

DECEMBER 1981

LRP 185/81

MESURE DE T_i ET DE Z_{eff} PAR DIFFUSION THOMSON

DANS UN TOKAMAK

M.A. Dupertuis

MESURE DE T_i ET DE Z_{eff} PAR DIFFUSION THOMSON
DANS UN TOKAMAK

M.A. Dupertuis

Centre de Recherches en Physique des Plasmas
Association Euratom - Confédération Suisse
Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
CH - 1007 Lausanne / Switzerland

ABSTRACT

La diffusion de la lumière laser par un plasma est utilisée depuis longtemps pour mesurer la température des électrons dans un tokamak. Les lasers à gaz moléculaire de haute puissance (1 MW), rayonnant dans l'infrarouge lointain, seront disponibles dans un proche avenir, et permettront de mesurer la température ionique T_i avec une bonne résolution spatiale. Par une simulation Monte Carlo de cette expérience et de l'analyse électronique des signaux, nous investiguons l'effet de la variation de plusieurs paramètres: bruit, paramètre de diffusion α , puissance du laser, durée de l'impulsion, conditions de plasma, etc. sur la précision $\Delta T_i / T_i$.

On examine ensuite les méthodes et les conditions nécessaires pour mesurer Z_{eff} par diffusion Thomson, ainsi que l'influence de divers paramètres.

Les possibilités pratiques de mesure de T_i et Z_{eff} dans JET et TCA¹ sont discutées.

- P L A N -

MESURE DE T_i

Introduction

Le spectre diffusé

Description schématique de la mesure de T_i

Le bruit

Présentation du code

Résultats :

- 1) Influence de la variation du rapport signal sur bruit instantané à l'entrée P_S/P_N et de la durée d'impulsion τ
- 2) Influence des impuretés
- 3) Influence du nombre de canaux
- 4) Influence de la connaissance de la densité n_e et de la température électronique T_e
- 5) Influence de la nature du plasma: rapport T_e/T_i
- 6) Variation de la fréquence de coupure supérieure
- 7) Influence de la variation de l'angle de diffusion θ et de la résolution angulaire $\delta\theta/\theta$
- 8) Influence d'un champ magnétique \underline{B} dans le plasma
- 9) Application à TCA

Conclusion

MESURE DE Z_{eff}

Introduction

Principes:

- 1) Généralités sur le facteur de forme
- 2) Méthode du centre du spectre (Méthode SC)
- 3) Méthode de la section efficace totale (Méthode TCS)

Dispositif expérimental

Mesure du facteur de forme

- P L A N -
suite

Meilleures approximations pour la méthode TCS:

- 1) Sans champ magnétique
- 2) Avec champ magnétique

Présentation du code

Résultats:

- A) Généralités sur le comportement des deux méthodes
- B) Influence des divers paramètres pour les deux méthodes
 - 1) Influence et choix des couples (α_1, α_2)
 - 2) Influence et choix du canal au bord [χ_{\min}, χ_{\max}]
 - 3) Influence d'une "asymétrie" dans la largeur de bande des canaux en α_1, α_2
 - 4) Influence de la concentration des impuretés
 - 5) Influence de la longueur d'impulsion τ_ℓ
 - 6) Influence de différentes températures pour les différentes espèces d'ions
 - 7) Influence de la connaissance de n_e, T_e, T_i
 - 8) Influence des conditions de plasma: rapport T_e/T_i
 - 9) Influence de la largeur de bande du canal au centre dans la méthode SC
- C) Méthodes en trois points
- D) Cas particuliers de JET et TCA, faisabilité de la mesure
 - 1) Dans l'infrarouge lointain: $\lambda_\ell = 385 \mu$
 - 2) Dans l'infrarouge: $\lambda_\ell = 10.6 \mu$

Conclusion

REFERENCES

ANNEXE SUR LA STATISTIQUE DU BRUIT DANS UN CANAL

TABLEAUX

LEGENDE DES FIGURES

FIGURES

MESURE DE T_i PAR DIFFUSION THOMSON DANS UN TOKAMAK

Introduction

Les électrons sont la principale cause de la diffusion d'une onde électromagnétique visible ou infrarouge dans un plasma. Leur mouvement intercorrélé engendre dans certains cas des effets collectifs dans le spectre diffusé, qui est alors différent de la simple superposition des différents changements de fréquence par effet Doppler, dus à chaque électron. Il est alors possible d'extraire de ce spectre l'information sur la température ionique. Cette méthode présente beaucoup d'intérêt car il semble que ce soit la seule méthode qui permette de déterminer T_i sans ambiguïté dans un grand tokamak comme JET.²

Le dispositif expérimental est le suivant: (Fig. 1 et 2) le rayonnement d'un laser de puissance P_ℓ est incident sur un plasma selon un vecteur d'onde \underline{k}_0 . Sous un angle θ par rapport à l'axe du laser, on collecte la lumière de vecteur d'onde \underline{k}_s diffusée par le plasma.

En utilisant la méthode de détection hétérodyne, on transforme la fréquence porteuse du signal optique en une fréquence plus basse, de manière à pouvoir détecter et traiter électroniquement le signal résultant pour obtenir la densité spectrale énergétique. Le dispositif d'analyse électronique est classique: une batterie de filtre divise le spectre en canaux, puis en intégrant après un quadratureur, on mesure l'énergie du signal dans chaque canal.

Le spectre diffusé

Nous allons résumer très rapidement la forme de spectre diffusé dans le cas le plus simple sans impuretés, ni champs magnétiques. Pour l'étude détaillée, nous renvoyons à la référence³ qui constitue certainement une des meilleures sources d'informations sur ce sujet.

Si l'on suppose que l'onde incidente ne change pas l'impulsion des électrons par effet Compton, on a la relation $|k_s| = |k_0|$ où $\underline{k}_s = \underline{k}_0 + \underline{k}_f$ ou $|\underline{k}_f| = 2\pi/\lambda_f$. (voir Fig. 1).

Donc:
$$|\underline{k}_f| = \frac{4\pi}{\lambda_f} \sin(\theta/2) \quad (1)$$

λ_f est la longueur d'onde des fluctuations que l'on examine, ou, dans un autre langage, la longueur où on détecte les effets de la corrélation du mouvement des électrons. Dans un plasma, la distance de Debye λ_D est la longueur caractéristique au-delà de laquelle les électrons commencent à avoir un comportement collectif. On définit alors le paramètre de diffusion: $\alpha = (k\lambda_D)^{-1}$ de telle manière que:

- Si $\alpha < 1$, à mesure que α tend vers zéro, on observe les résultats de la superposition incohérente des changements de fréquence par effet Doppler dû à chaque électron. Pour un plasma thermalisé, le spectre est alors Gaussien autour de ν_0 ($\alpha \ll 1$) (voir Fig. 3a);
- Si $\alpha > 1$, on observe des effets collectifs au centre: la diffusion par le nuage de Debye de chaque ion du plasma et, dans la limite $\alpha \gg 1$, deux résonances dues à l'onde ionique acoustique (si $T_e/T_i \gg 1$ l'atténuation par effet Landau est faible) et à l'onde électronique de Langmuir, qui sont faiblement excitées par les fluctuations (Fig. 3b et 3c).

Description schématique de la mesure de T_i

En utilisant le dispositif expérimental déjà vu précédemment (Fig. 2), on mesure la densité spectrale énergétique de la lumière diffusée à l'endroit de la lentille d'observation L_2 . En fait, on obtient seulement la partie centrale du spectre ($\alpha > 1$) de largeur spectrale $\Delta\omega = kv_i$. On effectue alors une régression par moindres carrés non-linéaires en variant T_i pour ajuster la forme théorique du spectre aux résultats expérimentaux.

La théorie³ donne:

$$P_s(\underline{k}, \omega) = P_l n_e l d\Omega \sigma_T S(\underline{k}, \omega) \quad (2)$$

ou P_l puissance du laser incident

n_e densité électronique

l longueur du volume de diffusion selon l'axe du laser

$d\Omega$ angle solide d'observation

$\sigma_T = r_0^2$ où $r_0 = (e^2/mc^2)$ est la section efficace différentielle de diffusion par électron pour une onde plane polarisée linéairement et perpendiculairement au plan de diffusion (Thomson)

$S(\underline{k}, \omega)$ est le facteur de forme qui contient les effets collectifs du plasma et la forme du spectre

Pour un plasma sans impuretés, $S(\underline{k}, \omega)$ s'écrit:

$$S(\underline{k}, \omega) = \frac{|1 - G_i|^2 F_e + |G_e|^2 b_i F_i}{|1 - G_e - G_i|^2} \quad (3)$$

avec $b_i = z_i$, $G_e = -\alpha^2 W(x_e)$

$$G_i = -b_i \frac{T_e}{T_i} \alpha^2 W(x_i) \quad (*)$$

$$F_k = \frac{\exp(-x_k^2)}{\sqrt{\pi} k v_k} \quad \text{et} \quad x_k = \frac{\omega}{kv_k} \quad k = e, i$$

(*) $W(x)$ est la "plasma dispersion function" tabulée par Fried et Conte (1961)¹⁹

En fait, le résultat expérimental est proportionnel à $P_S(\underline{k}, \omega)$ mais le coefficient de proportionnalité est difficile à estimer, ainsi nous "fittons" seulement la forme $S(\underline{k}, \omega)$.

Le bruit

A chaque étape du traitement du signal dans le dispositif expérimental (Fig. 2) il y a une source de bruit.

1) Le bruit externe se compose de la lumière parasite et du bruit provenant du plasma. Avec de bons puits de lumière⁴, et un laser unimode possédant une largeur de bande étroite de l'ordre de 50 MHz, la lumière parasite produira un pic central aigu dans le spectre qui se superposera à l'effet des impuretés, et ne gênera pas la mesure sauf si le détecteur sature. A 385 μm , le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) est négligeable dans un tokamak⁵ et le rayonnement cyclotronique électronique (ECE) pourra être réduit moyennant l'emploi de polariseurs.⁵ On ne peut pas choisir une longueur d'onde plus petite pour limiter ce rayonnement, car il n'existe pas à présent de lignes laser assez puissantes entre 385 et 66 μm .

2) Le bruit interne du détecteur* s'exprime habituellement par

$$P_N = \text{NEP} * B \quad (4)$$

où { B est la largeur de bande du détecteur
 NEP est un facteur de proportionnalité
abréviation de l'expression anglaise
"Noise Equivalent Power"

En d'autre terme, le NEP est la densité spectrale de puissance d'un signal égal au bruit.

(*) Par détecteur nous entendons l'antenne (mixer), la diode Schottky, l'amplificateur.

A la sortie du détecteur, nous avons⁵ pour rapport signal/bruit

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{final}} = \frac{P_S(\nu_0, B)}{P_S(\nu_0, B) + P_N(B)} \sqrt{1 + B \cdot \tau} \quad (6)$$

On remarque que $(S/N)_{\text{final}}$ peut être amélioré en augmentant B , τ ou P_S . Généralement, nous n'aurons pas trop intérêt à augmenter B car l'on perd la résolution en fréquence. D'autre part, il est facile de montrer que, pour une impulsion carrée d'énergie constante et de durée τ variable, le maximum de (S/N) est obtenu en imposant $P_S/P_N = 1.5, 9$

En fait, dans notre simulation, nous aurons besoin de la densité de probabilité du bruit dans un canal; ceci est discuté dans l'annexe.

Présentation du code

Un organigramme du code est représenté à la figure 5. On distingue trois parties (séparées par des pointillés).

- 1) On génère un spectre théorique conforme aux données. Il représente la mesure idéale, mais il est cependant déformé par la présence des impuretés du plasma*. Il dépend aussi de certaines restrictions expérimentales qui ne sont pas des grandeurs aléatoires (Fig. 6a).
- 2) On génère à partir de 1) un résultat expérimental, c'est-à-dire le spectre ci-dessus pollué par du bruit selon une distribution de χ^2 dans chaque canal (Fig. 6b). On simule aussi une connaissance approximative de T_e , n_e et B en prenant pour ces variables des valeurs aléatoires, extraites d'une population suivant une distribution Gaussienne de moyenne T_e , n_{e0} et B_0 (resp.) et de variance ΔT_e , Δn_e et ΔB (resp.). La température ionique est alors déterminée en ajustant la forme de la courbe théorique $S(k, \omega, T_i, T_e, n_e, B)$ dans la partie non

(*) cf. expression 20

distordue (par les impuretés) du spectre (Fig. 6c). Le résultat T_i est mémorisé et en répétant le processus une trentaine de fois avec un bruit aléatoire, on obtient un échantillon de 30 valeurs de T_i .

- 3) Une analyse statistique est effectuée sur l'échantillon. En particulier, l'écart de la moyenne $\Delta \bar{T}_i$ et l'écart-type de l'échantillon σT_i sont des mesures précises de la qualité de l'appareillage simulé.

Plusieurs options dans le programme en rendent l'emploi plus souple, en particulier on peut ajuster:

- P_L puissance du laser de manière à ce que P_S/P_N soit égal à une valeur donnée (le rayon du laser au foyer est calculé automatiquement de manière à vérifier toutes les conditions nécessaires: 1) être réalisable par focalisation, 2) volume diffusant assez étendu. Voir réf. 5, p. 10);
- La largeur de bande du détecteur B pour avoir toute la partie ionique du spectre à l'intérieur;
- L'angle de diffusion pour que la largeur du spectre soit inférieure à la largeur B.

Résultats

L'étude a été menée en deux étapes :

- étude de l'influence des paramètres sur la mesure de T_i ;
- application au projet JET (voir réf. 5) et TCA (présenté ici).

Le nombre de paramètres étant important, nous avons défini un ensemble de conditions standards (Tableau 1). Dans les tableaux suivants, nous

indiquerons désormais seulement les déviations par rapport à ces conditions. Nous avons choisi une longueur d'onde de $66 \mu\text{m}$ pour des raisons historiques. L'émission laser à $66 \mu\text{m}$ ne semble pas satisfaire à toutes les conditions idéales.² Mais nous pouvons transposer parfaitement nos résultats à d'autres longueurs d'onde en utilisant la loi d'échelle 7 (Tableau 1). De même pour la largeur de bande B du système de détection. Le nombre de 31 simulations par "run" est juste suffisant pour tirer des conclusions statistiques valables, mais a été choisi pour des raisons de temps de calcul.

1) Influence de la variation du rapport signal sur bruit instantané P_S/P_N et de la durée d'impulsion τ (Tableau 2, Fig. 7)

Il est évident que plus P_S/P_N , τ sont grands plus la mesure sera précise; nous avons mentionné plus haut que, pour une impulsion d'énergie constante, le rapport signal sur bruit est maximum à $P_S/P_N = 1$. De ces résultats, nous pouvons conclure que, pour une impulsion de durée donnée τ , il est inutile d'accroître la puissance au-delà de $P_S/P_N \approx 3$ car la précision ne s'améliore plus sensiblement.

Une autre conclusion importante est que si $P_S/P_N = 1$, $\tau = 800 \mu\text{sec}$, et que $\Delta n_e/n_e = \Delta T_e/T_e = 10\%$ alors $\Delta T_i/T_i$ est de l'ordre de 15%. L'étude menée au paragraphe suivant qui inclut les impuretés montrera que ces résultats sont toujours valables.

2) Influence des impuretés (Tableau 3, Fig. 8)

Evans¹⁰ a montré que les impuretés provoquaient un pic central aigu dans le spectre, quoique le reste ne soit pas trop perturbé. Nous supposons que le plasma contient une distribution d'impuretés assez semblable à celle qui existe dans DITE¹¹ avec $Z_{\text{eff}} = 2.073$.

Pour limiter l'influence des impuretés, nous ne tenons pas compte dans la régression de la partie inférieure du spectre (Fig. 6) en introduisant une fréquence de coupure inférieure F_c .

D'après nos résultats, nous voyons que, si F_c est trop petite, il y a une déviation systématique de T_i , tandis que $\Delta T_i/T_i$ reste relativement constant. Pour nos conditions, $F_c = 800$ MHz est une bonne valeur. En supposant que nous connaissons initialement la proportion d'oxygène, F_c peut être réduit assez considérablement (Tableau 3b).

Remarque: En variant F_c et en maintenant $P_S/P_N = 1$, on varie implicitement la puissance du laser P_ℓ . Nos résultats 1) restent donc valables car $\Delta T_i/T_i$ est constant mais P_ℓ est multiplié par un facteur 2 à 2.5.

3) Influence du nombre de canaux (Tableau 4)

Dans chaque cas, l'intervalle $[F_c, F_{\max}]$ a été divisé en un nombre variable de canaux (5 à 16). Aucune variation significative de $\Delta T_i/T_i$ n'a été trouvée. On explique ce résultat en constatant que plus un canal est large, meilleure est l'estimation spectrale. On ne gagne donc pas énormément d'information en augmentant le nombre de canaux. On verra d'autre part que l'information sur T_i est principalement contenue dans la largeur du spectre; ce sont donc F_c et F_{\max} qui ont la plus grande importance. Au dessous de 5 canaux, la précision se perd rapidement.

4) Influence de la connaissance de la densité n_e et de la température électronique T_e (Fig. 9)

On suppose que T_e et n_e ont été mesurés séparément avec une incertitude relative $\Delta T_e/T_e$ et $\Delta n_e/n_e$. On peut voir que la mesure de T_i n'est pas sensible à une variation de T_e et de n_e inférieure à 10%, ensuite $\Delta T_i/T_i$ varie approximativement linéairement avec $\Delta T_e/T_e = \Delta n_e/n_e$. Cette valeur seuil de 10% peut peut-être varier avec les conditions standards.

En effectuant une régression multi-paramètres dans le cas où T_e et n_e sont inconnus, nous avons constaté que $\Delta T_i/T_i$ a une valeur deux fois plus grande que dans le cas où T_e et n_e sont connus. Cela est valable dans le cas où aucun étalonnage d'intensité n'a été fait. Dans le cas où un étalonnage d'intensité est fait, la précision est la même que dans le cas non calibré avec régression monoparamètre (Fig. 7). Malgré les bons résultats obtenus pour T_i , la régression multiparamètres ne donne pas de valeurs utilisables de n_e et T_e . On explique ceci en remarquant que T_i détermine principalement la forme de la partie ionique du spectre et sa largeur tandis que n_e et T_e l'influencent d'une manière plus complexe et moins sensible. En conclusion, il est possible d'obtenir une bonne mesure de T_i avec cette méthode sans que n_e et T_e ne soient connus: la précision baisse par un facteur 2 par rapport au cas où $\Delta n_e/n_e = \Delta T_e/T_e = 10\%$.

5) Influence de la nature du plasma: rapport T_e/T_i (Tableau 5)

Premièrement, nous avons regardé si la précision de la méthode est par nature sensible à la présence du pic quand $T_e/T_i \gg 1$. En fixant θ et T_i , en variant P_λ proportionnellement à $1/n_e$ tout en gardant T_e/n_e constant, $\Delta T_i/T_i$ reste constant. Il n'y a par conséquent aucune influence du rapport T_e/T_i (Tableau 5a).

Deuxièmement, comme dans les conditions réelles, on cherche T_i quand θ , T_e et P_λ sont fixés. La deuxième série (Tableau 5b) montre que le rapport T_e/T_i n'a pas d'importance excepté en dehors de l'intervalle $0.8 < T_i/T_e < 2$. Si $T_i/T_e > 2$, la partie ionique est trop large: $kv_i/\pi > F_{\max}$ et ceci cause une chute de précision. Pour éviter ce problème, il suffit d'augmenter la largeur de bande.

6) Variation de la fréquence de coupure supérieure (Tableau 6)

Définissons maintenant une expérience donnée avec $P_\lambda =$ constante, nous constatons que la fréquence de coupure supérieure n'influence pas beaucoup la valeur de $\Delta T_i/T_i$, l'essentiel est de ne

pas couper le pied du spectre $kv_i/\pi > F_{\max}$.

7) Influence de la variation de l'angle de diffusion θ et de la résolution angulaire $\delta\theta/\theta$ (Tableau 7, Fig. 10)

a) Varier θ est équivalent à varier α selon la relation

$$\alpha = \frac{\lambda_e}{4\pi \lambda_D \sin(\frac{\theta}{2})} \quad (7)$$

La précision semble devenir moins bonne à mesurer que α augmente (θ petit). La cause en est probablement complexe: caractéristique du spectre, de la division en canaux, et..... Ayant assuré $P_S/P_N = 1$ dans le champ spectral de vision $[F_C, F_{\max}]$, la puissance laser nécessaire P_ℓ diminue avec α (prédit par l'expression de la section efficace totale $S(\alpha)$ (22)). Le graphique fait ressortir l'existence d'un α optimal.

b) Effet dû à la résolution en θ : $\bar{\theta} - \delta\theta/2 < \theta < \bar{\theta} + \delta\theta/2$. Prenons comme repère orthogonal $\underline{k}_x, \underline{k}_y, \underline{k}_z$ où \underline{k}_z est parallèle à \underline{k}_0 . \underline{k}_s est caractérisé par les angles $\bar{\theta}$ et $\bar{\psi}$ en coordonnées sphériques habituelles. Appelons l'angle solide d'observation $\Delta\Omega$, nous avons

$$\delta\theta = \text{Arctan} \left(\frac{\sqrt{\Delta\Omega}}{\pi} \right) \quad (8)$$

De (2) on a

$$\frac{\partial P_S(\underline{k}, \omega)}{\partial \Omega} = P_\ell n_c l n_0^2 S(\underline{k}, \omega) \quad (9)$$

Donc

$$P_S(\underline{k}, \omega) = \int_{\Delta\Omega(\bar{\theta})} \frac{\partial P_S(\underline{k}, \omega)}{\partial \Omega} d\Omega \quad (10)$$

En supposant que $\Delta\Omega$ est défini par la lentille d'observation (cf. (8)) on a

$$P_S(\underline{k}, \omega) = P_0 m_e l r_0^2 \int_{\bar{\theta}-\delta\theta}^{\bar{\theta}+\delta\theta} \int_{\bar{\psi}-\Delta\psi}^{\bar{\psi}+\Delta\psi} S(\underline{k}(\theta), \omega) \sin\theta \, d\theta \, d\psi \quad (11)$$

avec

$$\Delta\psi(\theta) = A r_0 \cos \left[\frac{1}{\sin\theta \sin\bar{\theta}} (\cos(\delta\theta) - \cos\theta \cos\bar{\theta}) \right] \quad (12)$$

Nous avons calculé le spectre pour cette expression dans plusieurs conditions, et il se superpose presque exactement au spectre obtenu sans tenir compte de la résolution en θ .

Une explication physique simple en est donnée dans la réf. 5. Il n'est cependant pas prouvé que conjuguée avec l'effet d'un champ magnétique $\underline{B} \neq \underline{0}$, la résolution en θ n'ait pas d'effet sur le spectre.¹² Ceci pourra faire l'objet d'investigations futures.

8) Influence d'un champ magnétique $B \neq 0$

L'expression du facteur de forme pour un plasma dont les électrons sont magnétisés est la suivante.¹⁸

$$S_B(\underline{k}, \omega) = \frac{1 - G_e |^2 \text{Im}(-F_e) + |G_e|^2 b_i \text{Im}(-F_i)}{1 - G_e - G_e |^2} \quad (12)$$

avec $b_i = z_i$

$$G_e = -\alpha^2 \pi x_e k v_e F_e$$

$$G_i = -b_i T_e/T_i \alpha^2 \pi x_i k v_i F_i$$

$$\text{et } F_e = \frac{1}{\pi x_e k v_e} \left\{ 1 - \frac{2 x_e}{\cos \phi} e^{-\frac{\sin^2 \phi}{2 x_{ce}^2}} \times \right. \\ \left. \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} I_n\left(\frac{\sin^2 \phi}{2 x_{ce}^2}\right) e^{-\left(\frac{x_e - n x_{ce}}{\cos \phi}\right)^2} \left[\int_0^{\frac{x_e - n x_{ce}}{\cos \phi}} e^{t^2} dt + i \frac{\sqrt{\pi}}{2} \right] \right\}$$

$$F_i = \frac{1}{\pi x_i k v_i} W(x_i)$$

$$\text{où } \phi = \text{Angle}(\underline{k}, \underline{B}) \quad x_e = \frac{\omega - k v_D}{k v_e} \quad x_i = \frac{\omega}{k v_i}$$

$$0^\circ < \phi < 90^\circ \quad x_{ce} = \frac{\omega_{ce}}{k v_e}$$

Nous avons négligé ici la modulation ionique du spectre de largeur ω_{ci} . On a

$$\nu_{ci} = \frac{\omega_{ci}}{2\pi} = 1.52 \cdot 10^3 B_0 \frac{1}{\mu} \quad (13)$$

où $[B_0] = \text{Gauss}$ et $[\mu] = \text{u.m.a.}$

Dans nos conditions (Fig. 11) $\nu_{ci} = 23 \text{ MHz}$ ce qui est trop faible pour être observé expérimentalement si nos canaux sont de largeur supérieure à 100 MHz et si la monochromaticité du laser est supérieure à cette valeur.

Généralement, dans nos conditions standards, la puissance diffusée au centre du spectre est légèrement augmentée, mais la puissance totale n'est pas affectée.³

Si l'on ne connaît pas le champ précisément et que celui-ci a une influence notable sur le spectre (si ϕ n'est pas loin de 90° comme les conditions expérimentales l'imposent souvent) une incertitude supplémentaire est ajoutée. Pour en tenir compte, nous avons simulé cet effet avec le code de la même manière que l'incertitude sur n_e et T_e (§ 4 ci-dessus).

Nous allons donc investiguer deux effets: la variation de ϕ et la variation de $\Delta B/B$.

8.1) Variation de ϕ (Fig. 11)

A partir de la figure, on voit que le champ magnétique commence à avoir une influence sensible à partir de $\phi = 85^\circ$. On peut mesurer T_i jusqu'à $\phi = 88^\circ$. Entre $\phi = 88,5^\circ$ et $\phi = 90^\circ$, il est exclu de mesurer T_i . La condition $P_S/P_N = 1$ étant vérifiée, on voit que la puissance laser P_L nécessaire diminue avec ϕ .

8.2) Influence de la connaissance de B (Fig. 12)

En prenant $\phi = 85^\circ$, on constate qu'il est possible d'ignorer presque complètement B ($\Delta B/B = 50\%$) sans que la précision sur T_i ne soit affectée.

Quand $\phi = 88^\circ$, il y a apparition d'une valeur seuil $\Delta B/B = 10\%$ à partir de laquelle l'incertitude sur T_i croît linéairement avec $\Delta B/B$. En deçà, $\Delta B/B$ est à peu près constant.

Dans TCA, on peut prendre ϕ de manière à ce que l'influence du champ magnétique soit minimale, mais dans JET, la configuration des ouvertures ne permet pas une grande liberté. Bien que l'hélicité des lignes de champ magnétique au point d'observation engendre une déviation de la perpendicularité, la mesure de T_i dans l'infrarouge lointain est compromise, et ce problème demande une étude plus complète.

9) Application à TCA (Fig. 13)

Nous renvoyons le lecteur à la référence⁵ pour le cas de JET qui y est discuté en détail.

Le cas de TCA est simulé à la fig. 13 ou l'on constate que T_i est mesurable avec une bonne précision (20%) sur une grande partie du domaine des paramètres. Ce sont seulement les régimes à basse densité qui posent un problème, la puissance du laser n'étant pas suffisante. (N.B. La puissance laser indiquée ne comprend pas les pertes.)

Conclusion

De cette étude, nous pouvons conclure que la mesure de la température ionique est possible dans un tokamak avec une précision de l'ordre de 20% sur une grande partie du domaine des paramètres, la puissance laser, nécessaire étant de l'ordre de 1 MW.

La précision de la mesure avec un système de détection hétérodyne est surtout limitée par la longueur d'impulsion du laser. La présence des impuretés n'altère pas la mesure pourvu que l'on n'en tienne pas compte dans la régression. L'influence du champ magnétique est notable mais peut être éliminée en déplaçant de dispositif expérimental de manière à ce que l'angle entre \underline{k}_f et \underline{B} varie de quelques degrés ($>2.5^\circ$) de la perpendiculaire.

Cette méthode ne permet pas de mesurer n_e et T_e simultanément, mais en tolérant une imprécision accrue d'un facteur 2, on peut se passer d'une mesure préalable et indépendante de ces deux grandeurs.

Finalement, une méthode efficace et puissante pour investiguer les possibilités d'une expérience a été utilisée et nous permettra de l'optimiser.

MESURE DE Z_{eff} PAR DIFFUSION THOMSON DANS UN TOKAMAK

Introduction

Dans les plasmas à haute température, produits par un tokamak par exemple, les impuretés caractérisées par $Z > 1$ sont la source d'importantes pertes par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). Pour caractériser leur concentration, on utilise généralement la grandeur Z_{eff} (charge effective) définie pratiquement par :

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sum_j n_j z_{ij}^2}{\sum_j n_j z_{ij}} \quad (14)$$

où n_j = densité de l'espèce j

z_{ij} = numéro atomique de l'espèce j

Un certain nombre de méthodes pour mesurer Z_{eff} existent ou ont été proposées.¹⁶ Parmi les méthodes existantes, on peut constater que la plupart donnent une incertitude supérieure à 20%. Toutes reposent sur un certain nombre d'hypothèses plus ou moins vérifiées. Ainsi généralement, la comparaison entre les valeurs obtenues par différentes méthodes est une phase importante du dépouillement des résultats. Deux méthodes pour mesurer Z_{eff} par diffusion Thomson ont été proposées par D.E. Evans¹³ et N. Bretz.¹⁴ Notre but est de connaître les conditions optimales et les paramètres minimaux pour une telle mesure car les avantages de ces deux méthodes sont importants: (1) bonne résolution spatiale dans l'infrarouge lointain (FIR), (2) mesure directe, indépendante des espèces, et indépendante du niveau d'ionisation des impuretés.

- Dispositif expérimental déjà développé pour la mesure de la température ionique
- Très bonne sensibilité à de faibles concentrations d'impuretés (jusqu'à 10 ppm).

- Calculs limités

Les résultats obtenus prouvent que les lasers actuels devront encore être développés ($P_L \sim 10$ MW) pour mesurer Z_{eff} dans un tokamak avec l'infrarouge lointain (FIR), tandis qu'avec l'infrarouge (IR), la technologie actuelle (laser CO_2) nous permet de mesurer Z_{eff} avec 30% de précision; cependant la résolution spatiale est faible le long du faisceau.

Principes

1) Généralités sur le facteur de forme

a) L'expression (3) peut être approximée par:

$$S(\alpha, x) = S_e(\alpha, x) + S_i(\alpha, x) \quad (15)$$

$$\text{avec } S_e(\alpha, x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} a_e \Gamma_\alpha(a_e x) \quad (16)$$

$$S_i(\alpha, x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} z_i \left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} \right)^2 \Gamma_\beta(x) \quad (17)$$

$$\text{et } x = \frac{\omega}{k v_i} \quad \Gamma_\alpha(x) = \frac{e^{-x^2}}{|1 + \alpha^2 W(x)|} \quad (18)$$

$$a_e = \sqrt{\frac{m_e}{M_i} \frac{T_i}{T_e}} \quad \beta^2 = z_i \left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} \right) \frac{T_e}{T_i} \quad (19)$$

C'est l'approximation de Salpeter,³ valable pour un plasma sans impuretés si: $\beta^2 < 3.46$ ce qui est toujours vérifié dans les cas que nous envisageons, et si $\exp(-x^2) \neq (m_e/m_i)^{1/2}$. Cette dernière condition implique que l'approximation n'est jamais valable entre $x \approx 2$ et $x \approx 3$.

b) Pour un plasma à plusieurs espèces d'ions, l'expression (3) s'écrit:

$$S(\underline{k}, \omega) = \frac{|1 + \sum_j G_j|^2 F_e + |G_e|^2 \sum_j b_j F_j}{|1 - G_e - \sum_j G_j|^2} \quad (20)$$

$$\text{avec } b_j = z_j^2 \frac{N_j}{N} \quad N = \sum_j N_j z_j$$

2) Méthode du centre du spectre¹³ (méthode SC: Spectrum Center)

En prenant comme hypothèses: 1) \underline{k} n'est pas perpendiculaire à \underline{B} , 2) tous les ions ont la même température T_i , 3) une vitesse de dérive modérée des électrons, Evans a montré que l'on obtenait

$$S(\underline{k}, \omega=0) = S(\alpha, \omega=0) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{a_e \left(\frac{g(\alpha)}{\cos \theta_B} \right) \left(\frac{1}{\alpha^2} + z_{\text{eff}} \frac{T_e}{T_i} \right)^2 + \Gamma}{\left(1 + \frac{1}{\alpha^2} + z_{\text{eff}} \frac{T_e}{T_i} \right)^2} \quad (21)$$

$$\text{avec } Z_{\text{eff}} = \sum_j b_j \quad \Gamma = \sum_j a_j b_j \quad a_j = \sqrt{\frac{M_{ij}}{M_i} \frac{T_i}{T_{ij}}}$$

Si $\underline{B} \neq 0$ $g(\alpha)$ est une fonction compliquée

Si $\underline{B} = 0$ $(g(\alpha)/\cos \theta_B) = 1$

En mesurant $S(\alpha_1, \omega=0)$ et $S(\alpha_2, \omega=0)$, on peut éliminer Γ entre les deux équations formées par (21) pour α_1 et α_2 , et en déduire Z_{eff} .

3) Méthode de la section efficace totale¹⁴ (méthode TCS: Total Cross Section)

En prenant comme hypothèses: 1) que l'approximation de Salpeter est valable pour le spectre sans impuretés, 2) que tous les ions ont la même température T_i , 3) que la vitesse de dérive des électrons est modérée, N. Bretz a montré que

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S_i(\alpha, \omega) d\omega \simeq \frac{z_{\text{eff}} \alpha^4}{(1 + \alpha^2) \left(1 + (1 + z_{\text{eff}} \frac{T_e}{T_i}) \alpha^2 \right)} = S_i(\alpha, z_{\text{eff}}) \quad (22)$$

(22) est exacte si $T_e/T_i = 1$.

En mesurant $S_i(\alpha_1, Z_{\text{eff}})$ et $S_i(\alpha_2, Z_{\text{eff}})$, on peut éliminer Γ entre les deux équations formées par (22) et en déduire Z_{eff} .

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental proposé est représenté à la figure 14. Il est semblable à celui utilisé pour la mesure de T_i , la seule différence étant qu'on récolte la lumière diffusée avec deux systèmes d'observation indépendants. Le résultat de la mesure consiste en deux spectres dont on extrait l'information sur Z_{eff} par les méthodes SC et TCS. Pour cela chaque spectre est divisé en deux canaux de la manière représentée aux fig. 15a) et b). La méthode de calibration utilisée pour obtenir $S(\alpha, \omega)$ à partir de $P_S(\alpha, \omega)$ est exposée au paragraphe suivant.

Pour chercher les conditions optimales de mesure de Z_{eff} , nous devons avoir une idée des différents types et des caractéristiques des lasers disponibles. Les lasers les plus puissants sont:

- dans l'infrarouge lointain (FIR) (voir réf. 2):
 - le laser à D_2O . Nous pouvons espérer $P_\ell = 1 \text{ MW}$ $\tau_\ell = 1 \mu\text{s}$
 - le laser à électrons libres. Vu les grandes puissances souvent nécessaires, nous avons tenté de voir si ce nouveau type de laser pourrait être utile malgré que l'on ait de la difficulté à obtenir une largeur de bande étroite. Il n'est pas facile d'estimer les performances de ce laser dans l'infrarouge lointain vu le petit nombre d'expériences réalisées à ce jour. Nous avons pris comme valeurs arbitraires $P_\ell = 100 \text{ MW}$, $\tau_\ell = 100 \text{ ns}$
- dans l'infrarouge (IR), le laser à CO_2 est évidemment le principal candidat. On a $P_\ell \approx 100 \text{ MW} - 1 \text{ GW}$, $\tau_\ell = 1-2 \mu\text{s}$.

La largeur de bande est aussi un paramètre critique. La largeur spectrale de la partie ionique du spectre ne dépend pas de la longueur d'onde λ_ℓ du laser, si l'on maintient α constant. On a:

$$\Delta\nu \sim \frac{k v_a}{\pi} = \frac{592}{\alpha} \left(\frac{n_e T_i}{\mu T_e} \right) \quad (\text{unités Hz, cm}^{-3}) \quad (23)$$

Dans l'infrarouge (10,6 μ), le détecteur photoconductif utilisé (Ge:Cu) limite la largeur de bande à 1.2 GHz (3dB). En utilisant un système composé de plusieurs oscillateurs locaux en escaliers, on peut étendre, avec un seul détecteur, la largeur de bande à 4 GHz.¹⁷ Dans

l'infrarouge lointain (385 μ), on utilise plutôt une diode Schottky⁵ et c'est l'amplificateur à fréquence intermédiaire qui limite la largeur de bande à 2 GHz.

La grande différence entre ces deux longueurs d'onde est la résolution spatiale qui est beaucoup moins bonne à 10.6 μ .

Mesure du facteur de forme

Dans le cas des deux méthodes, nous mesurons expérimentalement une grandeur proportionnelle à:

$$P_S(\omega_{\min}, \omega_{\max}, \alpha) = \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} P_S(\underline{k}, \omega) d\omega \quad (24)$$

$P_S(\underline{k}, \omega)$ est exprimé par la relation (2).

$[\omega_{\min}, \omega_{\max}]$ est le canal de mesure.

Pour obtenir $S(\omega_{\min}, \omega_{\max}, \alpha)$, un moyen de nous affranchir des coefficients de l'équation (2), et spécialement de $d\Omega(\alpha)$ qui est très mal connu, est "d'autonormaliser" le spectre de la manière suivante:

On mesure simultanément $P_S(\omega_{\min}, \omega_{\max}, \alpha)$ et $P_S(\Omega_{\min}, \Omega_{\max}, \alpha)$. $[\Omega_{\min}, \Omega_{\max}]$ est un canal choisi au bord du spectre où les impuretés ont peu d'influence, sur lequel on peut calculer théoriquement une bonne approximation $S'(\Omega_{\min}, \Omega_{\max}, \alpha)$ de $S(\Omega_{\min}, \Omega_{\max}, \alpha)$. De (2), de la définition (24), on a alors

$$S(\omega_{\min}, \omega_{\max}, \alpha) \approx \frac{P_S(\omega_{\min}, \omega_{\max}, \alpha)}{P_S(\Omega_{\min}, \Omega_{\max}, \alpha)} S'(\Omega_{\min}, \Omega_{\max}, \alpha) \quad (25)$$

$S'(\Omega_{\min}, \Omega_{\max}, \alpha)$ est calculé en intégrant numériquement le facteur de forme sans impuretés (3) entre Ω_{\min} et Ω_{\max} .

Meilleures approximations pour la méthode TCS

1) Sans champ magnétique

Avec la méthode TCS, on mesure réellement la quantité $S(\omega_{\min} = 0, \omega_{\max} = \omega_c, \alpha)$ qui est un peu différente de la section efficace totale $S(k)$

$$S(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(k, \omega) d\omega \quad (26)$$

parce qu'on introduit une fréquence de coupure supérieure $\omega_c > 3 kv_i/2$. Si $\alpha > 1$, on suppose en fait

$$S(k) \approx 2 S(\omega_{\min}=0, \omega_{\max}=\omega_c, \alpha) \approx S_i(\alpha, z_{\text{eff}}) \quad (27)$$

En fait, une première étude rapide a révélé qu'il fallait une grande précision sur $S_i(\alpha, Z_{\text{eff}})$ pour avoir une bonne valeur de Z_{eff} , donc que l'on ne peut pas utiliser simplement la relation (27).

Pour avoir une meilleure approximation de $S_i(\alpha, Z_{\text{eff}})$ on doit soustraire à $(2 \times S(\omega_{\min} = 0, \omega_{\max} = \omega_c, \alpha))$ une estimation $S_e'(\omega_{\min} = -\omega_c, \omega_{\max} = +\omega_c, \alpha)$ de la contribution électronique et ajouter une estimation $(S_i'(\omega_{\min} = -\infty, \omega_{\max} = -\omega_c, \alpha) + S_i'(\omega_{\min} = \omega_c, \omega_{\max} = +\infty, \alpha))$ de la contribution ionique.

Pour l'estimation de ces quantités, nous proposons d'utiliser l'approximation de Salpeter (n_e, T_e, T_i, Z_i supposés connus), plutôt que le facteur de forme sans impuretés (3) car les résultats sont meilleurs. Ceci est une propriété de l'approximation de Salpeter et dû au fait que $S_i(\alpha, Z_{\text{eff}})$ est aussi calculé dans cette approximation. C'est pourquoi nous n'avons pas non plus utilisé le schéma proposé par Bretz où l'on considère:

$$f(\alpha, \frac{T_e}{T_i}, z_{\text{eff}}) = S_i(\alpha, z_{\text{eff}}) + S_e(\alpha, \omega=0, \frac{T_e}{T_i}, z_{\text{eff}}) \times \omega_c \quad (28)$$

où $S_e(\alpha, \omega=0, T_e/T_i, Z_{\text{eff}})$ est donné par la partie électronique de (21)

Donc :

$$S_e'(\omega_{\min} = -\omega_c, \omega_{\max} = +\omega_c, \alpha) = \frac{a_e}{\sqrt{\pi}} 2 \times \int_0^{\omega_c} \Gamma_\alpha'(a_e x) dx \quad (29)$$

$$\begin{aligned} S_i'(\omega_{\min} = -\infty, \omega_{\max} = -\omega_c, \alpha) + S_i'(\omega_{\min} = \omega_c, \omega_{\max} = +\infty, \alpha) = \\ = \frac{z_i \alpha^4}{(1+\alpha^2)(1+(1+z_{\text{eff}} \frac{T_e}{T_i})\alpha^2)} - \frac{z_i}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} \right) 2 \times \int_0^{\omega_c} \Gamma_\beta(\alpha) dx \quad (30) \end{aligned}$$

Avec ces approximations, la déviation par rapport à $S_i(\alpha, Z_{\text{eff}})$ est rarement supérieure à 3% en valeur absolue.

2) Avec champ magnétique B

Le champ magnétique donne lieu à des distorsions du spectre si l'angle θ_B entre \underline{k} et \underline{B} est près de 90° . On montre³ que $S(\underline{k})$ n'est pas changée par la présence d'un champ magnétique. Cependant, l'introduction d'une fréquence de coupure supérieure ω_c peut nous laisser penser qu'il existe une petite influence de la magnétisation des électrons.

Pour en tenir compte, nous proposons d'ajouter à notre estimation de $S_i(\alpha, Z_{\text{eff}})$ une correction $S_B'(\omega_{\min} = -\omega_c, \omega_{\max} = +\omega_c, \alpha)$ calculée avec le facteur de forme, sans impuretés, sans champ magnétique $S(\alpha, \omega)$ (cf. (3)), et avec champ magnétique $S_B(\alpha, \omega)$ (cf. 12)).

$$S_B'(\omega_{\min} = -\omega_c, \omega_{\max} = \omega_c, \alpha) = 2 \int_0^{\omega_c} [S(\alpha, \omega) - S_B(\alpha, \omega)] d\omega \quad (31)$$

Présentation du code

Pour explorer les configurations expérimentales, les meilleures pour mesurer Z_{eff} , nous avons écrit un programme permettant de calculer l'incertitude sur Z_{eff} obtenue en appliquant les méthodes développées précédemment.

Décrivons les différentes parties de ce programme :

- 1) A partir des données (conditions de plasma, laser, configuration expérimentale), le rayon du laser r_0 est ajusté de manière à ce que l'on récolte la lumière diffusée par le plasma sur une longueur d'au moins dix fois plus grande que la longueur d'onde des fluctuations que l'on examine. On a (cf. ref. 5):

$$r_0 \geq 2.5 \lambda_0 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (32)$$

Cette condition doit être vérifiée pour les deux angles θ_1, θ_2 , correspondant à α_1, α_2 (on suppose $\alpha_1 < \alpha_2$). La puissance du laser P_L peut aussi être ajustée de manière à vérifier $P_S/P_N > 1$ dans n'importe quel canal choisi.

- 2) Soit I_1 (resp. I_2) = $S(\alpha_1, 0)$ (resp. $S(\alpha_2, 0)$), ou $S_i(\alpha_1, Z_{eff})$ (resp. $S_i(\alpha_2, Z_{eff})$) suivant la méthode (SC ou TCS) choisie. On calcule ensuite les erreurs ΔI_1 et ΔI_2 sur I_1 et I_2 , dues à la statistique du signal, en utilisant la relation (6) dans les deux canaux $[\Omega_{min}, \Omega_{max}]$ et $[\Omega_{min}, \Omega_{max}]$, et la relation (25).
- 3) Le programme calcule l'incertitude sur Z_{eff} définie par:

$$\left(\frac{\Delta z_{eff}}{z_{eff}}\right) = \frac{z_{effmax} - z_{effmin}}{2 z_{effréel}} \quad (33)$$

où

$$Z_{effmin} \text{ (resp. max)} = \min \text{ (resp. max)} \{Z_{eff}(I_1 \pm \Delta I_1, I_2 \pm \Delta I_2)\}$$

- 4) On calcule aussi la déviation systématique de la mesure

$$\Delta = \frac{z_{eff}(I_1, I_2) - z_{effréel}}{z_{effréel}}$$

Résultats

Pour des raisons pratiques, nous avons choisi des conditions standards (Tab. 8) pour notre étude. Par la suite, nous n'indiquerons que les changements par rapport à ces conditions.

Jusqu'à présent, nous avons utilisé comme unité de fréquence la pulsation ω et l'unité sans dimension en (k_{vj}) : x .

Dorénavant, nous utiliserons le Hz, et les fréquences ω_{\min} , ω_{\max} , Ω_{\min} , Ω_{\max} seront alors notées f_{\min} , f_{\max} , F_{\min} , F_{\max} , quand ces fréquences ne varient pas quand on change α . Par contre, on utilisera l'unité (k_{vj}) chaque fois que les fréquences ω_{\min} , ω_{\max} , Ω_{\min} , Ω_{\max} varient avec α , et on les notera x_{\min} , x_{\max} , X_{\min} , X_{\max} .

A) Généralités sur le comportement des deux méthodes

Regardons tout d'abord les figs 16, 17 et 18 qui représentent la graphe de $Z_{\text{eff}}(I_1, I_2)$ dans les conditions standards pour plusieurs valeurs des couples (α_1, α_2) . Les graphes sont tracés pour la méthode TCS mais on obtient qualitativement le même comportement pour la méthode SC. D'après ces dessins, on peut connaître quelle est la valeur obtenue de Z_{eff} (courbes de niveau tous les 10%) d'après les valeurs présumées de I_1 et I_2 (une ligne tous les 1% de variation par rapport à la valeur idéale $S_i(\alpha, Z_{\text{eff}} = 2.073)$ ou $S(\alpha, 0, Z_{\text{eff}} = 2.073)$).

On constate plusieurs faits importants:

- Quelques pour-cents de variation en I_1 et I_2 par rapport à la valeur idéale suffisent pour induire de grandes variations en Z_{eff} . Ceci impose une assez grande précision sur la mesure. D'après la figure 16, 3% d'erreurs sur I_1, I_2 suffisent à induire une variation de 10% sur Z_{eff} .
- La fonction $Z_{\text{eff}}(I_1, I_2)$ est assez non linéaire autour de la valeur idéale ce qui conduit à des intervalles d'erreurs asymétriques. Ceci est sûrement dû à l'existence d'une surface asymptotique verticale dans le plan I_1, I_2 , visible sur la figure 18. Physiquement, ceci signifie qu'il existe une certaine imprécision seuil dans la mesure de I_1, I_2 à partir de laquelle on ne peut rien conclure sur Z_{eff} . Elle est inférieure à 15% dans le cas de la fig. 18.

B) Influence des divers paramètres pour les deux méthodes

Dans la suite, nous avons choisi de comparer les résultats obtenus avec les diverses configurations en imposant $P_S/P_N > 1$ dans tous les canaux, et que l'énergie du laser $E_\ell = P_\ell \tau_\ell$ soit constante. Comme nous le verrons par la suite, ce choix n'a pas beaucoup d'importance et ne pose pas de problèmes pour l'interprétation des résultats.

On commente, en général, d'abord les résultats de la méthode TCS puis, s'il y a des différences importantes, ceux de la méthode SC.

1) Influence et choix des couples (α_1, α_2)

En regardant les figs 19 et 20, on constate que, pour α_1 donné il existe α_2 optimal pour que $\Delta Z_{\text{eff}}/Z_{\text{eff}}$ soit minimum (sous la condition $E_\ell = \text{constante}$). D'autre part, $\Delta Z_{\text{eff}}/Z_{\text{eff}}$ est une fonction croissante de α dans le domaine des paramètres explorés.

Nous investiguerons souvent d'autres effets en prenant les cas ($\alpha_1 = 0.5, \alpha_2 = 1.$) et ($\alpha_1 = 0.75, \alpha_2 = 1.5$) pour la méthode TCS et les cas ($\alpha_1 = 0.5, \alpha_2 = 1.5$) et ($\alpha_1 = 0.75, \alpha_2 = 2.$) pour la méthode SC. Ils réalisent le minimum de $\Delta Z_{\text{eff}}/Z_{\text{eff}}$ sur ces courbes. La méthode SC est un peu moins précise que la méthode TCS mais exhibe le même comportement.

Sur les graphiques annexés (Fig. 21 et 22), nous avons représenté des relations parfois triviales mais utiles à consulter:

Fig. 21:

En fonction de α_1, α_2 puissance laser (P_ℓ) nécessaire pour avoir $P_S/P_N > 1$ dans tous les canaux.

Ce graphique est valable pour les deux méthodes vu que, en général, c'est le canal de normalisation au bord en α_2 qui détermine P_ℓ , car c'est là que P_S/P_N est le plus petit ($P_S/P_N = 1$). On remarque une linéarité en α_1 qui provient du fait que le rayon du laser dans le plasma est automatiquement ajusté. D'autre

part, la puissance diminue avec α_2 car dans le canal de normalisation en α_2 , P_S/P_N augmente avec α_2 .

Fig. 22:

Le graphique de la largeur de bande totale $f_{\max} = F_{\max}$, requise pour l'expérience en fonction de α_1 et X_{\max} , montre qu'il n'a pas beaucoup de configurations où $F_{\max} < 2$ GHz. Il y en a davantage si l'on impose seulement $F_{\max} < 4$ GHz.

2) Influence et choix du canal au bord

2.1 DéviatiOn systématique Δ

On définit Δ comme étant la différence entre le résultat d'une mesure parfaite des sections efficaces (0% d'erreurs) et la valeur réelle de Z_{eff} . C'est pour réduire Δ que nous avons dû étudier les meilleures approximations (pg. 23). Δ est représentée en fonction de α_1 , α_2 , X_{\min} sur les figures 23a), b), c), d), e) et 24. X_{\max} n'influence pas beaucoup la valeur de Δ . En comparant les figures 23 a) et 24, on voit que la déviation systématique est en général plus grande pour la méthode SC.

Δ résulte de :

a) $S'(X_{\min}, X_{\max}, \alpha)$ n'est pas exactement égal à $S(X_{\min}, X_{\max}, \alpha)$ (cf. (25)) à cause de la présence des impuretés. Leur effet sur Δ sera investigué plus loin.

b) Dans le cas de la méthode TCS, on a utilisé l'approximation de Salpeter pour démontrer la formule (22).

Dans nos conditions, nous avons constaté que la déviation Δ est due davantage à a) qu'à b).

2.2 Incertitude $\Delta Z_{\text{eff}}/Z_{\text{eff}}$

En étudiant seulement les cas où l'incertitude $\Delta Z_{\text{eff}}/Z_{\text{eff}}$ est la plus petite, on montre aux figures 25 et 26 que $\Delta Z_{\text{eff}}/Z_{\text{eff}}$ croît beaucoup quand X_{min} augmente.

Remarque: Certaines irrégularités sur le graphique sont dues au fait que, si X_{min} est trop grand, c'est le canal au bord en α_2 qui détermine la puissance car P_S y est alors plus petit qu'en α_1 (Fig. 27).

Comme on le voit sur les figures 28 et 29, l'influence de X_{max} n'est pas grande. Si $X_{\text{min}} = 1$, quand X_{max} augmente, la puissance nécessaire augmente (Fig. 30) et la longueur d'impulsion diminue, alors que la précision et la déviation systématique restent constante. La largeur de bande étant limitée, on sera souvent amené à prendre $X_{\text{max}} = 1.5$.

3) Influence d'une "asymétrie" dans la largeur de bande des canaux

Pour éviter des effets d'"asymétrie", jusqu'à maintenant, nous avons évité de prendre des canaux de largeur de bande différentes (exprimées en unités (kv_i)) pour des α différents.

Pour utiliser au maximum le signal disponible, nous avons essayé de prendre des canaux aussi larges que possible, c'est-à-dire que F_{max} qui représente la fréquence de coupure du dispositif expérimental est une constante en fonction de α . La fréquence de coupure inférieure du canal au bord X_{min} est maintenue à 1 (kv_i) .

Sur les figs 31 et 32, on voit que $\Delta Z_{\text{eff}}/Z_{\text{eff}}$ reste constant tandis que la déviation systématique double par rapport au cas précédent (non représentée). En conclusion, on ne gagne pas beaucoup à utiliser cette disposition, si ce n'est une puissance nécessaire un peu moins grande (Fig. 33).

4) Influence de la concentration des impuretés

Nous avons reporté $\Delta Z_{\text{eff}}/Z_{\text{eff}}$ et Δ en fonction de Z_{eff} sur les figs 34 et 35. On constate que $\Delta Z_{\text{eff}}/Z_{\text{eff}}$ croît avec Z_{eff} si X_{min} est petit, c'est parce que Δ croît aussi avec Z_{eff} : on avance en direction de l'asymptote dans le plan I_1, I_2 . En même temps, la puissance nécessaire P_{ℓ} varie peu (Fig. 37). La cause de cette variation de Δ est l'approximation $S(X_{\text{min}}, X_{\text{max}}, \alpha) = S'(X_{\text{min}}, X_{\text{max}}, \alpha)$ (cf. 25) où on a négligé l'influence des impuretés. L'effet est moins marqué pour la méthode SC (Fig. 36) cependant à bas Z_{eff} , la précision est moins bonne.

On constate que l'on peut remédier à ce problème en augmentant X_{min} , ce qui est conforme à notre intuition car les impuretés altèrent, surtout le centre du spectre.

En conclusion, si Z_{eff} est petit on pourra prendre $[X_{\text{min}}, X_{\text{max}}] = [1., 1.5]$, sinon $[2., 4.]$ est un bon choix si la largeur de bande du dispositif est suffisante.

5) Influence de la longueur d'impulsion τ_{ℓ}

5.1 Parmi nos conclusions précédentes, il y en a deux qui sont à reconsidérer si l'on veut comparer les configurations avec la durée d'impulsion τ_{ℓ} constante. Ce sont les points 1) et 2).

Les figs 38 et 39 prouvent que les premières conclusions sont qualitativement toujours valables, cependant, une variation de α_1 induit une beaucoup plus grande variation de $\Delta Z_{\text{eff}}/Z_{\text{eff}}$ et pour la méthode SC, le choix de α_2 est plus large. Il y est de même pour les secondes conclusions (Fig. 40), cependant $\Delta Z_{\text{eff}}/Z_{\text{eff}}$ augmente plus lentement en fonction de X_{min} .

5.2 Variation de l'incertitude $\Delta Z_{eff}/Z_{eff}$ en fonction de τ_l

$(\Delta Z_{eff}/Z_{eff})$ est une fonction décroissante de τ_l représentée aux figs 41 et 42. On constate que, dans les conditions standards, la longueur d'impulsion doit être supérieure à 5 à 10 μs pour que $(\Delta Z_{eff}/Z_{eff})$ soit inférieur à 30%. Cette valeur obtenue de τ_l est assez supérieure aux quelques microsecondes réalisables à l'heure actuelle.

6) Influence de différentes températures T_{ij} pour les différentes espèces d'ions j

Comme on le constate sur le tableau 9, Δ varie de -4% à +8% quand T_{ij} varie de 2 keV à 8 keV. On peut donc conclure que l'hypothèse que toutes les températures soient égales n'est pas trop contraignante et peut au moins être rompue d'un facteur 2 pour les impuretés.

Le tableau 10 montre que la méthode SC est beaucoup plus sensible à cette hypothèse, qui devient une condition nécessaire à la mesure de T_i .

7) Influence de la connaissance de n_e , T_e et T_i

Pour investiguer l'effet d'une connaissance non exacte de ces trois variables, nous avons calculé le spectre pour une valeur de n_e (resp. T_e , T_i) légèrement différente de celle attendue dans les conditions standards.

En consultant le tableau 11, on constate que la mesure de Z_{eff} est très sensible à la connaissance de n_e et T_e , puisque pour une variation de 10% sur ces grandeurs, Δ varie de -15 à 30% environ en valeur absolue, et $\Delta Z_{eff}/Z_{eff}$ varie de 9 à 18% (méthode TCS). En maintenant τ_l constant, ces résultats auraient été encore plus défavorables.

On constate par contre qu'une variation de T_i de 10% n'a pratiquement aucune influence.

En conclusion, on estime que si l'incertitude sur n_e et T_e est de l'ordre de 10%, l'incertitude sur Z_{eff} ($\Delta + \Delta Z_{eff}/Z_{eff}$) est de l'ordre de 60%. Pour mesurer Z_{eff} , il est donc nécessaire d'avoir au moins $\Delta T_e/T_e \approx \Delta n_e/n_e \leq 5\%$.

A partir du tableau 12, on voit que la méthode SC est moins sensible à la connaissance de n_e et T_e , et davantage à celle de T_i . On estime qu'une connaissance d'au moins 5% de ces grandeurs est quand même souhaitable.

8) Influence des conditions de plasma: rapport T_e/T_i

Comme le montrent les tableaux 13 et 14, le rapport T_e/T_i a une grande importance sur la mesure de Z_{eff} . Δ et $\Delta Z_{eff}/Z_{eff}$ varient à peu près linéairement en fonction du rapport (T_e/T_i) dans le domaine considéré, si T_e/T_i double, $\Delta Z_{eff}/Z_{eff}$ est multiplié par un facteur d'environ 1.5 pour les deux méthodes.

9) Influence de la largeur de bande du canal au centre dans la méthode SC

Comme il montre le tableau 15, tant que la largeur de bande du canal au centre est inférieure à 100 - 150 MHz, $\Delta Z_{eff}/Z_{eff}$ et Δ sont constants. Si ce canal est plus grand, des déviations commencent à apparaître dans le cas $\alpha_1 = 0.75$, $\alpha_2 = 2$, par exemple.

En conclusion, ce paramètre joue peu de rôle et ne limite pas l'expérience car l'on peut avoir expérimentalement un laser de largeur de bande $\Delta \nu \leq 100$ MHz (unimode), et un canal central de cette même largeur.

C) Méthodes en trois points

Comme mentionné par N. Bretz,¹⁴ on peut aussi mesurer $S(\alpha, \omega=0)$ et $S_i(\alpha, Z_{\text{eff}})$ pour trois valeurs de α pour éviter la calibration d'intensité (cf. §6 Mesure du facteur de forme). En prenant $\alpha_1 = 0,5$, $\alpha_2 = 2$, $\alpha_3 = 5$, nous avons représenté sur la fig. 43 la fonction $Z_{\text{eff}}(I_1, I_2)$ en supposant que I_3 est mesuré parfaitement, les autres conditions étant standards. (Ce graphique doit être lu de la même manière que les figs 16, 17 et 18.

On s'aperçoit immédiatement que la précision requise pour une telle mesure est très grande, vu que la pente est très élevée au point central. Le schéma utilisé dans notre méthode est beaucoup plus simple et demande moins de puissance laser. Cependant, si l'on dispose à l'avenir de laser superpuissants ($P_L \sim 1 \text{ GW}$, $\lambda_L = 385 \mu\text{m}$), on pourra peut-être mesurer Z_{eff} avec une déviation systématique moins élevée qu'avec notre méthode (due à la calibration en intensité principalement).

D) Cas particuliers de JET et TCA, faisabilité de la mesure

Le but du présent paragraphe est de définir les conditions essentielles pour mesurer Z_{eff} , et qui sont nouvelles par rapport aux conditions de la mesure de I_i . Nous ne discuterons pas des performances de l'appareillage proposé et les influences des différents paramètres déjà discutés précédemment.

1) Dans l'infrarouge lointain: $\lambda_L = 385 \mu$

Pour cette longueur d'onde, une puissance laser d'au moins 10 - 20 MW dans le plasma (et sans compter les pertes à la détection) est nécessaire pour mesurer Z_{eff} (Fig. 21). La durée d'impulsion devrait être supérieure à 3 μs (Fig. 42).

Dans nos conditions standards qui sont celles de JET, une largeur de bande totale de 4 GHz à la détection et au cours du traitement du signal est nécessaire (Fig. 22).

En supposant l'on ait mesuré n_e et T_e avec seulement quelques pour-cents d'incertitude ($\approx 5\%$), la précision sur la mesure de Z_{eff} atteindrait 30%.

2) Dans l'infrarouge: $\lambda_l = 10.6 \mu$

Dans l'infrarouge avec un laser à CO_2 , on dispose actuellement de la puissance et de la largeur de bande nécessaire pour mesurer Z_{eff} .

La mesure de T_e et n_e est probablement juste assez précise pour satisfaire la condition essentielle $\Delta T_e/T_e \approx \Delta n_e/n_e < 5\%$.

Vu l'intérêt que ces résultats peuvent représenter pour une expérience de mesure de Z_{eff} dans JET avec un laser à CO_2 , nous joignons à ce rapport le tableau 16 qui représente $\Delta Z_{eff}/Z_{eff}$ en fonction de P_l et τ_l dans les conditions de ce tokamak.

Dans TCA, les conditions sont les mêmes sauf la longueur d'impulsion qui doit être légèrement plus grande (cf. 1)) pour les mêmes résultats.

Conclusion

Les deux méthodes pour mesurer Z_{eff} exposée ici peuvent être utilisées simultanément avec le même dispositif expérimental. Elles sont donc complémentaires.

Les hypothèses de base de la méthode sont un petit nombre et sont assez bien satisfaites dans un tokamak, d'autre part, la méthode ne semblent pas trop sensible si on ne les satisfait pas complètement. L'influence d'une vitesse de dérive des électrons n'a pas été investiguée, cependant si $\underline{k} \perp \underline{v}_D$, ce qui peut être approximativement vérifié, il n'y a pas d'influence. (Pour la méthode SC, la discussion est traitée dans réf. 13.

Les turbulences à basse fréquence ne semblent pas être un problème contrairement à l'influence de la lumière parasite²⁰ qui peut gêner la mesure.

Pour comparer aux autres méthodes existantes:

- anomalie de résistivité
- spectrométrie (U, V et X mous)
- atténuation de faisceau
- diffusion d'ions rapides,

la référence 16 contient beaucoup d'informations. En résumé, la méthode de mesure de Z_{eff} par diffusion Thomson se distingue par les points suivants:

- Mesure directe et indépendante du niveau d'ionisation et de l'espèce des impuretés contrairement aux méthodes spectroscopiques);
- Très bonne sensibilité à de faibles concentrations d'impuretés (jusqu'à 10 ppm¹³);
- Dispositif expérimental déjà développé pour la mesure de la température ionique (mesure simultanée possible);
- Mesure et méthode simple, calculs limités.

Pour la mesure dans l'infrarouge lointain dans des tokamaks, il faut attendre l'apparition de lasers de puissance d'au moins 10 - 20 MW et de systèmes de détection ayant une largeur de bande de 4 GHz au moins. Cette grande largeur de bande est nécessaire car il est essentiel de travailler avec $\alpha_1 = 0.5$ (la précision décroît beaucoup quand α_1 augmente). Dans l'infrarouge à 10.6 μ , la mesure de Z_{eff} par diffusion Thomson nous semble possible très prochainement (30% de précision) avec un laser à CO₂ d'une puissance de 1 GW et de durée d'impulsion 1 μ s, en utilisant un système de détection de largeur de bande totale de 4 GHz si les problèmes de lumière parasite et de turbulence se révèlent négligeables. On doit d'autre part connaître n_e et T_e avec une précision d'au moins 5%, et T_i 20 - 30%.

REFERENCES

- [1] A.D. Cheetham, A. Heym, F. Hofmann, K. Hruska, R. Keller, et al. "The TCA Tokamak Project Report 1979", CRPP Report LRP 162/80 (1980).
- [2] P.D. Morgan, M.R. Green, M.R. Siegrist, and R.L. Watterson, Comments Plasma Physics Cont. Fusion 5 (4) p. 141-158 (1979).
- [3] J. Sheffield "Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation", Academic Press, New York (1975).
- [4] H.C. Praddaude and P. Woskoboinikov, NASA Contractor Report 2974 (1978).
- [5] M.R. Green, P.D. Morgan, M.R. Siegrist, and R.L. Watterson, CRPP Report LRP 168/80 (1980).
- [6] H.Z. Cummins and H.L. Swinney, Progress in Optics 8, ed. E. Wolf (North Holland, Amsterdam, 1970), p. 87.
- [7] S.E. Shannon and W. Weaver, "The Mathematical Theory of Communications", Univ. of Illinois Press, Urbana, Illinois (1963).
- [8] J. Stern, J. de Barbeyrac, and R. Poggi "Méthodes Pratiques d'Etude des Fonctions Aléatoires", Dunod, Paris (1967).
- [9] E. Holzauer and J.H. Massig, Plasma Physics, 20, p. 867-877 (1978).
- [10] D.E. Evans, Plasma Physics, 12, p. 573-584 (1970).
- [11] J. Hugill, S.J. Fielding, R.D. Gill, M. Hobby, G.M. McCracken, J.W.M. Paul, N.J. Peacock, B.A. Powell, R. Prentice, and P.E. Stott, Proc. 8th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, 1, 39 (1977).

- [12] P.G. Carolan and D.E. Evans, Plasma Physics, 13, p. 947-953 (1971).
- [13] D.E. Evans and M.L. Yeoman, Phys. Rev. Letters, 33, p. 76-78 (1974).
- [14] N.L. Bretz, Appl. Phys. Letters, 31, No 6, p. 372-374 (1977).
- [15] S. Brandt, Statistical and Computational Methods in Data Analysis (North Holland, Amsterdam, 1970).
- [16] Equipe TFR, "Tokamak Plasma Diagnostics", Nuclear Fusion 18, (5), p. 647 (1978).
- [17] I.J. Spalding, P. Andrews, D.E. Evans, K. Harries, T. Stamatakis, A.C. Walker and S. Ward, EURATOM, CLM/PO/2052 JET Design Study 15.1. "Infrared Laser Scattering Techniques".
- [18] T.J.M. Boyd, D.E. Evans and G.A. Gardner, Contributed papers to "10th Int. Conf. on Phenomena in Ionised Gases" 1971, p. 413.
- [19] B.D. Fried, S.D. Conte "The plasma dispersion function", Academic Press (New York) 1961.
- [20] P. Woskoboinikov et al., "D₂O laser Thomson scattering and submillimeter heterodyne receiver measurements", IEEE International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Miami Beach, Floride, December 1981.

ANNEXE 1

DISTRIBUTION DU BRUIT DANS UN CANAL

Supposons que le signal $i_1(t)$ à l'entrée du filtre A (Fig. 2b) est aléatoire Gaussien stationnaire de moyenne nulle. Le filtre A a une fenêtre rectangulaire dans le domaine des fréquences, par conséquent sa fonction de transfert $Y_A(\nu)$ est définie par:

$$\begin{cases} Y_A(\nu) = 1 & \text{si } \nu \in \left[\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{2}, \nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2} \right] \\ Y_A(\nu) = 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{I.1})$$

Après le système A qui est linéaire, le signal $i_2(t)$ est toujours aléatoire Gaussien d'après un théorème connu.⁸

Après le quadrateur $i_3(t)$ est distribué selon une distribution de χ^2 à 1 degré de liberté.¹⁵

Après l'intégrateur le courant $i_4(t)$ est le résultat de la convolution de $i_3(t)$ avec la réponse impulsionnelle $h_B(t)$ du système linéaire B qui est définie comme étant la transformée de Fourier de sa fonction de Transfert Y_B :

$$h_B(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} Y_B(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (\text{I.2})$$

Par définition, le filtre B est réalisable si: $h_B(t) = 0$ pour tout $t < 0$. On a donc:

$$i_4(t) = \int_0^{\infty} i_3(t) h_B(t-u) du \quad (\text{I.3})$$

Supposons que le filtre B ait une réponse impulsionnelle rectangulaire entre 0 et T:

$$i_4(t) = \int_0^T i_3(t) dt = \int_0^T [i_2(t)]^2 dt \quad (\text{I.4})$$

(Annexe I - suite 1)

Pour estimer la distribution de probabilité de i_4 , on discrétise l'intégrale (I.4). En d'autres termes, on remplace le dispositif de la fig. 2(b) par celui de la fig. 4: on échantillonne régulièrement $i_3(t)$ aux instants t_k , $k = 1, \dots, N$ avec $t_1 = I/N$ et $t_k = T$. On obtient alors $i_4(T)$. Pour estimer le nombre d'échantillons N qu'il faut prendre, nous allons utiliser une des généralisation du théorème de Shannon' sur l'échantillonnage, p. 173 - 176, réf. 8.

"Si un signal a un spectre d'énergie strictement nul entre $(\nu_0 - \Delta\nu/2)$ et $(\nu_0 + \Delta\nu/2)$, ce signal est complètement déterminé par ses valeurs à des instants périodiques séparées par au plus $\left[\frac{\nu_0}{\Delta\nu} + \frac{1}{2} \right] / 2 \left(\nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2} \right)$ secondes" (les crochets dénotent la partie entière).

Ce théorème est valable pour une fonction aléatoire⁸ p. 179. Il est aisé de voir que la fréquence d'échantillonnage

$$f_e = \frac{2 \left(\nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2} \right)}{\left[\frac{\nu_0}{\Delta\nu} + \frac{1}{2} \right]} \quad (I.5)$$

se trouve toujours aux environs de $2 \Delta\nu$. On en déduit que durant le temps T si l'on somme au moins $M = 2 \Delta\nu T$ échantillons régulièrement espacés dans le temps, nous aurons le maximum d'information sur le signal et par conséquent sur le comportement de l'intégrale.

Evaluons la distribution de probabilité de la somme:

$$I = \sum_{k=1}^N i_3(t_k) \quad t_k = \frac{k}{f_e} \quad (I.6)$$

Si $N < M = 2 \Delta\nu T$, notre somme n'est pas représentative du comportement de l'intégrale.

Si $N > M$, le comportement de la somme est représentatif, mais nos échantillons ne peuvent pas être considérés comme des variables aléatoires indépendantes (surdétermination de la fonction). Il est alors difficile d'évaluer la distribution de (I.6).

(Annexe I - suite 2)

Si $N = M$, le comportement de la somme est représentatif et les $i_3(t_k)$ peuvent être considérés comme des variables aléatoires indépendantes. $i_3(t_k)$ étant distribué selon une distribution de χ^2 à 1 degré de liberté de variance constante $\sigma \neq \sigma_k$ (si nous supposons que l'impulsion laser a une forme rectangulaire dans le temps), i_4 sera donc distribué selon une distribution de χ^2 à $2 \Delta\nu T$ degrés de liberté.

On a déduit que si $N > 2 \Delta\nu T$, I suit une distribution de χ^2 à $2 \Delta\nu T$ degrés de liberté donc $(I \times T/N)$ suit aussi cette distribution donc

$$i_4 = \int_0^T i_3(t) dt = \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{I \times T}{N} \right) \quad (I.7)$$

suit aussi cette distribution.

On en déduit $\sigma^2(i_4)/\langle i_4 \rangle^2 = 1/\Delta\nu T$ ce qui est équivalent au résultat de Cummins et Swinney⁶ si $\Delta\nu T \gg 1$, bien que dans leur cas A et B ne soient pas des filtres rectangulaires. Il est évident que $\langle i_4 \rangle$ est proportionnelle à la DSE(*) intégrée sur $\Delta\nu$.

De cette analyse on tire que si:

- 1 l'impulsion laser est rectangulaire dans le temps
- 2 le filtre A a une fonction de transfert rectangulaire $Y_A(\nu_0, \Delta\nu)$
- 3 le filtre B a une réponse impulsionnelle rectangulaire $h_B(t, T)$
- 4 le signal est aléatoire Gaussien stationnaire de moyenne nulle,

$i_4(T)$ est alors une variable aléatoire suivant une distribution de χ^2 à environ $2 \Delta\nu T$ degrés de libertés.

(*) Densité Spectrale Energétique

(Annexe I - suite 3)

Discussion: Dans la réalité, aucune des hypothèses ci-dessus n'est parfaitement satisfaite. Cependant, généralement, la distribution de χ^2 à $2\Delta v \Gamma$ degrés de liberté est une très bonne approximation. L'hypothèse la plus difficile à satisfaire est l'hypothèse 1, qui d'ailleurs est celle qui semble avoir le plus d'influence sur la variance du résultat (cf. réf. 5).

TABLEAU 1

CONDITIONS STANDARDS POUR LA MESURE DE T_i

1. Plasma $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$,
 $T_e = T_i = 4 \text{ keV}$, Deuterium
 T_e et n_e connus précisément
2. Laser $\lambda_l = 66 \text{ } \mu\text{m}$, τ_l (durée de l'impulsion) = 800 ns,
 P_l (puissance moy. sur T) telle que
 $P_S/P_N = 1$ après le détecteur
3. Configuration (de l'expérience) $\theta = 6.25^\circ$
4. Détection $B = 2 \text{ GHz}$, 10 canaux
5. Statistique 31 simulations/run
6. Paramètre de couplage $\alpha = 1.12$, $\beta = (T_e/T_i \cdot \alpha^2/1+\alpha^2)^{1/2} = 0.75$
7. Loi d'échelle Les mêmes résultats sont obtenus si λ , θ obéissent à $\lambda/\sin(\theta/2) = \text{const.}$

TABLEAU 2

VARIATION DE P_S/P_N , τ

Durée de l'impulsion τ (μsec)	S/N P_S/P_N	ΔT_i (%)	$\pm \Delta T_i / T_i$ (%)	Int. de confiance à 90% de σ_{T_i}
0.2	0.5	+8.1	57.0	47.2 - 72.6
	1	+3.9	34.9	28.9 - 44.4
	2	-1.0	18.8	15.6 - 24.0
	3	+4.4	15.4	12.7 - 19.6
	4	+2.2	19.6	16.3 - 25.0
	5	+1.7	15.9	13.1 - 20.2
0.8	0.5	-2.5	18.0	14.9 - 23.0
	1	-1.0	12.6	10.4 - 16.0
	2	+1.6	11.4	9.46- 14.6
	3	+1.5	9.0	7.5 - 11.5
	4	+1.6	9.2	7.6 - 11.7
	5	-0.4	9.74	8.06- 12.4
2.4	0.5	+0.7	12.9	10.7 - 16.5
	1	+2.6	8.7	7.2 - 11.0
	2	+0.1	7.9	6.6 - 10.1
	3	-2.3	5.4	4.5 - 6.9
	4	+0.9	4.7	3.9 - 6.0
	5	-0.4	4.9	4.0 - 6.2
3.2	1	+1.4	11.1	9.2 - 14.2
	2	+0.2	8.1	6.7 - 10.3
	3	-1.7	7.0	5.8 - 9.0
	4	+0.6	5.7	4.7 - 7.3
	5	+0.2	6.5	5.4 - 8.3

$\Delta T_e / T_e = \Delta n_e / n_e = 0.1$ autrement conditions standards

TABLEAU 3

a) DETERMINATION DE LA FREQUENCE DE COUPURE INFERIEURE QUAND ON "FITTE" UN SPECTRE ALTERE PAR LES IMPURETES AVEC LA FONCTION SPECTRALE $S(k, \omega, T_i)$ SANS IMPURETES:

F_c (MHz)	ΔT_i (*) (%)	$\pm \Delta T_i / T_i$ (%)	intervalle de confiance à 90% de σ_{T_i} (%)
0	- 9.7	7.5	6.2 - 9.6
200	-10.6	9.9	8.2 - 12.6
300	- 8.3	11.7	9.7 - 14.8
400	- 8.7	13.9	11.5 - 17.7
500	- 4.9	12.0	9.9 - 15.2
600	- 3.1	12.3	10.2 - 15.7
700	- 3.0	14.7	12.2 - 18.7
800	- 1.4	13.9	11.5 - 17.7

Impuretés: $O^{8+} = 0.35\%$ $Fe^{24+} = 0.07\%$
 $Cr^{22+} = 0.035\%$ $Mo^{38+} = 0.035\%$

autrement conditions standards

b) COMPARAISON AVEC LE CAS OU L'ON "FITTE" AVEC LA FONCTION SPECTRALE $S(k, \omega, T_i, O^{8+})$:

600	- 0.6	12.8	10.6 - 16.3
-----	-------	------	-------------

(*) Valeur moyennée sur 10 runs

TABLEAU 4

VARIATION DU NOMBRE DE CANAUX

Nombre de canaux	ΔT_i (%)	$\pm \Delta T_i / T_i$ (%)	intervalle de confiance à 90% de σ_{T_i} (%)
5	-4.0	14.1	11.7 - 17.9
6	-3.7	10.2	8.45- 13.0
7	+1.5	13.4	11.1 - 17.1
8	+0.2	14.7	12.2 - 18.8
9	-1.6	12.7	10.5 - 16.2
10	-0.4	13.9	11.5 - 17.7
11	-2.5	11.2	9.3 - 14.3
12	+1.4	12.6	10.4 - 16.0
14	-6.4	17.4	14.4 - 22.1
16	<u>+1.8</u>	13.9	11.5 - 17.6
Moyenne -1.4			

Impuretés: $F_C = 800$ MHz, autrement conditions standards

TABLEAU 5

INFLUENCE DES CONDITIONS DE PLASMA: T_e/T_i

T_e/T_i	T_e (keV)	n_e (cm^{-3})	ΔT_i (%)	$\pm \Delta T_i/T_i$ (%)	Intervalle de confiance à 90% de σ_{T_i} (%)
1/4	1	0.75×10^{13}	-1.3	15.1	12.5 - 19.2
1/2	2	$1.5 \times "$	-1.0	10.9	9.1 - 13.9
3/4	3	$2.25 \times "$	+1.6	17.0	14.0 - 21.6
1	4	$3 \times "$	-4.8	13.2	10.9 - 16.8
5/4	5	$3.75 \times "$	-2.1	16.0	13.3 - 20.4
3/2	6	$4.5 \times "$	-0.9	11.3	9.4 - 14.4
7/4	7	$5.25 \times "$	-3.4	10.7	8.9 - 13.7
2	8	$6 \times "$	+1.0	12.8	10.6 - 16.3
9/4	9	$6.75 \times "$	+1.4	13.5	11.2 - 17.2
5/2	10	$7.5 \times "$	+2.6	14.0	11.6 - 17.9

a) α , T_i fixes, $T_e \propto T_e/T_i$, T_e/n_e constant,
 $P_\ell \propto 1/n_e$ ($P_S/P_N = 1$)
 $\Delta T_e/T_{e0} = \Delta n_e/n_{e0} = 10\%$, $F_0 = 800$ MHz, impuretés,
 autrement, conditions standards.

T_i/T_e	T_i (keV)	ΔT_i (%)	$\pm \Delta T_i/T_{i0}$ (%)	Intervalle de confiance à 90% de σ_{T_i} (%)
0.5	2	-0.2	15.4	12.7 - 19.6
0.7	2.8	-3.0	12.0	9.9 - 15.2
0.9	3.6	-0.3	15.9	13.2 - 20.3
1	4	+3.5	15.3	12.6 - 19.4
1.1	4.4	-2.8	15.8	13.1 - 20.1
1.2	4.8	-2.2	13.9	11.5 - 17.7
1.3	5.2	-2.5	18.4	15.3 - 23.5
1.4	5.6	-4.3	16.5	13.7 - 21.0
1.5	6	-5.6	14.8	12.2 - 18.8
2	8	-9.2	18.7	15.5 - 23.9

b) α , T_e fixes, T_i variable, $\Delta T_e/T_{e0} = \Delta n_e/n_{e0} = 20\%$,
 $F_0 = 800$ MHz, impuretés, P_ℓ fixe tel que $P_S/P_N = 1$
 quand $T_i = 4$ keV, autrement conditions standards.

TABLEAU 6

DETERMINATION DE LA FREQUENCE DE COUPURE SUPERIEURE

F_{\max} (GHz)	ΔT_i (%)	$\pm \Delta T_i / T_{i0}$ (%)	intervalle de confiance à 90% de σ_{T_i} (%)
1.7	-1.4	14.5	12.0 - 18.4
1.8	-3.2	10.2	8.5 - 13.0
1.9	-1.2	14.2	11.7 - 18.1
2	-3.8	11.5	9.6 - 14.7
2.1	-3.0	11.8	9.8 - 15.0
2.2	-2.8	14.6	12.1 - 18.6
2.3	-2.7	8.1	6.7 - 10.3

Impuretés: $\Delta T_e / T_e = \Delta n_e / n_e = 10\%$, $F_c = 800$ MHz,
 P_{χ} constant avec $P_S / P_N = 1$ en $F_{\max} = 2$ GHz,
autrement conditions standards

TABLEAU 7

EFFET DE LA VARIATION DE θ (ou α)

α	θ	F_0 (MHz)	F_{\max} (MHz)	Puissance du laser (P_l) (MW)	ΔT_i (%)	$\pm \Delta T_i / T_{i0}$ (%)	Intervalle de confiance à 90% de τ_{T_i}
1.19	35°	800	2000	2.30	+0.5	14.1	11.7 - 17.9
1.38	30°	650	1750	1.38	-3.0	12.1	10.0 - 15.4
1.65	25°	600	1500	0.88	+1.2	12.6	10.5 - 16.1
2.05	20°	500	1250	0.51	-0.9	15.6	12.9 - 19.8
2.63	15.6°	350	1000	0.26	+0.8	17.8	14.8 - 22.7
3.28	12.5°	280	750	0.14	-1.4	18.7	15.5 - 23.8

Impuretés: $\lambda = 385 \mu$, $\Delta T_e / T_e = \Delta n_e / n_e = 10\%$,
autrement conditions standards

NEP du détecteur = 3×10^{-19} W/Hz.

TABLEAU 8

CONDITIONS STANDARDS POUR LA MESURE DE Z_{eff}

1. Plasma $n_e = 3 \times 10^{13}$ $T_e = T_i = 4 \text{ keV}$ Deuterium

Impuretés $O^{8+} 0.35\%$, $Fe^{24+} 0.07\%$, $Cr^{22+} 0.035\%$,
 $Mo^{32+} 0.035\%$
 $Z_{\text{eff}} = 2.073$

2. Laser $\lambda_l = 385 \text{ } \mu\text{m}$, P_l puissance moyenne telle que
 $P_S/P_N > 1$ dans tous les canaux. τ_l durée d'impul-
sion telle que $E_l = P_l \times \tau_l = 100 \text{ J}$.

3. Configuration

- Elle est spécifiée par α_1 et α_2 ($\alpha_1 < \alpha_2$) avec

$$\theta_{1/2} = 2 \text{ Asin} \left(\frac{\lambda_l}{4\pi\lambda D^{\alpha_{1/2}}} \right)$$

- Le diamètre du volume de diffusion est ajusté de manière à ce qu'au moins 10 longueurs d'onde de fluctuations participent à la diffusion.

4. Détection - La définition des canaux pour les deux systèmes de détection en α_1 et α_2 est donné à la Fig 15 (a) pour la méthode SC et en (b) pour la méthode TCS.

- NEP = 3×10^{-19}

Tableau 8 (suite)

5. Lois d'échelle Pour d'autres conditions, les mêmes résultats sont observés si:

- α est conservé
- T_e/T_i est constant
- $P_S/P_N = 1$
- τ_ℓ est constant
- les fréquences de coupures s'exprimant en unités (kv_i) ont la même valeur.

On remarquera que la largeur de la partie ionique du spectre Δv_i définie ci-dessous ne dépend pas de la longueur d'onde λ_ℓ :

$$\Delta v_i \approx kv_i/\pi = 592/\alpha (n_e T_e / \mu T_e) \text{ ou}$$
$$[n_e] = \text{cm}^{-3}; [\Delta v_i] = \text{Hz}; [\mu] = \text{u.m.a.}$$

INFLUENCE DE DIFFERENTES TEMPERATURES T_{ij} POUR LES DIFFERENTS ESPECES D'IONS

TABLEAU 9

Méthode TCS

$T_{ij} (j \neq 1)$ (keV)	Δ %	$(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}})_{min}$ %	$(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}})_{max}$ %	$(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}})$ %	P_{ℓ} (MW)	τ μs
8	7.40	-3.42	20.9	12.2	3.35	29.8
4(= T_{i1})	4.23	-6.57	17.8	12.2	3.38	29.6
2	-4.11	-14.0	8.33	11.2	3.38	29.6

TABLEAU 10

Méthode SC

8	-22.6	-39.2	-10.4	11.4	4.47	22.4
4(= T_{i1})	5.38	-9.03	22.3	15.7	4.51	22.2
2	60.1	36.8	88.7	26.0	4.51	22.2

INFLUENCE DE LA CONNAISSANCE DE n_e , T_e , T_i

TABLEAU 11

Méthode TCS

Grandeur perturbée	Δ %	$(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}})_{min}$ %	$(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}})_{max}$ %	$(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}})$ %	P_ℓ (MW)	τ μs
cas normal	4.23	-6.57	17.8	12.2	3.38	29.6
$n_e + 10\%$	31.9	17.3	50.7	16.7	2.80	35.7
$n_e - 10\%$	-17.6	-25.7	-7.55	9.09	4.15	24.1
$T_e + 10\%$	-16.7	-24.9	-6.58	9.18	3.71	26.9
$T_e - 10\%$	35.5	20.4	54.8	17.2	3.02	32.8
$T_i + 10\%$	4.26	-6.24	17.4	11.8	3.61	27.7
$T_i - 10\%$	4.85	-6.56	19.4	13.0	3.19	31.3

TABLEAU 12

Méthode SC

cas normal	5.38	-9.03	22.3	15.7	4.51	22.2
$n_e + 10\%$	20.7	+5.38	38.5	16.6	3.74	26.8
$n_e - 10\%$	-9.88	-23.4	6.10	14.8	5.54	18.1
$T_e + 10\%$	1.04	-13.4	18.1	15.8	4.95	20.2
$T_e - 10\%$	10.7	-3.77	27.5	15.7	4.07	24.6
$T_i + 10\%$	-4.34	-17.7	11.4	14.6	4.81	20.8
$T_i - 10\%$	+17.2	+1.37	35.8	17.2	4.25	23.5

INFLUENCE DES CONDITIONS DE PLASMA: RAPPORT T_e/T_i , $T_e = 4 \text{ keV}$

TABLEAU 13

Méthode TCS

α_1	α_2	T_i (keV)	Δ %	$(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}})_{min}$ %	$(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}})_{max}$ %	$(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}})$ %	P_ℓ (MW)	τ μs
0.5	1	8	0.90	-4.93	7.32	6.12	12.5	8.03
0.5	1	4	2.03	-5.54	10.7	8.13	11.9	8.40
0.5	1	2	4.68	-6.83	19.05	12.9	11.2	9.00
0.75	1.5	8	2.08	-4.64	9.76	7.20	11.3	8.85
0.75	1.5	4	4.65	-5.16	16.7	10.9	9.55	10.5
0.75	1.5	2	6.32	-9.02	27.7	18.4	7.58	13.2

TABLEAU 14

Méthode SC

0.5	1.5	8	2.62	-10.9	17.2	14.1	18.7	5.35
0.5	1.5	4	4.08	-9.0	18.8	13.9	17.9	5.60
0.5	1.5	2	6.84	-9.07	26.3	17.7	16.7	5.98
0.75	2	8	4.01	-12.5	22.8	17.6	15.1	6.64
0.75	2	4	6.08	-10.8	26.5	18.7	12.7	7.85
0.75	2	2	8.68	-12.5	37.9	25.2	10.1	8.89

TABLEAU 15

INFLUENCE DE LA LARGEUR DE BANDE DU CANAL AU CENTRE

Méthode SC

α_1	α_2	$(F_{\max} - F_{\min})$ (MHz)	Δ %	$(\frac{\Delta Z_{\text{eff}}}{Z_{\text{eff}}})_{\min}$ %	$(\frac{\Delta Z_{\text{eff}}}{Z_{\text{eff}}})_{\max}$ %	$(\frac{\Delta Z_{\text{eff}}}{Z_{\text{eff}}})$ %	P_{ℓ} (MW)	τ μs
0.5	1.5	25	4.06	-9.02	18.8	13.9	17.9	5.60
0.5	1.5	50	4.08	-9.00	18.8	13.9	17.9	5.60
0.5	1.5	75	4.14	-8.95	18.9	13.9	17.9	5.60
0.5	1.5	100	4.24	-8.87	19.0	13.9	17.9	5.60
0.5	1.5	150	4.67	-8.48	19.5	14.0	17.9	5.60
0.5	1.5	200	5.64	-7.63	20.6	14.1	17.9	5.60
0.75	2	25	6.06	-10.8	26.5	18.7	12.7	7.85
0.75	2	50	6.08	-10.8	26.5	18.7	12.7	7.85
0.75	2	75	6.16	-10.8	26.6	18.7	12.7	7.85
0.75	2	100	6.39	-10.6	26.9	18.7	12.7	7.85
0.75	2	150	7.72	-9.46	28.5	19.0	12.7	7.85
0.75	2	200	11.2	-6.57	32.8	19.7	12.7	7.85

TABLEAU 16

CAS PARTICULIER DE JET, $\lambda_g = 10.6 \mu$

Méthode TCS

Conditions: $X_{\min} = 1$, $F_{\max} = 4$. GHz, $\alpha_1 = 0.5$ ($\theta_1 = 2.25^\circ$),

$\alpha_2 = 2$ ($\theta_2 = 0.56^\circ$)

NEP = 3×10^{-19} W/Hz, $F_{\text{nbre}} = 800$ (optique focalisant le faisceau), autres conditions standards

τ_ℓ μs	P_ℓ (GW)	Δ %	$\left(\frac{\Delta Z_{\text{eff}}}{Z_{\text{eff}}}\right)_{\min}$ %	$\left(\frac{\Delta Z_{\text{eff}}}{Z_{\text{eff}}}\right)_{\max}$ %	$\left(\frac{\Delta Z_{\text{eff}}}{Z_{\text{eff}}}\right)$ %
0.5	0.5	3.60	-27.5	+64.6	+46.0
0.5	0.75	3.60	-23.2	+50.4	36.8
0.5	1	3.60	-20.9	+44.1	32.5
0.5	1.5	3.60	-18.6	+38.2	28.4
0.5	2	3.60	-17.4	+35.4	26.4
0.75	0.5	3.60	-23.0	+49.4	36.2
0.75	0.75	3.60	-19.2	+39.4	29.3
0.75	1	3.60	-17.2	+34.8	26.0
0.75	1.5	3.60	-15.1	+30.5	22.8
0.75	2	3.60	-14.1	+28.4	21.2

TABLEAU 16 (suite)

τ_l μs	P_l (GW)	Δ %	$(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}})_{min}$ %	$(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}})_{max}$ %	$(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}})$ %
1	0.5	3.60	-20.1	+41.4	30.7
1	0.75	3.60	-16.6	+33.4	25.0
1	1	3.60	-14.8	+29.7	22.3
1	1.5	3.60	-12.9	+26.2	19.6
1	2	3.60	-12.0	+24.5	18.2
1.5	0.5	3.60	-16.4	+32.9	24.6
1.5	0.75	3.60	-13.4	+26.9	20.2
1.5	1	3.60	-11.8	+24.1	18.0
1.5	1.5	3.60	-10.2	+21.5	15.9
1.5	2	3.60	-9.4	+20.1	14.8
2	0.5	3.60	-14.1	+28.2	21.1
2	0.75	3.60	-11.4	+23.3	17.4
2	1	3.60	-10.0	+21.0	15.5
2	1.5	3.60	-8.57	+18.8	13.7
2	2	3.60	-7.84	+17.7	12.8
3	0.5	3.60	-11.2	+23.0	17.1
3	0.75	3.60	-8.92	+19.3	14.1
3	1	3.60	-7.73	+17.5	12.6
3	1.5	3.60	-6.52	+15.7	11.1
3	2	3.60	-5.90	+14.9	10.4

LEGENDES DES FIGURES

- Figure 1: Représentation des vecteurs d'onde
- Figure 2: Schéma du dispositif expérimental et de l'analyse du signal
- (a) Dispositif expérimental
 - (b) Mesure de la densité spectrale énergétique avec une batterie de filtres
- Figure 3: Forme du spectre dans les cas (a) $\alpha \ll 1$ et (b) $\alpha \gg 1$,
(c) forme du spectre en fonction de T_e/T_i
- Figure 4: Discrétisation de l'intégrale: système équivalent
- Figure 5: Résumé de l'organisme du programme de simulation par méthode de Monté Carlo de la mesure de T_i
- Figure 6: Schéma de la simulation: Spectres théorique, observé et fitté
- (a) Spectre théorique avec impuretés
 - (b) Division en canaux, génération du bruit: spectre observé $S_{obs}(f)$
 - (c) Fit entre F_e et F_{max} avec la fonction spectrale $S(\underline{k}, \omega, T_i, T_e, n_e, B)$ sans impuretés
- Figure 7: Influence de P_S/P_N , τ
- Figure 8: Influence des impuretés et de la fréquence de coupure inférieure F_c
- Figure 9: Influence de la connaissance de n_e , T_e
- Figure 10: Influence de la variation de l'angle θ (ou α)

LEGENDES DES FIGURES (suite)

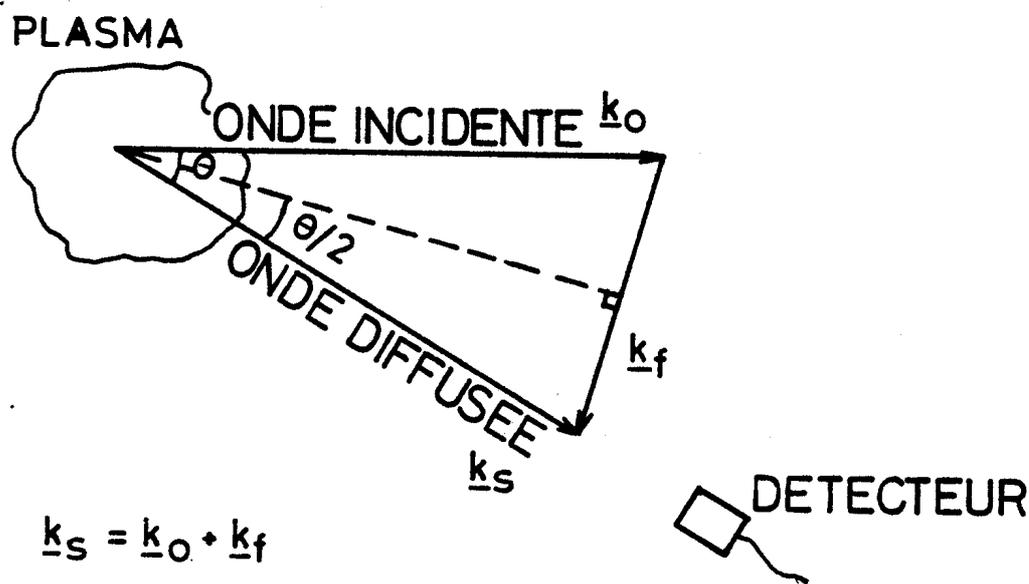
Figure 11: Précision sur T_i avec un spectre fitté avec \underline{B} connu à 10% près. Influence de ϕ

Figure 12: Influence de la connaissance de \underline{B}

Figure 13: Application à TCA

Figure 14: Dispositif expérimental. Le système de traitement du signal est le même que celui utilisé pour la mesure de T_i fig. 2b). On obtient alors $P_S(\alpha_1, \omega)$ et $P_S(\alpha_2, \omega)$.

Figure 15: Division en canaux: (a) méthode SC, (b) méthode TCS



$$\underline{k}_s = \underline{k}_0 + \underline{k}_f$$

$$|\underline{k}_f| = 2 |\underline{k}_0| \sin(\theta/2) = \frac{4\pi}{\lambda_0} \sin(\theta/2)$$

FIG. 1

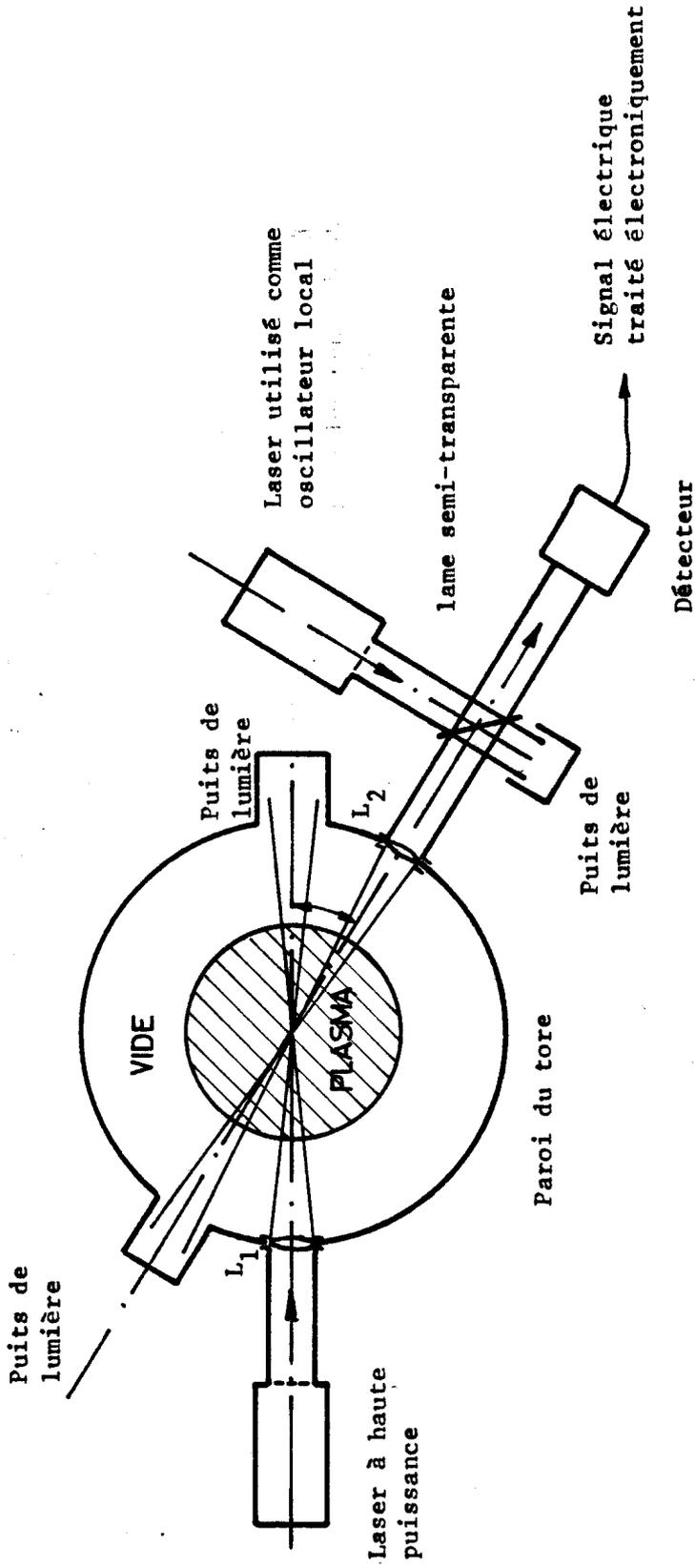


FIG. 2 (A)

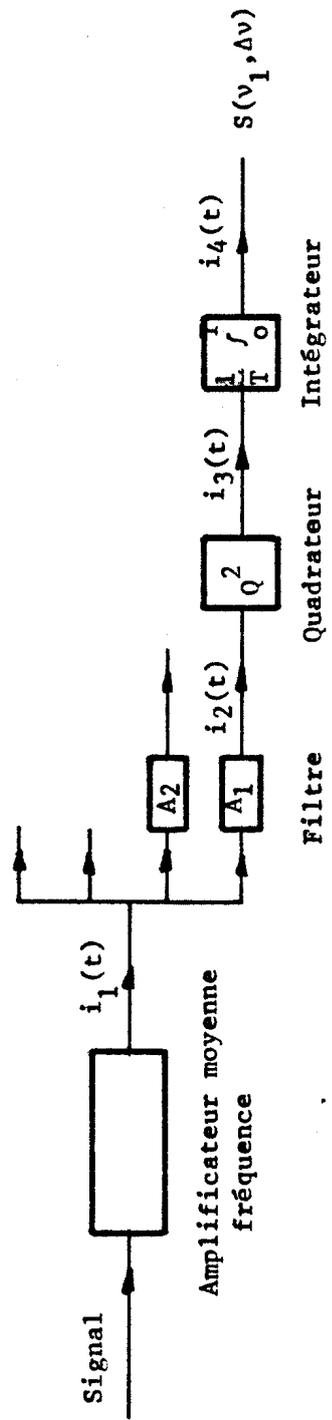


FIG. 2 (B)

FIG. 2

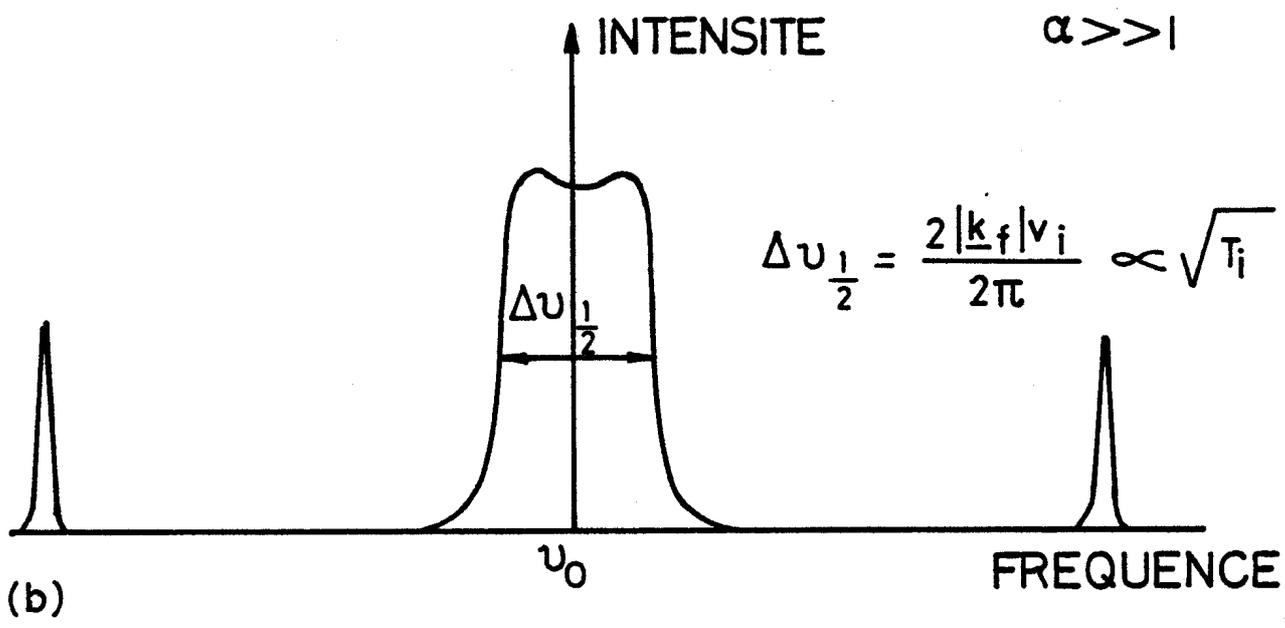
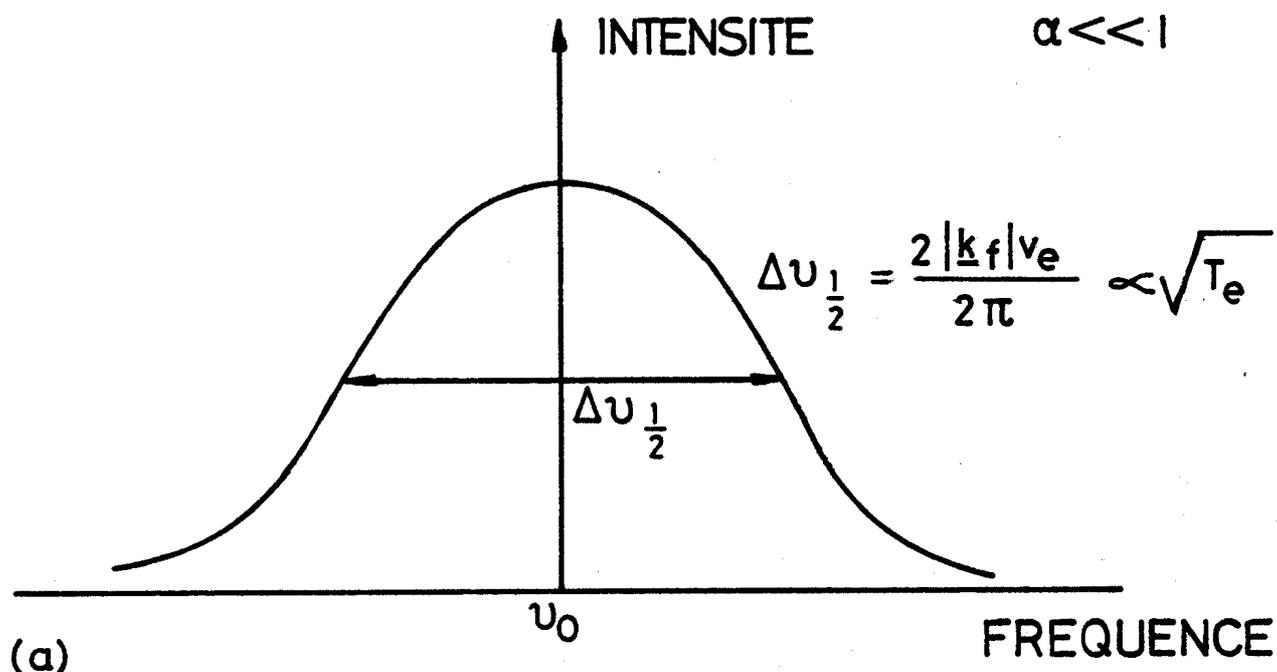


FIG. 3

FIG. 3 (SUITE)

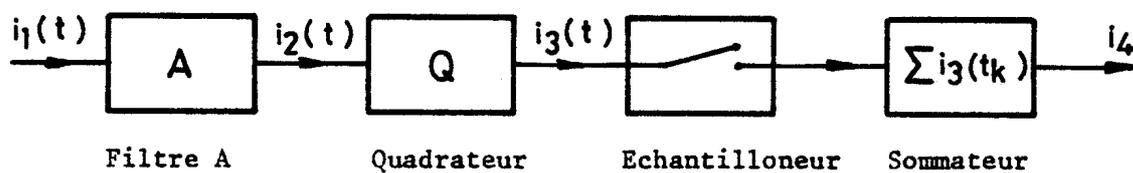
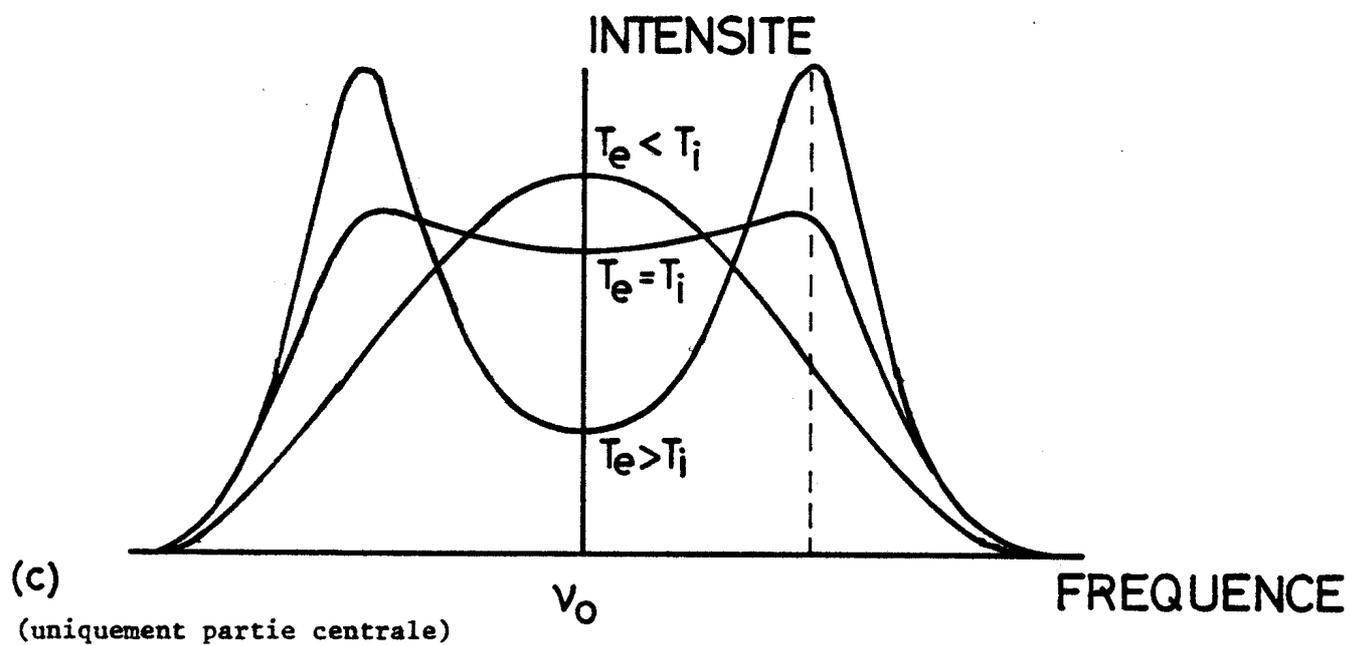


FIG. 4

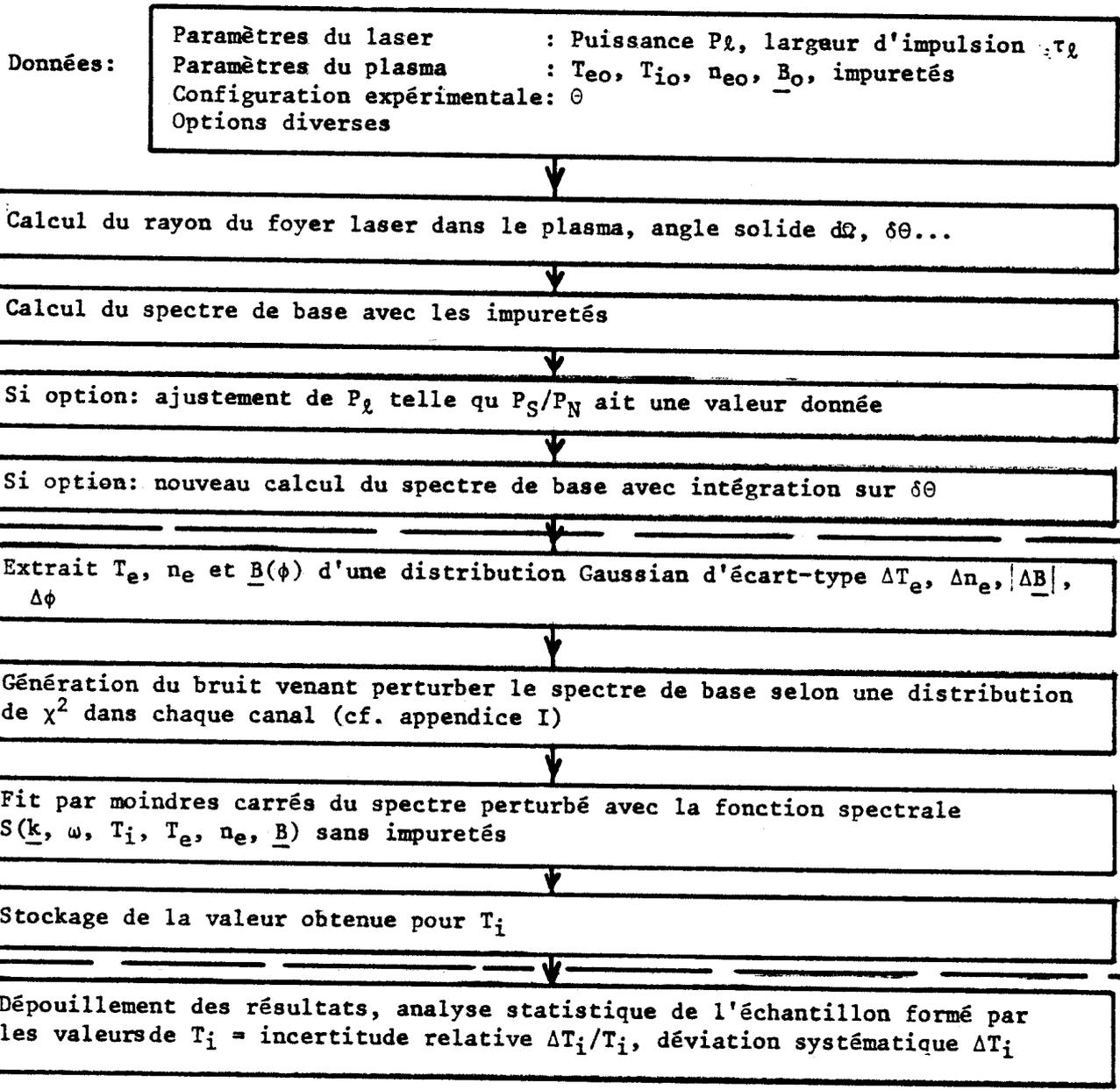


FIG. 5

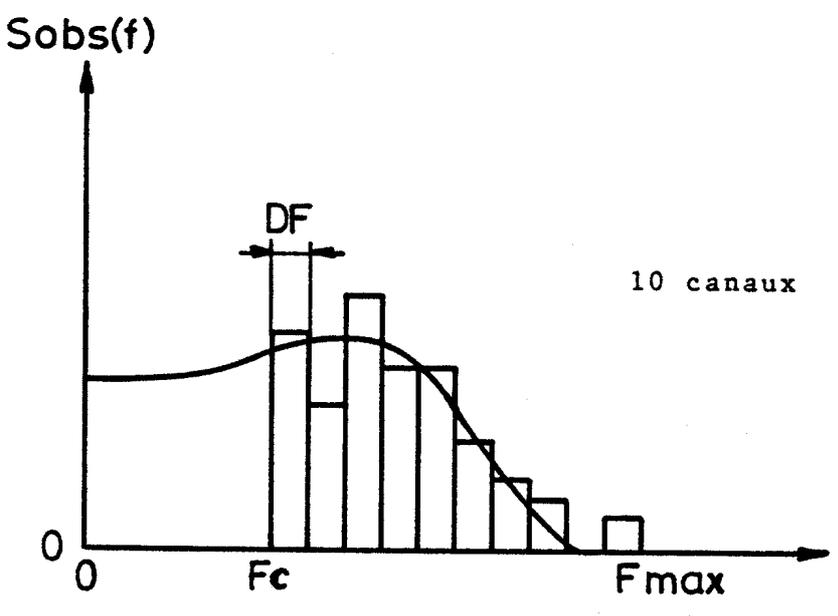
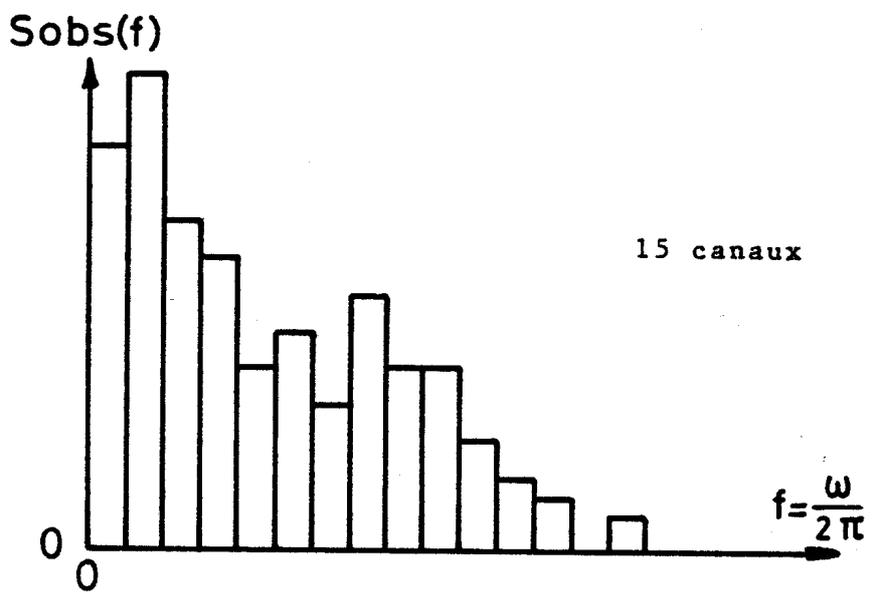
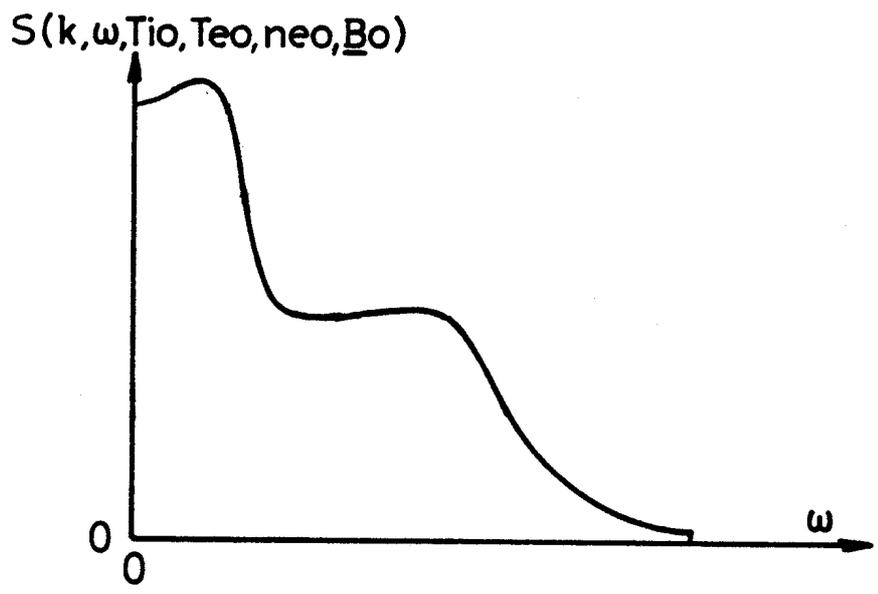


FIG. 6

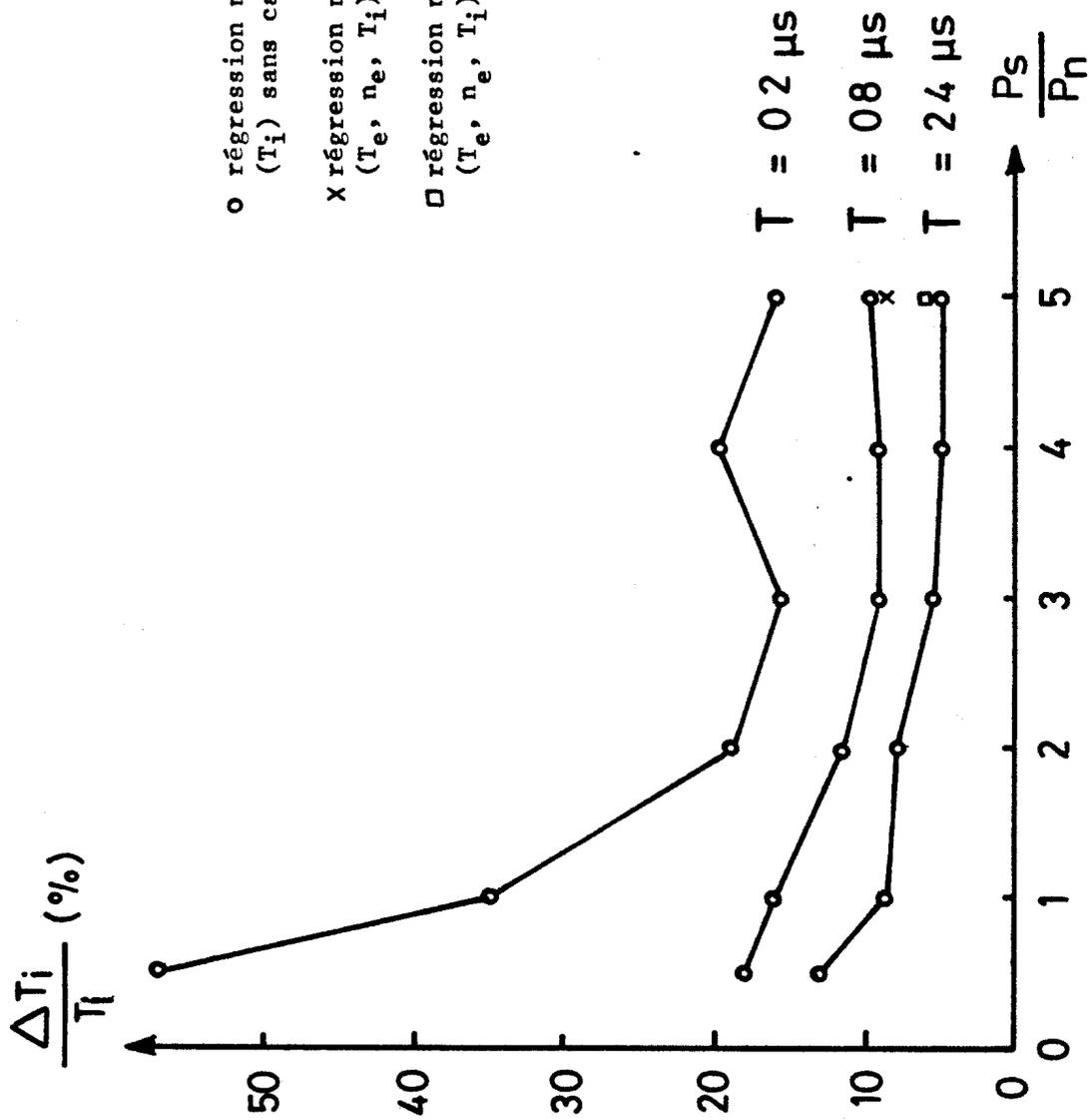


FIG. 7

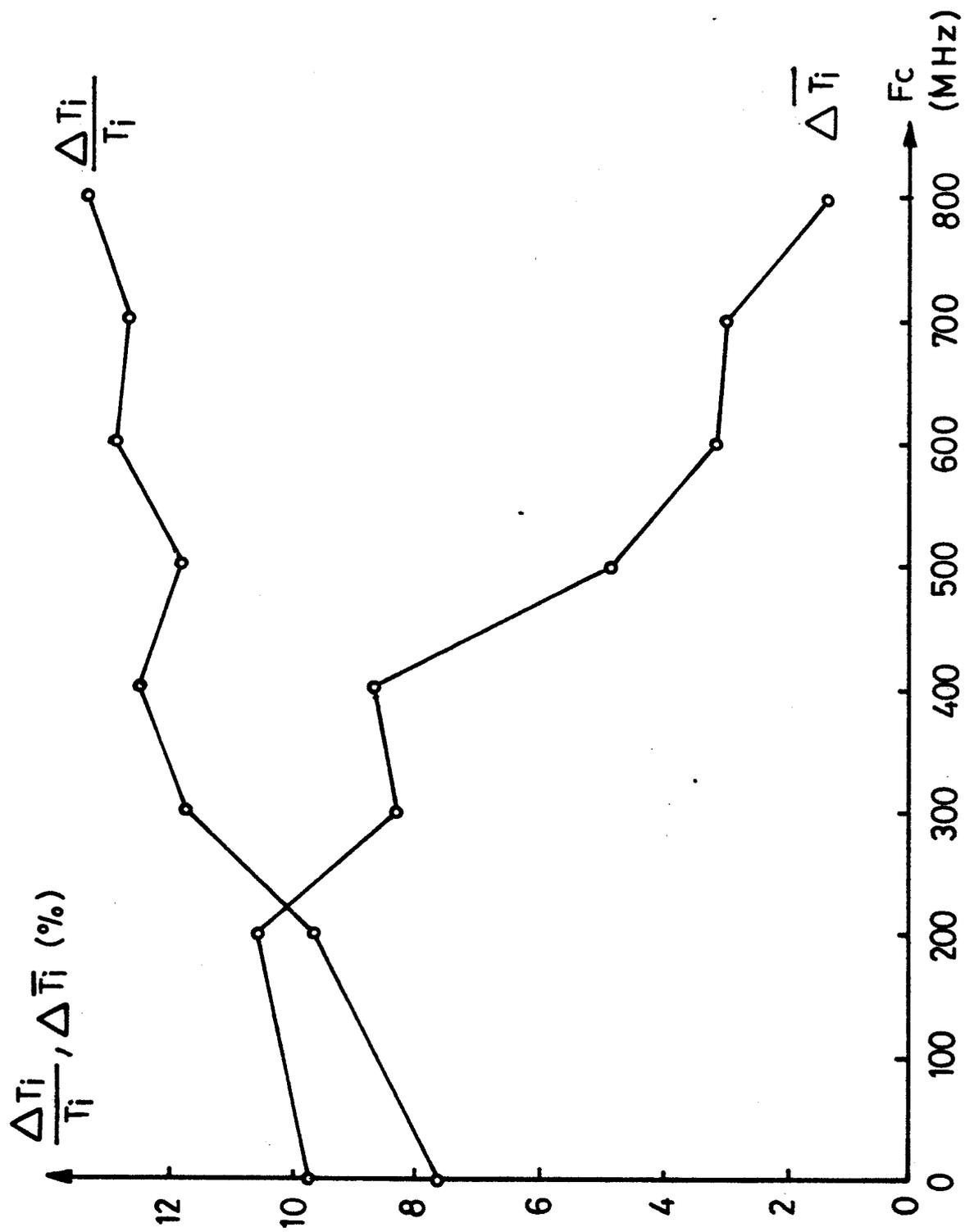
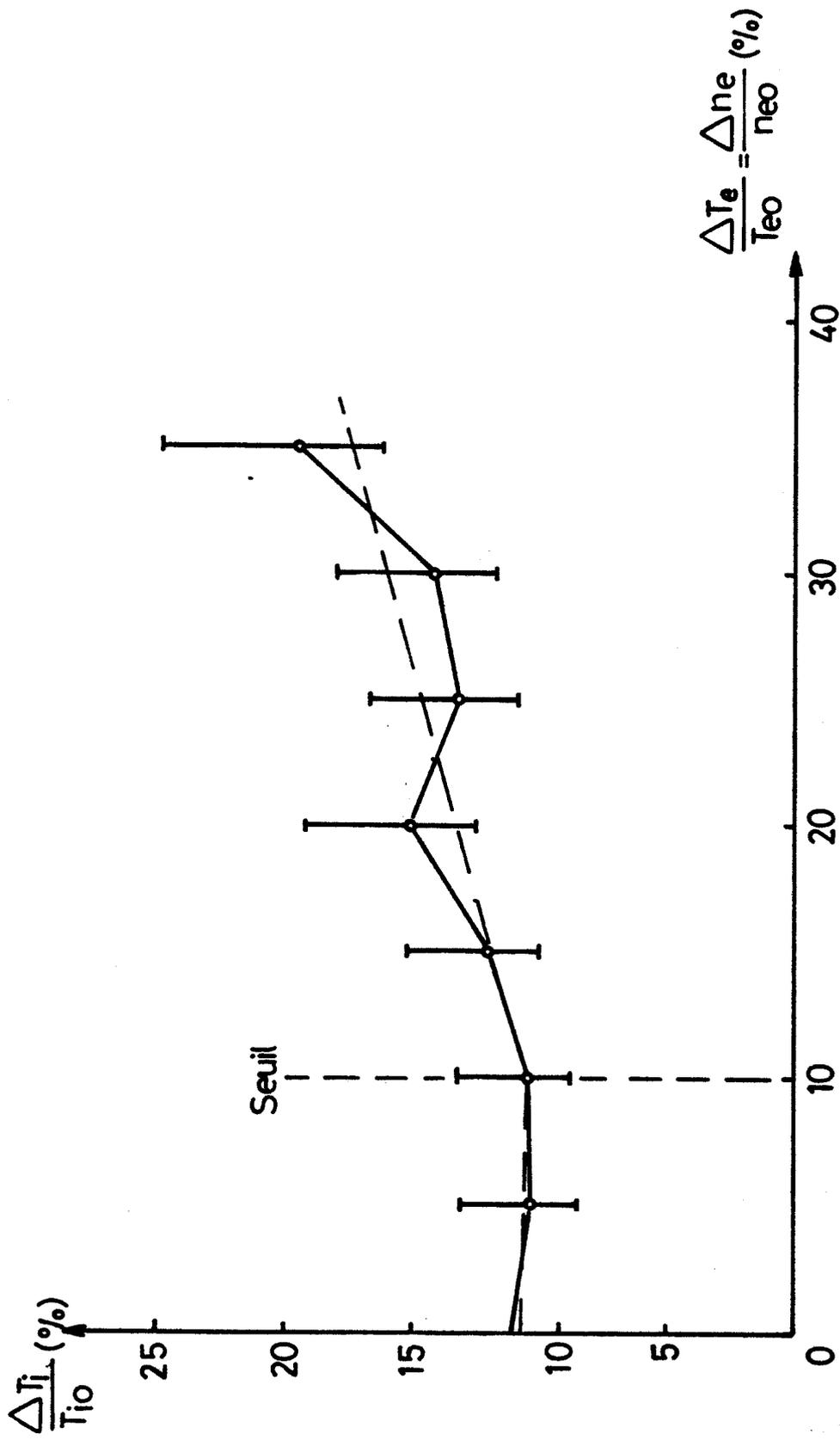


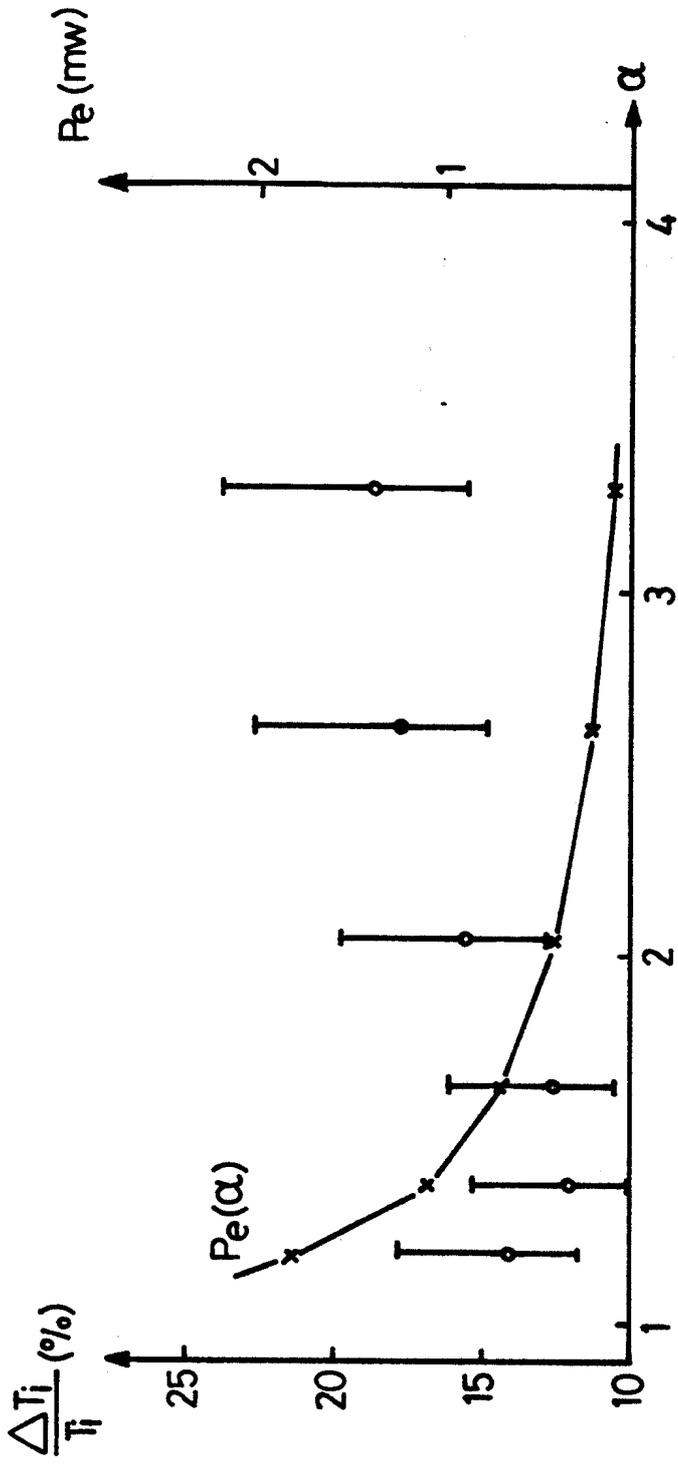
FIG. 8



Les barres d'erreur représentent l'intervalle de confiance à 90% de σ_{T_i}
 $\Delta T_e / T_e, \Delta n_e / n_e \neq 0, F_c = 800 \text{ MHz}$, impuretés autrement conditions standards

FIG. 9

Puissance laser



$$\alpha = \frac{\lambda_0}{4\pi \lambda_D} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

FIG. 10

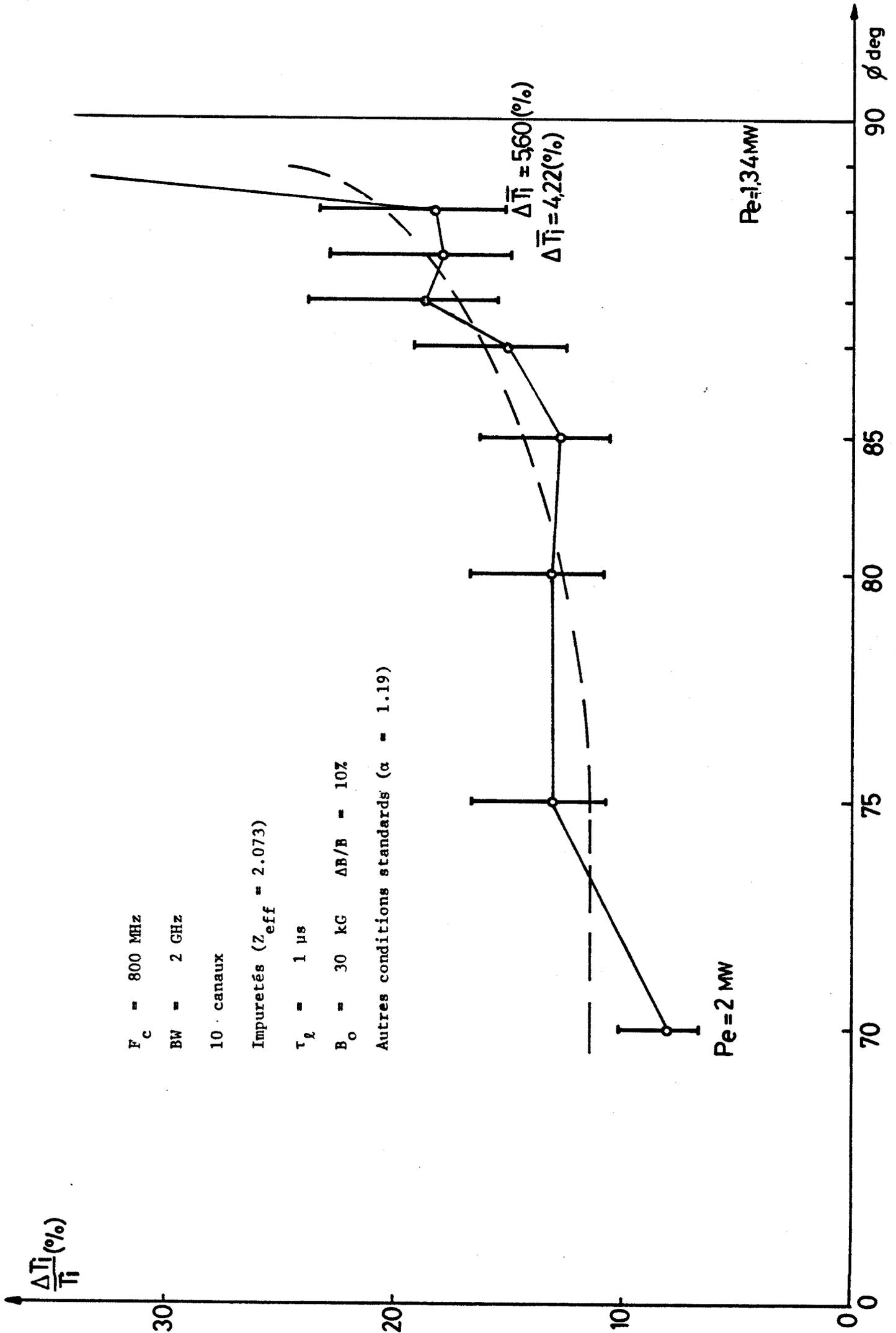


FIG. 11

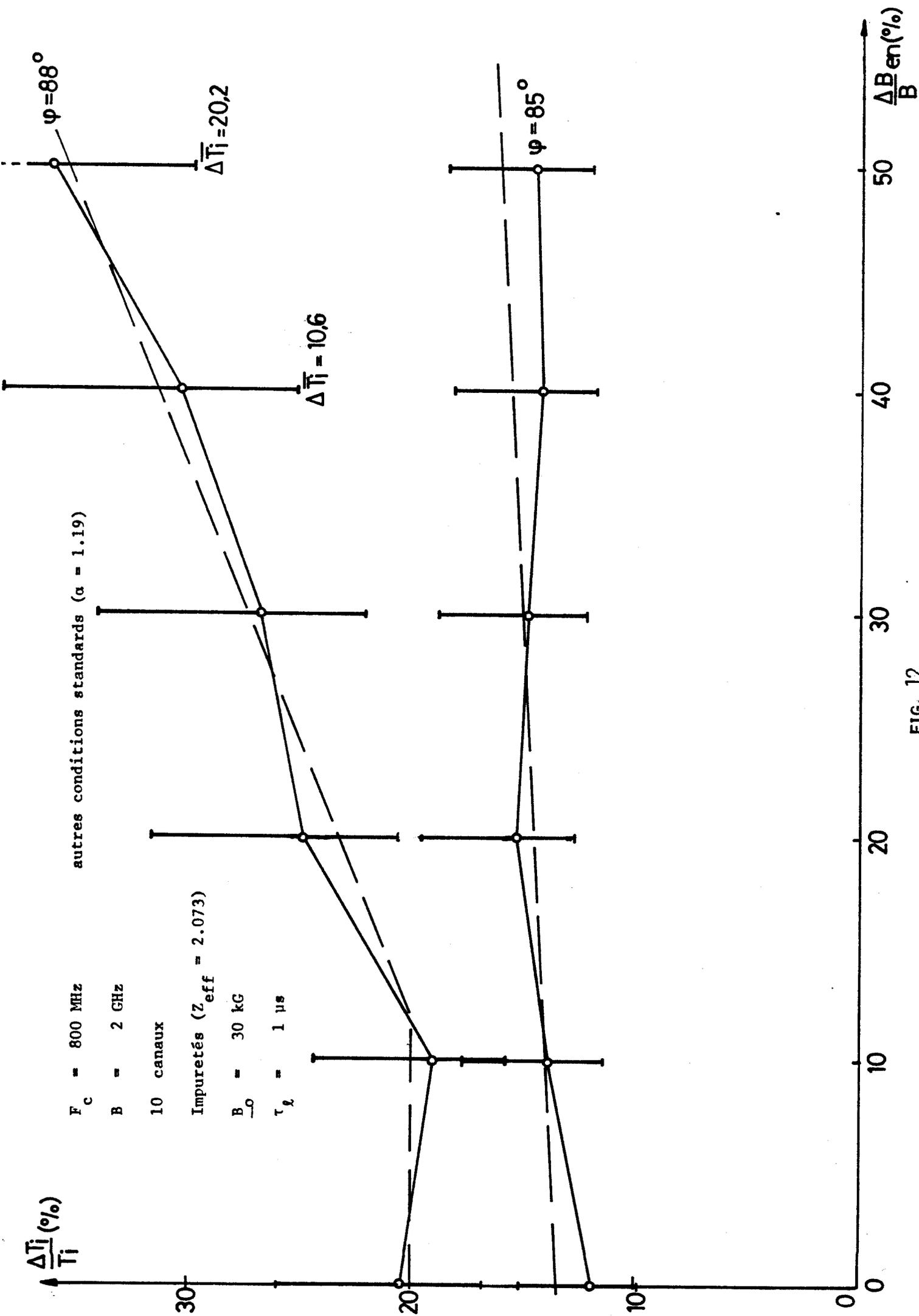
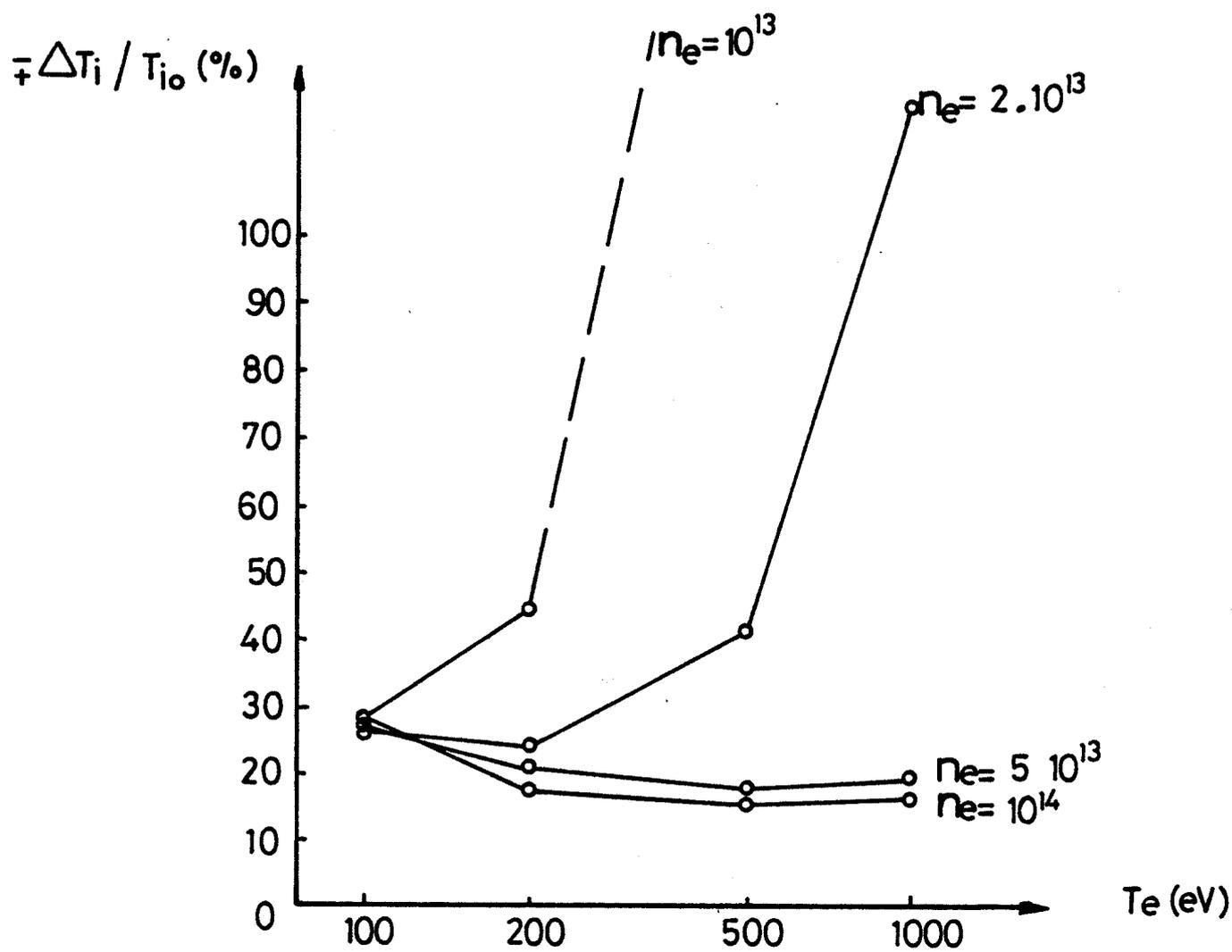


FIG. 12



CONDITIONS TCA (PLASMA DEUTERIUM)

Laser : $\lambda = 385 \mu\text{m}$, $P_0 = 500 \text{ kW}$, $T = 200 \text{ ns}$

Géométrie : $\theta = 90^\circ$ lentille F-6

Détecteur : $\text{NEP} = 3 \cdot 10^{-19} \text{ W/Hz}$

$T_e/T_i = 2$

FIG. 13

FIG. 14

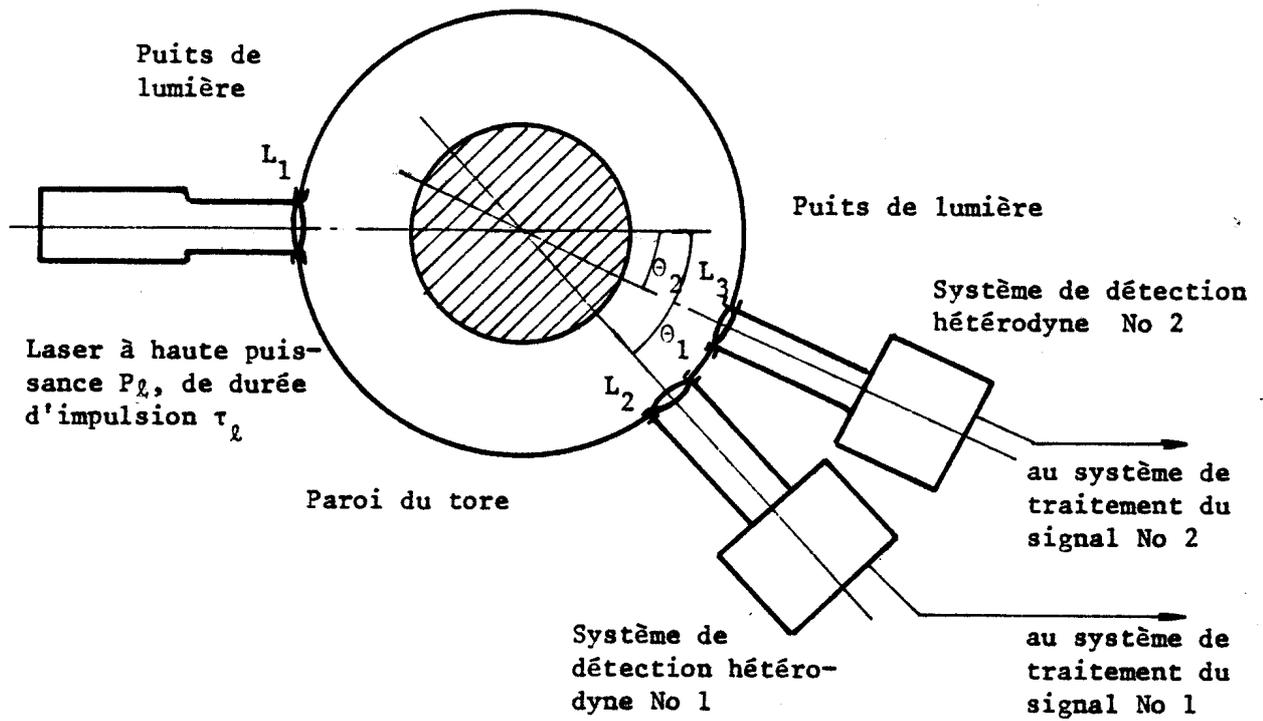


FIG. 15

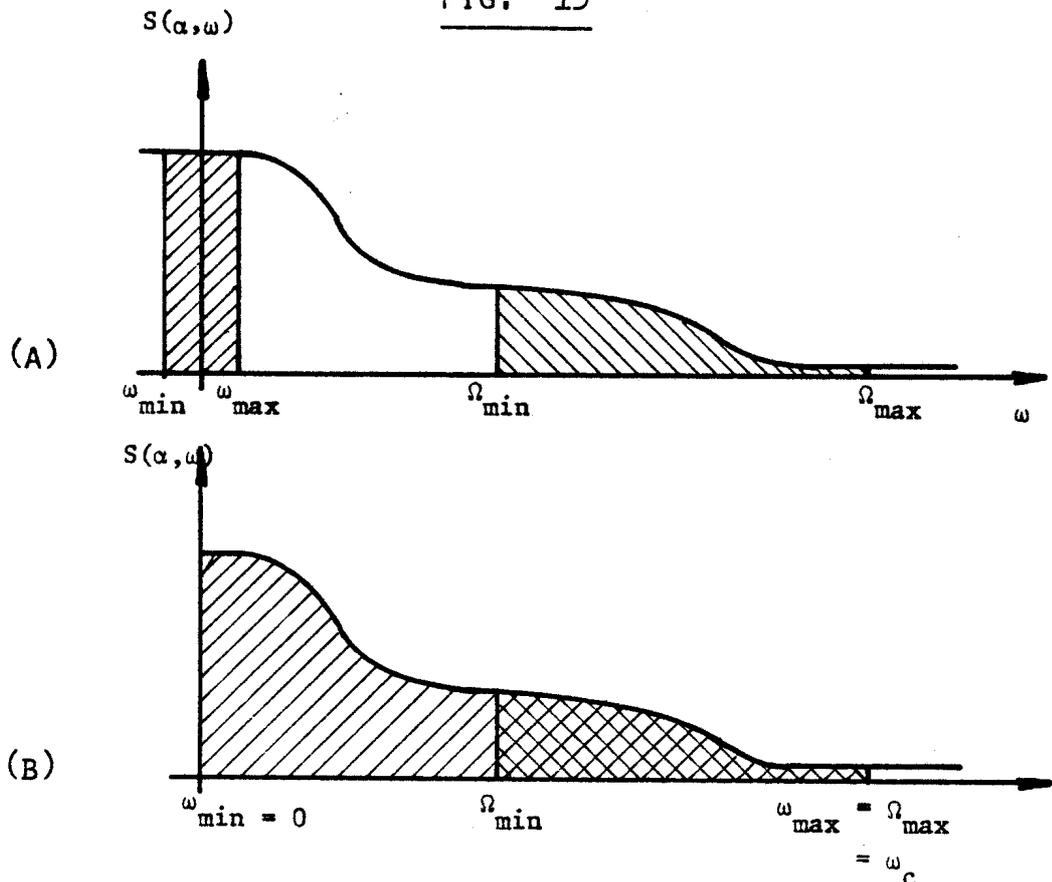
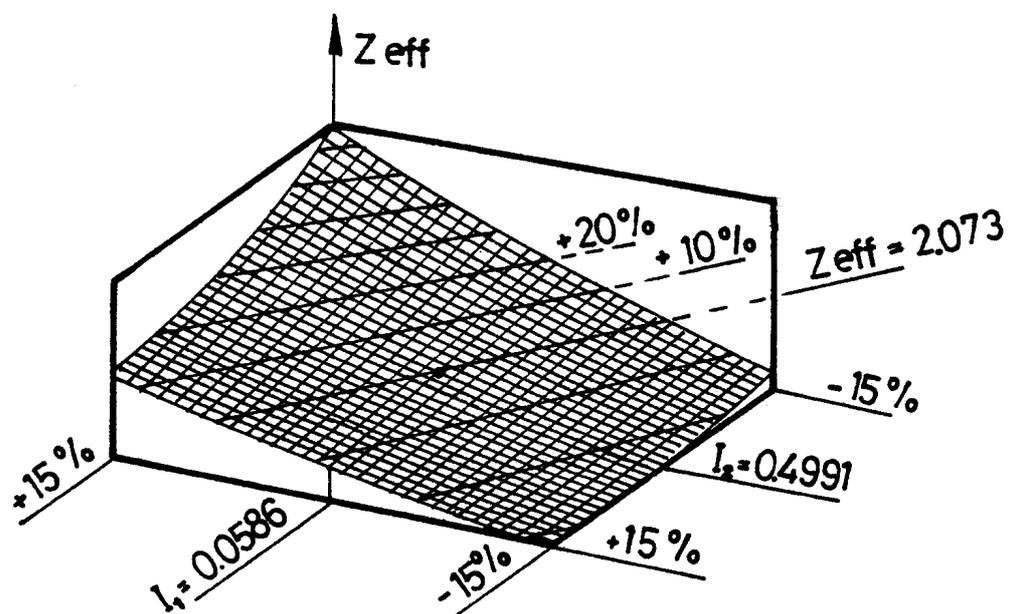
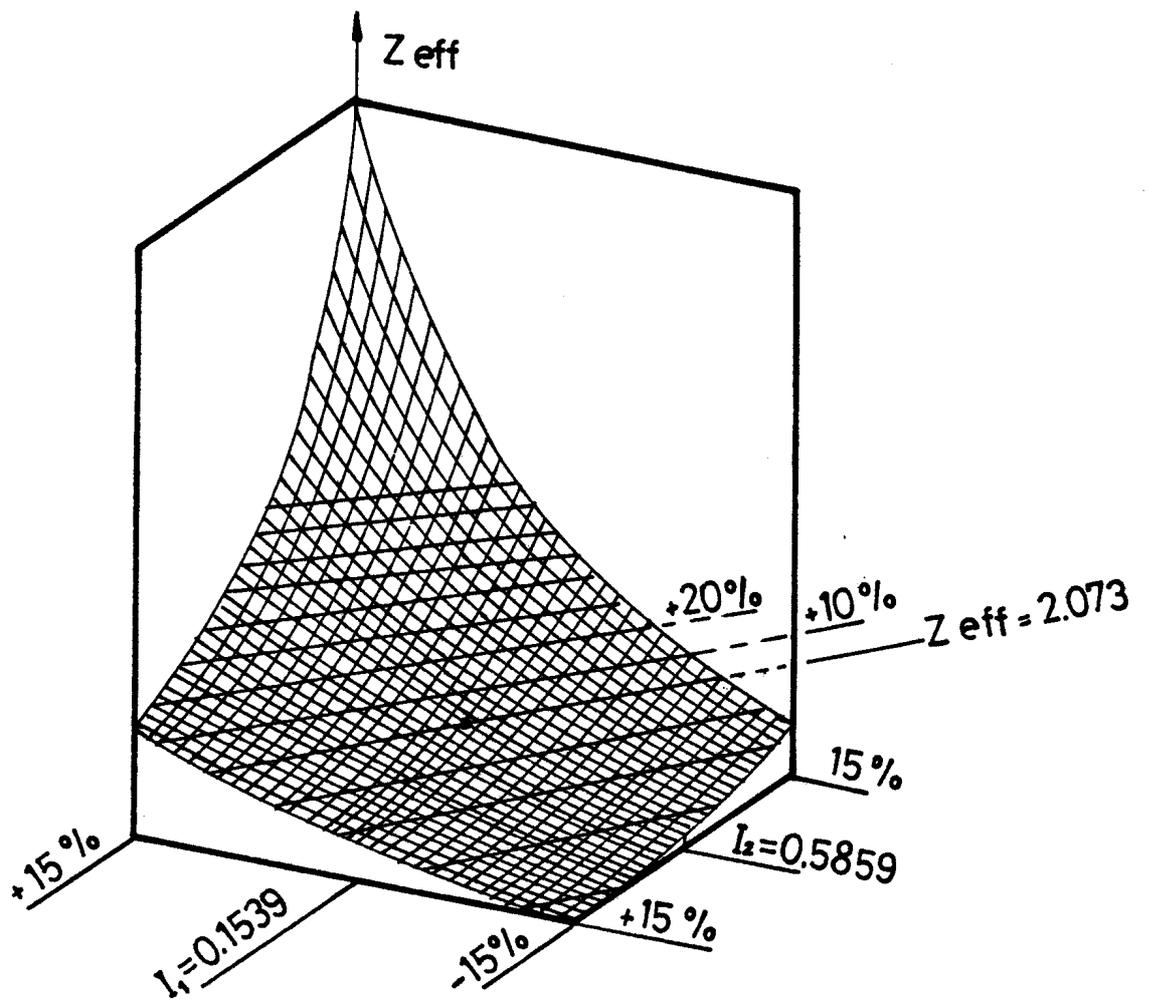


Fig. 16



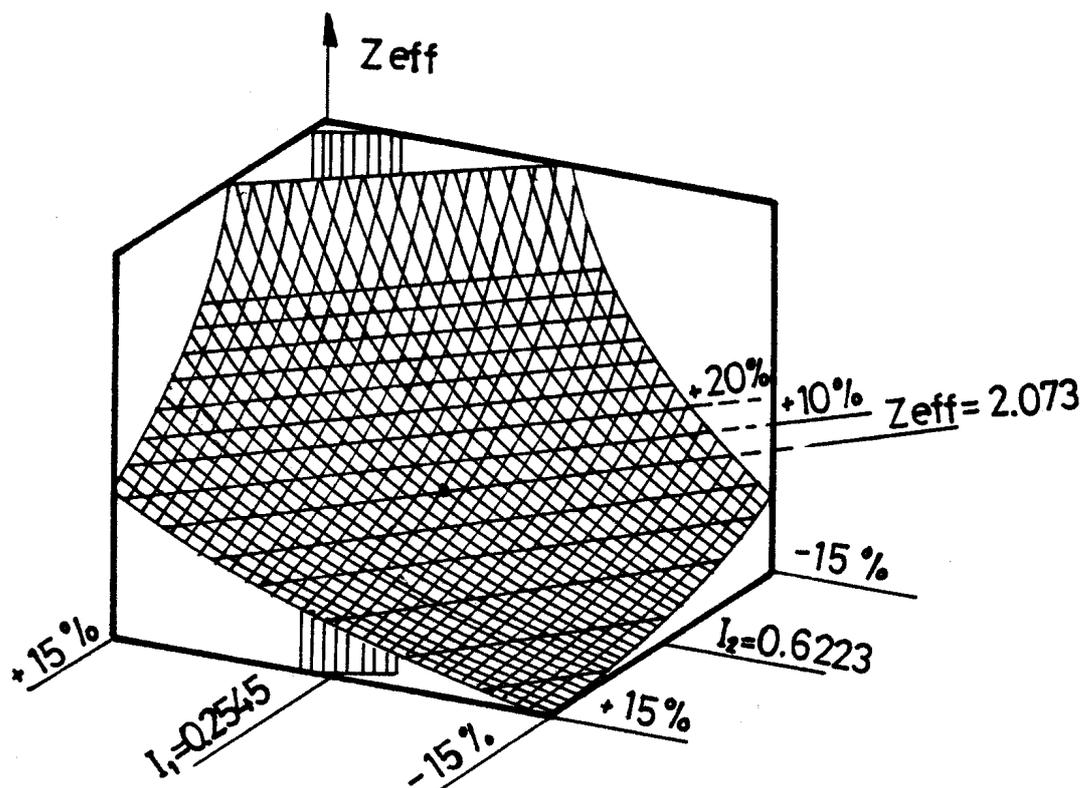
Représentation en axométrie de $Z_{eff}(I_1, I_2, \alpha_1=0.5, \alpha_2=2)$

Fig. 17



Représentation en axométrie de $Z_{eff}(I_1, I_2, \alpha_1=0.75, \alpha_2=3)$

Fig. 18



Représentation en axométrie de $Z_{eff}(I_1, I_2, \alpha_1=1, \alpha_2=4)$

Fig. 19
 METHODE TCS
 Energie laser E=100J
 $X_{\min} = 1$
 $X_{\max} = 4$

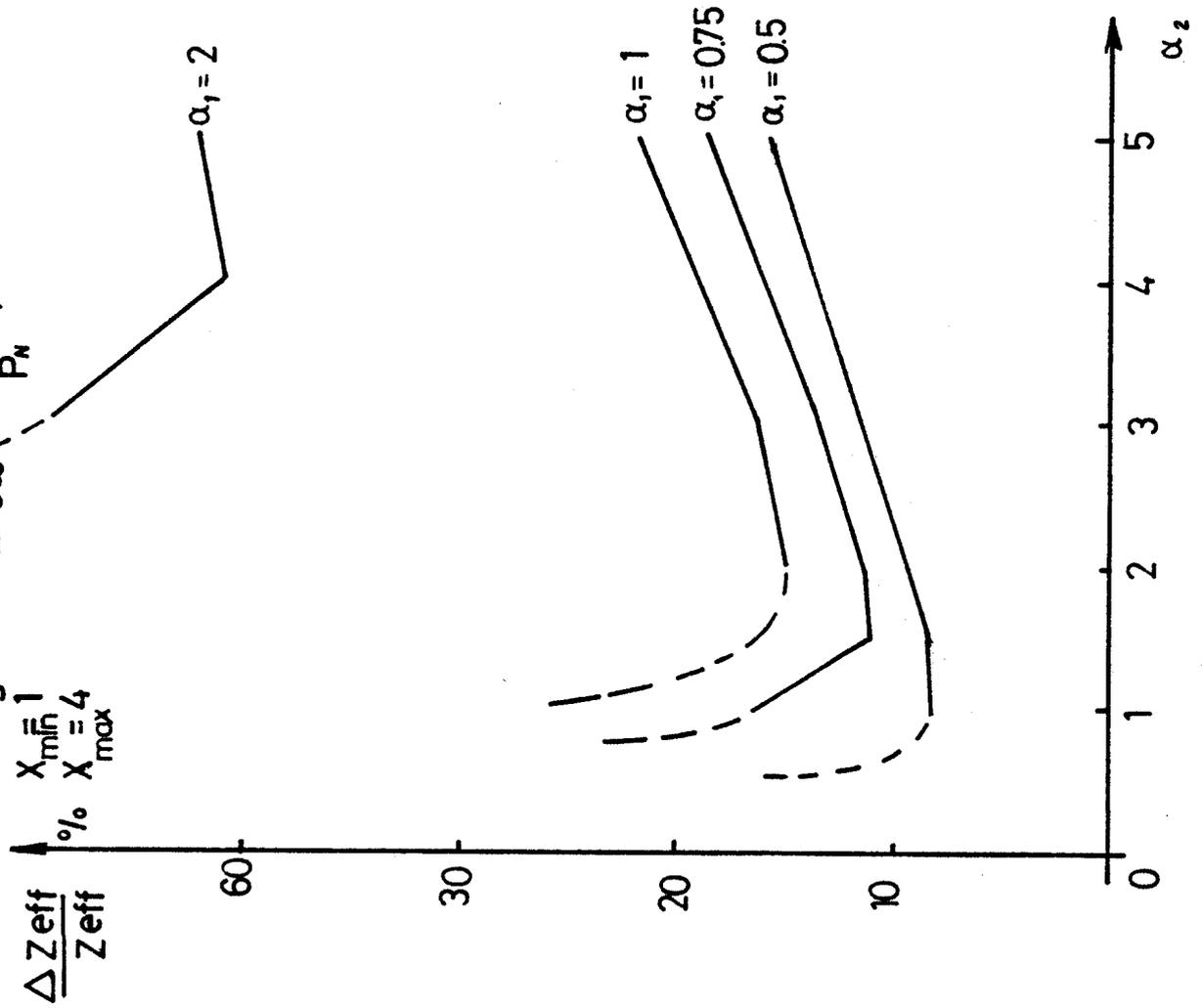


Fig. 20
 METHODE SC
 $E_l = 100 \text{ J}$
 $X_{\min} = 1$
 $X_{\max} = 4$
 $f_{\min} = -25 \text{ MHz}$
 $f_{\max} = +25 \text{ MHz}$

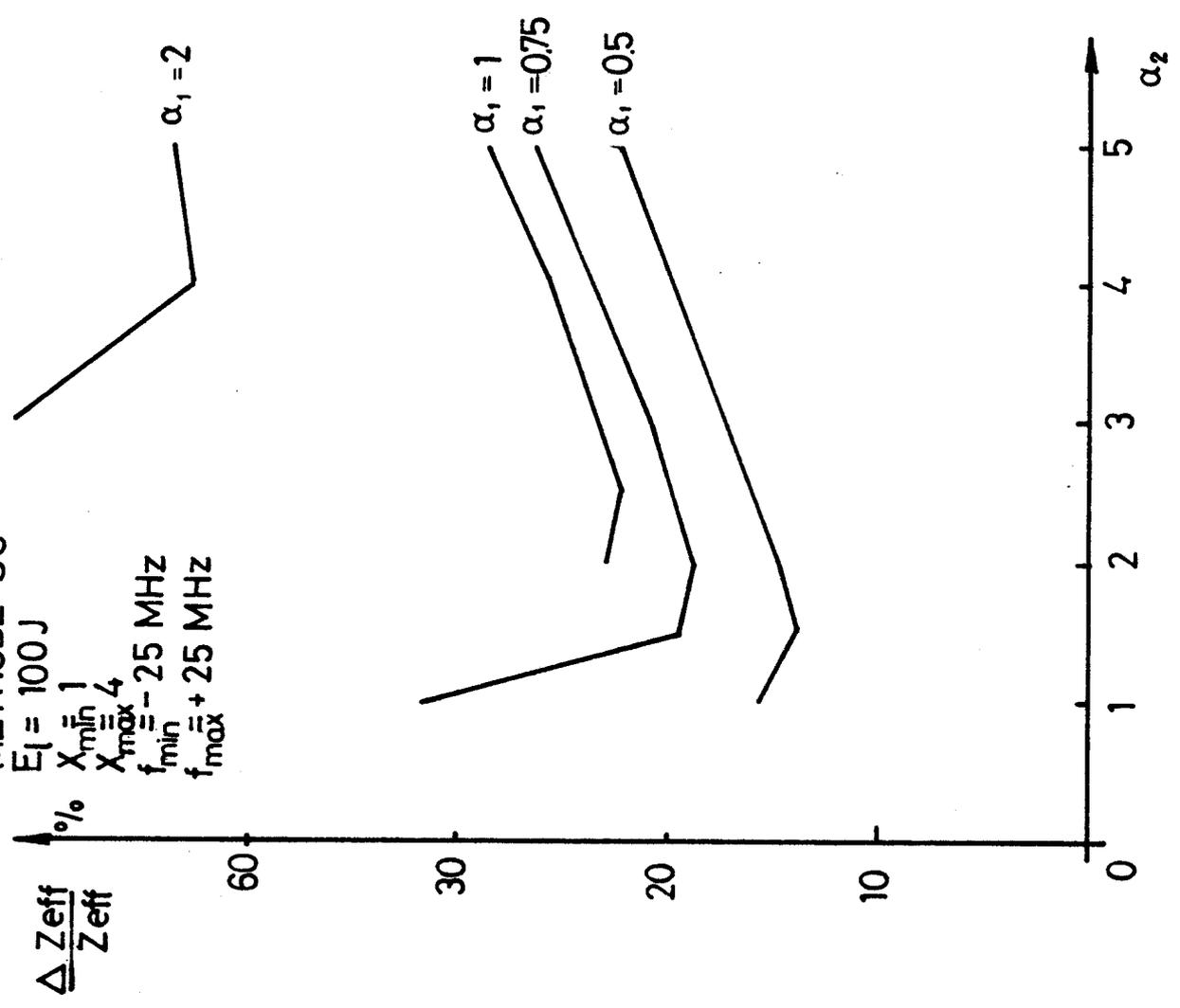


Fig. 21

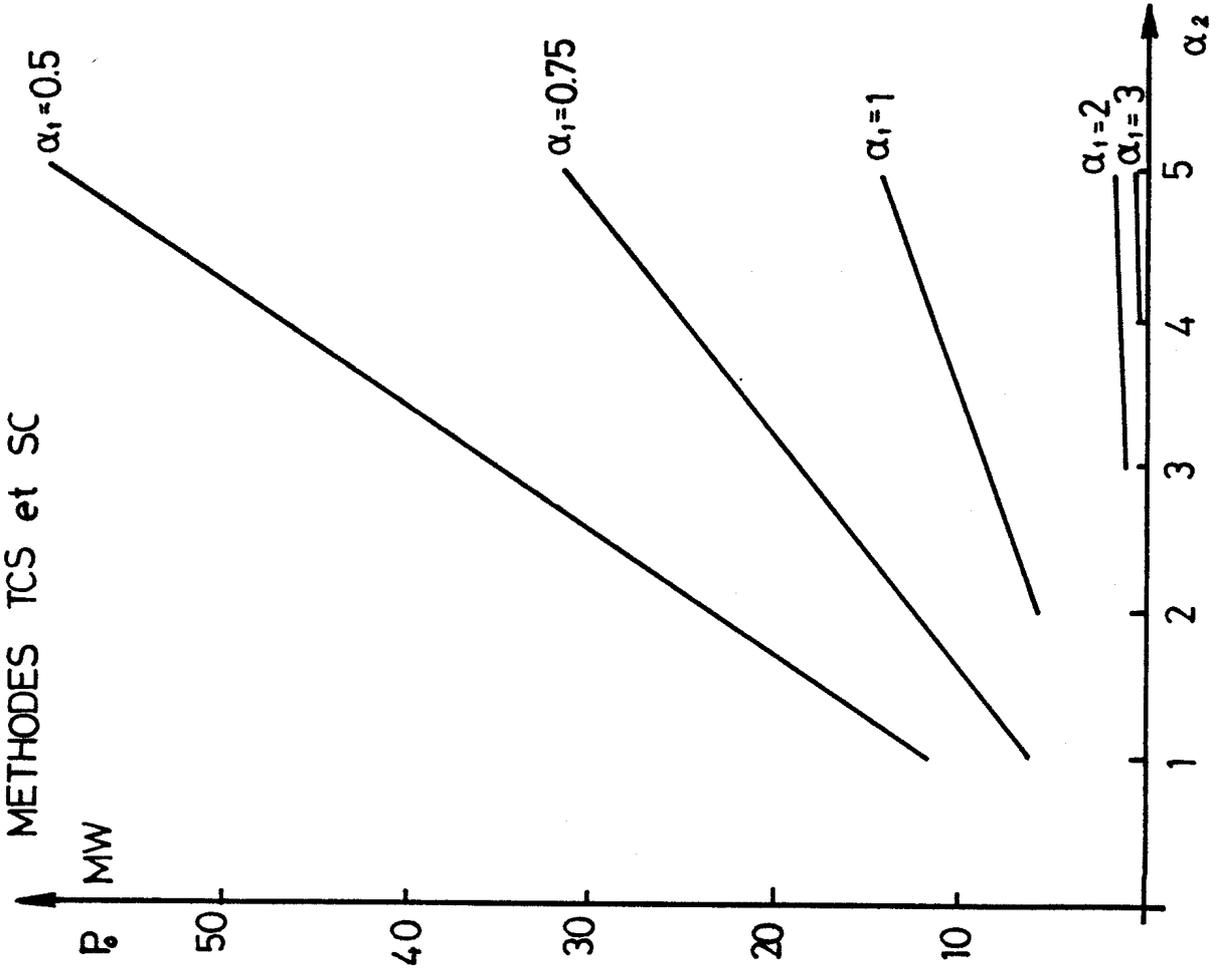
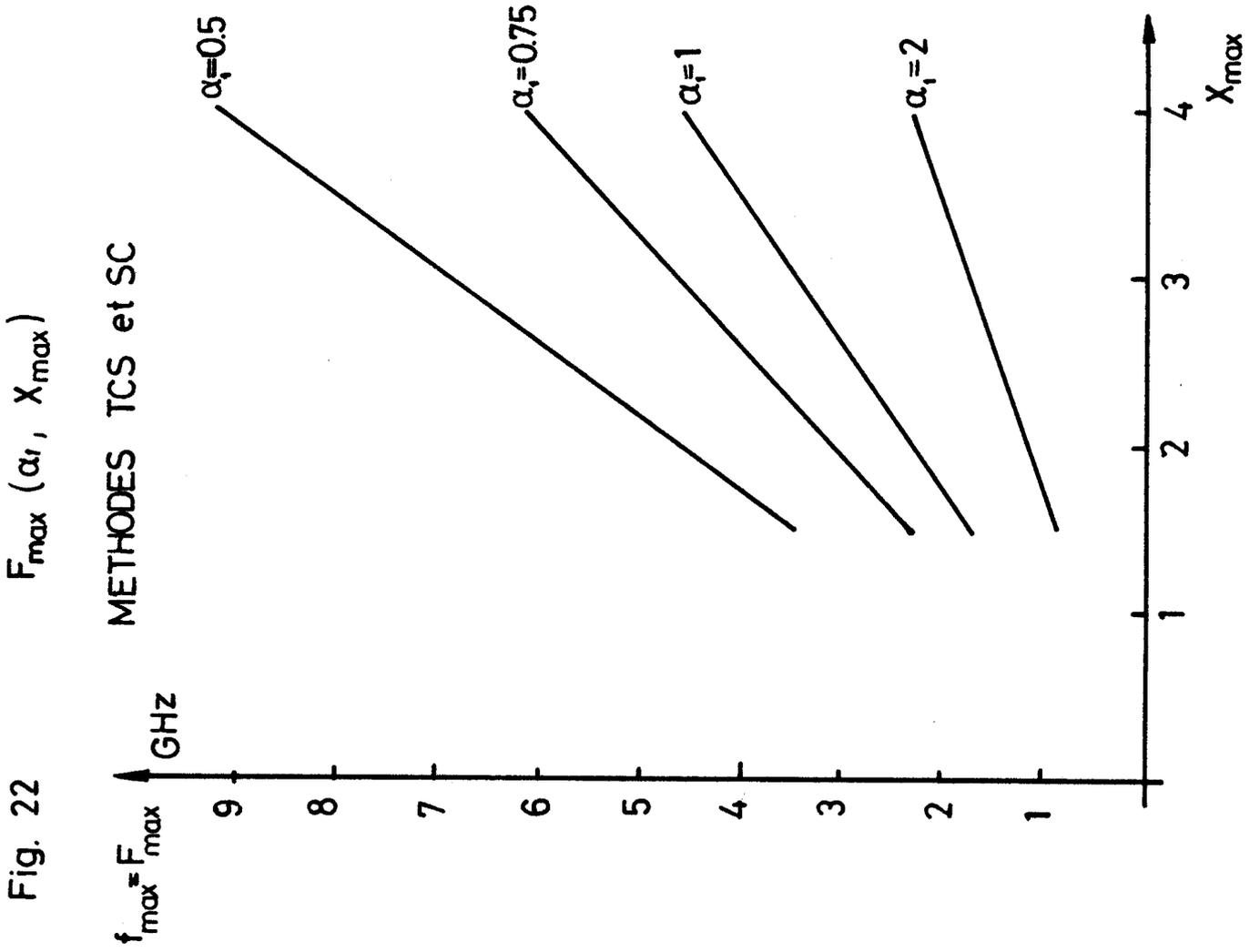


Fig. 22



$F_{\max} (\alpha_1, X_{\max})$

Fig 23(a) METHODE TCS $\Delta(\alpha_1, \alpha_2)$

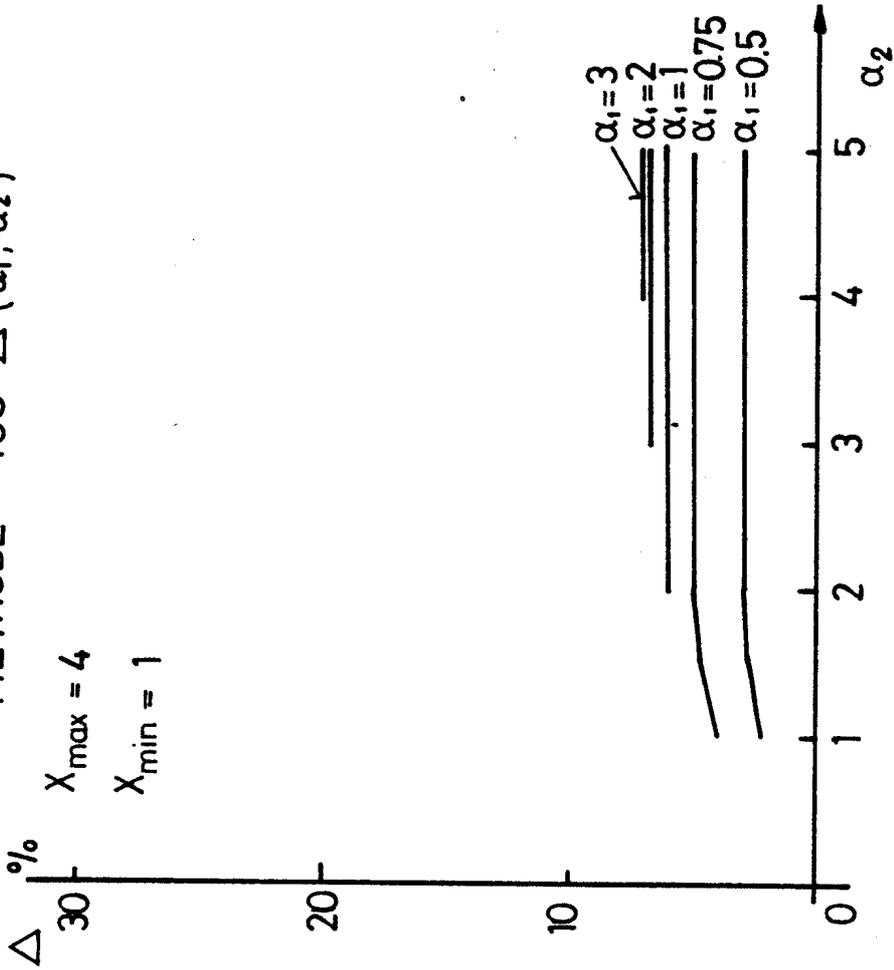


Fig. 23(b)

METHODE TCS $\Delta(\alpha_1, \alpha_2)$

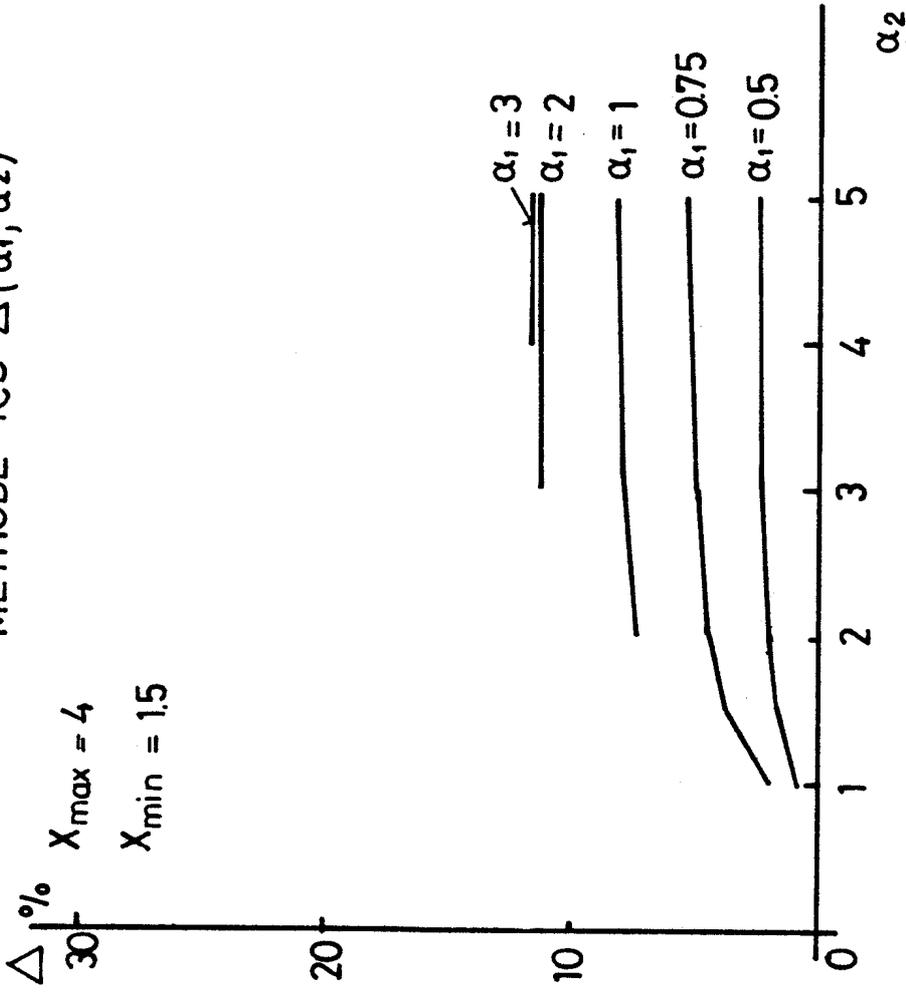


Fig. 23(c)

$\Delta (\alpha_1, \alpha_2)$

Δ % METHODE TCS

$X_{\max} = 4$

$X_{\min} = 2$

$\alpha_1 = 3$
 $\alpha_1 = 2$

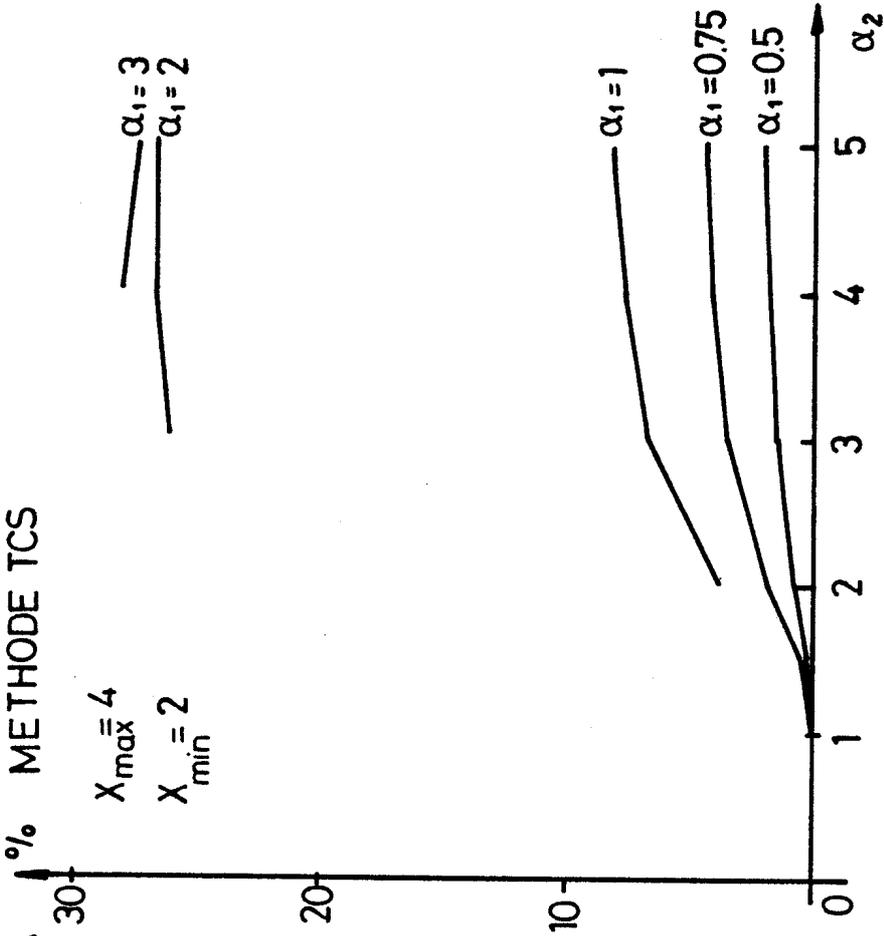


Fig. 23(d)

$\Delta (\alpha_1, \alpha_2)$

Δ % METHODE TCS

$X_{\max} = 4$

$X_{\min} = 2.5$

$\alpha_1 = 2$

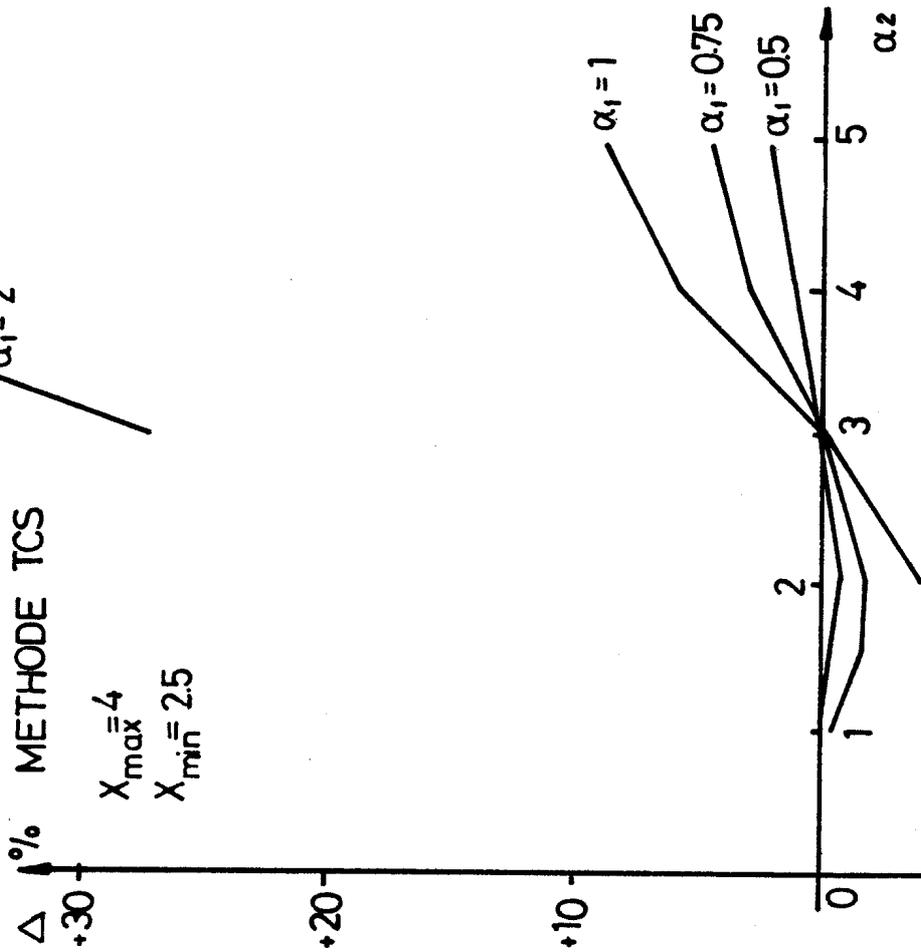


Fig 23(e) $\Delta(\alpha_1, \alpha_2)$
METHODE TCS

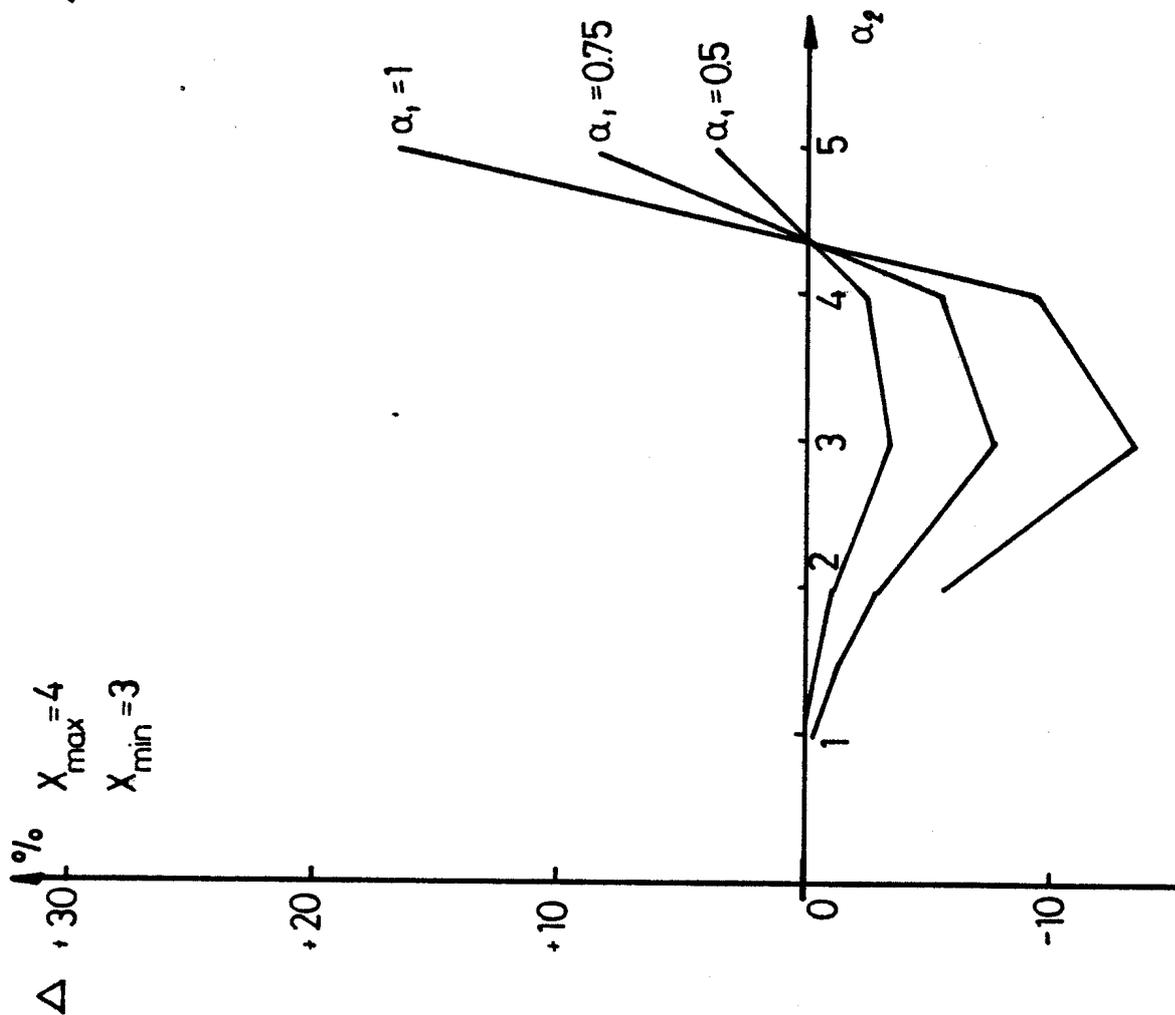


Fig 24 $\Delta(\alpha_1, \alpha_2)$
METHODE SC

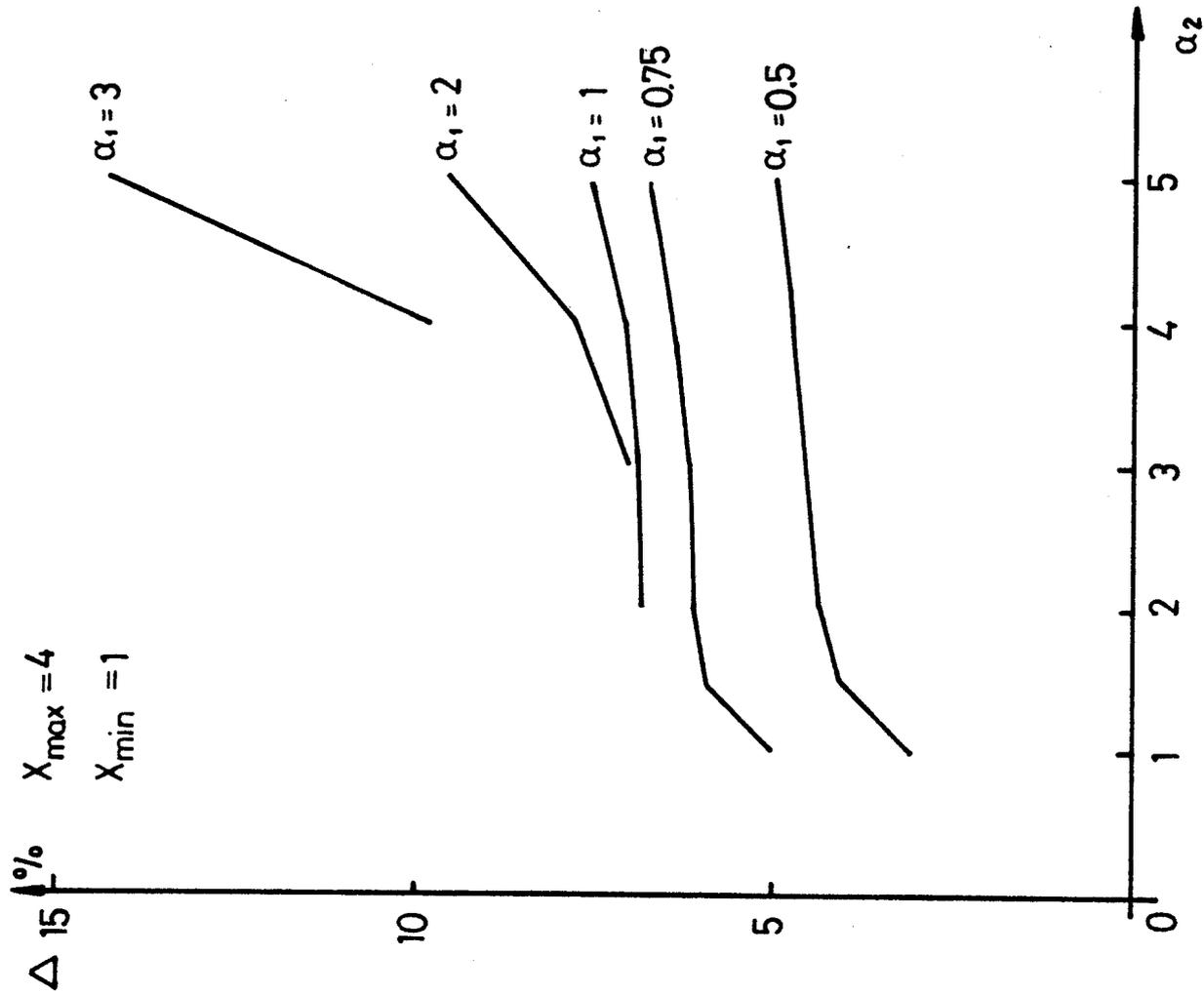
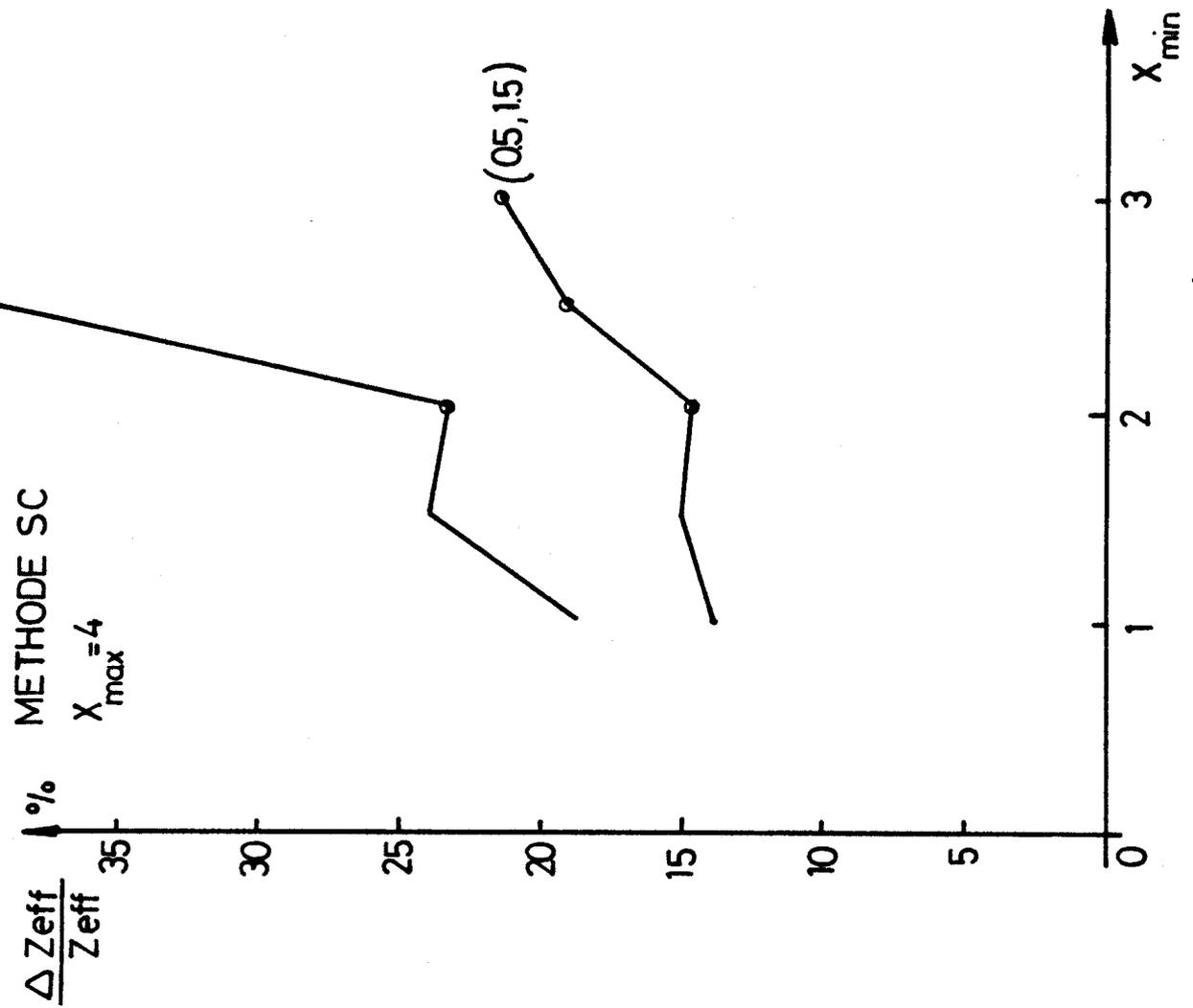


Fig. 26



o α_2 détermine la puissance à la place α_1

Fig. 25

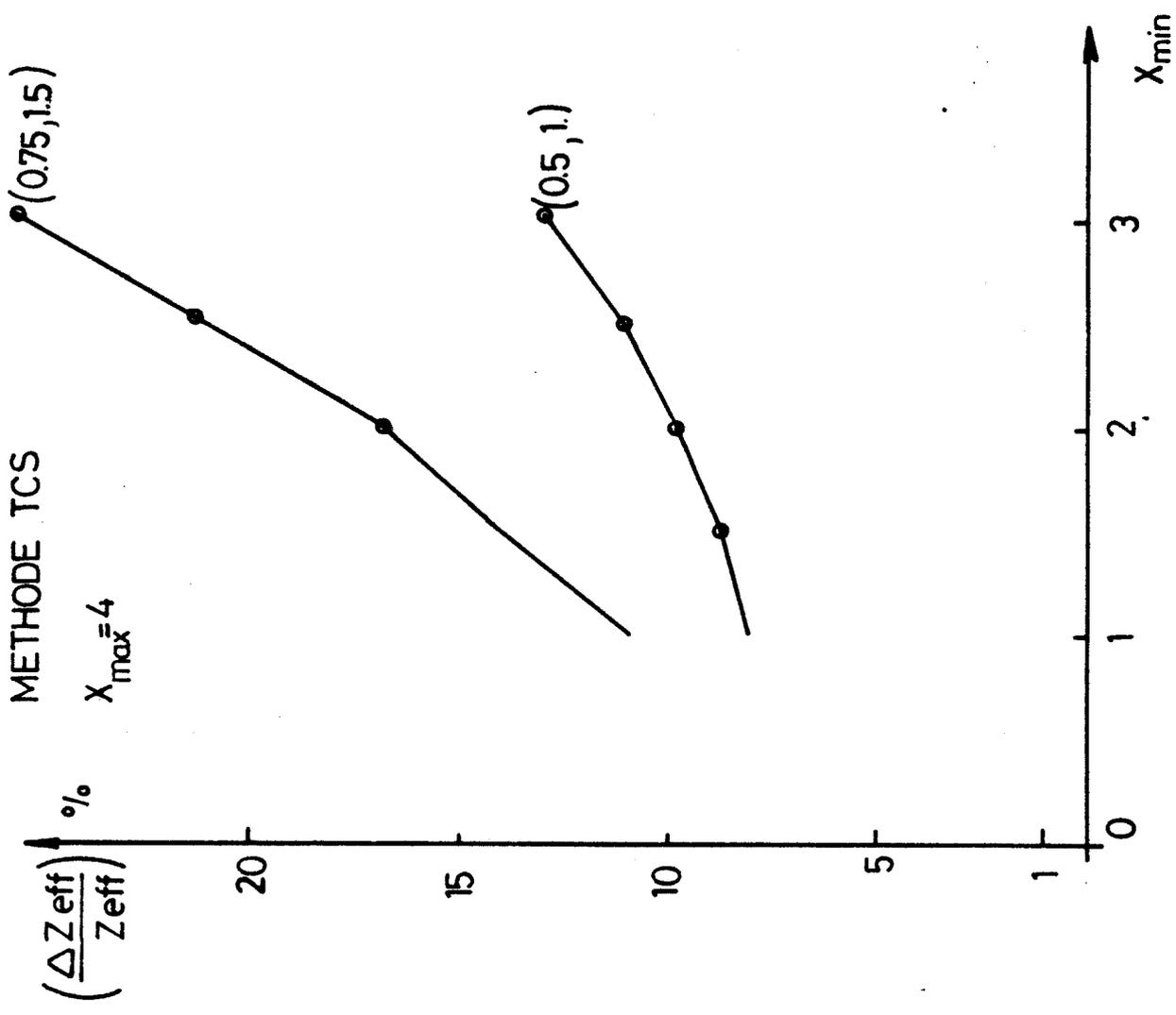


Fig. 27 P_0 (X_{min})

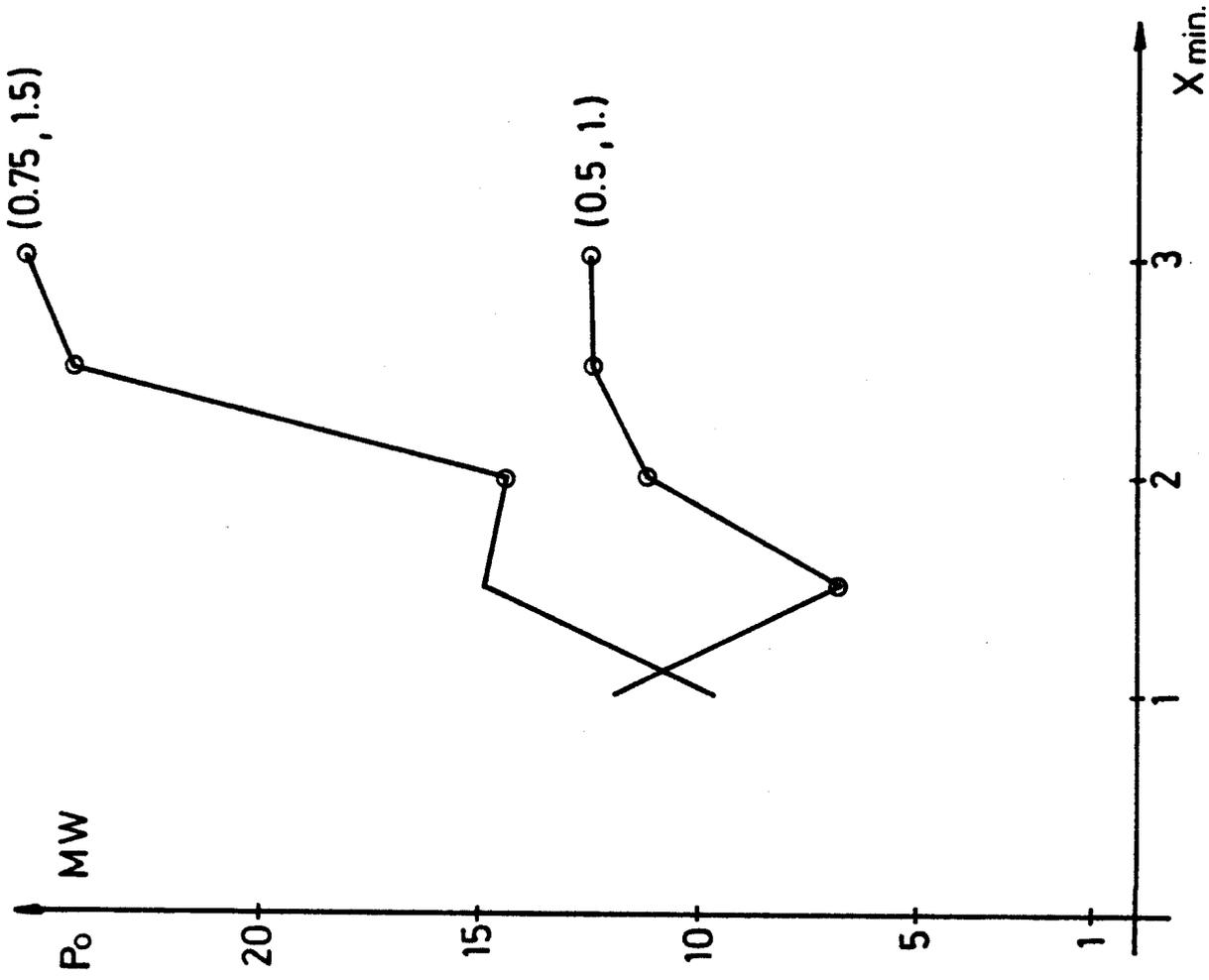
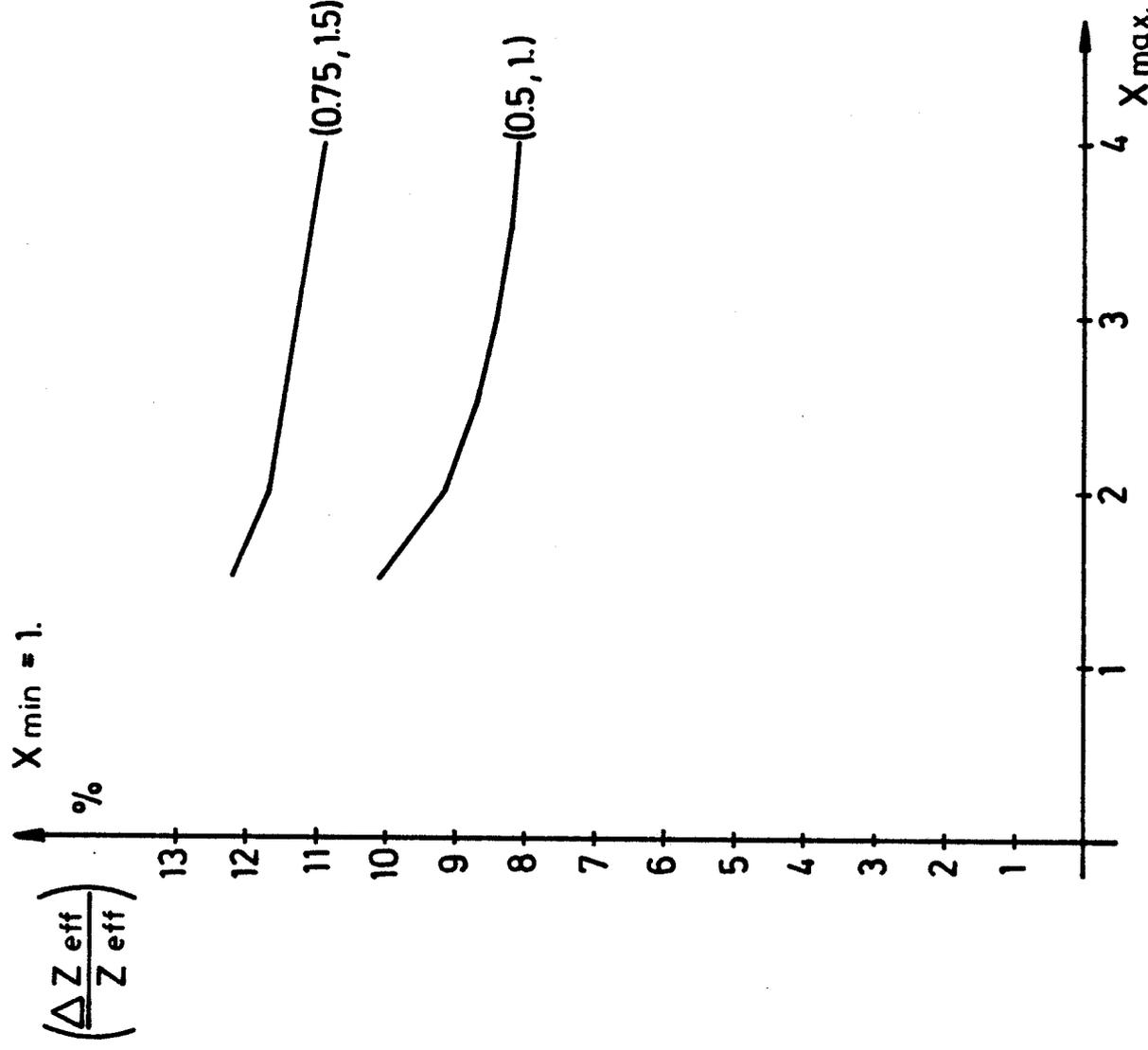


Fig. 28

METHODE TCS

$X_{min} = 1.$

$\left(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}}\right)$ ($X_{max.}$)



o α_2 détermine la puissance à la place de α_1

Fig. 29 $(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}})(X_{max})$

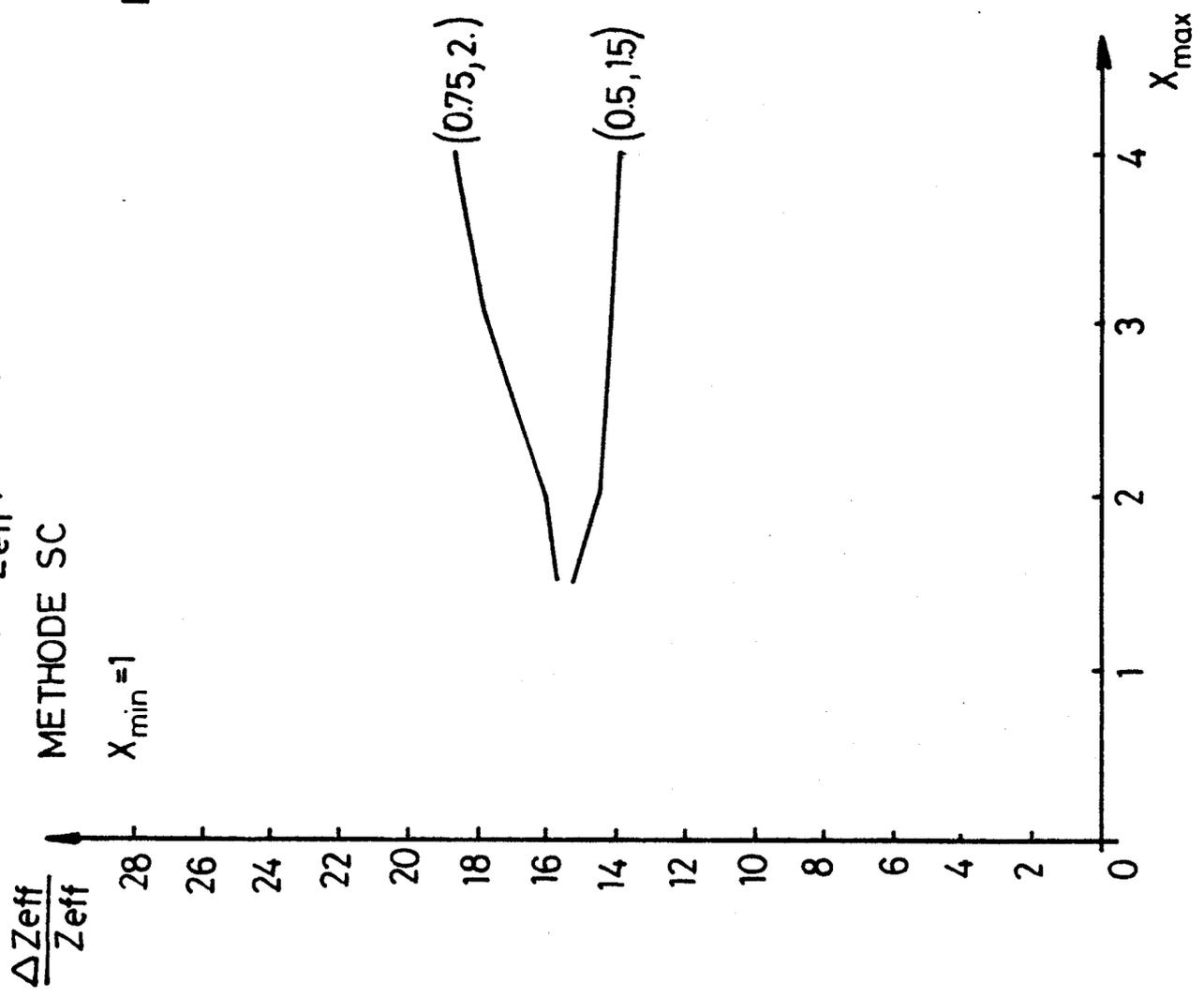


Fig. 30 $P_0(X_{max})$

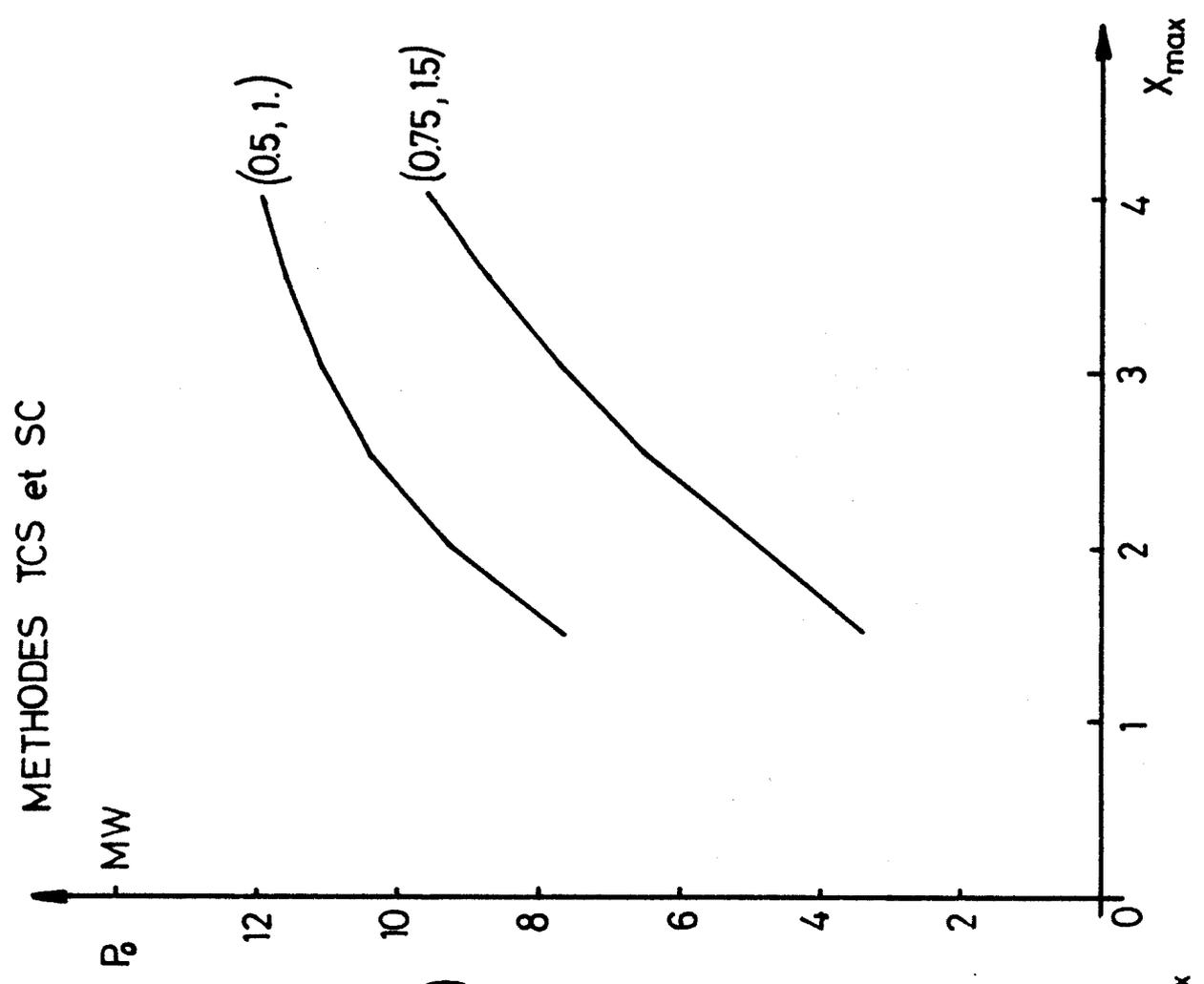


Fig. 31 $\Delta z_{eff}^{eff}(\alpha_1, \alpha_2)$

METHODE TCS

Energie Laser $E_e = 100 \text{ E} \ell$
 $f. \text{ max} = F \text{ max} = 3,5 \text{ GHz}$
 $X \text{ min} = 1.$

$\alpha_1 = 2$

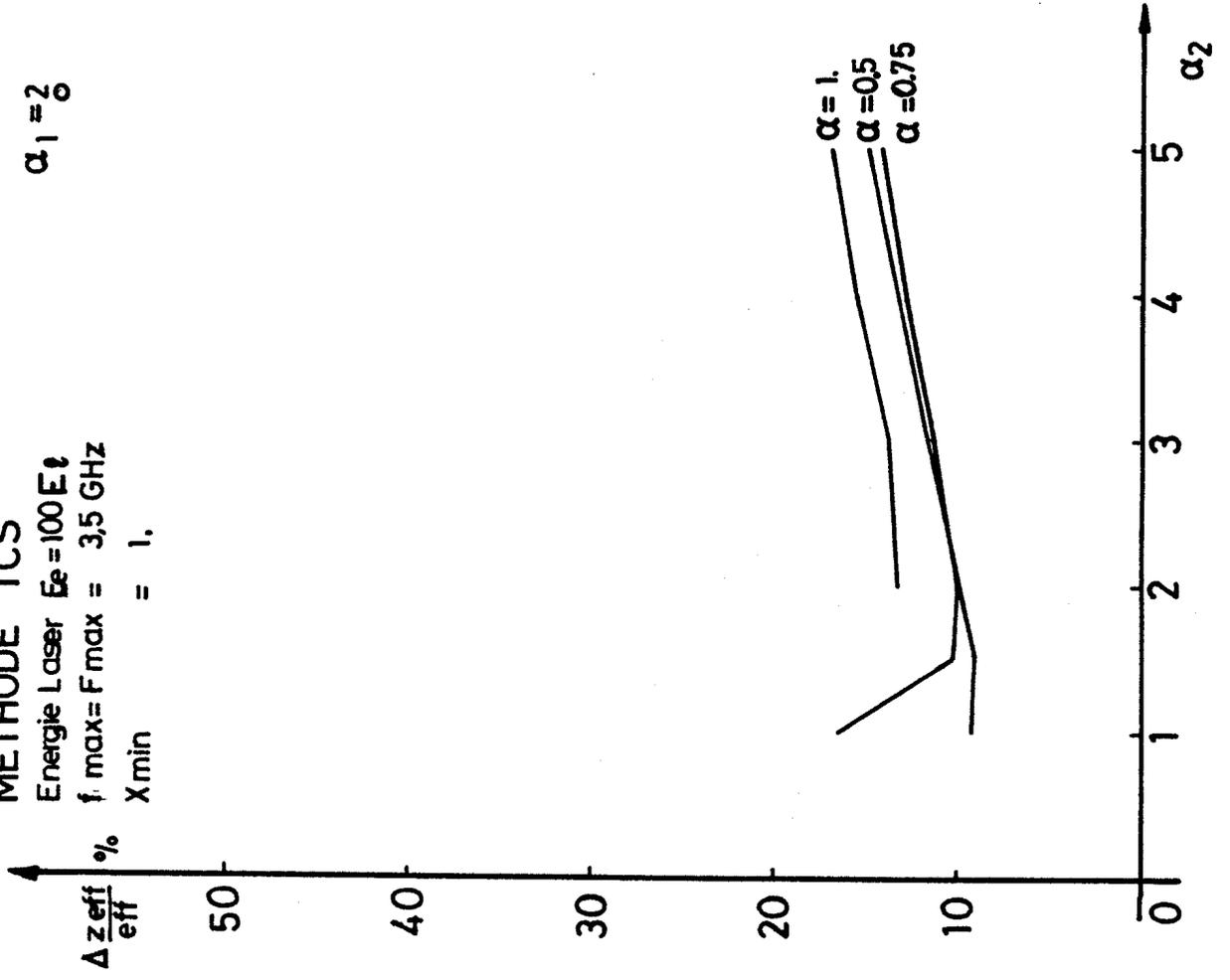


Fig. 32 $\left(\frac{\Delta z_{eff}^{eff}}{z_{eff}}\right)(\alpha_1, \alpha_2)$

METHODE SC

$F_e = 100 \text{ J}$
 $F \text{ max} = 35 \text{ GHz}$
 $X \text{ min} = 1.$

$\alpha_1 = 2$

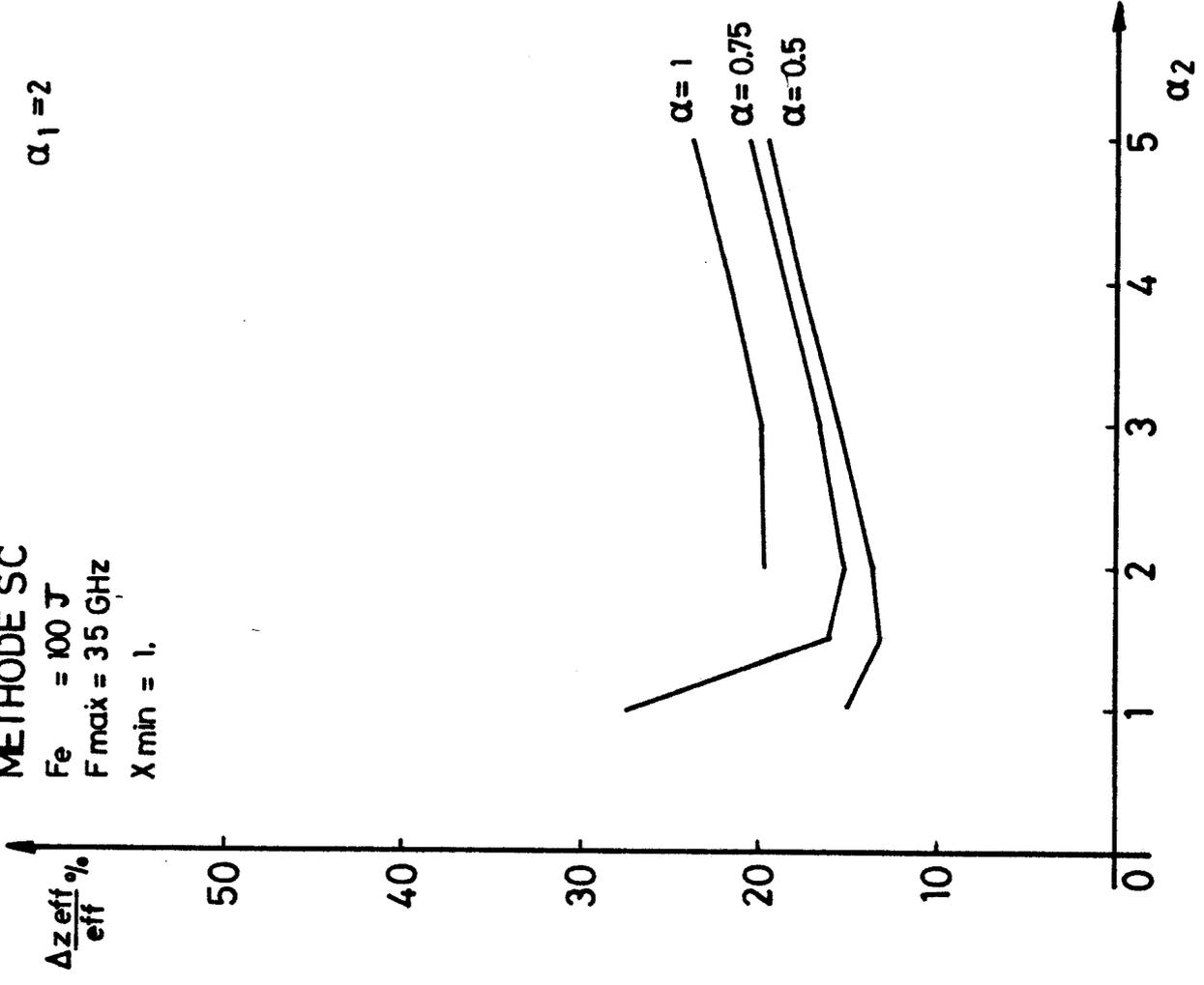


Fig.33

$P_t(\alpha_1, \alpha_2)$
METHODES TCS et SC

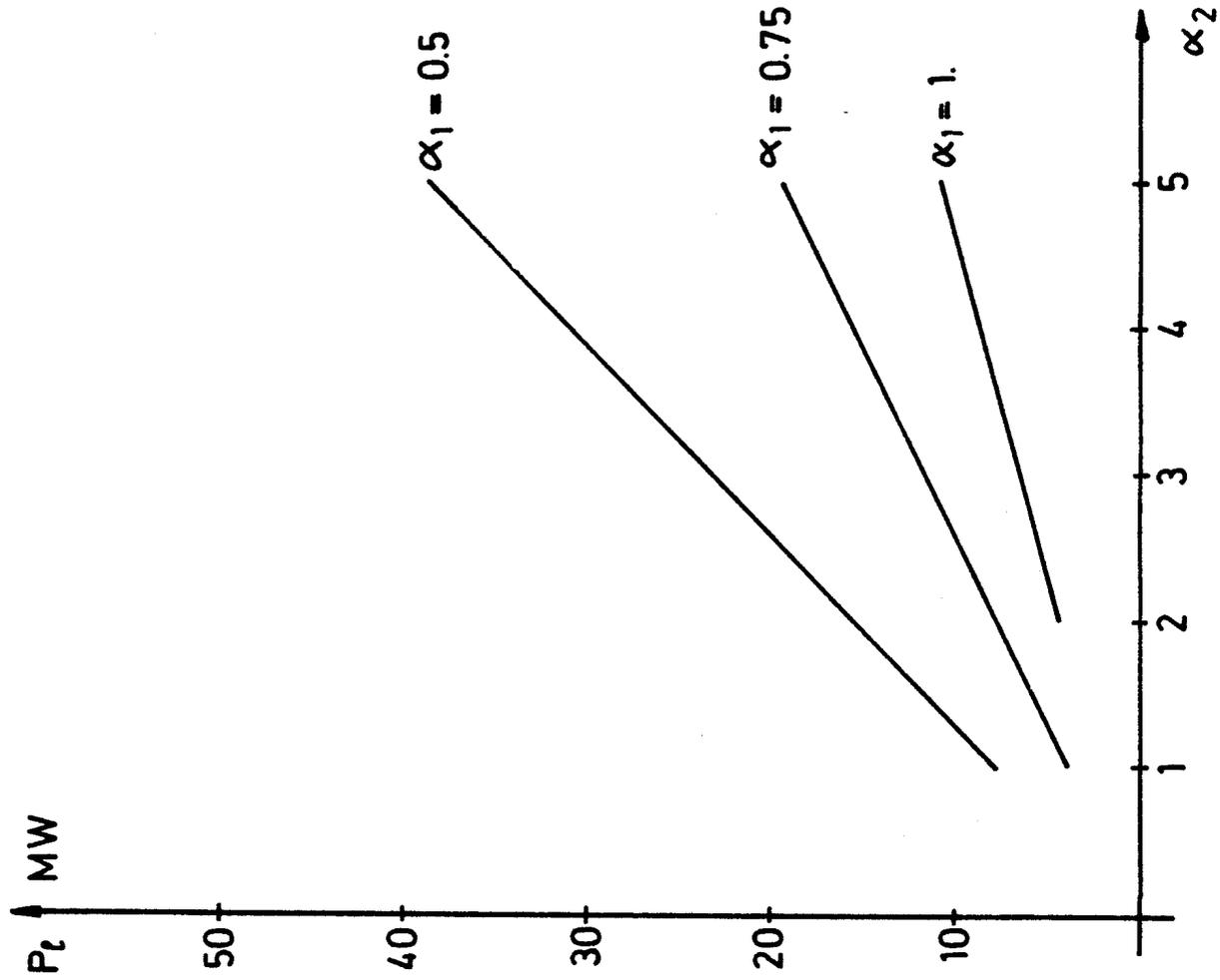


Fig.34

METHODE TCS
 $(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}})(Z_{eff}, X_{min})$

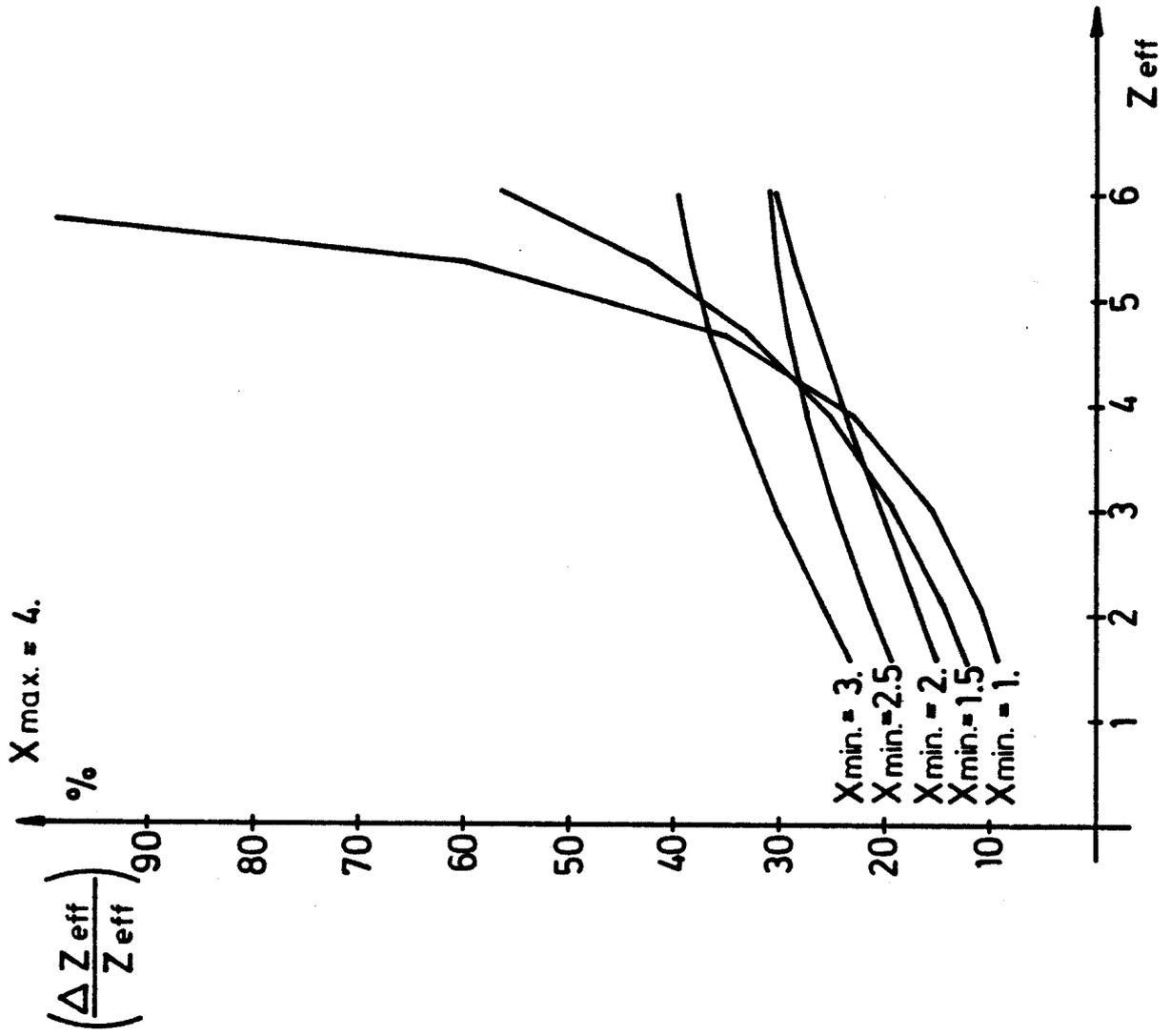


Fig.35
METHODE TCS

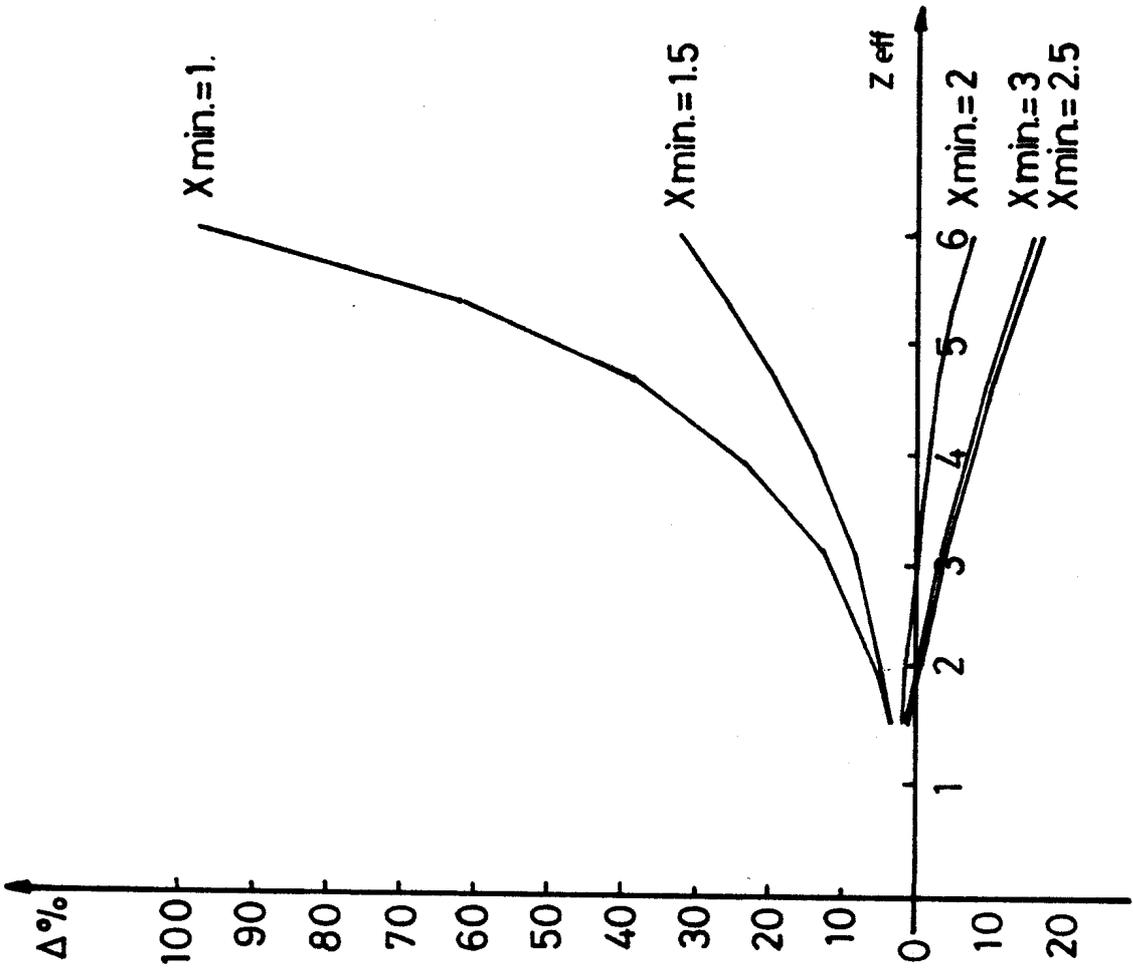


Fig.36
METHODE SC

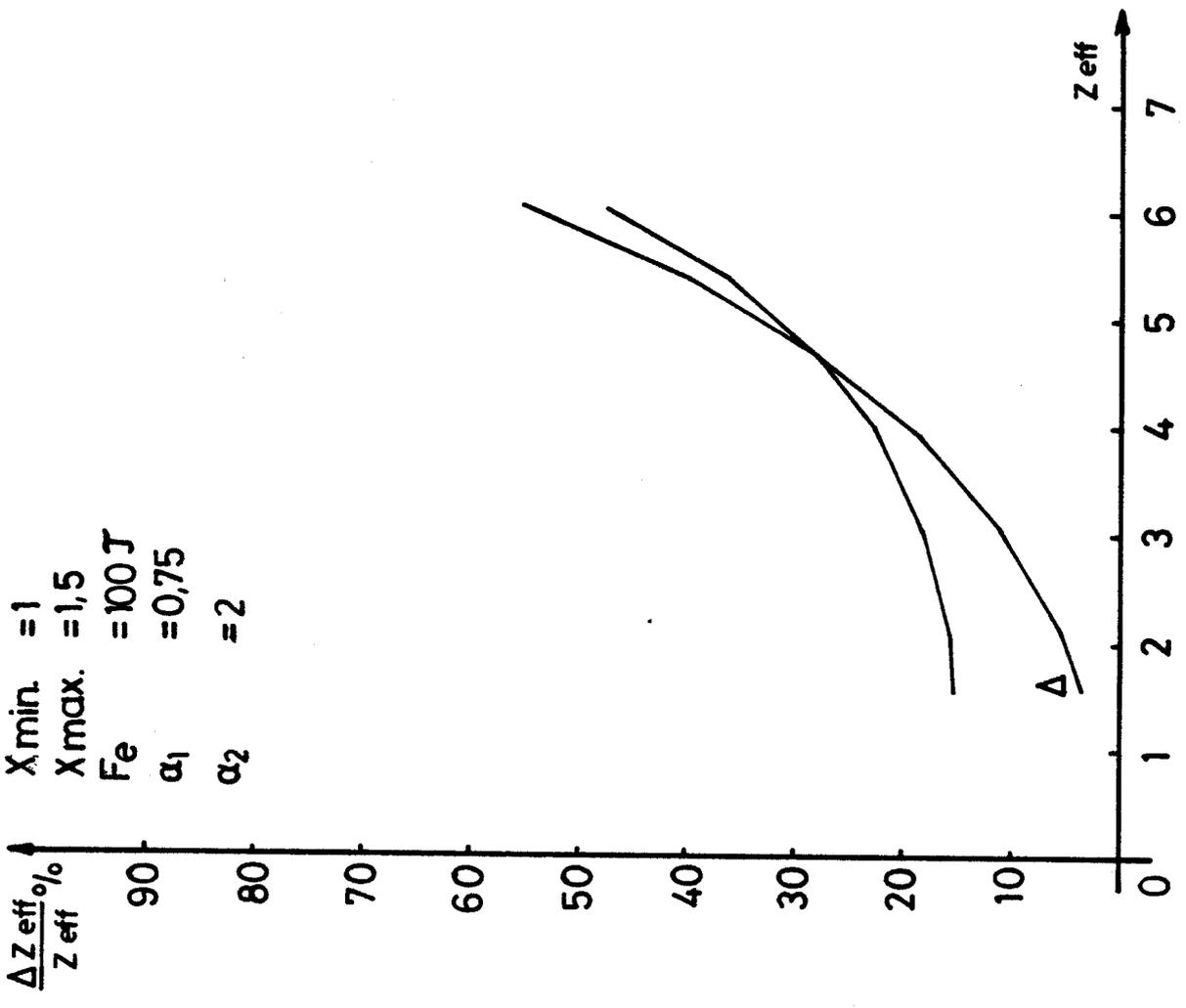


Fig. 37

P_0 (Z eff)
 METHODES TCS et SC
 $X_{max.} = 1.5$
 $X_{min.} = 1.$

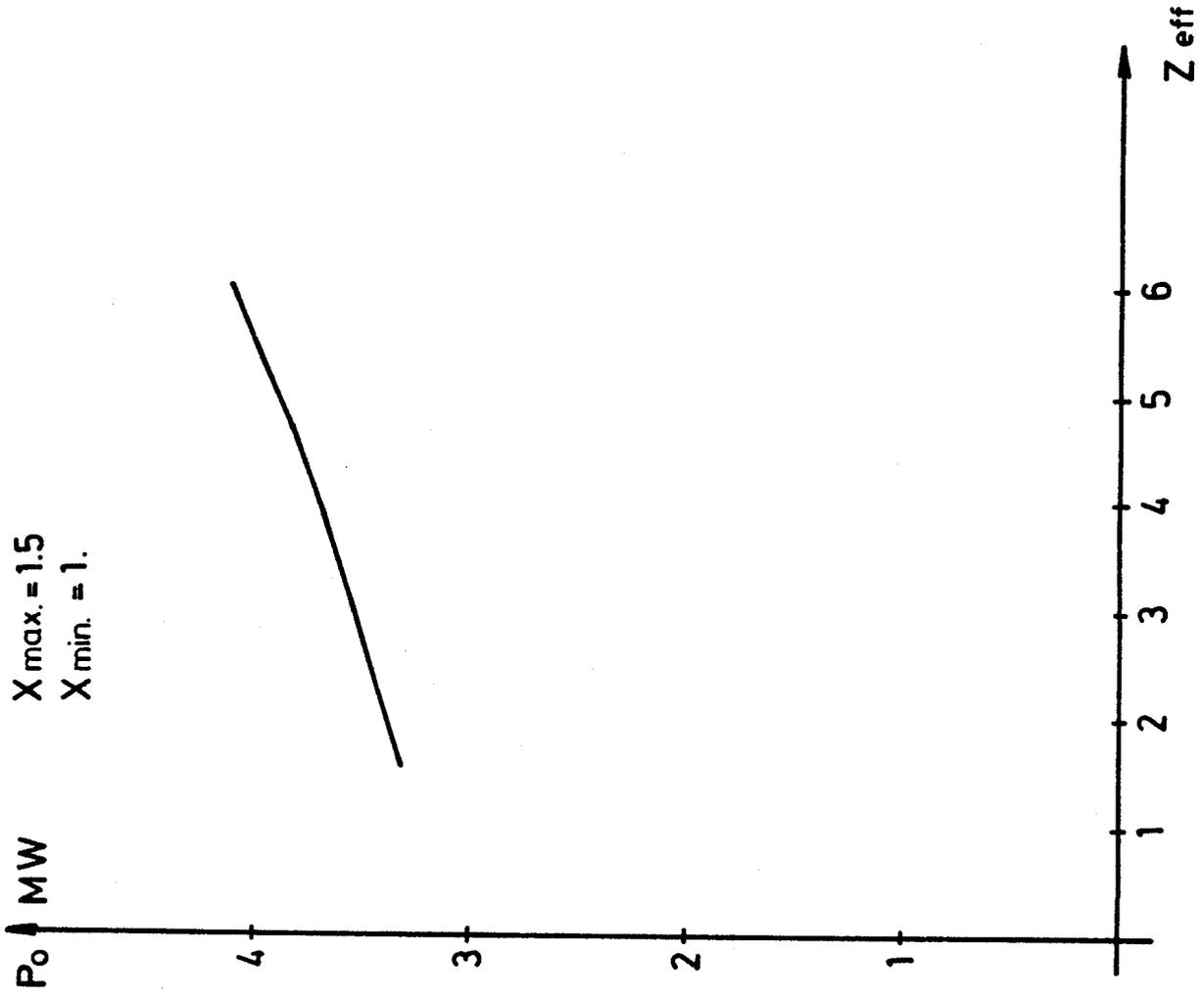


Fig. 38

METHODE TCS
 $P_t = 100$ MW
 $\tau = 1 \mu s$
 τ_l constant

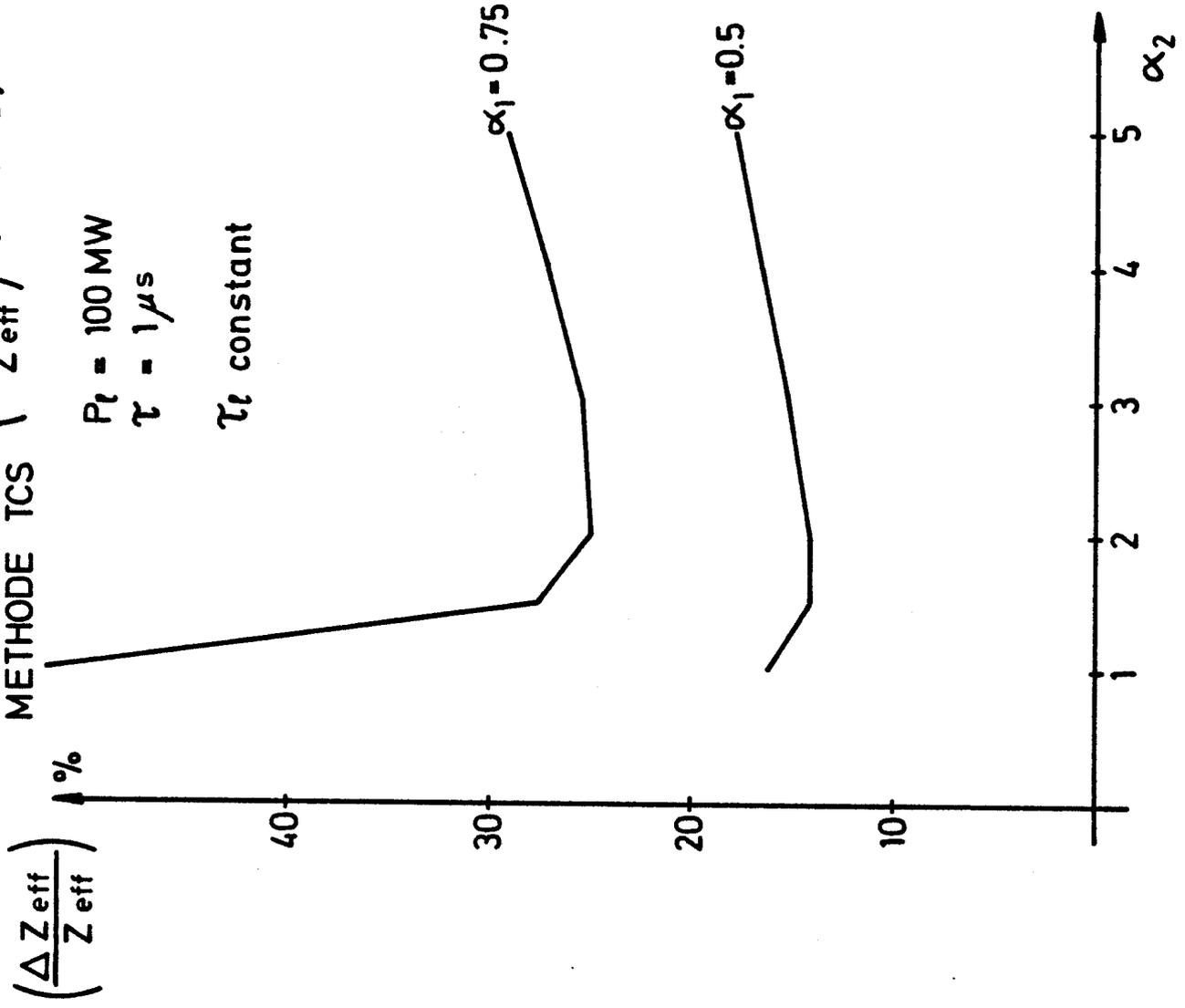


Fig. 39

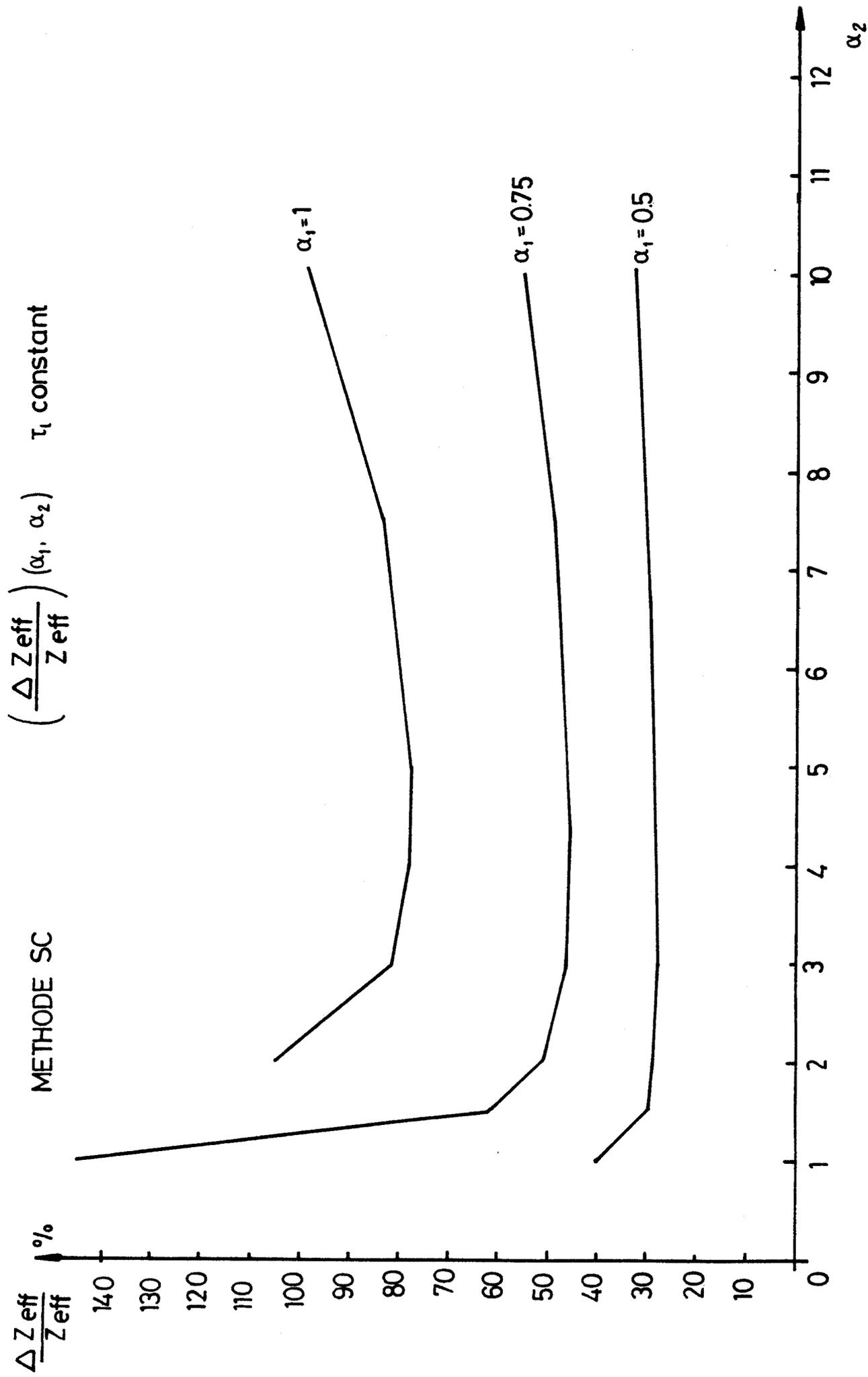


Fig. 40

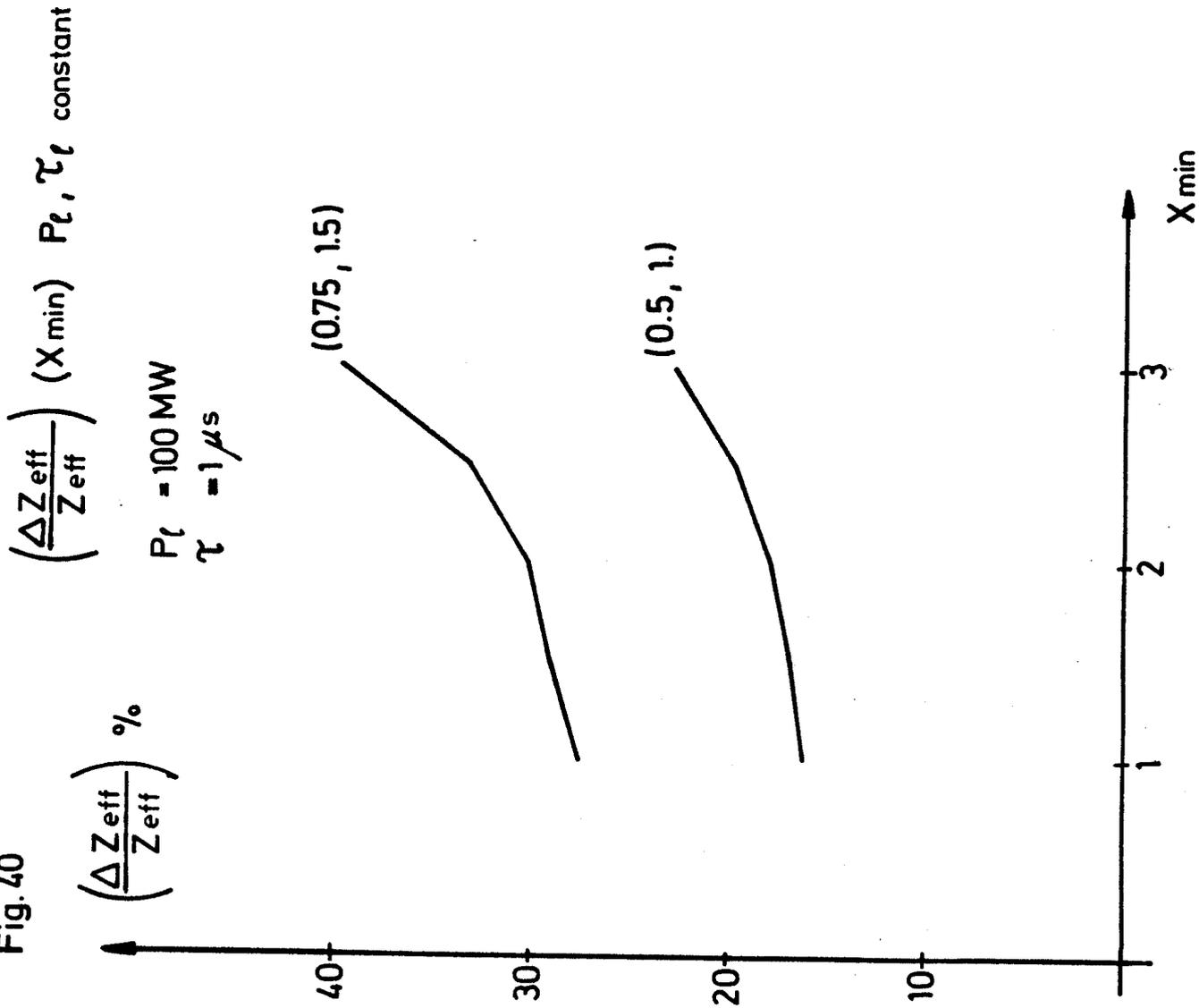


Fig. 41

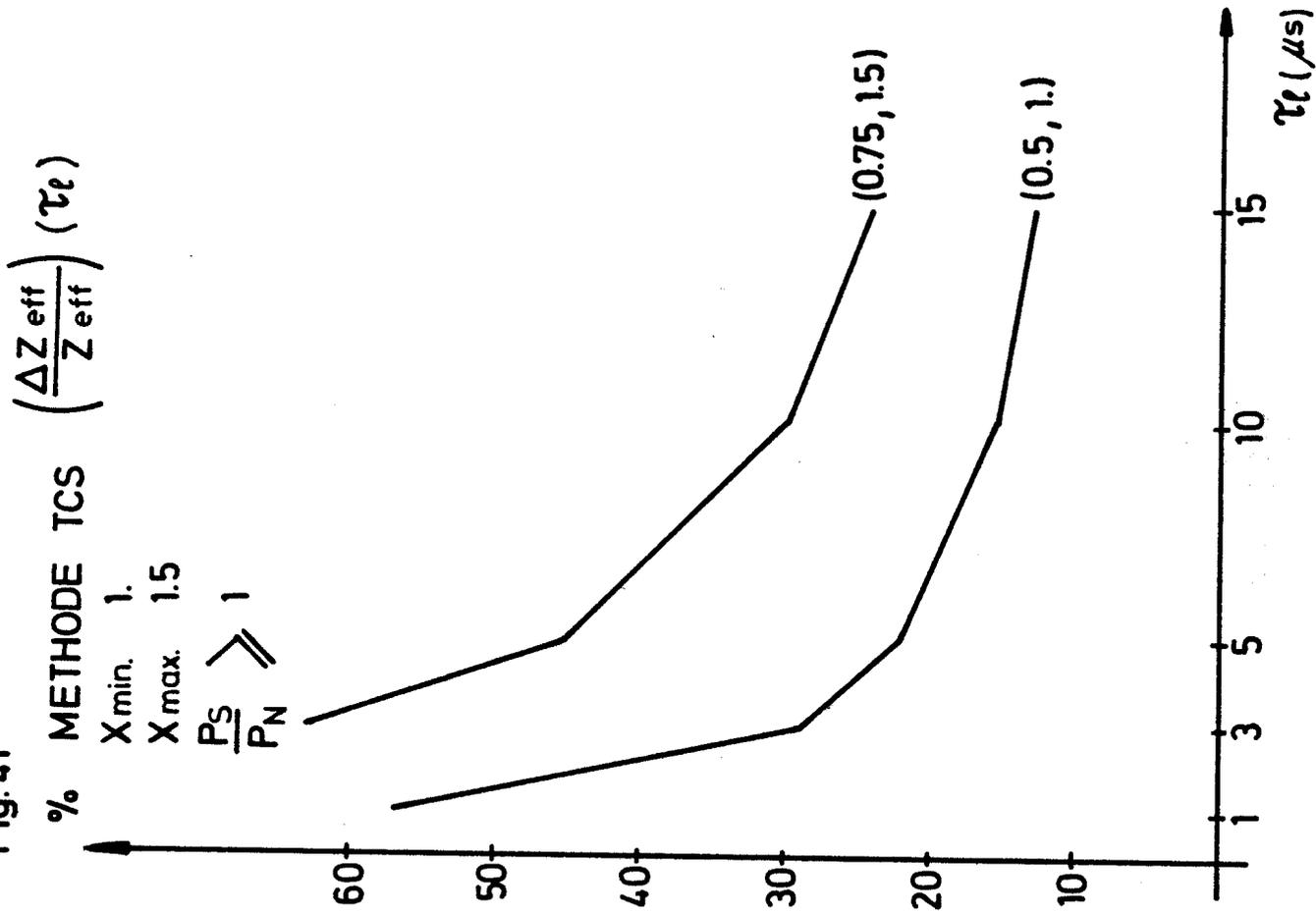


Fig. 42

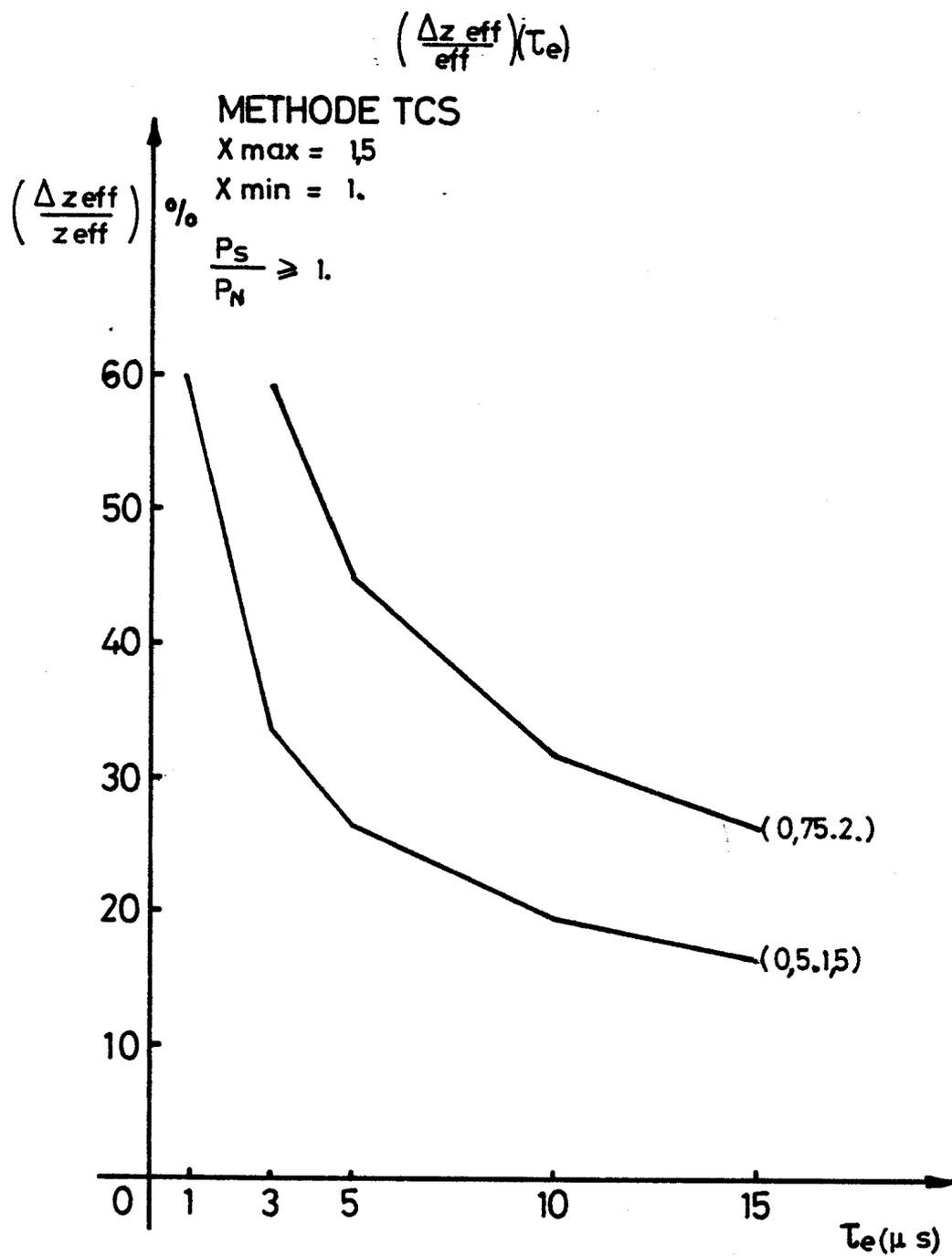
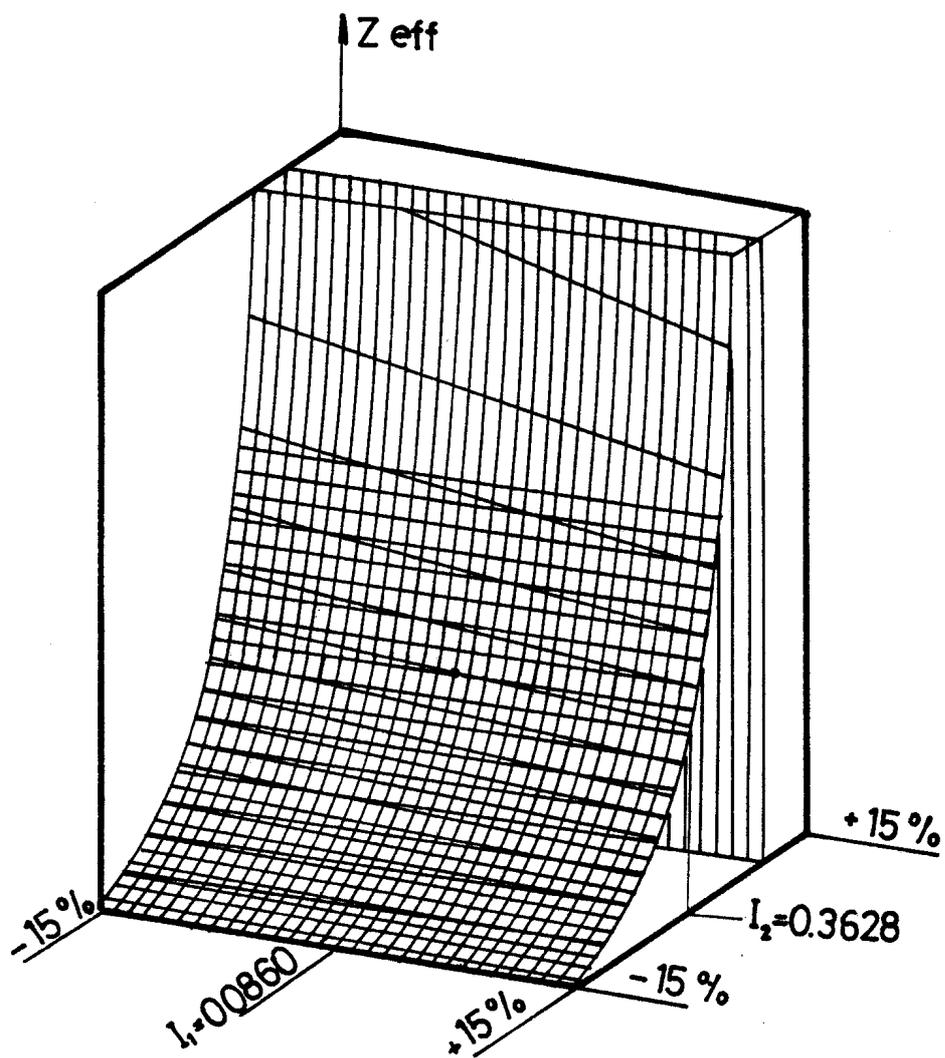


fig.43



Représentation en axométrie de Z_{eff} ($I_1, I_2, I_3 = 0.41255$
 $\alpha_1 = 0.5, \alpha_2 = 2, \alpha_3 = 5.$)