Instabilité Raman avant dans un plasma homogène

C. Labaune, François Amiranoff, G. Matthieussent, D. Pesme, C. Rousseaux,
H. Baldis

► To cite this version:

C. Labaune, François Amiranoff, G. Matthieussent, D. Pesme, C. Rousseaux, et al.. Instabilité Raman avant dans un plasma homogène. *Revue de Physique Appliquée*, 1988, 23 (9), pp.1505-1513. 10.1051/rphysap:019880023090150500 . jpa-00245978

HAL Id: jpa-00245978

<https://hal.science/jpa-00245978>

Submitted on 1 Jan 1988

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
 Physics Abstracts
 52.40N — 52.25Q

Instabilité Raman avant dans un plasma homogène

C. Labaune ⁽¹⁾, F. Amiranoff ⁽¹⁾, G. Matthieussent ⁽¹⁾, D. Pesme ⁽¹⁾, C. Rousseaux ⁽¹⁾ et H. Baldi ⁽²⁾

⁽¹⁾ GRECO Interaction Laser-Matière (*), Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France

⁽²⁾ NRC Ottawa, Canada

(Reçu le 15 octobre 1987, accepté le 20 mai 1988)

Résumé. — La production de champs électriques de très grande amplitude ($\sim$ GV/m) dans des plasmas par diffusion Raman stimulée vers l'avant et l'accélération d'électrons jusqu'à des énergies de l'ordre du MeV ont été observées dans plusieurs expériences d'interaction laser-plasma. Nous étudions la recherche des conditions optimales pour que la diffusion Raman avant puisse se développer et domine les autres instabilités paramétriques, en particulier la rétrodiffusion Brillouin stimulée et la diffusion Raman arrière ; cette étude conduit à des lois d'échelle sur la longueur, la densité et la température électroniques du plasma. Les expériences utilisent le laser à néodyme du GRECO ILM à différentes longueurs d'onde et ont pour but l'étude de la diffusion Raman, la résolution spectrale et temporelle de son émission vers l'avant et vers l'arrière ainsi que l'analyse en énergie des électrons suprathermiques dans deux types de plasma.

Abstract. — High amplitude electric fields ($\sim$ GV/m) can be produced by stimulated forward Raman scattering and effective acceleration of electrons to energy up to a few MeV has been observed in many laser-plasma experiments. We calculate the plasma characteristics (length, electron density and temperature) in order that forward Raman could develop and dominate the other parametric instabilities as stimulated Brillouin back-scattering and backward Raman scattering. Experiments are conducted with different frequencies of the neodymium laser of the GRECO ILM ; we study the time and spectrally resolved emission of forward and backward Raman scattering and high energy electron emission in various types of plasmas.

1. Introduction.

Dans le schéma d'accélération par diffusion Raman [1] stimulée vers l'avant, les électrons sont accélérés par interaction résonnante avec l'onde plasma résultant de la décomposition paramétrique de l'onde laser lors de son interaction avec un plasma long et uniforme. Une onde plasma correspond à une perturbation relative de densité électronique $\frac{\delta n}{n}$ et, d'après l'équation de Poisson, à un champ électrique longitudinal d'amplitude

$$E(\text{GV/m}) = 300 (n_e/10^{19})^{1/2} \delta n/n,$$

ce qui permet d'espérer des champs de l'ordre de 1 à 30 GV/m, soit un gain de près de trois ordres de grandeur par rapport à ceux des accélérateurs de particules actuels. Ces champs ont une vitesse de

phase proche de celle de la lumière et pourraient donc être utilisés pour accélérer des particules à très grande énergie.

La diffusion Raman stimulée vers l'avant correspond à la désintégration de l'onde laser incidente en une onde plasma électronique et une nouvelle onde électromagnétique se propageant dans le même sens que l'onde incidente. Ce couplage à trois ondes présente donc des analogies avec le battement d'ondes [2], la différence essentielle résidant dans l'origine de la deuxième onde électromagnétique. Dans l'instabilité Raman avant, celle-ci croît de façon exponentielle au cours du temps à partir d'une condition initiale de faible amplitude correspondant au bruit naturel du plasma (de sorte que l'onde électronique croît elle-même de façon exponentielle), alors que dans le cas du battement d'ondes la deuxième onde électromagnétique provient du laser lui-même et est dès le début de l'expérience de grande amplitude (entraînant alors initialement une croissance linéaire au cours du temps de l'onde

(*) Laboratoire associé au CNRS.

plasma électronique, jusqu'à ce que des effets de désaccord provoquent la saturation).

Le mécanisme de battement d'ondes a l'avantage de mettre en jeu des ondes électromagnétiques qui sont de grande amplitude dès le début de l'interaction, mais a l'inconvénient de nécessiter des conditions de résonance très pointues ; de plus les longueurs d'onde de battement des lasers actuels correspondent à des densités de plasma relativement faibles ($n_e \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), ce qui entraîne des valeurs maximales de champ limitées ($E_{(\text{GV/m})} = 30 \frac{\delta n}{n}$).

Le mécanisme de l'instabilité Raman avant ne demande pas que des conditions de résonance soient *a priori* satisfaites, il peut se développer pour des valeurs de densités plus élevées et conduire à des valeurs de champs plus fortes. En revanche il ne peut se produire que si l'intensité laser dépasse un certain seuil et met en jeu des ondes électromagnétiques dont l'une est initialement de faible amplitude. Cependant, ce dernier mécanisme étant instable, on peut concevoir que si le gain est suffisant, la croissance exponentielle pourra compenser le faible niveau initial.

La diffusion Raman stimulée est étudiée depuis plus de dix ans dans le contexte de la fusion thermonucléaire contrôlée par confinement inertiel laser. Ce processus peut se déclencher dans le plasma sous-dense d'une cible irradiée par laser ; des électrons d'énergie allant jusqu'à 1,4 MeV [3] ont été observés et corrélés à la diffusion Raman avant, dans une expérience utilisant un laser à CO_2 ; la longueur d'accélération étant de l'ordre de 500 μm , cela correspond à un champ électrique d'environ 2,8 GV/m. Des expériences faites avec un laser à néodyme à sa longueur d'onde fondamentale ($\lambda = 1,06 \mu\text{m}$) [4] ou à ses harmoniques ($\lambda = 0,53 \mu\text{m}$ [5] et $\lambda = 0,26 \mu\text{m}$ [6]) ont mis en évidence l'émission par le plasma d'électrons très énergétiques dus à la diffusion Raman. Un exemple de résultat obtenu au GRECO ILM est discuté dans la deuxième partie de cet article. Dans le domaine de la fusion thermonucléaire contrôlée, la conséquence principale de l'instabilité Raman avant est la production d'électrons de grande énergie qui réduisent l'efficacité de la compression parce qu'ils préchauffent le cœur de la cible. Pour cette raison l'essentiel des études dans ce domaine s'est porté jusqu'à maintenant sur la recherche de l'inhibition de cette instabilité.

Les propriétés reconnues de l'instabilité Raman avant et son observation dans les plasmas sous denses ont conduit à l'idée de l'utiliser pour accélérer des particules ; ceci a été proposé pour la première fois par Joshi *et al.* [3] en 1981. L'objet de ces études est alors l'opposé de celui des recherches sur la fusion : il s'agit de définir des conditions d'interaction (laser et plasma) permettant de favoriser le

développement de l'onde plasma due au Raman avant par rapport aux autres ondes, c'est-à-dire aux autres instabilités paramétriques, principalement la diffusion Brillouin stimulée et la diffusion Raman arrière. C'est le but des calculs théoriques et des expériences, entreprises au GRECO ILM, que nous présentons ici.

2. Optimisation du Raman avant.

Soient $(\omega_0, \mathbf{k}_0)$, $(\omega_d, \mathbf{k}_d)$, $(\omega_p, \mathbf{k}_p)$ les pulsations et vecteurs d'onde respectifs des ondes électromagnétiques incidente et diffusée, et plasma électronique. Ces grandeurs satisfont aux relations de conservation de l'énergie et de moment dans le couplage à 3 ondes ainsi qu'aux relations de dispersion linéaires :

$$\begin{aligned}\omega_0 &= \omega_p + \omega_d \\ k_0 &= k_p + k_d \\ \omega_0^2 &= \omega_{pe}^2 + k_0^2 c^2 \\ \omega_d^2 &= \omega_{pe}^2 + k_d^2 c^2 \\ \omega_p^2 &= \omega_{pe}^2 + 3 k_p^2 v_{Te}^2\end{aligned}$$

avec $\omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}$ où n_e est la densité électronique locale et v_{Te} , la vitesse thermique des électrons ($v_{Te}^2 = \frac{T_e}{m_e}$) T_e est la température électronique.

Dans l'hypothèse où les effets thermiques ne sont pas très importants, c'est-à-dire si $3 k_p^2 v_{Te}^2 \ll \omega_{pe}^2$, ce qui correspond aux plasmas que nous étudions dans la suite, le vecteur d'onde de l'onde plasma s'écrit :

$$k_p = k_0 - k_d \simeq \frac{\omega_0}{c} \left\{ \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} \right)^{1/2} - \left(1 - 2 \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^{1/2} \right\}.$$

En introduisant la densité critique du plasma n_c pour laquelle la fréquence plasma est égale à la fréquence laser : $\frac{n_e}{n_c} = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}$, on obtient :

$$k_p = \frac{\omega_0}{c} \left\{ \left(1 - \frac{n_e}{n_c} \right)^{1/2} - \left(1 - 2 \left(\frac{n_e}{n_c} \right)^{1/2} \right)^{1/2} \right\} \quad (1)$$

et dans la limite où la densité électronique du plasma est faible par rapport à la densité de coupure, $\frac{n_e}{n_c} \ll 1$, l'expression précédente se réduit à $k_p \simeq \left(\frac{n_e}{n_c} \right)^{1/2} \frac{\omega_0}{c}$, c'est-à-dire $k_p \simeq \frac{\omega_p}{c}$. Dans la limite des plasmas très sous-denses la vitesse de phase de l'onde plasma $v_\phi = \frac{\omega_p}{k_p}$ est donc proche de la vitesse de la lumière.

Le spectre de l'émission Raman correspond à des fréquences telles que :

$$\omega_d = \omega_0 - \omega_p \approx \omega_0 - \omega_{pe} = \omega_0 \left[1 - \left(\frac{n_e}{n_c} \right)^{1/2} \right] \quad (2)$$

soit à un domaine spectral : $\lambda_0 \leq \lambda_d \leq 2 \lambda_0$ (λ_0 est la longueur d'onde du laser).

Chaque longueur d'onde du spectre diffusé correspond à une zone d'émission du plasma de densité électronique donnée et est une signature de l'instabilité.

Comme nous l'avons dit précédemment, la diffusion Raman avant est une instabilité et ne se produit que pour une valeur du flux incident, I , supérieure à un seuil, I_s , qui, en plasma homogène, est défini par les collisions et dont l'expression simplifiée peut s'écrire [7, 8] :

$$I_s \text{ (W/cm}^2\text{)} \approx 1,7 \times 10^{-19} \frac{n_e^{3/2}}{\lambda T_e^3} \quad (3)$$

où n_e est en cm^{-3} , λ en μm et T_e en keV.

Cette instabilité est de nature convective, ce qui signifie que son amplification spatiale se comporte comme $\exp G \frac{x}{l}$, où G est le facteur de gain et l la longueur du plasma. Il ne sera possible d'observer une croissance effective du Raman avant que pour une longueur minimale du plasma (l_c) telle que le niveau de l'onde plasma électronique dépasse d'au moins un ordre de grandeur le niveau thermique ; en exprimant le facteur de gain G en fonction du flux, on trouve que la longueur minimale l_c est donnée par :

$$l_c \text{ (}\mu\text{m)} \approx 2,5 \times 10^{25} n_e^{-1/2} T_e^{-3/2} \lambda^{-3} (I - I_s)^{-1} \quad (4)$$

avec les mêmes unités que précédemment. Dans ces formules les valeurs numériques sont calculées à partir des relations complètes de la référence [7] pour le polystyrène $(\text{CH})_n$.

Pour étudier la compétition de la diffusion Raman avant avec la rétrodiffusion Brillouin stimulée on peut, en premier lieu, comparer les seuils de ces instabilités et montrer qu'il existe un domaine de flux laser pour lequel le seuil du Raman avant est atteint tandis que celui du Brillouin tant absolu que convectif ne l'est pas. Cette condition impose une valeur minimale à la température électronique du plasma qui dépend de la densité [7] :

$$T_e \text{ (keV)} > 2 \times 10^{-4} n_e^{1/5} \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (5)$$

pour le polystyrène.

Lorsque cette relation n'est pas satisfaite le plasma est nécessairement instable vis-à-vis du Brillouin dès qu'il l'est vis-à-vis du Raman avant. On peut montrer par ailleurs que la condition pour que le gain spatial de l'instabilité Raman avant soit supérieur au gain

spatial de l'instabilité Brillouin est équivalente à l'inégalité précédente. On en déduit les résultats suivants :

i) si la condition (5) est satisfaite, on est assuré que l'instabilité Raman avant dominera l'instabilité Brillouin, on peut donc ignorer cette dernière et la seule condition à retenir dans cette situation est la condition de seuil (3) $I > I_s$;

ii) si la condition (5) n'est pas satisfaite, le plasma est nécessairement instable vis-à-vis du Brillouin dès qu'il l'est vis-à-vis du Raman avant. Dans une telle situation, dans le cas où l'instabilité Brillouin seule mènerait à des taux de rétrodiffusion de l'ordre de 100 %, l'instabilité Brillouin dominera l'instabilité Raman avant jusqu'à la supprimer totalement asymptotiquement en temps ; l'instabilité Raman avant ne pourrait alors se développer que sur des temps initiaux très courts. Dans le cas où l'instabilité Brillouin seule aurait un taux de rétrodiffusion bien inférieur à 100 %, au plus de l'ordre de quelques dizaines de %, la déplétion de l'onde de pompe restera négligeable et les deux instabilités pourront coexister, en supposant que la condition de seuil (3) $I > I_s$ est satisfaite. Jusqu'à ce jour on n'a pu observer des taux de rétrodiffusion Brillouin de l'ordre de 100 % dans les expériences avec le laser à néodyme, de sorte qu'on ne retiendra que la condition de seuil (3) $I > I_s$, en gardant toutefois en mémoire la nécessité d'imposer la condition (5) au cas où l'instabilité Brillouin se développerait avec des réflectivités de l'ordre de 100 %.

Du point de vue de la compétition avec la diffusion Raman arrière on peut vérifier que dans les plasmas de haute température ou basse densité correspondant à l'inégalité (5), l'instabilité Raman vers l'arrière est supprimée. En effet le seuil de cette instabilité dépend fortement de la valeur du produit, $k_p \lambda_{DE}$, du nombre d'onde de l'onde plasma associée au Raman arrière par la longueur de Debye qui détermine l'amortissement Landau.

Dans la région $n_e/n_c \ll 1$:

$$k_p \lambda_{DE} \sim 3 \times 10^9 T_e^{1/2} n_e^{-1/2} \lambda^{-1} \quad (6)$$

où T_e est en keV, n_e en cm^{-3} et λ en μm .

L'amortissement Landau commence à jouer un rôle efficace pour supprimer l'instabilité Raman arrière dès que $k_p \lambda_{DE} > 0,3$. Cette condition impose

$$T_e \text{ (keV)} > 10^{-20} n_e \lambda^2 \quad (7)$$

qui est vérifiée lorsque (5) est satisfaite. Lorsque la condition (5) n'est pas remplie, on conservera l'inégalité (7) qui doit être impérativement vérifiée pour que l'instabilité Raman arrière ne se développe pas violemment.

En résumé, l'analyse des relations précédentes nous permet de définir les conditions d'interaction

(laser et plasma) qui optimiseront le développement du Raman avant :

— une température électronique élevée et une grande longueur d'onde du laser permettent de diminuer le seuil de cette instabilité (3) et la longueur minimale du plasma (4) ; la température doit par ailleurs être supérieure à la valeur critique donnée par l'inégalité (7) pour que l'instabilité Raman arrière ne se développe pas. On pourra ignorer l'instabilité Brillouin (la relation (5) est très difficile à satisfaire) tant que la réflectivité de celle-ci n'est pas de l'ordre de 100 %. Cette analyse ne tient pas compte des couplages plus complexes qui peuvent se produire entre les ondes sonores et les ondes plasmas et conduire ainsi à une modification du Raman par le Brillouin [9] ;

— le choix de la densité électronique du plasma est par contre soumis à des conditions contradictoires : il faut une densité faible pour abaisser le seuil et satisfaire la condition de température (5) ; par contre il faut une densité forte pour diminuer la longueur critique du plasma. A flux d'énergie de l'onde incidente donné, il existe une densité optimale, obtenue pour $I = 4 I_s$ et donnée par :

$$n_{e_{\text{opt}}}(\text{cm}^{-3}) \approx 1,3 \times 10^{12} T_e^2 \lambda^2 I^{2/3}$$

où T_e est en keV, λ en μm et I en W cm^{-2} , pour $n_e \leq n_c/4$.

3. Expériences sur le Raman avant et l'accélération d'électrons.

Deux séries d'expériences ont été entreprises avec le laser à néodyme du GRECO Interaction Laser-Matière correspondant à l'interaction de ce laser avec deux types de plasmas qui se distinguent par leur température et leur profil de densité électronique. Dans les expériences monofaisceau le plasma est inhomogène et chaud ($T_e \sim 0,6$ à 1 keV) ; la longueur d'interaction résonnante pour le Raman est de l'ordre de $50 \mu\text{m}$. Dans les expériences à deux faisceaux, le plasma préformé est homogène sur l'axe d'interaction sur une longueur de ~ 1 mm, mais sa température électronique est relativement faible ($T_e \sim 200$ à 500 eV). Nous décrivons successivement ces deux expériences dans lesquelles les diagnostics portent principalement sur la diffusion Raman stimulée avant et arrière, sur la rétrodiffusion Brillouin et sur l'émission électronique.

3.1 PLASMA INHOMOGÈNE. — Le dispositif expérimental des expériences monofaisceau est représenté sur la figure 1. L'interposition de cristaux de KDP permet d'utiliser le laser au deuxième et au quatrième harmonique de la fréquence fondamentale ; l'énergie maximum est de 40 J à $0,53 \mu\text{m}$ et 25 J à $0,26 \mu\text{m}$ pour des impulsions de largeur à mi-hau-

Fig. 1. — Dispositif expérimental pour l'étude de l'interaction d'un laser avec des feuilles minces explosées.

[Thin-exploded foils set-up.]

teur 500 ps et 450 ps respectivement. Le faisceau est focalisé avec une lentille d'ouverture $f/2,5$ qui produit une tache focale à mi-énergie de $45 \mu\text{m}$, ce qui correspond à une intensité moyenne maximum sur cible de $2,5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ à $0,53 \mu\text{m}$ et de $1,6 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ à $0,26 \mu\text{m}$.

Les cibles sont placées en incidence normale au foyer de la lentille ($\pm 30 \mu\text{m}$) ; ce sont des feuilles minces de terphane ($\text{C}_{10} \text{H}_8 \text{O}_4$) d'épaisseur initiale $1,5 \mu\text{m}$. Cette épaisseur est telle que la cible est complètement ablatée pendant l'impulsion laser ce qui produit un profil de densité électronique de forme parabolique le long de l'axe laser. Le sommet de la parabole correspond à une zone où l'instabilité Raman peut se déclencher plus facilement car le seuil y est plus faible. D'après les simulations numériques à deux dimensions, pour un flux de $1,6 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ à $0,26 \mu\text{m}$, le profil de densité peut être représenté sur l'axe laser par la relation $n_e = n_0 \left(1 - \frac{x^2}{L^2}\right)$ où n_0 est la densité au sommet de la parabole et $L \approx 500 \mu\text{m}$ au maximum de l'impulsion laser. La température électronique de ce plasma est de 600 eV.

Au sommet de ce profil, le seuil inhomogène de l'instabilité convective Raman avant s'écrit, sans collisions [10] :

$$I_{\text{W/cm}^2} \approx 10^{17} \frac{T_e^{1/3}}{\lambda^{2/3} L^{4/3}} \left(\frac{n_c}{n_0}\right)^{7/6}$$

où T_e est en keV, λ et L en μm .

La longueur du plasma l pour laquelle le couplage des trois ondes est résonnant peut être estimée à partir de la variation au voisinage du sommet de la

parabole de la condition d'accord sur les modules des vecteurs d'onde des trois ondes en présence [11] :

$$K(l) = k_0(l) - k_p(l) - k_d(l) \approx \frac{\gamma_0}{(V_1 V_2)^{1/2}}$$

où γ_0 est le taux de croissance de l'instabilité Raman avant, V_1 et V_2 les vitesses de groupe des deux ondes excitées.

Ceci conduit à :

$$l \approx 10^{-5} T_e^{1/4} \lambda_0^{1/2} I^{1/4} \left(\frac{n_e}{n_c} \right)^{1/8} L$$

où l , L et λ_0 sont en μm , T_e en keV et I en W/cm^2 .

En tout autre point, le profil de densité est de type linéaire et le seuil du Raman avant est donné par l'expression :

$$I_{(\text{W}/\text{cm}^2)} = \frac{5 \times 10^{17}}{\lambda_0 (\mu\text{m}) L (\mu\text{m})} \left(\frac{n_c}{n_e} \right),$$

toujours dans la limite $n_e/n_c \ll 1$.

Typiquement pour l'expérience à $0,26 \mu\text{m}$, pour $T_e = 600 \text{ eV}$ et $n_e = 1,6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, le seuil inhomogène en profil linéaire est de $5 \times 10^{20} \text{ W}/\text{cm}^2$ tandis qu'il est de $7,7 \times 10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$ au sommet de la parabole ; pour ce même point le seuil homogène collisionnel est de $2 \times 10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$. L'intensité laser incidente étant de $1,6 \times 10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$, le seuil de l'instabilité Raman avant ne peut être obtenu qu'au sommet du profil et dans une zone de longueur $l \approx 11 \mu\text{m}$.

Un exemple de spectre de diffusion Raman avant résolu en temps est montré sur la figure 2. Il est obtenu au moyen d'un spectrographe à prisme et d'une caméra à balayage de fente avec un tube de type S 20, pour une énergie incidente de 24 J à $0,26 \mu\text{m}$. Le Raman se produit dans une zone de densité étroite qui se déplace vers les faibles valeurs au cours du temps ; l'élargissement du spectre est typiquement $\Delta\omega/\omega < 0,05$ et les zones d'émission correspondent à une densité variant entre 0,09 et 0,18 fois la densité critique ($1,6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) à $0,26 \mu\text{m}$.

Dans ces expériences de même que dans les expériences à $0,53 \mu\text{m}$ le spectre d'énergie des électrons chauds émis par le plasma est analysé au moyen d'un spectrographe ayant un champ magnétique de 320 G et six détecteurs au silicium ; le domaine d'énergie étudié va de 20 keV à 250 keV. Les spectres obtenus ainsi que les diagrammes polaires d'émission des électrons en fonction de leur énergie sont exposés dans la référence [12]. Nous nous intéressons ici à la corrélation observée entre le nombre d'électrons émis sur les canaux d'énergie élevée (125-150 keV, 175-200 keV) et l'intensité de

Fig. 2. — Exemple de spectre Raman avant résolu en temps, obtenu lors de l'interaction d'un laser de longueur d'onde $0,26 \mu\text{m}$, pour un flux incident de $1,6 \times 10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$, et une feuille de terphane d'épaisseur initiale $1,5 \mu\text{m}$.

[Example of time-resolved forward Raman scattering spectrum. The laser wavelength is $0.26 \mu\text{m}$, incident flux is $1.6 \times 10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$ and initial terphan foil thickness is $1.5 \mu\text{m}$.]

la diffusion Raman mesurée vers l'avant sur une cellule rapide au cours d'une série de tirs de $0,53 \mu\text{m}$. La figure 3 fait apparaître une relation de proportionnalité entre ces deux quantités qui peut identifier l'origine des électrons chauds au Raman avant pour cette expérience. Le champ électrique correspondant à l'accélération d'un électron à une énergie de 200 keV sur une distance de $66 \mu\text{m}$ est de 3 GV/m.

Ces expériences monofaisceau nous ont permis d'observer la diffusion Raman stimulée vers l'avant, mais la longueur d'interaction est faible et le taux de conversion Raman l'est également : une énergie maximum de Raman avant de $5 \times 10^{-6} \text{ J}$ a été mesurée pour une énergie incidente de 25 J à $0,56 \mu\text{m}$.

3.2 PLASMA PRÉFORMÉ HOMOGÈNE. — Le but des expériences à deux faisceaux est de produire un plasma homogène de plus grande dimension en utilisant l'un des faisceaux et de donner ainsi la possibilité à la diffusion Raman avant excitée par le deuxième faisceau de croître sur une plus grande longueur. La configuration de l'expérience est représentée sur la figure 4. Le premier faisceau est utilisé

Fig. 3. — Corrélation entre l'émission d'électrons chauds et l'intensité de la diffusion Raman avant dans une expérience d'interaction entre un laser à $0,53 \mu\text{m}$ et des feuilles minces d'épaisseur initiale $1,5 \mu\text{m}$.

[Correlation between hot electron emission and forward Raman intensity in an interaction experiment using a $0.53 \mu\text{m}$ laser beam and $1.5 \mu\text{m}$ thin foils.]

Fig. 4. — Schéma du dispositif expérimental de l'expérience d'interaction en plasma homogène.

[Laser-homogeneous plasma interaction experimental set-up.]

pour créer le plasma : il est focalisé au moyen d'un ensemble de lentilles sphérique + cylindrique formant une tache rectangulaire, de longueur comprise entre 1 et 2 mm et de largeur $200 \mu\text{m}$, au niveau de laquelle est disposée une cible mince et étroite de polystyrène $(\text{CH})_n$ de largeur comprise entre $500 \mu\text{m}$ et $1,4 \text{ mm}$. La longueur d'onde de ce faisceau est $0,53 \mu\text{m}$ et le flux maximum sur cible est de 10^{13} W/cm^2 pour des impulsions de 500 ps. L'épaisseur initiale des cibles (e) est choisie de telle

sorte que celles-ci soient complètement ablatées pendant l'impulsion du laser. En utilisant la loi d'échelle donnant la masse ablatée en fonction des caractéristiques du laser [13], nous obtenons la relation suivante, établie pour le polystyrène

$$e(\mu\text{m}) = 1,3 \times 10^{-5} I_{(\text{W/cm}^2)}^{1/3} \lambda_{(\mu\text{m})}^{-4/3}.$$

Pour l'expérience nous avons utilisé des cibles d'épaisseur variant entre $1500 \text{ \AA}$ et $7000 \text{ \AA}$. Le plasma préformé est relativement homogène selon l'axe du laser d'interaction comme le montre l'interférogramme de la figure 5 qui a été obtenu au moyen d'un dispositif de type Mach-Zehnder avec un faisceau sonde à $0,351 \mu\text{m}$. La photographie est prise 1 ns après la création du plasma par explosion d'une feuille mince d'épaisseur $1500 \text{ \AA}$ et de longueur $1,7 \text{ mm}$.

La densité maximum et la température du plasma préformé sont estimées, à partir de simulations numériques hydrodynamiques et de modèles analytiques [14], à $10^{19} - 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ pour la densité électronique et à 50-100 eV pour la température électronique pour des délais compris entre 1 et 3 ns.

Le deuxième faisceau, ou faisceau d'interaction, est focalisé sur une petite tache focale ($140 \mu\text{m}$ de diamètre à mi-énergie), au moyen d'une lentille sphérique de focale $f = 70 \text{ cm}$, perpendiculairement au premier faisceau, dans le plasma précédemment créé. La profondeur focale liée à la divergence propre du laser (α) est $0,44 f \alpha^2 \approx 2,2 \text{ mm}$, supérieure à la longueur du plasma. Deux longueurs d'onde du faisceau d'interaction ont été utilisées : à $0,53 \mu\text{m}$ le flux maximum dans le plasma est $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ et à $0,26 \mu\text{m}$ il est de $1,5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

Les principaux diagnostics portent sur l'analyse spectrale résolue en temps de l'émission Raman vers l'avant et vers l'arrière, sur la mesure de la transmission dans une optique d'ouverture $f/8$ et de la réflexion dans la lentille de focalisation du faisceau d'interaction, sur l'analyse temporelle de la rétrodiffusion à la fréquence fondamentale et sur l'émission d'électrons vers l'avant dans un domaine d'énergie comprise entre 20 et 300 keV. L'émission Raman est analysée au moyen d'un spectrographe à réseau (100 traits/mm) et d'une caméra à balayage de fente : les résolutions spectrale et temporelle à la sortie de ce dispositif sont de $70 \text{ \AA}$ et 10 ps ; un tube OMA permet d'obtenir simultanément les spectres intégrés en temps. Le domaine spectral est limité vers les grandes longueurs d'onde à $\sim 7600 \text{ \AA}$ par la sensibilité des tubes S 20 de la caméra à balayage de fente et de l'OMA, et vers les courtes longueurs d'onde par des filtres destinés à éliminer la longueur d'onde fondamentale du faisceau d'interaction ; ces limites inférieures sont respectivement $\sim 5700 \text{ \AA}$ (OG 550-570) et $\sim 2900 \text{ \AA}$ (WG 305) pour les expériences à $0,53 \mu\text{m}$ et à $0,26 \mu\text{m}$.

Fig. 5. — Interferogramme d'un plasma créé par explosion d'une feuille mince de polystyrène d'épaisseur initiale $1\,500\text{ \AA}$, au moyen d'un laser ayant une énergie de 40 J à $0,53\text{ }\mu\text{m}$. La photographie est enregistrée 1 ns après la création du plasma et intégrée sur la durée du faisceau sonde (500 ps) dont la longueur d'onde est $0,351\text{ }\mu\text{m}$.

[Interferogram of a thin exploded-foil ($1\,500\text{ \AA}$ initial thickness) by a $0.53\text{ }\mu\text{m}$ - 40 J laser beam. The photography is recorded 1 ns after the plasma reproduction and time-integrated over the probe-beam pulse (500 ps) which wavelength is $0.351\text{ }\mu\text{m}$.]

Deux exemples de spectre d'émission Raman vers l'arrière sont montrés sur les figures 6 et 7. Celui de la figure 6 a été obtenu dans l'expérience à $0,53\text{ }\mu\text{m}$, le délai entre les deux faisceaux est de $2,15\text{ ns}$ et l'épaisseur initiale de la cible est $2\,000\text{ \AA}$. La

figure 6a représente le spectre résolu en temps et montre que l'émission ne se produit que pendant une fraction, $\sim 100\text{ ps}$, de l'impulsion laser ; la figure 6b représente le spectre intégré en temps, ce qui permet d'obtenir de façon très précise les

Fig. 6. — Spectre typique d'émission Raman vers l'arrière résolu en temps (6a) et intégré en temps (6b). Le plasma est créé par explosion d'une feuille mince d'épaisseur initiale $2\,000\text{ \AA}$, $2,15\text{ ns}$ avant l'arrivée du faisceau d'interaction dont la longueur d'onde est $0,53\text{ }\mu\text{m}$, et le flux $2 \times 10^{14}\text{ W/cm}^2$.

[Typical backward Raman spectrum ; 6a : time-resolved ; 6b : time-integrated. This spectrum is obtained in the interaction between a thin exploded-foil ($2\,000\text{ \AA}$ initial thickness) and a $0.53\text{ }\mu\text{m}$ laser-beam which is time-delayed by 2.15 ns from the plasma production.]

Fig. 7. — Exemple de spectre Raman arrière résolu en temps, obtenu lors de l'interaction d'un faisceau à $0,26 \mu\text{m}$ et d'un plasma préformé par explosion d'une feuille mince, $1,5 \text{ ns}$ auparavant.

[Example of time-resolved backward Raman spectrum produced by the interaction of a $0,26 \mu\text{m}$ laser-beam and a thin exploded foil. Time-delay between the two beams is $1,5 \text{ ns}$.]

longueurs d'onde de l'émission. Le spectre de la figure 7 a été obtenu dans l'expérience à $0,26 \mu\text{m}$ pour un délai entre les deux faisceaux de 400 ps et une épaisseur de cible de $5\,500 \text{ \AA}$.

La densité électronique du plasma d'interaction, directement liée à la longueur d'onde de l'émission par la relation (2), est également reportée sur les figures 6 et 7. Le domaine d'émission dépend de l'épaisseur initiale de la cible et du décalage temporel entre les deux faisceaux, qui sont les deux paramètres déterminants de la densité électronique du plasma lors de l'interaction : les figures 8a et 8b représentent cette évolution dans l'expérience à $0,53 \mu\text{m}$.

Fig. 8. — Domaine spectral de l'émission Raman arrière, dans l'expérience à $0,53 \mu\text{m}$, en fonction de l'épaisseur initiale de la cible (8a) et du décalage temporel entre les deux faisceaux (8b), et densités électroniques correspondantes.

[Spectral range of backward Raman emission *versus* initial foil thickness (8a) and time-delay between the two beams (8b) and corresponding plasma densities in the 2ω experiment.]

La température électronique du plasma d'interaction peut être déduite de la coupure du spectre Raman arrière vers les faibles densités, due à l'amortissement Landau des ondes plasma électroniques. La relation (7) conduit à une température de

400 eV dans l'expérience à $0,53 \mu\text{m}$ et de 250 eV dans l'expérience à $0,26 \mu\text{m}$, les densités minimales d'émission étant respectivement de $1,4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et $3,5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Ces températures sont compatibles avec celles que l'on obtient en calculant le réchauffage du plasma préformé par absorption collisionnelle du faisceau d'interaction et conduction thermique radiale dans un modèle analogue à celui de la référence [15] dans lequel la température du plasma peut être estimée à partir de l'expression suivante :

$$T_{e(\text{eV})} \simeq 4,4 \times 10^{-9} (Z^2 n_{\text{cm}^{-3}}^2 \lambda_{\mu\text{m}}^2 I_{\text{W/cm}^2})^{1/5}$$

où n est la densité du plasma en cm^{-3} , λ et I la longueur d'onde et l'intensité du faisceau d'interaction, respectivement en μm et en W/cm^2 .

Pour $n_e = 1,4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $Z = 3,5$, $\lambda = 0,53 \mu\text{m}$ et $I = 2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, le modèle conduit à une température de 470 eV . Pour $n_e = 3,5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $Z = 3,5$, $\lambda = 0,26 \mu\text{m}$ et $I = 10^{14} \text{ W/cm}^2$, la température calculée est de 440 eV .

Pour ces valeurs de densités et de températures électroniques, le plasma est fortement collisionnel, ce qui est confirmé par les mesures de transmission et de réflexion du faisceau d'interaction qui sont très faibles pour les deux expériences et correspondent à une absorption collisionnelle élevée. De plus la rétrodiffusion dans l'optique de focalisation qui, en plasma sous-critique, peut être associée à l'instabilité Brillouin présente une structure temporelle en jets de très courte durée ($< 20 \text{ ps}$), mais correspond à une énergie très faible, moins de 1% de l'énergie incidente.

La diffusion Raman stimulée vers l'avant n'a pas été observée dans cette expérience. A $0,26 \mu\text{m}$ la relation (3) montre que le seuil collisionnel n'est pas atteint ; par contre à $0,53 \mu\text{m}$, pour $n_e = 1,4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et $T_e = 0,4 \text{ keV}$, le seuil est de $8 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ est atteint ; de même la longueur du plasma est supérieure à la longueur minimale de croissance du Raman avant qui, d'après la relation (4) est de $\sim 300 \mu\text{m}$. Le problème vient probablement de la difficulté à obtenir un plasma très homogène de façon reproductible en utilisant des feuilles minces pour lesquelles il est très difficile d'avoir une très faible épaisseur initiale constante sur toute une largeur.

Nous n'avons détecté aucun électron de grande énergie dans cette expérience ; seuls les électrons ayant une vitesse voisine de la vitesse de phase des ondes plasma excitées par Raman arrière ou par Raman avant peuvent être accélérés par celles-ci : le calcul du rapport de la vitesse thermique des électrons

$$\frac{v_t}{c} \sim 4,4 \times 10^{-2} T_e^{1/2} (\text{keV})$$

à la vitesse de phase des ondes plasmas

$$\frac{v_\phi}{c} \sim \frac{n_e}{n_c} \left[\left(1 - \frac{n_e}{n_c} \right)^{1/2} + \left(1 - 2 \left(\frac{n_e}{n_c} \right)^{1/2} \right)^{1/2} \right]^{-2}$$

pour le Raman arrière

$$\frac{v_\phi}{c} \sim \frac{n_e}{n_c} \left[\left(1 - \frac{n_e}{n_c} \right)^{1/2} - \left(1 - 2 \left(\frac{n_e}{n_c} \right)^{1/2} \right)^{1/2} \right]^{-2}$$

pour le Raman avant

conduit à $v_t/v_\phi \sim 0,14$ et $v_t/v_\phi \sim 0,03$ respectivement, pour $T_e = 0,4$ keV et $n_e/n_c = 0,1$, ce qui correspond à un nombre d'électrons piégeables dans la fonction de distribution thermique du plasma qui est négligeable.

En conclusion, nous avons montré qu'il est possible de trouver des conditions de plasma telles que la diffusion Raman avant domine les autres instabilités paramétriques. Cette instabilité a été observée dans des plasmas chauds de petite dimension (expérience 1 faisceau) ; le champ électrique longitudinal excité par le processus est de très grande amplitude

(~ GV/m) et l'accélération d'électrons dans un tel champ a été mise en évidence. Le principal problème reste lié à la production de plasma de plus grande dimension, homogène et de température élevée. Les expériences à deux faisceaux ont montré le rôle fondamental joué par ce dernier paramètre : il est indispensable que la température soit la plus élevée possible pour que le facteur de gain, proportionnel à $T^{5/2}$ soit le plus grand possible.

Les expériences de diffusion Raman vers l'avant sont intéressantes pour leur application à l'accélération d'électrons car elles ont un paramètre libre, qu'est la densité du plasma, et doivent permettre de réaliser des expériences de laboratoire démontrant des gains d'énergie importants. Cependant, les résultats actuels montrent qu'il n'est pas possible d'accélérer et de détecter des électrons provenant du plasma lui-même et que cette démonstration nécessitera l'injection d'un faisceau auxiliaire d'électrons de haute énergie.

Bibliographie

- [1] LIU, C. S., ROSENBLUTH, M. N. and WHITE, R. B., *Phys. Fluids* **17** (1974) 1211 ;
FORSLUND, D. W. *et al.*, *Phys. Fluids* **18** (1975) 1002 ;
ESTABROOK, K., KRUER, W. L. and LASINSKI, B. F., *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 1399 ;
ESTABROOK, K. and KRUER, W. L., *Phys. Fluids* **26** (1983) 7-1892.
- [2] MORA, P., Strasbourg 1987, Congrès National de la Société Française de Physique, Colloq. E, à paraître *Revue Phys. Appl.* ;
ROSENBLUTH, M. N. and LIU, C. S., *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 701 ;
TAJIMA, T. and DAWSON, J. M., *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 267.
- [3] JOSHI, C., TAJIMA, T., DAWSON, J. M., BALDIS, H. A., EBRAHIM, N. A., *Phys. Rev. Lett.* **47** (1981) 18, 1285.
- [4] PHILLION, D. W., CAMPBELL, E. M., ESTABROOK, K. G., PHILLIPS, G. E. and ZE, F., *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 19, 1405.
- [5] TURNER, R. E., ESTABROOK, K., DRAKE, R. P., WILLIAMS, E. A., KORNBLUM, H. N., KRUER, W. L. and CAMPBELL, E. M., *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 14, 1725.
- [6] LABAUNE, C., AMIRANOFF, F., FABRE, E., BRIAND, F., BALDIS, H., VILLENEUVE, D., ESTABROOK, K., Rapp. d'activité du GRECO ILM (1985) pp. 1-9 ;
- AMIRANOFF, F. *et al.*, Proceed IAEA-CN-47 (B-II-3) (1986) à paraître dans *Nucl. Fusion*.
- [7] PESME, D., Rapp. d'activité du GRECO ILM (1986) pp. 21-32.
- [8] DRAKE, J. F. *et al.*, *Phys. Fluids* **17** (1974) 778 ;
ESTABROOK, K. and KRUER, W. L., *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 465.
- [9] WALSH, C. J., VILLENEUVE, D. M. and BALDIS, H. A., *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 15, 1445.
- [10] ESTABROOK, K. and KRUER, W. L., *Phys. Fluids* **26** (1983) 1892 ;
FIGUEROA, H., JOSHI, C., AZECHI, H., EBRAHIM, N. and ESTABROOK, K., *Phys. Fluids* **27** (1984) 1887.
- [11] ROSENBLUTH, M. N., *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 565.
- [12] ROUSSEAU, C., AMIRANOFF, F., LABAUNE, C., MABILLE, B., MATTHIEUSSENT, G., Strasbourg 1987, Congrès National de la Société Française de Physique, Colloq. E, à paraître dans *Rev. Phys. Appl.*
- [13] FABBRO, R., FABRE, E., AMIRANOFF, F., GARBAN-LABAUNE, C., VIRMONT, J., WEINFELD, M. and MAX, C., *Phys. Rev. A* **26** (1982) 4, 2289.
- [14] LONDON, R., ROSEN, M. N., *Phys. Fluids* **29** (1986) 3813.
- [15] AMINI, B., CHEN, F., *Phys. Fluids* **29** (1986) 3864.