse v :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla_{\wedge} (\vec{v} \wedge \vec{B}) + \nabla^2 \vec{B} / \mu_0 \sigma$$

Cette équation, que l'on obtient à partir des équations de Maxwell, nous indique qu'une variation temporelle du champ magnétique en un point donné (terme de gauche) peut provenir de deux phénomènes : de l'advection, c.-à-d. du transport du champ magnétique avec le plasma (premier terme de droite), ou du fait de la diffusion, c.-à-d. de la variation spontanée du champ magnétique (deuxième terme de droite). Dans la grande majorité des plasmas naturels, la MHD idéale s'applique : la conductivité électrique est très grande et par conséquent le terme diffusif est négligeable. Les variations de B proviennent alors exclusivement de son transport : le champ magnétique est gelé dans le plasma. Par contre, dans des régions de l'espace comportant de forts gradients de B ou de manière équivalente un courant électrique localisé, le terme diffusif peut devenir important et les conditions de la MHD idéales ne sont plus satisfaites.

Il peut se produire alors entre deux champs magnétiques, si les conditions le permettent - à savoir que les deux champs magnétiques soient antiparallèles et s'annulent localement - une reconfiguration des lignes de champ magnétique comme représenté en trois étapes par la 3 : une ligne rouge et une ligne bleue se reconfigurent pour former deux nouvelles lignes.

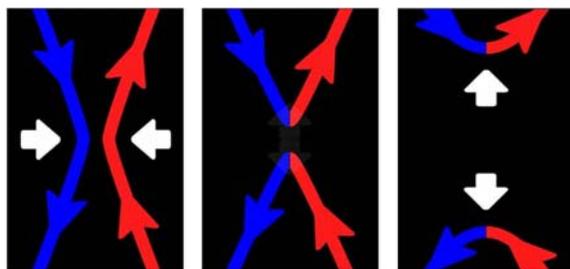


Fig.4. processus de reconnexion entre deux lignes de champ magnétique antiparallèles en 3 étapes.

Ce processus est un moyen efficace de convertir de l'énergie magnétique en énergie cinétique : les particules sont accélérées suite à un tel événement. Le phénomène semble opérer dans plusieurs plasmas naturels : il est invoqué pour expliquer l'éjection de proéminences solaires, les jets de matières observés dans le vent solaire, l'entrée de plasma du vent solaire dans les magnétosphères planétaires et les sous-orages magnétosphériques (phénomène impulsif d'apport de particules de la queue magnétosphérique vers la Terre) et bien d'autres.

La figure 4 montre comment la reconnexion magnétique intervient à la magnétopause (la couche externe de la magnétosphère) entre les lignes du champ magnétique interplanétaire et les lignes du champ géomagnétique. Elle représente une coupe transversale de la Terre (côté nuit en noir, côté jour en blanc ; le Soleil se trouve donc à gauche) avec quelques lignes de champ magnétique. Lorsque qu'une ligne du champ magnétique interplanétaire (ligne i en bleu) se reconnecte avec une ligne (dite fermée) du champ géomagnétique (étape 1 en vert), on obtient deux lignes de champ dites ouvertes (étape 2 en rouge). Les particules chargées ayant la propriété de suivre les lignes de champ magnétique (en spiralant autour de ces lignes), le plasma du vent solaire peut s'écouler le long des lignes ouvertes vers la magnétosphère et l'atmosphère des zones polaires où convergent ces lignes (on rappelle que les pôles magnétiques sont proche des pôles géographiques). Les lignes ouvertes sont ensuite emportées par le vent solaire vers la queue magnétosphérique (étapes 3, 4, 5, ...).

Nous avons insisté sur le fait que les champs devaient être antiparallèles pour que ce phénomène se produise c.-à-d., dans le cas de la Terre, que le champ magnétique interplanétaire (i) soit dirigé vers le sud. En fait, ce n'est pas si simple : on observe depuis une dizaine d'année, notamment grâce aux sondes de l'Agence Spatiale Européenne *Cluster*, que la reconnexion magnétique peut parfois se produire à la magnétopause dans des régions où les champs magnétiques interplanétaire et terrestre ne

sont pas strictement antiparallèles, voire pas antiparallèles du tout !

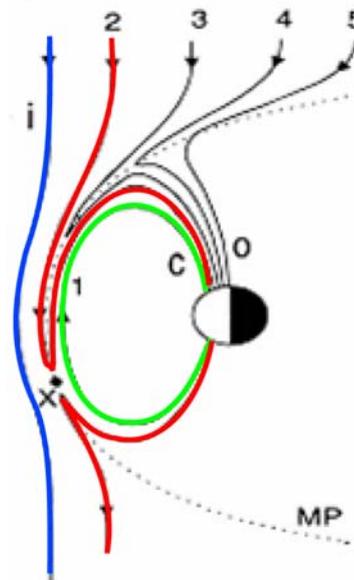


Fig.5. coupe transversale dans le plan midi-minuit de la Terre, de la magnétopause (trait pointillé) et de quelques lignes de champ magnétique.

Une recherche active

A l'heure actuelle, parmi les sujets qui résistent toujours aux efforts des scientifiques figure la caractérisation observationnelle et théorique du phénomène de reconnexion magnétique ; comme nous l'avons vu, tout n'est pas réglé... Gardons à l'esprit que ce processus touche potentiellement tous les plasmas magnétisés et quand on sait que l'écrasante majorité de la matière connue de l'Univers existe sous forme de plasma, on mesure l'importance du phénomène ! Rappelons que proche de notre Terre, la reconnexion magnétique joue un rôle essentiel dans l'éjection de matières solaire, dans la pénétration des vents stellaires dans les magnétosphères planétaires et dans le déclenchement des sous-orages magnétosphériques. On retrouve aussi ce processus dans les plasmas de laboratoire et dans l'univers plus lointain : il est invoqué pour expliquer les disques d'accrétion et jets de matière autour des quasars et noyaux actifs de galaxies (AGN).

Bibliographie

- Delcroix, J.-L., et A. Bers, *Physique des plasmas 1 et 2*, Savoirs actuels, CNRS Éditions, 1994.
- Lilensten, J. et P.-L. Blelly, *Du Soleil à la Terre, aéronomie et météorologie de l'espace*, Grenoble Sciences, Presses Universitaires de Grenoble, 1999.
- Priest, E. and T. Forbes, *Magnetic reconnection, MHD theory and applications*, Cambridge University Press, 2000. ■