Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association suisse des électriciens, de l'Association des entreprises électriques suisses

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen

Band: 79 (1988)

Heft: 23

Artikel: Le laser, outil de mesure des plasmas : 1er partie : charactéristiques du plasma, mesures de la densité et de la température électronique

Autor: Paris, P. J. / Anderedd, F. / Behn, R.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-904112

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 17.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Le laser, outil de mesure des plasmas

1re partie: Caractéristiques du plasma, mesures de la densité et de la température électronique

P.J. Paris, F. Anderegg, R. Behn, S.A. Salito, M.R. Siegrist, H. Weisen

Les plasmas, quatrième état de la matière, représentent 99% de l'univers. Dans ce domaine, les recherches en laboratoire portent notamment sur la démonstration de la faisabilité scientifique de la fusion thermonucléaire contrôlée, source d'énergie du futur. La température des isotopes de l'hydrogène y doit être très élevée, de l'ordre de 10^8 K. Afin d'étudier ces plasmas thermonucléaires, des appareillages et des méthodes de mesure spécifiques sont en cours de développement. Nous illustrons ici les techniques de mesure faisant appel à l'emploi des lasers.

Praktisch sämtliche Materie im Universum (99%) befindet sich im vierten Aggregatszustand, den man als Plasma bezeichnet. Es handelt sich dabei um sehr heisse, ionisierte Gase. Mit den Plasmaexperimenten im Laboratorium versucht man vor allem zu zeigen, dass der kontrollierten thermonuklearen Fusion, der Energiequelle der Zukunft, nichts im Wege steht. Dabei muss die Temperatur der Wasserstoffisotope sehr hoch sein, in der Grössenordnung von 10^8 K. Zur Untersuchung dieser Plasmen sind verschiedene spezifische Messmethoden und Apparate in Entwicklung. Wir illustrieren hier die entsprechenden auf Laser basierenden Techniken.

La deuxième partie, qui suivra prochainement, traitera des mesures suivantes: température ionique, fluctuations de densité, fluorescence, marquage des particules.

Adresse des auteurs

P.J. Paris, F. Anderegg, R. Behn, S.A. Salito, M.R. Siegrist, H. Weisen. Centre de Recherches en Physique des Plasmas (CRPP), Association Euratom - Confédération Suisse, EPFL, 21, avenue des Bains, 1007 Lausanne.

Avant-propos

Les méthodes d'étude des plasmas sont nombreuses, diverses et généralement complémentaires. Elles possèdent toutes des caractéristiques et des propriétés différentes, couvrant ainsi un large spectre des techniques de mesures physiques. Parmi celles-ci, l'utilisation des ondes électromagnétiques, qui servent de «thermomètres» et de «bistouris» aux plasmas, permet aussi bien de découvrir le comportement global du plasma que celui des particules qui le composent. Un des avantages de ces méthodes introspectives est qu'elles apportent des informations sur les conditions temporelles et locales des paramètres du milieu interrogé. Avec le développement des sources micro-ondes dans l'après-guerre et des lasers, il y a 25 ans, les principaux outils de ce type de diagnostic des plasmas sont actuellement à disposition. Dans cet article nous privilégierons les lasers, d'ailleurs différents en fonction des types de mesure; leur universalité dans les mesures actives des paramètres des plasmas est largement reconnue. Nous illustrerons, à travers les travaux de recherches exécutés sur deux installations expérimentales du Centre de Recherches en Physique des Plasmas (EPFL), les potentialités des méthodes de mesure qu'offrent les lasers.

1. Introduction; caractéristiques des plasmas

Au cours de ces dernières années, la concentration des efforts de la recherche en physique des plasmas s'est focalisée surtout sur la tentative de démonstration en laboratoire de la fusion thermonucléaire contrôlée. Ceci a eu pour effet le développement de grandes installations expérimentales où les décharges, réalisées dans l'hydrogène et le deutérium, sont confinées par des champs magnétiques. Les expériences, avec champ magnétique, qui ont jusqu'à présent fourni les meilleurs résultats, sont des machines toriques dans lesquelles les plasmas forment un anneau de courant de grande intensité. Ces installations sont dénommées *Tokamak*, de l'acronyme russe signifiant: chambre torique magnétique (fig. 1: le tokamak TCA).

Les plasmas thermonucléaires doivent être, comme le reflète leur terminologie, à très haute température. Pour que les noyaux des atomes légers, constituant ces plasmas, fusionnent, il faut qu'ils soient portés à plus de 100 000 000 K. Dans ce but il faut maintenir le plasma dans de bonnes conditions d'isolation thermique, on parle alors de bon confinement énergétique. Celui-ci, pour qu'un bilan

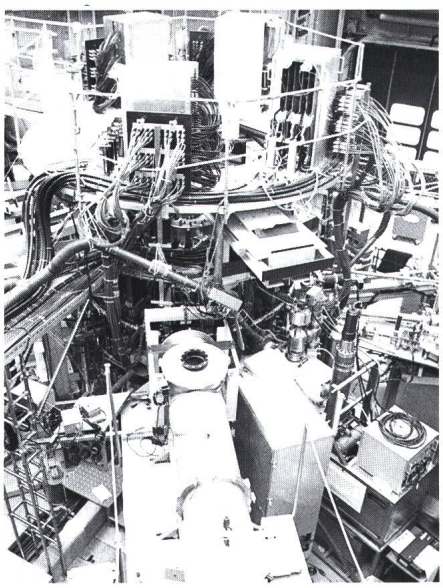

Figure 1 Le tokamak TCA (Tokamak pour l'Etude du Chauffage par ondes d'Alfvén)
On distingue au premier plan le laser D_2O (tube en acier inox). Au-dessus du tokamak, les circuits d'accord entre générateur et antennes pour l'onde de chauffage.

énergétique soit positif, se définit par un temps de confinement supérieur à une seconde dans les configurations magnétiques; le processus de fusion est alors dit *lent*.

Par opposition dans la *fusion rapide* ou *inertielle*, on espère démontrer la faisabilité du bilan positif à l'aide de faisceaux (laser, électrons, ions, etc.) dont l'énergie est focalisée sur une cible de combustible (deutérium et tritium à l'état solide). Des conditions extrêmes de température et de densité (10^4 fois celle du solide) sont alors atteintes pendant un temps très bref (~1ns). Cette méthode comporte des difficultés et des faiblesses liées notamment à la focalisation des faisceaux et au mauvais rendement énergétique du procédé.

Dans la *fusion lente* les densités de particules contenues dans le plasma sont faibles, de l'ordre de $5 \cdot 10^{20}\ m^{-3}$, soit presque 10^5 fois moins de particules que dans l'air ambiant. Avec de tels paramètres on comprendra que les méthodes de mesure doivent être adaptées au milieu à étudier. Nous nous intéresserons exclusivement aux mesures effectuées dans des machines à confinement magnétique.

A la différence des gaz, où les atomes sont liés et forment des milieux électriquement neutres, les plasmas sont constitués d'ions et d'électrons: ce sont des gaz ionisés (fig. 2). Ces particules chargées interagissent avec les champs électromagnétiques. C'est ainsi que parmi les méthodes d'investigation des plasmas, celles utilisant les ondes électromagnétiques, pouvant réagir de manière particulaire et collective avec le plasma, reçoivent un grand intérêt. Ces méthodes ont en outre la particularité de ne pas perturber le plasma, donc de ne pas induire des phénomènes nouveaux qui pourraient voiler le comportement intrinsèque du plasma d'origine.

Ces diagnostics par ondes électromagnétiques, encore dénommées méthodes optiques, même si les ondes utilisées ne sont pas exclusivement du domaine visible, ont effectivement l'avantage de n'avoir aucune liaison mécanique ou électrique avec l'installation expérimentale. Les instruments de mesure peuvent être éloignés de l'expérience et subissent ainsi beaucoup moins les parasites électriques (couplage galvanique), électromagnétiques (rayonnements) et mécaniques (chocs, vibrations).

Ces méthodes peuvent être passives: on utilise le rayonnement issu du plasma que l'on peut étudier par la spectroscopie. Elles peuvent être actives: on utilise alors d'interaction d'un rayonnement (micro-ondes, laser...) avec le plasma. Ces diagnostics prennent avantage des trois caractéristiques optiques des plasmas:

- le plasma est source de lumière
- le plasma est un milieu réfracteur
- le plasma est un milieu diffuseur.

1.1 Le plasma, source de lumière: utilisation d'une méthode passive d'investigation

Une des principales techniques qui permet d'analyser les informations contenues dans le rayonnement issu du plasma est la spectroscopie. Elle a reçu ses lettres de noblesse dans l'astrophysique expérimentale, en permettant l'investigation des émissions électromagnétiques issues des objets célestes. Dès l'étude des plasmas en laboratoire cette technique a reçu un développement tout particulier, l'étude des niveaux d'énergie atomique pouvait pratiquement être fait à la demande, les plasmas ouvrant l'horizon des grandes énergies d'ionisation des éléments.

Dans le plasma, le spectre d'émission s'étend naturellement des rayons X durs jusque dans l'infrarouge lointain, recouvrant tout le domaine intermédiaire. Ce spectre comprend:

- les raies d'émission dues aux atomes neutres et/ou aux ions excités généralement par des collisions avec des électrons libres;
- un spectre continu dû aux interactions entre électrons libres et ions (rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung) et à la recombinaison des ions avec les électrons (recombinaison radiative).

Les études de ces spectres permettent d'obtenir une grande quantité d'informations. Tout d'abord l'analyse du *spectre de raies* permet d'observer les impuretés présentes dans le plasma ainsi que leur état d'ionisation, ce qui donne une estimation de l'énergie des électrons responsables de ces états d'ionisation. On peut aussi définir le taux d'impuretés dans la machine, sachant que même une concentration faible de ces impuretés peut entraîner des pertes importantes par rayonnement telles que l'obtention d'un bilan énergétique devient impossible. Ces pertes peuvent être supérieures à celles dues au freinage et à la recombinaison.

Avec une résolution fine on peut encore tirer des informations à partir du profil des raies d'émission. Ces raies peuvent être élargies soit par effet Doppler, ce qui mesure la vitesse de la particule donc de la température de celle-ci, soit par effet Stark, ce qui mesure la présence des champs électriques intenses produits par l'environnement des électrons libres.

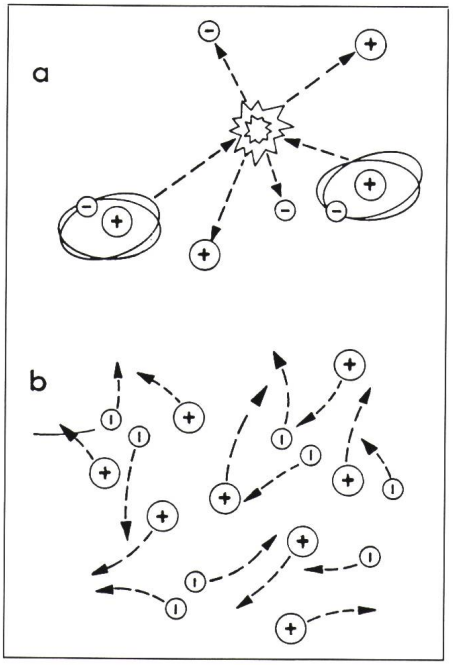

Figure 2 Création d'un plasma

a Quand un gaz est très chaud (plusieurs milliers de degrés) les collisions sont si fortes que les électrons sont arrachés des atomes.

b Dans un plasma chaud, les particules se meuvent librement et frapperaient les parois en s'y recombinant ou en s'y refroidissant s'il n'y avait pas de système de confinement.

Le rayonnement de freinage est lié quadratiquement à la densité et à la racine de la température électronique, ce qui permet de déterminer la température électronique, connaissant la densité par d'autres méthodes et notamment par la méthode active de l'interférométrie.

1.2 Le plasma, milieu réfracteur

Le plasma est le lieu d'oscillations naturelles dues aux mouvement des particules chargées. Ainsi, lorsque les électrons se déplacent dans une mer d'ions, plus lourds que les électrons de sorte que l'on peut les considérer au repos, des champs électriques de rappel tendent à ramener les électrons vers une position d'équilibre autour de laquelle ils oscilleront. A la fréquence d'oscillations des électrons, ω_{pe}, correspond une fréquence ω_{pi} pour les ions, celle-ci étant bien inférieure. En effet, ces mécanismes d'oscillation reposent

sur l'inertie des particules et dépendent donc des masses. Ces oscillations ont été mises en évidence par Langmuir, elles portent souvent cette dénomination. Elles sont liées à la densité de particules chargées.

Un autre terme important pour l'étude du plasma est la distance d'écrantage du champ électrique associé à une particule. En effet, chaque charge électrique est entourée de particules de signe contraire, ces dernières formant une sphère et limitant l'action du champ électrique de la particule englobée. Le rayon de cette sphère est appelée longueur Debye et s'exprime ainsi:

$$\lambda_D = (kT_e/4\pi N_e e^2)^{1/2}$$

k est la constante de Boltzmann, T_e la température électronique, N_e la densité électronique du plasma, e la charge élémentaire. La densité est reliée à la fréquence plasma électronique par

$$N_e = \omega_{pe}^2 m_e / 4\pi e^2$$

Une onde électromagnétique qui interagit avec le plasma le fera essentiellement par l'intermédiaire de son champ électrique (ce n'est qu'aux vitesses proches de celle de la lumière que la composante magnétique aura un effet notable). Si la fréquence est suffisamment élevée, l'onde sera affectée par le mouvement des électrons libres. C'est ainsi que l'indice de réfraction d'un plasma sera exprimé par la formule suivante (valable sur le trajet du faisceau dans le plasma):

$$n = (1 - \omega_{pe}^2/\omega^2)^{1/2} = (1 - N_e/N_c)^{1/2}$$

ω est la fréquence de l'onde utilisée, N_c est la densité électronique supérieure au delà de laquelle la fréquence ω ne pénètre plus.

Nous constatons que pour qu'une onde soit utilisable, le milieu traversé doit être transparent à celle-ci, la fréquence de coupure étant égale à la fréquence électronique du plasma. Endessous de cette fréquence les ondes sont réfléchies. C'est ce phénomène qui régit la réflexion des ondes sur l'ionosphère, permettant ainsi la communication à longue distance par les ondes courtes radio.

La mesure de l'indice du plasma, permettant la déduction de la densité électronique, peut être effectuée par un interféromètre optique classique que nous décririons dans le chapitre 2.

1.3 Le plasma, diffuseur de lumière

Si à l'échelle macroscopique les qualités optiques du plasma peuvent être décrites simplement par un indice de réfraction qui varie peu dans l'espace et dans le temps, le comportement microscopique du plasma est plus complexe. A petite échelle on observe des variations ou fluctuations temporelles et spatiales de ces qualités optiques. La cause est due à la distribution des électrons dans le plasma, ceux-ci agissant comme diffuseur de la lumière. De la même façon les grains de poussière ou les volutes de fumée diffusent les rayons de lumière.

Les fluctuations de la densité des électrons, responsables pour la diffusion, peuvent être classées en deux catégories. On parle de diffusion incohérente s'il s'agit du mouvement thermique des électrons individuels dont les vitesses peuvent être considérables. Par contre, on appelle diffusion cohérente la diffraction de la lumière par de électrons qui suivent un mouvement collectif (propagation avec une onde ou accumulation autour des ions). Dans les deux cas, on observe un changement de fréquence de la lumière diffusée par effet Doppler. C'est le même effet qui, pour un observateur stationnaire, change la fréquence du sifflement d'un train pendant les phases d'approche et d'éloignement. La diffusion de la lumière par les particules chargées d'un plasma est communément appelée *diffusion Thomson*. Selon le choix des paramètres (longueur d'onde du laser, angle d'observation) une analyse de la distribution spectrale de la lumière diffusée permet d'obtenir la température électronique ou ionique du plasma. L'intensité diffusée intégrée en fréquence est proportionnelle à la densité des électrons.

Dans le chapitre 3 nous présenterons en détail les dispositifs de mesure de la température électronique et ionique. Des études de fluctuations collectives par une méthode originale, développée au CRPP seront présentées au chapitre 4.

1.4 Fluorescence induite et marquage des particules

Nous nous sommes intéressés jusqu'à présent à l'étude des plasmas de tokamak. Cependant beaucoup de travaux sur les phénomènes fondamentaux dont les plasmas sont le siège et qui ne peuvent pas être étudiés dans des appareillages complexes comme les tokamaks, sont abordés dans des installations permettant la versatilité des paramètres (fig. 3). Dès lors des méthodes de mesure non pertubatives spécialement conçues répondent aux critères spécifiques de l'expérimentation.

Ces méthodes peuvent, bien entendu, être employées dans des plasmas de tokamaks, mais en localisant la mesure dans le plasma de bord, les états d'ionisation et d'excitation des particules, en émigrant vers le centre, peuvent être transformés irrémédiablement. Nous avons appréhendé ces diagnostics de fluorescence induite par laser et de marquage des particules dans un plasma de barium dont la densité est de l'ordre de $5 \cdot 10^{15}$ m^{-3} et les températures ionique et électronique sont de 2500 K.

Nous reviendrons sur ces méthodes de mesure au cours des deux derniers chapitres en relatant la qualité des informations que nous pouvons en obtenir. Les résultats obtenus par ces méthodes diagnostiques sont comparés avec ceux enregistrés par d'autres diagnostics. C'est après une synthèse complexe de tous les résultats que les paramètres du plasma peuvent être acquis de façon réaliste. C'est ainsi qu'une installation, telle que le toka-

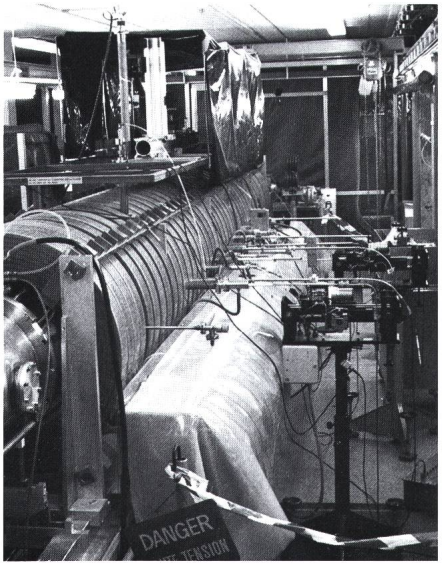

Figure 3 L'installation LMP (Large Magnetized Plasma)

Cet équipement permet d'effectuer les mesures de fluorescence induite par laser et de marquage optique.

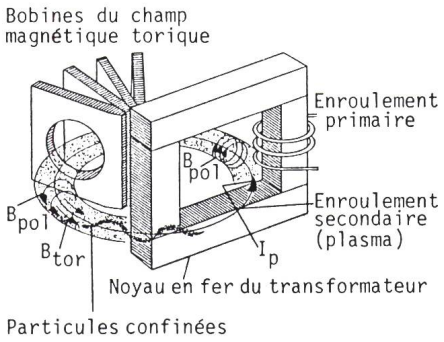

Figure 4 Schéma de principe d'un tokamak

Comme toutes les configurations fermées, le tokamak a un champ magnétique torique B_{tor} produit par des bobines enroulées autour de l'enceinte contenant le plasma. Le courant électrique I_p circulant dans ce plasma engendre un champ magnétique polaire B_{pol}. Pour créer ce courant, le tokamak est construit de façon à ce que le plasma forme l'enroulement secondaire d'un transformateur. Ce sont les champs torique (B_{tor}), polaire (B_{pol}), et vertical (B_v) imposé extérieurement qui assurent le confinement des particules du plasma. Le courant I_p chauffe le plasma par effet résistif.

mak, est hérissée de plusieurs appareillages de mesure (fig. 4,5).

2. Mesure de la densité du plasma par interférométrie

Comme il a été mentionné, le plasma représente pour une certaine gamme d'ondes électromagnétiques, un objet transparent avec un indice de réfraction différent de celui de l'espace libre. Dans le cas particulier du plasma d'un tokamak l'indice de réfraction pour les ondes submillimétriques (infrarouge lointain) dépend essentiellement de la densité des électrons. Ceci permet de mesurer ce paramètre, un des plus importants à connaître, par des techniques d'interférométrie.

Le schéma de principe d'un interféromètre (type Mach-Zehnder) est représenté dans la figure 6a. L'émission d'une source cohérente (celle d'un laser) est divisée en deux faisceaux par un séparateur (S1). Dû à la présence du plasma dans l'un des bras de l'interféromètre, un déphasage va s'établir entre les deux faisceaux. Après superposition des deux faisceaux sur le détecteur (D) on obtient un signal électronique proportionnel à la puissance incidente, qui varie avec le déphasage. En termes mathématiques le signal à la forme suivante:

$$S_a = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\Delta\Phi)$$

où I_1, I_2 sont les intensités des faisceaux et $\Delta\varphi$ est le déphasage qui contient l'effet du plasma. Pour une distance L parcourue dans le plasma de densité électronqiue $N_e(x)$ le déphasage sera

$$\Delta\Phi = -\frac{2\pi}{\lambda}\,\frac{1}{2}\int_0^L \frac{N_e(x)}{N_c}\,dx$$

Il est donc proportionnel à la densité électronique intégrée le long du chemin optique. Pour une variation de la phase de 0 à 2π le signal passera d'un maximum à un autre maximum en ayant passé par un minimum.

Dans certains cas des raisons techniques favorisent une modification de ce schéma. La variante qui est représentée dans la figure 6b implique un décalage en fréquence du faisceau de référence. Par conséquent, le signal généré par le détecteur contient un terme dû à la différence des fréquences Δf (battement). Cette méthode est appelée *hétérodynage*. A la place de S_a on obtient donc

$$S_b = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(2\pi\Delta f t + \Delta\Phi)$$

Si l'on peut se procurer un signal de référence à la fréquence Δf la comparaison de ces deux signaux permet une mesure directe du déphasage, qui a l'avantage d'être insensible aux variations en puissance de la source utilisée. En plus, il existe des circuits intégrés (comparateurs de phase) qui sont particulièrement bien adaptés à ce genre de mesures.

Après ce résumé du principe de fonctionnement nous allons présenter en bref quelques aspects techniques de la réalisation d'un tel système.

2.1 Le laser

Pour obtenir une source d'émission cohérente dans le spectre des ondes submillimétriques on fait appel aux lasers utilisants des transitions entre niveaux rotationnels de certaines molécules dans un milieu gazeux (comme CH_3OH, CH_3I, HCOOH, possédant un moment dipolaire permanent).

C'est un laser à CO_2 qui sert à exciter un niveau énergétique particulier de la molécule. Une puissance de quelques dizaines de Watts à la longueur d'onde d'environ 10,6 µm est nécessaire pour créer une émission stimulée, de quelques mW, dont la longueur d'onde dépend de la molécule utilisée.

Avec des transitions découvertes jusqu'à présent dans un grand nombre de molécules, les raies d'émission recouvrent la gamme entre 40 µm et environ 1 mm. Le choix de la longueur d'onde optimale pour un interféromètre dépendra essentiellement des caractéristiques du plasma dans ce domaine ainsi que de ses dimensions.

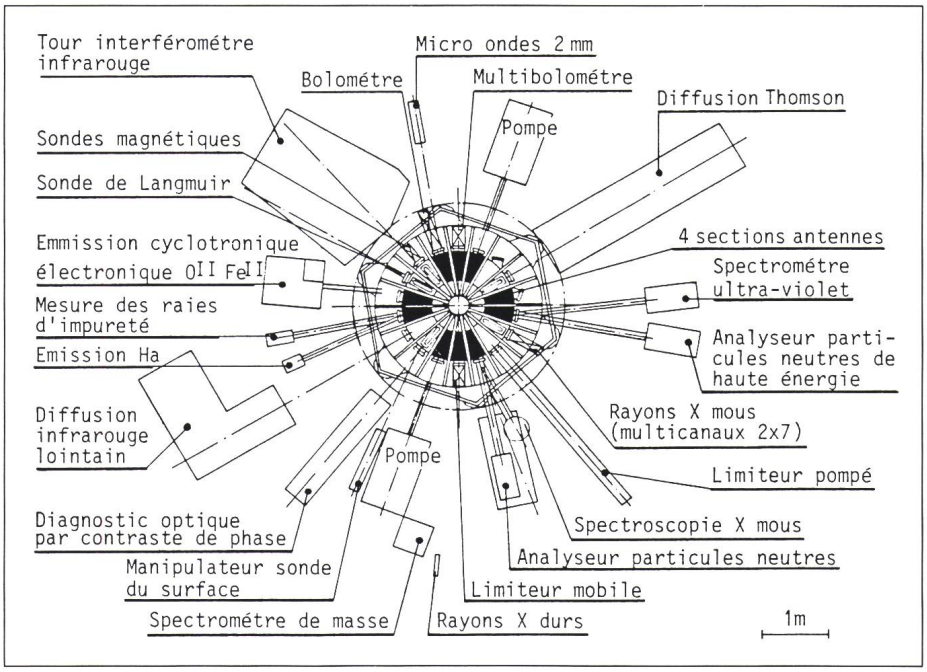

Figure 5 Distribution des diagnostics autour du tokamak TCA du Centre de Recherches en Physique des Plasmas - EPF Lausanne

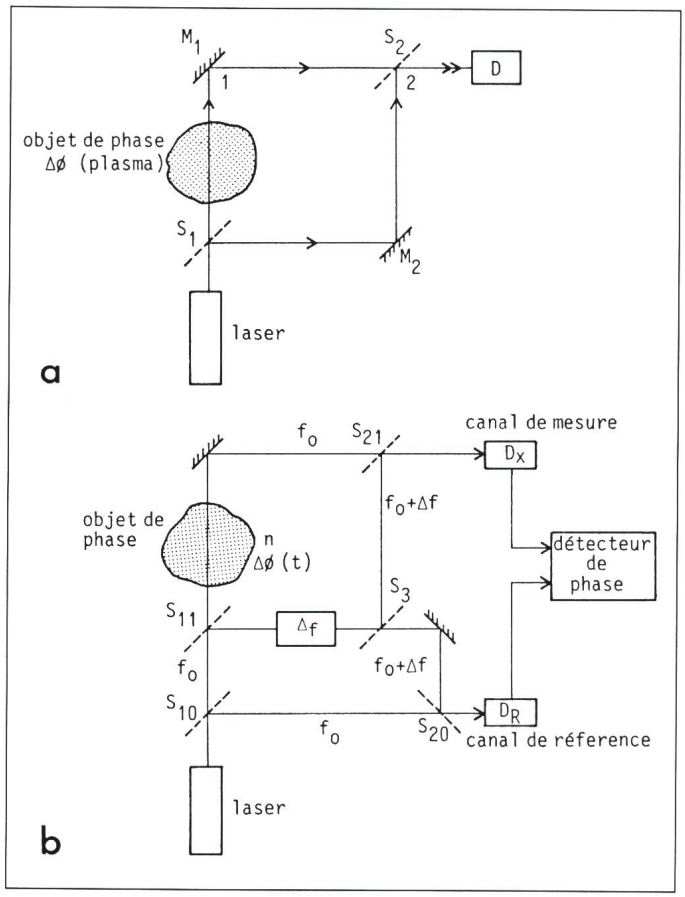

Figure 6
a Schéma d'un interféromètre Mach-Zehnder
Le faisceau (1) traverse l'objet de phase (dans ce cas le plasma), le faisceau (2) sert de référence.
b Interféromètre avec détection hétérodyne
Le bras de référence contient un élément permettant de décaler la fréquence de Δf. Pour mesurer le déphasage, un détecteur de phase compare le signal du canal de mesure avec celui du canal de référence.

2.2 Le dispositif de décalage en fréquence

Une solution ingénieuse a été trouvée par *D. Véron* [1] pour obtenir un décalage en fréquence d'un faisceau dans l'infrarouge lointain en utilisant l'effet Doppler (fig. 7). Un réseau de diffraction est appliqué sur la circonférence d'une roue tournante. La période de la gravure, l'angle d'incidence et la longueur d'onde sont accordés de telle sorte que le premier ordre de diffraction coïncide avec le faisceau incident. On obtient ainsi un décalage en fréquence proportionnel à la vitesse de rotation de la roue. Des décalages en fréquences jusqu'à quelques dizaines de kHz ont été réalisés avec de tels dispositifs.

2.3 Les détecteurs

Pourvu que le laser émette une puissance de quelques dizaines de mW la détection n'est pas un problème et on peut utiliser des éléments pyroélectriques qui n'ont pas besoin d'être refroidis comme beaucoup d'autres détecteurs dans l'infrarouge. L'effet pyroélectrique (présent dans certains cristaux et matériaux céramiques possédant une polarisation diélectrique spontanée) permet de transformer un changement de température créé par le rayonnement incident absorbé en un signal électrique. La bande passante de ces détecteurs, paramètre important pour l'observation d'une puissance modulée, est pourtant limitée puisque leur sensibilité décroît quand on augmente la fréquence de modulation.

Pour notre application, qui n'exige pas de résolution temporelle au dessous de 0,1 ms, les performances de ces détecteurs sont en général satisfaisantes.

2.4 Mesure du profil de densité

La densité électronique d'un tokamak est un paramètre dont il faut connaître la variation temporelle et spatiale. Afin de pouvoir reconstruire un profil radial de la densité, l'interféromètre installé au TCA est équipé de 8 faisceaux qui traversent le plasma à des positions différentes. Une série de fenêtres dans l'enceinte de vide du tokamak permet le passage de ces faisceaux en direction verticale.

La figure 8 montre d'une manière schématique et pour un nombre réduit de canaux le dispositif d'un interféromètre a faisceaux multiples. En réalité, le système optique comprend une centaine d'éléments (séparateurs, miroirs) qui sont montés sur une construction rigide de 3,5 m de haut. La structure est indépendante du tokamak et isolée du sol par des amortisseurs pneumatiques pour éviter des perturbations par vibrations mécaniques.

2.5 Résultats

Un exemple des résultats obtenus pendant une décharge dans le tokamak TCA est présenté dans la figure 9. Le schéma à droite indique la position des faisceaux de mesure par rapport à la section du plasma. les courbes superposées dans le graphique à gauche montrent la variation du déphasage de ces faisceaux en fonction du temps. A partir de ces données on peut reconstruire les profils de densité élec-

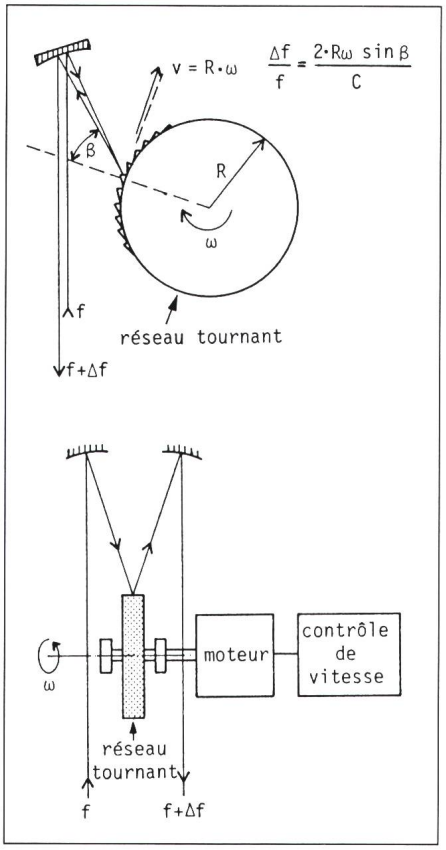

Figure 7 Décalage en fréquence par un réseau tournant
Le décalage Δf est dû à l'effet Doppler et proportionnel à la vitesse de rotation de la roue. Pour la fréquence f du faisceau incident, l'angle β correspond au premier ordre de diffraction du réseau appliqué sur le périmètre.

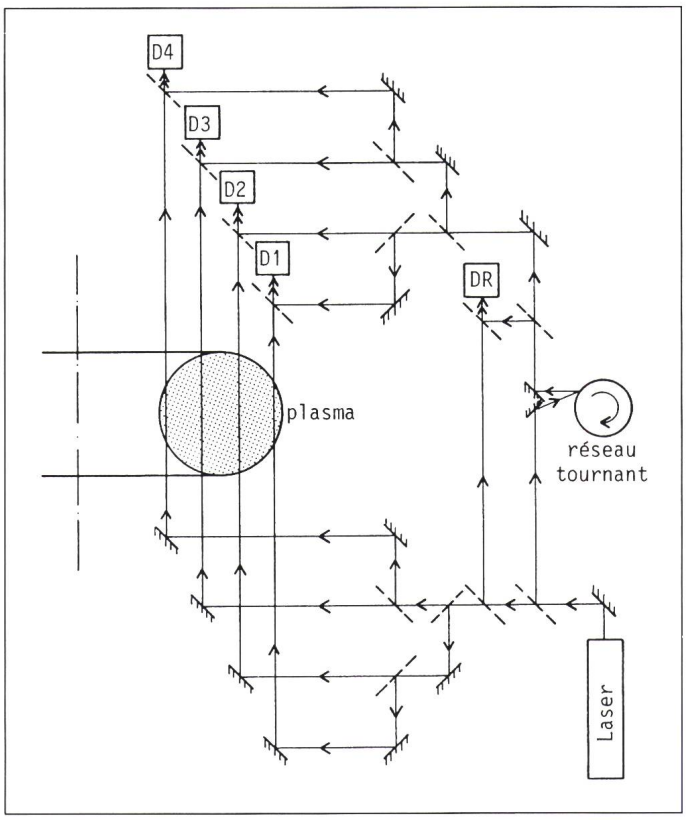

Figure 8
Schéma d'un interféromètre à faisceaux multiples
L'émission du laser est répartie sur quatre faisceaux qui traversent le plasma à différentes positions radiales.

miroir

séparateur

tronique et leurs variations temporelles.

3. Mesure de la température électronique dans un plasma

3.1 La diffusion Thomson

Dû principalement aux différentes méthodes utilisées pour chauffer le plasma, qui influencent différemment les électrons et les ions, ces deux constituants n'ont pas nécessairement la même température. Il est alors important de pouvoir mesurer séparément les températures des électrons et des ions. Malheureusement l'intensité de la lumière diffusée dépend de la masse des particules et les ions beaucoup plus lourds contribuent faiblement à la diffusion. Il n'est effectivement pas possible de l'observer. L'astuce utilisée consiste alors à ne pas observer le mouvement individuel des électrons, mais le mouvement global ou collectif du nuage d'électrons qui accompagne chaque ion le long de son parcours pour neutraliser sa charge. Imaginons que nous observions de loin un nuage de moustiques se déplaçant le long du bord d'un étang. Cette observation ne nous dit pas grand chose sur le mouvement d'un moustique individuel. Evidemment le dispositif d'observation doit être modifié si l'on veut voir un mouvement individuel à la place d'un mouvement global. La théorie nous indique qu'on dispose de deux paramètres pour le choix entre diffusion collective ou non-collective: la longuer d'onde de la radiation incidente et l'angle d'observation par rapport à la direction du faisceau incident. Un paramètre important pour la diffusion collective est le paramètre α, le rapport entre la longueur d'onde des fluctuations observées (fig. 10) et la longueur de Debye du plasma:

$$\alpha = \frac{1}{2\pi}\ \lambda_f/\lambda_D \quad \text{avec} \quad \lambda_f = 2\pi/|k_f|$$

Les nombres d'ondes étant donnés par:

$$|k_s| = |k_0| \qquad k_s = k_0 + k_f$$

$$|k_f| = \frac{4\pi}{\lambda_0}\ \sin\frac{\theta}{2}$$

Ainsi α indique le *«degré de collectivité»*. Pour un $\alpha \ll 1$ on observe le mouvement individuel des électrons, pour $\alpha \approx$ des effets collectifs commencent à se manifester et pour $\alpha \gg 1$ on oberve essentiellement des effets collectifs. Nous avons vu que λ_D ne dépend que des paramètres du plasma. Pour des paramètres typiques pour notre tokamak TCA ($n_e = 5 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}, $T_e = 800$ eV) λ_D se situe autour de 30 µm. Avec

$$\lambda_f = \lambda_0 / \left(2 \sin\frac{\theta}{2}\right)$$

on voit tout de suite qu'on peut satisfaire alpha >1 soit avec un λ_0 (lon-

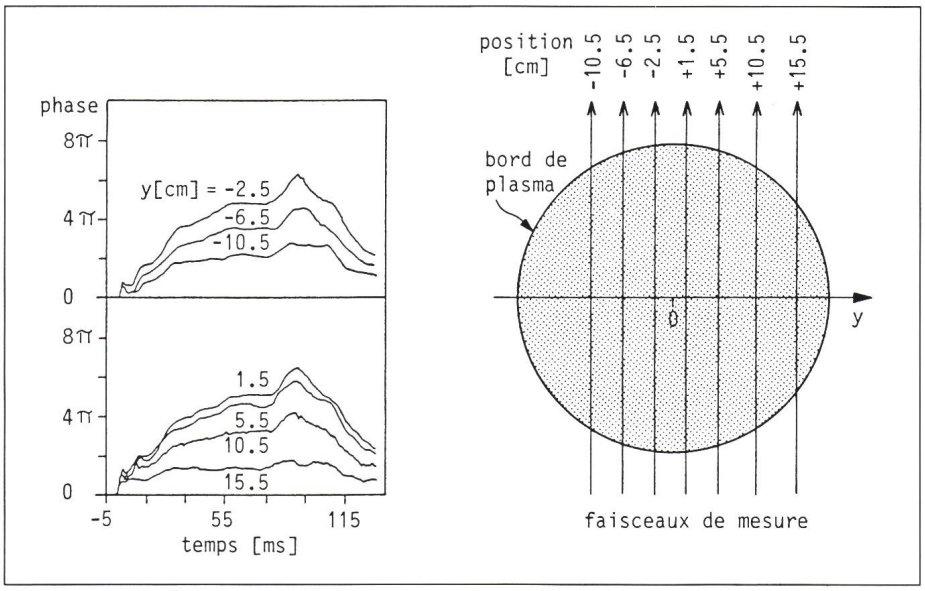

Figure 9 Mesure du profile de densité de TCA
A droite: Position des canaux par rapport à la section du plasma
A gauche: Déphasage mesuré dans les canaux en fonction du temps

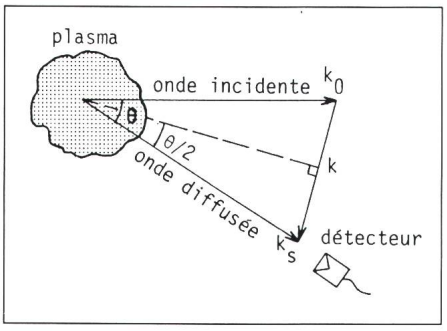

Figure 10 Diffusion Thomson
Représentation des vecteurs d'onde dans une expérience de diffusion Thomson

gueur d'onde du laser) suffisamment grand soit avec un angle Θ suffisamment petit.

L'analyse spectrale d'une radiation qui a interagi avec des particules en mouvement doit pouvoir fournir des informations sur ce mouvement, notamment sur la température de celles-ci. La diffusion Thomson montre qu'effectivement l'analyse spectrale de la lumière d'un rayon laser diffusé par un plasma fournit de l'information sur la température électronique ou ionique.

3.2 Choix du laser pour la mesure de la température électronique

Des lasers à rubis (longueur d'onde 0.694 μm) sont surtout utilisés pour la mesure de la température électronique. Ils offrent la possibilité de créer des impulsions très intenses avec une largeur de ligne étroite et une détection facile avec des photomultiplicateurs. Ces mesures sont possibles avec une très bonne résolution spatiale et temporelle. Un monochromateur est habituellement utilisé pour la résolution spectrale. En projetant le spectre sur un ensemble de fibres optiques, il est possible d'éloigner les photomultiplicateurs de la machine de plasma et d'éviter des interférences électromagnétiques (fig. 11).

Souvent, il est désirable de pouvoir mesurer un profil spatial ou de suivre l'évolution temporelle de la température. Le premier problème ne pose pas de difficultés, par contre le deuxième se heurte à des limitations dues au laser à rubis. Des impulsions multiples peuvent être obtenues pendant une période d'excitation, produisant ainsi un train d'impulsions de quelques ms. Par de multiples excitations, des impulsions séparées de 100 ms peuvent être produites. Les lampes et la barre de rubis doivent être refroidies et les condensateurs rechargés. Or, pour les plasmas des machines toriques les paramètres changent dans une échelle de temps située entre les deux échelles mentionnées, ce domaine n'est donc pas accessible avec un laser à rubis.

C'est pour cette raison que des systèmes basés sur le laser à Nd:YAG (Néodym: Ytrium Aluminium Garnet) ont été développés. A présent, on peut obtenir des séries d'impulsions courtes avec les cadences jusqu'à 100 Hz. L'émission du laser à Nd:YAG se situant dans l'infrarouge proche (longueur d'onde 1,6 μm) le choix des détecteurs est porté sur les diodes en Si à effet avalanche. Dans certains cas, la fréquence d'émission du laser peut être doublée avec des cristaux spéciaux, ce qui permet l'opération dans le visible (0,53 μm) et l'utilisation de photomultiplicateurs sensibles.

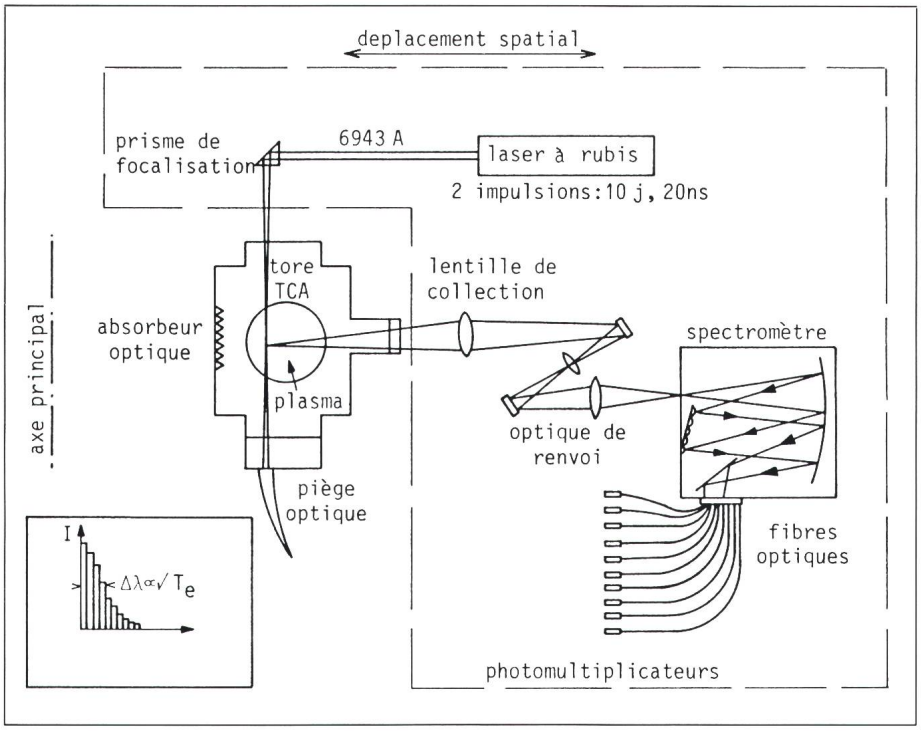

Figure 11 Schéma du principe de la mesure de la température électronique sur TCA par la diffusion Thomson

Bibliographie
[1] *D. Véron:* Submillimeter interferometry of high-density plasmas. In: Infrared and millimeter waves. Edited by: K.Y. Button. Vol. 2: Instrumentation. New York a.o. Academic Press, 1979; p. 67...135.