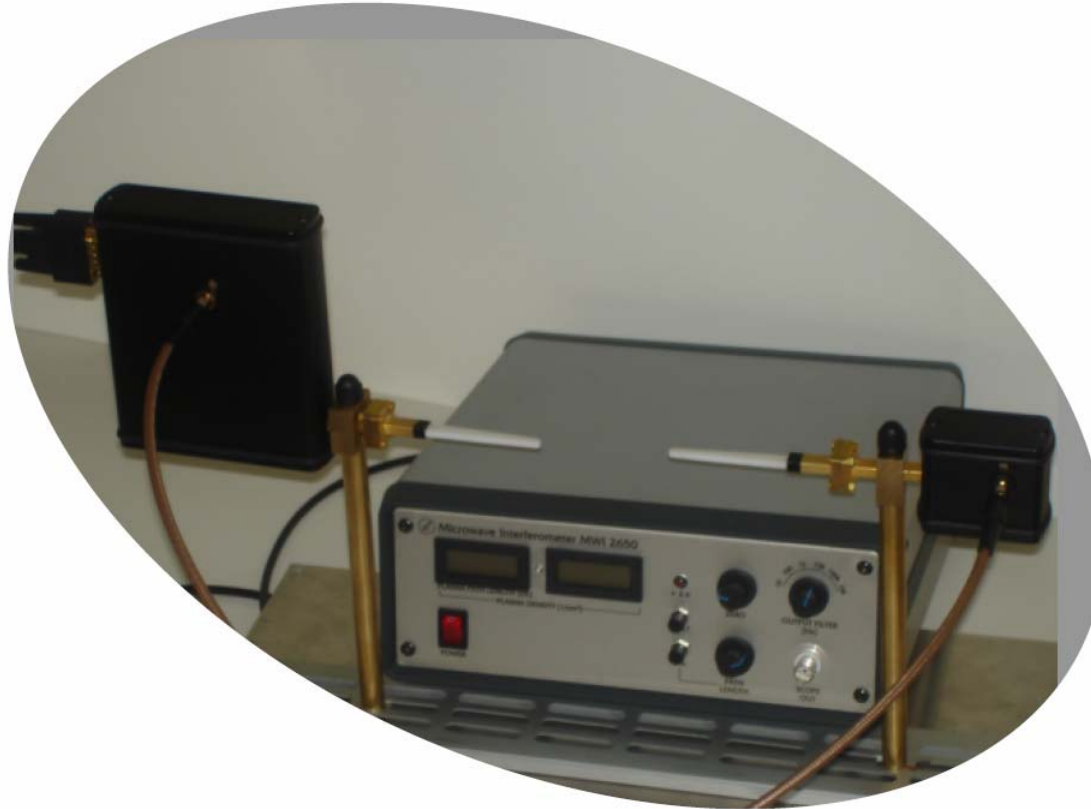


Présentation du nouvel outil mutualisé : Interféromètre micro-onde (Miwitron)



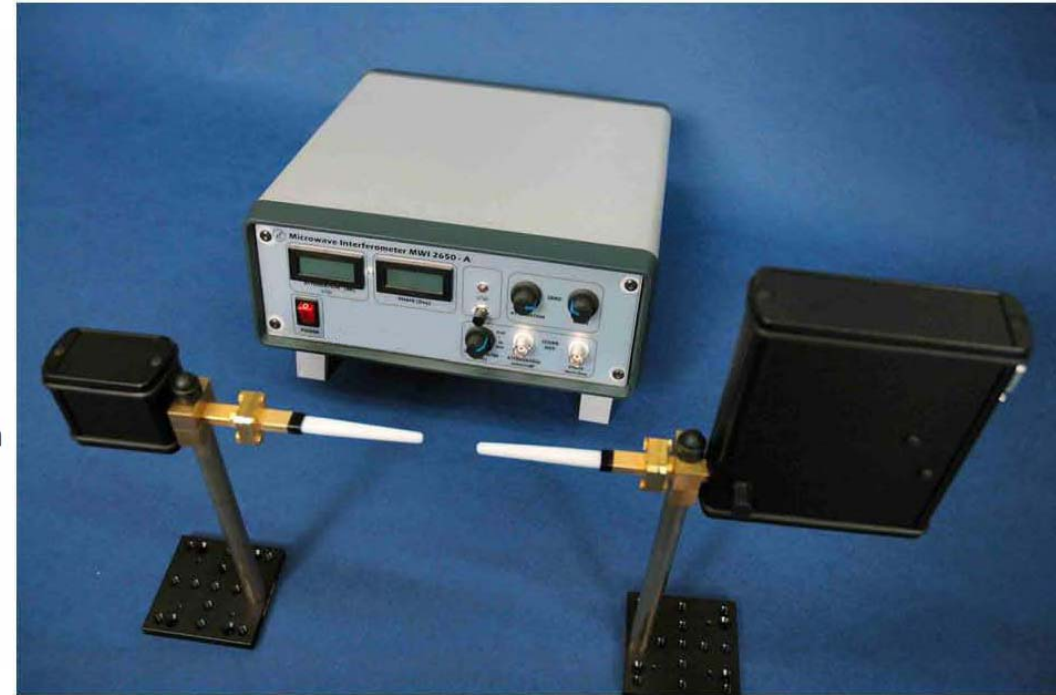
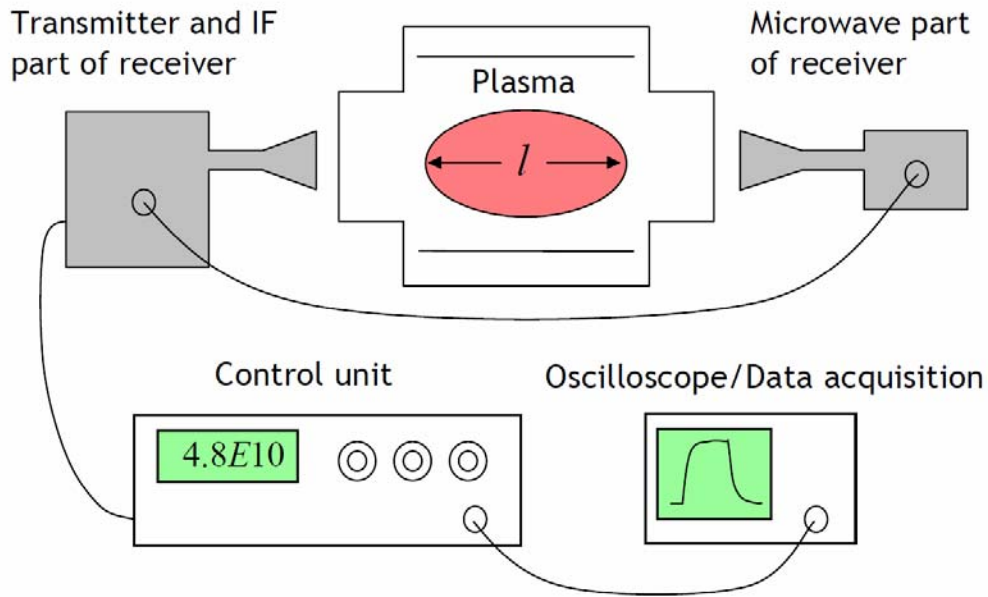
Objectifs

- Disposer d'un système de mesure de **densité électronique**
- Diagnostic complémentaire par rapport aux sondes de Langmuir :
 - **mesures non invasives** → perturbation du plasma
→ en conditions de dépôt
 - **complémentaires aux sondes** quand interprétation délicate
 - gaine fortement collisionnelle
 - plasmas très réactifs
 - présence d'un champ magnétique
 - plasmas à pression atmosphérique

Principe

Le principe repose sur la mesure du déphasage de l'onde induit lors de la traversée du plasma par rapport à un trajet de référence

Ce déphasage est directement fonction de la densité électronique par l'intermédiaire de la permittivité du milieu



Théorie (mesure de l'indice de réfraction du plasma) (1)

Hyp. 1 : on considère la propagation d'une onde monochromatique sans champ magnétique dans un plasma dont la densité locale est $n_e(x)$ (avec $0 \leq n_e(x) \leq L$)

La relation de propagation (carré du module du vecteur d'onde) s'écrit : $k^2 = \mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot \omega^2 - i \cdot \mu_0 \cdot \omega_{pe}^2 \cdot \frac{\omega \cdot \varepsilon_0}{\nu + i \cdot \omega}$

avec ω : pulsation de l'onde sonde
 ω_{pe} : pulsation électronique $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{ne \times e^2}{me \times \varepsilon_0}}$
 ν : la fréquence de collision

Hyp.2 : En négligeant les effets de collision ($\nu = 0$), $k^2 = \mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot [\omega^2 - \omega_{pe}^2]$

L'onde se propage si $\omega \geq \omega_{pe}$ (càd si k est réel) et l'indice de réfraction est réel : $n(z) = c \frac{k}{\omega} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}$

Soit $\Delta\Phi$ le déphasage entre une onde se propageant le long d'un trajet de longueur L dans un plasma d'indice n et une onde se propageant dans le vide sur un trajet identique : $|\Delta\Phi| = \int_L (1-n) \cdot \left(\frac{\omega}{c}\right) \cdot dl$ ou encore $|\Delta\Phi| = \int_L \left(1 - \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}\right) \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right) \cdot dl$

Avec n_c la densité de coupure telle que : $n_c = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega_{pe}^2}{e^2}$

La coupure correspond à « l'arrêt » de la propagation (l'indice de réfraction s'annule) = début de la réflexion. La fréquence de l'onde doit être suffisamment élevée pour éviter ces réflexions ($\omega \gg \omega_{pe}$ ou $n_e \ll n_c$)

Développement en série de Taylor : $|\Delta\Phi| = \left(\frac{\pi}{\lambda_0 n_c}\right) \int_L n_e \cdot dl$

Hyp. 3 : En considérant une valeur moyenne de densité intégrée sur la ligne de visée : $|\Delta\Phi| = \frac{\pi L \langle n_e \rangle}{n_c \lambda_0}$

Théorie (mesure de l'indice de réfraction du plasma) (2)

Dans notre cas, $f = 26,5$ GHz

On peut montrer que

$$\langle n_e \rangle = \frac{3,1 \cdot 10^{12} \times \Delta\Phi(\text{rad})}{L(\text{cm})}$$

soit encore

$$\langle n_e \rangle = \frac{5,4 \cdot 10^{10} \times \Delta\Phi(\text{deg})}{L(\text{cm})}$$

3 limitations de la méthode

1) Limite supérieure de la densité électronique

$$f = 26,5 \text{ GHz} \Rightarrow n_c = 9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$$

Pour que l'onde se propage dans le plasma, il faut $n_e < n_c$.

Cependant les effets de réflexion deviennent importants quand $n_e \approx n_c$

Il est donc nécessaire d'avoir $n_e \ll n_c \Rightarrow n_e < 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

2) Limite inférieure due à la mesure de déphasage

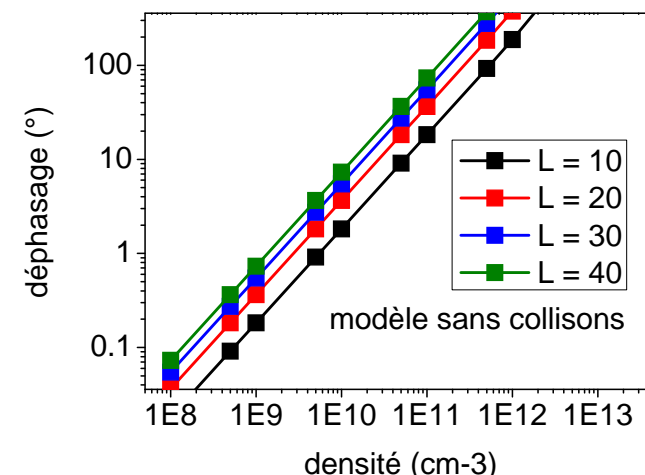
La limite inférieure dépend de la sensibilité de l'interféromètre (et de la longueur du plasma).

La sensibilité de l'interféromètre dépend de la dérive en température du système.

$$\Delta\Phi_{\text{min}} \approx 0,1^\circ$$

Typiquement pour un plasma de qq cm, la valeur minimale de n_e est de l'ordre de qq 10^9 cm^{-3}

3) La connaissance du profil de densité électronique sur la ligne de visée



Les dispositifs



Modèle	Application
Ka-band MWI 2650	Plasma basse pression
Ka-band MWI 2650-A	Flammes, torches et jets à la pression atmosphérique, DBD

Modèle	Fréquence (GHz) Longueur d'onde (m)	N_c (cm ⁻³)	N_e max (cm ⁻³)	N_e min (cm ⁻³)	Résol. temp.	P max (mbar)	L max plasma (cm)	ϕ min hublot (cm)	Dist max (m)
Ka-band MWI 2650	26.5 11.3 10 ⁻³	9 10 ¹²	3 10 ¹²	[10 ⁹ - 10 ¹⁰] / L	1 - 10 μ s	5 - 20	100	3	5
Ka-band MWI 2650A	26.5 11.3 10 ⁻³	9 10 ¹²	3 10 ¹²	[10 ¹⁰] / L	1 - 10 μ s				



Affichage direct de n_e : il faut tenir compte des hypothèses (profil de densité, ...).
Le seul paramètre à renseigner est la taille du plasma !

Retour sur les tests

2 campagnes de tests :

- Tests préliminaires (Institut Jean Lamour – Nancy) : 21 et 22 juillet 2011
- Réception du matériels et formation (Nancy) : 5 juillet 2012
 - Christophe Cardinaud (IMN Nantes)
 - Cathy Rond ((LSPM Villetaneuse)
 - Laurent Liard (LAPLACE Toulouse)
 - Gérard Henrion, Grégory Marcos, Cédric Noël, Thomas Gries (IJL Nancy)

Différents réacteurs plasmas testés :

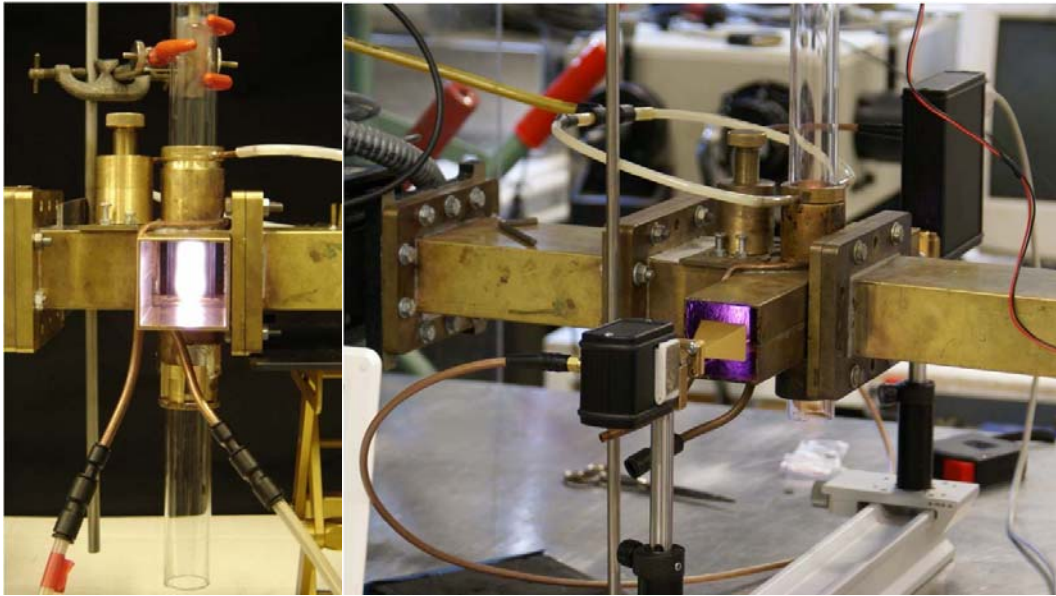
- Réacteur multipolaire MDECR ($10^{-2} - 10^{-3}$ mbar, $n_e \sim 10^{10} - 10^{11}$ cm $^{-3}$)
- Réacteur Hélicon (10^{-3} mbar, $n_e \sim 10^{10}$ à qq 10^{11} cm $^{-3}$)
- Réacteur Diode ($10^{-2} - 10^{-3}$ mbar, $n_e \sim$ qq 10^{10} cm $^{-3}$)
- Réacteur Plasma micro-onde à PA ($n_e \sim 10^{12}$ cm $^{-3}$)

Tests effectués principalement avec **le modèle MWI 2650** (basse pression)

Résultats obtenus conformes (à un facteur 2 – 3 près) :

- aux résultats obtenus par sonde de Langmuir (plasmas MDECR et Hélicon)
- aux calculs de modélisation (plasmas PA)

Retour sur les tests



Plasma micro-onde en cavité résonante à la PA



Emetteur (à gauche) et récepteur (à droite)
installés sur le réacteur diode RF

Points positifs



1) Simplicité du montage + mesures non invasives

- Hublots classiques
- Pas de perturbations du plasma
- Système compact (dans une valise)

2) Résolution temporelle ~ 10 μ s

- Suivi de l'amorçage et de l'extinction du plasma
- Suivi en temps réel de la modification du mélange gazeux

3) Prise en compte de déphasage > 2 π

(à condition d'augmenter progressivement la densité par exemple par une augmentation progressive de la puissance)

Points délicats liés *au système Miwitron*

1) Boitier de commande « trop » simplifié

Affichage directement de la densité (et non du déphasage) avec prise en compte d'un profil constant

→ Entrée manuelle de la longueur du plasma (manque de précision pour les plasmas de petites dimensions)

Solution : Faire le calcul inverse pour trouver le déphasage
et prendre les bons paramètres : longueur du plasma + profil de densité.

2) Dérives thermiques

Stabilité thermique des composants de l'interféromètre mais dérives thermiques possibles de l'environnement

Solution : Refaire une référence régulièrement (plasma éteint)

Points délicats liés à la technique

1) Propagation des ondes

Obstacles sur le chemin optique (porte-substrat, éléments du réacteur : grilles métalliques sur hublots, ...)
Onde micro-onde (26,5 GHz) : non visible



Réflexions multiples sur les parois internes du réacteur : modification de la longueur du plasma traversée.
Donc valeur de densité fausse

Solutions : - Nécessité d'avoir des hublots de grandes dimensions (minimum 3 x 3 mm²)
- Utilisation de lentilles de focalisation (jeu de 8 lentilles fourni)

Vérification : - S'assurer qu'une modification de la position avant/arrière des boîtiers récepteur/émetteur ne modifie pas la valeur de la densité
- Faire la mesure sur un matériau diélectrique (ex : polystyrène) hors et dans le plasma : la valeur doit être identique

2) Connaissance de la longueur de plasma traversée et idéalement du profil de densité

Solution : - utilisation de techniques complémentaires ??
- Si plasma de grande dimension : possibilité de faire différentes mesures et de retrouver le profil (inversion d'Abel)
Problème : La résolution de la technique est de l'ordre de la longueur d'onde (~ 1 cm)

3) Densité de coupure ($n_c \approx 9.10^{12} \text{ cm}^{-3}$)

Si $n_e \rightarrow n_c$ (même localement), réflexion des micro-ondes => pas de mesure possible

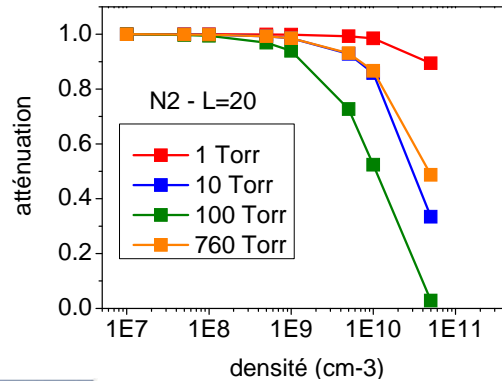
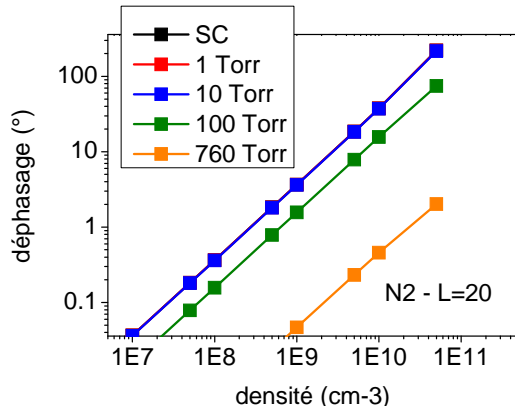
Dispositif pour des mesures à plus haute pression

En reprenant les formules précédentes, en présence de collisions, la relation de propagation devient : $k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \cdot \frac{i}{\nu + i \cdot \omega} \right]$

d'où $\tilde{n} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\nu^2 + \omega^2} - i \cdot \frac{\omega_{pe}^2}{\nu^2 + \omega^2} \cdot \frac{\nu}{\omega}}$

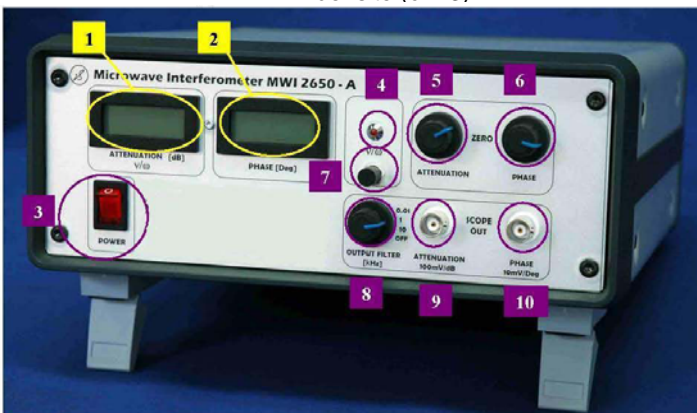
En supposant un plasma homogène en densité sur le trajet L, on obtient un déphasage : $\Delta\Phi = \frac{\pi \times L}{\lambda_0} \times \frac{\langle n_e \rangle}{n_c} \times \frac{\omega^2}{\nu^2 + \omega^2}$

et une atténuation de l'intensité : $\Delta\eta = \frac{\pi \times L}{\lambda_0} \times \frac{\langle n_e \rangle}{n_c} \times \frac{\omega \times \nu}{\nu^2 + \omega^2}$ et si U = cste, $\frac{\Delta\eta}{\Delta\Phi} = \frac{\nu}{\omega}$



La fréquence de collision n'a un effet important que si elle devient du même ordre de grandeur que la pulsation de l'onde (ex : N₂ à 760 Torr)

En plasma collisionnel, l'atténuation de l'onde devient un paramètre important



Paramètres accessibles : déphasage et atténuation

A TESTER !!!

Conclusion



- Montage et méthodes simples à mettre en œuvre
- Résultats conformes aux résultats obtenus par d'autres techniques ou à des calculs de modélisation
- Précautions d'utilisation : réflexions sur les parois, taille du plasma, profil de densité, ...

Dans le futur (proche)



- Dispositif résidant à l'Institut Jean Lamour (Nancy)
- Mise en place de la charte décrivant les conditions d'utilisation
+ procédure de demande de prêt
- Novembre 2012 : tests prévus au LAPLACE (Laurent Liard)
- Tests du modèle MW2650-A prévus à Nancy sur des plasmas à la pression atmosphérique