Propriétés générales des plasmas

I

Le but de ce chapitre est de donner un aperçu des caractéristiques fondamentales d'un plasma. Les plasmas présentent en effet un certain nombre de propriétés qui leur sont propres et qui ont des incidences importantes sur les ondes qui s'y propagent. Il est donc essentiel de connaître ces propriétés générales avant de commencer l'étude de la propagation des ondes.

Caractères généraux des plasmas

Le terme « plasma » désigne un ensemble de particules neutres et de particules chargées, dont les caractéristiques satisfont à un certain nombre de conditions que nous allons préciser.

Initialement, de tels systèmes ont été obtenus par ionisation d'un gaz, conduisant aux études déjà anciennes des décharges dans les gaz. Néanmoins, on a observé la présence de ces ensembles dans de nombreux corps contenant des particules chargées à l'état libre, principalement les solides et les liquides conducteurs de l'électricité. C'est pour cette raison qu'il ne semble pas souhaitable de présenter l' « état plasma » comme un quatrième état de la matière, qui, chauffée, passe généralement de l'état solide à l'état liquide, puis du liquide au gaz, enfin du gaz au gaz ionisé, lorsque l'agitation thermique des molécules (ou des atomes) du gaz est suffisante pour les ioniser par collision. Nous préciserons plus loin les différences essentielles qui distinguent un « plasma » d'un gaz ionisé obtenu dans une décharge ordinaire.

Comme dans le cas des gaz neutres, pour lesquels la théorie cinétique a connu le succès que l'on sait, le nombre énorme de particules que contient un volume à notre échelle entraîne la nécessité d'utiliser les méthodes de la mécanique statistique : *l'étude d'un plasma sera celle des propriétés statistiques d'un système de particules neutres et de particules chargées.*

Dans un premier temps, une telle description (nous parlerons alors de *description fluide*, ou *description hydrodynamique*) sera effectuée à l'aide de grandeurs moyennes, pour chaque espèce de particules en présence : neutres, électrons et ions. On définira ainsi

les *densités* : n_n, n_e, n_i

les *vitesses moyennes* : v_n, v_e, v_i

les *pressions cinétiques* : p_n, p_e, p_i.

Ces dernières, qui mesurent, pour chaque espèce, l'agitation désordonnée autour de la vitesse moyenne, pourront servir à définir, à travers une loi du type gaz parfait,

les *températures cinétiques* : T_n, T_e, T_i,

cette notion de température n'étant en fait bien définie que dans le cas de l'équilibre thermodynamique[1].

A partir de ces grandeurs, on définit le *taux d'ionisation* $r = n_i / (n_n + n_i)$. Ce paramètre prend des valeurs très différentes, comprises en gros entre 10^{-10} et 1, selon le type de système envisagé. Il n'est cependant pas caractéristique, et si la dénomination plasma s'applique bien dans le cas d'un gaz très fortement ionisé ($r \sim 1$), il n'en est pas de même pour les gaz faiblement ionisés ($r \lesssim 10^{-4}$) où on peut observer, soit les propriétés des plasmas, soit celles des fluides.

1.2. Plasmas naturels et plasmas de laboratoire

L'état plasma est très répandu dans la nature : on le rencontre dans les étoiles (en particulier le soleil) qui sont constituées de gaz à très haute température, dans certaines atmosphères de planètes (haute atmosphère terrestre, ionosphère et magnétosphère) où l'ionisation est due à des particules très rapides dont certaines émanent du soleil, dans l'espace interplanétaire et interstellaire. Plus près de nous, on le rencontre dans les flammes, les explosions et les ondes de choc, où l'ionisation se fait par élévation de température ; dans les tubes fluorescents, les arcs électriques et en particulier les éclairs atmosphériques, où des champs électriques accélèrent des électrons germes qui, par choc, ionisent les molécules ; enfin dans les électrolytes et les solides (métaux et semi-conducteurs).

Au laboratoire, les propriétés des plasmas les font de plus en plus utiliser en électronique et en électrotechnique : par exemple, pour la conversion de la chaleur en énergie électrique (convertisseurs thermo-ioniques) et pour la propulsion ionique. L'application la plus importante, bien qu'encore un peu lointaine, semble-t-il, est, sans conteste, la réalisation de réacteurs à fusion thermonucléaire contrôlée, utilisant des plasmas de Deutérium ou de mélange Deutérium-Tritium ; c'est sans nul

1. Qui n'est pratiquement atteint que très exceptionnellement dans un plasma. Par exemple, dans un tube fluorescent, on a $T_e \simeq 3.10^4$ °K et $T_i \# T_n \simeq 300$°K à 400°K. Pour l'étude des ondes, néanmoins, nous nous limiterons généralement à de tels équilibres thermodynamiques.

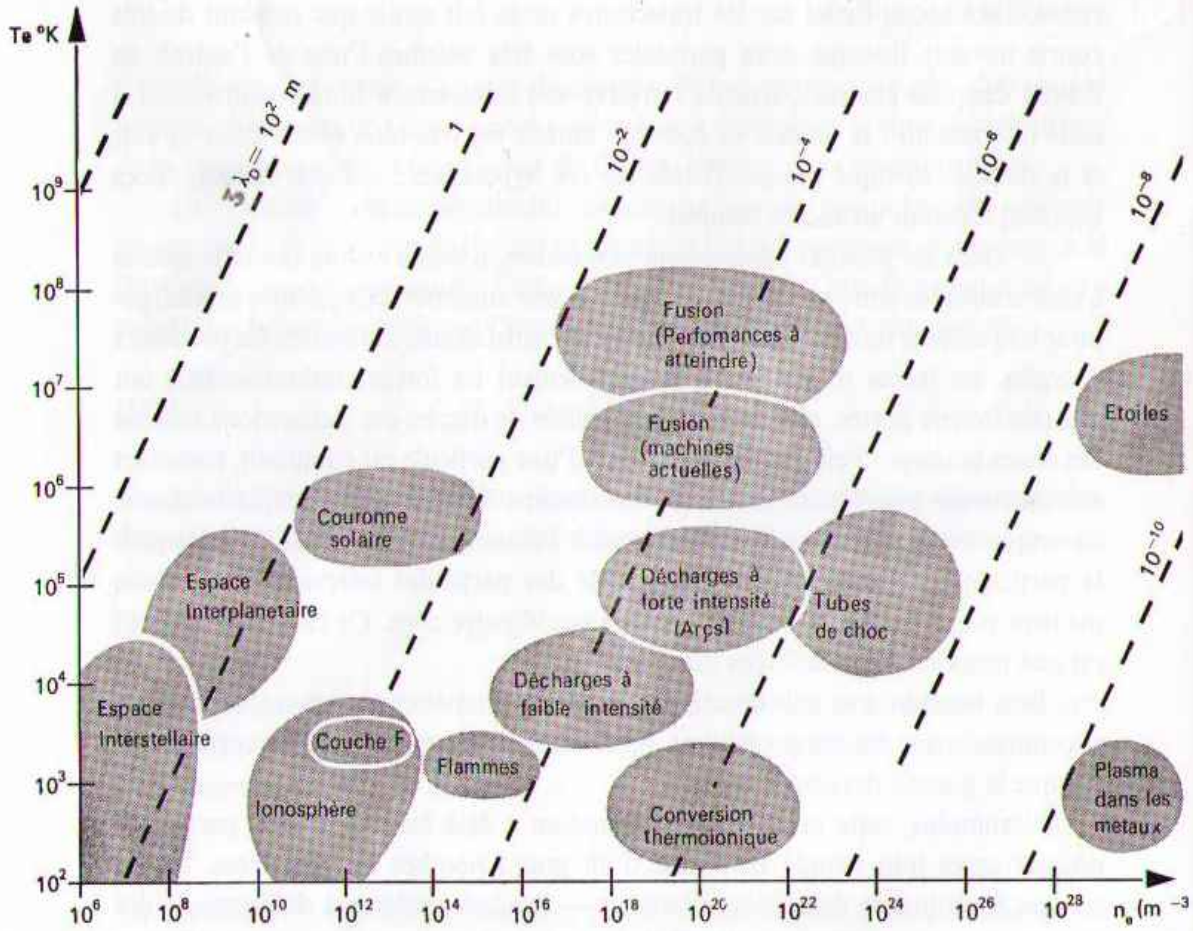

FIGURE 1.1.
Domaines des paramètres n_e et T_e pour les plasmas usuels

doute sous l'impulsion de ces recherches sur la fusion que la physique des plasmas proprements dits a pris son essort, se distinguant alors de plus en plus de l'ancienne physique des décharges dans les gaz.

1.3. Interactions entre particules. Plasmas collectifs et plasmas individuels

Les propriétés caractéristiques des plasmas, relativement à celles des fluides, sont essentiellement liées aux mécanismes d'interaction entre les différentes particules.

Pour décrire les forces d'interaction entre les particules d'un plasma, le modèle le plus simple est celui de l'interaction binaire : seules, deux particules entrent en jeu dans la collision. Une telle hypothèse n'est cependant plus valable lorsque la densité augmente : il faut alors tenir compte d'interactions où interviennent 3, 4,... particules : on retrouve alors le problème à N corps.

— Dans le cas des gaz neutres, les forces d'interaction ont un très faible

rayon d'action, et l'effet sur les trajectoires ne se fait sentir que pendant de très courts instants (lorsque deux particules sont très voisines l'une de l'autre), en dehors desquels chaque particule retrouve son mouvement libre (relativement à cette interaction) : le modèle de collision binaire est très bien vérifié dans ce cas, et la théorie cinétique des gaz (basée sur ces hypothèses : densités faibles, chocs binaires) a connu un succès complet.

— Dans les plasmas relativement peu denses, il existe encore des interactions à courte distance entre une particule neutre et une autre particule, neutre ou chargée pour lesquelles le modèle binaire sera toujours satisfaisant. Mais entre les particules chargées, les forces d'interaction (essentiellement les forces coulombiennes) ont une très longue portée, et il est alors impossible de décrire ces interactions comme des chocs binaires : l'effet sur la trajectoire d'une particule est cumulatif, toutes les autres charges intervenant en créant des champs moyens (par exemple le champ électrique de charge d'espace, satisfaisant à l'équation de Poisson) dans lesquels la particule considérée évolue. L'ensemble des particules intervient donc d'une manière *collective* sur le mouvement de l'une d'entre elles. Ce caractère collectif est une propriété essentielle des plasmas.

Bien entendu, une telle description des interactions est un peu trop simplifiée, et comme dans le cas des gaz neutres, on devra tenir compte d'effets de corrélations dès que le plasma deviendra dense.

Néanmoins, cette première approximation a déjà été très utile et permet de pousser assez loin l'étude théorique d'un grand nombre de problèmes. Elle a conduit à distinguer deux comportements — fondamentalement différents — des gaz ionisés : comportement collectif (lorsque les interactions à longue portée sont les plus importantes) et, par opposition, comportement individuel, lorsque les chocs binaires masquent ces phénomènes collectifs. Dans le premier cas, nous parlerons de *plasma collectif ;* dans le second, de *plasma individuel* ou encore de *plasma dominé par les collisions.*

Ces deux comportements différents apparaissent clairement quand on applique un champ électrique continu à un plasma. Dans le cas d'un plasma individuel, la mobilité des particules est limitée par les collisions : on a un effet de résistance électrique, comme dans un solide conducteur; dans le cas d'un plasma collectif, la répartition des densités des charges se modifie de façon à créer un champ de charge d'espace qui annule, dans le milieu, les effets du champ extérieur appliqué : on dit alors que les particules font écran à ce champ extérieur.

I.4. Définition et conditions d'existence d'un plasma

Ce qui précède nous conduit naturellement à définir un plasma comme un ensemble statistique de particules chargées, suffisamment dense pour avoir un *comportement collectif.*

Longueur de Debye 1.4.1

Considérons une charge q au sein du plasma. Elle se trouve entourée d'un certain nombre de charges de signe opposé qui tendent à neutraliser le champ coulombien de la charge q : c'est l'effet d'écran de Debye, observé dans les électrolytes.

Un premier critère permettant de caractériser le comportement collectif résulte de la comparaison de l'ordre de grandeur L des dimensions du système, à la distance λ_D au-delà de laquelle l'effet d'écran est effectif. Cette longueur a été calculée pour la première fois par Debye et vaut (en unités MKSA rationalisées)

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 \mathrm{KT}}{nq^2}\right)^{1/2} \tag{1.4.1}$$

où ε_0 est la constante diélectrique du vide, KT l'énergie thermique des particules, n et q la densité et la charge des particules; pour les électrons, on a donc :

$$\lambda_{De} \# 7 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{\mathrm{KT}}{n}} \text{ mètres} \tag{1.4.2}$$

où KT est exprimé en eV (1eV correspond à 11.600 °K) et la densité n en m^{-3}.

Si $\lambda_D \gg$ L, les effets d'écran, c'est-à-dire les effets collectifs, ne pourront pas être observés. Ce sera le contraire si

$$\lambda_D \ll \mathrm{L}. \tag{1.4.3}$$

La condition (1.4.3) est la condition fondamentale nécessaire pour observer les effets de plasma dans un gaz de particules chargées. Elle peut être mise sous la forme,

$$\mathrm{KT} \ll \frac{nq^2\mathrm{L}^2}{\varepsilon_0} = \frac{nq\mathrm{L}^3}{\mathrm{L}\varepsilon_0} q \simeq \mathrm{V}q \tag{1.4.4}$$

où $\mathrm{V} = \dfrac{\mathrm{Q}}{4\pi\varepsilon_0\mathrm{L}} = \dfrac{\mathrm{L}^3 nq}{3\varepsilon_0\mathrm{L}}$ est le potentiel à l'intérieur d'une sphère de rayon L, remplie de charges q, de densité n. L'équation (1.4.4) signifie donc que l'énergie électrique de la charge, due à la charge d'espace (en l'absence de charges de signe opposé), est beaucoup plus grande que son énergie thermique $\frac{1}{2}$ KT (il s'agit ici du mouvement radial, à un seul degré de liberté, qui seul affecte la distribution de potentiel [1]). Cette condition signifie donc que les mouvements thermiques sont négligeables devant les mouvements collectifs induits par la charge d'espace; elle aurait pu d'ailleurs être posée dès le départ pour définir λ_D.

La figure 1.1 indique les valeurs de λ_{De} dans les plasmas usuels.

1. Lorsqu'un champ magnétique est présent, le concept de longueur de Debye ne garde plus son sens transversalement à ce champ magnétique (Cf. § 1.6).

Oscillations de plasma 1.4.2

La longueur de Debye est une grandeur liée à l'équilibre statistique. Lorsqu'un plasma collectif est écarté de l'équilibre, il montre des oscillations (collectives), qui concernent essentiellement les électrons, qu'on appelle *oscillations de plasma* (électroniques). Ces oscillations cohérentes se font à une fréquence (angulaire) caractéristique ω_p, qu'on appelle la *fréquence plasma* [1]; les électrons oscillent par rapport aux ions qui, eux, sont pratiquement fixés en raison de leur grande inertie; les forces de Coulomb électron-ion assurent la force de rappel. Supposons que la séparation de charge ait lieu dans la direction Ox. Il lui correspond un déplacement d'ensemble des électrons, d'amplitude $\xi(x, t)$, au point x, à l'instant t, auquel est associée une variation de densité

$$\delta n_e = -n_e \frac{\partial \xi}{\partial x}, \qquad \xi = 0, \text{ aux limites du plasma.}$$

L'équation de Poisson donne alors le champ électrique résultant

$$\frac{\partial \mathrm{E}}{\partial x} = \frac{q_e \delta n_e}{\varepsilon_0} = -\frac{q_e n_e}{\varepsilon_0} \frac{\partial \xi}{\partial x}$$

qui s'intègre immédiatement ($\mathrm{E} = 0$ pour $\xi = 0$)

$$\mathrm{E} = -\frac{q_e n_e}{\varepsilon_0} \xi.$$

L'équation du mouvement des électrons de la tranche $(x, x + dx)$ considérée est donc

$$m_e \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \frac{q_e n_e}{\varepsilon_0} \xi = 0.$$

Elle définit la fréquence des oscillations

$$\omega_p = \left(\frac{n_e q_e^2}{m_e \varepsilon_0}\right)^{1/2} \tag{1.4.4}$$

dite *fréquence plasma électronique*.

Nous reviendrons sur l'étude de ces oscillations aux chapitres 3 et 7. Nous montrerons que les ions peuvent aussi, dans certaines conditions, effectuer de telles oscillations, à une fréquence $\Omega_p = (n_i q_i^2 / m_i \varepsilon_0)^{1/2}$.

Ces oscillations traduisent donc encore le comportement collectif d'un plasma.

1. Cette dénomination est due à LANGMUIR (1929).

Leur existence est néanmoins subordonnée à l'absence de tout mécanisme qui viendrait détruire leur cohérence et les amortir : tous les électrons d'un même plan perpendiculaire au déplacement vibrent en phase. Dans un plasma où le degré d'ionisation est relativement faible, les collisions binaires sur les neutres (qui ne sont alors plus négligeables) assurent ce mécanisme destructeur dès qu'elles se produisent en nombre suffisant pendant une période d'oscillation. Si ν est la fréquence de ces chocs, une seconde condition nécessaire pour avoir un plasma collectif est donc

(1.4.5) $$\omega_p \gg \nu.$$

Quasi-neutralité électrique 1.4.3

Lorsque la condition (1.4.3), $\lambda_D \ll L$, est satisfaite, les densités des charges de signe opposé sont telles que la neutralité électrique est pratiquement assurée. Cela résulte de l'hypothèse d'équilibre statistique qu'implique la condition (1.4.3); des écarts, même faibles, à cet équilibre se traduisent par l'apparition de champs électrostatiques très intenses qui, s'ils ne sont pas entretenus ou auto-entretenus (comme par exemple dans le cas des oscillations de plasma), ramènent le système à l'équilibre.

A une séparation complète des charges, sur une distance de l'ordre de λ_D (ce qui revient à extraire tous les ions, par exemple, d'une sphère de Debye, de rayon λ_D), est associée une variation de potentiel δV telle que

$$\delta V \sim \frac{\delta Q}{4\pi\varepsilon_0\lambda_D} \sim \frac{n_e q_e}{\varepsilon_0}\lambda_D^2 = \frac{KT_e}{q_e}$$

où $\delta Q = \frac{4\pi}{3} n_e q_e \lambda_D^3$ est la charge totale créée par l'écart à la neutralité.

Ainsi, la distance de Debye apparaît comme la limite où l'énergie électrostatique (due à la charge d'espace) $q_e\delta V$ est du même ordre que l'énergie thermique KT_e; cela signifie que l'agitation thermique ne peut provoquer de séparation de charges que sur des distances inférieures à λ_D. Pour des distances $L \gg \lambda_D$, on peut donc parler de quasi-neutralité :

(1.4.6) $$n_e \simeq n_i. \qquad \text{(plasma protons-électrons)}$$

Lorsqu'un champ magnétique $\mathbf{B}_0$ est présent, le mouvement transverse des particules est affecté, ainsi que nous allons le voir, et la quasi-neutralité à l'équilibre peut ne plus être maintenue dans la direction perpendiculaire à $\mathbf{B}_0$.

Conditions d'existence d'un plasma 1.4.4

Nous pouvons maintenant préciser la définition d'un plasma : c'est un milieu ionisé où les effets collectifs sont dominants, c'est-à-dire où les conditions

(1.4.6) $$\lambda_D \ll L \quad ; \quad \omega_p \gg \nu \quad ; \quad n_e \simeq n_i$$

sont satisfaites.

Le concept de longueur de Debye contient implicitement l'hypothèse suivante : il y a beaucoup de particules à l'intérieur d'une sphère de Debye; dans le cas contraire, l'effet d'écran ne pourrait pas s'établir. Cette condition s'écrit

(1.4.7) $$\mathcal{N}_D = \frac{4\pi}{3}\lambda_D^3 n_e \gg 1$$

qui signifie que l'énergie thermique KT_e est bien supérieure à l'énergie potentielle $q_e^2/4\pi\varepsilon_0 d$ entre deux particules (distantes en moyenne de $d \simeq n_e^{-1/3}$) ce qui assure la non-recombinaison des charges; on a, en effet

$$\frac{KT_e}{\dfrac{q_e^2 n_e^{1/3}}{\varepsilon_0}} = \lambda_D^2 n_e^{2/3} \sim \mathcal{N}_D^{2/3} \gg 1.$$

L'inverse du nombre $\mathcal{N}_D$,

(1.4.8) $$\Gamma = \mathcal{N}_D^{-1} \ll 1$$

apparaîtra dans la suite comme un paramètre de développement des équations cinétiques. On a :

$$\Gamma \sim (d/\lambda_D)^3.$$

5. Collisions

Revenons sur la description des interactions abordée au § 1.3. Du point de vue microscopique, ces mécanismes se traduisent par des phénomènes d'importance majeure. Une première catégorie est celle des *collisions inélastiques* (où l'état interne de la particule est modifié) correspondant aux processus d'ionisation, d'excitation, de dissociation, d'échange de charge, etc. Ces processus sont du domaine de la physique atomique et concernent surtout la formation et l'entretien du plasma.

Les effets des *collisions élastiques* (au cours desquelles les particules gardent leur autonomie) se traduisent macroscopiquement par des phénomènes de diffusion, de transfert de quantité de mouvement et d'énergie. C'est de cette deuxième catégorie dont nous allons brièvement discuter ici; nous y reviendrons au chap. 10.

La description macroscopique qui sera donnée au § suivant et qui concerne un fluide d'électrons et un fluide d'ions en interaction électrostatique n'est valable que pour des gaz très fortement ionisés. Dans le cas des gaz partiellement ionisés, les particules neutres constituent un fluide supplémentaire, couplé aux deux fluides précédents par des collisions binaires.

Plaçons-nous dans le cas extrêmement simplifié de la diffusion par collision de particules du type boules de billard; les particules d'un faisceau de densité n entrent en collision avec un gaz de particules cibles de densité N. Le nombre de particules diffusées sur une épaisseur dx est

$$dn = -n\mathrm{N}\varsigma dx$$

(négatif car ces particules sont déviées par les collisions et n'appartiennent plus au faisceau), où ς est la section efficace de diffusion (ici, ς est indépendante de la vitesse). On obtient donc par intégration

$$n(x) = n_0 e^{-\mathrm{N}\varsigma x} \quad \text{où} \quad n_0 = n(0).$$

Interprétée comme la probabilité qu'une particule a d'effectuer un trajet x sans subir de collision, la quantité $e^{-\mathrm{N}\varsigma x}$ permet de définir une distance moyenne de collision, *ou libre parcours moyen* (*lpm*) *de diffusion*

$$l_c = \int_0^\infty nx\,dx \Big/ \int_0^\infty n\,dx = (\mathrm{N}\varsigma)^{-1}. \tag{1.5.1}$$

A partir de (1.5.1), on définit le temps de collision $\tau_c = l_c/v$, v étant la vitesse des particules du faisceau; son inverse $\nu_c = \tau_c^{-1}$ est la *fréquence de collision*

$$\nu_c = \mathrm{N}\varsigma v. \tag{1.5.2}$$

En général, le modèle boule de billard ne s'applique pas : la section efficace

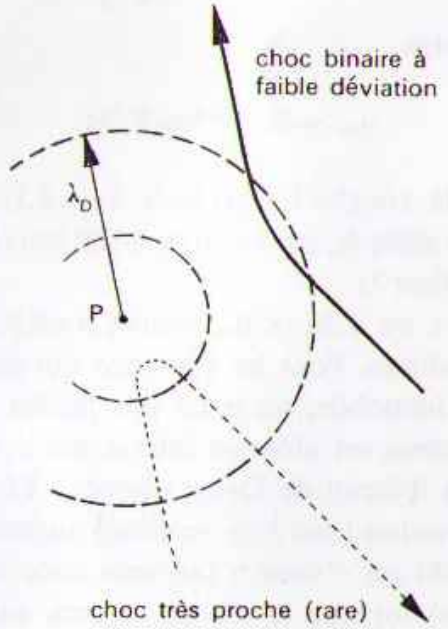

FIGURE 1. 1.

dépend de la vitesse relative des particules entrant en collision. Dans le cas particulier des interactions coulombiennes (diffusion de Rutherford), la section efficace ς diverge pour les chocs lointains (les plus nombreux) : cela conduit à des difficultés dans la formulation de la théorie des plasmas, que nous préciserons lors de la description microscopique. Celles-ci sont levées par l'effet d'écran : à l'extérieur de la sphère de Debye, ces interactions sont collectives et se traduisent par un champ de charge d'espace; à l'intérieur (on a alors des collisions binaires) les particules sont faiblement déviées — en laissant de côté les chocs très proches, plus rares — par les collisions sur la particule P : c'est l'effet moyen de ce second phénomène qu'on représente par des fréquences de collision ν_{ei}, ν_{ii} ou ν_{ee}.

Néanmoins, des ordres de grandeurs des fréquences de collisions électrons-neutres ν_{en} et électrons-ions ν_{ei} peuvent être obtenus à partir des expressions (1.5.2), dans le modèle boule de billard :

— dans le cas des chocs *e-n*, la section efficace est

$$\varsigma = \pi\,(R_n + R_e)^2,$$

où R_n et R_e sont les rayons des neutres et des électrons. On peut négliger $R_e \ll R_n$, et alors

$$\nu_{en} \sim \pi R_n^2 n_n v,$$

où n_n est la densité des neutres. En prenant pour v la vitesse moyenne thermique, telle que $\frac{1}{2}\,mv^2 = \frac{3}{2}\,KT_e$, on obtient donc

$$\nu_{en} \sim \pi R_n^2 n_n \left(\frac{3KT_e}{m}\right)^{1/2} \tag{1.5.3}$$

soit, avec $R_n \sim 10^{-10}$ mètre

$$\nu_{en} \sim 2.10^{-16}\, n_n T_e^{1/2}; \tag{1.5.4}$$

dans l'ionosphère, pour la couche F (300 km), $n_n \simeq 6.10^{14} m^{-3}$, $T_e \simeq 10^3$ °K, on a $\nu_{en} \sim 4\text{sec}^{-1}$; à plus basse altitude, par exemple à 100 km (couche E), $n_n \sim 10^{19} m^{-3}$, $T_e \sim 300$°K, $\nu_{en} \sim 3.10^4\text{sec}^{-1}$;

— pour les chocs *e-i*, on a $R_i \simeq R_n$, mais $\varsigma \gg \pi R_i^2$, en raison de la longue portée des forces de Coulomb. Pour les électrons qui passent à très grande distance de l'ion, supposé immobile, on a de très faibles déviations et d'ailleurs, nous avons vu que l'électron est alors en interaction avec beaucoup d'ions à la fois : il se produit l'effet d'écran de Debye; lorsque l'électron passe de plus en plus près de l'ion, la déviation (due à ce seul ion) augmente, et on pourra considérer que l'électron a subi un « choc » (au sens choc binaire, analogue à celui sur une particule neutre) lorsque la déviation sera supérieure à une certaine

déviation critique. Adoptons pour caractériser cette situation critique le cas où l'énergie thermique de l'électron est égale à son énergie potentielle dans le champ de l'ion. Celui-ci apparaît alors comme une particule de rayon fictif $\overline{R}_i$, sur laquelle l'électron vient faire un choc du type boule de billard. Par définition, on a donc

$$q^2/4\pi\varepsilon_0\overline{R}_i \sim KT_e$$

ce qui, d'après le paragraphe précédent, conduit à prendre

$$\overline{R}_i \sim \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 KT_e} = \frac{1}{4\pi n_e \lambda_{De}^2} \sim \Gamma\lambda_{De} \ll \lambda_{De} \quad \text{puisque } \Gamma \ll 1 :$$

l'électron pénètre profondément dans la sphère de Debye (ce qui est bien conforme à la séparation que nous avons faite entre effets collectifs et effets individuels). Alors, puisque $\varsigma = \pi\overline{R}_i^2$, on a

$$\nu_{ei} \sim \pi\overline{R}_i^2 n_i v$$

et, avec $v = (3KT_e/m_e)^{1/2}$

$$\nu_{ei} \sim \pi\left(\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 KT_e}\right)^2 n_i \left(\frac{3KT_e}{m_e}\right)^{1/2} \tag{1.5.5}$$

soit

$$\nu_{ei} \sim 6\cdot 10^{-6} n_i T_e^{-3/2}. \tag{1.5.6}$$

La fréquence de collision totale sera

$$\nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei}.$$

Les valeurs calculées par des méthodes plus rigoureuses (par ex. Cowling, 1945) conduisent, en unités MKSA, à

$$\nu_{en} \simeq 10^{-15} n_n T_e^{1/2} \tag{1.5.7}$$

et

$$\nu_{ei} \simeq 3\cdot 10^{-5} n_i T_e^{-3/2} \tag{1.5.8}$$

ayant les mêmes dépendances fonctionnelles par rapport aux densités et à la température, mais avec des coefficients numériques environ cinq fois plus grands. Lorsque n_i augmente (et cela se fait au détriment de n_n) il arrivera un moment où ν_{ei} deviendra supérieur à ν_{en} : on obtient donc un taux d'ionisation critique r_c permettant de séparer grossièrement les gaz faiblement ionisés d'une part, et les gaz fortement ionisés d'autre part. Pour $T \sim 10^3$ °K, cette limite correspond à $r_c \sim 10^{-4}$ (Cf. § 1.1).

1.6. Propriétés macroscopiques d'un plasma

Description macroscopique 1.6.1

Puisque, dans un plasma, les effets des interactions individuelles peuvent être négligés devant les effets collectifs, il est donc possible de décrire la dynamique d'un plasma en supposant que les ions et les électrons, pris individuellement, se meuvent indépendamment dans des champs macroscopiques, lentement variables. Ces champs, créés ou modifiés par l'ensemble de toutes les charges au cours de leurs mouvements, devront donc satisfaire aux équations de Maxwell.

1.6.1.1. TRAJECTOIRES INDIVIDUELLES

Une première étape consistera donc à étudier les trajectoires d'une particule dans des champs électromagnétiques *donnés*. En plus des mouvements bien connus d'une particule chargée dans des champs uniformes, **E** (constant ou alternatif) ou **B** constant, que nous retrouverons plus loin (chap. 3), on a mis ainsi en évidence un certain nombre de *mouvements de dérive* — dérive en champs **E** et **B** croisés, $\mathbf{v}_D = \mathbf{E} \times \mathbf{B}/\mathbf{B}^2$; dérives dues au gradient $\nabla \mathbf{B}$, à la courbure des lignes de forces de **B**, à une force extérieure comme la gravitation... —; si les champs sont lentement variables dans le temps et dans l'espace, les particules se meuvent en conservant constantes un certain nombre de grandeurs attachées au mouvement *(invariants adiabatiques)* : par exemple, le moment magnétique associé à la particule en rotation sur son orbite reste constant, et lorsque la particule se dirige vers une région où les lignes de forces se ressèrent, la particule est réfléchie *(miroir magnétique)*; de tels dispositifs ont été utilisés en laboratoire, pour tenter de contenir le plasma, longitudinalement à B_0; mais on les rencontre dans la nature : il existe autour de la terre des régions où les lignes de forces du champ magnétique terrestre vont se resserrant : des particules de grande énergie se déplacent en s'enroulant autour d'un tube de force et se réfléchissent aux extrémités, au voisinage des pôles : ce sont les ceintures de Van Allen.

Nous nous bornerons ici à ces quelques rappels généraux. De nombreux ouvrages traitent en détail de ces questions (Cf. par exemple Spitzer, 1956; Chandrasekhar, 1960; Delcroix, 1963).

1.6.1.2. MODÈLES HYDRODYNAMIQUES

Dans l'approximation des fluides, un petit élément de volume de densité n se déplace avec une vitesse moyenne v, et les champs moyens **E** et **B** agissent globalement sur cet élément de volume. On se trouve donc dans une situation analogue à celle de l'hydrodynamique des fluides ordinaires, où les particules d'un même élément de volume se meuvent ensemble. Les résultats de l'étude des trajectoires individuelles pourront être appliqués ici.

Cette approximation des fluides conduit à caractériser le milieu par un certain nombre de grandeurs macroscopiques comme les coefficients de transport (conductivités électrique et thermique), de diffusion, de viscosité... associés aux gradients des forces; la différence essentielle avec les fluides ordinaires réside en l'existence d'une densité de courant **J** qui couple le champ et les particules par un terme de force $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ figurant dans l'équation de mouvement, et par un terme **J.E**, figurant dans l'équation qui traduit le bilan d'énergie. De plus, lorsqu'on ne néglige plus l'agitation thermique des particules, on en représentera les effets par un terme de pression (Cf. chap. 6).

En écrivant que ce courant **J** satisfait aux équations de Maxwell, on construit une *magnétohydrodynamique* des fluides conducteurs (Baños, 1955) qui décrit certaines propriétés très importantes tant du point de vue théorique (étude de la stabilité, des ondes basse fréquence...) que du point de vue technologique (convertisseurs thermoioniques, propulsion ionique) (Cf. par exemple Thomson, 1962). Ainsi, lorsque la conductivité électrique est très élevée, les lignes de forces du champ magnétique sont entraînées par le fluide (on dit qu'elles y sont *gelées*) et on peut leur associer des propriétés élastiques (pression et tension) qui apparaissent finalement comme celles du fluide (on trouve alors des oscillations caractéristiques dépendant à la fois du fluide et du champ : les ondes d'Alfvèn, que nous étudierons au chap. 3).

C'est aussi sur ce modèle hydrodynamique qu'est basée la *description diélectrique* d'un plasma que nous préciserons au chapitre 2 : lorsqu'il est soumis à un champ électrique alternatif (par exemple celui d'une onde extérieure incidente), le plasma se comporte globalement comme un diélectrique soumis à un tel champ : on y retrouve des effets de polarisation qui permettent de définir une constante diélectrique (qui, d'ailleurs, comme toutes les grandeurs attachées au milieu, sont en fait des tenseurs, dès qu'un champ magnétique statique est présent), et des effets dissipatifs, comme ceux dus aux collisions, qui sont analogues aux courants de fuite dans les diélectriques solides ou liquides.

Propriétés macroscopiques 1.6.2

En plus des phénomènes de propagation d'ondes, qui font l'objet de cette monographie, on observe un certain nombre de propriétés fondamentales des plasmas qui peuvent être déduites de ces modèles.

Citons tout d'abord la *diffusion ambipolaire*, où l'on obtient un état stationnaire, les ions et les électrons diffusant à la même vitesse. Ce phénomène s'explique par le fait que les ions, accélérés par le champ électrique créé par la séparation de charge, sont entraînés dans le sillage des électrons plus rapides, en même temps que le champ ralentit ces derniers.

Cependant, au voisinage d'une paroi ou d'une électrode, cette description

n'est plus valable : on observe alors une séparation effective des charges, sur une distance de l'ordre de quelques λ_D : on dit qu'il s'est formé une *gaine;* la différence de potentiel entre les extrémités de la gaine est de l'ordre de quelques fois KT_e/q_e (fig. 1.2).

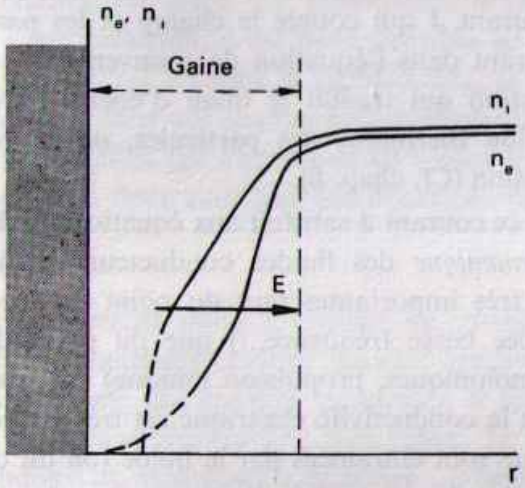

FIGURE 1.2.
Répartitions des densités dans une gaine

Dans un champ magnétique B_0 qui n'agit pas sur les composantes de vitesses qui lui sont parallèles, on assistera, dans la direction du champ B_0, à des phénomènes analogues. Dans la direction perpendiculaire à B_0, on observe un phénomène différent; les trajectoires des particules s'enroulent autour des lignes de champ (le libre parcours moyen dans la direction perpendiculaire à B_0 est alors de l'ordre du rayon de giration) : la diffusion est complètement modifiée, et est d'autant plus faible que le champ magnétique est intense et qu'il y a peu de collisions. Cette propriété entraîne la possibilité de maintenir un plasma à l'intérieur d'une certaine région de l'espace, et en particulier sans contact avec d'éventuelles parois. C'est le *confinement magnétique*.

On retrouve cette propriété lorsqu'on analyse, d'un point de vue macroscopique, les propriétés magnétiques d'un plasma. En superposant les moments magnétiques associés à chaque particule, on obtient (Cf. chap. 2) un moment magnétique par unité de volume, c'est-à-dire une aimantation du milieu, qui est dirigée en sens inverse du champ B_0 extérieur, appliqué au plasma : le plasma est donc *diamagnétique*, et le champ total à l'intérieur du plasma est plus faible qu'à l'extérieur. En introduisant la pression cinétique $p = nKT$, on montre alors la relation

$$p + \frac{B^2}{2\mu_0} = C^{te} = \frac{B_0^2}{2\mu_0}$$

(B_0 étant la valeur du champ magnétique, à l'extérieur du plasma)

où $B^2/2\mu_0$, densité d'énergie magnétique à l'intérieur du plasma, joue le rôle d'une

pression : on l'appelle *pression magnétique*. Le confinement magnétique sera donc obtenu pour des champs extérieurs B_0 tels que $B_0^2 > 2\mu_0 p$.

Au voisinage d'une limite du plasma (par exemple une paroi), il existe un gradient de densité associé à un gradient de pression et à un gradient de champ magnétique, tous deux perpendiculaires à la paroi; des mouvements d'ensemble des particules (mouvements de dérive) s'établissent dans le plasma, qui se traduisent par des courants macroscopiques parallèles à sa surface limite (Spitzer, 1956).

Dans le cadre de cette description, on a pu montrer l'existence d'un grand nombre de situations instables (Thomson, 1962), qui se retrouvent aussi dans les liquides conducteurs en présence d'un champ magnétique. Dans ces instabilités, les caractéristiques géométriques des lignes de force de **B** jouent un rôle essentiel : on parle de *configurations instables*.

D'autres types d'instabilités macroscopiques sont liées aux situations fortement éloignées de l'équilibre thermodynamique qu'on rencontre en pratique. Lorsque les effets des collisions sont trop faibles pour assurer le retour à l'équilibre thermodynamique, ce retour est obtenu par le développement spontané d'oscillations collectives. Ces modes d'oscillation et le plasma interagissent par des mécanismes non linéaires (couplage de modes), lesquels, dans les plasmas, apparaissent pour des amplitudes du champ relativement faibles. (Cela tient à ce que dans un plasma peuvent exister des modes basse fréquence pour lesquels les effets non linéaires sont très grands.) Un cas particulièrement important est obtenu dans les plasmas inhomogènes, où le gradient de densité est lié à la présence de limites : c'est le cas habituel des plasmas de laboratoire; l'inhomogénéité est alors la source *d'instabilités de dérive*, ainsi dénommées puisqu'à ce gradient de densité est associé, nous l'avons vu, un mouvement de dérive des particules. Enfin, dans de nombreux cas, ces processus non linéaires conduisent à des *états turbulents* comme en hydrodynamique des fluides visqueux, où des corrélations à longue distance (supérieures à λ_D) s'établissent (Cf. par ex. Kadomtsev, 1965).

1.7. Propriétés microscopiques des plasmas

Description microscopique. Théorie cinétique 1.7.1

Les vitesses des particules d'un plasma sont distribuées sur un très large domaine de valeurs : de ce point de vue, la situation est donc analogue à celle des gaz neutres. Si, dans de nombreux cas, on peut se contenter de l'approximation des fluides, il existe plusieurs types de problèmes où les propriétés microscopiques du milieu interviennent. A la place de grandeurs moyennes, le plasma est alors caractérisé par une fonction de distribution des vitesses $f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$ qui représente la « densité », dans l'espace des phases, des particules contenues, à l'instant t, dans l'élément de volume d^3r au voisinage du point $\mathbf{r}$, et dont les vecteurs vitesses

w ont, dans l'espace des vitesses, leurs extrémités contenues dans l'élément de volume d^3w (on parle alors de l'élément de volume d^3rd^3w de l'espace des phases). Dans un gaz neutre, homogène et isotrope, à l'équilibre thermodynamique, les vitesses sont réparties suivant la *distribution maxwellienne*, à la température T (n étant la densité moyenne) :

$$f(w^2) = n\left(a\sqrt{\pi}\right)^{-3} e^{-w^2/a^2} \tag{1.7.1.}$$

où $a = (2KT/m)^{1/}$ mesure une vitesse de l'ordre de grandeur de la vitesse d'agitation thermique.

Dans un plasma collectif, l'équilibre thermodynamique est encore caractérisé par une distribution de ce type, mais, ainsi que nous l'avons dit, cet équilibre est souvent difficile à observer en raison des très nombreux processus qui s'opposent à l'évolution vers un tel équilibre. Néanmoins, on rencontre des situations où la distribution est encore maxwellienne : ainsi, pour un milieu inhomogène, on peut définir un *équilibre thermodynamique local*, donné par (1.7.1), w représentant alors la vitesse des particules relativement à une vitesse moyenne de déplacement d'ensemble; on peut aussi observer des cas où l'on a deux distributions maxwelliennes, une pour les ions et une pour les électrons, mais chacune à des températures très différentes (Cf. par ex. les colonnes positives de certaines décharges classiques).

A partir de la fonction de distribution, on définit, par intégration sur l'espace des vitesses, la valeur moyenne (appelée *moment*) de toute quantité microscopique. $\mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$:

$$\mathrm{A}(\mathbf{r}, t) = \langle \mathcal{A} \rangle = n^{-1} \int \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)\, d^3w$$

où

$$n = n(r, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)\, d^3w.$$

L'évolution du système vers un état stationnaire sera souvent difficile à décrire, mettant très tôt en jeu, nous l'avons vu, des effets non linéaires. On ne s'intéressera ici qu'à l'évolution d'une petite perturbation qui a écarté le système de son équilibre. Dans un plasma dominé par les collisions, cette évolution est assez bien décrite, comme pour les gaz neutres, par *l'équation de Boltzmann*

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{w} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{m} \mathbf{F} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{w}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{int} \tag{1.7.2}$$

où **F** est la force extérieure appliquée aux particules se trouvant au point **r**, à l'instant t, et $(\partial f/\partial t)_{int}$ représente la variation de f due aux interactions; à l'aide d'un certain nombre d'hypothèses, le second membre prend une forme bien définie, qui dépend des valeurs de f avant et après une collision; cette équation décrit bien le retour à l'équilibre thermodynamique. Lorsqu'on tient compte des inter-

actions coulombiennes, un certain nombre de difficultés (déjà signalées au § 1.5) surviennent dans le calcul; dans le cas d'une particule déterminée soumise à l'action de toutes les autres (problème de la « particule-test »), on décrit alors le second membre de (1.7.2) comme la superposition d'un terme de frottement et d'un terme de diffusion, en se limitant aux collisions binaires pour lesquelles les particules sont faiblement déviées, ce type de collisions apparaissant comme dominant (Jeans, 1929) : on obtient ainsi *l'équation de Fokker-Planck*, de la forme (1.7.2), avec un second membre qui exprime ces phénomènes de frottement et de diffusion dans l'espace des vitesses (cette équation décrit le mouvement Brownien). Dans le cas général le second membre devient le « terme de collision de Landau » et l'équation (1.7.2), l'*équation de Landau*.

Dans le cas des plasmas collectifs, les approximations précédentes ne sont plus valables. Pour les faibles valeurs du paramètre Γ, introduit en (1.4.8), l'évolution est décrite par *l'équation de Vlasov*

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{w} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{m} \mathbf{F}' \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{w}} = 0 \tag{1.7.3}$$

dont la forme rappelle (1.7.2) (cette équation est quelquefois appelée équation de Boltzmann sans collision), mais où on a inclus dans la force $\mathbf{F}'$, en plus des forces extérieures, les forces d'interactions entre particules, en termes d'un champ $\mathbf{E}$ moyen, décrit par l'équation de Poisson. Cette équation sera utilisée aux chapitres 6, 7 et 8.

La justification de cette équation de Vlasov est obtenue dans le cadre d'un formalisme général, déduit de la mécanique statistique, qui conduit à un système d'équations d'évolution (Hiérarchie BBGKY [1]) pour des fonctions de distribution $f^{(1)}, f^{(2)}, \ldots f^{(N)}$, à 1, 2,... N particules. L'équation d'évolution de $f^{(1)}$ (qui n'est autre que la fonction f considérée au début de ce paragraphe) est de la forme (1.7.2), avec un second membre — exprimant les interactions — qui dépend de $f^{(2)}$. Un développement en puissance de Γ conduit, à l'ordre zéro, à l'équation (1.7.3), le second membre s'exprimant finalement sous forme du champ électrique moyen de charge d'espace. Le premier ordre en Γ conduit à l'équation de Lénard-Balescu dont l'équation Fokker-Planck et l'équation de Landau sont des formes approchées. Cette équation traduit essentiellement les effets des collisions *ee*, *ii*, *ei*, représentées par les fréquences ν_{ee}, ν_{ii}, ν_{ei}. On trouvera dans la littérature (Cf. par exemple Montgomery et Tidman, 1964) de nombreux développements relatifs aux théories cinétiques.

A partir de (1.7.3), on déduit, en effectuant des moyennes sur l'espace des vitesses, des équations d'évolution pour les grandeurs moyennes : densité n, vitesse $\mathbf{v}$, tenseur de pression, etc., équations que nous utiliserons au chapitre 6.

1. Born, Bogolioubov, Green, Kirkwood, Yvon.

De même, pour décrire les phénomènes de transport (conductions électrique et thermique, diffusion,...) dans les gaz complètement ionisés, où les collisions entre particules chargées sont les interactions dominantes, on déduit de (1.7.2) (sous la forme Boltzmann, Landau ou Fokker-Planck) des équations de moments qui sont alors les équations fondamentales de la magnétohydrodynamique des gaz complètement ionisés (un exposé général de ces questions — ainsi que des phénomènes ondulatoires dans les plasmas — est donné par Bernstein et Tréhan, 1960).

Propriétés microscopiques 1.7.2

A l'équilibre thermodynamique, on peut retrouver *l'effet d'écran* mentionné au début de ce chapitre. Considérons, en effet, un plasma neutre à l'équilibre ($n_{0e}q_e + n_{0i}q_i = 0$) et supposons qu'autour d'un ion les électrons soient répartis, suivant une distribution de Maxwell, dans le potentiel électrostatique Φ de l'ion :

$$n_e = n_{0e}\, e^{-q_e\Phi/\mathrm{KT}_e} \simeq n_{0e}\left(1 - \frac{q_e\Phi}{\mathrm{KT}_e}\right) \tag{1.7.4}$$

en se limitant à des charges d'espace faibles, telles que $|q_e\Phi| \ll \mathrm{KT}_e$ (Cf. § 1.4.3, où, pour le défaut de charge maximum, on avait $q_e\Phi \sim \mathrm{KT}_e$).
Portons (1.7.4) dans l'équation de Poisson

$$\varepsilon_0\nabla^2\Phi = -\,(n_{i0}q_i + n_e q_e)$$

$$= \frac{n_{0e}q_e^2}{\mathrm{KT}_e}\,\Phi$$

qui s'écrit, avec λ_D défini en (1.4.1)

$$\nabla^2\Phi - \lambda_D^{-2}\Phi = 0$$

et admet, en symétrie sphérique, la solution

$$\Phi = \frac{\mathrm{A}}{r}\, e^{-r\lambda} \qquad (\mathrm{A} = \mathrm{C}^{te}). \tag{1.7.5}$$

A la distance $r = \lambda_D$, le potentiel coulombien est donc réduit par un facteur $1/e$: c'est l'effet d'écran. Quand on tient compte d'une distribution maxwellienne des ions à la même température, on obtient une solution du type (1.7.5), mais où la distance d'écran λ_D est remplacée par

$$\lambda_{écran} = \lambda_D\,(1 + \alpha)^{1/2}$$

où $\alpha = \dfrac{q_i}{|q_e|}$ est relatif à des ions α fois ionisés.

Pour les écarts à l'équilibre, on définit des *temps de relaxation* qui fixent, pour un processus donné, des temps caractéristiques de retour à l'équilibre (on suppose en fait que le retour se fait suivant une loi en $e^{-t/\tau}$, où τ est le temps de relaxation). Ainsi, le temps de relaxation pour une perturbation de la neutralité

électrique est de l'ordre de ω_p^{-1} : nous avons vu, en effet, qu'une telle perturbation ne se fait pas sentir au-delà de la distance λ_D ; on peut donc dire que le temps nécessaire au réajustement de la neutralité se fait dans un temps de l'ordre de grandeur de celui qu'un électron met à parcourir cette distance λ_D. En prenant pour vitesse moyenne de l'électron la vitesse thermique $a_e \sim (KT_e/m_e)^{1/2}$, on a donc

$$\tau_p = \frac{\lambda_D}{a_e} = \left(\frac{\varepsilon_0 KT_e}{n_e q_e^2} \cdot \frac{m_e}{KT_e}\right)^{1/2} = \omega_p^{-1}.$$

D'autres temps de relaxation sont définis, relativement à différents processus de retour à l'équilibre (Spitzer, 1956). En particulier, il est fréquent de trouver dans un tube à décharge entretenu des équilibres maxwelliens pour les électrons d'une part, les ions et les neutres d'autre part, avec $T_e \gg T_i \neq T_n$. Lorsque la source est coupée, la température T_e « relaxe » vers la température T_n, sous l'effet des chocs électrons-neutres : on définit ainsi un temps de relaxation τ_E de l'énergie; ce temps peut être évalué grossièrement en remarquant que, lors d'une collision élastique d'un électron, de masse m, et d'un neutre, de masse M, l'électron ne perd que la fraction $2m/M$ de son énergie en excès sur celle du neutre : il faudra donc $M/2m$ collisions pour consommer l'excès d'énergie, soit :

$$\tau_E = \frac{M}{2m}\frac{l_c}{a}$$

où l_c est le *lpm* des électrons et a la vitesse thermique : cela conduit, en pratique, à des temps de l'ordre de quelques μsec.

Signalons enfin qu'il existe des instabilités liées à certaines propriétés de la fonction de distribution : par exemple, en présence d'un champ magnétique, on peut avoir des distributions maxwelliennes à deux températures différentes, $T_{//}$ et $T_\perp$ pour les mouvements dans la direction parallèle au champ d'une part, dans les directions perpendiculaires d'autre part (Weibel, 1959; Fried, 1959). Ces instabilités assurent, par des mécanismes non linéaires, le retour à l'équilibre thermodynamique, où $T_{//} = T_\perp$. D'autres instabilités sont liées à la présence de faisceaux de particules au sein du plasma (Emeleus et al, 1958; Harris, 1961).

Après cette revue générale des propriétés des plasmas, nous étudierons, dans le prochain chapitre, la description diélectrique du milieu plasma.