

QUELQUES PROPRIETES DES PLASMAS

Un plasma ressemble à première vue à un gaz, mais le fait que les particules de ce gaz soient ionisées change en fait radicalement la physique qui gouverne la dynamique de ces particules. D'une part les particules chargées ont un mouvement qui est déterminé par les champs électromagnétiques, et d'autre part les champs sont créés par les densités de charge et de courant dus à ces particules.. Ce couplage sera illustré sur un exemple simple, nommé « oscillation de plasma », qui peut constituer un paradigme de toute la physique des plasmas. On verra sur cet exemple fondamental comment toute fluctuation de champ est accompagnée d'un mouvement de matière et réciproquement comment tout mouvement de matière est accompagné d'une fluctuation de champ.

1. DANS QUELLES CONDITIONS LA MATIERE EST-ELLE A L'ETAT PLASMA ?

Le terme "plasma" a été introduit pour la première fois par I. Langmuir en 1928 lorsqu'il observait le comportement du gaz ionisé dans des tubes à décharge. Les oscillations de l'ensemble des ions observées dans ces tubes faisait penser aux oscillations que l'on peut voir dans un milieu gélatineux (plasma veut dire matière gélatineuse en grec). Le développement de la physique des plasmas s'est fait à la suite des ces premières découvertes, mais aussi à partir des recherches sur les radiocommunications. Dès 1901, G. Marconi avait observé la réflexion des ondes sur ce qu'il pensait être l'atmosphère mais qui était en fait l'ionosphère. L'idée que notre atmosphère est ionisée à partir d'une certaine altitude a été émise par Appleton en 1925, il a lancé ainsi l'étude des plasmas naturels qui est devenue progressivement celle des plasmas astrophysiques. En laboratoire, les études se sont poursuivies au-delà des décharges, en particulier avec les recherches sur les faisceaux d'électrons comme sources de rayonnement cohérent (klystrons), mais elles sont passées à un stade beaucoup plus intensif avec le début des recherches sur la fusion nucléaire contrôlée, vers 1955. Plus récemment des travaux ont été entrepris pour étudier les interactions entre plasma et surfaces, pour aboutir à des traitements de surfaces en mécanique ou en micro-électronique grâce aux plasmas. Les recherches sur les plasmas sont donc toujours actives aussi bien dans les domaines de l'astrophysique, de la fusion que des applications industrielles.

Dans les conditions de température et de pression que nous appelons normales parce que ce sont celles dans lesquelles nous vivons, les atomes se trouvent sous forme neutre, atomique ou moléculaire. Dans le reste de l'Univers pourtant, ce "quatrième" état de la matière est l'état normal. Pour créer un plasma à partir d'un gaz neutre, il faut fournir de l'énergie pour arracher un ou plusieurs électrons à chaque atome. Il faut donc qu'une énergie suffisante soit fournie aux atomes pour qu'ils soient partiellement, ou même totalement, ionisés. Cette énergie peut être fournie de plusieurs façons.

a) Les décharges électriques

Comme l'a montré I. Langmuir le premier, en réalisant une décharge électrique dans un gaz on l'ionise partiellement et on crée un plasma. Ces plasmas sont donc présents dans notre entourage familial aussi bien dans les enseignes au néon que dans les chalumeaux.



figure 1. lampe (OSRAM Sylvania)

b) Le chauffage

Dans la nature, l'effet qui permet l'ionisation est très souvent simplement la température. Pour un ensemble d'atomes maintenus en équilibre thermodynamique local par les collisions, lorsque l'énergie cinétique moyenne des atomes (de l'ordre de kT) devient de l'ordre de l'énergie d'ionisation de l'atome, la fraction d'atomes ionisés devient significative. Les énergies d'ionisation étant élevées, il faut des températures élevées pour avoir ionisation totale. Dans la couronne solaire, par exemple, on observe grâce à la spectroscopie des atomes de Fer ionisés 16 fois, or cet état est la variété de fer prédominante si la température est de l'ordre de $4 \cdot 10^6$ K. On déduit donc de cette observation à la fois un ordre de grandeur de la température de la couronne solaire et la confirmation du fait que le milieu y est bien constitué de plasma.

c) L'absorption de rayonnement

Une troisième manière d'ioniser les atomes peut être l'absorption de rayonnement. L'absorption d'un photon par un atome peut produire un ion et un électron. Si la recombinaison est suffisamment lente, un plasma se forme. Un exemple de plasma créée de cette façon à basse température est celui de l'ionosphère de la Terre ou des planètes qui ont une atmosphère. Le rayonnement ultra-violet solaire est absorbé par les hautes couches de l'atmosphère et ionise les atomes et molécules qui la constitue. L'ionosphère terrestre présente un maximum de densité vers 300 km. Il est plus fort le jour, lorsque l'atmosphère est éclairée par le Soleil, que la nuit.

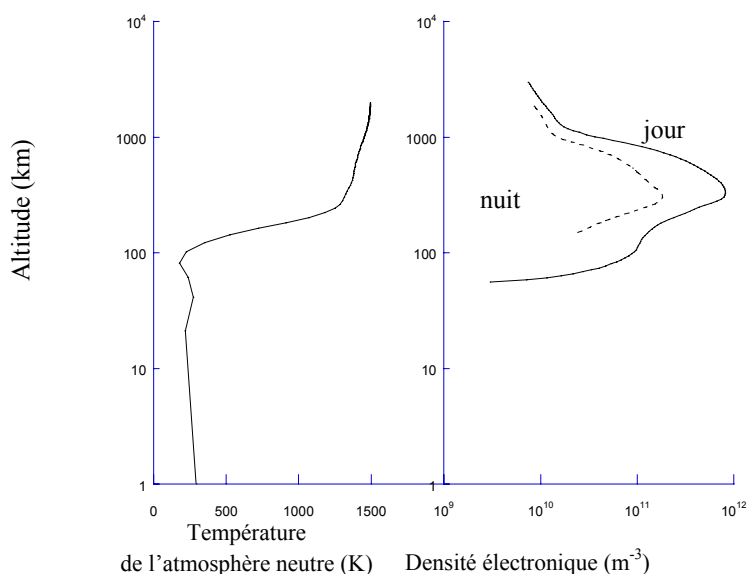


Figure 2. Profils de densité et de température dans l'ionosphère terrestre.

d) Les différents types de plasmas

L'état plasma regroupe donc des milieux très différents. A l'état naturel, les plasmas sont présents partout dans l'univers y compris à moins d'une centaine de kilomètres au-dessus de nos têtes. L'ionosphère est un exemple de plasma partiellement ionisé, atomes et molécules neutres cohabitent avec les électrons et les ions et donnent lieu à un grand nombre de réactions chimiques. Plus loin, la température étant plus élevée, l'ionisation est totale. Il en est de même dans beaucoup de plasmas astrophysiques.

A l'état artificiel, il y a aussi une grande gamme de paramètres accessibles, suivant que l'on considère les plasmas des flammes ou des décharges, ou les plasmas de fusion, plasmas portés à des températures très élevées pour que la fusion s'y produise.

La figure 3 regroupe les ordres de grandeur caractéristiques de quelques plasmas afin de fixer les idées sur ce que peut être un « plasma ». A titre de comparaison on peut se rappeler que l'atmosphère dans laquelle nous vivons a une densité (de neutres) d'environ $3 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ pour une température de 273 K. Ce sont donc des conditions qui peuvent être radicalement différentes de celles qui nous sont familières que nous allons découvrir en explorant les plasmas.

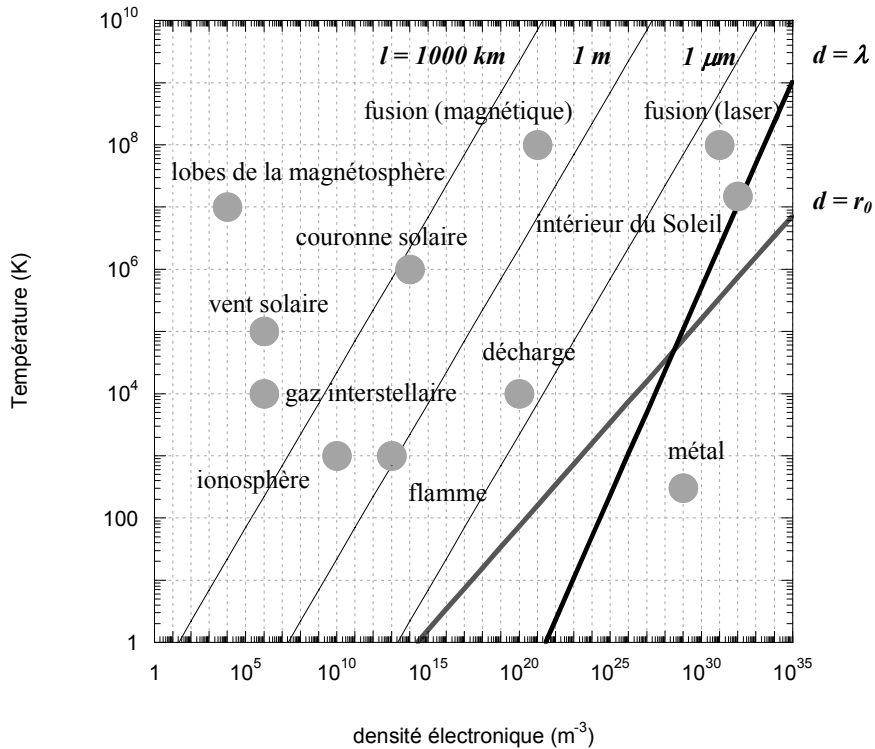


Figure 3. Ordre de grandeur des températures et des densités de quelques plasmas. Les échelles logarithmiques montrent l'étendue des gammes de paramètres que l'on rencontre dans la nature et dans les plasmas de laboratoire. Les droites en trait gras représentent les plasmas pour lesquels la distance interparticulaire est égale à la longueur de Landau ou à la longueur d'onde de de Broglie. Les droites en traits fins représentent la valeur du libre parcours moyen des électrons. Voir au paragraphe suivant la discussion de ces droites.

2. LES EFFETS QUI DOMINENT LA PHYSIQUE

Dans un gaz neutre, ce sont les collisions qui régissent la dynamique globale du fluide. Dans les conditions habituelles de température et de pression (celles qu'on qualifie de "normales"), ces collisions sont tellement nombreuses qu'on ne s'écarte pratiquement pas de l'équilibre. Ce sont aussi ces collisions qui assurent diffusion et transport lorsque le système est hors d'équilibre. Les collisions dont on parle dans ce cas sont des collisions entre particules neutres, elles sont donc régies par des forces à courte portée qu'on peut modéliser sans faire une approximation trop lourde par le modèle qu'on appelle « des boules de billard ».

Dans un plasma totalement ionisé, les interactions qui interviennent entre particules sont électromagnétiques et donc fondamentalement différentes. A la différence des interactions entre particules neutres, ces interactions sont à longue portée, le champ créé par une charge ne décroissant qu'en $1/r^2$. Une particule donnée peut être sensible à un voisin très proche (« interaction binaire proche »), mais elle est sensible aussi à toutes les autres via les champs électromagnétiques qu'elles créent. On parle d'interaction « collective » lorsque, dans une région donnée, une particule est soumise principalement au champ moyen créé par toutes les autres. Ces champs peuvent aussi être imposés de l'extérieur, comme par exemple au voisinage d'une planète magnétisée.

Dans le cas d'un plasma partiellement ionisé, que nous ne traiterons pas ici, les deux types d'interactions (à courte portée et électromagnétique) interviennent à la fois dans la physique du milieu. Les électrons ou les ions peuvent subir des collisions avec les particules neutres ou avec d'autres particules chargées.

a) Interactions binaires ou collectives ?

Pour décrire le rôle des collisions, entre particules neutres ou chargées, on utilise la notion de libre parcours moyen entre deux collisions. Le libre parcours moyen est la distance en dessous de laquelle la trajectoire est soit une ligne droite, soit une courbe déterminée entièrement par le seul champ collectif. On le calcule par une approche statistique sur toutes les collisions possibles. Dans un gaz neutre on comprend de manière intuitive sa signification : la trajectoire d'une particule est une ligne brisée dont les tronçons ont une taille moyenne qu'on appelle libre parcours moyen. Dans un plasma, du fait de la présence d'interactions avec des particules lointaines, la trajectoire est complètement différente. La figure 4 représente schématiquement ce que peut être une telle trajectoire : les particules peuvent s'approcher les unes des autres mais elles ne se rencontrent jamais vraiment. Dans ce contexte le libre parcours moyen est plutôt la distance au bout de laquelle la trajectoire a été significativement déviée sous l'effet d'un grand nombre d'interactions binaires mais lointaines.

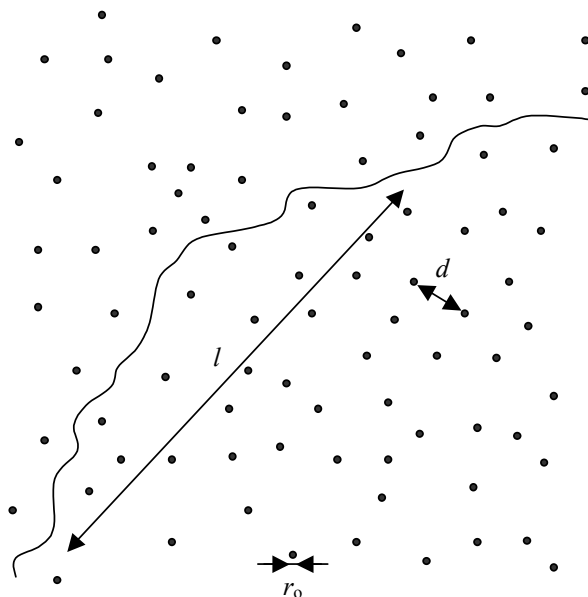


Figure 4. Allure de la trajectoire d'un électron (ou d'un ion) dans un plasma. Les distances caractéristiques sont représentées : l est le libre parcours moyen, d la distance moyenne entre particules, r_0 la longueur de Landau d'une particule.

Le calcul¹ du libre parcours moyen est basé sur la diffusion de Rutherford qui permet de calculer la déviation d'une particule chargée par une autre en fonction du paramètre d'impact. Il donne $l = \frac{4\pi\epsilon_0^2 (kT)^2}{ne^4 \ln \Lambda}$, où $\ln \Lambda$ est un paramètre qui varie peu suivant les différents types de plasmas (de 5 à 30 environ). Les droites tracées en trait fin sur la figure 3 donnent les valeurs typiques du libre parcours-moyen en fonction des caractéristiques du plasma. On constate que, pour la plupart des plasmas astrophysiques, l est de l'ordre de grandeur de la taille des régions considérées. Les collisions sont donc très souvent complètement négligeables.

Parmi ces collisions interviennent à la fois les collisions binaires proches et lointaines. En fait, le poids de ces dernières est beaucoup plus important et les collisions binaires proches sont très improbables. Pour caractériser l'interaction binaire proche, on peut calculer la longueur de Landau. Cette distance est celle à laquelle il faut que deux particules s'approchent pour avoir une énergie d'interaction égale à leur énergie cinétique moyenne, kT , où k est la constante de Boltzmann et T la température. La longueur de Landau vaut donc $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 kT}$, c'est en quelque sorte la dimension de la

particule du point de vue de l'interaction électrostatique. Dans un plasma de densité n , on peut estimer que la distance moyenne d entre particule est de l'ordre de $n^{-1/3}$. On peut comparer les deux distances d et r_0 en fonction de la densité et de la température. La droite tracée sur la figure 3 est obtenue pour $d = r_0$. On constate que presque tous les plasmas se situent à gauche de la droite et sont donc si dilués que la probabilité d'une rencontre binaire proche est totalement négligeable.

¹ Pour le calcul détaillé, voir, par exemple, Delcroix et Bers, tome 1, chapitre 3.

b) Rôle des effets quantiques

Les électrons du plasma sont des fermions et on sait que s'ils se retrouvent trop proches, les effets quantiques vont intervenir. On peut caractériser ces effets par l'énergie de Fermi. La comparaison entre énergie thermique et énergie de Fermi est équivalente à la comparaison entre distance entre particules et longueur d'onde de de Broglie, elle aboutit au tracé de la deuxième droite sur la figure 3. On constate que pour la plupart des plasmas, l'énergie thermique est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à l'énergie de Fermi. Le point qui représente un métal typique est lui bien au-dessous de cette droite, ce qui correspond au fait bien connu que les effets quantiques sont fondamentaux pour comprendre le comportement métallique. Les plasmas de l'intérieur de certaines étoiles peuvent être aussi sensibles aux effets quantiques, on les appelle alors dégénérés.

La conclusion qu'on peut tirer de cette étude rapide est que les effets qui régissent la physique des plasmas sont, en général, fondamentalement différents de ceux qui régissent les gaz. Les interactions binaires sont souvent négligeables et seuls interviennent dans la dynamique les effets collectifs : ce sont donc eux qui seront étudiés essentiellement ici. Pour aborder la physique des plasmas, il faut oublier un certain nombre de préjugés acquis "dans les conditions normales de température et de pression" : la thermalisation, la diffusion, le frottement... n'existent pas dans la plupart des plasmas.

3. LE SYSTEME COUPLE CHAMPS / PARTICULES : CAS GENERAL

Dans un plasma, les variations du champ électromagnétique et les mouvements des particules chargées sont couplés. De façon générale (voir Figure 5) :

- Si on connaît les champs **E** et **B**, on connaît les forces électromagnétiques s'exerçant sur les particules et comment ces forces influent sur les trajectoires ; on peut en déduire, par un peu de statistique, les évolutions de ρ et \mathbf{j} .

- Si on connaît la position et la vitesse de toutes les particules du plasma, électrons et ions, on peut en déduire la densité de charge ρ et le courant \mathbf{j} qui sont les termes sources, dans les équations de Maxwell, des champs **E** et **B**.

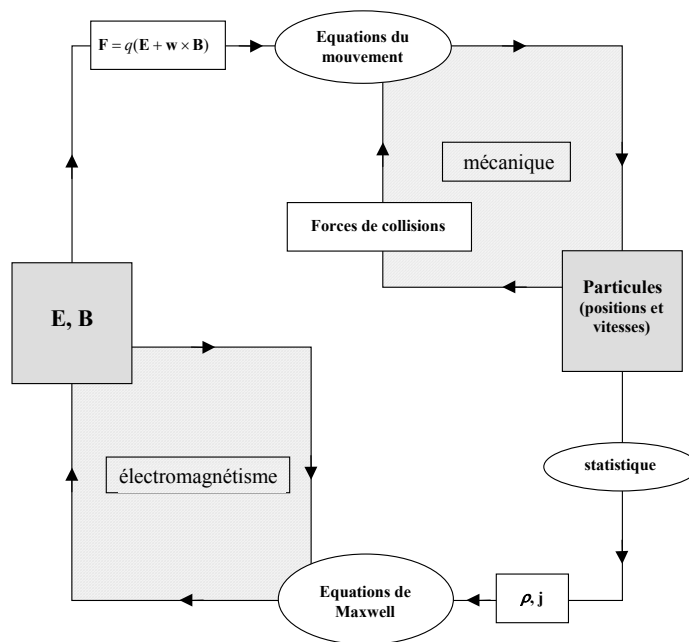


Figure 5. Couplage entre les mouvements des particules et les variations du champ électromagnétique dans un plasma

NB : dans le schéma ci-dessus on a noté **w** la vitesse des particules individuelles, pour la distinguer de la vitesse **v** du plasma qui est une moyenne sur un grand nombre de particules individuelles.

Ce système couplé est à la base de toute la physique des plasmas. C'est lui qui fait que cette science se situe à l'intersection entre l'électromagnétisme (Maxwell) et la mécanique statistique (comment passer des informations sur les

trajectoires individuelles aux informations macroscopiques que sont ρ et \mathbf{j}).

Il est important de noter que les champs notés \mathbf{E} et \mathbf{B} sur cet organigramme sont les champs dits « collectifs », c'est à dire moyennés. A ces champs collectifs s'ajoute en fait, dans le champ instantané mesuré en un point, un « bruit » de fluctuations très rapides qui est dû au caractère particulaire du plasma : on comprend bien que le champ en un point devient brièvement très grand chaque fois qu'une particule passe très près de ce point. Mais l'effet de ce bruit particulaire ne se fait logiquement sentir que lorsque deux particules sont effectivement amenées à passer très près l'une de l'autre et on verra qu'on peut l'inclure dans le terme « forces de collisions » représenté dans la partie mécanique du système.

Différence essentielle entre les gaz neutres et les plasmas : dans un gaz neutre, les couplages entre la partie électromagnétique du schéma et la partie mécanique n'existent pas puisque les forces dues à l'action des champs sur la matière $q(\mathbf{E} + \mathbf{w} \times \mathbf{B})$ sont nulles et puisque les sources matérielles du champ que sont ρ et \mathbf{j} sont nulles aussi. Le système d'équations équivalent à ce schéma se découple donc en deux sous-systèmes indépendants qui décrivent, l'un la propagation des perturbations électromagnétiques (ondes lumineuses, ondes radio, ... qui se comportent sensiblement comme dans le vide), et l'autre la propagation des perturbations mécaniques dues aux collisions (ondes sonores). Dans un plasma, au contraire, la propagation de n'importe quel type d'information implique toujours à la fois des perturbations mécaniques et électromagnétiques ; il en découle un comportement plus complexe et un nombre de modes de propagation beaucoup plus grand.

4. UN CAS PARTICULIER : L'OSCILLATION DE PLASMA

a) Position du problème

On considère un plasma homogène composé d'ions et d'électrons tous immobiles (donc chaque espèce a une vitesse moyenne nulle et une température nulle), de mêmes densités numériques $n_e = n_i = n_0$ (donc pas de densité de charge), et en l'absence de champ électromagnétique. Sans perturbation extérieure, ce système reste évidemment stationnaire.

Au temps $t = 0$, on perturbe une tranche de ce système en comprimant un peu les électrons dans une direction x (voir Figure 6). On part donc d'une situation initiale où $n_e = n_0 + \delta n_e(x)$ et pour laquelle la densité de charge locale n'est plus nulle : $\rho = e(n_i - n_e) = -e\delta n_e \neq 0$.

Comment le milieu va-t-il réagir à cette perturbation de la densité électronique ? La perturbation peut-elle se propager comme peut le faire une variation de densité dans un gaz neutre collisionnel (onde sonore) ? Si oui, avec quelle vitesse caractéristique ? Ou bien va-t-elle se déformer, s'amortir, osciller sur place, ... ? Ce sont les questions auxquelles nous allons chercher à répondre. Écrivons pour cela les équations d'évolution et résolvons les.

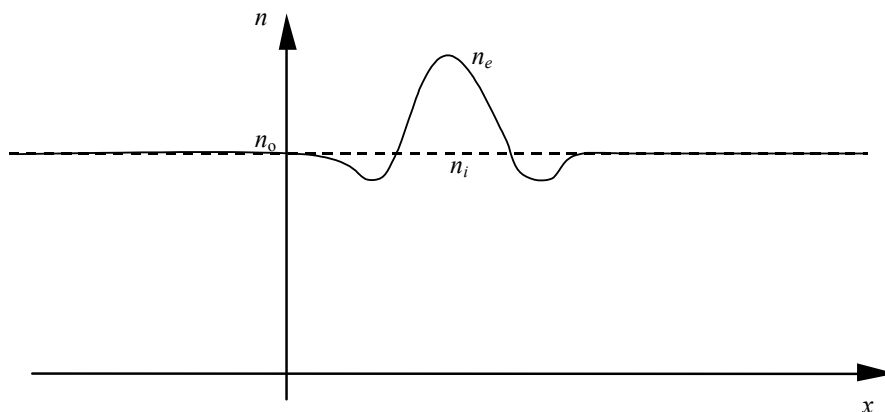


Figure 6 : Perturbation initiale de la densité électronique

b) Champ créé par les charges

La densité de charge peut être posée égale à $-e\delta n_e$ si on suppose que la densité numérique des ions reste constante. Cette hypothèse pourra se justifier *a posteriori* car l'évolution que l'on va trouver se fait sur une échelle de temps fixée par les électrons qui est telle que les ions n'ont quasiment pas le temps de bouger (les protons sont 2000 fois plus lourds que les

électrons, les autres ions sont encore plus lourds).

Le **champ électrique** créé par cette densité non nulle de charge est dirigé selon x et il se calcule par l'équation de Maxwell-Gauss:

$$\partial_x (E_x) = -e\delta n_e / \epsilon_0 \quad (1)$$

(en notant ∂_x l'opérateur de dérivation partielle par rapport à x : $\partial_x(A) = \partial A / \partial x$)

On ne calcule ici que la composante électrostatique E_x du champ. Il existe bien, en fait, un très petit **champ magnétique** créé par le mouvement des électrons et un champ électrique induit correspondant, mais on pourra vérifier que ceux-ci sont négligeables pour le phénomène étudié.

c) Déplacement des charges dû au champ

Les électrons se déplacent sous l'effet du champ électrique. La loi fondamentale de la dynamique appliquée à chaque électron s'écrit donc :

$$m_e \partial_t (w_{ex}) = -eE_x \quad (a)$$

On néglige la force magnétique conformément à ce qui a été dit ci-dessus. Le déplacement des électrons se fait évidemment des régions les plus denses vers les régions les moins denses. Pour calculer l'effet de ces mouvements individuels sur l'évolution de la densité (et donc boucler le système), il faut en général faire un calcul statistique. Ici, ce travail est réduit à sa plus simple expression : puisque les électrons ont été supposés froids, ils démarrent tous avec la même vitesse initiale $w_{ex} = 0$ et tous ceux qui sont originaires du même point x suivent donc la même trajectoire et voient le même champ en même temps. Les vitesses individuelles des électrons en un x donné sont donc toutes égales entre elles et égales à la vitesse macroscopique en ce point :

$$w_{ex} = \langle w_{ex} \rangle = v_{ex} \quad (b)$$

La variation de densité découlant de ces mouvements se déduit de l'équation de conservation du nombre de particules ou « équation de continuité » :

$$\partial_t (n_e) + \partial_x (n_e v_{ex}) = 0 \quad (c)$$

Si on considère des petites variations, on peut linéariser cette équation et écrire simplement :

$$\partial_t (\delta n_e) + n_0 \partial_x (v_{ex}) = 0 \quad (d)$$

Le résultat est donc, en combinant (a), (b) et (d) :

$$\partial_t^2 (\delta n_e) = \frac{n_0 e}{m_e} \partial_x (E_x) \quad (2)$$

d) Résolution du système couplé

L'ensemble des deux équations (1) et (2) forme un système en δn_e et E_x . Si on résout par exemple en δn_e , on obtient :

$$\boxed{(\partial_t^2 + \omega_{pe}^2)(\delta n_e) = 0} \quad \text{avec} \quad \omega_{pe}^2 = n_0 \frac{e^2}{m_e \epsilon_0}$$

On reconnaît l'équation d'un oscillateur dont la solution générale est :

$$\delta n_e(x, t) = \delta n_1(x) e^{-i\omega_{pe}t} + \delta n_2(x) e^{+i\omega_{pe}t}$$

La fréquence caractéristique ω_{pe} est appelée **fréquence plasma** électronique. Dans chaque tranche en x , la perturbation de densité électronique oscille donc sans s'amortir (dans le cadre des approximations faites) à cette fréquence unique ω_{pe} . Les phases d'oscillation sont indépendantes d'une tranche à sa voisine et sont fixées par les conditions initiales. Si on fixe par exemple pour δn_e une variation spatiale initiale de forme sinusoïdale et caractérisée par un nombre d'onde k , on obtiendra en général la superposition de deux sinusoïdes se propageant l'une vers la droite, l'autre vers la gauche. L'amplitude respective de ces deux sinusoïdes est fixée par une autre condition initiale, par exemple la dérivée $\partial_t(\delta n_e)$ ou la valeur du champ électrique. Si les deux amplitudes se trouvent égales, on n'observe pas de propagation mais une onde stationnaire ; c'est ce qu'on obtient en partant d'une condition initiale immobile (toutes les tranches oscillent alors en

phase).

On vient de voir que la fréquence d'oscillation $\omega = \omega_{pe}$ de chaque tranche est indépendante de la forme choisie pour la variation spatiale ; pour une variation spatiale sinusoïdale, elle est donc a fortiori indépendante du nombre d'onde. En utilisant le vocabulaire des ondes, qui est très utile pour caractériser les propriétés d'un milieu, ceci signifie que la **relation de dispersion $\omega(k)$** prend ici la forme remarquablement simple illustrée sur la Figure 7.

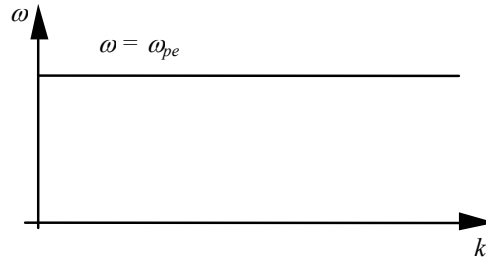


Figure 7. Relation de dispersion $\omega(k)$ de l'oscillation de plasma

On appelle parfois « **onde de Langmuir** » l'onde ainsi trouvée. La pente nulle de la relation de dispersion $\partial\omega/\partial k = 0$ montre l'absence de propagation d'énergie (*vitesse de groupe nulle*). Par contre, on voit que la vitesse de phase $\omega/k = \omega_{pe}/k$ dépend de k et peut prendre toutes les valeurs entre zéro et l'infini. On notera la différence entre le résultat ci-dessus et celui qu'on obtient lorsqu'on calcule l'évolution d'une variation de densité dans un gaz neutre et chaud (onde sonore). On obtient dans ce cas une relation de dispersion linéaire $\omega = kc_s$. La fréquence d'oscillation dépend alors de la forme spatiale, et donc : vitesse de groupe = vitesse de phase = constante. (Chaque tranche de fluide a une oscillation qui dépend de l'oscillation des tranches voisines qui lui passent l'information avec un léger retard).

On vient de montrer qu'il peut exister, dans un plasma, des « **ondes électrostatiques** », c'est à dire des ondes pour lesquelles la composante longitudinale du champ électrique (parallèle à \mathbf{k} , c'est-à-dire parallèle à la direction x des gradients) est très supérieure à la composante transversale ; le champ magnétique est alors négligeable. On qualifie ces phénomènes d'« électrostatiques » car la composante longitudinale du champ est due à une densité de charge alors que la composante transversale (habituelle pour les ondes électromagnétiques dans le vide dont on sait bien qu'elles ont une polarisation électrique purement transversale) est due au courant de déplacement, c'est à dire aux variations temporelles. De tels phénomènes sont toujours caractérisés par des vitesses de propagation lentes par rapport à la vitesse de la lumière c .

Remarque : dans tout ce paragraphe, on a bien sûr supposé que l'échelle spatiale du phénomène étudié reste grande par rapport à la distance entre particules (k pas trop grand) pour que la notion de statistique sur les particules garde un sens en chaque point x : $\delta x \gg n_0^{-1/3}$. Cette hypothèse n'est pratiquement jamais à remettre en cause.

5. LES ECHELLES CARACTERISTIQUES D'UN PLASMA

Dans un gaz neutre idéal, tous les phénomènes restent identiques à eux-mêmes, quelle que soit leur échelle : si une structure est deux fois plus grosse, elle évolue deux fois plus lentement mais exactement de la même façon. C'est un comportement que l'on qualifie "d'auto-similaire", et cette propriété se manifeste, dans les équations qui décrivent le milieu, par le fait qu'il n'apparaît aucune échelle caractéristique, ni temporelle ni spatiale : le seul paramètre caractéristique qui apparaît est une vitesse : celle du son. Ceci n'est plus vrai, même dans un gaz neutre, dès qu'on prend en compte la viscosité. Il apparaît alors une échelle caractéristique appelée "échelle visqueuse" $\lambda_v = k_v^{-1}$: tous les phénomènes d'échelle plus grande $k \ll k_v$ peuvent être décrits en négligeant la viscosité alors que, pour les échelles plus petites $k \gg k_v$, c'est au contraire elle qui domine et qui détermine le comportement du gaz. Dans cet exemple d'un gaz neutre, il existe une échelle caractéristique unique et cette échelle est alors "dissipative", ce qui signifie que le chauffage du milieu (transfert de l'énergie dirigée vers l'énergie thermique) est purement adiabatique et réversible pour $k \ll k_v$, et devient "dissipatif" et irréversible pour $k \gg k_v$. Mais attention : ce qui est vrai pour l'échelle visqueuse d'un gaz neutre n'a rien d'universel : rien n'oblige en général une échelle caractéristique à concerner un changement vis-à-vis des questions énergétiques telles que l'adiabaticité ou la réversibilité.

Dans un plasma, il existe plusieurs échelles caractéristiques, spatiales et temporelles, et le comportement du milieu change de nature chaque fois que les phénomènes étudiés ont des échelles plus grandes ou plus petites que l'une d'entre elles. Cela est important pour tous les problèmes de modélisation car cela mène à des systèmes d'équations simplifiés de façons différentes selon la gamme d'échelles que l'on veut modéliser. On verra que la plupart de ces échelles sont effectivement sans rapport avec l'adiabaticité ou la réversibilité des phénomènes. Voici les principales échelles caractéristiques qui apparaissent pour décrire tous les phénomènes de plasma.

a) Echelles temporelles

- **Fréquence plasma (électronique).** Comme on vient de le voir, elle caractérise essentiellement les fluctuations du plasma lorsque la force dominante s'exerçant sur le fluide électronique est la force électrostatique (/longitudinale) due aux seules fluctuations de densité de ces mêmes électrons. C'est évidemment ce qui se passe lorsque les ions restent immobiles et que seuls les électrons bougent.

Aux échelles de temps courtes (fréquences plus hautes que f_{pe}), d'autres forces jouent nécessairement un rôle plus important que le champ électrostatique. Ce peut être : la composante induite (/transverse) du champ électrique, due au courant de déplacement (comme dans le vide), ou la force de pression électronique (plasma "chaud").

Aux échelles de temps longues (fréquences plus basses que f_{pe}), d'autres forces entrent également en jeu (force de pression électronique, force de Lorentz, ...), mais celles-ci s'opposent alors à la force électrique. Les différentes forces en présence tendent nécessairement à s'annuler entre elles si la fréquence tend vers zéro. De plus, aux plus basses fréquences, la mise en mouvement des ions modifie la source même du champ électrique : c'est alors la différence des perturbations de densité des ions et des électrons qui détermine la composante électrostatique, et la différence des vitesses qui détermine la composante induite (le courant de déplacement est en général négligeable pour ces fluctuations).

Numériquement, la fréquence plasma vaut :

$$f_{pe} = 9\sqrt{n_o} \quad (f_{pe} \text{ en Hz, } n_o \text{ en m}^{-3}).$$

Voici quelques exemples d'ordres de grandeur (la longueur d'onde λ_o des ondes dans le vide à $\omega = \omega_{pe}$ est donnée pour référence):

Région	densité (m ⁻³)	fréquence plasma ($\lambda_o = c/f_{pe}$)
Lobes de la magnétosphère	10 ⁴	900 Hz
Vent solaire	5 10 ⁶	20 kHz
Max de l'ionosphère (250 km)	5 10 ¹¹	6 MHz ($\lambda_o \approx 50\text{m}$)
Couronne solaire	10 ¹⁴	90 MHz ($\lambda_o \approx 3\text{m}$)
Atmosphère de pulsar	10 ¹⁸	9 GHz ($\lambda_o \approx 3\text{cm}$)
Tube à décharge (néon)	10 ¹⁸	Idem (mais ionisation partielle)
Plasma de fusion (tokamak)	10 ²¹	3 10 ¹⁰ Hz (IR)
Electrons dans un métal	10 ²⁹	3 10 ¹⁴ Hz (visible)
Intérieur du Soleil	10 ³²	9 10 ¹⁶ Hz (UV)

Remarques : La fréquence plasma n'est pas seulement une fréquence caractéristique pour les phénomènes électrostatiques. Elle apparaît également, à grande échelle, pour les perturbations de la composante induite (/transverse) du champ. Pour le vérifier, il faut prendre garde de prendre en compte correctement le courant de déplacement $\epsilon_0 \partial_t \mathbf{E}$ dans les estimations.

Plus généralement pour mener à bien tous les calculs d'ordre de grandeur dont les résultats sont présentés ici, il faut s'efforcer d'estimer les différents termes à comparer en fonction des échelles (ω et k) et d'une seule et même variable. Ici par exemple, où seuls les électrons bougent, on peut tout estimer en fonction de la variation de la vitesse électronique Δv_e .

L'ordre de grandeur du champ électrostatique est alors $\frac{1}{\omega} \frac{n_e q}{\epsilon_0} \Delta v_e$, celui de la composante induite est $\frac{\omega}{k^2 c^2} \frac{n_e q}{\epsilon_0} \Delta v_e$, pour ω

$\ll kc$ (le courant d'électrons domine alors le courant de déplacement) ; il est de $\frac{1}{\omega} \frac{n_e q}{\epsilon_0} \Delta v_e$, comme le champ

électrostatique, pour $\omega \gg kc$ (les deux courants, d'électrons et de déplacement, sont opposés dans la limite des très grandes échelles $k \rightarrow 0$) ; celui de la force de Lorentz dans le cas d'un plasma magnétisé $n_e q B \Delta v_e$, etc... Ce n'est pas le lieu, dans cette brève introduction, de détailler tous ces calculs d'ordre de grandeur ; nous n'en donnons que les principes et les principaux résultats.

- **Fréquence plasma ionique.** Même définition que la fréquence plasma électronique avec la masse des ions. Elle est donc environ 40 fois plus petite que celle des électrons (racine du rapport des masses). Cette échelle a des conséquences moins fondamentales pour la modélisation que son équivalent électronique.

L'existence d'un champ magnétique modifie considérablement les propriétés d'un plasma : ses propriétés peuvent alors être très différentes selon qu'on considère leur dynamique "perpendiculaire" (au champ magnétique) ou leur dynamique "parallèle". Le plasma se comporte donc alors comme un milieu anisotrope, le champ magnétique représentant l'axe d'anisotropie. Les deux échelles précédentes apparaissent dans tous les plasmas, magnétisés ou non. Dans un plasma magnétisé, elles proviennent du mouvement parallèle des particules. Leur mouvement perpendiculaire introduit les deux échelles suivantes.

- **Gyrofréquence électronique.** Cette fréquence paraît a priori être une caractéristique du mouvement individuel des électrons puisque c'est celle de leur rotation autour du champ magnétique : $\omega_{ce} = |q_e| B / m_e$ (et $f_{ce} = \omega_{ce} / 2\pi$). Mais, de façon plus générale, c'est l'échelle qui caractérise n'importe quel mouvement lorsque la force de Lorentz est la force dominante. Elle apparaît donc aussi bien comme une fréquence caractéristique du mouvement collectif des électrons.

Aux échelles de temps courtes (fréquences plus élevées que f_{ce}), la force de Lorentz est négligeable et c'est une autre force (le champ électrique et/ ou le gradient de pression) qui détermine le mouvement collectif des électrons. On dit que les électrons sont "non magnétisés".

Aux échelles de temps longues (fréquences plus basses que f_{ce}), les différentes forces agissant sur l'ensemble des électrons doivent s'annuler entre elles. Ceci se traduit par des relations du type "loi d'Ohm", par exemple $\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} = 0$ (ou la même chose plus un gradient de pression). On dit alors que les électrons sont "magnétisés".

- **Gyrofréquence ionique.** Sa définition et ses conséquences sont les mêmes que celles concernant la gyrofréquence électronique, mais concernant cette fois la masse des ions. Pour des protons, elle est donc environ 2000 fois plus basse que celle des électrons (rapport des masses).

b) Echelles spatiales

- **Longueur de Debye électronique.** Elle traduit l'équilibre entre la force électrostatique et la force de pression électronique lorsque le champ électrique est entièrement dû aux fluctuations de densité électronique (mêmes conditions que

pour la définition de la fréquence plasma). Son expression est : $\lambda_{De} = \frac{V_{the}}{\omega_{pe}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{n_{e0} e^2}}$. Pour les échelles plus longues, c'est

la force électrique qui définit le mouvement (comme dans le cas de l'oscillation de plasma que l'on vient de voir). Pour les échelles plus courtes, ce sont au contraire les gradients de pression qui dominent. Aux fréquences basses, il faut bien sûr prendre aussi en compte les ions comme source du champ.

La longueur de Debye est importante en particulier pour le modèle dit de "particules habillées" qui consiste à représenter le plasma comme un ensemble d'ions particuliers, chacun étant entouré par un nuage sphérique d'électrons chauds en équilibre électrostatique. Ce nuage électronique est naturellement de rayon λ_{De} puisque c'est l'échelle caractéristique de ce type d'équilibres comme on vient de le voir. Ce modèle heuristique ne correspond évidemment pas à la réalité microscopique puisque les électrons, de façon individuelle, ne sont jamais "attachés" à un ion particulier ; mais il est vrai néanmoins qu'un tel ensemble se comporte de façon macroscopique très semblable au véritable plasma et que cela permet de mener quelques calculs exacts de façon plus simple. De plus, ce modèle a des vertus pédagogiques : il permet de faire ressentir que la portée effective des interactions électrostatiques est limitée par la longueur de Debye : on peut dire

qu'il y a un "écranage" sur cette échelle du champ de chaque ion individuel qui est dû à la perturbation collective subie par l'ensemble des électrons qui passent dans le voisinage.

- **Longueur de Debye ionique.** Même définition que la longueur de Debye électronique avec la température des ions. Pour des températures égales, les longueurs de Debye électronique et ionique sont égales entre elles (la masse n'intervient pas). Cette échelle a des conséquences moins fondamentales pour la modélisation que son équivalent électronique.

- **Longueur d'inertie électronique.** C'est l'échelle à laquelle la force dominante s'exerçant sur le fluide électronique est la force électrique induite (/transverse) due aux seules fluctuations de vitesse de ces mêmes électrons (ions immobiles). Son expression est : $d_e = c/\omega_{pe}$. Aux échelles plus courtes, c'est une autre force qui domine et qui régit le mouvement (Lorentz, pression). Aux échelles plus longues, c'est également une autre force qui intervient, mais elle s'oppose à la force électrique et vient plus ou moins l'annuler ($\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} \approx 0$ quand la force en jeu est la force de Lorentz). Aux fréquences basses, il faut toujours ajouter l'autre source de champ électrique qu'est le courant dû au mouvement des ions.

- **Longueur d'inertie ionique.** Même définition et mêmes conséquences que précédemment, mais avec la masse des ions. Pour les protons, cette longueur est donc environ 40 plus grande que celle des ions (racine du rapport des masses).

Comme pour les échelles temporelles, le champ magnétique introduit des échelles spatiales supplémentaires.

- **Rayon de Larmor électronique.** C'est le rayon de giration des électrons individuels autour du champ magnétique. Pour l'ensemble des électrons, c'est l'échelle qui traduit l'équilibre entre la force de Lorentz et la force de pression. Son expression est : $\rho_L = V_{the}/\omega_{ce}$. Pour les échelles plus longues, on peut négliger les effets thermiques devant la force de Lorentz, aux échelles plus courtes, ils sont au contraire dominants.

- **Rayon de Larmor ionique.** Sa définition et ses conséquences sont les mêmes que celles concernant le rayon de Larmor électronique, mais avec cette fois la masse et la température des ions. Pour des protons, il est donc environ 40 fois plus grand que celui des électrons (racine du rapport des masses).

Remarque 1 : notion de quasi-neutralité.

Dans un plasma magnétisé, pour les phénomènes qui se produisent aux plus grandes des échelles présentées, (temporelles et spatiales), on a simultanément $\mathbf{E} \approx -\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}$ et $\mathbf{E} \approx -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}$, si bien que les mouvements des ions et des électrons sont quasiment identiques à l'ordre le plus bas. Il s'ensuit en particulier la notion de "quasi-neutralité" : $|n_i - n_e| \ll n_i, n_e$. Ceci permet, dans cette gamme, de remplacer n_i par n_e et de ne pas avoir à utiliser l'équation de Poisson (qui permet de calculer la différence $n_i - n_e$ en fonction de la composante électrostatique du champ).

Remarque 2 : courant de déplacement.

Le courant de déplacement $\varepsilon_0 \partial_t(\mathbf{E})$ est négligeable devant le véritable courant dû aux particules pour tous les phénomènes de plasma dont les échelles temporelles et spatiales vérifient $\omega/k \ll c$. C'est le cas pour la plupart d'entre eux, excepté pour les ondes électromagnétiques à haute fréquence, quand elles ne sont que faiblement perturbées par la présence du plasma.

c) Echelles liées aux collisions

Les différents types de collisions (ions-ions, électrons-ions, ions-neutres, etc..) peuvent être caractérisés, au niveau microscopique, par des fréquences caractéristiques : les fréquences de collisions f_{col} ou par des longueurs caractéristiques : les libres parcours moyens L_{col} . Les échelles caractéristiques utiles pour les quantités macroscopiques dérivent de celles-ci mais ne leur sont pas égales : ce sont, comme dans les gaz neutres, les différentes échelles introduites par les coefficients de transport dus aux collisions qui s'en déduisent par intégration : viscosité, conduction thermique, résistivité, etc... Il s'agit d'échelles dissipatives. Dans les plasmas spatiaux, ces échelles sont fréquemment plus petites que les échelles caractéristiques présentées précédemment et peuvent donc souvent être ignorées (notion de plasmas "sans collision").

Il faut souligner enfin que les phénomènes cinétiques dans les plasmas, via les résonances des particules, peuvent mener également à des "dissipations" apparentes pour certains paramètres caractéristiques (par exemple une vitesse caractéristique). Ces phénomènes peuvent être plus importants que les phénomènes collisionnels.