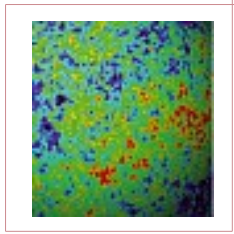


# Turbulence dans les plasmas spatiaux



**Gérard Belmont**  
gerard.belmont@cetp.ipsl.fr

**Fouad Sahraoui**  
fouad.sahraoui@cetp.ipsl.fr

**Laurence Rezeau**  
laurence.rezeau@cetp.ipsl.fr

Centre d'étude des environnements Terrestre et Planétaires, UMR 8639, CNRS, Université de Versailles-Saint-Quentin, Université Pierre et Marie Curie, Vélizy

**Le rôle de la turbulence est reconnu depuis longtemps dans les écoulements hydrodynamiques. Les expériences embarquées sur les missions spatiales montrent qu'il existe également, dans l'écoulement du vent solaire autour de la Terre, une turbulence de plasma importante. Le rôle de celle-ci, pour tous les phénomènes magnétosphériques, commence à être mieux compris grâce aux missions comme CLUSTER.**

## Le système solaire : un grand laboratoire de plasmas naturels

Les plasmas spatiaux, comme ceux du laboratoire ou de l'Univers lointain, sont très souvent turbulents. La matière y étant constituée de particules chargées, cette turbulence concerne non seulement les fluctuations de vitesse ou de densité mais aussi celles du champ électromagnétique. Elle partage néanmoins avec son équivalent neutre les principales propriétés qui font son importance : accélération des phénomènes de diffusion (transports « anormaux » tels que mélanges, conduction thermique, viscosité...) et introduction d'irréversibilité. Son importance est même cruciale dans les plasmas chauds et peu denses fréquents dans tous ces domaines car les transports « normaux », liés aux collisions, y sont extrêmement lents, voire totalement absents (voir *encadré*). Pour la magnétosphère, comprendre et mesurer la turbulence de plasma appar it de plus en plus comme une condition incontournable pour comprendre la façon dont les particules d'origine solaire pénètrent dans l'environnement terrestre et comment elles créent les différents phénomènes vus ou ressentis jusqu'au sol, des aurores polaires aux perturbations électromagnétiques. Connaître la turbulence plasma est aussi un enjeu fondamental dans bien d'autres domaines, que ce soit pour dimensionner un tokamak comme ITER ou pour comprendre la formation des étoiles. Si la magnétosphère terrestre constitue un laboratoire naturel irremplaçable pour l'étudier, c'est que sa proximité permet les mesures *in situ* qui font défaut à l'astrophysique lointaine et que l'échelle des phénomènes est telle que les satellites y constituent les sondes infiniment petites dont tous les physiciens de laboratoire rêvent.

## La magnétosphère terrestre et le gel du champ magnétique

Autour de la Terre, ou de toute planète entourée d'un plasma magnétisé, l'existence d'une magnétosphère provient d'une propriété topologique importante que ces plasmas possèdent à grande échelle : le gel du champ magnétique.   ces échelles, on peut parler du « mouvement des lignes de champ », au cours duquel celles-ci se déforment sans se « couper », et qui est défini par la « vitesse électromagnétique »  $\mathbf{v}_m = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$  de chacun de ses points. La matière suit à peu près le même mouvement car, dans le repère se déplaçant à  $\mathbf{v}_m$ , le champ électrique est nul : chaque particule chargée suit donc essentiellement un petit mouvement de giration, sans dérive moyenne. Lorsque le plasma magnétisé du vent solaire rencontre le plasma magnétisé terrestre, les lignes des deux champs magnétiques ne peuvent pas, tant que ce gel reste inviol , se « reconnecter » entre elles : chaque champ est contraint de rester de son côté d'une frontière étanche, la magnétopause, et l'écoulement du vent solaire de contourner laavit  qu'elle délimite : la magnétosphère.

La *figure 1a* donne la forme moyenne de la magnétosphère terrestre mesurée expérimentalement. Cette image moyenne, à grande échelle, laminaire et stationnaire, correspond bien au concept de magnétopause étanche. Mais elle est insuffisante pour comprendre la plupart des phénomènes magnétosphériques. Il faut la corriger de la turbulence importante qui la perturbe à chaque instant ; nous allons présenter ici celle qui est observée dans la « magnétogaine », qui est la région tampon entre la magnétopause et l'onde de choc située en amont (il existe une onde de choc détachée devant la magnétosphère comme en



## Encadré 1

## Plasmas sans collisions

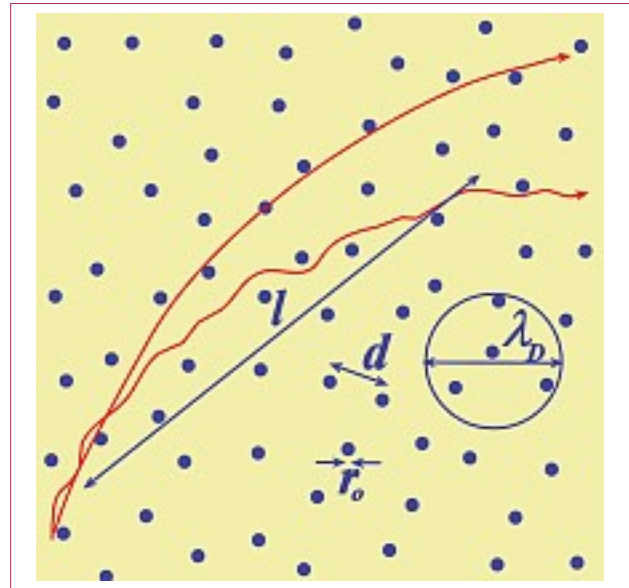
## Des plasmas sans collisions ?

Beaucoup de plasmas dilués, les plasmas spatiaux en particulier, peuvent être qualifiés de « plasmas sans collisions ». Ces milieux sont-ils des ensembles de particules indépendantes s'ignorant les unes les autres ? Non : le comportement dominant, dans un plasma, est *toujours* collectif. L'ensemble des électrons, par exemple, n'est évidemment jamais libre de s'écarter de l'ensemble des ions sans qu'un champ électrique ne s'y oppose. La notion de collision dans un plasma est très différente de l'image intuitive habituelle des boules de billard. Les interactions étant électromagnétiques et donc à longue portée (en  $1/r^2$ ), chaque particule ressent en permanence la présence d'un grand nombre d'autres : c'est le contraire de ce qui se passe dans un gaz neutre où elle les ignore toutes sauf lorsque l'une d'elles s'approche à très courte distance. Quand un plasma est dit « sans collisions », cela signifie que la trajectoire est complètement déterminée par la seule valeur du champ « collectif » créé par *toutes* les autres particules, qui dépend de leur distribution statistique mais pas de leur position précise. Ce qui est négligeable dans ce cas, ce ne sont pas les interactions entre particules (chacune interagit au contraire avec beaucoup d'autres), mais seulement les corrélations *binaires* entre leurs positions. Quand un plasma est dit « collisionnel », cela signifie que chaque particule s'écarter de la trajectoire due au seul champ collectif ; cela se fait, non par de fortes déviations épisodiques, mais par une succession de multiples déviations faibles, dues au « bruit de grenaille » du champ créé par des particules discrètes mais lointaines.

## Descriptions fluides et cinétiques

Les notions « fluides » de densité, vitesse d'écoulement, pression, etc. ont-elles encore un sens en l'absence de collisions ? Oui : ces grandeurs peuvent être définies de façon générale comme les premiers moments de la fonction de distribution des vitesses  $f(v)$  en un point donné. Mais les notions intuitives associées peuvent être un peu différentes avec ou sans collisions. Si on raisonne, comme souvent, sur le mouvement de « particules fluides », il faut réaliser que, sans collisions, ces particules fluides ne sont pas constituées à deux instants successifs des mêmes particules individuelles. La notion de pression correspond toujours à l'idée de flux d'impulsion à travers une surface mais, alors que le transfert se fait indirectement (*via* les collisions) dans le cas collisionnel, il est direct dans le cas sans collisions : chaque particule emporte son impulsion en traversant elle-même la surface.

Dans un gaz collisionnel, la description fluide est « complète » : l'évolution des trois premiers moments (densité, vitesse moyenne, pression), est déterminée de façon unique via un système différentiel « fermé ». Les autres moments, ou *a fortiori* la forme complète de la fonction de distribution, peuvent alors être ignorés. Ceci n'est pas vrai, en général, dans un plasma sans collisions. Les moments de tous ordres sont couplés entre eux par un système infini d'équations fluides – la densité à la vitesse par l'équation de continuité et la vitesse à la

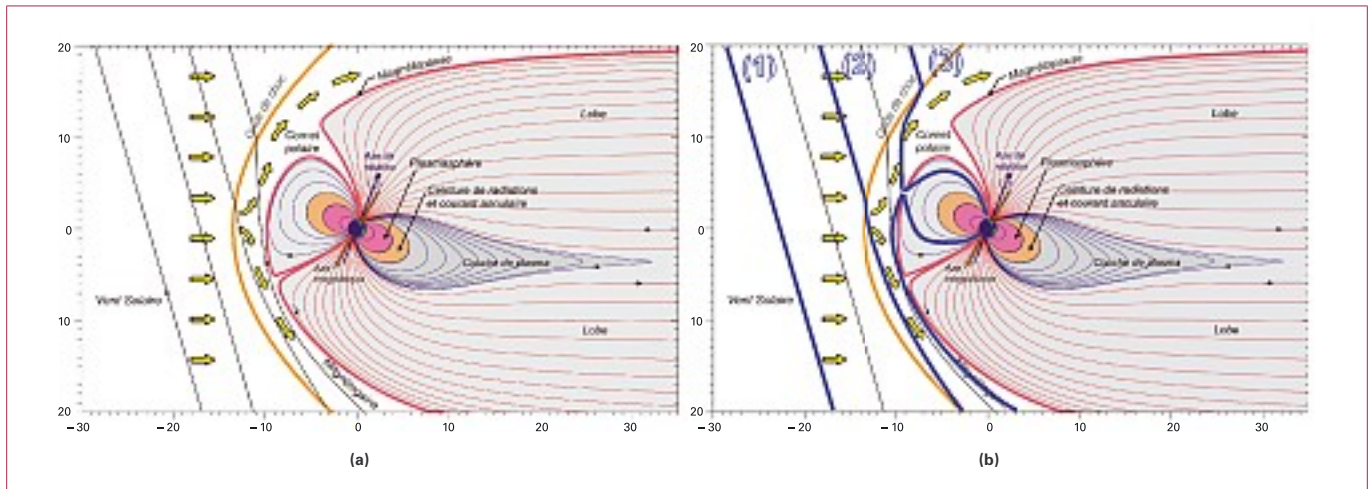


Notion de collision dans un plasma : une succession de déviations faibles qui font « diffuser » les particules individuelles hors de leur trajectoire « idéale » (i.e. due au seul champ collectif cf. la flèche rouge). Le schéma indique l'ordre des différentes échelles caractéristiques du milieu :  $l > \lambda_d > d > r_0$ , avec  $l$  = libre parcours moyen ;  $\lambda_d$  = longueur de Debye (échelle caractéristique de variation du champ électrostatique collectif) ;  $d$  = distance inter-particulaire ;  $r_0$  = longueur de Landau (« dimension » des particules pour les collisions électrostatiques proches). Ici les rapports entre ces échelles ne sont pas respectés ; on peut rencontrer des rapports tels que :  $l \sim 10^7 \lambda_d$  ;  $\lambda_d \sim 10^3 d$  ;  $d \sim 10^9 r_0$ . Dans la magnétogaine, la distance inter-particulaire est de l'ordre de  $d \sim 5$  mm.

pression par l'équation d'Euler, comme d'habitude – mais il n'existe pas d'équation d'état permettant de tronquer là le système fluide : la pression est couplée au flux de chaleur, lui-même couplé au moment d'ordre 4, etc. Quand les collisions sont fréquentes, elles redistribuent les vitesses individuelles à chaque instant, et c'est la statistique qui fournit l'équation d'état *via* la notion d'équilibre thermodynamique local : entropie maximum, distribution quasi-Maxwellienne, coefficients de transports « normaux »... Dans un plasma sans collisions, rien de tel : il faut en général suivre l'évolution complète de la fonction de distribution à l'aide d'une équation cinétique appelée « équation de Vlasov » ou à l'aide de simulations numériques « PIC » (Particle In Cell). Ces méthodes sont naturellement très lourdes et même souvent inabordable pour les problèmes 3-D de grande échelle. Heureusement, il existe des situations assez nombreuses où le système des équations fluides peut être tronqué pour des raisons autres que statistiques. C'est le cas par exemple pour les perturbations très rapides par rapport à la vitesse thermique, les variations étant alors simplement adiabatiques. Les théories fluides simples comme la MHD (Magnéto-HydroDynamique) peuvent alors s'appliquer avec succès, même dans des plasmas sans collisions.

amont de tout obstacle dans un flot suffisamment rapide). On sait par ailleurs que la magnétopause n'est parfaitement étanche ni à la matière ni au flux magnétique. La couche limite observée en aval confirme en particulier un taux

de pénétration faible (mais crucial) de la matière. Toute la dynamique magnétosphérique est une conséquence de cette non-étanchéité : instabilités de la couche de plasma, aurores polaires, etc.



**Figure 1** – (a) Image moyenne de la magnétosphère terrestre, extraite d'un modèle statistique (Tsyganenko, 1987). Les axes sont exprimés en rayons terrestres (6 400 km). Les flèches jaunes indiquent le mouvement du vent solaire. L'intérieur de la magnétosphère est très structuré : on y distingue la plasmasphère, proche de la Terre, froide et dense, les lobes, presque vides et allongés dans la direction anti-solaire, la couche de plasma, chaude, relativement dense et instable, entre les deux lobes ; (b) Trois positions d'une même ligne de champ du vent solaire au cours de son mouvement vers la Terre. La troisième position présente une reconnexion de cette ligne avec une ligne du champ magnétique terrestre, ce qui suppose une « brisure » du mouvement gelé à la magnétopause (« point en X »).

## La reconnexion magnétique

Sur la *figure 1b*, les trois lignes bleues représentent trois positions successives de la « même » ligne de champ, au cours de son mouvement. Si les positions (1) et (2) correspondent bien à l'image d'un mouvement gelé sans coupure, le dessin indique ensuite que, au lieu de glisser le long de la magnétopause à l'extérieur de celle-ci, la ligne se « coupe » et se « re-connecte » avec une ligne du champ terrestre (ce qui s'accompagne d'une forte accélération le long de la frontière). Au voisinage du point de reconnexion, les lignes de champ forment un « point en X » et semblent se croiser : ceci signifie que le champ magnétique est nul en ce point, ou au moins ses composantes dans le plan de la figure. Ce dessin est cohérent avec une magnétopause perméable au flux magnétique.

À quelles conditions la reconnexion, qui viole le mouvement gelé, est-elle possible ? Le mouvement d'une ligne pouvant être défini par celui de n'importe lequel de ses points, à quelles conditions ce mouvement est-il unique ou dépend-il du point considéré ? Il est clair que le passage de (2) à (3) n'est possible que si le mouvement défini par la partie haute de la ligne diverge fortement du mouvement défini par sa partie basse. Or on peut montrer, à partir des seules équations de Maxwell, que le mouvement à  $\mathbf{v}_m$  est unique, c'est-à-dire indépendant du point choisi, dès que  $\mathbf{E}$  est partout perpendiculaire à  $\mathbf{B}$  : tant que ceci est vérifié, dans le vent solaire ou la magnétogaine par exemple, on définit effectivement le même mouvement de la ligne, qu'on le fasse à partir de l'une ou de l'autre de ses extrémités. À ces grandes échelles, ce sont les électrons qui assurent la condition  $E_{\parallel} = 0$  : ils se déplacent très vite le long de  $\mathbf{B}$ , grâce à leur faible masse, et ils annulent le champ parallèle en tout point par leur densité de charge. Dans une région de reconnexion, il existe donc toujours des échelles suffisamment petites (quelques kilomètres) pour que les

électrons ne puissent plus exercer ce rôle en raison de leur inertie finie. De telles échelles peuvent être dues, soit à la géométrie en X elle-même, soit à une micro-turbulence. Si ces échelles « électroniques » sont nécessaires pour que la reconnexion puisse exister, ce ne sont pas elles qui fixent son taux effectif : c'est le voisinage plus lointain du point de reconnexion, sur les échelles dites « ioniques » ( $\approx 200$  km). Le calcul montre que l'épaisseur moyenne de la magnétopause ( $\approx 1\,000$  km) correspond à un taux de reconnexion négligeable ; c'est donc sur les fluctuations aux échelles ioniques que repose le taux de pénétration du vent solaire. Celles-ci peuvent être dues, comme on le suppose le plus souvent, à des instabilités de la surface (les mêmes qui créent les points en X par exemple) ; mais elles peuvent également provenir de la turbulence intense qui est effectivement observée en amont, dans la magnétopause, et que nous présentons ici.

## CLUSTER et les mesures *in situ*

La mission de l'Agence Spatiale Européenne CLUSTER est constituée de quatre satellites identiques emportant chacun 42 expériences de plasma qui permettent de mesurer de façon complète les champs électrique et magnétique, et les distributions de particules, électrons et ions. Ces satellites ont été lancés avec succès en 2000 par deux fusées Soyuz et sont encore en fonctionnement. Ces lancements ont été réussis quatre ans après l'échec douloureux du premier lancement d'Ariane 5 qui avait détruit le travail de 20 ans intensifs de préparation. La reconstruction des quatre satellites en quatre ans fut un exploit technique et une belle preuve de motivation de la communauté scientifique concernée. Les objectifs scientifiques de CLUSTER concernent l'exploration 3-D de la magnétosphère terrestre et de ses frontières, en même temps que la physique fondamentale des plasmas : turbulence, reconnexion et accélération





de particules. Le choix des orbites polaires est favorable aux études des frontières externes et la stratégie concernant les distances inter-satellites, entre 100 km et 20 000 km, permet d'étudier les différents objectifs successivement au cours de la mission. CLUSTER permet de répondre à de multiples questions inaccessibles à partir d'un satellite unique, en particulier :

- *analyse des frontières*. Déterminer séparément l'épaisseur et la vitesse des frontières lors de leur traversée, ainsi que leurs déformations ;
- *gradients et autres dérivées*. Déterminer par exemple la densité de courant à partir de la mesure du champ magnétique. Les dérivées sont estimées par différences lorsque les échelles mesurées sont grandes par rapport à la distance inter-satellite ;
- *analyse de la turbulence*. Lever l'ambiguïté spatio-temporelle et déterminer les caractéristiques des variations spatiales à l'aide d'outils adaptés de traitement du signal.

## Quelques résultats récents

La turbulence magnétique dans la magnétogaine a été étudiée grâce à la méthode de « filtrage en  $k$  » (voir *encadré*). Nous présentons ici une étude de cas proche de la magnétopause. La méthode permet tout d'abord, en l'appliquant à la fréquence où l'on observe le maximum d'énergie des fluctuations magnétiques, de démontrer que cette énergie est injectée par une instabilité linéaire, dite « miroir », due à l'anisotropie de température  $T_{\perp} > T_{\parallel}$  (dans un plasma sans collisions, l'agitation thermique le long du champ magnétique est en général différente de celle du plan perpendiculaire). Les résultats correspondent précisément au seuil théorique de cette instabilité, pour la fréquence (compte tenu de l'effet Doppler), la longueur d'onde et la direction de propagation. Une conséquence immédiate est que la turbulence observée ne peut pas être modélisée par la MHD classique, qui exclut une telle anisotropie. En variant ensuite les fréquences d'analyse, on trouve comment les maxima de la densité d'énergie varient avec l'échelle dans les trois directions (*figure 3a*). On est en présence de bulles magnétiques ( $\approx 2\,000$  km) très allongées le long du champ moyen. Ces bulles se fragmentent-elles ou se déforment-elles pour créer des échelles plus petites, comme une grosse vague engendre des vaguelettes et de l'écume ? Oui, mais de façon très anisotrope : seul le spectre selon la direction du flot (en  $k_{\parallel}$ ) possède des ailes bien marquées. Celles-ci sont observées jusqu'aux plus petites échelles analysables (distance inter-satellite  $\approx 100$  km). On peut étudier finalement le spectre en  $k_{\nu}$  global, intégré sur toutes les fréquences (*figure 4b*). L'énergie aux plus petites échelles est près de 3 000 fois plus faible que l'énergie des structures « mères » (loi en  $l^{8/3}$ , où  $l$  caractérise l'échelle), ce qui est sensiblement plus petit que ce que prévoient les différentes théories classiques de turbulence : la très célèbre



Figure 2 – Les quatre satellites CLUSTER lors de leurs tests au sol avant le lancement.

loi de Kolmogorov (en  $l^{5/3}$ ) par exemple donnerait une énergie seulement 150 fois plus petite.

L'anisotropie de la turbulence, sa nature (mode miroir) et la pente du spectre sont autant de résultats nouveaux qui étaient inaccessibles avec un satellite unique et qui apportent aujourd'hui des contraintes sérieuses pour les modèles théoriques à construire et les mécanismes à imaginer pour créer les petites échelles à partir des grandes.

## Conclusion

Les phénomènes spatiaux sont généralement dynamiques, avec une géométrie 3-D complexe, qui font que les données provenant d'une sonde spatiale unique ne peuvent jamais être interprétées sans ambiguïté. CLUSTER, avec ses quatre satellites permet aujourd'hui de dépasser cette difficulté. La turbulence et la reconnexion magnétiques, qui sont des phénomènes universels des plasmas magnétisés, sont maintenant analysées dans la magnétosphère terrestre avec une acuité jamais atteinte. Les allers-retours entre observation, théorie et simulation reprennent donc avec vigueur. Les spectres en  $k$  mesurés posent des questions nouvelles : leurs pentes peuvent-elles se comprendre par une théorie de turbulence faible (voir *encadré*) qui prendrait en compte la compressibilité et l'anisotropie du milieu ? L'existence de structures cohérentes est-elle au contraire un ingrédient important dans la nature de cette turbulence et peut-on estimer ses effets ? Les simulations numériques aideront à répondre à ces questions qui dépassent souvent les possibilités du calcul analytique. Expérimentalement, de nouvelles analyses sont en cours pour aller au-delà des seuls spectres d'énergie et étudier les propriétés de cohérence et d'intermittence du signal. De nouvelles missions spatiales, par ailleurs, sont déjà programmées ou à l'étude pour répondre aux questions qu'on ne peut pas aborder avec CLUSTER, en particulier celles qui concernent les échelles plus petites que 100 km, ou celles qui demandent des mesures simultanées des très petites et des très grandes échelles.



Encadré 2

« Filtrage en  $k$  »

Mesure d'une grandeur scalaire en un point : l'ambiguïté spatio-temporelle

Si, à bord d'un seul satellite, on mesure une seule grandeur scalaire  $n(t)$  qui varie au cours du temps, on ne sait pas ce qui est dû, dans cette variation, à la traversée d'un gradient spatial stationnaire ou à une variation intrinsèquement temporelle. S'il s'agit d'une onde, on ne sait pas si celle-ci est rapide et de grande longueur d'onde ou lente et de petite longueur d'onde et l'effet Doppler n'est pas analysable. Ces difficultés, inhérentes à toute mesure en un point unique d'une grandeur qui varie dans le temps et dans l'espace, constituent ce que l'on appelle « l'ambiguïté spatio-temporelle ». Comment la résoudre ? « L'hypothèse de Taylor », utilisée parfois pour passer du spectre temporel au spectre spatial (en supposant  $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}$ ), n'est applicable que si l'on est sûr que la vitesse  $\mathbf{V}$  du flot est très supérieure aux vitesses propres de propagation (vitesse du son, d'Alfvén), ce qui n'est pas le cas dans la magnétogaine. De plus, elle ne donne accès qu'à une composante de  $k$ , dans la direction du flot, ce qui ne permet pas d'étudier l'anisotropie des fluctuations. Pour résoudre la difficulté de façon générale, il faut nécessairement disposer de plusieurs points de mesure et utiliser l'une des méthodes décrites ci-dessous.

Mesure d'une grandeur scalaire en deux points

Si l'on mesure la même grandeur scalaire  $n$  en deux points, grâce à deux satellites, une partie de l'information manquante peut être extraite de la comparaison des deux variations temporelles  $n(\mathbf{r}_1, t)$  et  $n(\mathbf{r}_2, t)$ . Pour cela la méthode la plus simple consiste à calculer la corrélation entre les deux signaux. La phase de cette corrélation, dans l'espace de Fourier, fournit une valeur de  $k_r$  (composante du vecteur d'onde dans la direction  $\mathbf{r}_{12}$ ) pour chaque  $\omega$ , à la condition de supposer que ce  $k_r$  est unique, c'est-à-dire que le spectre en  $k_r$  est un pic de Dirac. Cette méthode, dite de « différence de phases »,

présente plusieurs limitations dont la principale provient de l'hypothèse mono- $k$  qui est souvent invalide quand il existe plusieurs modes de propagation et des effets non linéaires. Pour la corriger, il faut faire appel à une méthode plus générale : le filtrage en  $k$ .

Méthode de Capon et filtrage en  $k$

Introduite par Capon en 1969 pour les ondes sismiques, cette méthode a été généralisée au cadre spatial par Pinçon et Lefeuvre en 1991. Pour présenter son principe, considérons le cas simple d'une grandeur scalaire, mesurée en  $N$  points alignés régulièrement sur une direction  $x$ . Plutôt que de supposer que la densité spectrale de puissance  $P_\omega(k)$  est un pic de Dirac, on veut calculer une estimation de cette fonction. La valeur  $P_\omega$  peut être considérée, pour tout  $k$ , comme la puissance de sortie d'un filtre passe-bande centré en  $k$ , de gain égal à 1 au centre et orthogonal au signal hors de sa bande. À partir des  $N$  données, le filtre optimal est déterminé en minimisant sa puissance de sortie (pour annuler la puissance hors bande). Ce principe mène à une méthode dite « à haute résolution » car très supérieure aux méthodes traditionnelles pour distinguer des pics proches. Elle demande que les fluctuations observées (ensemble de structures ou turbulence d'ondes) possèdent des propriétés statistiques suffisamment stationnaires et homogènes.

La méthode de filtrage en  $k$  généralise le principe précédent au cas où les différents points de mesure sont répartis dans l'espace et où plusieurs grandeurs scalaires sont mesurées simultanément. Sahraoui *et al.* (2006) ont utilisé les mesures des trois composantes du champ  $\mathbf{B}$  mesurées par les quatre satellites CLUSTER. La détermination du spectre en  $k$  repose donc, non sur une unique corrélation, mais sur une matrice de corrélations  $12 \times 12$ . L'algorithme exploite de façon optimum l'ensemble de ces corrélations, en injectant de plus la contrainte  $\text{div}(\mathbf{B}) = 0$  pour chaque  $k$ .

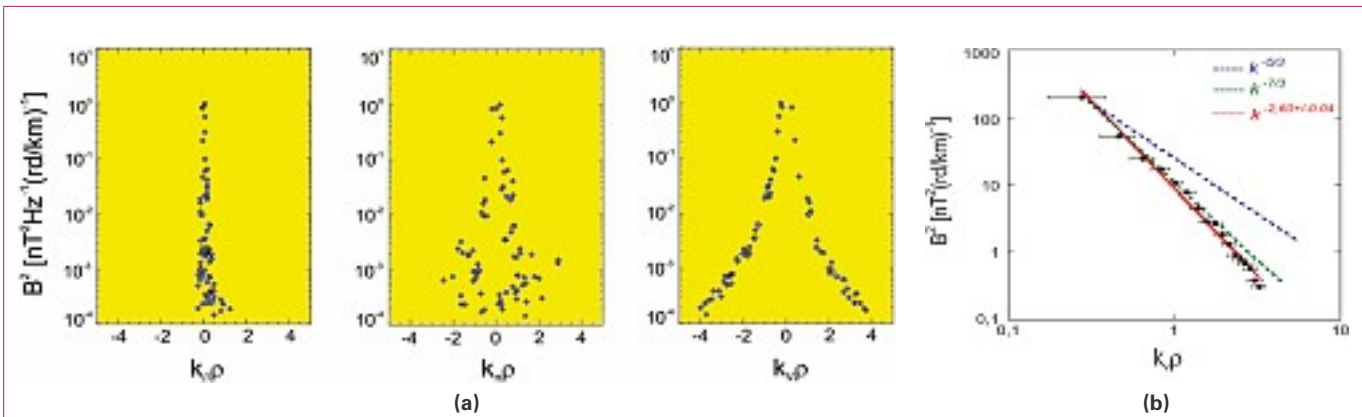


Figure 3 – a) Spectre en  $k$  des fluctuations dans la magnétogaine. On y voit une forte anisotropie, les effets non linéaires élargissant clairement le spectre vers les petites échelles dans seulement l'une des trois directions d'espace. Les trois directions représentées sont orthogonales entre elles et sont choisies proches de  $\mathbf{B}$  (champ magnétique),  $\mathbf{n}$  (normale à la magnétopause) et  $\mathbf{v}$  (flot). b) Spectre intégré pour  $k_r$ , et comparaison avec les pentes des spectres classiques de turbulence (coordonnées logarithmiques).



## Encadré 3

## La turbulence

**La turbulence**

Un milieu turbulent est un milieu agité de nombreuses fluctuations. Mais cette définition n'est pas suffisante : 1) les fluctuations doivent concerner une gamme d'échelles très large (les « zooms » successifs d'une image de turbulence révélant des détails toujours plus fins) ; 2) les différentes échelles doivent être en interaction non linéaire (les grandes engendrant les petites en général). C'est en hydrodynamique que les travaux théoriques fondateurs ont été effectués. Le fameux article de Kolmogorov (1941) a mis en évidence l'importance de l'existence d'une gamme d'échelles, dite « inertielle », où le milieu transfère l'énergie d'échelle en échelle, sans injection ni dissipation, entre les grandes échelles où elle est injectée depuis l'extérieur du système et les petites, où la description idéale n'est plus valide et où l'énergie est dissipée. Expérimentalement, le spectre de Fourier permet de quantifier l'énergie associée à chaque échelle. L'analyse des couplages entre échelles demande, quand les données le permettent, l'utilisation d'outils plus sophistiqués de « statistiques d'ordre supérieur » tels que les bi-spectres, tri-spectres, etc. L'intermittence de la turbulence et le rôle des structures cohérentes peuvent être analysés, pour chaque échelle  $\Delta t$ , grâce à l'analyse statistique des « sauts »  $\Delta s$  qui existent dans le signal  $s(t)$  pour tous les intervalles de durée  $\Delta t$  (distribution de probabilité, fonctions de structures).

**La turbulence dans les plasmas**

Les notions hydrodynamiques de turbulence s'étendent aux plasmas avec certaines précautions car la physique des plasmas possède plusieurs niveaux de description selon la gamme d'échelles considérée. Dans les plasmas magnétisés, la description la plus simple, valable aux plus grandes échelles, est la MHD (MagnétoHydroDynamique) idéale. Le milieu, dans cette gamme, est auto-similaire : une perturbation de taille  $2L$  y évolue exactement de la même façon qu'une pertur-

bation de taille  $L$ , seulement deux fois moins vite. Les seules échelles caractéristiques sont alors, comme en hydrodynamique, celle de l'injection d'énergie et celle qui limite la validité de la description. Mais pour les plasmas non collisionnels, la description des petites échelles ne consiste pas simplement à ajouter un terme dissipatif, visqueux ou résistif : la physique introduit plusieurs longueurs caractéristiques (rayons de giration des particules, longueurs d'inertie, etc.), correspondant chacune à un effet différent, dissipatif ou dispersif, et nécessitant chaque fois un changement de description. Tout inclure dans un modèle unique de la turbulence est trop lourd ; se cantonner à une gamme limitée d'échelles n'est pas *a priori* possible puisque la turbulence les couple toutes entre elles. Les résultats expérimentaux doivent être les guides pour trouver la démarche à suivre afin de progresser dans l'étude théorique.

**La turbulence faible ou « turbulence d'ondes »**

En hydrodynamique, comme dans tout milieu incompressible, on peut se représenter la turbulence comme un ensemble de tourbillons, c'est-à-dire de structures 2-D non linéaires advectées par le flot. La situation est différente dans les milieux compressibles et dans les plasmas, car il y existe aussi des ondes planes linéaires susceptibles de se propager. Dans certaines conditions, la turbulence peut alors être plutôt considérée comme un ensemble incohérent de telles ondes, dont les énergies sont couplées par des effets non linéaires faibles. Il existe dans ce cas un formalisme analytique rigoureux pour calculer les spectres, l'ensemble des ondes dans l'espace de Fourier étant analogue à un ensemble de particules dans l'espace réel : le spectre d'énergie est équivalent à la fonction de distribution, les couplages non linéaires aux collisions. Ce formalisme a été appliqué assez récemment à la MHD incompressible. Les recherches progressent pour l'étendre aux descriptions compressibles plus complètes nécessaires dans la magnétogaine.

**POUR EN SAVOIR PLUS**

Belmont G., Sahraoui F., and Rezeau L., Measuring and understanding space turbulence, *Advances in Space Research*, 37, 1503-1515, 2006.

Birn J., Drake J.F., Shay M.A., Rogers B.N., Denton R.E., Hesse M., Kuznetsova M., Ma Z.W., Bhattacharjee A., Otto A., and Pritchett P.L., Geospace Environmental Modeling (GEM) Magnetic Reconnection Challenge, *Journal of Geophysical Research*, 106, A3, 3715-3719, march 1, 2001.

Frisch U., Turbulence, the legacy of A.N. Kolmogorov, Cambridge University Press, 1995.

Galtier S., Nazarenko S.V., Newell A.C., Pouquet A., A weak turbulence theory for incompressible magnetohydrodynamics, *J. Plasma Phys.*, 63, 05, 447-488, 2000.

Pinçon J.-L. and Lefeuvre F., Local characterization of homogeneous turbulence in a space plasma from simultaneous

measurements of field components at several points in space, *J. Geophys. Res.*, 96, 1789, 1991

Priest E.R. and Forbes T., Magnetic Reconnection : MHD Theory and Applications, Cambridge Univ Press, 2000.

Sahraoui F., Belmont G., Rezeau L., Hamiltonian canonical formulation of Hall-Magnetohydrodynamics: towards an application to weak turbulence theory, *Phys. Plasmas*, 10, 1338-1350, 2003.

Sahraoui F., Belmont G., Rezeau L., Pinçon J.-L., Balogh A., Cornilleau-Wehrlin N., Solar wind-Earth magnetosphere interaction: turbulent fragmentation of magnetic structures seen by Cluster, *PRL* 96, 075002, 2006.

Zakharov V.E., L'vov V.S. and Falkovich G., Kolmogorov, Spectra of Turbulence, Springer Series in Nonlinear Dynamics, Berlin: Springer, 1992.