



HAL
open science

Étude et modélisation de la diffusion Raman stimulée en configuration multi-dimensionnelle pour la FCI

Guillaume Tran

► **To cite this version:**

Guillaume Tran. Étude et modélisation de la diffusion Raman stimulée en configuration multi-dimensionnelle pour la FCI. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Ecole Polytechnique, 2015. Français. NNT: . tel-01264367

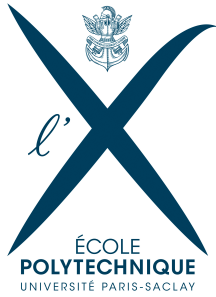
HAL Id: tel-01264367

<https://pastel.hal.science/tel-01264367>

Submitted on 29 Jan 2016

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.



Thèse

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'École Polytechnique

Spécialité : Physique Théorique

par

Guillaume Tran

**Étude et modélisation de la diffusion Raman stimulée en
configuration multi-dimensionnelle pour la FCI**

Effectuée au CEA/DAM/DIF et au CPhT

Soutenue le : **09 novembre 2015**

JURY

Pr. Patrick Mora	École Polytechnique	Président du Jury
Pr. Alain Ghizzo	Université de Lorraine	Rapporteur
Dr. Emmanuel d'Humières	Université de Bordeaux	Rapporteur
Dr. Stefan Hüller	École Polytechnique	Directeur
Dr. Pascal Loiseau	CEA/DAM/DIF	Co-directeur
Dr. Christophe Rousseaux	CEA/DAM/DIF	Examineur
Dr. Anne Héron	École Polytechnique	Invitée

Résumé / Summary

La Fusion par Confinement Inertiel (FCI) est l'une des voies qui permettrait de réaliser la fusion thermonucléaire de noyaux légers en laboratoire. Les réactions nucléaires sont amorcées en utilisant des lasers intenses de type « mégajoule », par des schémas d'attaque directe ou indirecte. Dans le cas de l'attaque indirecte, approche retenue sur l'installation Laser Méga Joule qui est un projet majeur de la Direction des Applications Militaires du CEA, les lasers traversent un plasma chaud et sous-dense propice au développement d'instabilités générées par l'interaction laser-plasma. Ces instabilités peuvent conduire à des pertes importantes de l'énergie laser incidente. Plus particulièrement, la diffusion Raman stimulée (DRS), où le rayonnement laser diffuse sur les ondes plasma électroniques, peut renvoyer une partie importante de l'énergie laser (jusqu'à 50%), ce qui réduit inévitablement le dépôt d'énergie nécessaire pour réaliser la compression du milieu fusible par réaction d'inertie. Cette instabilité, bien qu'étudiée depuis de nombreuses années, reste difficile à modéliser sur des temps longs (nanoseconde) pour des plasmas millimétriques et, qui plus est, inhomogènes. En effet, l'instabilité évolue rapidement vers des régimes non linéaires, associés à une déformation importante de la fonction de distribution électronique. L'objectif ambitieux de ce travail est de modéliser de manière réaliste la diffusion Raman dans les plasmas relatifs à la FCI, sur des temps longs et en tenant compte des effets non linéaires associés aux ondes plasma électroniques. Dans ce but, un modèle original de couplage d'ondes prenant en compte la déformation de la fonction de distribution électronique a été développé. Ce modèle, mis en œuvre dans un code 2D/3D est comparé avec succès à des simulations cinétiques de références, issues d'un code PIC. Finalement, le modèle obtenu est appliqué à des situations expérimentales récentes et permet d'apporter, aux observations faites dans ce cadre, une interprétation originale et pertinente.

Mots clefs : interaction laser plasma, fusion thermonucléaire par confinement inertiel, instabilité paramétrique, diffusion Raman stimulée, non-linéaire, cinétique, piégeage, mégajoule, modélisation, simulation

Inertial Confinement Fusion is one of the two major ways to achieve thermonuclear fusion of light nuclei in laboratory. The thermonuclear reactions are initiated with megajoule-class lasers, using the direct or the indirect drive scheme. Our main concern is the indirect drive scheme, where laser beams propagate through a hot and under-dense plasma in which they undergo substantial losses, because of laser-plasma instabilities. These losses are highly detrimental in the sense that they reduce the laser energy deposition needed to eventually compress the fuel via inertial confinement. More precisely, the incident laser light can be reflected in scattering processes, one of which is the Stimulated Raman Scattering (SRS) off electron plasma waves, leading to substantial energy losses (up to 50%). Although this instability has been investigated for many years, its modeling remains difficult particularly for millimeter-size and inhomogenous plasmas in long time scales (nanosecond). One major difficulty is the quick evolution toward non linear regimes related to the important modification of the electron distribution function. The challenging goal of this work is to develop a realistic model for SRS in ICF relevant plasmas, on long time scale, taking into consideration the different non linear effects associated with electron plasma waves. A new wave coupling approach, implemented in a 2D/3D code, was elaborated and successfully confronted with reference kinetic simulations from a PIC code. Ultimately, the developed model is applied to recent experimental contexts and allows a novel and relevant interpretation of some measurements.

Key words : laser plasma interaction, thermonuclear inertial confinement fusion, parametric instability, stimulated Raman scattering, non-linear, kinetic, trapping, megajoule, modeling, simulation

À mes grands-parents,

Remerciements et miscellanées

CENFIN ! La soutenance est finie, les questions aussi, et le pot (ou ce qu'il en reste, c'est-à-dire peu de chose) est remballé. Youpiiiiiiiiiiii !!! Tout ce tintouin marque l'achèvement de trois ans d'un travail passionnant, et il est à présent temps pour moi de raconter ma vie (un peu) et de rendre grâce (beaucoup).

Lors de l'été 2007, tout juste avant de commencer mes études, je m'étais promis lors d'un stage de musique de monter la *Campanella* de Paganini, une des œuvre que je considère parmi les plus belles et aussi les plus dures. En voici la première et la dernière page :

VIOLINO

LA CAMPANELLA
RONDO del CONCERTO II. in Si minore
Allegretto moderato
Solo
Niccolò PAGANINI (1782-1840)
op. 7 - 1826

Tutti
ff

Solo
p

cresc.

f

harm.

Solo
f

Solo
p

Z. 5382

Violino

harm.

pizz.

arco

pizz.

arco

cresc.

ff

brillante segue

ff Più presto

oncia

sempre ff

ff

Z. 5382

Pour ceux qui n'auraient pas révisé les notes depuis l'école primaire, ou qui auraient connu un différend avec la prof de flûte au collège, il s'agit de la musique de la pub Carolin®. Malheureu-

sement, entre la prépa et divers autres événements indépendants de ma volonté je n'avais pas eu l'occasion d'honorer cette promesse jusqu'à il y a trois ans. Mais de fil en aiguille, je me suis finalement laissé embarquer dans une thèse (quelle drôle d'idée!), ce qui n'est pas une mince affaire non plus. . . Vous l'avez donc compris, cette *Campanella* n'est toujours pas dans mes cordes, et à vrai dire, je ne suis pas sûr que ce soit pour tout de suite. Peut-être devrais-je commencer par un Wieniawski (pas un Whisky!) bien choisi pour me remettre en doigts? Élisabeth, qu'en penses-tu? Bref, toujours est-il que j'ai choisi Raman à Paganini.

Cette thèse, je la dois avant tout à une personne en particulier : Pascal. Je me souviens l'avoir contacté – il y a maintenant 3 ans et demi – pour mon Projet de Fin d'Études. En effet j'avais repéré qu'il faisait de la physique des plasmas, et n'en n'ayant jamais fait de ma vie, c'est naturellement là-dedans que j'avais envie de mettre mon nez. . . À vrai dire je n'y croyais pas trop, et j'ai même dû défendre féroce­ment mon bout de gras auprès des responsables pédagogiques en charge de la validation des stages, qui ne voyaient pas vraiment ce que j'allais pouvoir faire avec des plasmas. L'occasion de relever le défi m'a finalement été donnée, et à l'issue de mon PFE Pascal m'a proposé de continuer en thèse avec lui. Voilà comment j'en suis arrivé là.

Pascal, même si toute formule hypocoristique n'aurait pas sa place ici, je te remercie vraiment très sincèrement de m'avoir fait confiance et de m'avoir donné ma chance là où beaucoup n'auraient sûrement pas pris de risque. Si je devais te rembourser tout le temps que tu m'as consacré durant ces trois ans et demi, je devrais probablement faire un emprunt sur 25 ou 30 ans (bon, en même temps c'est avec un salaire de thésard. . .) alors j'espère que tu m'en feras cadeau. Tu as su me guider sur une terre inconnue de tous, répondre avec précision et exactitude à mes interrogations à la fois scientifiques, numériques et techniques et, on peut le dire ici, tu as également été un très bon secrétaire personnel. Bref, tu as été parfait sur tous les fronts et je t'en suis très reconnaissant. De plus ta bonne humeur, ta joie de vivre, ton enthousiasme et ton optimiste ont certainement été les raisons pour lesquelles je n'ai pas vraiment eu le fameux et tant redouté raz-le-bol de mi-thèse du thésard. Je mesure la chance que j'ai eue de tomber sur quelqu'un comme toi, compétent, dévoué et disposant de qualités humaines et managériales indéniables. Je m'excuse ici auprès d'Anne et de tes enfants de leur avoir (peut-être?) trop accaparé leur mari et père y compris pendant les vacances. Ne vous inquiétez pas, je vous le rends.

Une autre personne à qui je dois beaucoup est Stefan qui, lui aussi, m'a donné ma chance en acceptant de diriger cette thèse. La première fois que je l'ai rencontré, c'était pour lui présenter le travail réalisé au cours de mon PFE, et je me souviens avoir eu très peur. . . J'étais très impressionné par ce personnage que l'on m'avait présenté, à juste titre, comme un des grands manitous de la physique des plasmas.

Stefan je te remercie pour le temps que tu m'as consacré, et de m'avoir poussé vers l'avant là où j'aurais probablement abandonné et fait marche arrière. Ta précision dans le raisonnement physique et ta rigueur ont été pour moi un exemple à suivre autant que possible pour ne pas faire trop de « bêtises ». Tes précieuses explications alimentées par ton sens physique affûté m'ont permis de mener ce travail de thèse là où il en est aujourd'hui. Encore une fois, merci!

On me demande parfois mon avis sur l'intérêt du co-encadrement de thèse. Je ne sais pas s'il y a une réponse universelle mais, rétrospectivement, je dirais que c'est plutôt une bonne

chose. Cela permet par exemple aux encadrants de mettre en place la stratégie du « good cop, bad cop » : je me souviens qu'un jour Pascal m'a dit « c'est super! t'avances vachement vite et en un an tu as déjà fait plein de choses intéressantes et compliquées que peu de gens savent faire! tu te rends compte? ». Dans le même temps, Stefan, me disais « bon Guillaume, ça fait deux ans que t'es là, et tu n'as fait que des choses basiques à la portée de n'importe qui. Il faut absolument avancer maintenant et passer au 2D! ». En fait, cela faisait pile poil un an et demi, et j'avais à un rythme que je qualifierais de normal. Ils ne me l'ont jamais avoué, mais je suis persuadé qu'ils communiquaient en secret pour discuter de tout cela et mettre au point ces stratégies diaboliques.

Il faut également que je remercie Anne qui, à mon sens, a également participé à l'encadrement de cette thèse. Le temps qu'elle m'a consacré directement, ou indirectement par la mise en place de simulations EMI2D, ne se compte plus. Anne, merci pour ta gentillesse, ton soutien, tes encouragements, tes conseils, ta patience, et surtout pour tes explications, ô combien précieuses, dont j'avais grand besoin lorsque j'ai commencé cette thèse, notamment sur les codes PIC et l'espace des phases. Je me souviens que tu m'avais prévenu que je m'embarquais dans quelque chose qui ne serait pas facile, et tu avais mille fois raison. C'est aussi en grande partie grâce à toi que l'embarcation n'a pas chaviré, et pour cela je t'exprime ici toute ma gratitude.

Évidemment, un travail de thèse ne se fait pas tout seul. Toutes les discussions, idées et remarques sont utiles et font avancer les choses. Parmi les nombreuses personnes dont je suis redevable, je remercie tout particulièrement Denis Pesme pour sa disponibilité, sa gentillesse, sa patience et ses explications très précises, Michel Casanova pour m'avoir fait partager sa grande expérience du domaine (et bien plus), sa vision des choses, et ses astuces / recettes (presque) miracles, Paul-Édouard pour son enthousiasme, son intérêt pour mes travaux et ses conseils et remarques avisés.

Je remercie Alain Ghizzo et Emmanuel d'Humières d'avoir accepté de rapporter mon travail et de m'avoir fait part de leurs remarques, ce qui m'a permis d'améliorer la lisibilité du manuscrit, tant sur le fond que sur la forme; je remercie Christophe Rousseaux pour ses remarques et éclaircissements, notamment sur la partie « applications », ainsi que pour l'intérêt qu'il a manifesté pour mon travail, et enfin je remercie, notamment au nom de mes éventuels successeurs, Patrick Mora pour s'être mis, non pas dans le rôle de président de Jury, mais dans la peau d'un étudiant béotien (mais pas trop, quand même...) cherchant à prendre la suite de mon travail; ses remarques acérées ont également conduit à clarifier certaines notations et à éliminer ces vilaines coquilles...

Bien sûr, je n'oublie pas les thésards, post-docs et autres stagiaires que j'ai côtoyés ces trois ans durant : Nicolas (vous c'est la pomme, moi c'est la poire), Thibaud (unlimited power), Raphaël (l'ardoise la plus remplie), Tony (entre foot et murder party), Clément (caleçon ou chemise plus besoin de choisir), Lucille (un pti starcraft entre deux parties de Diablo?), Christelle (sage comme une image), Alan (raspi par-ci raspi par-là), Florian (newbie, mais bien geek), Alexis (vive les cactus, ou *bien faire la fête pour les nuls*), Guillaume (meilleur ami de Champion;p), Clotilde (la pile électrique), Laurent (énigme-man), Pierre, Aurélien, Alain et tous les autres qui se reconnaîtront. Avec une mention spéciale pour Quentin qui s'est, un midi, retrouvé attaché à un arbre sans aucune corde ni menotte ni rien, en fait. Je me demande encore (et lui aussi, sûrement) comment il en est arrivé là... L'ensemble des conversations ou réflexions que nous avons eues, dans leur variété et leur loufoquerie plus ou moins marquée, n'ont peut-être pas fait

avancer la science mais auront fait avancer les choses. Toujours est-il que sans ces joyeux lurons, garants d'une ambiance détendue et chaleureuse, le moral n'aurait peut-être pas toujours été aussi haut.

Je remercie également tout le personnel administratif qui a indirectement participé à la réussite de ce projet, et notamment Claire (ou la preuve que les fraises tagada c'est pas que pour les petits) pour sa bienveillance envers les thésards ; depuis mon bureau, lorsque je regardais oisivement par la fenêtre, j'avais quelques fois l'amusante impression d'être Tintin dans *Objectif Lune*... Heureusement, il s'agissait plus souvent de café ou de courrier que des plans de la XFRL6. Plus généralement, je remercie le DCSA ainsi qu'Erik Lefebvre et Monique de m'avoir accueilli dans leur service.

Enfin, j'adresse ici un gros clin d'œil à Véro et Marie-Chantal pour les très (d'aucuns diront *trop*) nombreuses fleurs qu'elles m'ont faites. . .

Du côté du CPhT, il me faut remercier Bernard Pire de m'avoir accueilli dans le laboratoire, ainsi que Jean-Luc et Danh pour les questions informatiques, sans oublier Florence, Malika, Fadila et Jeannine.

La pratique régulière du sport a été particulièrement importante pour moi, et m'a aidé à gérer efficacement le stress, la pression, et surtout les embouteillages de l'A6. Pouvoir décompresser, et s'épuiser physiquement, surtout la troisième année, est primordial pour maintenir le cap. L'apophtegme bien connu *mens sana in corpore sano*, que l'on peut traduire approximativement par « mangez 5 fruits et légumes par jour », a pris pour moi tout son sens. Je souhaite donc remercier ici mes senseï (Steph, Greg et Seb), tous les *jujiboy*s et Benj avec qui je m'entraîne depuis presque 10 ans. . .

J'ai aussi une pensée pour les proches et amis (je n'aurai pas la place de tous vous citer, je vous laisse donc la mission de vous reconnaître) qui m'ont soutenu lorsqu'il y en avait besoin et encouragé, malgré la distance pour certains, et les emplois du temps chargés. À ceux d'entre vous qui ont pu se libérer le jour de ma soutenance, sachez que cela m'a particulièrement touché.

À défaut d'avoir fait un tour de magie – pour ne pas que ce soit trop le cirque – le jour de ma soutenance, chose qu'espérait plus ou moins secrètement Pascal, je vais (tenter) d'en faire un ici. Comme il fait gris et pluvieux en cette journée d'hiver où j'écris ces remerciements, ça ira bien. Choisissez donc un nombre parfaitement quelconque, composé de plusieurs chiffres si votre mémoire le permet. On va faire un peu de calcul mental : soustrayez à ce nombre la somme de ses chiffres puis retirez encore cinq.

Faites la somme des chiffres du nombre obtenu précédemment afin d'obtenir encore un nouveau nombre dont vous ferez également la somme des chiffres et ainsi de suite jusqu'à ce que vous obteniez un nombre d'un seul chiffre.

Associez une lettre à ce nombre selon la règle 1→A, 2→B etc. Pensez le plus spontanément, le plus rapidement possible à un pays commençant par la lettre que vous avez en tête. Très bien. Maintenant pensez à la lettre qui suit immédiatement celle que vous avez en tête. De la même manière, pensez, là, maintenant tout de suite, à un animal commençant par cette nouvelle lettre.

À présent, pensez fort à sa couleur¹.

Il m'est indispensable de conclure ces remerciements par ma famille et mes parents plus particulièrement. Si j'en suis arrivé là aujourd'hui, c'est avant tout grâce à vous, qui m'avez donné les moyens d'arriver à ce que je voulais faire (même si lorsque l'on est petit c'est quelque chose que l'on ne comprend pas toujours très bien et qui reste assez théorique), m'avez encouragé lorsqu'il y en avait besoin et soutenu dans les épreuves. Je mesure toute la chance, voire le privilège, d'avoir atterri chez vous, et pour rien au monde je ne voudrais changer cela. Plus particulièrement, Maman, je te remercie d'avoir lu et relu, et re-relu ma thèse tant pour le style que pour les coquilles dactylographiques restantes. Aujourd'hui tu dois mieux la connaître que moi-même. Merci en particulier d'avoir appris à te servir d'un ordinateur, d'un clavier, d'une souris, du Wifi, d'Internet, de Owncloud, etc. pour cela, et en un temps record ! J'espère que tu en garderas de bons restes, et que tu passeras bientôt au 21ème siècle. Mamie, je te remercie pour ta gentillesse et tes encouragements. Et aussi d'avoir emmené Maman au McDo d'Alençon, cet été, pour le Wifi. . .

Enfin je te remercie, Clara, pour ton soutien sans faille et tes encouragements. Je n'aurais probablement pas eu la motivation nécessaire pour rédiger ce manuscrit si tu n'avais pas été là pour me « forcer » et être raisonnable pour deux. Merci encore pour tes nombreuses relectures du manuscrit et aussi de m'avoir supporté pendant la dure période de la rédaction, et d'avoir grave assuré au quotidien, notamment avec de bons gâteaux. . . Miam ! À quand le fraisier ?

Je n'arrive plus vraiment à me souvenir de l'origine de cette conversation, mais nous nous sommes demandés de nombreuses fois, avec mes compagnons d'infortune du CEA, quelle était la différence entre un thésard et un doctorant. Cette vaste question a suscité des semaines et des semaines de débat, et il apparaît finalement qu'un thésard est un doctorant qui fait n'importe quoi, n'importe comment. J'espère donc avoir été davantage un doctorant qu'un thésard, mais ce n'est pas vraiment à moi de répondre à cette question, qui se veut d'ailleurs plutôt rhétorique. . .

1. À lire dans un miroir : *À lire dans un miroir : kɹɛmɛns ɪs sɪrɔ tɪnsɪqʷɛl'ɛ b'ɛsq s v'ɪn li ,noɪ*

Vue d'ensemble

CETTE thèse résume en un peu plus d'une centaine de pages le travail réalisé ces trois dernières années, travail consacré à la modélisation de la diffusion Raman stimulée dans les plasmas relatifs à la fusion par confinement inertiel laser, dans le régime cinétique. Elle s'inscrit dans la continuité du travail réalisé par Dr. T. Chapman pour la préparation de son doctorat. Dans sa thèse, Dr. Chapman a étudié, en 1D, le phénomène d'auto-résonance spatiale dans le couplage à trois ondes, ainsi que dans les codes PIC. Il a en outre montré que ce phénomène peut jouer un rôle prépondérant dans l'interaction laser-plasma, dans les régimes d'intérêt pour la FCI.

Nous avons, au cours de ces trois années, affiné la modélisation du phénomène responsable de l'auto-résonance, notamment en prenant en compte la dynamique de la déformation de la fonction de distribution électronique, et élargi l'étude à des cas 2D voire 3D. Cela a permis le développement d'un code autonome et parallélisé : *SIERA*. Ce code a, dès le début, été écrit pour valider les modèles, tester les schémas numériques et étudier, par simulation, l'effet Raman. Bien qu'autonome, il a pour vocation d'être intégré dans le code d'interaction du CEA : *Héra*. La phase d'intégration est déjà bien avancée : il sera possible, sous peu, de faire des simulations d'interaction en prenant en compte un panel assez large de phénomènes physiques, ne serait-ce que la réponse hydrodynamique du plasma.

Actuellement, les expériences d'interaction laser-plasma ne sont pas très bien comprises et leur interprétation est souvent limitée en raison de la richesse de la physique sous-jacente, dont certains aspects, très complexes, ne sont pas encore bien connus. Les simulations faites à l'aide de codes Maxwell-cinétiques (Maxwell-PIC ou Maxwell-Vlasov), modélisant le comportement des particules présentes dans le plasma, aident à comprendre les phénomènes physiques qui se produisent dans une expérience d'interaction, et servent souvent de référence. Cependant, compte tenu des ressources de calcul que ces simulations représentent et de l'effort post-simulation qu'il est nécessaire de faire pour interpréter les résultats fournis par ces codes, il apparaît indispensable de développer des modèles réduits, permettant d'obtenir des résultats rapidement. De plus, ce type de modèles offre la possibilité « d'allumer » ou « d'éteindre » tel ou tel aspect physique, ce qui facilite l'étude théorique et donc l'interprétation des résultats.

Nous avons, dans cette thèse, ajusté et validé un modèle physique ainsi que les choix numériques retenus à l'aide de simulations PIC. Finalement, nous avons confronté le code développé à certains aspects expérimentaux. Notre exposé s'articule autour des axes suivants :

Chapitre 1 Nous présentons dans ce chapitre d'introduction le cadre général dans lequel s'inscrit ce travail, et évoquons les enjeux des instabilités paramétriques – notamment la diffusion

Raman stimulée – relatifs à la FCI. Nous introduisons également les outils, les concepts et le vocabulaire élémentaires utilisés dans les chapitres suivants.

Chapitre 2 Nous développons les équations fluides de la diffusion Raman stimulée, en plasmas homogènes et inhomogènes, dans le cadre de l’approximation d’enveloppe. Nous détaillons certains résultats classiques (amortissement Landau, taux de croissance, gain de Rosenbluth) qui interviendront plusieurs fois par la suite.

Chapitre 3 Cette partie est dédiée à la modélisation des effets non linéaires cinétiques, en prenant en compte la dynamique de la déformation des fonctions de distribution locales. Nous évoquons également la possibilité d’intégrer un modèle transverse.

Chapitre 4 Dans ce chapitre, nous détaillons les schémas numériques pour résoudre les équations du modèle. Nous validons, d’un point de vue numérique, le code développé au cours de ce travail, en confrontant les résultats à des solutions analytiques, et en vérifiant la convergence en maillage. Nous abordons en fin de chapitre la manière dont nous générons un bruit large bande, avec des propriétés statistiques données.

Chapitre 5 Ce chapitre est probablement le plus important car nous y détaillons, sur un cas particulier, la démarche que nous avons suivie pour affiner et valider le modèle mis en œuvre dans SIERA. Des simulations PIC ont servi de référence dans cette démarche. La nature des modèles utilisés dans les codes type fluide et les codes PIC étant radicalement différente, nous discutons les points de comparaisons pertinents. Nous montrons ici que le modèle réduit peut être calibré pour reproduire, de façon suffisamment générale, le comportement observé dans les simulations PIC. Les limites relatives aux différentes approches sont discutées.

Chapitre 6 Des applications pratiques du modèle et du code SIERA sont présentées, notamment dans le but de démontrer, dans le principe, le rôle des effets non linéaires cinétiques lors des expériences d’interaction laser-plasma réalisées récemment. Nous montrons que ces effets doivent absolument être pris en compte dans l’interprétation de ces expériences.

Conclusion générale Nous synthétisons dans cette conclusion les points les plus importants qui ressortent de notre étude, et discutons des possibilités d’investigations prochaines, ouvertes au cours de ce travail.

Table des matières

Vue d'ensemble	xiii
Table des matières	xv
Table des figures	xix
Liste des tableaux	xxi
Références des équations siglées	xxiii
Notations et sigles	xxvi
1 Introduction générale	1
1.1 La fusion thermonucléaire	1
1.2 La Fusion par Confinement Inertiel (FCI)	3
1.2.1 L'état plasma	4
1.2.2 Le laser idéal et sa modélisation	6
1.2.3 Interaction laser-plasma	7
1.3 Instabilités paramétriques	8
1.3.1 Équation de Mathieu : cas d'école	8
1.3.2 Équation de Mathieu en régime amorti	10
1.3.3 Largeur de résonance	11
1.3.4 Les instabilités paramétriques dans l'interaction laser-plasma	12
1.4 La diffusion Raman stimulée	15
1.4.1 Géométrie de la diffusion Raman et lien avec la densité	16
1.5 Non linéarité, lien avec le paramètre $k_L \lambda_D$	18
Références bibliographiques	19
2 Modélisation fluide de la diffusion Raman stimulée	23
2.1 Couplage à trois ondes en plasma homogène	24
2.1.1 Le champ transverse	25
2.1.2 Le champ longitudinal	26
2.1.3 Relation de dispersion, vitesse de phase et vitesse de groupe	28
2.2 Approximation d'enveloppe	28
2.2.1 Couplage résonant à trois ondes	29
2.2.2 Les amortissements	31
2.2.3 L'amortissement Landau linéaire : approche cinétique	31
2.2.4 Conservation de l'énergie - Relations stationnaires	35

TABLE DES MATIÈRES

2.3	Calcul du taux de croissance linéaire en régime absolu	36
2.4	Seuil de déclenchement de l'instabilité en régime amorti	38
2.5	Couplage à trois ondes en plasma inhomogène	39
2.5.1	Décalage linéaire de fréquence	39
2.5.2	Gain de Rosenbluth	41
2.6	Conclusion du chapitre	44
Références bibliographiques		45
3	Modélisation fluide des effets non linéaires cinétiques	47
3.1	Fréquence d'oscillation des électrons dans les puits de potentiel de l'onde plasma	48
3.2	Amortissement Landau non linéaire	48
3.3	Décalage non linéaire de fréquence	53
3.3.1	Prise en compte de la dynamique du système	55
3.3.2	Propagation du désaccord	59
3.3.3	Effets transverses et conséquences sur les fonctions de distribution locales	60
3.3.4	Calcul des vitesses transverses moyennes et des poids p_n	61
3.4	Système complet d'équations	62
3.5	Conclusion du chapitre	63
Références bibliographiques		65
4	Aspects numériques	67
4.1	Schéma d'intégration	67
4.1.1	Discrétisation	68
4.1.2	Propagation de l'onde pompe	69
4.1.3	Propagation de l'onde Raman	69
4.1.4	Diffraction des ondes électromagnétiques	70
4.1.5	Propagation de l'onde Langmuir	70
4.1.6	Diffraction de l'onde plasma	72
4.1.7	Condition Limite Entrante pour un Faisceau Gaussien (CLEFG)	72
4.2	Validation et convergence en maillage	74
4.2.1	Relations stationnaires	74
4.2.2	Amortissement	74
4.2.3	Plasma linéaire : Gain de Rosenbluth	76
4.2.4	Autorésonance	76
4.3	Initialisation des amortissements	78
4.4	La question du bruit	79
4.4.1	Bruit blanc	79
4.4.2	Bruit coloré	81
4.4.3	Génération numérique d'un bruit coloré avec des propriétés statistiques données	81
4.5	Conclusion du chapitre	84
Références bibliographiques		85
5	Comparaison et calibration du modèle avec des simulations PIC	87
5.1	Description de la démarche	88
5.1.1	Paramètres de simulation	88

5.1.2	Méthode de comparaison	89
5.2	Mise en œuvre sur un cas particulier	90
5.2.1	Estimation de la valeur de η à partir de la réflectivité PIC	90
5.2.2	Comparaison de la réflectivité PIC/fluide	93
5.2.3	Comparaison de la propagation du front d'onde	94
5.2.4	Analyse de la topologie de l'onde plasma	94
5.2.5	Effets de la décomposition en groupes de vitesse transverse	99
5.2.6	Le spectre transverse	103
5.2.7	Retour sur les fonctions de distribution	107
5.3	Universalité du paramètre η et limites du modèle	109
5.3.1	Rôle de η sur le système	110
5.3.2	Pertinence du modèle : universalité de η	112
5.3.3	Variations autour d'un cas en plasma inhomogène	112
5.3.4	Étude d'un cas en plasma homogène	114
5.4	Conclusion du chapitre	119
Références bibliographiques		121
6	Applications	123
6.1	Tirs LIL en petite cavité	123
6.2	Diffusion Raman en régime d'inflation cinétique	129
6.2.1	Première configuration	130
6.2.2	Seconde configuration	132
6.3	Conclusion du chapitre	138
Références bibliographiques		139
Conclusion générale		141
Bibliographie générale		147

Table des figures

1.1	Schéma et photographies de cavités et cibles pour la FCI	3
1.2	Schéma représentant les étapes de la FCI	4
1.3	Schéma d'un faisceau gaussien	7
1.4	Définition de $f_{\#}$	8
2.1	Amortissement Landau en fonction de $k_L \lambda_D$	34
3.1	Portrait de phase des électrons	49
3.2	Comparaison de différents modèles d'amortissement Landau	54
3.3	Fonction de Heaviside lissée	61
3.4	Décomposition en groupes de vitesse transverse	62
4.1	Propagation et diffraction du champ électrique	73
4.2	Propagation et diffraction du champ électrique (vue de dessus)	73
4.3	Validation SIERA : relations asymptotiques	75
4.4	Validation SIERA : relations asymptotiques (2)	75
4.5	Validation SIERA : amortissement Landau fort	76
4.6	Validation SIERA : gain Rosenbluth	77
4.7	Validation SIERA : autorésonance	78
5.1	Profil de densité $L_{\nabla} = 75,75 \mu\text{m}$	91
5.2	Réflexivité PIC - $L_{\nabla} = 75,75 \mu\text{m}$	92
5.3	Estimation de déformation de la fonction de distribution - $L_{\nabla} = 75,75 \mu\text{m}$	93
5.4	Comparaison des réflexivités pour différentes valeurs de η et mise en évidence du rôle des effets non linéaires cinétiques sur la réflexivité - $L_{\nabla} = 75,75 \mu\text{m}$	95
5.5	Propagation de l'onde plasma et position du premier maximum	96
5.6	Position du premier maximum de l'onde plasma au cours du temps - $L_{\nabla} = 75,75 \mu\text{m}$	97
5.7	Extraction d'enveloppe sur l'axe central	98
5.8	Exemple de spectre longitudinal sur l'axe central	98
5.9	Onde plasma à $4\,800\omega_0 t = 0,8 \text{ ps}$ - $L_{\nabla} = 75,75 \mu\text{m}$	100
5.10	Onde plasma à $6\,400\omega_0 t = 1,17 \text{ ps}$ - $L_{\nabla} = 75,75 \mu\text{m}$	101
5.11	Onde plasma à $8\,600\omega_0 t = 1,6 \text{ ps}$ - $L_{\nabla} = 75,75 \mu\text{m}$	102
5.12	Comparaison des modèles d'amortissement Landau	104
5.13	Onde plasma à $8\,600\omega_0 t = 1,6 \text{ ps}$ - $L_{\nabla} = 75,75 \mu\text{m}$ - effet de la décomposition en groupes de vitesse transverse	105
5.14	Comparaison de spectres transverses	106
5.15	Comparaison de spectres transverses autour du point de résonance	107
5.16	Spectre $k_L k_{L\perp}$	108
5.17	Réflexivité PIC - $L_{\nabla} = 75,75 \mu\text{m}$	110

TABLE DES FIGURES

5.18	Reconstruction de la fonction de distribution s_7	111
5.19	Comparaison de la réflectivité en gradient négatif	114
5.20	Comparaison de la réflectivité en régime intense	115
5.21	Comparaison de la réflectivité en plasma homogène	116
5.22	Comparaison de la réflectivité en plasma homogène - Effet du bruit en volume	117
5.23	Onde plasma à différents instants - cas homogène	118
6.1	Diagnostics LIL et cibles	124
6.2	Comparaison des spectres Raman (LIL - PIRANAH)	125
6.3	Profil de densité LIL	126
6.4	LIL - Onde plasma électronique pour différents accords	127
6.5	LIL - Onde plasma électronique pour différents accords - sans effet cinétique	127
6.6	LIL - Comparaison de la réflexion pour différents accords	128
6.7	LIL - Comparaison de l'onde plasma pour différents accords	129
6.8	Schéma du principe expérimental	131
6.9	Lois laser et réflectivités associées (première configuration)	132
6.10	Déstabilisation d'un point chaud (première configuration)	133
6.11	Influence des effets non linéaires cinétiques	134
6.12	Lois laser et réflectivités associées (seconde configuration)	135
6.13	Déstabilisation d'un point chaud (seconde configuration)	136
6.14	Comparaison de l'onde plasma électronique à différents temps	137

Liste des tableaux

1.1	Ordres de grandeur pour différents plasmas	5
5.1	Paramètres plasma	89
5.2	Variations autour de la configuration de référence	113

Références des équations siglées

1	QN (Quasi-Neutralité)	5
2	CR1 (Condition de Résonance 1)	16
3	CR2 (Condition de Résonance 2)	16
4	RDOEM (Relation de Dispersion des Ondes Électro-Magnétiques)	16
5	RDOP (Relation de Dispersion des Ondes Plasma)	16
6	C (Continuité)	24
7	F (Force)	24
8	MF (Maxwell-Faraday)	24
9	MT (Maxwell-Thomson)	24
10	MA (Maxwell-Ampère)	24
11	MG (Maxwell-Gauss)	24
12	POEM (Propagation des Ondes Électro-Magnétiques)	26
13	POP (Propagation des Ondes Plasma)	27
14	RD (Relation de Dispersion)	31
15	SS (Système Simplifié)	35
16	RS1 (Relation Stationnaire 1)	36
17	RS2 (Relation Stationnaire 2)	36
18	RS3 (Relation Stationnaire 3)	36
19	SS' ()	37
20	GR (Gain Rosenbluth)	43
21	GRP (Gain Rosenbluth Pratique)	43
22	FD (Fonction diélectrique)	51
23	PFD (Paramétrisation de la Fonction de Distribution)	56
24	DGVT (Décomposition en Groupes de Vitesse Transverse)	60
25	ALGV (Amortissement Landau Groupes de Vitesse)	60
26	SC (Système Complet)	62
27	ALNL (Amortissement Landau Non Linéaire)	63
28	SNL (Décalage (Shift) Non Linéaire de fréquence)	63
29	D (Delta)	63
30	CLEFG (Condition Limite Entrante pour un Faisceau Gaussien)	72

Par convention, nous indiquons ici le sens physique des grandeurs, sans préciser s'il s'agit de grandeurs vectorielles ou non. Les grandeurs vectorielles seront indiquées dans la suite par une flèche. Par ailleurs les grandeurs indicées « $\mathbf{0}$ » ou « \mathbf{s} » se rapportent, sauf avis contraire, à l'état initial ou à « \mathbf{s} »

CEA Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives.

CNRS Centre National de la Recherche Scientifique.

CPht Centre de Physique Théorique (X, CNRS).

DAM Direction des Applications Militaires.

EPFL École Polytechnique Fédérale de Lausanne.

FCI Fusion par Confinement Inertiel.

LIL Ligne d'Intégration Laser.

LMJ Laser Méga Joule.

LULI Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (X, CEA, CNRS, UPMC).

NIF National Ignition Facility.

PIC Particle-In-Cell.

Tice Traité d'interdiction complète des essais nucléaires.

UPMC Université Pierre et Marie Curie.

X École Polytechnique.

Å Angström ($1\text{Å} = 1 \cdot 10^{-10} \text{ m}$).

B Champ magnétique (\mathbf{T} ou $\mathbf{V.s.m}^{-2}$).

c_0 Célérité de la lumière dans le vide. $c_0 = 299\,792\,458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

c Célérité des ondes électromagnétiques (m.s^{-1}).

E Champ électrique ($\mathbf{V.m}^{-1}$ ou $\mathbf{N.C}^{-1}$).

e Charge électrique élémentaire. $e = 1,602\,217\,733 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

eV Électron Volt. Unité d'énergie valant $1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$.

$f\#$ Ouverture numérique définie par le rapport entre la distance focale et le diamètre de la lentille.

Notations et sigles

h Constante de Planck. $h = 6,626\ 069\ 57 \cdot 10^{-34}$ Js.

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}.$$

I Intensité, ou éclairement (en $\mathbf{W} \cdot \mathbf{m}^{-2}$).

j Densité de courant électrique ($\mathbf{A} \cdot \mathbf{m}^{-2}$).

k Nombre d'onde. $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. S'exprime en $\mathbf{rad} \cdot \mathbf{m}^{-1}$.

k_b Constante de Boltzmann ($1.381 \cdot 10^{-23}$ J · K⁻¹).

N Densité particulaire totale (\mathbf{m}^{-3} ou \mathbf{cm}^{-3}).

δn Fluctuation de densité particulaire (\mathbf{m}^{-3} ou \mathbf{cm}^{-3}).

n Densité particulaire moyenne (\mathbf{m}^{-3} ou \mathbf{cm}^{-3}).

n_c Densité critique (\mathbf{m}^{-3} ou \mathbf{cm}^{-3}).

$q_{e,i,k}$ Charge électrique d'un électron, d'un ion, d'un représentant de l'espèce k (C).

m_e Masse électronique ($m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg).

T_e Température électronique (K ou eV).

t Variable de temps.

v Variable de vitesse ($\mathbf{m} \cdot \mathbf{s}^{-1}$).

v_g Vitesse de groupe ($\mathbf{m} \cdot \mathbf{s}^{-1}$).

v_φ Vitesse de phase ($\mathbf{m} \cdot \mathbf{s}^{-1}$).

Δ Représente un écart ou une variation entre deux valeurs d'une même grandeur.

ϵ_0 Permittivité diélectrique du vide ($8,85$ F · m⁻¹).

ϵ Fonction diélectrique (ou permittivité relative) d'un plasma ($\epsilon = 1 + \chi_e$).

χ_e Susceptibilité électronique.

λ Longueur d'onde (\mathbf{m} ou $\mu\mathbf{m}$).

λ_D Longueur de Debye (\mathbf{m} ou $\mu\mathbf{m}$).

ω Pulsation associée à la fréquence d'une onde (\mathbf{s}^{-1}).

Nous noterons dans la suite :

- $\nabla \cdot$: l'opérateur divergence,
- $\nabla \times$: l'opérateur rotationnel, où le symbole \times appliqué à des vecteurs représente le produit vectoriel,
- ∇^2 : l'opérateur Laplacien, pour ne pas confondre avec le symbole Δ déjà défini plus haut.

Nous indiquerons par \perp et par \parallel les grandeurs ou opérateurs concernant respectivement les directions transverses et longitudinale.

Par convention, lorsque les bornes des intégrales ne sont pas explicitement indiquées, nous considérons l'intégrale sur tout le domaine : $\int \mathbf{f}(\mathbf{x}) \, \mathbf{d}\mathbf{x} = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{f}(\mathbf{x}) \, \mathbf{d}\mathbf{x} = \int_{\mathbb{R}} \mathbf{f}(\mathbf{x}) \, \mathbf{d}\mathbf{x}$.

« *The thing about quotes on the Internet is that you can not confirm their validity.* »

Abraham Lincoln

1.1 La fusion thermonucléaire

LA fusion thermonucléaire est la réaction nucléaire qui se produit dans le Soleil et dans les étoiles en général. Contrairement à la fission nucléaire, cette réaction consiste à assembler deux noyaux légers (par exemple deux noyaux d'hydrogène) pour en former un plus lourd (de l'hélium). Cette réaction s'accompagne d'un dégagement considérable d'énergie que l'on peut vouloir récupérer pour produire de l'électricité, par exemple. Étant donné la quantité d'énergie libérée par la réaction, et la facilité, sur Terre, de s'approvisionner en réactifs, maîtriser la fusion thermonucléaire, c'est-à-dire être capable de reproduire à l'échelle industrielle ce qui se passe dans les étoiles, est quasiment synonyme de disposer d'une source d'énergie illimitée (à l'échelle de l'humanité), relativement propre¹ et surtout très sûre.

Cependant, cette réaction n'est pas encore totalement maîtrisée² aujourd'hui. En effet, afin que la réaction de fusion puisse s'amorcer, il est nécessaire de vaincre les forces de répulsion coulombienne pour rapprocher suffisamment (distances inférieures à 10^{-15} mètre³) les deux noyaux légers. Bien qu'un effet quantique, appelé « effet tunnel », joue en notre faveur et prévient l'amorçage de la réaction avant que le potentiel coulombien ne soit franchi, la quantité d'énergie à investir reste considérable. L'amorçage de la réaction n'est possible qu'à des pressions et des températures très élevées : plusieurs millions de fois la pression atmosphérique pour des températures variant de 50 à 100 millions de degrés. On parle d'ignition lorsque l'énergie

1. La réaction proprement dite ne génère aucun gaz à effet de serre, et ne produit presque pas de déchets radioactifs dont l'activité soit supérieure à quelques années.

2. Même si l'on sait la déclencher. . .

3. Soit mille milliards de fois plus petit que 1 millimètre.

CHAPITRE 1. INTRODUCTION GÉNÉRALE

produite par la réaction est supérieure à celle investie pour l'amorcer.

Parmi les différentes réactions envisageables, la plus probable est celle qui présente la section efficace la plus importante (dans le régime de température et de pression nécessaire à la fusion) [1]. Elle est obtenue avec l'utilisation du deutérium ($D = {}^2\text{H}$) et du tritium ($T = {}^3\text{H}$), deux isotopes de l'hydrogène (${}^1\text{H}$) et s'écrit :



où ${}^4_2\text{He}$ représente l'hélium (particule alpha) et n le neutron.

L'énergie est libérée sous forme d'énergie cinétique que l'on peut utiliser pour chauffer de l'eau et alimenter ainsi une turbine électrique. Les réactifs utilisés sont facilement accessibles : le deutérium se trouve dans l'eau de mer et le tritium est produit à partir du lithium. Notons ici qu'en utilisant une partie des neutrons générés lors de la réaction thermonucléaire, on pourrait directement bombarder du lithium pendant le processus industriel de fusion pour former le tritium nécessaire à cette réaction.

Le critère de *Lawson* [2] définit les conditions d'allumage et impose, pour un plasma donné, des conditions sur la densité, la durée du confinement et la température afin que les réactions de fusion s'entretiennent et que le processus soit rentable. Pour un plasma de deutérium-tritium stœchiométrique, il s'énonce ainsi :

$$nT\tau \geq \frac{12k_b}{E_f} \frac{T^2}{\langle\sigma v\rangle}$$

où n est la densité du mélange de combustible, T la température, τ le temps de confinement, E_f l'énergie des produits de fusion (dans notre exemple $E_f = 3,5 \text{ MeV}$), σ la section efficace et v la vitesse relative des réactifs.

Plusieurs programmes sont actuellement menés pour démontrer la faisabilité de la fusion nucléaire, et plus particulièrement de l'ignition :

- le projet *ITER* [3], qui explore la méthode de la fusion dite par confinement magnétique (n petit et τ grand) ;
- les projets *LMJ* [4] et *NIF* [5] explorent, quant à eux, la méthode de la fusion dite par confinement inertiel (n grand et τ petit).

La première méthode consiste à comprimer – ou confiner – un plasma de densité plutôt faible ($n \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ où n est la densité particulaire du plasma⁴) par un champ magnétique intense sur une durée de l'ordre de la seconde. Le dispositif le plus connu permettant la réalisation de ce confinement est appelé tokamak. Dans la seconde méthode, on utilise des ondes laser intenses (éclairage de l'ordre de 10^{14} à $10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$) pour irradier une cible contenant le mélange deutérium-tritium. Un plasma plutôt dense ($n \approx 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) se forme et, en se détendant, comprime par réaction la cible à des densités très élevées. La durée du confinement, de l'ordre de la dizaine de picosecondes, dépend de l'inertie du plasma, c'est-à-dire de la durée de sa détente.

Nous nous focalisons, dans la suite, sur le confinement inertiel contrôlé par laser, et c'est dans ce cadre encore très général que s'inscrivent les résultats de cette thèse.

4. À titre de comparaison la densité particulaire de l'air est d'environ $2,7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, et celle de l'eau $3,3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$.

1.2 La Fusion par Confinement Inertiel (FCI)

Le projet français Laser Méga Joule, installé près de Bordeaux, est une installation majeure du programme militaire Simulation conduit par la Direction des Applications Militaires du CEA. Ce programme est destiné à assurer la pérennité de la dissuasion nucléaire de la France, après la ratification du Tice en 1998. Un des objectifs du LMJ est de réaliser des expériences de FCI, dans le but de valider les codes numériques utilisés pour la simulation des différentes phases de fonctionnement des armes. Il apparaît donc essentiel, dans le cadre de ce projet, de comprendre et maîtriser les différents phénomènes qui se produisent dans l'interaction laser-plasma. Par ailleurs, la compréhension de ces phénomènes reste un enjeu majeur pour la FCI et constitue un défi à la fois scientifique et technique passionnant.

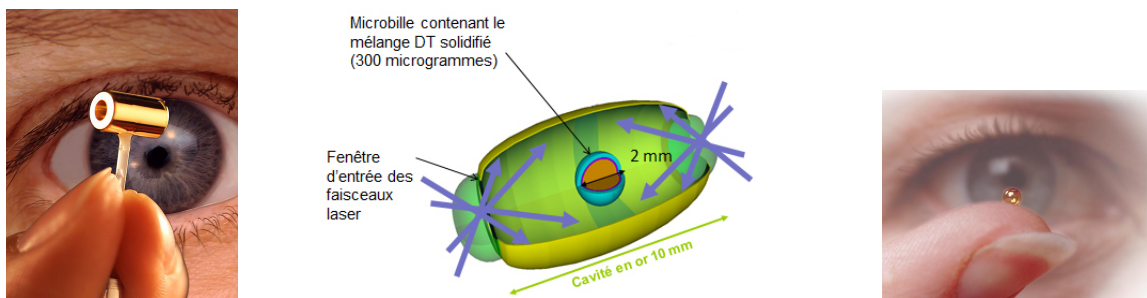


FIGURE 1.1 – Images issues de [6] et [7]. À gauche, une photographie d'une cavité NIF. Au milieu, un schéma d'une cavité et d'une cible LMJ. À droite, une cible – capsule ou micro ballon – de deutérium-tritium NIF.

Il existe plusieurs stratégies, dans le cadre de la FCI, pour comprimer la cible : l'attaque directe et l'attaque indirecte. Dans les deux cas, le but est de vaporiser la couche supérieure (essentiellement du plastique) de la cible (figure 1.1 pour échelle et mise en situation). La détente de ce gaz va, par réaction (inertie), comprimer le deutérium-tritium contenu dans la cible, ce qui devrait permettre d'atteindre les conditions requises pour démarrer la réaction (figure 1.2).

L'approche directe consiste à éclairer directement la cible de deutérium-tritium avec le laser. Il y a donc interaction directe entre les faisceaux laser et la cible. L'inconvénient majeur de cette approche est l'inhomogénéité du dépôt d'énergie, ce qui entraîne un certain nombre d'instabilités hydrodynamiques, notamment des instabilités de type Rayleigh-Taylor, qui nuisent à la réussite de l'opération⁵. Afin que le dépôt d'énergie soit le plus uniforme possible, un grand nombre de faisceaux laser est requis, parfaitement équilibrés en puissance, précisément pointés et synchronisés, ce qui constitue également un autre inconvénient de cette méthode. Cette stratégie est notamment mise en œuvre sur les installations OMEGA, à Rochester (États-Unis) et GEKKO, à Osaka (Japon).

L'attaque indirecte consiste à diriger des faisceaux laser (176 pour le LMJ) sur les parois internes, recouvertes d'or, d'une cavité d'environ 1 cm³ contenant la cible. Cela produit, par conversion, un rayonnement X intense. Ce rayonnement, piégé dans la cavité, interagit avec la cible de manière beaucoup plus uniforme que dans le cas de l'attaque directe. Cela permet de

5. C'est exactement ce qui se passe lorsque l'on serre très fort de la pâte à modeler dans sa main : elle s'échappe entre les doigts.

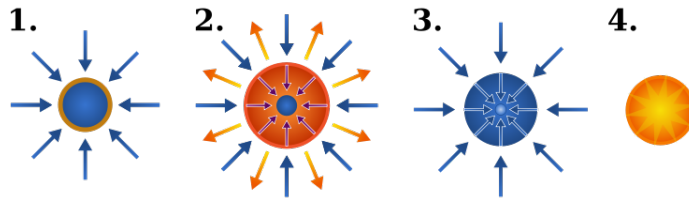


FIGURE 1.2 – Image issue de [6]. 1. Formation de la couronne : la surface de la cible est fortement et rapidement chauffée (par irradiation laser directe ou par des rayons X obtenus par conversion X), formant une couronne de plasma. 2. Ablation/Compression : l’ablation de la surface, associée à la détente du plasma vers l’extérieur, entraîne la compression de la cible par effet fusée. 3. Allumage : les conditions de pression et de température sont réunies pour amorcer les réactions thermonucléaires au cœur de la cible. 4. Ignition : les réactions thermonucléaires s’entretiennent et brûlent l’ensemble du combustible libérant beaucoup plus d’énergie que celle investie pour amorcer le processus.

réduire sensiblement les instabilités hydrodynamiques qui peuvent se développer lors de la compression de la cible. Il n’existe aujourd’hui que deux installations opérationnelles dans le monde qui mettent en œuvre ce schéma d’attaque : le Laser Méga Joule en France (deux quadruplets fonctionnels pour le moment) et le NIF aux États-Unis.

1.2.1 L’état plasma

Source de phantasmes, cet état de la matière qui représente pourtant 99% de la matière connue existante dans l’univers, reste assez mystérieux pour le grand public. Il s’agit d’un état (souvent appelé « quatrième état ») tout comme le sont les états solide, liquide et gazeux. Le plasma correspond à un état *ionisé* de la matière. Le terme fut introduit pour la première fois en 1928 par Langmuir et Tonks [8] pour désigner le gaz ionisé contenu dans un tube à décharge. Aujourd’hui, un plasma peut être défini comme un système physique contenant des particules chargées dont le comportement présente un caractère collectif, associé aux interactions électromagnétiques [9].

Cet état n’est généralement atteint qu’à des températures très élevées (supérieures à 50 000 K, soit environ ⁶ 4.3 eV), l’énergie d’agitation thermique devant alors être du même ordre de grandeur que l’énergie d’ionisation. Le fait qu’un gaz puisse être tout ou en partie ionisé est quantifié par le *degré d’ionisation* α , qui est le rapport de la densité électronique par la somme de la densité électronique et de celle des particules neutres :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_n}$$

Un plasma est un milieu physique très complexe. De nombreux phénomènes s’y produisent, avec des grandeurs caractéristiques très distinctes. Pour comprendre un tel milieu, à une échelle donnée, il est nécessaire d’aborder de nombreux domaines physiques (hydrodynamique, théorie cinétique, mécanique quantique, physique statistique, physique nucléaire, transport, thermodynamique, physique des ondes, rayonnement, électrocinétique, magnétostatique, magnétohydro-

⁶. On parle aussi bien en électron-volt qu’en Kelvin. Le passage de l’un à l’autre se fait par la relation $1 \text{ eV} = k_b \cdot 11\,605 \text{ K}$

1.2 La Fusion par Confinement Inertiel (FCI)

dynamique, électromagnétisme, cinétique chimique, ...) qui permettent d'obtenir les équations couplées, généralement non linéaires, indispensables à la description des dits phénomènes. En général, un plasma est globalement neutre (hypothèse de quasi-neutralité), et se comporte comme un fluide conducteur. Dans cette hypothèse, nous notons Z le nombre moyen d'électrons perdus par un neutre lorsqu'il s'ionise ; nous avons alors la relation suivante :

$$n_e = Zn_i \tag{QN}$$

Nous présentons maintenant certains paramètres fondamentaux, permettant de caractériser un plasma :

- la fréquence⁷ plasma électronique $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$. Les ondes associées à ces oscillations sont appelées « ondes plasma électroniques » ou encore « ondes de Langmuir » ;
- la densité critique n_c pour une onde électromagnétique donnée, de fréquence ω , est la densité électronique à partir de laquelle cette onde ne peut plus se propager dans le plasma que de manière évanescence. Elle a pour expression $n_c = \frac{\omega^2 m_e \epsilon_0}{e^2}$ soit, en unités pratiques : $n_c = 1,1 \cdot 10^{21} \lambda_{\mu\text{m}}^{-2} \text{cm}^{-3}$;
- la longueur de Debye, ou encore distance d'écrantage, notée $\lambda_D = \frac{v_{th}}{\omega_{pe}}$ et souvent normalisée au nombre d'onde k_L de l'onde plasma, est la distance en dessous de laquelle le plasma ne vérifie plus l'hypothèse de quasi-neutralité (QN).

Les plasmas rencontrés dans la vie de tous les jours sont les éclairs, les aurores boréales, l'ionosphère, le soleil, les TV plasma, dans certaines conditions des flammes ou encore des lampes à plasma (objet décoratif).

Afin d'avoir quelques ordres de grandeur en tête, nous donnons en tableau 1.1, les caractéristiques de certains plasmas.

Type de plasma	Densité particulaire (m^{-3})	Température (K)
Propulsion plasmique	$1 \cdot 10^4 \sim 1 \cdot 10^6$	$100 \sim 4000$
Aurores boréales	$1 \cdot 10^6 \sim 1 \cdot 10^{11}$	$100 \sim 4000$
« Flammes »	$1 \cdot 10^{12} \sim 1 \cdot 10^{16}$	$100 \sim 4000$
Écran plasma (TV)	$\leq 1 \cdot 10^{20}$	~ 1000
Éruption solaire	$1 \cdot 10^{12} \sim 1 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^5 \sim 8 \cdot 10^6$
Éclairs	$1 \cdot 10^{18} \sim 1 \cdot 10^{24}$	$1 \cdot 10^4 \sim 1 \cdot 10^6$
Fusion magnétique	$1 \cdot 10^{17} \sim 1 \cdot 10^{20}$	$4 \cdot 10^7 \sim 8 \cdot 10^8$
Fusion inertielle	$1 \cdot 10^{27} \sim 1 \cdot 10^{31}$	$1 \cdot 10^7 \sim 5 \cdot 10^9$
Cœur d'étoile	$> 1 \cdot 10^{30}$	$1 \cdot 10^7 \sim 1 \cdot 10^{10}$

TABLEAU 1.1 – Quelques ordres de grandeur pour différents plasmas. Les températures et les densités particulaires varient respectivement de 8 et 25 ordres de grandeur.

7. Terminologie abusive : il s'agit bien d'une pulsation...

1.2.2 Le laser idéal et sa modélisation

Un laser, ou Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, est une source cohérente et monochromatique de lumière. Il s'agit d'un phénomène, évoqué pour la première fois par Albert Einstein en 1917, qui trouve sa description dans la mécanique quantique [10], et plus précisément, qui repose sur le principe de quantification des niveaux d'énergie [11]. Ce n'est cependant qu'à partir des années 1960 que les premiers lasers exploitables voient le jour [12].

Les faisceaux laser idéaux que nous considérons ici sont appelés faisceaux gaussiens [13] : la recherche des solutions stationnaires de l'équation de propagation des ondes de D'Alembert conduit à une équation dite de Helmholtz :

$$(\nabla^2 + k^2)\phi(\vec{r}) = 0 \quad + \text{C.L.} \quad (1.1)$$

dans laquelle ϕ représente l'amplitude de l'onde, k son nombre d'onde, et C.L. les Conditions aux Limites.

Un faisceau gaussien est une solution particulière de l'équation de Helmholtz dans le cadre de l'approximation paraxiale. Cette approximation, souvent adaptée en optique, consiste à supposer que la propagation du faisceau ne se fait que dans une direction et un sens particuliers et que les variations du champ sont lentes. Nous considérons ainsi une onde électromagnétique, restreinte à son champ électrique : $E(\vec{r}) = E(r, z)e^{ikz}$, où z repère la position sur l'axe de propagation et r la distance radiale à cet axe. Son équation de propagation s'écrit dans l'approximation paraxiale⁸ :

$$\left(\nabla_{\perp}^2 + 2ik\frac{\partial}{\partial z}\right)E(r, z) = 0 \quad + \text{C.L.} \quad (1.2)$$

L'expression du champ électrique d'un tel faisceau s'écrit, en 3D⁹ :

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{\left(\frac{-r^2}{w^2(z)}\right)} e^{\left(-ikz - ik\frac{r^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right)}$$

où r est la distance à l'axe central du faisceau et z la distance à son origine.

L'intensité¹⁰ s'exprime :

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 e^{\left(\frac{-2r^2}{w^2(z)}\right)}$$

avec $I_0 = \frac{1}{2}c\varepsilon_0 E_0^2$ et (voir figure 1.3) :

- w_0 , la valeur minimale de la largeur du faisceau, en $z = z_0$, ce qui correspond à la focalisation de celui-ci. On peut, sans perdre en généralité, choisir $z_0 = 0$;

8. L'établissement de cette équation sera détaillé par la suite. Notons qu'il s'agit d'une équation d'onde de type Schrödinger pour une particule libre dans un espace à deux dimensions (où le temps t est remplacé par z).

9. En 2D l'expression n'est pas exactement la même : $E(r, z) = E_0 \sqrt{\frac{w_0}{w(z)}} e^{\left(\frac{-r^2}{w^2(z)}\right)} e^{\left(-ikz - ik\frac{r^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right)}$.

10. Certains auteurs préfèrent nommer cette grandeur « flux », « éclaircissement » ou encore « irradiancance ».

1.2 La Fusion par Confinement Inertiel (FCI)

- $w(z)$, la largeur du faisceau définie par : $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$ où z_R est la distance de Rayleigh. Ce paramètre est défini par $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$. Il correspond donc à la distance entre le point focal et le point où le champ s'est évasé d'un facteur $\sqrt{2}$: $w(\pm z_R) = w_0 \sqrt{2}$;
- E_0 et I_0 , les amplitude et intensité du faisceau au centre et à l'origine;
- R , le rayon de courbure défini par $R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2 \right]$;
- ζ , la phase de Gouy définie par $\zeta(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)$.

Il est courant de représenter l'amplitude du champ par la *vitesse d'oscillation* associée aux électrons dans ce champ : $v_{\text{osc}} = \frac{eE_0}{m_e \omega_0}$, souvent normalisée à la vitesse de la lumière c_0 .

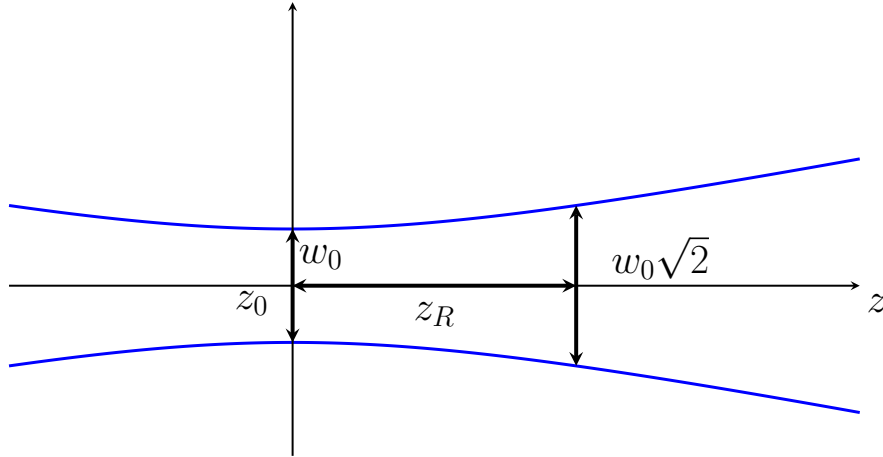


FIGURE 1.3 – Schéma d'un faisceau gaussien sur lequel nous présentons les différents paramètres. Pour $z \gg z_R$, il est courant de considérer la pente de l'élargissement du faisceau comme constante.

Dans la pratique, un faisceau gaussien est généré par des optiques; on peut donc définir complètement la géométrie d'un faisceau gaussien par « l'ouverture numérique », $f_{\#}$, et sa longueur d'onde :

$$\begin{aligned} w_0 &= f_{\#} \lambda \\ z_R &= \pi \lambda f_{\#}^2 \end{aligned}$$

L'ouverture numérique $f_{\#}$ correspond au rapport entre la distance focale f et le diamètre D de la lentille, comme représenté sur la figure 1.4.

1.2.3 Interaction laser-plasma

L'interaction laser-plasma se produit aussi bien dans les configurations d'attaque directe qu'indirecte. Pour ce dernier cas, par exemple, les faisceaux laser irradient la paroi d'or afin de

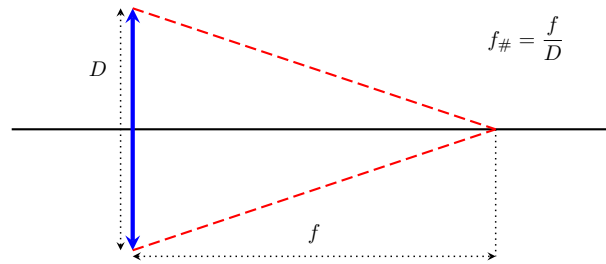


FIGURE 1.4 – Définition de $f\#$.

générer les rayons X. Étant donné la puissance des lasers utilisés, lorsque les faisceaux arrivent sur la paroi d'or, celle-ci se vaporise puis s'ionise pour former un plasma d'or qui va se détendre à l'intérieur de la cavité, ce qui pose un certain nombre de problèmes. Afin de limiter et ralentir l'expansion de ce plasma d'or, un gaz léger (hydrogène et/ou hélium) est préalablement introduit dans la cavité (également appelée *Hohlraum*¹¹). Le laser traverse donc, dès son entrée dans la cavité, un gaz qu'il ionise, et se propage dans le plasma peu dense et inhomogène ainsi formé avant d'atteindre la paroi.

Lors de sa propagation dans ce plasma sous-dense, le laser incident est fortement altéré : il est en partie absorbé (absorption collisionnelle par *Bremsstrahlung inverse*), dévié, filamenté ou encore réfléchi. L'énergie n'est donc pas déposée, comme souhaité, sur la paroi et les réactions nucléaires ne peuvent s'amorcer. En effet, lors de la propagation d'ondes électromagnétiques intenses dans un plasma, des couplages fortement non linéaires se développent avec les champs électrostatiques associés aux fluctuations de densités électroniques (et ioniques) présentes dans le plasma. Ces processus délétères pour la FCI, également appelés *instabilités paramétriques*, peuvent entraîner une perte dans la qualité de l'éclairement laser (filamentation, diffusion, autofocalisation), la création d'électrons suprathérmiques (qui peuvent préchauffer la cible, ce qui, évidemment, n'est pas du tout un effet recherché) ou encore une absorption anormale de l'énergie laser incidente. Par exemple, des expérimentations récentes effectuées au NIF [14] suggèrent qu'il y a 50% de perte d'énergie dus à la diffusion de certains faisceaux laser sur les électrons (diffusion Raman).

1.3 Instabilités paramétriques

1.3.1 Équation de Mathieu : cas d'école

Une instabilité paramétrique est un phénomène qui peut se déclencher (croître de manière résonante) dans certaines conditions qui dépendent d'un (ou plusieurs) paramètre(s). Par exemple, l'équation suivante, dite de Mathieu, permet typiquement de décrire une instabilité paramétrique en mécanique :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2(t)x = 0$$

$$\omega^2(t) = \omega_1^2 (1 - 2\varepsilon \cos(\omega_0 t))$$

11. Dans la langue de Goethe.

Cette équation, cas particulier de l'équation de Hill dans laquelle ω serait une fonction quelconque, décrit un oscillateur harmonique dont la pulsation propre ω_1 est modulée par une perturbation périodique ($2\varepsilon \cos(\omega_0 t)$). Il peut s'agir par exemple d'un pendule pesant, dont la longueur (et donc la pulsation propre) est modulée sinusoidalement au cours du temps.

À l'ordre zéro en ε l'équation précédente a une solution de la forme $x_0(t) = X_0 \cos(\omega_1 t)$. Une approche perturbative au premier ordre en ε conduit à chercher des solutions sous la forme $x_\varepsilon(t) = x_0(t) + \varepsilon x_1(t)$. Nous avons donc $x_1(t)$ qui vérifie l'équation suivante :

$$\frac{d^2 x_1}{dt^2} + \omega_1^2 x_1 = X_0 \omega_1^2 [\cos((\omega_0 - \omega_1)t) + \cos((\omega_0 + \omega_1)t)]$$

Il s'agit encore de l'équation d'un oscillateur harmonique, qui est cette fois forcé par un signal ayant deux composantes harmoniques $\omega_0 - \omega_1$ et $\omega_0 + \omega_1$. La résolution de cette équation dans le plan complexe est évidente. Nous obtenons :

$$x_1(t) = X_0 \omega_1^2 \left[\frac{e^{i(\omega_0 - \omega_1)t}}{\omega_1^2 - (\omega_0 - \omega_1)^2} + \frac{e^{i(\omega_0 + \omega_1)t}}{\omega_1^2 - (\omega_0 + \omega_1)^2} \right] + \text{c.c.}$$

où c.c. désigne le complexe conjugué.

Remarquons que la quantité $|\varepsilon x_1(t)|$ peut devenir grande devant $|x_0(t)|$ lorsque son dénominateur s'annule, c'est-à-dire lorsque $\omega_0 = 0$ (cas trivial) ou lorsque ¹² $\omega_0 = 2\omega_1$. Cette dernière condition s'appelle condition de résonance paramétrique : lorsqu'elle est vérifiée, le système est instable et $|x_\varepsilon| \rightarrow \infty$.

En allant plus loin dans l'ordre de l'approche perturbative, il est clair que nous obtiendrons des conditions de résonance paramétriques associées aux harmoniques $n\omega_0$, avec $n \in \mathbb{N}$, correspondant à un ordre donné. Évidemment, lorsqu'une condition de résonance paramétrique est vérifiée, il n'est plus possible de rester sur une telle approche puisque l'amplitude associée à la perturbation (qui est donc forcée à son mode propre) devient très grande.

Dans le cas où la condition non triviale de résonance est vérifiée, l'équation est celle d'un oscillateur harmonique forcé à sa fréquence de résonance et devient :

$$\frac{d^2 x_1}{dt^2} + \omega_1^2 x_1 = X_0 \omega_1^2 \cos(\omega_1 t)$$

Nous cherchons une solution de la forme ¹³ $x_1(t) = A(t) \cos(\omega_1 t)$. En injectant cette expression dans l'équation précédente, nous obtenons l'équation sur $A(t)$ suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A}{dt^2} - 2\omega_1 \frac{dA}{dt} &= X_0 \omega_1^2 \\ \Leftrightarrow \frac{dA}{dt} - 2\omega_1 A &= X_0 \omega_1^2 t + K_1 \end{aligned}$$

Une intégration par partie donne immédiatement que $x_1(t) = -\frac{X_0 \omega_1}{2} t \cos(\omega_1 t) + K_2 \cos(\omega_1 t)$, où K_1 et K_2 sont des constantes réelles. La quantité $|\varepsilon x_1(t)|$ diverge en temps avec le taux de

12. La solution $\omega_0 = -2\omega_1$ n'est pas physique.

13. Variation de la constante...

CHAPITRE 1. INTRODUCTION GÉNÉRALE

croissance temporel $X_0 \frac{\varepsilon \omega_1}{2}$.

Comme nous l'avons mentionné plus haut, en cas de résonance paramétrique, il n'est plus possible de faire le développement perturbatif. Les conclusions faites au paragraphe précédent invalident donc la démarche effectuée. Il existe cependant plusieurs méthodes de résolution [1] : la méthode des temps multiples, et la méthode d'approximation d'enveloppe. Nous nous focaliserons sur cette dernière approche, qui consiste simplement à dire que l'on peut décomposer un signal modulé en un signal porteur (l'enveloppe) et un signal porté, et que la variation temporelle de l'enveloppe est très lente devant les oscillations du signal porté. Plus spécifiquement, si un signal s'écrit de la forme $X = X(t)e^{-i\omega_1 t}$ l'approximation d'enveloppe consiste à dire que $\left| \frac{1}{X(t)} \frac{dX(t)}{dt} \right| \ll \omega_1$. Reprenons donc l'équation de Mathieu précédemment introduite, et supposons l'approximation d'enveloppe pertinente. Là encore, il est commode de raisonner dans l'espace complexe en écrivant qu'une quantité réelle $q = u \cos \omega t$, s'écrit : $q = \frac{1}{2} u e^{-i\omega t} + \text{c.c.}$;

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 X}{dt^2} + \omega_1^2 (1 - 2\varepsilon \cos(\omega_0 t)) X = 0 \\ \Leftrightarrow & \left(\frac{d^2}{dt^2} + \omega_1^2 \right) (X e^{-i\omega_1 t} + \text{c.c.}) = (\varepsilon \omega_1^2 e^{-i\omega_0 t} + \text{c.c.}) (X e^{-i\omega_1 t} + \text{c.c.}) \\ \Leftrightarrow & -2i\omega_1 \frac{d}{dt} (X e^{-i\omega_1 t} + \text{c.c.}) \approx (\varepsilon \omega_1^2 e^{-i\omega_0 t} + \text{c.c.}) (X e^{-i\omega_1 t} + \text{c.c.}) \end{aligned}$$

En ne gardant que les fréquences qui permettent de satisfaire la relation de résonance $\omega_0 = 2\omega_1$, l'équation précédente se simplifie en :

$$\frac{dX}{dt} = i \frac{\varepsilon \omega_1}{2} X^*$$

où X^* représente le complexe conjugué de X .

Cette dernière équation s'écrit de manière équivalente :

$$\frac{d^2 X}{dt^2} - \gamma_0^2 X = 0$$

avec $\gamma_0 = \frac{\varepsilon \omega_1}{2}$

Nous avons donc fait apparaître de manière explicite le comportement de $X(t)$ dans ces conditions : $X(t) \propto e^{\gamma_0 t}$. Cette grandeur subit une croissance exponentielle avec un taux de croissance temporel égal à γ_0 .

1.3.2 Équation de Mathieu en régime amorti

L'équation de Mathieu avec un terme de dissipation s'écrit simplement :

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 x}{dt^2} + 2\nu_1 \frac{dx}{dt} + \omega_1^2 (1 - 2\varepsilon \cos(\omega_0 t)) x = 0 \\ \Leftrightarrow & \frac{d^2 x}{dt^2} + 2\nu_1 \frac{dx}{dt} + \omega_1^2 x = (2\varepsilon \cos(\omega_0 t)) x \end{aligned}$$

et représente, par exemple, un pendule dont la longueur est modulée dans le temps et qui serait mis en mouvement dans un fluide visqueux.

En procédant exactement de la même manière que précédemment, et en supposant que l'amortissement est assez faible $\left(\frac{\nu_1}{\omega_1} \ll 1\right)$ on montre que l'enveloppe $X(t)$ d'un signal $X(t)e^{-i\omega_1 t}$ vérifiant l'approximation d'enveloppe satisfait l'équation :

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dt} + \nu_1\right) X &= i\gamma_0 X^* \\ \Leftrightarrow \left(\frac{d^2}{dt^2} + 2\nu_1 \frac{d}{dt} + (\nu_1^2 - \gamma_0^2)\right) X &= 0 \end{aligned}$$

Les solutions se comportent comme $e^{(\gamma_0 - \nu_1)t}$ sur les temps longs. Le taux de croissance temporel s'écrit $\gamma = \gamma_0 - \nu_1$; la solution est donc instable lorsque $\gamma_0 > \gamma_{\text{seuil}} = \nu_1$.

Il y a de toute évidence une compétition entre le terme d'amortissement et le terme source. En présence d'un amortissement, le seuil de déclenchement de l'instabilité n'est jamais nul ; il existe donc une plage pour laquelle le système est stable.

1.3.3 Largeur de résonance

Nous avons précédemment raisonné en supposant que la condition de résonance $\omega_0 = 2\omega_1$ était parfaitement réalisée. En pratique, même si la condition de résonance n'est pas exactement vérifiée, le système peut tout de même présenter un comportement instable. Nous allons donc déterminer la largeur de résonance, c'est-à-dire la valeur maximale du *désaccord* $\delta\omega = \omega_0 - 2\omega_1$, pour laquelle la réponse du système est instable.

Pour cela nous considérons directement le cas du régime amorti : en effet, cette situation généralisant la première situation présentée, il suffira de prendre $\nu_1 = 0$ pour retrouver le cas non amorti.

L'équation d'enveloppe s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dt} + \nu_1\right) X e^{-i\omega_1 t} &= i\gamma_0 e^{-i\omega_0 t} X^* e^{i\omega_1 t} \\ \Leftrightarrow \left(\frac{d}{dt} + \nu_1\right) X &= i\gamma_0 X^* e^{-i(\omega_0 - 2\omega_1)t} \\ \Leftrightarrow \left(\frac{d}{dt} + \nu_1\right) X &= i\gamma_0 X^* e^{-i\delta\omega t} \end{aligned}$$

En opérant le changement de variable $X = \tilde{X} e^{-i\delta\omega t}$, nous absorbons le terme exponentiel et l'équation précédente se réécrit :

$$\left(\frac{d}{dt} - i\delta\omega + \nu_1\right) \tilde{X} = i\gamma_0 X^*$$

Par ailleurs, l'équation conjuguée s'écrit toujours :

$$\left(\frac{d}{dt} + \nu_1\right) X^* = -i\gamma_0 X e^{i\delta\omega t} = -i\gamma_0 \tilde{X}$$

CHAPITRE 1. INTRODUCTION GÉNÉRALE

En combinant ces deux dernières équations, nous obtenons l'équation d'évolution de \tilde{X} :

$$\frac{d^2 \tilde{X}}{dt^2} + (2\nu_1 - i\delta\omega) \frac{d\tilde{X}}{dt} + (\nu_1^2 - i\nu_1\delta\omega - \gamma_0^2) \tilde{X} = 0$$

Le discriminant de cette équation s'exprime simplement :

$$\Delta = (2\nu_1 - i\delta\omega)^2 - 4(\nu_1^2 - i\nu_1\delta\omega - \gamma_0^2) = 4\gamma_0^2 - \delta\omega^2$$

et finalement les solutions potentiellement instables se comportent comme

$$e^{i\frac{\delta\omega}{2}t + \left(\sqrt{\gamma_0^2 - \frac{\delta\omega^2}{4}} - \nu_1\right)t}$$

L'instabilité se déclenche donc lorsque le désaccord en fréquence $\delta\omega$ vérifie l'inégalité :

$$\begin{aligned} \sqrt{\gamma_0^2 - \frac{\delta\omega^2}{4}} - \nu_1 &> 0 \\ \Leftrightarrow \gamma_0^2 &> \frac{\delta\omega^2}{4} + \nu_1^2 \end{aligned}$$

Cela signifie notamment que plus grand est le terme source, plus facilement peut se déstabiliser le système. En effet, la condition de résonance paramétrique nécessaire au déclenchement de l'instabilité devient de moins en moins stricte. Cependant, plus le désaccord est important et moins le couplage (la croissance de l'instabilité) est efficace.

1.3.4 Les instabilités paramétriques dans l'interaction laser-plasma

Pour faire le lien entre les instabilités paramétriques relatives à l'interaction laser-plasma d'une part, l'oscillateur paramétrique présenté précédemment d'autre part, et faire l'analogie entre l'équation de Hill-Mathieu et celles qui découleront du modèle exposé dans les chapitres suivants, nous indiquons dès maintenant que l'oscillateur représente les ondes filles déstabilisées par la présence d'une onde mère, encore appelée onde pompe, représentée par le terme $2\varepsilon \cos \omega_0 t$.

Les instabilités paramétriques sont l'objet d'études approfondies depuis plusieurs dizaines d'années, mais restent encore assez mal comprises, notamment à cause des effets fortement non linéaires qu'elles mettent en jeu, et de la possibilité qu'elles se couplent entre elles. Leur étude et la maîtrise de leurs conséquences néfastes sont primordiales pour la FCI.

Une onde électromagnétique de grande intensité, typiquement l'onde laser incidente, peut interagir avec les particules chargées électriquement présentes dans le plasma. Ceci peut entraîner l'excitation progressive d'ondes secondaires, qui pompent l'énergie de l'onde incidente (appelée alors « onde mère » ou « onde pompe ») pour se développer. Ce couplage est un couplage résonnant au sens paramétrique, et met en jeu l'onde pompe incidente, une onde fille électrostatique électronique (haute fréquence) ou ionique (basse fréquence), et une ou deux autre(s) onde(s) fille(s) électromagnétique(s). Dans un plasma, les relations de dispersion associées aux différents types d'ondes, de pulsation ω et de nombre d'onde k , sont les suivantes :

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 \tag{1.3}$$

pour les ondes électromagnétiques, où c représente la vitesse de la lumière dans le plasma ;

$$\omega = kc_s \tag{1.4}$$

pour les ondes acoustiques ioniques, où c_s représente la célérité du son dans le plasma ;

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3k^2v_{th}^2 \tag{1.5}$$

pour les ondes plasma électroniques, où v_{th} représente la vitesse thermique électronique.

Plus précisément, un couplage résonnant à trois ondes correspond à la branche dite de *désintégration*. Dans ce cas, l'onde pompe de fréquence ω_0 et de nombre d'onde k_0 se couple avec une onde fille basse fréquence de pulsation et de nombre d'onde ω_2 et k_2 , et seul le mode dit de Stokes de pulsation $\omega_1 = \omega_0 - \omega_2$ est résonnant. Les conditions de résonance s'écrivent donc :

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \tag{1.6}$$

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \tag{1.7}$$

Le couplage non résonnant à quatre ondes correspond à la branche dite *modulationnelle*. Cela correspond au couplage entre la pompe, l'onde basse fréquence et encore deux autres ondes correspondant aux modes Stokes $\omega_0 - \omega_2$ et anti-Stokes $\omega_0 + \omega_2$.

Parmi les instabilités paramétriques rencontrées dans le cadre de l'interaction laser-plasma, nous pouvons notamment citer :

La diffusion Brillouin Stimulée

Cette instabilité correspond à la branche de désintégration. L'onde qui se couple à l'onde pompe est une onde acoustique ionique (ω_s, k_s) (basse fréquence). L'onde diffusée a donc une fréquence $\omega_1 = \omega_0 - \omega_s$ et un vecteur d'onde $\vec{k}_1 = \vec{k}_0 - \vec{k}_s$. La fréquence de cette onde diffusée n'est que très légèrement inférieure à celle de l'onde incidente. Par ailleurs, comme le montre la relation de dispersion des ondes électromagnétiques, l'inégalité $\omega_0 > \omega_{pe}$ est nécessairement vérifiée, ce qui impose une condition sur la densité électronique : $n_e < n_c$. La diffusion Brillouin peut ainsi se faire dans tout le domaine dit sous-dense.

Autofocalisation - Filamentation

L'indice optique – ou de réfraction – du plasma est défini par $n = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}$. Si cette quantité augmente localement (cela peut être dû à une diminution de la densité électronique ou, dans les régimes relativistes, à une augmentation de la masse des électrons), le plasma se comporte comme une lentille convergente, ce qui entraîne une diminution de la section du faisceau laser. Ce faisant, l'intensité augmente, provoquant l'augmentation de la pression de rayonnement (force pondéromotrice), entraînant ainsi une diminution locale de la densité (creusement du plasma), ce qui renforce l'instabilité. La section du faisceau ne pouvant devenir nulle, et l'intensité ne pouvant devenir infinie, lorsque la sur-intensité est trop importante, le faisceau se brise en plusieurs filaments présentant de nombreuses sur-intensités (phénomène de collapse). Les phénomènes qui peuvent éventuellement modifier l'indice optique du plasma sont la pression de rayonnement (on parle alors de filamentation pondéromotrice), le chauffage du plasma par

CHAPITRE 1. INTRODUCTION GÉNÉRALE

Bremsstrahlung inverse (on parle alors de filamentation thermique), ou encore les effets de la relativité : la masse des électrons relativistes augmente si bien que la fréquence plasma électronique diminue. On parle dans ce cas de filamentation relativiste. Les instabilités d'autofocalisation et de filamentation correspondent à la branche modulationnelle.

La diffusion Raman stimulée

Lorsque l'onde pompe interagit avec une onde plasma électronique, on parle de diffusion Raman. Contrairement à la diffusion Brillouin, cette instabilité ne peut se déclencher que dans la région sous quart critique : $n_e < \frac{n_c}{4}$. En effet, d'après la condition de résonance paramétrique sur les fréquences et la relation de dispersion des ondes électromagnétiques, pour que les trois ondes puissent se propager il est nécessaire que $\omega_0 > 2\omega_{pe}$. Ceci donne immédiatement la condition annoncée.

En plus de l'altération du faisceau laser incident, des électrons suprathermiques peuvent être générés, ce qui risque de préchauffer la cible cryogénique de deutérium-tritium, altérant ainsi sa bonne compression.

D'autres instabilités existent, nous pensons entre autres à l'instabilité à deux plasmons, les instabilités de décomposition électrostatique et acoustique ionique. Cette thèse portant essentiellement sur la modélisation de l'instabilité Raman primaire, nous détaillons plus précisément cette instabilité.

1.4 La diffusion Raman stimulée



Chandrashekhara Venkata Râman, professeur de physique à Calcutta et directeur du département de physique de Bangalore, découvre en 1928 un effet éponyme [15, 16], pour lequel on lui décerne le prix Nobel de physique de 1930. Cet effet consiste en la diffusion inélastique d'un photon lorsqu'il traverse un milieu matériel. Autrement dit, le milieu peut modifier la fréquence de la lumière qui le traverse. Il y a donc un échange d'énergie entre le rayon lumineux et son environnement. Dans les solides, cet effet est notamment dû à la vibration des molécules et la mesure du décalage de fréquence entre l'onde incidente et l'onde diffusée permet de remonter à certaines de ses propriétés (spectroscopie

Raman). Dans le cas où la diffusion est due à des ondes acoustiques on parle de diffusion Brillouin. Nous étudions, dans le cadre de cette thèse, la diffusion d'une onde laser incidente sur une onde plasma électronique.

En 1965, certains auteurs [17] évoquent la possibilité que les fluctuations de densité d'un plasma puissent se coupler avec une onde laser incidente, et croître avec un taux beaucoup plus important que les taux d'amortissement, formant ainsi un système instable au sens des instabilités paramétriques. Depuis, bon nombre d'études ont été conduites, notamment dans le contexte de la Fusion nucléaire contrôlée par Confinement Inertiel laser (FCI). Un des objectifs est de mettre au point des méthodes permettant de limiter – ou *saturer* – la croissance des ondes filles. Par exemple, Rosenbluth a montré en 1972 [18] que dans un profil linéaire de plasma, la croissance des ondes filles est limitée et que leur saturation se fait à un niveau prévisible : puisque la fréquence plasma électronique dépend de la densité, dans un couplage à trois ondes données, la condition de résonance paramétrique n'est satisfaite, à la largeur de bande près, qu'en un point du plasma. Partout ailleurs, les ondes se propagent sans échanger d'énergie. Cependant, comme prévu par Morales et O'Neil [19] et Dewar [20] le piégeage des électrons dans le puits de potentiel de l'onde plasma peut entraîner un décalage – ou *shift* – de fréquence non linéaire. Si dans un plasma homogène, ce décalage de fréquence désaccorde le système, entraînant une saturation du Raman, il peut dans un plasma inhomogène, compenser l'effet d'un gradient de densité. Ce phénomène appelé auto-résonance a été étudié plus récemment [21–24] et autorise les ondes filles à croître de manière beaucoup plus importante que ce qui est prévu par les calculs de Rosenbluth. L'incohérence spatiale ou temporelle de l'onde incidente peut également limiter la croissance des instabilités, ce qui conduit à utiliser des faisceaux *lissés* sur les installations laser évoquées plus haut. D'autres mécanismes saturants existent ; citons par exemple le LDI ¹⁴ [25–27] qui se développe notamment dans les plasmas « fluides », c'est-à-dire dont le $k_L \lambda_D < 0,2$; la saturation par croissance de modes satellites (ou *sideband*) [28, 29], ou encore le phénomène de *wavebreaking* [30].

L'amortissement Landau, qui traduit un échange d'énergie d'une onde plasma vers des particules dont la vitesse est proche de sa vitesse de phase, a pour conséquence de ralentir la croissance des ondes de Langmuir, voire de les amortir complètement. Les modèles classiques de la diffusion Raman prévoient que cet amortissement soit si fort que le seuil de déclenchement de l'instabilité ne serait pas atteint. Cependant, des expériences récentes, notamment sur la LIL [31, 32] et au NIF [14] ont démontré que, contrairement aux résultats donnés par les codes de calculs utilisant ces modèles, la réflectivité Raman pouvait représenter jusqu'à 50% de l'énergie

14. Pour *Langmuir Decay Instability*.

laser incidente sur certains quadruplets. Encore une fois, le décalage non linéaire de fréquence dû au piégeage électronique semble être à l'origine de ces mesures. En effet, nous verrons plus loin que le piégeage des électrons induit une déformation de la fonction de distribution électronique, ce qui entraîne également une diminution, voire une annulation, de l'amortissement Landau [33]. Ce régime est appelé *inflation cinétique*.

D'une manière générale, les résultats expérimentaux récemment obtenus sur les différentes installations laser, et plus particulièrement les taux de réflectivité Raman, ont motivé l'étude précise des effets non linéaires d'origine cinétique. Aujourd'hui, s'il existe beaucoup d'études portant sur la diffusion Raman stimulée dans le cadre de la FCI, peu le sont en géométrie multi-dimensionnelle dans des plasmas complètement inhomogènes. Dans ce cadre, et dans le but d'ajouter un module de calcul Raman dans le code d'interaction *Héra* [34], utilisé par la Direction des Applications Militaires du CEA, notre projet de recherche porte sur l'étude et la modélisation de l'effet Raman dans des plasmas réalistes (inhomogènes et au moins bi-dimensionnels), avec prise en compte des effets non linéaires d'origine cinétique. Le code de calcul développé durant ces trois années de thèse, SIERA (SIMulation de l'Effet RAMan), est un code prototype parallélisé dont le but est de valider les modèles et les schémas numériques qui sont à présent mis en œuvre et testés dans *Héra*.

1.4.1 Géométrie de la diffusion Raman et lien avec la densité

Nous considérons trois ondes :

- L'onde laser incidente, ou onde pompe, caractérisée par sa fréquence ω_0 et son vecteur d'onde \vec{k}_0 ; notons λ_0 sa longueur d'onde,
- l'onde lumineuse diffusée, ou onde Raman, caractérisée par sa fréquence ω_R et son vecteur d'onde \vec{k}_R ; notons λ_R sa longueur d'onde,
- et l'onde plasma électronique, ou onde Langmuir, caractérisée par sa fréquence ω_L et son vecteur d'onde \vec{k}_L ; notons λ_L sa longueur d'onde.

Bien que dans la suite de ce travail, nous ne traiterons que leur composante électrostatique, les deux premières sont de nature électromagnétique. L'onde plasma est bien, quant à elle, une onde purement électrostatique. La diffusion Raman stimulée se produit lorsque les conditions de résonance paramétrique sont vérifiées :

$$\omega_0 = \omega_R + \omega_L \quad (\text{CR1})$$

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_R + \vec{k}_L \quad (\text{CR2})$$

De plus, les relations de dispersion génériques des ondes sont :

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 \quad (\text{RDOEM})$$

pour les ondes électromagnétiques, et

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3k^2 v_{th}^2 \quad (\text{RDOP})$$

pour les ondes plasma électroniques. Cette dernière relation est également appelée *relation de Bohm Gross* [35].

En toute rigueur, la diffusion Raman se fait avec angle, du moment que la condition vectorielle

(CR2) est vérifiée. Cependant, on peut montrer [1] que la situation la plus instable se produit lorsque la diffusion se fait dans la même direction que celle le long de laquelle se propage l'onde pompe. Deux situations sont envisageables :

- l'onde pompe et l'onde Raman se propagent dans le même sens ; on parle alors d'anté-diffusion Raman ou de diffusion Raman avant ;
- l'onde pompe et l'onde Raman sont contra-propagatives ; on parle alors de rétro-diffusion Raman, ou de diffusion Raman arrière.

Nous limiterons notre étude à ce dernier cas, qui est l'effet prépondérant (car plus instable) dans les applications liées à la FCI.

L'ensemble des équations (CR1) (CR2) (RDOEM) (RDOP) forme un système de 5 équations à 7 inconnues (ω_0 , ω_R , ω_L , k_0 , k_R , k_L et ω_{pe}). Deux relations de fermeture sont donc nécessaires : nous supposons que $\omega_0 = \omega_0^{\text{vide}}$ et nous nous plaçons dans l'approximation des

« plasmas froids »¹⁵, c'est-à-dire que $\omega_L \sim \omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$.

i. Déterminons k_0 : $k_0 = \frac{1}{c} \sqrt{\omega_0^2 - \omega_{pe}^2} = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}$. Nous en déduisons la

longueur d'onde corrigée du laser dans le plasma : $\lambda_0 = \frac{\lambda_0^{\text{vide}}}{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}}$.

ii. $\omega_R = \omega_0 - \omega_L = \omega_0 \left(1 - \frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right) = \omega_0 \left(1 - \sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\right)$

iii. $k_R^2 = \frac{1}{c^2} (\omega_R^2 - \omega_{pe}^2) = \frac{1}{c^2} (\omega_R - \omega_{pe})(\omega_R + \omega_{pe}) = \dots = \frac{\omega_0^2}{c^2} \left(1 - 2\sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\right)$, soit $k_R = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\left(1 - 2\sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\right)}$.

Cette dernière expression permet de retrouver la coupure à $\frac{n_e}{n_c} = 0,25$.

iv. Compte tenu de la relation vectorielle sur les vecteurs d'onde, et considérant la rétro-diffusion Raman, nous avons la relation : $k_L - k_R = k_0$, soit :

$$k_L = k_0 + k_R = \frac{\omega_0}{c} \left(\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} + \sqrt{\left(1 - 2\sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\right)} \right).$$

v. Exprimons le paramètre $k_L \lambda_D$:

$$\begin{aligned} k_L \lambda_D &= \frac{\omega_0}{\omega_{pe}} \frac{1}{c \sqrt{m_e}} \sqrt{T_e} \left(\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} + \sqrt{\left(1 - 2\sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\right)} \right) \\ &\approx 0,044 \sqrt{\frac{T_e | \text{keV}}{\frac{n_e}{n_c}}} \left(\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} + \sqrt{\left(1 - 2\sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\right)} \right) \end{aligned}$$

vi. Lorsque les corrections thermiques sont négligées, la longueur d'onde de l'onde diffusée vérifie $\lambda_0^{\text{vide}} \leq \lambda_R^{\text{vide}} \leq 2\lambda_0^{\text{vide}}$. En effet, $\omega_{pe} \leq \frac{\omega_0}{2}$, ce qui donne, d'après (CR1), $\frac{\omega_0}{2} \leq \omega_R$. Par ailleurs, il est évident que $\omega_R \leq \omega_0$. Nous avons donc le résultat annoncé.

15. $3k^2 v_{th}^2 \ll \omega_{pe}^2$, ce qui est le cas lorsque la température électronique est de l'ordre de quelques keV

vi. Il peut être intéressant de lier la longueur d'onde Raman à la densité du plasma. La relation évidente $\omega_R \lambda_R = \omega_0 \lambda_0 = 2\pi$ conduit à $\frac{\lambda_R}{\lambda_0} = \frac{\omega_0}{\omega_R}$. Or, combinant (RDOEM) et (CR1), nous avons :

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_R}{\lambda_0} = \frac{\omega_0}{\omega_R} &= \frac{\omega_{pe} \sqrt{\frac{n_c}{n_e}}}{\omega_0 - \omega_{pe} \sqrt{1 + \frac{3k_L^2 v_{th}^2}{\omega_{pe}^2}}} \\ &= \frac{1}{1 - \sqrt{\frac{n_e}{n_c}} (1 + 3k_L^2 \lambda_D^2)} \end{aligned}$$

En négligeant les corrections thermiques, cette relation permet de retrouver l'inégalité présentée au point précédent.

1.5 Non linéarité, lien avec le paramètre $k_L \lambda_D$

Le paramètre $k_L \lambda_D$ est souvent utilisé pour déterminer les phénomènes qui sont, *a priori*, les plus susceptibles de se produire dans un plasma donné, et pour une longueur d'onde laser donnée. On distingue usuellement trois régimes non linéaires [36] : les régimes turbulents fort¹⁶ ($k_L \lambda_D < 0,15$) et faible ($0,15 < k_L \lambda_D < 0,25$) et le régime non linéaire cinétique ($k_L \lambda_D > 0,25$). Plus la valeur de ce paramètre est élevée et moins l'amplitude de l'onde plasma a besoin d'être grande pour basculer dans un régime non linéaire donné. Les limites de ces différents régimes sont déterminées à l'aide de considérations théoriques et de mesures effectuées dans l'ionosphère terrestre.

Le régime non linéaire cinétique, associé aux valeurs élevées du paramètre $k_L \lambda_D$, peut s'interpréter de la manière suivante : la représentation de l'amortissement Landau en fonction de $k_L \lambda_D$ (Cf. figure 2.1, au chapitre suivant) montre clairement une croissance importante de l'amortissement entre 0,25 et 0,3, valeurs à partir desquelles l'amortissement devient du même ordre de grandeur que la fréquence plasma électronique. C'est ce qu'on appelle la coupure de Landau [37]. Au-delà de la coupure de Landau, il n'est plus vraiment possible de parler d'onde (elle est trop amortie), et seules les solutions associées aux régimes cinétiques permettent la description des phénomènes physiques qui se produisent. Sur les installations laser pour les tirs d'ignition, les valeurs de $k_L \lambda_D$ sont comprises entre 0,27 et 0,45, ce qui place les plasmas relatifs aux tirs type LMJ ou NIF, dans le régime non linéaire cinétique¹⁷.

Que cela soit dans le régime fluide ou le régime cinétique, des décalages non linéaires de fréquences (positifs ou négatifs) peuvent avoir lieu, affectant de manière importante la propagation de l'onde Langmuir. Dans le régime fluide, cela est principalement dû au développement d'harmoniques dans l'onde plasma [38–40] (décalages positifs) et à des effets relativistes [41] (décalages négatifs¹⁸). Dans le régime non linéaire cinétique, cela est dû au piégeage des électrons dans les puits de potentiel de l'onde. Nous détaillons ce mécanisme dans le chapitre 3.

16. Ce régime est aussi appelé « régime fluide ».

17. Associé au piégeage électronique. Nous reviendrons sur ce point dans le troisième chapitre

18. Cela se comprend assez bien : comme $\omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}$, et que la masse des électrons augmente lorsqu'ils atteignent des vitesses relativistes, ω_{pe} diminue nécessairement.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Robert DAUTRAY et Jean-Paul WATTEAU, éd. *La fusion thermonucléaire inertielle par laser*. Vol. 1. Paris : Eyrolles, 1993 (cf. p. 2, 10, 17, 31, 35, 78).
- [2] J.D. LAWSON. *Some criteria for a useful thermonuclear reactor*. Rapp. tech. GP/R 1807. Harwell, Berkshire : Atomic Energy Research Establishment, 1955 (cf. p. 2).
- [3] M. SHIMADA et al. « Chapter 1: Overview and summary ». *Nuclear Fusion*, Vol. 47, No. 6 (2007), S1 (cf. p. 2).
- [4] *LMJ-PETAL Scientific Case For academic access program*. 2014 (cf. p. 2).
- [5] E.I. MOSES et E. STORM. « The NIF: An international high energy density science and inertial fusion user facility ». *EPJ Web of Conferences*, Vol. 59, No. 01002 (2013) (cf. p. 2).
- [6] WIKIPEDIA. *Inertial Confinement Fusion — Wikipedia, The Free Encyclopedia*. 2015 (cf. p. 3, 4).
- [7] <http://www-lmj.cea.fr/fr/experiences/index.htm> (cf. p. 3).
- [8] L. TONKS et I. LANGMUIR. « Oscillations in ionized gases ». *Physics Review*, Vol. 33 (1929), p. 195 (cf. p. 4).
- [9] Patrick MORA. *Cours d'introduction à la physique des plasmas chauds*. 1988 (cf. p. 4, 31).
- [10] A. EINSTEIN. « Zur Quantentheorie der Strahlung ». *Physikalische Zeitschrift*, Vol. 18 (1917), p. 121–128 (cf. p. 6).
- [11] N. BOHR. « On the Constitution of Atoms and Molecules. » *Phil. Mag.* Vol. 21 (1913) (cf. p. 6).
- [12] T. H. MAIMAN. « Stimulated Optical Radiation in Ruby ». *Nature*, Vol. 187 (1960), p. 493–494 (cf. p. 6).
- [13] Anthony E. SIEGMAN. *LASERS*. Sous la dir. d'University Science BOOKS. US : University Science Books, 1990 (cf. p. 6).
- [14] Siegfried H. GLENZER et al. « First implosion experiments with cryogenic thermonuclear fuel on the National Ignition Facility ». *Plasma physics and controlled fusion*, Vol. 54, No. 045013 (2012) (cf. p. 8, 15, 94).
- [15] C. V. RAMAN. « A new radiation ». *Indian Journal of Physics*, Vol. 2 (1928), p. 387–398 (cf. p. 15).

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [16] K. S. Krishnan C. V. RAMAN. « **A new type of secondary rad** ». *Nature*, Vol. **121** (1928), p. 501 (cf. p. 15).
- [17] D. F. DUBOIS et M. V. GOLDMAN. « **Radiation-Induced Instability of Electron Plasma Oscillations** ». *Phys. Rev. Lett.* Vol. **14** (1965), p. 544–546 (cf. p. 15).
- [18] Marshall N. ROSENBLUTH. « Parametric Instabilities in Inhomogeneous Media ». *Physical Review Letters*, Vol. **29**, No. 9 (1972), p. 565 (cf. p. 15, 43).
- [19] G. J. MORALES et T. M. O' NEIL. « Nonlinear Frequency Shift of an Electron Plasma Wave ». *Physical Review Letters*, Vol. **28**, No. 7 (1972), p. 417 (cf. p. 15, 54, 112).
- [20] R. L. DEWAR. « **Frequency shift due to trapped particles** ». *Phys. F*, Vol. **15**, No. 4 (1972), p. 712 (cf. p. 15, 112).
- [21] T. CHAPMAN, S. HÜLLER, P. E. MASSON-LABORDE, W. ROZMUS et D. PESME. « **Spatially autoresonant stimulated Raman scattering in inhomogeneous plasmas in the kinetic regime** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **17** (2010) (cf. p. 15, 77).
- [22] T. CHAPMAN, S. HÜLLER, P.E. Masson LABORDE, A. HERON, W. ROZMUS et D. PESME. « The dependance of spatial autoresonance in SRS on $k_L \lambda_D$ ». *IFSA 2011*. EPJ Web of Conferences, 2011 (cf. p. 15).
- [23] T. CHAPMAN, S. HÜLLER, P. E. MASSON-LABORDE, A. HERON, D. PESME et W. ROZMUS. « **Driven Spatially Autoresonant Stimulated Raman Scattering in the Kinetic Regime** ». *Physical Review Letters*, Vol. **108** (2012) (cf. p. 15, 55, 77).
- [24] Thomas CHAPMAN. « Autoresonance in stimulated Raman scattering ». Thèse de doct. École Polytechnique, 2011 (cf. p. 15, 31, 59).
- [25] J. A. HEIKKINEN et S. J. KARTTUNEN. « **Intensity saturation of stimulated Raman scattering by ion wave coupling** ». *Physics of Fluids (1958-1988)*, Vol. **29**, No. 4 (1986), p. 1291–1297 (cf. p. 15).
- [26] T. KOLBER, W. ROZMUS et V. T. TIKHONCHUK. « **Saturation of stimulated Raman scattering by Langmuir and ion acoustic wave coupling** ». *Physics of Fluids B : Plasma Physics (1989-1993)*, Vol. **5**, No. 1 (1993), p. 138–150 (cf. p. 15).
- [27] Thomas FOUQUET. « Modélisation théorique et numérique de la saturation de l'instabilité de diffusion Raman stimulée se développant dans l'interaction laser-plasma ». Thèse de doct. École Polytechnique, 2007 (cf. p. 15).
- [28] C. B. WHARTON, J. H. MALMBERG et T. M. O'NEIL. « **Nonlinear Effects of Large Amplitude Plasma Waves** ». *Physics of Fluids (1958-1988)*, Vol. **11**, No. 8 (1968), p. 1761–1763 (cf. p. 15).
- [29] Alexandre FRIOU. « Propagation d'une impulsion laser intense dans un plasma sous-dense : creusement de canal et diffusion Raman stimulée ». Thèse de doct. Orsay, 2012 (cf. p. 15).
- [30] T. P. COFFEY. « **Breaking of Large Amplitude Plasma Oscillations** ». *Physics of Fluids (1958-1988)*, Vol. **14**, No. 7 (1971), p. 1402–1406 (cf. p. 15).
- [31] P. LOISEAU, P.-E. MASSON-LABORDE, D. TEYCHENNÉ, M.-C. MONTEIL, M. CASANOVA, D. MARION et C. ROUSSEAU. *Bilans d'énergie LIL - Campagne interaction 2011*. Rapport interne. CEA, 2014 (cf. p. 15, 94, 123).

- [32] C. ROUSSEAU, G. HUSER, P. LOISEAU, M. CASANOVA, E. ALOZY, B. VILLETTE, R. WROBEL, O. HENRY et D. RAFFESTIN. « **Laser parametric instability experiments of a 3ω , 15 kJ, 6 ns laser pulse in gas-filled hohlraums at the Ligne d'Intégration Laser facility** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **22**, No. 2, 022706 (2015) (cf. p. 15, 123).
- [33] H. X. VU, D. F. DUBOIS et B. BEZZERIDES. « **Kinetic inflation of stimulated Raman backscatter in regimes of high linear Landau damping** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **9** (2002), p. 1745 (cf. p. 16, 49).
- [34] Ph. BALLEREAU, M. CASANOVA, F. DUBOC, D. DUREAU, H. JOURDREN, P. LOISEAU, J. METRAL, O. MORICE et R. SENTIS. « **Simulation of the Paraxial Laser Propagation Coupled with Hydrodynamics in 3D Geometry** ». *Journal of Scientific Computing*, Vol. **33**, No. 1 (2007), p. 1–24 (cf. p. 16, 74).
- [35] D. BOHM et E. P. GROSS. « **Theory of Plasma Oscillations. A. Origin of Medium-Like Behavior** ». *Phys. Rev.* Vol. **75**, No. 12 (1949), p. 1851–1864 (cf. p. 16).
- [36] J. L. KLINE, D. S. MONTGOMERY, L. YIN, D. F. DUBOIS, B. J. ALBRIGHT, B. BEZZERIDES, J. A. COBBLE, E. S. DODD, D. F. DUBOIS, J. C. FERNÁNDEZ, R. P. JOHNSON, J. M. KINDEL, H. A. ROSE, H. X. VU et W. DAUGHTON. « **Different $k\lambda_D$ regimes for nonlinear effects on Langmuir waves** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **13**, No. 5, 055906 (2006) (cf. p. 18).
- [37] B. LA FONTAINE, D. M. VILLENEUVE, H. A. BALDIS, R. P. DRAKE et Kent ESTABROOK. « **Test of the Landau cutoff of stimulated Raman scattering spectra as an electron-temperature diagnostic in laser-produced plasmas** ». *Phys. Rev. Lett.* Vol. **68** (4 1992), p. 484–487 (cf. p. 18).
- [38] R. L. DEWAR et J. LINDL. « **Nonlinear Frequency Shift of a Plasma Wave** ». *Physics of Fluids*, Vol. **15**, No. 5 (1972), p. 820–824 (cf. p. 18).
- [39] T. P. COFFEY. « **Breaking of Large Amplitude Plasma Oscillations** ». *Physics of Fluids*, Vol. **14**, No. 7 (1971), p. 1402–1406 (cf. p. 18).
- [40] B. J. WINJUM, J. FAHLEN et W. B. MORI. « **The relative importance of fluid and kinetic frequency shifts of an electron plasma wave** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **14**, No. 10, 102104 (2007) (cf. p. 18).
- [41] O. YAAKOBI, L. FRIEDLAND, R. R. LINDBERG, A. E. CHARMAN, G. PENN et J. S. WURTELE. « **Spatially autoresonant stimulated Raman scattering in nonuniform plasmas** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **15**, No. 3, 032105 (2008) (cf. p. 18).

CHAPITRE 2

MODÉLISATION FLUIDE DE LA DIFFUSION RAMAN STIMULÉE

« Les anges ont besoin qu'on leur suppose un corps. Non pour eux-mêmes, mais vis-à-vis de nous. »

Saint Thomas d'Aquin

LA diffusion Raman stimulée peut être étudiée de différentes manières. L'approche de ce phénomène par simulation PIC¹ reste la plus précise et sert souvent de référence. Cependant, outre les désagréments propres aux codes PIC (bruit, retour de particules), les simulations restent encore extrêmement coûteuses : la simulation correcte d'un système 2D de 100 μm par 100 μm sur 2 ps représente plusieurs semaines (entre 3 et 4) de calcul sur 1 024 processeurs. L'étude de systèmes millimétriques sur des échelles de temps pertinentes pour la FCI reste très largement hors de portée des calculateurs — même les plus performants — de notre époque² y compris en termes de capacité mémoire. C'est pourquoi il est nécessaire de développer des modèles réduits qui permettent d'obtenir des tendances globales très rapidement.

Au cours de cette thèse, nous avons développé un modèle de couplage à trois ondes, enveloppé en temps et en espace (longitudinalement seulement), qui permet de répondre à ce besoin, moyennant évidemment quelques hypothèses, et qui présente l'avantage de donner des résultats en un temps accessible : de quelques minutes à quelques heures sur un ordinateur de bureau (deux processeurs).

Même si les modèles de couplages d'ondes (et les codes permettant de les résoudre) sont aujourd'hui bien connus, il n'en existe que très peu dédiés à l'étude de la diffusion Raman. La plupart, d'ailleurs, sont 1D et ne modélisent pas correctement les effets non linéaires cinétiques dus au piégeage des électrons dans les puits de potentiel de l'onde plasma. Cet effet, entraînant une déformation de la fonction de distribution électronique, doit en effet être pris en compte dans les plasmas dont le paramètre $k_L \lambda_D$ est compris entre 0,3 et 0,45. Nous pouvons par exemple citer le code massivement parallèle PF3D [42–44], développé à Livermore. Lors de récentes présentations (IFSA 2011 et ECLIM 2014), les effets non linéaires d'origine cinétique pour la diffusion Raman n'étaient pas encore pris en compte.

1. Particle-In-Cell. Il s'agit de simuler un système de particules et de résoudre l'équation de mouvement pour chacune d'elles.

2. Pour les (éventuels) lecteurs du futur, nous sommes aujourd'hui en 2015.

CHAPITRE 2. MODÉLISATION FLUIDE DE LA DIFFUSION RAMAN STIMULÉE

La difficulté principale vient du fait que l'effet Raman est très sensible à l'inhomogénéité du plasma en densité électronique (contrairement à l'effet Brillouin, par exemple), et que les modèles de couplage d'ondes enveloppés en espace ne sont valables que pour une densité donnée.

2.1 Couplage à trois ondes en plasma homogène

Supposons le plasma, constitué d'ions et d'électrons, homogène et à l'équilibre. Étant donné que la masse des ions est bien plus importante que celle des électrons, il est possible de considérer que sur les échelles de temps qui nous intéressent, les ions sont fixes et n'interagissent pas. Ils permettent néanmoins de vérifier l'hypothèse de quasi-neutralité (QN).

La densité électronique n_e est la densité à l'équilibre et nous nous intéresserons exclusivement aux fluctuations de densité électronique δn_e , telles que $\delta n_e \ll n_e$. La densité électronique totale s'écrit donc : $N_e = n_e + \delta n_e$.

Supposons de plus que les électrons sont convenablement décrits par une approche de type fluide, et que les seules forces en présence sont les forces de pression et électromagnétiques. Ainsi la dynamique du plasma peut être restreinte à la dynamique des électrons, modélisée par les équations classiques du mouvement :

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \nabla \cdot (N_e \vec{v}_e) = 0 \quad (\text{C})$$

$$\frac{\partial M_e \vec{v}_e}{\partial t} + \nabla \cdot (M_e \vec{v}_e \otimes \vec{v}_e) = -\nabla P_e - e N_e \text{d}\tau (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) \quad (\text{F})$$

Dans ces équations, v_e représente la vitesse électronique, $M_e = m_e N_e \text{d}\tau$ où m_e est la masse d'un électron et $\text{d}\tau$ un volume élémentaire, P_e est la pression électronique, e la charge élémentaire et (\vec{E}, \vec{B}) le champ électromagnétique.

Le champ électromagnétique (\vec{E}, \vec{B}) , de polarisation rectiligne ou circulaire, est décrit par les équations de Maxwell, dans lesquelles \vec{j} représente le courant et ρ la densité de charge :

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{MF}) \quad \nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{MA})$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{MT}) \quad \nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (\text{MG})$$

Nous avons donc deux systèmes, un de deux équations relatives à la dynamique du plasma, et un autre de quatre équations relatives à la dynamique du champ électromagnétique. Il s'agit à présent de coupler ces deux systèmes.

Le couplage se fait à travers le terme de courant : $\vec{j} = -e N_e \vec{v}_e$. Il est commode de décomposer le problème selon les directions : les ondes électromagnétiques sont purement transverses, tandis que l'onde électrostatique (l'onde de Langmuir) générée par la fluctuation de densité δn_e est purement longitudinale.

À l'équilibre, $N_e = n_e$ et $\vec{v}_e = \vec{E} = \vec{B} = \vec{0}$.

À partir de maintenant, nous considérons une perturbation au premier ordre de cet équilibre (δn_e); les grandeurs \vec{v}_e , \vec{E} , et \vec{B} associées sont donc également au premier ordre.

2.1.1 Le champ transverse

En prenant le rotationnel de (MF), nous obtenons :

$$\begin{aligned}\nabla \times \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{B} = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\mu_0 \vec{j} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \\ \Leftrightarrow \nabla \nabla \cdot \vec{E} - \nabla^2 \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}\end{aligned}$$

Or, par définition du champ transverse, $\nabla \cdot \vec{E} = 0$. Nous avons finalement :

$$c^2 \nabla^2 \vec{E}_\perp = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial \vec{j}_\perp}{\partial t} + \frac{\partial^2 \vec{E}_\perp}{\partial t^2}$$

Le courant transverse s'écrit :

$$\vec{j}_\perp = -e(n_e + \delta n_e) \vec{v}_{e\perp}$$

et sa dérivée temporelle :

$$\frac{\partial \vec{j}_\perp}{\partial t} = -e \frac{\partial}{\partial t} \left((n_e + \delta n_e) \vec{v}_{e\perp} \right)$$

Au premier ordre, elle devient :

$$\frac{\partial \vec{j}_\perp}{\partial t} = -e(n_e + \delta n_e) \frac{\partial \vec{v}_{e\perp}}{\partial t} - e \vec{v}_{e\perp} \frac{\partial \delta n_e}{\partial t}$$

Linéarisons à présent l'équation (F), sans tenir compte des corrections thermiques (puisque nous considérons les directions transverses et non longitudinale ; $\nabla_\perp \delta n_e = 0$) :

$$\frac{\partial \vec{v}_{e\perp}}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \vec{E}_\perp \tag{2.1}$$

$$\begin{aligned}\Rightarrow c^2 \nabla^2 \vec{E}_\perp &= -\frac{e}{m_e \varepsilon_0} (-e(n_e + \delta n_e)) \vec{E}_\perp + \frac{\partial^2 \vec{E}_\perp}{\partial t^2} - \frac{1}{\varepsilon_0} e \vec{v}_{e\perp} \frac{\partial \delta n_e}{\partial t} \\ \Leftrightarrow \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2 \right) \vec{E}_\perp &= -\omega_{pe}^2 \frac{\delta n_e}{n_e} \vec{E}_\perp + \frac{e \vec{v}_{e\perp}}{\varepsilon_0} \frac{\partial \delta n_e}{\partial t}\end{aligned}$$

En utilisant l'équation (MG), la fluctuation de densité peut s'exprimer en fonction du champ électrique :

$$\begin{aligned}\delta n_e &= -\frac{\varepsilon_0}{e} \nabla \cdot \vec{E}_\parallel = -\frac{\varepsilon_0}{e} \nabla \cdot \vec{E}_L \\ \Rightarrow \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2 \right) \vec{E}_\perp &= \frac{e^2 n_e}{m_e \varepsilon_0} \frac{\varepsilon_0}{e n_e} (\nabla \cdot \vec{E}_L) \vec{E}_\perp - \vec{v}_{e\perp} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \vec{E}_L) \\ &= \frac{e}{m_e} (\nabla \cdot \vec{E}_L) \vec{E}_\perp + \int \frac{e}{m_e} \vec{E}_\perp dt \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \vec{E}_L)\end{aligned}$$

CHAPITRE 2. MODÉLISATION FLUIDE DE LA DIFFUSION RAMAN STIMULÉE

soit, finalement :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2\right) \vec{E}_\perp = \frac{e}{m_e} \left[(\nabla \cdot \vec{E}_L) \vec{E}_\perp + \int \vec{E}_\perp dt \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \vec{E}_L) \right] \quad (\text{POEM})$$

L'équation (POEM) décrit la propagation des ondes électromagnétiques transverses. Il s'agit maintenant de coupler cette équation à une équation décrivant la propagation des ondes longitudinales.

2.1.2 Le champ longitudinal

Considérons l'équation de force (F), et supposons les trois conditions suivantes réunies :

- La vitesse thermique $v_{th} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \ll \omega_{pe}$, où T_e est exprimée en joules³,
- $\nu_{\text{coll}} \ll \omega_{pe}$,
- le système est isentropique *ie.* la relation de Laplace $P_e V^{\gamma_e} = \text{Cste}$ avec $\gamma_e \neq 1$ est vérifiée.

Le terme de pression peut alors s'exprimer en fonction de la densité électronique. En effet, la densité électronique N_e s'exprime en fonction de la quantité de matière \mathcal{N} en mol, de la masse molaire, du volume et de la masse d'un électron :

$$N_e = \frac{\mathcal{N} \mathcal{M}}{V m_e}$$

Ceci entraîne que V^{γ_e} est proportionnel à $\frac{1}{N_e^{\gamma_e}}$. Les autres formulations de la loi de Laplace conduisent à : $T_e N_e^{1-\gamma_e} = K$ où K est une constante. Nous avons donc $\nabla T_e = K(\gamma_e - 1) \nabla(N_e) N_e^{\gamma_e - 2}$, soit $N_e \nabla T_e = T_e(\gamma_e - 1) \nabla N_e$.

Finalement :

$$\nabla P_e = \nabla(N_e T_e) = \gamma_e T_e \nabla N_e \quad (2.2)$$

Par ailleurs, la combinaison des équations (2.1) et (MF) donne :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} \Rightarrow \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times \frac{m_e}{e} \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} \quad (2.3)$$

soit

$$\vec{B} \approx \frac{m_e}{e} \nabla \times \vec{v}_e \quad (2.4)$$

En injectant (2.2) et (2.4) dans (F) et en remplaçant M_e par $m_e N_e d\tau$, nous obtenons :

$$N_e \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} + \vec{v}_e \frac{\partial N_e}{\partial t} + \nabla \cdot (N_e \vec{v}_e \otimes \vec{v}_e) = -\gamma_e v_{th}^2 \nabla N_e - \frac{e N_e}{m_e} \vec{E} - \frac{e N_e}{m_e} \vec{v}_e \times \left(\frac{m_e}{e} \nabla \times \vec{v}_e \right)$$

3. Si $T_{|K}$ est la température en kelvins, $T_{|J} = k_b T_{|K}$ est la température en joule

Or

$$\nabla \cdot (N_e \vec{v}_e \otimes \vec{v}_e) = \left(\nabla \cdot (N_e \vec{v}_e) \right) \vec{v}_e + \nabla \vec{v}_e \cdot N_e \vec{v}_e$$

d'où, par simplification avec (C) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} &= -\gamma_e v_{th}^2 \frac{\nabla N_e}{N_e} - \frac{e}{m_e} \vec{E} - \frac{e}{m_e} \vec{v}_e \times \left(\frac{m_e}{e} \nabla \times \vec{v}_e \right) - \nabla \vec{v}_e \cdot \vec{v}_e \\ \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} &= -\gamma_e v_{th}^2 \frac{\nabla N_e}{N_e} - \frac{e}{m_e} \vec{E} - \frac{e}{m_e} \vec{v}_e \times \left(\frac{m_e}{e} \nabla \times \vec{v}_e \right) - (\vec{v}_e \cdot \nabla) \vec{v}_e \\ \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} &= -\gamma_e v_{th}^2 \frac{\nabla N_e}{N_e} - \frac{e}{m_e} \vec{E} - \underbrace{\vec{v}_e \times \nabla \times \vec{v}_e - (\vec{v}_e \cdot \nabla) \vec{v}_e}_{=\frac{1}{2} \nabla (\vec{v}_e \cdot \vec{v}_e)} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = -\gamma_e v_{th}^2 \frac{\nabla \delta n_e}{n_e} - \frac{e}{m_e} \vec{E} - \frac{1}{2} \nabla (\vec{v}_e \cdot \vec{v}_e) \quad (2.5)$$

où le terme $\frac{1}{2} \nabla (\vec{v}_e \cdot \vec{v}_e)$ est ce qu'on appelle la force pondéromotrice.

L'équation (C), linéarisée et dérivée par rapport au temps donne :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta n_e}{\partial t} + n_e \nabla \cdot \vec{v}_e &= 0 \\ \Rightarrow \frac{\partial^2 \delta n_e}{\partial t^2} + n_e \nabla \cdot \left(\frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} \right) &= 0 \end{aligned}$$

qui, avec (2.5) et (MG), permet finalement d'écrire l'équation pour le champ longitudinal :

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^2 \delta n_e}{\partial t^2} + n_e \nabla \cdot \left(-\gamma_e v_{th}^2 \frac{\nabla \delta n_e}{n_e} - \frac{e}{m_e} \vec{E} - \frac{1}{2} \nabla (\vec{v}_e \cdot \vec{v}_e) \right) \\ \Leftrightarrow &\frac{\partial^2 \delta n_e}{\partial t^2} - \gamma_e v_{th}^2 \nabla \cdot \nabla \delta n_e + \frac{n_e e}{m_e \varepsilon_0} \delta n_e = \frac{n_e}{2} \nabla \cdot \nabla (\vec{v}_e \cdot \vec{v}_e) \\ \Leftrightarrow &\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \gamma_e v_{th}^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2 \right) \delta n_e = \frac{n_e}{2} \nabla \cdot \nabla (\vec{v}_e \cdot \vec{v}_e) \\ \Leftrightarrow &\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \gamma_e v_{th}^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2 \right) \nabla \cdot \vec{E}_L = -\frac{en_e}{2\varepsilon_0} \nabla \cdot \nabla (\vec{v}_e \cdot \vec{v}_e) \\ \Leftrightarrow &\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \gamma_e v_{th}^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2 \right) \vec{E}_L = -\frac{en_e}{2\varepsilon_0} \nabla (\vec{v}_e \cdot \vec{v}_e) \text{ avec } \vec{v}_e = \int -\frac{e}{m_e} \vec{E}_\perp dt \quad (\text{POP}) \end{aligned}$$

Cette dernière équation décrit la propagation de l'onde plasma (longitudinale). Les deux équations (POEM) et (POP) sont donc couplées via les termes de leur second membre.

2.1.3 Relation de dispersion, vitesse de phase et vitesse de groupe

En l'absence de terme de couplage, les deux équations (POEM) et (POP) décrivent simplement la propagation des ondes électromagnétiques et de l'onde plasma. La transformation de Fourier de ces deux équations permet de faire apparaître une relation entre pulsation (ω) et nombre d'onde (k), que l'on appelle *relation de dispersion* et que l'on note \mathcal{D} :

$$\begin{aligned}\mathcal{D}_{\text{em}}(\omega, k) &= -\omega^2 + \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 = 0 \\ \mathcal{D}_{\text{L}}(\omega, k) &= -\omega^2 + \omega_{pe}^2 + \gamma_e v_{th}^2 k^2 = 0\end{aligned}$$

Il s'agit bien des relations déjà présentées en introduction : (RDOEM) et (RDOP). La vitesse de phase (propagation de l'amplitude) est définie par la relation :

$$v_\varphi = \frac{\omega}{k}$$

et la vitesse de groupe (propagation de l'énergie) est définie par la relation :

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}$$

Enfin, il est facile de vérifier que :

$$v_\varphi v_g = \begin{cases} c^2 & \text{pour les ondes électromagnétiques} \\ \gamma_e v_{th}^2 & \text{pour les ondes plasma électroniques} \end{cases}$$

2.2 Approximation d'enveloppe

Quitte à changer de repère, nous considérons une onde se propageant dans la direction $\mathbb{R}\vec{x}$, de pulsation ω , et s'écrivant sous la forme $\tilde{a} = a(x, t)e^{-i\omega t + ikx}$. L'approximation d'enveloppe spatiale consiste à supposer que l'inégalité $\left| \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} \right| \ll \left| k \frac{\partial a}{\partial x} \right|$ est vérifiée ; et l'approximation d'enveloppe temporelle consiste à supposer que $\left| \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} \right| \ll \left| \omega \frac{\partial a}{\partial t} \right|$. Dans ces conditions,

$$\frac{\partial^2 \tilde{a}}{\partial t^2} = \underbrace{\frac{\partial^2 a}{\partial t^2} e^{-i\omega t + ikx}}_{\text{négligeable}} + \left(-2i\omega \frac{\partial a}{\partial t} + i^2 \omega^2 a \right) e^{-i\omega t + ikx} \quad (2.6)$$

Par ailleurs,

$$\begin{aligned}\nabla^2 \tilde{a} &= \nabla_\perp^2 \tilde{a} + \frac{\partial^2 \tilde{a}}{\partial x^2} \\ &= \underbrace{\frac{\partial^2 a}{\partial x^2} e^{-i\omega t + ikx}}_{\text{négligeable}} + \left(2ik \frac{\partial a}{\partial x} - k^2 a + \nabla_\perp^2 a \right) e^{-i\omega t + ikx}\end{aligned} \quad (2.7)$$

En injectant (2.6) et (2.7) dans un opérateur de la forme $\tilde{\mathcal{L}} \equiv \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_{pe}^2 - v^2 \nabla^2 \right)$, nous obtenons les simplifications suivantes :

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{L}}(\tilde{a}) &\approx \left(-2i\omega \frac{\partial a}{\partial t} + i^2 \omega^2 a \right) e^{-i\omega t + ikx} + \omega_{pe}^2 a e^{-i\omega t + ikx} + \left(-2ikv^2 \frac{\partial a}{\partial x} + k^2 v^2 a - v^2 \nabla_{\perp}^2 a \right) e^{-i\omega t + ikx} \\ &\approx \left[-2i\omega \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{kv^2}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{v^2}{2\omega} \nabla_{\perp}^2 \right) a + (\omega_{pe}^2 + k^2 v^2 - \omega^2) a \right] e^{-i\omega t + ikx} \end{aligned}$$

Le terme $(\omega_{pe}^2 + k^2 v^2 - \omega^2)$ s'apparente à l'expression générique de la relation de dispersion. Lorsque ω en est une solution, ce terme s'annule. Finalement, nous avons de manière générique :

$$\tilde{\mathcal{L}}(\tilde{a}) \approx -2i\omega e^{-i\omega t + ikx} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{kv^2}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{v^2}{2\omega} \nabla_{\perp}^2 \right) a = -2i\omega e^{-i\omega t + ikx} \mathcal{L}(a) \quad (2.8)$$

où nous avons posé \mathcal{L} l'opérateur générique $\mathcal{L} \equiv \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{kv^2}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{v^2}{2\omega} \nabla_{\perp}^2 \right)$.

Aussi bien dans \mathcal{L} que dans $\tilde{\mathcal{L}}$, $v = c$ lorsqu'il s'agit des ondes électromagnétiques, et $v = \sqrt{\gamma_e v_{th}^2}$ lorsqu'il s'agit de l'onde plasma.

La description des ondes électromagnétiques par le seul champ électrique est possible puisque, avec la relation de structure, il est possible de remonter au champ magnétique.

Dans la suite, nous notons les opérateurs :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{g0} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{c^2}{2\omega_0} \nabla_{\perp}^2 \right) \equiv \mathcal{L}_0 \quad (2.9)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{gR} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{c^2}{2\omega_R} \nabla_{\perp}^2 \right) \equiv \mathcal{L}_R \quad (2.10)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{v_{gL}}{2k_L} \nabla_{\perp}^2 \right) \equiv \mathcal{L}_L \quad (2.11)$$

pour les enveloppes, avec $v_{gL} = \frac{\gamma_e v_{te}^2 k_L}{\omega_L}$.

2.2.1 Couplage résonant à trois ondes

Nous supposons toujours que le champ transverse se réduit au champ électromagnétique, et pour alléger les notations, nous ne précisons plus explicitement les vecteurs.

Soit \tilde{E}_{\perp} le champ transverse total défini par $\tilde{E}_{\perp} = \tilde{E}_0 + \tilde{E}_R$ avec $\tilde{E}_0 = \frac{1}{2} (E_0 e^{-i\omega_0 t + ik_0 x} + cc)$ et $\tilde{E}_R = \frac{1}{2} (E_R e^{-i\omega_R t + ik_R x} + cc)$. Et soit $\tilde{E}_L = \frac{1}{2} (E_L e^{-i\omega_L t + ik_L x} + cc)$ le champ longitudinal total. Les grandeurs E_0 , E_R et E_L sont les enveloppes associées à ces différentes ondes.

Le système couplé (POEM) et (POP) s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{cases} \tilde{\mathcal{L}}(\tilde{E}_0) + \tilde{\mathcal{L}}(\tilde{E}_R) = \frac{e}{m_e} \left(\nabla \cdot \tilde{E}_L (\tilde{E}_0 + \tilde{E}_R) + \int (\tilde{E}_0 + \tilde{E}_R) dt \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \tilde{E}_L) \right) \\ \tilde{\mathcal{L}}(\tilde{E}_L) = -\frac{en_e}{2\epsilon_0} \nabla \left(\int -\frac{e}{m_e} (\tilde{E}_0 + \tilde{E}_R) dt \cdot \int -\frac{e}{m_e} (\tilde{E}_0 + \tilde{E}_R) dt \right) \end{cases}$$

CHAPITRE 2. MODÉLISATION FLUIDE DE LA DIFFUSION RAMAN STIMULÉE

Dans l'approximation d'enveloppe, lorsque nous considérons le mode résonnant défini par les conditions de résonance (CR1) et (CR2), nous pouvons coupler E_0 avec E_R et E_L via la première équation du système précédent :

$$\begin{aligned} -2i\omega_0\mathcal{L}_0(E_0) &= \frac{e}{2m_e} \left(ik_L E_L E_R + \frac{E_R}{-i\omega_R} (-i\omega_L) ik_L E_L \right) \\ \mathcal{L}_0(E_0) &= -\frac{e}{4im_e\omega_0} ik_L E_L E_R \left(1 + \frac{\omega_L}{\omega_R} \right) \\ \mathcal{L}_0(E_0) &= -\frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_R} k_L E_L E_R \end{aligned}$$

Les conditions de résonance s'écrivent aussi :

$$\begin{aligned} \omega_R &= \omega_0 - \omega_L \\ k_R &= k_0 - k_L \end{aligned}$$

ce qui permet de coupler, toujours via la première équation, E_R avec E_0 et E_L^* :

$$\begin{aligned} -2i\omega_R\mathcal{L}_R(E_R) &= \frac{e}{2m_e} \left(-ik_L E_L^* E_0 + \frac{E_0}{-i\omega_0} i\omega_L (-ik_L) E_L^* \right) \\ \mathcal{L}_R(E_R) &= -\frac{e}{4im_e\omega_R} ik_L E_0 E_L^* \left(-1 + \frac{\omega_L}{\omega_0} \right) \\ \mathcal{L}_R(E_R) &= \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0} k_L E_0 E_L^* \end{aligned}$$

Enfin, avec la seconde équation du système et les conditions de résonance écrites sous la forme :

$$\begin{aligned} \omega_L &= \omega_0 - \omega_R \\ k_L &= k_0 - k_R \end{aligned}$$

le couplage entre E_L , E_0 et E_R^* s'écrit pour le terme résonant :

$$\begin{aligned} -2i\omega_L\mathcal{L}(E_L) &= -\frac{eN_0}{2\epsilon_0} \frac{e^2}{2m_e^2} \nabla \cdot \left(\frac{2E_0 E_R^*}{\omega_0 \omega_R} \right) \\ \mathcal{L}_L(E_L) &= \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{i\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} (ik_0 E_0 E_R^* - ik_R E_R^* E_0) \\ \mathcal{L}_L(E_L) &= \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^* \end{aligned}$$

Au final, les trois équations couplées sont, à la résonance :

$$\left\{ \begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{g0} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{c^2}{2\omega_0} \nabla_{\perp}^2 \right) E_0 &= -\frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_R} k_L E_L E_R \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{gR} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{c^2}{2\omega_R} \nabla_{\perp}^2 \right) E_R &= \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0} k_L E_0 E_L^* \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{v_{gL}}{2k_L} \nabla_{\perp}^2 \right) E_L &= \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^* \end{aligned} \right. \quad (2.12)$$

La dérivation de ces équations peut également se faire en passant par le potentiel vecteur [24], dans l'espace de Fourier [1] ou encore par la théorie de Whitham, qui utilise le principe de moindre action [45–48]. Cette dernière solution offre la possibilité de faire apparaître le terme d'amortissement Landau de manière assez naturelle, dans la mesure où l'on peut introduire la fonction diélectrique du plasma dans le Lagrangien que l'on cherche à optimiser via un principe variationnel.

2.2.2 Les amortissements

Dans le cas où les amortissements (collisionnels ou non) ne sont pas négligeables, il est nécessaire de les prendre en compte dans les équations. Nous considérons les trois types d'amortissement suivants : l'amortissement des ondes électromagnétiques par un effet quantique appelé *Bremsstrahlung inverse*, noté génériquement dans la suite ν_B , l'amortissement collisionnel de l'onde plasma, noté ν_{coll} , et l'amortissement non collisionnel de type Landau⁴ de l'onde plasma, que nous noterons ν_L .

Si l'on souhaite prendre en compte les amortissements évoqués, les équations de couplage deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_{B_0} + v_{g0} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{c^2}{2\omega_0} \nabla_{\perp}^2 \right) E_0 = -\frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_R} k_L E_L E_R \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_{B_R} + v_{gR} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{c^2}{2\omega_R} \nabla_{\perp}^2 \right) E_R = \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0} k_L E_0 E_L^* \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_L + \nu_{\text{coll}} + v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{v_{gL}}{2k_L} \nabla_{\perp}^2 \right) E_L = \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^* \end{array} \right. \quad (2.13)$$

2.2.3 L'amortissement Landau linéaire : approche cinétique

Pour mettre en évidence l'amortissement non collisionnel des ondes plasma prédit par Landau, il est nécessaire d'avoir une approche cinétique, c'est-à-dire une approche en terme de fonction de distribution [9, p. 41]. Supposons connue la relation de dispersion des électrons :

$$D(\vec{k}, \omega) = 1 + \frac{e^2}{m_e \varepsilon_0 k^2} \int \frac{\vec{k} \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}}}{\omega - \vec{k} \cdot \vec{v} + i\nu} dv = 0 \quad (\text{RD})$$

et les hypothèses suivantes vérifiées :

- Les collisions sont négligeables : $\nu = 0$
- On pose $\omega = \omega_r + i\omega_i$
- $\omega_i \ll \omega_r$ si bien que $g(\omega) \approx g(\omega_r) + i\omega_i \frac{\partial g}{\partial \omega}(\omega_r)$.

Considérons un champ électrique s'écrivant sous la forme $\tilde{E}_L(x, t) = E_L e^{i(kx - \omega t)} = E_L'(x) e^{\omega_i t} e^{-i\omega_r t}$. Si ω_i est positif, cela correspond à une situation d'instabilité pour l'onde plasma, et si ω_i est négatif, l'onde est amortie ; c'est l'amortissement Landau.

4. Il existe d'autres amortissements de nature non collisionnelle, distincts de l'amortissement Landau. Ils sont dus notamment à la variation non linéaire de la vitesse de groupe de l'onde Langmuir [48].

CHAPITRE 2. MODÉLISATION FLUIDE DE LA DIFFUSION RAMAN STIMULÉE

Dans le repère tel que $\vec{k} \parallel O\vec{z}$, compte tenu des hypothèses et des résultats de l'intégrale de Cauchy⁵, la relation de dispersion devient :

$$D(\vec{k}, \omega) = 1 + \frac{e^2}{m_e \varepsilon_0 k^2} \left(1 + i\omega_i \frac{\partial}{\partial \omega} \right) \left(-\text{pp} \int \frac{\frac{\partial f_e}{\partial v}}{v - \frac{\omega_r}{k}} dv - i\pi \frac{\partial f_e}{\partial v} \left(\frac{\omega_r}{k} \right) \right)$$

où « pp » désigne la partie principale.

En supposant que $\frac{\omega_r}{k} \gg v_{te}, v_{ti}$ où $v_{te,ti}^2 = \frac{\theta_{e,i}}{m_{e,i}}$, le dénominateur peut se développer et la partie principale devient :

$$\begin{aligned} \text{pp} \int \frac{\frac{k}{\omega_r} \frac{\partial f_e}{\partial v}}{1 - \frac{\omega_r}{k}} dv &= \text{pp} \int \frac{k}{\omega_r} \frac{\partial f_e}{\partial v} \left(1 + \frac{k}{\omega_r} v + \frac{k^2}{\omega_r^2} v^2 + \dots \right) dv \\ &= \int \frac{\partial f_e}{\partial v} \left(\frac{k}{\omega_r} + \frac{k^2}{\omega_r^2} v + \frac{k^3}{\omega_r^3} v^2 \dots \right) dv \end{aligned} \quad (2.14)$$

Proche de l'équilibre, la fonction de distribution électronique est une maxwellienne de la forme :

$$f_e = n_e \sqrt{\frac{m_e}{2\pi\theta_e}} e^{-\frac{m_e v^2}{2\theta_e}}$$

dont la dérivée s'écrit :

$$\frac{\partial f_e}{\partial v} = -n_e \frac{m_e}{\theta_e} \sqrt{\frac{m_e}{2\pi\theta_e}} v e^{-\frac{m_e v^2}{2\theta_e}}$$

(2.14) se calcule à l'aide de l'intégrale de Gauss et de ses moments :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} n_e \frac{m_e}{\theta_e} \sqrt{\frac{m_e}{2\pi\theta_e}} \left(\frac{k}{\omega_r} \right) v e^{-\frac{m_e v^2}{2\theta_e}} dv &= 0 \\ \int_{-\infty}^{+\infty} n_e \frac{m_e}{\theta_e} \sqrt{\frac{m_e}{2\pi\theta_e}} \left(\frac{k}{\omega_r} \right)^2 v^2 e^{-\frac{m_e v^2}{2\theta_e}} dv &= n_e \frac{m_e}{\theta_e} \sqrt{\frac{m_e}{2\pi\theta_e}} \left(\frac{k}{\omega_r} \right)^2 \frac{2\theta_e \sqrt{2\theta_e}}{2m_e \sqrt{m_e}} \sqrt{\pi} = n_e \left(\frac{k}{\omega_r} \right)^2 \\ \int_{-\infty}^{+\infty} n_e \frac{m_e}{\theta_e} \sqrt{\frac{m_e}{2\pi\theta_e}} \left(\frac{k}{\omega_r} \right)^3 v^3 e^{-\frac{m_e v^2}{2\theta_e}} dv &= 0 \\ \int_{-\infty}^{+\infty} n_e \frac{m_e}{\theta_e} \sqrt{\frac{m_e}{2\pi\theta_e}} \left(\frac{k}{\omega_r} \right)^4 v^4 e^{-\frac{m_e v^2}{2\theta_e}} dv &= 3n_e \frac{k^4}{\omega_r^4} v_{te}^2 \end{aligned}$$

5. $\int \frac{f(z)}{z-a} dz = \underbrace{\int_{-\infty}^{a-\varepsilon} \frac{f(z)}{z-a} dz + \int_{a+\varepsilon}^{\infty} \frac{f(z)}{z-a} dz}_{\text{Quand } \varepsilon \rightarrow 0^+ \text{ c'est la partie principale pp}} + \underbrace{\frac{1}{2} \oint \frac{f(z)}{z-a} dz}_{=i\pi f(a)}$. Le facteur $\frac{1}{2}$ vient du fait qu'on n'intègre que sur la moitié du contour.

Finalement (2.14) s'écrit :

$$(2.14) = -n_e \frac{k^2}{\omega_r^2} \left(1 + \frac{3k^2 v_{te}^2}{\omega_r^2} + \mathcal{O}\left(\frac{k^4}{\omega_r^4}\right) \right)$$

En injectant cela dans la relation de dispersion, nous obtenons après calculs :

$$\begin{aligned} D(k, \omega) &\approx 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_r^2} \left(1 + \frac{3k^2 v_{te}^2}{\omega_r^2} \right) + \omega_i \omega_{pe}^2 \frac{\pi}{n_e k^2} \underbrace{\frac{\partial}{\partial \omega} \frac{\partial f_e}{\partial v} \left(\frac{\omega_r}{k} \right)}_{\approx 0} \\ &- i \left(\frac{\pi \omega_{pe}^2}{n_e k^2} \frac{\partial f_e}{\partial v} \left(\frac{\omega_r}{k} \right) + \omega_i \omega_{pe}^2 \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{\omega_r^2} \left(1 + \frac{3k^2 v_{te}^2}{\omega_r^2} \right) \right) \right) \end{aligned}$$

Or, $D(k, \omega) = 0 \Leftrightarrow \Re(D(k, \omega)) = 0$ et $\Im(D(k, \omega)) = 0$, donc :

a) concernant la partie réelle, nous avons :

$$\begin{aligned} \Re(D(k, \omega)) = 0 &\Leftrightarrow 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_r^2} \left(1 + \frac{3k^2 v_{te}^2}{\omega_r^2} \right) = 0 \\ &\Leftrightarrow \omega_r^2 = \frac{1}{2} \left(\omega_{pe}^2 \pm \omega_{pe}^2 \left(1 + \frac{4 \times 3k^2 v_{te}^2}{\omega_{pe}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \end{aligned}$$

Dans le cas où $\omega_r^2 \sim \omega_{pe}^2$, le développement limité de la racine (rendu possible par l'hypothèse $\frac{\omega_r}{k} \gg v_{te}, v_{ti}$), nous avons :

$$\omega_r^2 \approx \omega_{pe}^2 + 3k^2 v_{te}^2 = \omega_{pe}^2 (1 + 3k^2 \lambda_D^2)$$

Nous retrouvons bien l'expression (RDOP), avec la valeur $\gamma_e = 3$ qui apparaît naturellement. La solution négative n'a pas de sens physique, elle est donc écartée.

b) concernant la partie imaginaire :

$$\Im(D(k, \omega)) = 0 \Leftrightarrow \frac{\pi \omega_{pe}^2}{n_e k^2} \frac{\partial f_e}{\partial v} \left(\frac{\omega_r}{k} \right) \approx -\omega_i \omega_{pe}^2 \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{\omega_r^2} \right)$$

Or, par hypothèse, $\omega_{pe}^2 \sim \omega_r^2$ et $\partial \omega \sim \partial \omega_r$, d'où :

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{n_e k^2} \frac{\partial f_e}{\partial v} \left(\frac{\omega_r}{k} \right) &\approx 2\omega_i \frac{1}{\omega_r^3} \\ \Leftrightarrow \omega_i &\approx \frac{\pi \omega_{pe}^3}{2n_e k^2} \frac{\partial f_e}{\partial v} \left(\frac{\omega_r}{k} \right) \\ &= -\frac{\omega_{pe}^3}{2n_e k^2} \pi n_e \sqrt{\frac{m_e}{2\pi\theta_e}} \frac{m_e \omega_r}{\theta_e k} e^{-\frac{m_e}{2\theta_e} \left(\frac{\omega_r}{k} \right)^2} \end{aligned} \quad (2.15)$$

En considérant que $k\lambda_D \ll 1$ et que $\omega_i^2 \ll \omega_{pe}^2$, nous avons $\omega_r^2 \sim \omega_{pe}^2$:

$$\omega_i = -\left(\frac{\pi}{8}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\omega_{pe}}{k^3} \omega_{pe}^2 \frac{m_e}{\theta_e} \omega_{pe} \frac{\sqrt{m_e}}{\sqrt{\theta_e}} e^{-\left(\frac{1}{2k^2 \lambda_D^2} + \frac{3}{2}\right)}$$

CHAPITRE 2. MODÉLISATION FLUIDE DE LA DIFFUSION RAMAN STIMULÉE

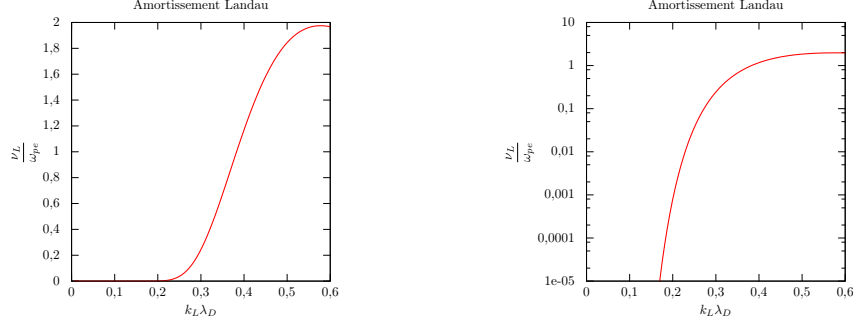


FIGURE 2.1 – Amortissement Landau en fonction de $k_L \lambda_D$, en échelle décimale à gauche et en échelle semi-logarithmique à droite.

Par ailleurs, $\omega_{pe} \sqrt{\frac{m_e}{\theta_e}} = \frac{1}{\lambda_D}$.

Finalement :

$$\omega_i = - \left(\frac{\pi}{8} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\omega_{pe}}{(k \lambda_D)^3} e^{- \left(\frac{1}{2k^2 \lambda_D^2} + \frac{3}{2} \right)}$$

ω_i étant négatif, l'onde est amortie par amortissement Landau dont le taux est ω_i . Dans la suite nous noterons $\nu_L = |\omega_i|$. Nous attirons plus particulièrement l'attention du lecteur sur l'expression (2.15) de l'amortissement Landau. Nous en aurons besoin plus loin. Nous représentons sur la figure 2.1 l'évolution de l'amortissement Landau en fonction de $k_L \lambda_D$.

Un champ non amorti de la forme $\tilde{E}_L(x, t) = E_L e^{i(kx - \omega_r t)}$ vérifie l'équation d'onde :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \gamma_e v_{te}^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \omega_{pe}^2 \right) \tilde{E}_L(x, t) = 0$$

Nous considérons à présent un champ amorti de la forme $\tilde{E}_L^\nu(x, t) = E_L e^{\omega_i t} e^{i(kx - \omega_r t)}$ et nous cherchons à déterminer l'équation vérifiée par l'enveloppe $\hat{E}_L = E_L e^{\omega_i t}$.

Or $E_L = \hat{E}_L e^{-\omega_i t}$. Nous avons donc $\tilde{E}_L(x, t) = \hat{E}_L e^{-\omega_i t} e^{i(kx - \omega_r t)}$ qui vérifie l'équation précédente :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \gamma_e v_{te}^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \omega_{pe}^2 \right) \hat{E}_L e^{-\omega_i t} e^{i(kx - \omega_r t)} = 0$$

$$\text{soit } -2i(\omega_r - i\omega_i) \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{k\gamma_e v_{te}^2}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} \right) \hat{E}_L + (-\omega_r - i\omega_i)^2 + \omega_{pe}^2 + \gamma_e v_{te}^2 \hat{E}_L \approx 0$$

$$-2i\omega_r \left(1 - i\frac{\omega_i}{\omega_r} \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{k\gamma_e v_{te}^2}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} \right) \hat{E}_L + \left(-\omega_r^2 \left(1 - \frac{2i\omega_i}{\omega_r} \right) + \omega_{pe}^2 + \gamma_e v_{te}^2 \right) \hat{E}_L \approx 0$$

$$-2i\omega_r \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{k\gamma_e v_{te}^2}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} \right) \hat{E}_L + 2i\omega_r \omega_i \hat{E}_L \approx 0$$

L'enveloppe d'une onde amortie par amortissement Landau vérifie donc l'équation :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{k\gamma_e v_{te}^2}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} - \omega_i \right) \hat{E}_L = \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} + \nu_L \right) \hat{E}_L = 0$$

Nous pouvons également noter que, toujours dans le cadre de nos hypothèses avec notamment $\omega_i \ll \omega_r$, l'équation portant sur un champ total de la forme $\tilde{E}_L^\nu(x, t) = E_L^\nu e^{i(kx - \omega_r t)}$, amorti par effet Landau, est de la forme :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\nu_L \frac{\partial}{\partial t} - \gamma_e \nu_{te}^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \omega_{pe}^2 \right) \tilde{E}_L^\nu(x, t) = 0$$

2.2.4 Conservation de l'énergie - Relations stationnaires

Nous avons choisi, dans ce travail de thèse, d'exprimer les équations de couplage en champ électrique, comme cela est fait dans [49], par exemple. D'autres formulations⁶ sont possibles, notamment en termes de « densité de quantas ». Il s'agit d'une normalisation astucieuse des équations (des amplitudes des ondes, plus précisément) qui permet de rendre semblables et symétriques les équations du système couplé. Les lois de conservation se traduisent par les relations très simples de Manley-Rowe [50], et s'obtiennent très facilement à partir de ce système normalisé. Le détail des calculs apparaît dans [51], [1] ou encore [52]. Nous établissons toutefois un certain nombre de relations qui traduisent, de façon équivalente, la conservation de l'énergie. Considérons le système simplifié d'équations :

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{g0} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_0 = -\frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_R} k_L E_L E_R \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{gR} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_R = \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0} k_L E_0 E_L^* \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_L = \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^* \end{cases} \quad (\text{SS})$$

qui décrit le couplage dans un plasma homogène 1D de longueur L , sans amortissement. La pompe entre en $x = 0$ et se propage vers la droite. Supposons également que l'état stationnaire est atteint :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(v_{g0} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_0 = -\frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_R} k_L E_L E_R \\ \left(v_{gR} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_R = \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0} k_L E_0 E_L^* \\ \left(v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_L = \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^* \end{array} \right. \quad (2.16)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(v_{g0} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_0 = -\frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_R} k_L E_L E_R \\ \left(v_{gR} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_R = \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0} k_L E_0 E_L^* \\ \left(v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_L = \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^* \end{array} \right. \quad (2.17)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(v_{g0} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_0 = -\frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_R} k_L E_L E_R \\ \left(v_{gR} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_R = \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0} k_L E_0 E_L^* \\ \left(v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_L = \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^* \end{array} \right. \quad (2.18)$$

Le système conjugué s'écrit :

$$\left(v_{g0} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_0^* = -\frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_R} k_L E_L^* E_R^* \quad (2.16^*)$$

$$\left(v_{gR} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_R^* = \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0} k_L E_0^* E_L \quad (2.17^*)$$

$$\left(v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_L^* = \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0^* E_R \quad (2.18^*)$$

6. Peut-être plus courantes ?

CHAPITRE 2. MODÉLISATION FLUIDE DE LA DIFFUSION RAMAN STIMULÉE

Effectuons l'opération suivante :

$$(2.16) \times E_0^* + (2.16^*) \times E_0$$

cela donne :

$$v_{g0} \underbrace{\left(E_0^* \frac{\partial E_0}{\partial x} + E_0 \frac{\partial E_0^*}{\partial x} \right)}_{\frac{\partial E_0 E_0^*}{\partial x}} = -\frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_R} k_L \left(\underbrace{E_L E_R E_0^*}_{E_L E_0^* \text{ remplacé par (2.17*)}} + \underbrace{E_L^* E_R^* E_0}_{E_L^* E_0 \text{ remplacé par (2.17)}} \right)$$

Finalement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_0 E_0^*}{\partial x} &= -\frac{\omega_0 v_{gR}}{\omega_R v_{g0}} \frac{\partial E_R E_R^*}{\partial x} \\ \Leftrightarrow \int_0^L \frac{\partial E_0 E_0^*}{\partial x} dx &= -\frac{\omega_0 v_{gR}}{\omega_R v_{g0}} \int_0^L \frac{\partial E_R E_R^*}{\partial x} dx \\ \Leftrightarrow E_0 E_0^*|_{x=L} - E_0 E_0^*|_{x=0} &= \frac{\omega_0 v_{gR}}{\omega_R v_{g0}} (E_R E_R^*|_{x=0} - E_R E_R^*|_{x=L}) \end{aligned}$$

Dans le cas particulier où l'appauvrissement de la pompe est total, la transmission est nulle ($E_0 E_0^*|_{x=L} = 0$). Par ailleurs, en supposant que l'onde Raman diffusée est négligeable en $x = L$ ($E_R E_R^*|_{x=L} \approx 0$), nous établissons la relation suivante :

$$E_R E_R^*|_{x=0} = -\frac{\omega_R v_{g0}}{\omega_0 v_{gR}} E_0 E_0^*|_{x=0} \quad (\text{RS1})$$

De la même manière, en se plaçant dans le même cadre (transmission nulle ainsi que l'onde plasma en $x = L$), nous obtenons à l'aide des autres équations la relation suivante :

$$E_L E_L^*|_{x=L} = \frac{v_{g0}}{v_{gL}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_L} E_0 E_0^*|_{x=0} \quad (\text{RS2})$$

Enfin, si l'amortissement Landau est « fort » ($\frac{\nu_L}{\omega_L} > 10\%$), l'équation du système (SS) portant sur l'onde plasma s'écrit : $\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} + \nu_L \right) E_L = \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^*$, et nous pouvons considérer que $\nu_L \gg v_{gL} \frac{\partial}{\partial x}$. La relation suivante est alors vérifiée en régime stationnaire :

$$\nu_L E_L = \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} k_L \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} E_0 E_R^* \quad (\text{RS3})$$

2.3 Calcul du taux de croissance linéaire en régime absolu

Reprenons le système simplifié (SS), et plaçons-nous près de la résonance : $k_0 \approx k_R + k_L$ et $\omega_0 \approx \omega_R + \omega_L$. Nous notons $\psi = (k_0 - k_R - k_L)x - (\omega_0 - \omega_R - \omega_L)t$. Le système d'équations

2.3 Calcul du taux de croissance linéaire en régime absolu

(SS) se réécrit de la manière suivante :

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{g0} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_0 &= -\frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_R} k_L E_L E_R e^{-i\psi} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{gR} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_R &= \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0} k_L E_0 E_L^* e^{-i\psi} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_L &= \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^* e^{-i\psi} \end{cases} \quad (\text{SS}') \quad (2.18)$$

Notons ici $\delta\omega = \omega_0 - \omega_R - \omega_L$, le désaccord sur les fréquences. À E_0 fixé, et dans le régime d'instabilité absolue (l'instabilité croît dans le temps, indépendamment de l'espace), (SS') se réduit alors au système suivant :

$$\begin{cases} E_0 &= \text{Cste} \\ \frac{\partial E_R}{\partial t} &= \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0} k_L E_0 E_L^* e^{-i\delta\omega t} \\ \frac{\partial E_L}{\partial t} &= \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^* e^{-i\delta\omega t} \end{cases}$$

Le changement de variable $E_L = \hat{E}_L e^{-i\delta\omega t}$ est particulièrement commode :

$$\frac{\partial E_L}{\partial t} = \left(\frac{\partial \hat{E}_L}{\partial t} - i\delta\omega \hat{E}_L \right) e^{-i\delta\omega t}$$

En injectant cette expression dans la dernière équation du système précédent, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{E}_L}{\partial t} - i\delta\omega \hat{E}_L &= \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^* \\ \Rightarrow \frac{\partial^2 \hat{E}_L}{\partial t^2} - i\delta\omega \frac{\partial \hat{E}_L}{\partial t} &= \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} k_L \frac{1}{\omega_0} \hat{E}_L E_0 \\ \Leftrightarrow \frac{\partial^2 \hat{E}_L}{\partial t^2} - i\delta\omega \frac{\partial \hat{E}_L}{\partial t} - \left(\frac{1}{4} \frac{e}{m_e} k_L E_0 \right)^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2 \omega_R \omega_L} \hat{E}_L &= 0 \end{aligned} \quad (2.19)$$

En posant

$$\gamma_0 = \frac{1}{4} k_L \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{\omega_R \omega_L}} \left(\frac{e E_0}{m_e \omega_0} \right) = \frac{1}{4} k_L \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{\omega_R \omega_L}} v_{\text{osc}}$$

(2.19) devient :

$$\frac{\partial^2 \hat{E}_L}{\partial t^2} - i\delta\omega \frac{\partial \hat{E}_L}{\partial t} - \gamma_0^2 \hat{E}_L = 0$$

Il s'agit d'une équation différentielle linéaire homogène à coefficients dans \mathbb{C} . L'équation caractéristique $r^2 - i\delta\omega r - \gamma_0^2 = 0$ et le discriminant $\Delta = 4\gamma_0^2 - \delta\omega^2$ permettent de résoudre cette

équation ; la solution est de la forme :

$$\begin{aligned}\hat{E}_L &= Ae^{\left(\frac{i\delta\omega}{2} - \sqrt{\gamma_0^2 - \frac{\delta\omega^2}{4}}\right)t} + Be^{\left(\frac{i\delta\omega}{2} + \sqrt{\gamma_0^2 - \frac{\delta\omega^2}{4}}\right)t} \\ \Rightarrow \hat{E}_L &= Be^{\left(\frac{i\delta\omega}{2} + \sqrt{\gamma_0^2 - \frac{\delta\omega^2}{4}}\right)t}\end{aligned}$$

La croissance suppose que $\gamma_0^2 > \frac{\delta\omega^2}{4}$, soit :

$$\gamma_0 > \frac{|\delta\omega|}{2}$$

En cas de résonance parfaite ($\delta\omega = 0$), l'onde électrostatique E_L croît en $e^{\gamma_0 t}$.

2.4 Seuil de déclenchement de l'instabilité en régime amorti

Comme nous l'avons exposé en introduction lors de l'étude de l'équation de Hill-Mathieu, l'instabilité ne peut se déclencher en régime amorti que si le taux de croissance γ_0 , précédemment défini, est supérieur à un certain seuil.

La démarche détaillée ci-dessus permet, avec la prise en compte de l'amortissement collisionnel ν_B et de l'amortissement Landau ν_L , d'établir la condition pour le déclenchement de l'instabilité :

$$\begin{cases} E_0 & = \text{Cste} \\ \frac{\partial E_R}{\partial t} + \nu_B E_R & = \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0} k_L E_0 E_L^* \\ \frac{\partial E_L}{\partial t} + \nu_L E_L & = \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^* \end{cases}$$

d'où :

$$\frac{\partial^2 E_L}{\partial t^2} + (\nu_B + \nu_L) \frac{\partial E_L}{\partial t} + (\nu_B \nu_L - \gamma_0^2) E_L = 0$$

E_L se comporte donc de la même manière que $e^{\gamma t}$ avec :

$$\gamma = -\frac{\nu_B + \nu_L}{2} + \sqrt{\gamma_0^2 + \frac{(\nu_B - \nu_L)^2}{4}}$$

La croissance diverge exponentiellement lorsque la condition de seuil est vérifiée :

$$\begin{aligned}\gamma &> 0 \\ \Leftrightarrow \gamma_0^2 &> \nu_B \nu_L\end{aligned}$$

Cela signifie en outre qu'il n'y a pas de seuil d'instabilité si l'un ou l'autre des deux amortissements considérés ici est nul.

2.5 Couplage à trois ondes en plasma inhomogène

Les équations dérivées précédemment ne sont *a priori* valables qu'en plasma homogène. Dès que celui-ci devient inhomogène, les équations ne sont plus dans leur domaine de validité, puisque les vitesses de groupe, l'indice optique, la fréquence plasma, les nombres ou vecteurs d'onde, et finalement les relations de dispersion changent localement. La mise en œuvre de modèles numériques non enveloppés en espace est coûteux (développement et exploitation), c'est pourquoi nous allons adapter le modèle homogène aux cas faiblement inhomogènes.

Puisque les relations de dispersion dépendent de la densité, et donc de l'espace, il est évident que si les conditions de résonance sont satisfaites à un endroit donné, elles ne le sont plus à un autre endroit. L'inhomogénéité entraîne, par conséquent, un désaccord — ou un shift⁷ — de fréquence qu'il faut prendre en compte. L'idée est de se placer dans les conditions de résonance, et de calculer un écart par rapport à cette résonance. Cet écart est ensuite répercuté dans les équations enveloppées.

Ainsi, nous considérons que le nombre d'onde est local : $k = k(x)$. Il s'ensuit que la phase φ_α d'une onde α donnée s'écrit $\varphi_\alpha(x) = \int_{x_0}^x k_\alpha(x') dx' - \omega_\alpha t$ où x_0 est une abscisse de référence, typiquement là où le système a été enveloppé.

Notons $\psi = \int_{x_0}^x \Delta k(x') dx' - \Delta\omega t$ où $\Delta k(x) = k_0 - k_R - k_L$ et $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_R - \omega_L$. Au point de résonance, $\Delta\omega = 0$. Nous supposons que $\Delta\omega$ n'a pas de dépendance spatiale particulière autour de ce point de résonance.

2.5.1 Décalage linéaire de fréquence

Étudions le cas d'une variation exclusivement longitudinale de la densité. À l'ordre zéro, la densité électronique s'écrit $N_e = N_0 + N_{\text{inh}} = n_e(x)$. La fréquence plasma électronique s'écrit donc en fonction de x : $\omega_{pe}^2(x) = \frac{n_e(x)e^2}{m_e\varepsilon_0} = \frac{N_0e^2}{m_e\varepsilon_0} + \frac{(n_e(x)-N_0)e^2}{m_e\varepsilon_0}$. Le passage des équations complètes aux équations enveloppées fait apparaître le terme :

$$i \frac{(n_e - N_0) e^2}{2\omega_\alpha m_e \varepsilon_0}$$

qui représente le décalage linéaire de fréquence dû à l'inhomogénéité du plasma. Par ailleurs, le nombre d'onde k n'est plus constant : $k(x) = k^{\text{ref}} + \delta k(x)$, $\tilde{E} = E_0 e^{i \int_{x^{\text{ref}}}^x k(x') dx'}$ d'où :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} &= \left(\frac{\partial^2 E_0}{\partial x^2} + i \frac{\partial k}{\partial x} E_0 + ik(x) \frac{\partial E_0}{\partial x} + ik(x) \frac{\partial E_0}{\partial x} - k^2(x) E_0 \right) e^{i \int_{x^{\text{ref}}}^x k(x') dx'} \\ \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} &\approx e^{i \int_{x^{\text{ref}}}^x k(x') dx'} \left(i \frac{\partial k}{\partial x} + 2ik(x) \frac{\partial}{\partial x} - k^2(x) \right) E_0 \end{aligned}$$

7. Dans la langue de Shakespeare.

CHAPITRE 2. MODÉLISATION FLUIDE DE LA DIFFUSION RAMAN STIMULÉE

L'équation d'onde complète, avec la partie temporelle, et après la simplification permise par l'approximation d'enveloppe devient :

$$\tilde{\mathcal{L}}(\tilde{E}) \approx -2i\omega e^{i \int_{x^{\text{ref}}}^x k(x') dx'} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{2\omega} c^2 \frac{\partial k}{\partial x} + \frac{1}{2i\omega} (\omega^2 - k^2(x)c^2 - \omega_{pe}^2(x)) \right) E_0$$

La différenciation de la relation de dispersion permet de simplifier $\frac{1}{2\omega} c^2 \frac{\partial k}{\partial x}$ en $\frac{1}{2} \frac{\partial v_g}{\partial x}$. Par ailleurs, le dernier terme de cette expression est nul puisqu'il s'agit justement de la relation de dispersion. Nous pouvons donc écrire :

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{L}}(\tilde{E}) &\approx -2i\omega e^{i \int_{x^{\text{ref}}}^x k(x') dx'} \\ &\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial v_g}{\partial x} + \frac{1}{2i\omega} (\omega^{\text{ref}^2} - (k^{\text{ref}} + \delta k(x))^2 c^2 - (\omega_{pe}^{\text{ref}^2} + \omega_{pe}^2(x) - \omega_{pe}^{\text{ref}^2})) \right) E_0 \\ &= -2i\omega e^{i \int_{x^{\text{ref}}}^x k(x') dx'} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{2k^{\text{ref}} c^2 \delta k + \frac{(n_e - N_0)e^2}{m_e \varepsilon_0}}{2i\omega} \right) E_0 \\ &= -2i\omega e^{i \int_{x^{\text{ref}}}^x k(x') dx'} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial v_g}{\partial x} + i \left(v_g \delta k + \frac{(n_e - N_0)e^2}{2\omega m_e \varepsilon_0} \right) \right) E_0 \end{aligned}$$

Le dernier terme, $v_g \delta k + \frac{(n_e - N_0)e^2}{2\omega m_e \varepsilon_0}$, est toujours nul, ce qui permet d'exprimer le décalage de fréquence en fonction de la densité :

$$v_g \delta k = -\frac{(n_e - N_0)e^2}{2\omega m_e \varepsilon_0} \quad (2.20)$$

Finalement l'équation s'écrit :

$$\tilde{\mathcal{L}}(\tilde{E}) \approx -2i\omega e^{i \int_{x^{\text{ref}}}^x k(x') dx'} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial v_g}{\partial x} \right) E_0 \quad (2.21)$$

Le champ s'exprime ainsi : $E_0 e^{i \int_{x^{\text{ref}}}^x k(x') dx'} = E_0 e^{ik^{\text{ref}}x} e^{i \int_{x^{\text{ref}}}^x \delta k(x') dx'}$. En faisant le changement de variable $E = E_0 e^{-i \int_{x^{\text{ref}}}^x \delta k(x') dx'}$ on peut absorber la partie qui varie en espace dans le terme d'enveloppe. L'équation s'écrit donc de manière équivalente⁸ sous les formes suivantes :

$$\tilde{\mathcal{L}}(\tilde{E}) \approx -2i\omega \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial v_g}{\partial x} - i v_g \delta k \right) (E_0) e^{ik^{\text{ref}}x} \quad (2.22)$$

$$\Leftrightarrow \tilde{\mathcal{L}}(\tilde{E}) \approx -2i\omega \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial v_g}{\partial x} + i \frac{(n_e - N_0)e^2}{2\omega m_e \varepsilon_0} \right) (E_0) e^{ik^{\text{ref}}x} \quad (2.23)$$

en vertu de (2.20).

8. Il s'agit bien d'un abus de notation : l'équation porte sur $\hat{E} = E_0 e^{-i \int_{x^{\text{ref}}}^x \delta k(x') dx'}$ et non sur E .

2.5 Couplage à trois ondes en plasma inhomogène

Ces équations, moyennant le changement de variable qui « va bien ⁹ », sont les mêmes que celles du système relatif au plasma homogène. Ceci n'est pas surprenant puisque les conditions de résonance peuvent, *a priori*, être satisfaites en tout point du plasma. Le caractère inhomogène intervient donc seulement dans la manière dont le désaccord se fait spatialement autour du point de résonance.

Pour finir, avec le changement de variable $E_L = E_L e^{i\psi}$, nous exprimons ¹⁰ le couplage en plasma faiblement inhomogène par le système suivant :

$$\begin{cases} \mathcal{L}(E_0) = -\frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_R} k_L E_L E_R \\ \mathcal{L}(E_R) = \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0} k_L E_0 E_L^* \\ (\mathcal{L} + i v_{gL} \Delta k(x)) E_L = \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^* \end{cases}$$

Or, en conséquence de ce que nous venons de développer :

$$\begin{aligned} i v_{gL} \Delta k(x) &= i v_{gL} (\delta k_0 - \delta k_R - \delta k_L) \\ &= -i \frac{(n_e - N_0) e^2}{2 m_e \varepsilon_0} \left(\frac{v_{gL}}{\omega_0 v_{g0}} - \frac{v_{gL}}{\omega_R v_{gR}} - \frac{v_{gL}}{\omega_L v_{gL}} \right) \end{aligned}$$

Les deux premiers termes sont négligeables puisque $\frac{v_{gL}}{v_{g0}} \ll 1$ et $\frac{v_{gL}}{v_{gR}} \ll 1$. En effet, pour un plasma à 5% de la densité critique, l'ordre de grandeur de la vitesse de groupe de l'onde Langmuir est : $v_{gL} = 0,02 c_0 T_{e|\text{keV}}$. Nous pouvons donc écrire :

$$i v_{gL} \Delta k(x) \approx i \frac{(n_e - N_0) e^2}{2 \omega_L m_e \varepsilon_0}$$

Le système devient finalement :

$$\begin{cases} \mathcal{L}(E_0) = -\frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_R} k_L E_L E_R \end{cases} \quad (2.24)$$

$$\begin{cases} \mathcal{L}(E_R) = \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0} k_L E_0 E_L^* \end{cases} \quad (2.25)$$

$$\begin{cases} \left(\mathcal{L} + i \frac{(n_e - N_0) e^2}{2 \omega_L m_e \varepsilon_0} \right) E_L = \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^* \end{cases} \quad (2.26)$$

2.5.2 Gain de Rosenbluth

Dans le cas où le plasma est linéaire, de la forme $n_e(x) = N_0 \left(1 + \frac{x}{L_\nabla} \right)$, le terme $\frac{(n_e - N_0) e^2}{2 \omega_L m_e \varepsilon_0}$ peut se mettre sous la forme $\frac{N_0 e^2 x}{2 \omega_L m_e \varepsilon_0 L_\nabla} = \frac{\omega_{pe}^2 x}{2 \omega_L L_\nabla} = v_{gL} \frac{\omega_{pe}^2 x}{6 k_L v_{th}^2 L_\nabla}$ car $v_{gL} = \frac{\partial \omega_L}{\partial k_L} = \frac{3 k_L v_{th}^2}{\omega_L}$.

9. Cela devrait fonctionner si nous prenons le point de résonance comme étant le point de référence.

10. Même abus de notation.

CHAPITRE 2. MODÉLISATION FLUIDE DE LA DIFFUSION RAMAN STIMULÉE

En posant $\kappa' = \frac{\omega_{pe}^2}{6 k_L v_{th}^2 L_{\nabla}}$, l'équation (2.26) devient :

$$(\mathcal{L} + i v_{gL} \kappa' x) E_L = \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^*$$

Supposons à présent que la pompe (E_0) reste constante dans le temps et dans l'espace (pas de déplétion) et que le régime stationnaire permanent est atteint. Le système d'équations précédemment établi devient :

$$\begin{cases} v_{gR} \frac{\partial E_R}{\partial x} = \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0} k_L E_0 E_L^* \\ v_{gL} \frac{\partial E_L}{\partial x} + i v_{gL} \kappa' x E_L = \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} \frac{e}{m_e} k_L E_0 E_R^* \end{cases}$$

En prenant les équations conjuguées et en injectant la première équation dans la seconde, nous montrons qu'en régime permanent l'évolution spatiale de l'onde rétrodiffusée vérifie l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial^2 E_R}{\partial x^2} - i \kappa' x \frac{\partial E_R}{\partial x} - \frac{\gamma_0^2}{v_{gR} v_{gL}} E_R = 0$$

Le discriminant $\Delta(x) = -\kappa'^2 x^2 + 4 \frac{\gamma_0^2}{v_{gR} v_{gL}}$ permet, en fonction de son signe¹¹, de distinguer plusieurs régions de l'espace.

- a. Déterminons tout d'abord la valeur de x qui annule ce discriminant. La résolution de l'équation $\Delta(x_t) = 0$ conduit immédiatement à $x_t = \frac{2\gamma_0}{\kappa' \sqrt{v_{gR} v_{gL}}}$.
- b. Au delà de ce point, c'est-à-dire pour $x > x_t$, $\Delta(x) < 0$, l'équation différentielle admet, dans le cadre de l'approximation WKB, des solutions de la forme :

$$E_R = A e^{\int_{x_t}^x \left[-\frac{i \kappa' x'}{2} - \frac{i \sqrt{-\Delta(x')}}{2} \right] dx'} + B e^{\int_{x_t}^x \left[-\frac{i \kappa' x'}{2} + \frac{i \sqrt{-\Delta(x')}}{2} \right] dx'}$$

E_R peut éventuellement osciller mais il n'y a pas de croissance puisque les arguments des exponentielles sont des imaginaires purs.

- c. Enfin, toujours avec l'approximation WKB, dans la région telle que $x < x_t$, $\Delta(x) > 0$, les solutions sont de la forme :

$$\begin{aligned} E_R &= A e^{\int_0^x \left[-\frac{i \kappa' x'}{2} - \frac{\sqrt{\Delta(x')}}{2} \right] dx'} + B e^{\int_0^x \left[-\frac{i \kappa' x'}{2} + \frac{\sqrt{\Delta(x')}}{2} \right] dx'} \\ \Leftrightarrow E_R &= e^{-i \int_0^x \frac{\kappa' x'}{2} dx'} \left[A' \cosh \left(\int_0^x \frac{\sqrt{\Delta(x')}}{2} dx' \right) + B' \sinh \left(\int_0^x \frac{\sqrt{\Delta(x')}}{2} dx' \right) \right] \end{aligned}$$

11. On cherche le spectre, c'est-à-dire les valeurs propres, du système différentiel équivalent.

2.5 Couplage à trois ondes en plasma inhomogène

Cette solution présente donc une amplification spatiale exponentielle qui dépend de la quantité, réelle, en argument de l'exponentielle : $G(x) = \int_0^x \frac{\sqrt{\Delta(x')}}{2} dx'$.

Or,

$$G(x) = \frac{\kappa'}{2} \int_0^x \sqrt{x_t^2 - x'^2} dx'$$

Moyennant le changement de variable $\xi : x' \mapsto x_t \sin(x')$, l'intégrale précédente se calcule facilement :

$$\begin{aligned} G(x) &= \frac{\kappa'}{2} x_t^2 \int_0^{\xi^{-1}(x)} \sqrt{1 - \sin^2(x')} \cos(x') dx' = \frac{\kappa'}{2} x_t^2 \int_0^{\xi^{-1}(x)} \cos^2 x' dx' \\ &= \frac{\kappa'}{4} x_t^2 \int_0^{\xi^{-1}(x)} (1 + \cos 2x') dx' = \frac{\kappa'}{4} x_t^2 \left[x' + \frac{1}{2} \sin 2x' \right]_0^{\xi^{-1}(x)} \\ &= \frac{\kappa'}{4} x_t^2 \left(\frac{x}{x_t} \sqrt{1 - \frac{x^2}{x_t^2}} + \sin^{-1} \left(\frac{x}{x_t} \right) \right) \end{aligned}$$

ce qui, à l'aide des formules trigonométriques classiques, conduit à :

$$G(x) = \frac{\kappa'}{4} \left(x \sqrt{x_t^2 - x^2} + x_t^2 \tan^{-1} \left(\frac{x}{\sqrt{x_t^2 - x^2}} \right) \right)$$

Le gain total, c'est-à-dire celui relatif à l'amplification du signal entre 0 et x_t est donc :

$$G(x_t) = \lim_{x \rightarrow x_t} G(x) = \frac{\kappa'}{4} x_t^2 \lim_{x \rightarrow \infty} \tan^{-1} x = \frac{\kappa'}{4} x_t^2 \frac{\pi}{2} = \frac{\pi \gamma_0^2}{2 \kappa' v_{gR} v_{gL}}$$

Ce gain spatial est celui associé à une amplification à partir de 0. Or, en toute rigueur, l'amplification peut également avoir lieu entre $-x_t$ et 0. Compte tenu de la symétrie du problème, il suffit de multiplier par 2 le gain précédent. Nous retrouvons ainsi le gain (pour l'amplitude) défini par Rosenbluth [18] :

$$G_R = 2G(x_t) = \frac{\pi \gamma_0^2}{\kappa' v_{gR} v_{gL}} \quad (\text{GR})$$

Nous pouvons donner une « expression pratique » de ce gain :

$$G_R \approx 1,8 \cdot 10^{-3} I_{15} \lambda_0 L_{\nabla} \frac{k_L^2}{k_R} \quad (\text{GRP})$$

où I_{15} est l'intensité de la pompe en $10^{15} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$, λ_0 et L_{∇} les longueurs d'onde et de gradient en microns, et $k_{L,R}$ les nombres d'onde de l'onde Langmuir et de l'onde Raman, normalisés à ω_0/c .

La région de l'espace située entre les points $-x_t$ et x_t , appelés « points tournants », définit la région de l'espace où l'amplification spatiale se produit.

2.6 Conclusion du chapitre

Aujourd'hui, l'étude de la diffusion Raman dans des configurations réalistes ne peut se faire qu'à l'aide de modèles dits fluides, les simulations Maxwell-cinétiques étant bien trop coûteuses en temps et en ressources de calcul. Dans ce chapitre, nous avons détaillé une approche permettant d'établir le système à trois ondes couplées, permettant de décrire la diffusion d'une onde laser pompe sur les électrons d'un plasma, en propagation paraxiale, dans un plasma homogène et dans le cadre de l'approximation d'enveloppe. Nous avons explicité le calcul classique de l'amortissement Landau, dont l'expression sera identifiée plusieurs fois dans les chapitres suivants.

À partir du système d'ondes couplées, nous avons donné les lois de conservations d'énergie et nous avons calculé les seuils et taux de croissance de l'instabilité. Nous avons étendu le modèle au cas inhomogène, et détaillé les résultats de Rosenbluth pour les profils linéaires de densité.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Robert DAUTRAY et Jean-Paul WATTEAU, éd. *La fusion thermonucléaire inertielle par laser*. Vol. 1. Paris : Eyrolles, 1993 (cf. p. 2, 10, 17, 31, 35, 78).
- [9] Patrick MORA. *Cours d'introduction à la physique des plasmas chauds*. 1988 (cf. p. 4, 31).
- [18] Marshall N. ROSENBLUTH. « Parametric Instabilities in Inhomogeneous Media ». *Physical Review Letters*, Vol. 29, No. 9 (1972), p. 565 (cf. p. 15, 43).
- [24] Thomas CHAPMAN. « Autoresonance in stimulated Raman scattering ». Thèse de doct. École Polytechnique, 2011 (cf. p. 15, 31, 59).
- [42] C. H. STILL, R. L. BERGER, A. B. LANGDON, D. E. HINKEL, L. J. SUTER et E. A. WILLIAMS. « Filamentation and forward Brillouin scatter of entire smoothed and aberrated laser beams ». *Physics of Plasmas*, Vol. 7, No. 5 (2000), p. 2023–2032 (cf. p. 23).
- [43] *Cielo Full-System Simulations of Multi-Beam Laser-Plasma Interaction in NIF Experiments*. CUG. 2011 (cf. p. 23).
- [44] *Simulating Laser-Plasma Interaction in Experiments at the National Ignition Facility on a Cray XE6*. CUG. 2011 (cf. p. 23).
- [45] G. B. WHITHAM. *Linear and non linear waves*. Pure and applied mathematics. New York : John Wiley & Sons, 1974 (cf. p. 31).
- [46] Didier BÉNISTI, Olivier MORICE, Laurent GREMILLET, Evangelos SIMINOS et David J. STROZZI. « Nonlinear group velocity of an electron plasma wave ». *Physics of Plasmas*, Vol. 17, No. 8, 082301 (2010) (cf. p. 31, 59).
- [47] D. BÉNISTI, O. MORICE, L. GREMILLET, A. FRIOU et E. LEFEBVRE. « Nonlinear kinetic modeling of stimulated Raman scattering in a multidimensional geometry ». *Physics of Plasmas*, Vol. 19, No. 5, 056301 (2012) (cf. p. 31).
- [48] Didier BENISTI, Nikolai A. YAMPOLSKY et Nathaniel J. FISCH. « Comparisons between nonlinear kinetic modelings of simulated Raman scattering using envelope equations ». *Phys. Plasmas*, Vol. 19, No. 013110 (2012) (cf. p. 31, 49).
- [49] T. KOLBER, W. ROZMUS et V. T. TIKHONCHUK. « Saturation of stimulated Raman scattering by Langmuir and ion acoustic wave coupling ». *Physics of Plasmas*, Vol. 5 (1993), p. 138 (cf. p. 35).

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [50] J.M. MANLEY et H.E. ROWE. « **Some General Properties of Nonlinear Elements-Part I. General Energy Relations** ». *Proceedings of the IRE*, Vol. **44**, No. 7 (1956), p. 904–913 (cf. p. [35](#)).
- [51] Stephan BRUNNER. *Cours de l'EPFL : Advanced theory of plasmas*. 2015 (cf. p. [35](#)).
- [52] Ante SALCEDO. « Coupled Modes Analysis or SRS Backscattering, with Langmuir Decay and Possible Cascadings ». Thèse de doct. Massachusetts Institute of Technology, 2002 (cf. p. [35](#)).

CHAPITRE 3

MODÉLISATION FLUIDE DES EFFETS NON LINÉAIRES CINÉTIQUES

« *Personne n'a jamais tout à fait tort.
Même une horloge arrêtée donne l'heure
juste deux fois par jour.* »

Proverbe chinois

NOUS avons dérivé les équations précédentes en supposant que le plasma se comportait comme un fluide, ce qui suppose en principe que les valeurs du paramètre $k_L \lambda_D$ vérifient $k_L \lambda_D \leq 0,2$. Dans les plasmas issus de l'ionisation du gaz contenu dans les cavités accueillant les cibles LIL/LMJ, la valeur de ce paramètre est nettement supérieure et se situe plutôt entre $0,27 \leq k_L \lambda_D \leq 0,45$. Dans ces régimes, les électrons ne pouvant plus être assimilés à un fluide, les équations précédentes ne sont *a priori* plus valables en l'état. En effet, pour une intensité d'onde plasma donnée, plus le paramètre $k_L \lambda_D$ est grand, plus les effets cinétiques sont susceptibles de se développer [53]. Ainsi, dans cette configuration, l'intensité de l'onde plasma est telle que les électrons se retrouvent piégés autour de la vitesse de phase de l'onde plasma, dans les puits de potentiel de l'onde électrostatique associée. La répartition en vitesse des électrons n'est donc plus exactement maxwellienne : la population des électrons dont la vitesse est proche de la vitesse de phase de l'onde est plus importante que prévue. Cela se traduit par une déformation de la fonction de distribution électronique : un plateau se développe autour de la vitesse de phase. On parle de piégeage¹.

L'hypothèse fluide suppose, d'une certaine manière, que la fonction de distribution reste maxwellienne. Puisque dans le cas étudié ici, la distribution n'est plus maxwellienne, il est nécessaire de pouvoir estimer la répercussion de cette déformation et de la prendre en compte dans les équations. Cependant, l'objectif étant de rester sur une modélisation type fluide, nous espérons répercuter cet effet avec des coefficients correcteurs *ad hoc* qui seront ajoutés dans les équations présentées dans le chapitre précédent.

1. Électronique ici, mais en toute rigueur cela peut aussi concerner les ions.

3.1 Fréquence d'oscillation des électrons dans les puits de potentiel de l'onde plasma

Supposons qu'une onde électrostatique se propage dans un bain d'électrons de manière forcée : $E = E_L \sin(k_L x - \omega_L t)$, avec $E_L > 0$. La vitesse de phase de cette onde s'écrit : $v_\varphi = \frac{\omega_L}{k_L}$.

À ce stade, il est plus simple de se placer dans le référentiel de l'onde, c'est-à-dire un référentiel qui se déplace à v_φ par rapport au laboratoire. Dans ce référentiel, les différentes grandeurs ne dépendent plus explicitement du temps² et l'énergie potentielle associée à l'onde s'écrit :

$$E_p = e\phi \text{ avec } \phi \text{ tel que } E = -\nabla\phi. \text{ Nous avons donc } E_p = -\frac{eE_L}{k_L} \cos k_L X.$$

Par ailleurs, toujours dans ce référentiel, le mouvement des électrons vérifie l'équation :

$$m_e \frac{dV}{dt} = -eE_L \sin k_L X$$

L'énergie mécanique s'écrit :

$$E_m = \frac{1}{2} m_e V^2 - \frac{eE_L}{k_L} \cos k_L X$$

Les électrons étant piégés dans le puits de potentiel de l'onde, il est légitime de considérer que $k_L X$ reste petit devant 1 ; nous développons alors $\cos k_L X$ en $1 - \frac{k_L^2 X^2}{2}$. L'énergie mécanique se réécrit :

$$\begin{aligned} E_m &= \frac{1}{2} m_e V^2 + \frac{1}{2} eE_L k_L X^2 - \frac{eE_L}{k_L} \\ \Leftrightarrow \frac{1}{2} \left(\frac{dX}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{eE_L k_L}{m_e} X^2 &= C' \end{aligned}$$

Il s'agit de l'équation d'un oscillateur harmonique de fréquence $\omega_B = \sqrt{\frac{eE_L k_L}{m_e}}$. Ce paramètre, qui dépend de l'amplitude de l'onde électrostatique, est très important puisqu'il apparaîtra à plusieurs reprises par la suite. Il représente la fréquence d'oscillation des électrons dans le puits de potentiel de l'onde plasma. On peut définir le temps $\tau_B = \frac{2\pi}{\omega_B}$ qui représente le temps nécessaire à un électron pour faire un tour dans le puits de l'onde. On définit également v_t la vitesse moyenne des électrons piégés par $v_t = \frac{\omega_B}{k_L} = v_\varphi \frac{\omega_B}{\omega_L} = v_\varphi \sqrt{\frac{k_L \varepsilon_0}{en_e}} E_L$.

3.2 Amortissement Landau non linéaire

Nous avons vu dans la section 2.2.3 que l'amortissement Landau est proportionnel à la dérivée de la fonction de distribution électronique. Or nous venons de voir que le piégeage électronique se traduit par une déformation de cette fonction de distribution (établissement d'un plateau) autour de la vitesse de phase. Donc la dérivée diminue (voire s'annule), ce qui entraîne la diminution

2. Mathématiquement, nous faisons les changements de variables $X = x - v_\varphi t$ et $V = v - v_\varphi$.

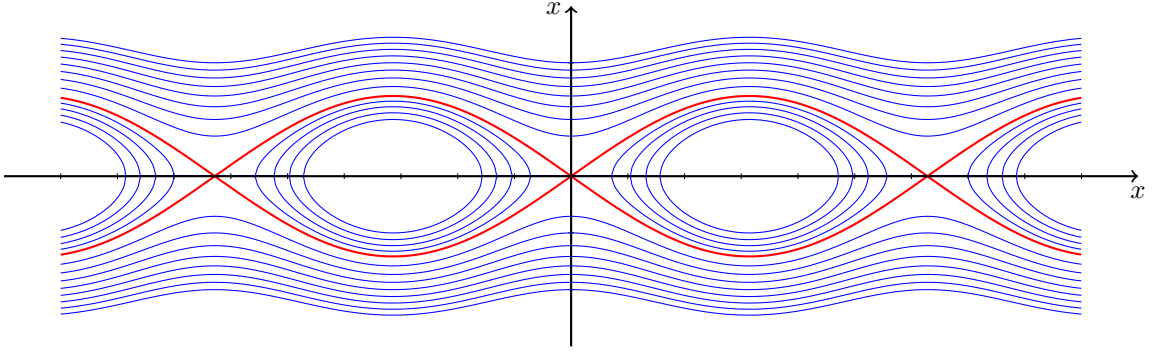


FIGURE 3.1 – Nous représentons le portrait de phase (x, \dot{x}) des électrons dans le repère de l'onde plasma. Les électrons dont l'énergie est supérieure aux puits de potentiel électrique de l'onde plasma se propagent le long de certaines trajectoires (les trajectoires externes à celle représentée en rouge). Les électrons qui n'ont pas suffisamment d'énergie restent piégés dans les puits de potentiel de l'onde plasma. Ils oscillent alors autour d'une position fixe le long des trajectoires bleues situées à l'intérieur de la trajectoire particulière représentée en rouge. La trajectoire représentée en rouge est appelée séparatrice. Il s'agit de la trajectoire particulière suivie par les électrons dont l'énergie est juste suffisante pour qu'ils ne restent pas piégés dans les puits de potentiel de l'onde plasma.

(voire l'annulation) de l'amortissement Landau. Cette évolution est évidemment non linéaire, et a des conséquences non négligeables sur le comportement du plasma.

La modélisation de cette diminution non linéaire de l'amortissement Landau est cruciale, et plusieurs modèles sont discutés dans la littérature [33, 48, 54–56].

Une équation différentielle sur l'évolution de l'amortissement Landau, valable dans le cas d'une onde plasma forcée dont la croissance est exponentielle, est proposée dans [54] :

$$\frac{\partial}{\partial t} [(\nu_0 - \nu) \omega_B^3] = \frac{3\nu\pi}{4\alpha^3} \omega_B^4 \quad (3.1)$$

où α est ici un paramètre libre qui est calibré à partir de comparaisons avec des simulations PIC/Vlasov. Sa valeur est fixée à $\alpha^3 = \frac{32}{3\pi}$.

Nous détaillons ici la manière dont elle peut être établie dans le cadre de la théorie quasi-linéaire. Nous considérons que le plasma est initialement maxwellien, c'est-à-dire $f_e(x, y, z, v_x, v_y, v_z, t) = n_e \tilde{F}_0^M(v_x, v_y, v_z)$ où \tilde{F}_0^M est la distribution de Maxwell-Boltzmann (qui est stationnaire). Nous supposons que la physique se produit longitudinalement, ce qui permet de manipuler la fonction de distribution réduite $F_0^M(v)$ vérifiant :

$$F_0^M(v) = F_0^M(v_x) = \iint \tilde{F}_0^M(v_x, v_y, v_z) dv_y dv_z$$

Comme nous l'avons déjà vu, l'amortissement Landau est lié à la forme de la fonction de distribution électronique autour de la vitesse de phase. Nous considérons donc que la fonction de distribution F_0^M est initialement maxwellienne, correspondant à un plasma à l'équilibre. Ce plasma est perturbé par une onde $E = \frac{E_L}{2} e^{i\omega t - ikx} + \text{c.c.}$ La fonction de distribution faiblement perturbée s'écrit : $F(x, v, t) = F_0^M(v) + f_1(x, v, t)$ où f_1 , représentant la perturbation due

CHAPITRE 3. MODÉLISATION FLUIDE DES EFFETS NON LINÉAIRES CINÉTIQUES

à l'onde, est un terme d'oscillation rapide.

La position et la vitesse dépendent du temps : $x = x(t)$ et $v = v(t)$ et dans un système fermé, le nombre de particules se conserve ; la différentielle totale de F , dF est donc nulle. Ainsi, nous avons au premier ordre :

$$\begin{aligned} \frac{dF}{dt} = 0 &= \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{dx}{dt} \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{dv}{dt} \frac{\partial F}{\partial v} \\ &= \frac{\partial f_1}{\partial t} + v \frac{\partial f_1}{\partial x} - \frac{eE}{m_e} \frac{\partial F_0^M}{\partial v} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial f_1}{\partial t} + v \frac{\partial f_1}{\partial x} &= \frac{eE}{m_e} \frac{\partial F_0^M}{\partial v} \end{aligned}$$

Considérant la forme donnée pour E nous avons :

$$\begin{aligned} i(\omega - kv) f_1 &= \frac{eE}{m_e} \frac{\partial F_0^M}{\partial v} \\ \Leftrightarrow f_1(x, v, t) &= \frac{eE}{m_e} \frac{\frac{\partial F_0^M}{\partial v}}{i(\omega - kv)} \end{aligned}$$

Nous injectons cette expression dans la différentielle totale de F , en supposant cette fois que $F = F_0(v, t) + f_1(x, v, t)$. $F_0(v, t)$ est la fonction de distribution quasi-linéaire et évolue au cours du temps :

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_0}{\partial t} + \frac{\partial f_1}{\partial t} + v \frac{\partial f_1}{\partial x} - \frac{eE}{m_e} \frac{\partial F_0}{\partial v} - \frac{eE}{m_e} \frac{\partial f_1}{\partial v} &= 0 \\ \frac{\partial F_0}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{eE}{m_e} \frac{\frac{\partial F_0}{\partial v}}{i(\omega - kv)} \right) + v \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{eE}{m_e} \frac{\frac{\partial F_0}{\partial v}}{i(\omega - kv)} \right) - \frac{eE}{m_e} \frac{\partial F_0}{\partial v} - \frac{e^2 E^2}{m_e^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\frac{\partial F_0}{\partial v}}{i(\omega - kv)} \right) &= 0 \end{aligned}$$

La moyenne temporelle de cette équation s'écrit :

$$\frac{\partial F_0}{\partial t} - \frac{1}{2i} \left| \frac{eE_L}{m_e} \right|^2 \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\frac{\partial F_0}{\partial v}}{(\omega - kv)} \right) = 0$$

car les termes en E oscillent selon ωt , donc leur moyenne temporelle est nulle, et la moyenne du terme E^2 est $\langle E^2 \rangle_t = \frac{E_L^2}{2}$.

F_0 , qui est une quantité réelle, vérifie, en conséquence, l'équation :

$$\frac{\partial F_0}{\partial t} = \frac{1}{2} \left| \frac{eE_L}{m_e} \right|^2 \Re \left\{ \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\frac{\partial F_0}{\partial v}}{i(\omega - kv)} \right) \right\}$$

La fonction de distribution quasi-linéaire $F_0(v, t)$ ne diffère de la fonction de distribution maxwellienne $F_0^M(v)$ qu'autour de la vitesse de phase, c'est-à-dire dans l'intervalle de vitesses tel que

$|v - v_\varphi| < \alpha v t$. Cet intervalle est représentatif du piégeage des électrons (α est une constante à déterminer). La quantité $F_0(v, t) - F_0^M(v)$ représente exactement la perturbation de la distribution à l'équilibre, associée à E . Comme $F_0(v, t = 0) = F_0^M(v)$ et que le nombre de particules se conserve, on a évidemment :

$$\begin{aligned} & \int (F_0(v, t) - F_0^M(v)) \, dv = 0 \\ \Leftrightarrow & \int_{v_\varphi - \alpha v t}^{v_\varphi + \alpha v t} (F_0(v, t) - F_0^M(v)) \, dv = 0 \\ \Leftrightarrow & \int_{v_\varphi - \alpha v t}^{v_\varphi + \alpha v t} \left(F_0(v_\varphi, t) + (v - v_\varphi) \frac{\partial F_0(v, t)}{\partial v} (v_\varphi, t) - F_0^M(v_\varphi) + (v - v_\varphi) \frac{\partial F_0^M(v)}{\partial v} (v_\varphi) \right) \, dv = 0 \end{aligned}$$

En effectuant le changement de variable $\tilde{v} : \mathbb{R} \ni x \mapsto x + v_\varphi$, l'intégrale précédente devient :

$$\begin{aligned} & \int_{-\alpha v t}^{+\alpha v t} \left(F_0(v_\varphi, t) + v \frac{\partial F_0(v, t)}{\partial v} (v_\varphi, t) - F_0^M(v_\varphi) + v \frac{\partial F_0^M(v)}{\partial v} (v_\varphi) \right) \, dv = 0 \\ \Leftrightarrow & \int_{-\alpha v t}^{+\alpha v t} (F_0(v_\varphi, t) - F_0^M(v_\varphi)) \, dv + \left(\frac{\partial F_0(v, t)}{\partial v} (v_\varphi, t) - \frac{\partial F_0^M(v)}{\partial v} (v_\varphi) \right) \int_{-\alpha v t}^{+\alpha v t} v \, dv = 0 \end{aligned}$$

donc :

$$\forall t, F_0(v_\varphi, t) = F_0^M(v_\varphi) \quad (3.2)$$

L'énergie cinétique des particules associée à la perturbation de la fonction de distribution s'écrit :

$$\mathcal{E} = \frac{m_e n_e}{2} \int_{-\infty}^{\infty} v^2 (F_0(v, t) - F_0^M(v)) \, dv$$

En utilisant le changement de variable \tilde{v} , et le résultat (3.2), l'énergie cinétique précédente se réduit à :

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= m_e n_e \int_{-\alpha v t}^{+\alpha v t} v^2 v_\varphi \left(\frac{\partial F_0(v, t)}{\partial v} (v_\varphi, t) - \frac{\partial F_0^M(v)}{\partial v} (v_\varphi) \right) \, dv \\ &= \frac{2}{3} m_e n_e v_\varphi \alpha^3 v_t^3 \left(\frac{\partial F_0(v, t)}{\partial v} (v_\varphi, t) - \frac{\partial F_0^M(v)}{\partial v} (v_\varphi) \right) \end{aligned}$$

Par ailleurs, l'énergie W_{epw} de l'onde électrostatique E s'écrit :

$$\begin{aligned} W_{\text{epw}} &= \frac{\varepsilon_0}{4} \frac{\partial \omega \epsilon}{\partial \omega} (\omega_L) |E|^2 \approx \frac{\varepsilon_0}{4} |E_L|^2 \omega_L \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} (\omega_L) = \frac{\varepsilon_0 m_e^2 \omega_B^4}{4e^2 k_L^2} \omega_L \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} (\omega_L) \\ &= \frac{n_e m_e \omega_B^4}{4k_L^2 \omega_L} \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} (\omega_L) \end{aligned}$$

où ϵ est la fonction diélectrique du plasma, dont la forme simplifiée s'écrit :

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (\text{FD})$$

CHAPITRE 3. MODÉLISATION FLUIDE DES EFFETS NON LINÉAIRES CINÉTIQUES

Le rapport entre la variation d'énergie cinétique et l'énergie de l'onde plasma donne le taux d'amortissement ν :

$$\nu = \frac{\frac{d\mathcal{E}}{dt}}{2W_{\text{epw}}} = \frac{\frac{d}{dt} \left[\frac{2}{3} m_e n_e v_\varphi \alpha^3 v_t^3 \left(\frac{\partial F_0(v,t)}{\partial v}(v_\varphi, t) - \frac{\partial F_0^M(v)}{\partial v}(v_\varphi) \right) \right]}{\frac{n_e m_e \omega_B^4}{2k_L^2 \omega_L} \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega}(\omega_L)}$$

$$\Leftrightarrow \frac{3\nu\pi}{4\alpha^3} \omega_B^4 = \frac{d}{dt} \left(\frac{k_L^2 \omega_L v_t^3}{v_\varphi} \pi v_\varphi^2 \frac{\left(\frac{\partial F_0(v,t)}{\partial v}(v_\varphi, t) - \frac{\partial F_0^M(v)}{\partial v}(v_\varphi) \right)}{\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega}(\omega_L)} \right)$$

Le terme $-\pi v_\varphi^2 \frac{\frac{\partial F_0^M(v)}{\partial v}(v_\varphi)}{\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega}(\omega_L)}$ est l'amortissement Landau linéaire ν_0 (2.15). L'autre terme est

identifié comme l'amortissement quasi-linéaire ν . Par ailleurs, comme $v_t = \frac{\omega_B}{k_L}$, nous retrouvons bien l'équation différentielle annoncée :

$$\frac{d}{dt} [(\nu_0 - \nu) \omega_B^3] = \frac{3\nu\pi}{4\alpha^3} \omega_B^4$$

Cela étant, résolvons à présent cette équation. Afin d'alléger les notations, il est commode de poser $\tilde{\alpha} = \frac{3\pi}{4\alpha^3}$. Ainsi, lorsque cela a un sens, elle se réécrit astucieusement de la manière suivante :

$$\frac{\partial \nu}{\partial t} + \nu \left(3 \frac{\partial \ln \omega_B}{\partial t} + \tilde{\alpha} \omega_B \right) = 3\nu_0 \frac{\partial \ln \omega_B}{\partial t}$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \left[\nu e^{\int 3 \frac{\partial \ln \omega_B}{\partial t} dt} e^{\int \tilde{\alpha} \omega_B dt} \right] = \nu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(e^{\int 3 \frac{\partial \ln \omega_B}{\partial t} dt} \right) e^{\int \tilde{\alpha} \omega_B dt}$$

$$\Leftrightarrow \nu e^{\int 3 \frac{\partial \ln \omega_B}{\partial t} dt} e^{\int \tilde{\alpha} \omega_B dt} = K + \nu_0 e^{\int 3 \frac{\partial \ln \omega_B}{\partial t} dt} e^{\int \tilde{\alpha} \omega_B dt}$$

$$- \nu_0 \int \tilde{\alpha} \omega_B e^{\tilde{\alpha} \omega_B dt} e^{\int 3 \frac{\partial \ln \omega_B}{\partial t} dt} dt'$$

$$\Leftrightarrow \nu(t) = \nu_0 + \frac{K}{\omega_B^3 e^{\int \tilde{\alpha} \omega_B dt}} - \nu_0 \frac{\tilde{\alpha} \int \omega_B^4 e^{\int \tilde{\alpha} \omega_B dt} dt}{\omega_B^3 e^{\int \tilde{\alpha} \omega_B dt}}$$

Or, comme il faut retrouver $\lim_{\omega_B \rightarrow 0} \nu = \nu_0$, nous avons nécessairement $K = 0$. Finalement :

$$\nu(t) = \nu_0 \left[1 - \frac{\int \omega_B^3 \frac{\partial}{\partial t} e^{\int \tilde{\alpha} \omega_B dt} dt}{\omega_B^3 e^{\int \tilde{\alpha} \omega_B dt}} \right] = \nu_0 \left[1 - \frac{\tilde{\alpha} \int \omega_B^4(t') e^{\int \tilde{\alpha} \omega_B(t'') dt''} dt'}{\omega_B^3(t) e^{\int \tilde{\alpha} \omega_B(t') dt'}} \right] \quad (3.3)$$

Dans le cas d'une croissance exponentielle de l'onde plasma jusqu'à un certain niveau, cette dernière expression peut être approchée par celle-ci (Cf. figure 3.2) :

$$\nu(t) = \frac{\nu_0}{1 + \frac{1}{2\pi} \int \omega_B(t') dt'} \quad (3.4)$$

que l'on trouve dans la référence [55], par exemple.

Physiquement, cela traduit le fait que l'amortissement Landau décroît rapidement à partir du moment où les électrons piégés ont fait quelques oscillations dans le puits de potentiel de l'onde plasma. Bien que (3.3) soit assez pratique à utiliser numériquement, son comportement quand l'onde plasma décroît ne représente rien de physiquement acceptable : la valeur de l'amortissement Landau peut, en particulier, devenir négative et osciller très fortement.

Dans le cadre de notre approche, l'amortissement Landau ne peut pas prendre de valeur négative. De plus, pour les temps et les conditions de simulation considérés, les collisions sont négligeables : la fonction de distribution ne peut pas non plus revenir à sa forme maxwellienne. Par conséquent l'amortissement Landau ne peut pas revenir à une valeur antérieure. C'est pourquoi nous utiliserons, dans le modèle numérique, l'équation d'évolution (3.4) qui est assez lisse, toujours positive et irréversible. Cette équation modélise plus fidèlement cet aspect de la physique que nous étudions.

Comme évoqué plus haut, d'autres expressions de l'amortissement Landau existent. Nous mentionnons celle de [56] :

$$\nu(t) = \nu_0 H(f(\omega_B)) \quad (3.5)$$

où H représente la fonction de Heaviside³. Cette modélisation propose de ne couper l'amortissement Landau que lorsque certaines conditions sur ω_B sont vérifiées. L'amortissement est alors brutalement coupé. D'un point de vue strictement numérique, l'utilisation de la fonction de Heaviside n'est pas très heureuse puisqu'elle introduit un bruit numérique relativement important, notamment lorsque les valeurs locales de ω_B sont telles que $f(\omega_B) \sim 0$. C'est pourquoi nous ne retiendrons pas ce modèle.

3.3 Décalage non linéaire de fréquence

En régime cinétique, le piégeage des électrons provoque également un décalage de la fréquence plasma électronique locale. En effet, cette fréquence est proportionnelle à la densité des

3. $H : \mathbb{R} \ni x \mapsto \begin{cases} 1 & \text{si } x \geq 0 \\ 0 & \text{si } x < 0 \end{cases}$

CHAPITRE 3. MODÉLISATION FLUIDE DES EFFETS NON LINÉAIRES CINÉTIQUES

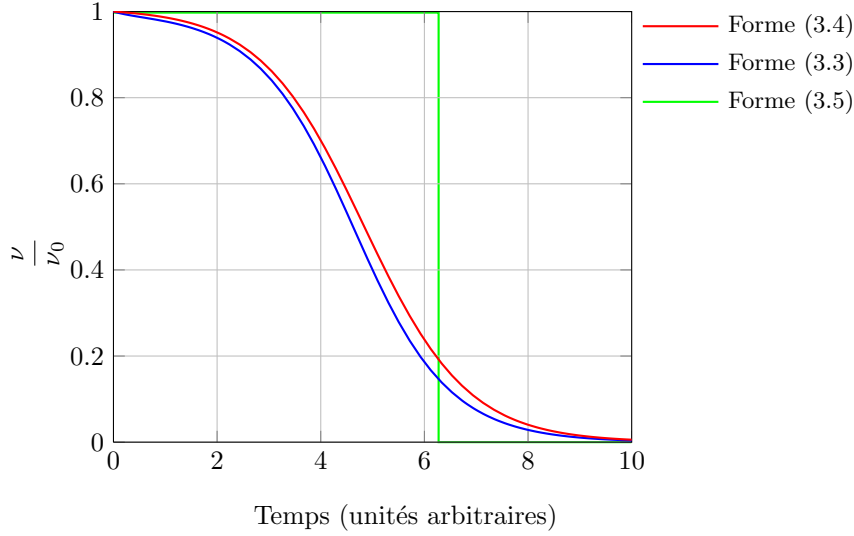


FIGURE 3.2 – Lorsque l’onde plasma croît de manière exponentielle, ce qui est le cas lorsqu’elle est générée par le couplage (2.26) (elle se trouve alors en régime forcé), les deux expressions (3.3) et (3.4) donnent la même évolution de l’amortissement Landau. Plus précisément, (3.4) peut être vu comme un développement de (3.3).

électrons libres. Or le fait que des électrons soient piégés entraîne une diminution apparente (et locale) de la densité des électrons libres et, par conséquent, une diminution de la fréquence plasma locale, d’où le décalage $-\delta\omega^{\text{NL}}$ (non linéaire) négatif. La fréquence plasma électronique s’écrit alors $\omega_L = \omega_L^{\text{L}} - \delta\omega^{\text{NL}}$. Dans le papier de référence [19], cette quantité ($\delta\omega^{\text{NL}}$) apparaît en considérant la partie réelle de l’équation portant sur la fonction diélectrique du plasma, qui prend en compte la déformation de la fonction de distribution due au piégeage. La partie imaginaire de cette équation permet, quant à elle, de décrire l’évolution de l’amortissement Landau non linéaire, et prévoit, comme indiqué précédemment, son annulation au bout de quelques τ_B .

Ce décalage de fréquence non linéaire est calculé par Morales et O’Neil :

$$\delta\omega^{\text{NL}} = K \left(\frac{\omega_L}{k_L} \right)^2 \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \right)_{\omega_L}^{-1} \left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2} \right)_{v_\varphi} \sqrt{\frac{e |E_L|}{m_e k_L}} \quad (3.6)$$

où K représente la fraction des électrons piégés (profondément piégés et presque piégés), ϵ est la fonction diélectrique du plasma, et f_0 la fonction de distribution électronique non perturbée en plasma homogène. Le terme $\sqrt{\frac{e |E_L|}{m_e k_L}}$ s’interprète en terme de vitesse de piégeage :

$$\sqrt{\frac{e |E_L|}{m_e k_L}} = \frac{\omega_B}{k_L} = v_t$$

L’article original distingue le cas d’une croissance « soudaine » de l’onde plasma ($K = 0,823$) et le cas d’une croissance adiabatique ($K = 0,544$). Dans la suite, nous considérons le cas d’une croissance soudaine, et utilisons l’expression simplifiée de la fonction diélectrique (FD).

L'expression précédente du décalage fréquentiel s'écrit de manière équivalente :

$$\delta\omega^{\text{NL}} \approx 0,823v_\varphi^2\omega_L \left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2} \right)_{v_\varphi} v_t \quad (3.7)$$

En fait, cette expression estime la valeur maximale du désaccord. L'utiliser telle quelle [23, 55] suppose implicitement que le décalage non linéaire dû au piégeage électronique atteint instantanément sa valeur maximale. Par ailleurs, il est calculé à partir de la valeur locale du champ électrique, ce qui, en réalité, n'est pas tout à fait juste puisque le piégeage et ses conséquences sont correctement décrits dans le référentiel de l'onde électrostatique qui, rappelons le, se déplace à la vitesse de phase (3.1).

En utilisant l'équation de Gauss (MG), nous relierons le champ électrique à l'onde plasma associée :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot E_L &= \frac{e\delta n_e}{\varepsilon_0} \\ \Leftrightarrow \frac{ik_L E_L}{N_0} &= \frac{e\delta n_e}{\varepsilon_0 N_0} \\ \Leftrightarrow |E_L| &= \frac{eN_0}{\varepsilon_0 k_L} \left| \frac{\delta n_e}{N_0} \right| \end{aligned}$$

En injectant cette expression de E_L dans (3.6) nous obtenons une nouvelle expression du décalage fréquentiel :

$$\delta\omega^{\text{NL}} = 0,823v_\varphi^3\omega_L \left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2} \right)_{v_\varphi} \sqrt{\left| \frac{\delta n_e}{N_0} \right|}$$

Il est en général courant de poser $\eta = 0,823v_\varphi^3 \left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2} \right)_{v_\varphi}$:

$$\delta\omega^{\text{NL}} = \eta\omega_L \sqrt{\left| \frac{\delta n_e}{N_0} \right|} = \eta \frac{\omega_L}{v_\varphi} v_t \quad (3.8)$$

La valeur de η peut être estimée analytiquement. Supposons pour cela que la fonction de

distribution est maxwellienne, 1D, et qu'elle s'écrit : $f_0(v) = \frac{n_e}{n_c} \frac{1}{\sqrt{2\pi}v_{th}} e^{-\frac{v^2}{2v_{th}^2}}$. Nous avons

alors $\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2} \right) = \frac{n_e}{n_c} \left(\frac{v^2}{\sqrt{2\pi}v_{th}^5} - \frac{1}{\sqrt{2\pi}v_{th}^3} \right) e^{-\frac{v^2}{2v_{th}^2}}$. En utilisant les valeurs $v_{th} = 0,044c_0$ et

$v_\varphi = 0,15c_0$, caractéristiques d'un plasma homogène d'hydrogène à 5% de la densité critique et de température $T_e = 1$ keV, cela conduit à $\eta = 0,02$. Pour un plasma à 10% de la densité critique, nous avons $\eta = 0,04$, ce qui est en accord avec les valeurs estimées par [57].

3.3.1 Prise en compte de la dynamique du système

La modélisation précédente suppose que le désaccord atteigne immédiatement sa valeur maximale et asymptotique. Nous allons, dans la suite de cette thèse, améliorer cette description en

CHAPITRE 3. MODÉLISATION FLUIDE DES EFFETS NON LINÉAIRES CINÉTIQUES

modélisant l'évolution de la fonction de distribution, en calculant le décalage de fréquence à partir de la largeur δ du plateau qui se forme autour de la vitesse de phase v_φ , et plus précisément dans l'intervalle $[v_\varphi - v_t, v_\varphi + v_t]$. Notons que dans ces conditions, δ vaut au maximum $2v_t$ ⁴. La démarche faite ici s'inspire d'un modèle présenté dans [56] et [58] pour la diffusion Brillouin. Nous paramétrisons la fonction de distribution électronique jusqu'au second ordre en « déformant » la fonction de distribution initiale par une fonction centrée autour de la vitesse de phase :

$$f(v) = f_0(v) - \frac{\partial f_0}{\partial v}(v_\varphi)(v - v_\varphi) e^{-\left(\frac{v - v_\varphi}{\sqrt{2}\delta}\right)^2} - \zeta \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) \left((v - v_\varphi)^2 - \delta^2 \right) e^{-\left(\frac{v - v_\varphi}{\sqrt{2}\delta}\right)^2} \quad (\text{PFD})$$

où f_0 représente la fonction de distribution maxwellienne non déformée, et ζ est un paramètre dont nous justifierons plus tard la valeur : $\frac{1}{24}$. Il est par ailleurs possible de regarder cette paramétrisation comme une décomposition sur une base de polynômes de Legendre. En effet, en posant $X = \left(\frac{v - v_\varphi}{\delta\sqrt{3}}\right)$, nous pouvons mettre la décomposition précédente sous la forme :

$$f = \mu_0 P_{L0}[X] + \mu_1 P_{L1}[X] + \mu_2 P_{L2}[X]$$

où

$$\begin{aligned} P_{L0}[X] &= 1 \\ P_{L1}[X] &= X \\ P_{L2}[X] &= \frac{1}{2}(3X^2 - 1) \end{aligned}$$

sont les trois premiers polynômes de Legendre, et μ_1 , μ_2 et μ_3 les trois premières coordonnées de la projection de f dans cette base.

Cela étant, la quantité d'énergie cinétique due à une variation de δ se calcule avec l'intégrale :

$$\mathcal{E} = \frac{m_e n_e}{2} \int_{\mathbb{R}} \frac{\partial f_0}{\partial v}(v_\varphi)(v - v_\varphi) e^{-\left(\frac{v - v_\varphi}{\sqrt{2}\delta}\right)^2} v^2 dv$$

Le changement de variable $\xi : \mathbb{R} \ni v \mapsto v + v_\varphi \in \mathbb{R}$, permet la simplification suivante :

$$\mathcal{E} = \frac{m_e n_e}{2} \frac{\partial f_0}{\partial v}(v_\varphi) \int_{\mathbb{R}} (v^3 + 2v^2 v_\varphi + v v_\varphi^2) e^{-\frac{v^2}{2\delta^2}} dv$$

Les termes en v^3 et v s'annulent⁵. Il reste donc

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= m_e n_e \frac{\partial f_0}{\partial v}(v_\varphi) v_\varphi \int_{\mathbb{R}} v^2 e^{-\frac{v^2}{2\delta^2}} dv \\ &= m_e n_e \frac{\partial f_0}{\partial v}(v_\varphi) v_\varphi \left(\frac{2!}{2^2} (2\delta^2)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\pi} \right) \\ &= \sqrt{2\pi} m_e n_e \frac{\partial f_0}{\partial v}(v_\varphi) v_\varphi \delta^3 \end{aligned}$$

4. Ce qui est évidemment discutable. La valeur retenue ici se retrouve usuellement dans la littérature, par exemple dans [57].

5. Il s'agit de moments impairs de l'intégrale de Gauss.

La contribution, en terme d'énergie cinétique, du terme suivant est négligeable dans la mesure où δ reste petit devant v_φ . En effet :

$$\begin{aligned}\tilde{\mathcal{E}} &= \int_{\mathbb{R}} \frac{m_e n_e}{2} \zeta \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) \left((v - v_\varphi)^2 - \delta^2 \right) e^{-\left(\frac{v - v_\varphi}{\sqrt{2}\delta} \right)^2} v^2 dv \\ &= \frac{m_e n_e}{2} \zeta \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) \left(3\sqrt{2\pi}\delta^5 + v_\varphi^2 \sqrt{2\pi}\delta^3 - \sqrt{2\pi}\delta^5 - v_\varphi^2 \sqrt{2\pi}\delta^3 \right) \\ &= \zeta \sqrt{2\pi} m_e n_e \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) \delta^5 \ll \mathcal{E}\end{aligned}$$

Le taux de variation de cette énergie cinétique s'écrit alors $\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \sqrt{2\pi} m_e n_e \frac{\partial f_0}{\partial v}(v_\varphi) v_\varphi \frac{d\delta^3}{dt}$. Par ailleurs, l'énergie électrostatique locale de l'onde plasma s'exprime en fonction de la fonction diélectrique :

$$\begin{aligned}W_{\text{EPW}} &= \frac{\varepsilon_0}{4} \frac{\partial \omega \epsilon}{\partial \omega}(\omega_L) |E_L|^2 \\ &\approx \frac{\varepsilon_0}{4} |E_L|^2 \omega_L \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega}(\omega_L)\end{aligned}$$

Le rapport entre la variation de l'énergie cinétique due à δ et l'énergie de l'onde plasma permet de mettre en évidence un taux d'amortissement :

$$\nu = \frac{\frac{d\mathcal{E}}{dt}}{2W_{\text{EPW}}} = \frac{\sqrt{2\pi} m_e n_e \frac{\partial f_0}{\partial v}(v_\varphi) v_\varphi \frac{d\delta^3}{dt}}{\frac{\varepsilon_0}{2} |E_L|^2 \omega_L \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega}(\omega_L)} = \frac{\frac{\partial f_0}{\partial v}(v_\varphi) \frac{\omega_L^2}{k_L^2}}{\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega}(\omega_L) \frac{\omega_L^2}{k_L^2}} \frac{2\sqrt{2\pi} m_e n_e v_\varphi \frac{d\delta^3}{dt}}{\omega_L \varepsilon_0 |E_L|^2}$$

Nous reconnaissons le taux d'amortissement Landau dans le premier terme (Cf. (2.15)) : $\frac{\frac{\partial f_0}{\partial v}(v_\varphi) \frac{\omega_L^2}{k_L^2}}{\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega}(\omega_L)}$.

L'idée à présent est de dire que pour des valeurs de $\frac{\delta n_e}{N_0}$ relativement faibles, le seul amortissement de nature non collisionnelle est celui de Landau. Sous cette hypothèse, la deuxième partie de l'amortissement exprimé plus haut doit être égale à 1, soit

$$\begin{aligned}\frac{k_L^2}{\omega_L^2} \frac{2\sqrt{2\pi} m_e n_e v_\varphi \frac{d\delta^3}{dt}}{\omega_L \varepsilon_0 |E_L|^2} &= 1 \\ \Leftrightarrow \frac{d\delta^3}{dt} &= \frac{v_\varphi}{2\sqrt{2\pi}} \frac{\omega_L \varepsilon_0}{m_e n_e} |E_L|^2\end{aligned}$$

En jouant avec les définitions de v_t et ω_B , nous pouvons donner une équation d'évolution temporelle relativement simple sur δ :

$$\frac{d\delta^3}{dt} = \frac{\omega_B}{2\sqrt{2\pi}} v_t^3 \tag{3.9}$$

CHAPITRE 3. MODÉLISATION FLUIDE DES EFFETS NON LINÉAIRES CINÉTIQUES

Cette équation d'évolution n'a de sens que lorsque la fonction de distribution est en cours de déformation. Une fois que le plateau est établi, sa largeur atteint $v_\varphi + v_t - (v_\varphi - v_t) = 2v_t$. Nous rajoutons alors une condition sur l'équation (3.9) pour s'assurer qu'après que le plateau a atteint sa largeur maximale, il n'évolue plus :

$$\frac{d\delta^3}{dt} = H(2v_t - \delta) \frac{\omega_B}{2\sqrt{2\pi}} v_t^3 \quad (3.10)$$

où H est la fonction de Heaviside.

Nous précisons à présent le calcul du décalage non linéaire de fréquence. Au premier ordre, le champ électrique de l'onde Langmuir, constitué de la réponse linéaire et de la réponse non linéaire, vérifie l'équation de Gauss (MG) :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot E_L &= \nabla \cdot (E_L^L + E_L^{NL}) = \frac{\rho}{\varepsilon_0} = -\frac{en_e}{\varepsilon_0} \int f_1(x, v, t) + (f(v) - f_0(v)) dv \\ \Leftrightarrow -ik_L E_L &= -\frac{en_e}{\varepsilon_0} \int f_1(x, v, t) + (f(v) - f_0(v)) dv \end{aligned}$$

où f_1 est l'écart à la distribution maxwellienne associée à la réponse linéaire du système (déjà introduite dans la section 3.2). Nous retranchons alors la contribution associée à la réponse linéaire, pour ne garder que la réponse non linéaire :

$$\begin{aligned} -ik_L E_L + \frac{en_e}{\varepsilon_0} \int f_1(x, v, t) dv &= -\frac{en_e}{\varepsilon_0} \int -\frac{\partial f_0}{\partial v}(v_\varphi)(v - v_\varphi) e^{-\left(\frac{v - v_\varphi}{\sqrt{2}\delta}\right)^2} dv \\ &\quad - \frac{en_e}{\varepsilon_0} \int -\zeta \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) \left((v - v_\varphi)^2 - \delta^2\right) e^{-\left(\frac{v - v_\varphi}{\sqrt{2}\delta}\right)^2} dv \end{aligned}$$

Le premier terme du membre de droite ne contribue pas car il s'agit d'un moment impair de l'intégrale de Gauss. Par ailleurs, comme nous l'avons montré dans la section 3.2,

$$f_1 = \frac{e}{m_e} E_L \frac{\frac{\partial f_0}{\partial v}}{i(\omega - kv)}$$

Nous avons donc :

$$\begin{aligned} -ik_L E_L + \frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0} \int E_L \frac{\frac{\partial f_0}{\partial v}}{i(\omega - kv)} dv &= \frac{en_e}{\varepsilon_0} 2\zeta \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) \sqrt{2\pi} \delta^3 \\ \Leftrightarrow -ik_L E_L \left(1 + \frac{\omega_L^2}{k_L} \int \frac{\frac{\partial f_0}{\partial v}}{\omega - kv} dv\right) &= \frac{en_e}{\varepsilon_0} 2\zeta \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) \sqrt{2\pi} \delta^3 \end{aligned}$$

Nous reconnaissons l'expression de la fonction diélectrique ϵ du plasma en fonction de la susceptibilité électronique χ_e :

$$-ik_L E_L (1 + \chi_e) = -ik_L E_L \epsilon(k_L, \omega) = \omega_L^2 \frac{m_e}{e} 2\zeta \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) \sqrt{2\pi} \delta^3$$

En développant au premier ordre la fonction diélectrique du plasma en ω_L , nous obtenons :

$$\epsilon(k_L, \omega) \approx \epsilon(k_L, \omega_L) + \delta\omega \frac{\partial \epsilon(k_L, \omega)}{\partial \omega}(\omega_L) \approx \delta\omega \frac{\partial \epsilon(k_L, \omega)}{\partial \omega}(\omega_L) \approx \frac{2}{\omega_L} \delta\omega$$

Ce qui conduit alors à :

$$\begin{aligned} k_L E_L \frac{\delta\omega}{\omega_L} &= -\omega_L^2 \frac{m_e}{e} \zeta \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) \sqrt{2\pi} \delta^3 \\ \Leftrightarrow \frac{\delta\omega}{\omega_L} &= -\frac{\omega_L^2}{k_L^2} \frac{m_e k_L}{e E_L} \zeta \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) \sqrt{2\pi} \delta^3 = -\zeta \sqrt{2\pi} v_\varphi^2 \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) \frac{\delta^3}{v_t^2} \end{aligned}$$

Or $\delta = 2v_t$ au maximum, donc :

$$\frac{\delta\omega}{\omega_L} = -8\zeta \sqrt{2\pi} v_\varphi^2 \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) v_t$$

Nous posons $\zeta = \frac{1}{3 \times 8}$ afin de retrouver la définition du paramètre η proposée par Morales et O'Neil (3.8) :

$$\frac{\delta\omega}{\omega_L} = -\frac{\sqrt{2\pi}}{3} v_\varphi^2 \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) v_t \approx -0,83 v_\varphi^2 \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) v_t = -\frac{\eta}{v_\varphi} v_t$$

Notons que nous trouvons bien que le décalage de fréquence $\delta\omega$ est négatif. Nous posons alors le décalage non linéaire de fréquence au cours du temps ⁶ :

$$\delta\omega^{\text{NL}}(t) = \eta \frac{\omega_L}{v_\varphi} \delta(t) \quad (3.11)$$

Bien que la valeur de η puisse être estimée analytiquement, du moins lorsque l'on considère des plasmas homogènes et mono-dimensionnels, il est courant de considérer cette grandeur comme un paramètre libre, calibré à partir de simulations de références, PIC dans notre cas.

3.3.2 Propagation du désaccord

La vitesse de phase de l'onde de Langmuir est bien plus grande que sa vitesse de groupe. Or les particules piégées le sont autour de la vitesse de phase, et c'est précisément ce piégeage qui entraîne la déformation de la fonction de distribution. Par conséquent, cette déformation de la fonction de distribution, δ , se propage à une vitesse proche de la vitesse de phase de l'onde plasma. Certaines publications [24, 46] évoquent la possibilité qu'en régime non linéaire cinétique, la vitesse de groupe de l'onde plasma peut également évoluer et atteindre des vitesses proches de la vitesse de phase. Notons par ailleurs que certains auteurs [59] ont montré que cette évolution non linéaire de la vitesse de l'onde plasma entraîne un amortissement de l'onde plasma de nature non collisionnelle, mais distinct de l'amortissement Landau. Nous prendrons en compte cette remarque en considérant l'équation de propagation sur δ :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_\varphi \frac{\partial}{\partial x} \right) \delta = 0 \quad (3.12)$$

6. Nous avons posé $\delta\omega^{\text{NL}}(t) = |\delta\omega(t)|$. Avec ces notations nous nous replaçons dans le cadre où la fréquence s'exprime de la manière suivante : $\omega_L(t) = \omega_L^L - \delta\omega^{\text{NL}}(t)$.

3.3.3 Effets transverses et conséquences sur les fonctions de distribution locales

L'approche développée dans ce paragraphe est issue d'une collaboration avec le Dr Stephan Brunner (EPFL) lors de ses deux séjours effectués au CPhT en Mai 2014 et Juin 2015.

Jusque là, nous avons supposé que la physique associée aux particules piégées ne se produisait que longitudinalement. Or en toute rigueur, les particules ont également une distribution de vitesse transverse. Cela a deux conséquences :

- Des particules résonnantes (*ie.* dont la vitesse longitudinale v_x est proche de la vitesse de phase v_φ de l'onde plasma) peuvent se déplacer dans les directions transverses, modifiant les fonctions de distribution électroniques locales mais en dehors de la zone d'interaction ;
- Des particules maxwelliennes, (*ie.* non piégées) provenant d'une zone où il n'y a pas d'onde plasma, peuvent arriver dans la zone perturbée par l'interaction, et donc avoir tendance à redonner un caractère maxwellien aux fonctions de distribution perturbées. Cela, en principe, permettrait à l'amortissement Landau de revenir, et ce, indépendamment des collisions.

Afin de modéliser ce phénomène, nous considérons qu'il est possible de décomposer l'ensemble des particules résonnantes en n_g groupes de particules [60], numérotés par $n \in [1, \dots, n_g]$, selon leur vitesse transverse. Plus précisément, chaque groupe n comprend les particules dont les vitesses transverses v_\perp sont comprises entre v_{n-} et v_{n+} . Nous supposons alors que pour chacun de ces groupes, la vitesse transverse des particules correspond à une vitesse moyenne $\langle v_\perp \rangle_n$. De plus, nous associons à chacun de ces groupes la grandeur δ_n , représentant l'aplatissement de la fonction de distribution en vitesse longitudinale, autour de v_φ . Nous avons alors, pour chacun des n_g groupes, les équations (3.10) et (3.12) à laquelle nous ajoutons un terme d'advection transverse :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta_n^3}{\partial t} &= H(2v_t - \delta_n) \frac{\omega_B}{2\sqrt{2\pi}} v_t^3 & \text{(DGVT)} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_\varphi \frac{\partial}{\partial x} + \langle v_\perp \rangle_n \frac{\partial}{\partial x_\perp} \right) \delta_n &= 0 \end{aligned}$$

Le décalage de fréquence est calculé avec l'expression (3.11), à cela près qu'ici, δ est calculé de la manière suivante :

$$\delta = \sum_{n=1}^{n_g} p_n \delta_n \quad (3.13)$$

où p_n est un poids attribué au groupe n tel que $\sum_n p_n = 1$.

Pour prendre en compte ces effets sur l'amortissement Landau, l'expression (3.4) n'est plus adaptée puisque ω_B ne contient pas l'information sur les particules résonnantes. Nous proposons un amortissement Landau de la forme :

$$\nu(t) = \nu_0 \sum_{n=1}^{n_g} p_n H(2v_t - \delta_n) \quad \text{(ALGV)}$$

Bien que l'introduction des poids p_n tende à lisser la fonction de Heaviside sur la contribution totale, nous utiliserons plutôt une fonction de la forme

$$\tilde{H} : \mathbb{R} \ni v \mapsto \frac{1}{2} \left(1 + \tanh \left(\frac{v}{v_{th}} \right) \right)$$

dont nous donnons une représentation en figure 3.3.

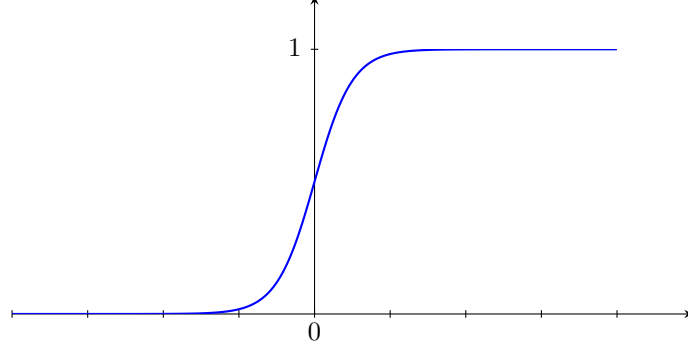


FIGURE 3.3 – La non continuité de la fonction de Heaviside en 0 entraîne des artefacts numériques délétères. Cette fonction lissée améliore le comportement du modèle numérique mais nous verrons plus bas qu'elle reste encore assez brutale.

3.3.4 Calcul des vitesses transverses moyennes et des poids p_n

Nous supposons que la distribution transverse de vitesse est maxwellienne, c'est-à-dire que la distribution transverse de vitesse peut s'écrire :

$$f(v_{\perp}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}v_{th}} e^{-\frac{v_{\perp}^2}{2v_{th}^2}}$$

La vitesse moyenne d'un groupe n est alors donnée par l'expression :

$$\frac{\langle v_{\perp} \rangle_n}{v_{th}} = \frac{1}{v_{th}} \frac{\int_{v_{n-}}^{v_{n+}} v f(v) dv}{\int_{v_{n-}}^{v_{n+}} f(v) dv} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{-\frac{v_{n-}^2}{2v_{th}^2}} - e^{-\frac{v_{n+}^2}{2v_{th}^2}}}{\operatorname{erf}\left(\frac{v_{n+}}{\sqrt{2}v_{th}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{v_{n-}}{\sqrt{2}v_{th}}\right)}$$

où erf représente la fonction erreur :

$$\operatorname{erf} : \mathbb{R} \ni x \mapsto \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$$

Les poids p_n sont déterminés, assez naturellement, de la manière suivante :

$$p_n = \int_{v_{n-}}^{v_{n+}} f(v) dv = \frac{1}{2} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{v_{n+}}{\sqrt{2}v_{th}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{v_{n-}}{\sqrt{2}v_{th}}\right) \right)$$

Physiquement, cette quantité représente la fraction du nombre de particules contenues dans le groupe de vitesse considéré.

Nous vérifions évidemment que si les différents groupes de vitesse sont « bien » choisis, c'est-à-dire :

$$\forall (n_1, n_2) \in [1, \dots, n_g] \times [1, \dots, n_g] \setminus \{n_1\}, [v_{n_1-}, v_{n_1+}] \cap [v_{n_2-}, v_{n_2+}] = \begin{cases} \{v_{n_1+}\} = \{v_{n_2-}\} \\ \text{ou} \\ \emptyset \end{cases}$$

CHAPITRE 3. MODÉLISATION FLUIDE DES EFFETS NON LINÉAIRES CINÉTIQUES

et

$$\bigcup_{n=1}^{n_g} [v_{n-}, v_{n+}] = \mathbb{R}$$

alors

$$\sum_{n=1}^{n_g} p_n = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}v_{th}} e^{-\frac{v^2}{2v_{th}^2}} dv = 1$$

Nous illustrons une telle décomposition en figure 3.4.

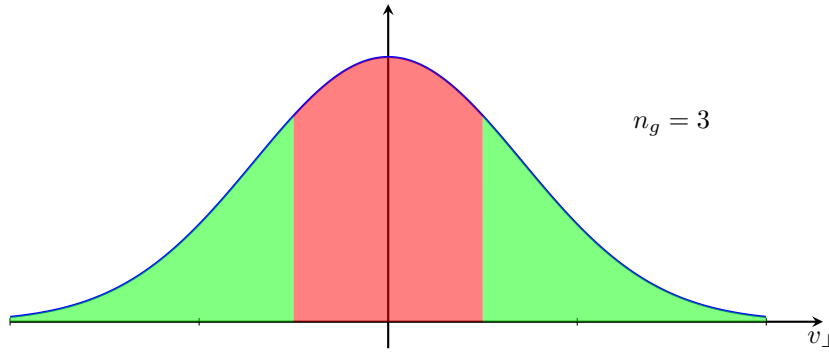


FIGURE 3.4 – Décomposition en groupes de vitesse transverse, ici avec trois groupes de vitesse. La somme des trois aires représentées est égale à un. L'aire représentée par une couleur donnée correspond au poids du groupe associé.

Dans la suite, nous n'utiliserons cette décomposition qu'une seule fois, pour illustration. Le caractère très récent de cette approche n'ayant pas permis son approfondissement. Cependant, et nous le verrons par la suite, la prise en compte d'effets transverses pour la diffusion Raman est importante. Contrairement à ce qui est présenté ici (advection transverse), des modèles de diffusion transverse sont déjà évoqués, par exemple [56].

3.4 Système complet d'équations

Le système d'équations que nous résolvons, et que nous avons établi plus haut pour des plasmas chauds, largement sous-denses, faiblement inhomogènes mais quelconques, non linéaires cinétiques ($k_L \lambda_D \in [0,2; 0,45]$) et pour la diffusion Raman stimulée arrière est finalement le suivant :

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{g0} \frac{\partial}{\partial x} + \nu_{B_0} - i \frac{c^2}{2\omega_0} \nabla_{\perp}^2 \right) E_0 = -\frac{ek_L}{4m_e} \frac{1}{\omega_R} E_L E_R \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{gR} \frac{\partial}{\partial x} + \nu_{B_R} - i \frac{c^2}{2\omega_R} \nabla_{\perp}^2 \right) E_R = \frac{ek_L}{4m_e} \frac{1}{\omega_0} k_L E_0 E_L^* \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} + \nu_L^{\text{NL}} + \nu_{\text{coll}} + i \frac{(n_e - N_0) e^2}{2\omega_L m_e \epsilon_0} - i \delta\omega^{\text{NL}} - i \frac{v_{gL}}{2k_L} \nabla_{\perp}^2 \right) E_L = \frac{ek_L}{4m_e} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_R \omega_L} E_0 E_R^* \end{cases} \quad (\text{SC})$$

avec :

$$\nu_L^{\text{NL}} = \frac{\nu_0}{1 + \frac{1}{2\pi} \int^t \omega_B(t') dt'} \quad (\text{ALNL})$$

où ν_0 représente l'amortissement Landau linéaire local,

$$\delta\omega^{\text{NL}} = \eta \frac{\omega_L}{v_\varphi} \delta \quad (\text{SNL})$$

où δ , calculé localement, est régi dans le temps par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{d\delta^3}{dt} = H(2v_t - \delta) \frac{\omega_B}{2\sqrt{2\pi}} v_t^3 \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_\varphi \frac{\partial}{\partial x} \right) \delta = 0 \end{cases} \quad (\text{D})$$

et η est un paramètre libre que nous déterminerons à l'aide de simulation PIC.

Les seuls effets transverses que nous prenons en compte ici sont ceux liés à la diffraction des ondes. De nombreuses expériences et des simulations PIC montrent qu'il existe des effets transverses d'origine cinétique qui devraient également être considérés lorsque l'on veut rendre compte de certains phénomènes dans des géométries et conditions particulières. D'autres effets décrits par des termes transverses d'ordre 4 (hyper-diffraction) interviennent lorsque l'amplitude de l'onde plasma devient importante [61]. Cela ne devrait cependant pas intervenir dans notre cas puisque nous supposons dès le départ que l'onde plasma est limitée à $\delta n_e \ll 1$. Notons également que dans le cas où les collisions jouent un rôle important, nous pourrions être tentés de rajouter un terme dans l'équation régissant l'évolution du plateau δ , afin de rendre compte d'une éventuelle relaxation de la fonction de distribution, voire d'un chauffage du plasma. Nous reviendrons sur ces deux remarques plus loin.

3.5 Conclusion du chapitre

Nous rappelons dans ce chapitre le mécanisme du piégeage électronique ainsi que ses conséquences physiques ; la modification de la fonction de distribution électronique autour de la vitesse de phase (développement d'un plateau) entraîne :

1. la diminution non linéaire de l'amortissement Landau ;
2. la diminution non linéaire de la fréquence plasma électronique.

Chacune de ces deux conséquences a un rôle particulièrement important sur la diffusion Raman. Nous cherchons à prendre en compte ce rôle, de manière réaliste, dans le modèle fluide développé. Des coefficients sont donc introduits dans les équations de couplage, et leur évolution est régie par des équations qui modélisent la modification de la fonction de distribution en fonction de l'amplitude de l'onde plasma et des paramètres du plasma.

Les équations d'évolutions du décalage non linéaire de fréquence et de l'amortissement Landau ne sont pas cohérentes au sens où elles sont complètement indépendantes l'une de l'autre ; nous avons présenté une approche permettant d'unifier ces deux grandeurs et de prendre en compte des effets transverses. Cette approche récente n'a pas été spécifiquement approfondie mais ouvre des perspectives très intéressantes pour la modélisation de l'effet Raman.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [19] G. J. MORALES et T. M. O' NEIL. « Nonlinear Frequency Shift of an Electron Plasma Wave ». *Physical Review Letters*, Vol. **28**, No. 7 (1972), p. 417 (cf. p. 15, 54, 112).
- [23] T. CHAPMAN, S. HÜLLER, P. E. MASSON-LABORDE, A. HERON, D. PESME et W. ROZMUS. « Driven Spatially Autoresonant Stimulated Raman Scattering in the Kinetic Regime ». *Physical Review Letters*, Vol. **108** (2012) (cf. p. 15, 55, 77).
- [24] Thomas CHAPMAN. « Autoresonance in stimulated Raman scattering ». Thèse de doct. École Polytechnique, 2011 (cf. p. 15, 31, 59).
- [33] H. X. VU, D. F. DUBOIS et B. BEZZERIDES. « Kinetic inflation of stimulated Raman backscatter in regimes of high linear Landau damping ». *Physics of Plasmas*, Vol. **9** (2002), p. 1745 (cf. p. 16, 49).
- [46] Didier BÉNISTI, Olivier MORICE, Laurent GREMILLET, Evangelos SIMINOS et David J. STROZZI. « Nonlinear group velocity of an electron plasma wave ». *Physics of Plasmas*, Vol. **17**, No. 8, 082301 (2010) (cf. p. 31, 59).
- [48] Didier BENISTI, Nikolai A. YAMPOLSKY et Nathaniel J. FISCH. « Comparisons between nonlinear kinetic modelings of simulated Raman scattering using envelope equations ». *Phys. Plasmas*, Vol. **19**, No. 013110 (2012) (cf. p. 31, 49).
- [53] D. J. STROZZI, E. A. WILLIAMS, H. A. ROSE, D. E. HINKEL, A. B. LANGDON et J. W. BANKS. « Threshold for electron trapping nonlinearity in Langmuir waves ». *Physics of Plasmas (1994-present)*, Vol. **19**, No. 11 (2012) (cf. p. 47).
- [54] N. A. YAMPOLSKY et N. J. FISCH. « Effect of nonlinear Landau damping in plasma-based backward Raman amplifier ». *Physics of Plasmas (1994-present)*, Vol. **16**, No. 7, 072105 (2009), p. – (cf. p. 49).
- [55] P. E. MASSON-LABORDE, W. ROZMUS, Z. PENG, D. PESME, S. HÜLLER, M. CASANOVA, V. Yu. BYCHENKOV, T. CHAPMAN et P. LOISEAU. « Evolution of the stimulated Raman scattering instability in two-dimensional particle-in-cell simulations ». *Physics of Plasmas*, Vol. **17** (2010) (cf. p. 49, 53, 55).
- [56] L. DIVOL, E. A. WILLIAM, B.I. COHEN, A. B. LANGDON et B.F LASINSKI. « Reduced Model of Kinetic Effects Related to the Saturation of Stimulated Brillouin Scattering ». *IFSA 2003*. 2003 (cf. p. 49, 53, 56, 62).

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [57] H. X. VU, D. F. DUBOIS et B. BEZZERIDES. « **Inflation threshold: A nonlinear trapping-induced threshold for the rapid onset of stimulated Raman scattering from a single laser speckle** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **14**, No. 1, 012702 (2007), p. – (cf. p. [55](#), [56](#)).
- [58] E. A. WILLIAMS, B. I. COHEN, L. DIVOL, M. R. DORR, J. A. HITTINGER, D. E. HINKEL, A. B. LANGDON, R. K. KIRKWOOD, D. H. FROULA et S. H. GLENZER. « **Effects of ion trapping on crossed-laser-beam stimulated Brillouin scattering** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **11**, No. 1 (2004), p. 231–244 (cf. p. [56](#)).
- [59] Didier BÉNISTI, Olivier MORICE et Laurent GREMILLET. « **The various manifestations of collisionless dissipation in wave propagation** ». *Physics of Plasmas (1994-present)*, Vol. **19**, No. 6, 063110 (2012) (cf. p. [59](#)).
- [60] *Travail effectué en collaboration avec Stephan Brunner*. X-CPhT/EPFL-CRPP, 2014 (cf. p. [60](#)).
- [61] Harvey A. ROSE et L. YIN. « **Langmuir wave filamentation instability** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **15**, No. 4, 042311 (2008), p. – (cf. p. [63](#), [99](#)).

« Ne soyez pas effrayés d'être des
penseurs libres. »

Lord Kelvin

UN des objectifs de cette thèse est de mettre en œuvre un modèle Raman dans le code d'interaction *Héra*. Cependant, ce code massivement parallèle, orienté « production », est assez lourd et n'est pas adapté à l'étude systématique d'un modèle physique particulier. C'est pourquoi nous avons développé un code prototype, SIERA, écrit en C++, dans le but de valider le modèle et les schémas numériques utilisés pour résoudre les différentes équations. Ils seront alors introduits dans *Héra*.

La difficulté principale réside dans le fait que les ondes considérées sont de natures différentes. En particulier, la vitesse de groupe de l'onde plasma représente 4% de la vitesse des ondes électromagnétiques. Par conséquent, il ne sera pas trivial d'allier rapidité d'exécution et précision dans la résolution.

Comme nous le verrons dans ce chapitre, la plupart des opérations réalisées pour intégrer les équations sont assez indépendantes les unes des autres. Nous avons mis à profit cette particularité pour paralléliser SIERA avec la bibliothèque OpenMP [62], ce qui permet d'atteindre une accélération (*speedup*) d'environ 10 lors d'exécutions sur 12 cœurs. Un système de protection/reprise a également été mis en place, conférant à SIERA une certaine souplesse d'utilisation. Enfin plusieurs modèles et schémas numériques sont disponibles, laissant à l'utilisateur la possibilité de choisir entre ceux-ci. Nous détaillons ici les schémas utilisés pour résoudre les équations du modèle présenté dans le chapitre précédent.

4.1 Schéma d'intégration

Les équations et systèmes d'équations (SC), (ALNL), (SNL) et (D) sont intégrées par découpage (*splitting*) temporel et spatial dans l'ordre suivant :

1. Propagation et couplage de l'onde pompe,
2. propagation et couplage de l'onde Raman,

3. diffraction de l'onde pompe,
4. diffraction de l'onde Raman,
5. calcul de l'amortissement Landau non linéaire,
6. propagation de l'onde Langmuir,
7. calcul des grandeurs liées aux effets cinétiques (ω_B , δ et propagation du δ),
8. calcul du décalage non linéaire de fréquence $\delta\omega^{\text{NL}}$,
9. correction sur l'onde Langmuir afin de prendre en compte le décalage non linéaire de fréquence,
10. diffraction de l'onde Langmuir.

4.1.1 Discrétisation

La discrétisation du domaine est essentielle puisque la résolution des équations peut en dépendre. Plus particulièrement, si la discrétisation temporelle est Δt et la discrétisation spatiale Δx , le paramètre $\frac{v_g \Delta t}{\Delta x}$, appelé condition de Courant-Friedrichs-Lewy (ou CFL), donne des conditions sur la convergence ou la précision du calcul. Par exemple si la CFL est plus grande que 1, le calcul diverge, si la CFL est inférieure à 1, de la dissipation numérique se développe et cela pollue la solution physique. Cet effet est d'autant plus important que la CFL est proche de 0. En revanche, quand la CFL vaut 1, la solution numérique est exacte. Les vitesses de groupe des différentes ondes étant différentes, il apparaît très clairement que si l'on utilise la même discrétisation pour les trois ondes, la précision et/ou la stabilité du calcul sera directement impactée.

Lorsque la CFL est plus petite que 1 et reste dans une certaine gamme de valeurs, certains schémas d'ordre deux permettent d'augmenter la précision de la résolution et de prévenir une trop forte dissipation. Mais l'onde plasma étant beaucoup plus lente que les ondes électromagnétiques, il n'est pas possible de la traiter correctement de cette manière. C'est pourquoi nous avons choisi de travailler avec deux discrétisations distinctes. Une première pour traiter les ondes électromagnétiques et les grandeurs liées ; nous la choisissons telle que la CFL de l'onde pompe égale un sur le maillage associé. La seconde est réservée au traitement de l'onde plasma électronique et des grandeurs dépendant de cette dernière (δ , ω_B , etc.). Les deux discrétisations partagent le même pas temporel Δt , et le maillage de l'onde plasma est tel que la CFL égale un. Nous appellerons le maillage associé à l'onde plasma le « sous-maillage ».

Pour effectuer le couplage entre les différentes ondes, il est nécessaire de passer d'un maillage à l'autre. Cela est fait par interpolation linéaire – ou moyenne barycentrique. Supposons qu'un nœud x_j du sous-maillage se trouve entre les deux nœuds x_i et x_{i+1} du maillage principal, et que les valeurs d'une grandeur G sont connues en x_i et x_{i+1} . La valeur de G en x_j est estimée de la manière suivante : $G_j = f_1 G_i + f_2 G_{i+1}$, avec $f_1 + f_2 = 1$ et plus précisément $f_1 = \frac{|x_{i+1} - x_j|}{|x_{i+1} - x_i|}$ et $f_2 = \frac{|x_i - x_j|}{|x_{i+1} - x_i|}$. Pour éviter l'interpolation inverse, c'est-à-dire celle permettant de passer du sous-maillage au maillage principal, le sous-maillage est construit de telle sorte que tous les nœuds du maillage principal coïncident avec un nœud du sous-maillage. Autrement dit, le sous-maillage est une subdivision entière du maillage principal.

La nécessité de procéder de la sorte sera justifiée plus loin, dans la section 4.2, relative à la validation de SIERA.

Dans les sections qui suivent, une grandeur G est discrétisée en temps et en espace. La valeur G^t représente la valeur de G au temps $t\Delta t$, c'est-à-dire $G^t = G(t\Delta t)$. De la même manière, $G_i = G(x = i\Delta x)$ représente la valeur de la grandeur G au point d'abscisse $x = i\Delta x$. Nous notons i les indices représentant la position dans la direction longitudinale et j les indices représentant l'une ou l'autre des directions transverses.

Nous notons par ailleurs « N » le numéro générique (absolument quelconque) de la dernière maille. Cette notation commode ne signifie pas pour autant qu'il y a le même nombre de mailles dans les différentes directions...

4.1.2 Propagation de l'onde pompe

L'équation de propagation est la suivante : $\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{g0} \frac{\partial}{\partial x} + \nu_{B0}\right) E_0 = -\Gamma E_L E_R$. Elle est intégrée via un schéma de Lax [63] pour la partie advection tandis que les amortissements sont traités implicitement :

$$\begin{aligned} E_{0_1}^{t+1} &= \text{C.L.E} \\ E_{0_i}^{t+1} &= \frac{1}{1 + \nu_{B0} \Delta t} \left[\frac{1}{2} (E_{0_{i-1}}^t + E_{0_{i+1}}^t) - \frac{\text{CFL}}{2} (E_{0_{i+1}}^t - E_{0_{i-1}}^t) - \Gamma \Delta t E_{L_i}^t E_{R_i}^t \right] \\ E_{0_N}^{t+1} &= E_{0_{N-1}}^t \end{aligned}$$

où C.L.E désigne la Condition Limite Entrante. Il n'y a aucun problème particulier à relever ici.

4.1.3 Propagation de l'onde Raman

L'équation de propagation de l'onde Raman est : $\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{gR} \frac{\partial}{\partial x} + \nu_{BR}\right) E_R = \Gamma E_0 E_L^*$. *A priori* sa résolution par un schéma de Lax conviendrait également. Or, la vitesse de groupe de cette onde étant légèrement plus faible que celle de la pompe $\left(\frac{v_{gR}}{v_{g0}} \sim 0,95\right)$, la CFL est également plus faible, dans les mêmes proportions. Le schéma de Lax est donc légèrement dissipatif, et nous avons choisi d'utiliser un schéma d'ordre 2 en espace pour intégrer cette équation le plus précisément possible. Il s'agit d'un schéma de type Crank-Nicolson.

À l'intérieur du domaine, l'équation précédente est discrétisée de la manière suivante :

$$E_{R_i}^{t+1} - E_{R_i}^t + \frac{\text{CFL}}{4} (E_{R_{i+1}}^{t+1} - E_{R_{i-1}}^{t+1} + E_{R_{i+1}}^t - E_{R_{i-1}}^t) + \nu_{BR} \Delta t E_{R_i}^{t+1} = \Gamma E_{0_i}^t E_{L_i}^{*t} \Delta t$$

Il est alors possible de réécrire cette expression sous forme matricielle. En prenant en compte les conditions limites, nous obtenons :

$$\begin{pmatrix} K & 0 & 0 & \dots & \dots & 0 \\ -\sigma & K & \sigma & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & -\sigma & K & \sigma \\ 0 & \dots & \dots & 0 & 0 & K \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{R_1} \\ \vdots \\ E_{R_i} \\ \vdots \\ E_{R_N} \end{pmatrix}^{t+1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & \dots & \dots & 0 \\ \sigma & 1 & -\sigma & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \sigma & 1 & -\sigma \\ 0 & \dots & \dots & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{R_2} \\ E_{R_2} \\ \vdots \\ E_{R_i} \\ \vdots \\ E_{R_{N-1}} \\ \text{C.L.E} \end{pmatrix}^t + \Gamma \Delta t \begin{pmatrix} 0 \\ E_{0_2}^t E_{L_2}^{*t} \\ \vdots \\ E_{0_i}^t E_{L_i}^{*t} \\ \vdots \\ E_{0_{N-1}}^t E_{L_{N-1}}^{*t} \\ 0 \end{pmatrix}$$

CHAPITRE 4. ASPECTS NUMÉRIQUES

avec $\sigma = \frac{\text{CFL}}{4}$, et $K = 1 + \nu_{BR} \Delta t$.

Les matrices sont tridiagonales : leur inversion par des algorithmes de type « montée - descente » est extrêmement rapide. La seule réserve qui peut être émise à l'encontre de ce schéma est qu'il peut créer des oscillations autour de la valeur attendue lorsque la grandeur propagée varie brusquement. Cependant ces oscillations sont petites, s'amortissent et sont évacuées rapidement. Ce phénomène se produit notamment avec des signaux de type créneau ou Heaviside, mais n'entraîne ni instabilité numérique, ni imprécision. D'une manière générale, les schémas numériques d'ordre impair entraînent de la dissipation numérique tandis que les schémas d'ordre pair entraînent de la dispersion numérique : les composantes de hautes fréquences d'un signal sont ralenties ce qui entraîne les oscillations précédemment mentionnées.

4.1.4 Diffraction des ondes électromagnétiques

L'équation générique de diffraction des ondes électromagnétiques est :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - i \frac{c^2}{2\omega} \nabla_{\perp}^2 \right) E = 0$$

De la même manière que précédemment, les schémas de type Crank-Nicolson [63] sont relativement bien adaptés pour ce genre d'équations. Elle est discrétisée, à l'intérieur du domaine et pour chacune des directions transverses, de la façon suivante :

$$E_j^{t+1} - E_j^t - i \frac{c^2}{2\omega} \frac{\Delta t}{2\Delta x_{\perp}^2} \left(E_{j+1}^{t+1} - 2E_j^{t+1} + E_{j-1}^{t+1} + E_{j+1}^t - 2E_j^t + E_{j-1}^t \right) = 0$$

En posant $\sigma = i \frac{c^2 \Delta t}{4\omega \Delta x_{\perp}^2}$, nous avons de manière équivalente :

$$-\sigma E_{j-1}^{t+1} + (1 + 2\sigma) E_j^{t+1} - \sigma E_{j+1}^{t+1} = \sigma E_{j-1}^t + (1 - 2\sigma) E_j^t + \sigma E_{j+1}^t \quad (4.1)$$

Aux bords du domaine, nous imposons la condition $E_1 = E_2$ et $E_N = E_{N-1}$.

(4.1) revient à résoudre le système matriciel suivant :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ -\sigma & 1 + 2\sigma & -\sigma & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & -\sigma & 1 + 2\sigma & -\sigma \\ 0 & \cdots & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ \vdots \\ E_j \\ \vdots \\ E_N \end{pmatrix}^{t+1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \sigma & 1 - 2\sigma & \sigma & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & +\sigma & 1 - 2\sigma & \sigma \\ 0 & \cdots & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_2 \\ \vdots \\ E_i \\ \vdots \\ E_{N-1} \end{pmatrix}^t$$

Les matrices présentes sont encore tridiagonales. Leur inversion est donc très rapide.

4.1.5 Propagation de l'onde Langmuir

L'équation considérée est la suivante :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} + \nu + i \frac{(n_e - N_0) e^2}{2\omega_L m_e \varepsilon_0} - i\delta\omega^{\text{NL}} \right) E_L = \Gamma E_0 E_R^*$$

La stratégie d'intégration est un peu différente que celles présentées ci-dessus : nous estimons d'abord une valeur temporaire de E_L , notée E_L^{t*} qui est obtenue sans tenir compte du décalage non linéaire de fréquence. Ensuite nous calculons le décalage fréquentiel associé à cette valeur temporaire que nous corrigeons alors. Comme précédemment, les amortissements et les déphasages (les termes imaginaires purs) sont traités implicitement.

Le maillage de l'onde plasma est construit de telle sorte que la CFL sur ce maillage soit égale à un. Comme pour l'onde pompe, nous utilisons un schéma de Lax :

$$\begin{aligned} E_{L_1}^{t*} &= 0 \\ E_{L_i}^{t*} &= \frac{1}{1+K} \left[\frac{1}{2} \left(E_{L_{i-1}}^t + E_{L_{i+1}}^t \right) - \frac{\text{CFL}}{2} \left(E_{L_{i+1}}^t - E_{L_{i-1}}^t \right) + \Gamma \Delta t E_{0_i}^t E_{R_i}^{t*} \right] \\ E_{L_N}^{t*} &= E_{L_{N-1}}^t \end{aligned}$$

avec $K = \left(\nu + i \frac{(n_e - N_0) e^2}{2\omega_L m_e \varepsilon_0} \right) \Delta t$.

Nous évaluons ensuite la valeur de δ en résolvant la première équation du système (D) et en utilisant E_L^{t*} :

$$\begin{aligned} \delta_i^{3^{t+1}} &= \delta_i^{3^t} + \Delta t k_L^3 \frac{v_\varphi^4}{\sqrt{8\pi}} \left(\frac{\varepsilon_0}{n_e e^2} \right)^2 |E_{L_i}^{t*}|^2 H(2v_{t_i}(E_{L_i}^{t*}) - \delta_i^t) \\ \delta_i^{t+1} &= \text{Max} \left(0, \sqrt[3]{\delta_i^{3^{t+1}}} \right) \end{aligned}$$

Cette quantité est alors propagée à la vitesse de phase suivant l'équation $\left(\frac{d}{dt} + v_\varphi \frac{d}{dx} \right) \delta = 0$.

Malgré l'apparence simple de cette équation, il y a une difficulté numérique. En effet, le maillage de l'onde plasma est construit pour que la CFL associée à l'onde plasma soit égale à un. Or, ici, la quantité δ est advectée à la vitesse de phase v_φ de l'onde plasma, qui est environ trois fois plus grande que la vitesse de groupe v_{gL} . Un schéma explicite de type Lax engendrera nécessairement une instabilité numérique. Plusieurs méthodes existent pour contourner ce problème ; nous avons choisi de mettre en œuvre un schéma numérique implicite centré :

$$\delta_i^{t+1} - \delta_i^t + \sigma (\delta_{i+1}^{t+1} - \delta_{i-1}^{t+1}) = 0 \text{ avec } \sigma = \frac{v_\varphi \Delta t}{2\Delta x} \quad (4.2)$$

Il est possible de récrire ce schéma sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ -\sigma & 1 & \sigma & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & -\sigma & 1 & \sigma \\ 0 & \cdots & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta_1 \\ \vdots \\ \delta_i \\ \vdots \\ \delta_N \end{pmatrix}^{t+1} = \begin{pmatrix} \delta_1 \\ \vdots \\ \delta_i \\ \vdots \\ \text{C.L.} \end{pmatrix}^t$$

La grandeur δ vérifie l'équation (4.2) à l'intérieur du domaine, et en particulier sur les trois dernières mailles du système :

$$\delta_{N-1}^{t+1} - \delta_{N-1}^t + \sigma (\delta_N^{t+1} - \delta_{N-2}^{t+1}) = 0$$

CHAPITRE 4. ASPECTS NUMÉRIQUES

Par conséquent, nous pouvons isoler δ_N^{t+1} :

$$\delta_N^{t+1} = \text{C.L.} = \delta_{N-2}^{t+1} - \frac{1}{\sigma} (\delta_{N-1}^{t+1} - \delta_{N-1}^t)$$

La valeur de δ étant à présent connue, nous calculons la valeur du décalage non linéaire de fréquence associé $\left(\delta\omega_i^{\text{NL}} = \eta \frac{\omega_L}{v_\varphi} \delta_i \right)$, et finalement nous corrigeons la valeur du champ associé à l'onde plasma :

$$\begin{aligned} E_{L_1}^t &= 0 \\ E_{L_i}^t &= \frac{1}{1 + K + i\delta\omega^{\text{NL}}\Delta t} \left[\frac{1}{2} (E_{L_{i-1}}^t + E_{L_{i+1}}^t) - \frac{\text{CFL}}{2} (E_{L_{i+1}}^t - E_{L_{i-1}}^t) + \Gamma\Delta t E_{0_i}^t E_{R_i}^{*t} \right] \\ E_{L_N}^t &= E_{L_{N-1}}^t \end{aligned}$$

4.1.6 Diffraction de l'onde plasma

Pour finir, nous diffractons l'onde plasma avec le même schéma de Crank-Nicolson utilisé pour la diffraction des ondes électromagnétiques, à ceci près que le coefficient σ vaut ici :

$$\sigma = i \frac{v_{gL}\Delta t}{4k_L\Delta x_\perp^2}$$

4.1.7 Condition Limite Entrante pour un Faisceau Gaussien (CLEFG)

Pour un faisceau gaussien de valeur E_0 au point de focalisation, la condition d'entrée est donnée par l'expression :

$$E(\vec{r}_\perp) = E_0 e^{(-ikr_{\parallel f} + i\zeta(r_{\parallel f}, z_R))} e^{-\left(\frac{(\vec{r}_\perp - \vec{r}_{\perp f})^2}{w^2(r_{\parallel f}, z_R, w_0)} \right)} e^{\left(-ik \frac{(\vec{r}_\perp - \vec{r}_{\perp f})^2}{2R(r_{\parallel f}, z_R)} \right)} e^{ik\vec{\alpha} \cdot (\vec{r}_\perp - \vec{r}_{\perp f})} \quad (\text{CLEFG})$$

où \vec{r}_\perp , $r_{\parallel f}$, $r_{\perp f}$, z_R , ζ , R , w , w_0 et α représentent respectivement la variable transverse, la position longitudinale de focalisation, la position transverse de focalisation, la longueur de Rayleigh, la phase de Gouy, le rayon de courbure, la largeur du faisceau, la largeur au point de focalisation, et l'incidence (ou l'angle) d'entrée du faisceau. Notons que dans le cadre de l'approximation paraxiale, l'incidence ne peut pas être trop élevée : au maximum 15° .

En pratique, pour des simulations en 2D ou en 3D, nous utilisons cette condition limite entrante pour l'onde pompe. En revanche nous utilisons plutôt une condition de type onde plane pour le germe.

Nous illustrons en figures 4.1 et 4.2 la propagation 2D et sans incidence d'une telle condition limite avec une ouverture numérique $f_\# = 4$. La valeur de E_0 est telle que $I_0 = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ au point focal, de coordonnées $(r_{\parallel f}; r_{\perp f}) = (50; 22,5)$; $\lambda_0 = 1,054 \mu\text{m}$.

FIGURE 4.1 – Propagation (selon x) et diffraction (selon y) de la condition limite entrante (CLEFG) obtenue avec les méthodes numériques exposées dans ce chapitre. Les paramètres utilisés sont : $f_{\#} = 4$, $I_0 = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ au point focal, $(r_{\parallel f}; r_{\perp f}) = (50; 22,5)$ et $\lambda_0 = 1,054 \mu\text{m}$. La focalisation a lieu à la position escomptée, c'est-à-dire en milieu de boîte. Par conservation de l'énergie, la position de la focalisation est celle où l'intensité est maximale. Une animation est accessible sur la version électronique de cette thèse. Pour plus de clarté, nous présentons une vue de dessus en figure 4.2.

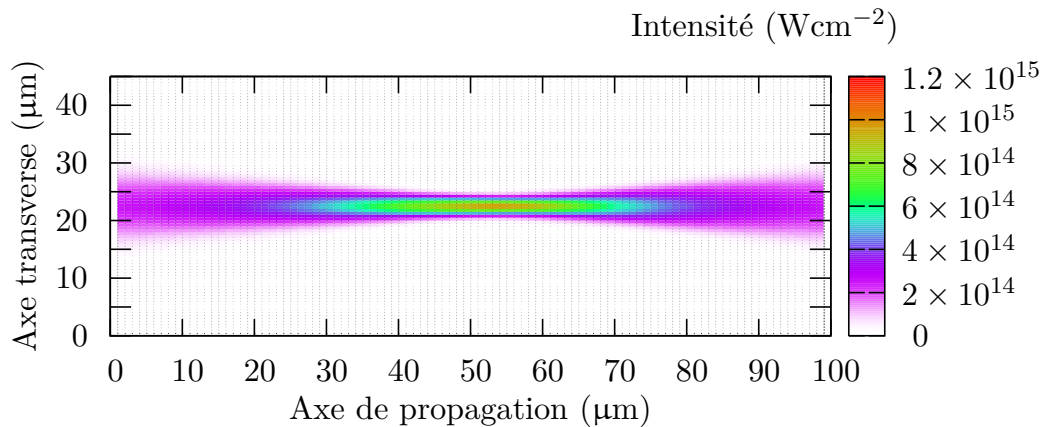


FIGURE 4.2 – Cette vue de dessus de la figure 4.1 est à comparer au schéma présenté en figure 1.3. Toutes les caractéristiques du faisceau gaussien sont correctement reproduites.

4.2 Validation et convergence en maillage

Avant d'aller plus loin, il est nécessaire de valider SIERA en vérifiant que nous retrouvons les résultats connus et établis analytiquement. Nous allons donc vérifier que les relations (RS1), (RS2) et (RS3), qui traduisent la conservation de l'énergie, sont bien satisfaites. Nous vérifierons ensuite que nous captions correctement les amplifications de type Rosenbluth ainsi que le phénomène d'autorésonance. Dans tous les cas, l'onde plasma est initialement nulle, et l'instabilité est déclenchée par deux faisceaux contra-propagatifs : le laser incident (la pompe) entre par la face gauche du domaine et se propage vers la droite ; l'instabilité Raman est déclenchée par un germe qui entre par la face droite et qui se propage vers la gauche. Cela permet de contrôler parfaitement les conditions de développement de l'instabilité.

4.2.1 Relations stationnaires

Afin de vérifier que les relations asymptotiques (RS1) et (RS2) sont satisfaites, nous considérons un plasma homogène à 5% de la densité critique, sans amortissement, d'une longueur de 30 μm . Le faisceau pompe incident, d'une longueur d'onde $\lambda_0 = 0,351 \mu\text{m}$, a un flux de $5 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Le germe a une intensité telle que $I_{\text{germe}} = 10^{-6} I_0$. Le paramètre $k_L \lambda_D = 0,34$. Dans ces conditions, les relations stationnaires prévoient que $\frac{I_R}{I_0}(x=0) = 0,81$ et que $\frac{I_L}{I_0}(x=x_L) = 4,88$ où I représente l'intensité associée à l'onde considérée, c'est-à-dire $I \propto EE^*$. Comme nous le voyons sur la figure 4.3, ces relations sont satisfaites avec une bonne précision lorsque le régime permanent est atteint. Plus précisément, les valeurs numériques obtenues sont : $\frac{I_R}{I_0}(x=0) = 0,80$, ce qui représente une erreur relative de 1,2% par rapport à la valeur théorique attendue, et $\frac{I_L}{I_0}(x=x_L) = 4,81$, ce qui représente une erreur relative de 1,4%. Nous utilisons le maillage recommandé dans [34] : $\Delta x = \lambda_0$. Nous avons réalisé des tests de convergence en maillage et, sans surprise, plus le maillage est fin, meilleure est la précision par rapport aux valeurs théoriques attendues. Ce propos est illustré en figure 4.4, avec un maillage dix fois plus fin.

4.2.2 Amortissement

Nous avons mentionné au paragraphe 2.2.4 que lorsque l'amortissement Landau est suffisamment fort, la relation (RS3) doit être vérifiée. Afin de valider cela, nous reprenons la même simulation qu'au paragraphe précédent, avec un amortissement Landau fort, constant et identique dans tout le plasma. Nous fixons la valeur à $\nu_L = 0,12\omega_{pe}$. Le maillage est tel que $\Delta x = \lambda_0$. L'amortissement Landau est si fort que l'instabilité ne se développe pas : en effet, dans ces conditions $\gamma_0 = 2,47 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1} \ll \gamma_{\text{seuil}} = \nu_L = 1,44 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$. Nous calculons cependant l'amortissement Landau « apparent » en utilisant (RS3) : cela donne $\nu_L^{\text{num}} = 0,11955$. L'écart relatif par rapport à la valeur attendue est de 0,4%, ce qui est très correct (figure 4.5).

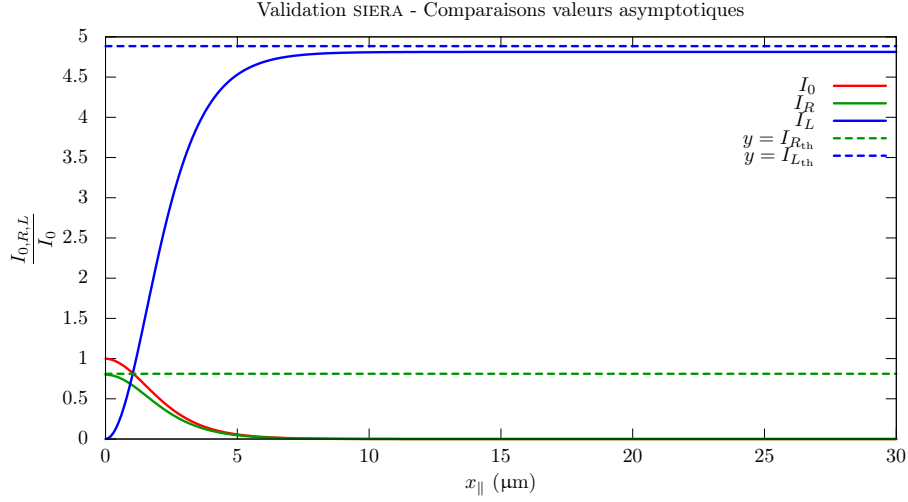


FIGURE 4.3 – Nous vérifions que les valeurs asymptotiques (représentées en pointillé) sont atteintes. La pompe est complètement déplétée et les autres ondes atteignent les valeurs théoriques avec une erreur relative de 1,2% pour l'onde Raman et de 1,4% pour l'onde Langmuir. Ici, $\Delta x = \lambda_0$.

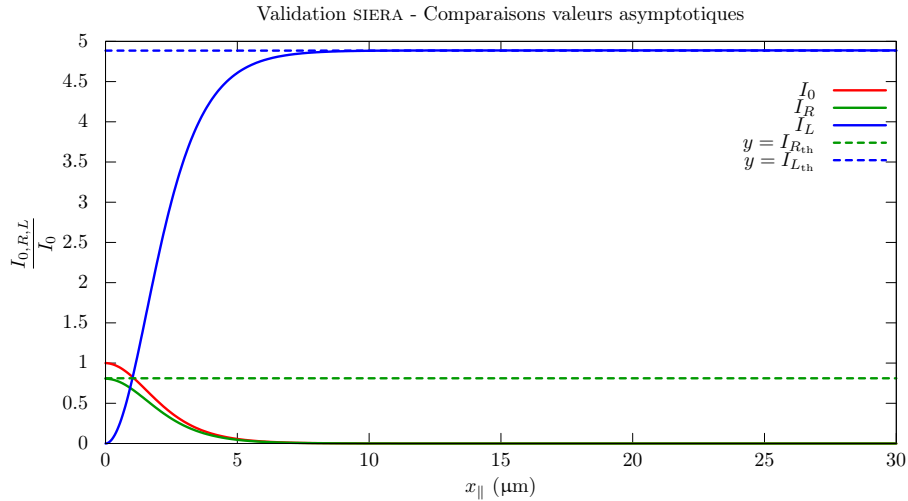


FIGURE 4.4 – Même test que celui relatif à la figure 4.3, effectué avec un maillage 10 fois plus fin ($\Delta x = 0,1\lambda_0$). La précision obtenue est proche de 100%. Cependant, le gain de précision obtenu n'est pas spécialement rentable compte tenu du coût supplémentaire en temps de calcul que cela représente.

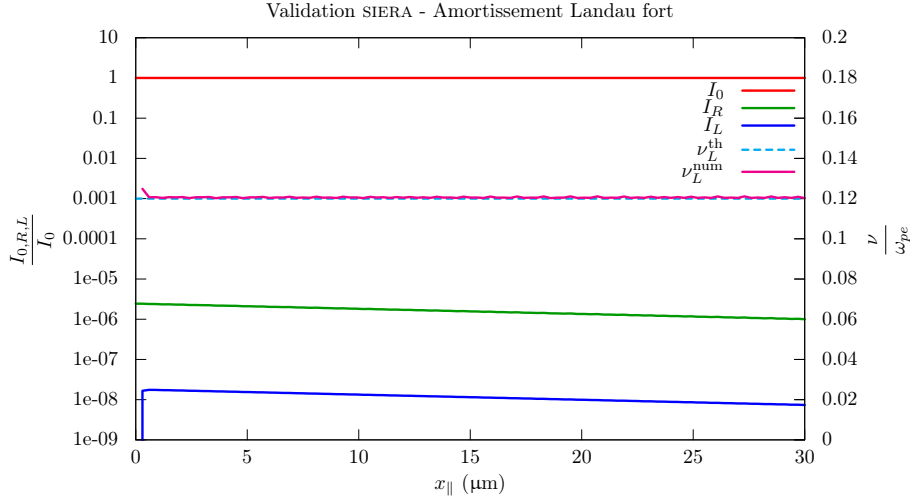


FIGURE 4.5 – Nous présentons sur cette figure les états finaux des différentes ondes lorsque l’amortissement Landau est élevé. Nous comparons également l’amortissement Landau calculé localement à partir de la relation (RS3), à la valeur que nous avons prise pour effectuer la simulation. L’instabilité ne se développe pas, l’amortissement Landau étant trop important par rapport au taux de croissance temporel. La relation (RS3) est retrouvée numériquement avec un très bon accord.

4.2.3 Plasma linéaire : Gain de Rosenbluth

Nous considérons un plasma tel que $k_L \lambda_D = 0,34$, de profil :

$$n_e(x) = N_0 \left(1 + \frac{x - x_0}{L_\nabla} \right) \quad (4.3)$$

où L_∇ est un paramètre qui définit la pente du plasma. Nous prenons ici $L_\nabla = 100 \mu\text{m}$ pour un plasma de $100 \mu\text{m}$ de long. Nous choisissons d’accorder le système au centre (en $x_0 = 0$), à 5% de la densité critique : $\frac{N_0}{n_c} = 0,05$. La longueur d’onde λ_0 du laser incident est de 351 nm pour une intensité $I_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Le germe a une intensité $I_1 = 1 \cdot 10^{-6} I_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et la température électronique est de 1 keV . Les nombres d’onde de l’onde plasma et de l’onde Raman valent respectivement $1,72\omega_0/c$ et $0,74\omega_0/c$.

Dans ces conditions, la théorie prévoit que le germe soit amplifié d’un facteur e^{2G_R} , où G_R est le gain de Rosenbluth, et que la zone instable se situe à l’intérieur d’un domaine défini par les points tournants $\pm x_t$. Dans les conditions décrites ci-dessus, nous pouvons calculer le Gain Rosenbluth, à l’aide de (GRP) par exemple : $G_R = 1,26$. Par ailleurs nous calculons la position des points tournants : $x_t = 2,7 \mu\text{m}$. La figure 4.6 illustre la situation et montre la très bonne précision de SIERA puisque nous obtenons une erreur de 0,3% avec le calcul théorique en utilisant un maillage tel que $\Delta x = \lambda_0$.

4.2.4 Autorésonance

L’autorésonance décrit généralement le phénomène par lequel le décalage non linéaire de fréquence, induit par le piégeage électronique, peut compenser le décalage linéaire de fréquence

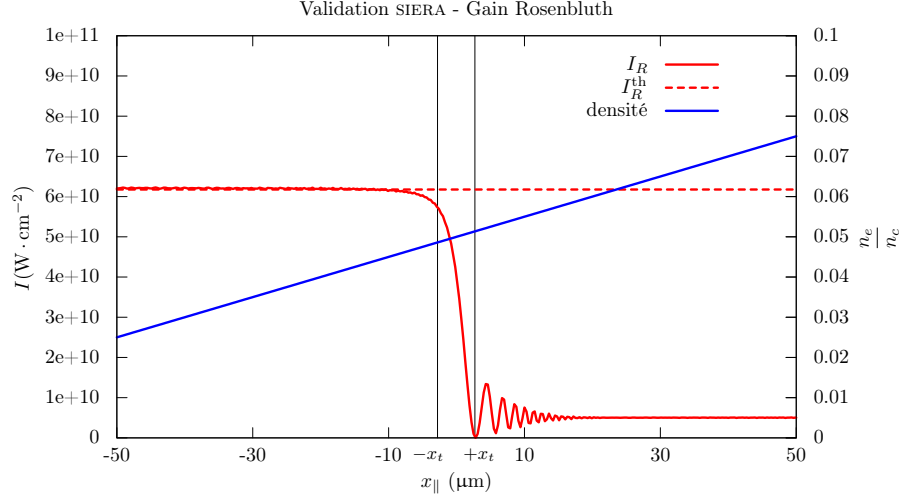


FIGURE 4.6 – SIERA permet de capter très proprement et avec une très bonne précision l’amplification Rosenbluth associée à un profil linéaire de densité. Ici, la densité (bleu) varie de 2,5 à 7,5% de la densité critique sur une longueur de 100 μm . L’amplification spatiale du germe (rouge) se fait au bon endroit (entre les points tournants) et le niveau d’amplification lui permet d’atteindre la valeur théorique (pointillés rouges).

dû au profil de densité du plasma [21, 23, 64]. Ceci a plusieurs conséquences. Par exemple, dans le cas d’un plasma dont le profil de densité est linéaire, la zone dans laquelle le couplage se fait est plus large que celle définie dans la théorie de Rosenbluth. Le système est donc « accordé » sur une zone spatiale plus importante que prévu, ce qui entraîne une croissance résonnante et donc plus importante des ondes filles.

Pour simplifier le calcul, nous considérons que l’onde plasma vérifie l’équation :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} + i \frac{(n_e - N_0) e^2}{2\omega_L m_e \varepsilon_0} - i\delta\omega^{\text{NL}} \right) E_L = P$$

où P désigne une source constante, représentant un couplage constant avec les deux autres ondes.

Lorsque les termes $\frac{(n_e - N_0) e^2}{2\omega_L m_e \varepsilon_0}$ et $\delta\omega^{\text{NL}}$ ont le même ordre de grandeur (ce qui impose certaines conditions sur P), alors la différence $i \frac{(n_e - N_0) e^2}{2\omega_L m_e \varepsilon_0} - i\delta\omega^{\text{NL}}$ peut s’annuler, contraignant le comportement de E_L . Plus précisément, si nous considérons un profil linéaire, il est possible de mettre le terme $\frac{(n_e - N_0) e^2}{2\omega_L m_e \varepsilon_0}$ sous la forme $v_g \kappa' x$ comme nous l’avons montré au paragraphe 2.5.2. Par ailleurs, en considérant le modèle « instantané » du décalage non linéaire (3.8) on montre que $\delta\omega^{\text{NL}} \propto \sqrt{E_L}$. Notons $\tilde{\eta}$ le facteur de proportionnalité.

$$\begin{aligned} i \frac{(n_e - N_0) e^2}{2\omega_L m_e \varepsilon_0} - i\delta\omega^{\text{NL}} &= 0 \\ \Leftrightarrow i v_g \kappa' x - i \tilde{\eta} \sqrt{E_L} &= 0 \\ \Leftrightarrow E_L &= \left(\frac{\tilde{\eta}}{v_g \kappa'} \right)^2 x^2 \end{aligned}$$

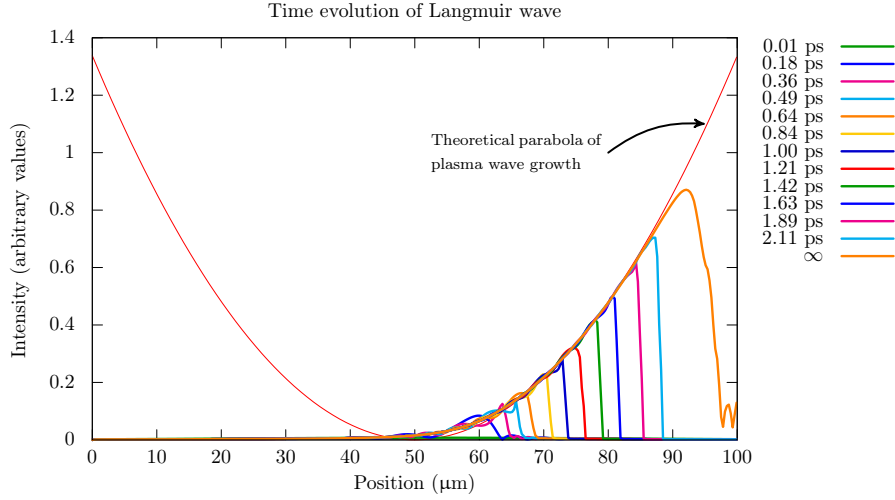


FIGURE 4.7 – Dans un plasma dont la densité est linéaire, la prise en compte d'un décalage de fréquence non linéaire cinétique permet d'étendre la zone résonante. En modélisant ce décalage par un modèle « instantané », c'est-à-dire sans prendre en compte sa propagation, l'onde Langmuir croît et se déplace au cours du temps en suivant une parabole bien définie.

Ainsi, dans la situation décrite, l'onde plasma croît spatialement, lorsque c'est possible, en suivant une parabole d'équation :

$$y = \left(\frac{\tilde{\eta}}{v_g \kappa'} \right)^2 x^2$$

Comme illustré en figure 4.7, SIERA permet de capturer très précisément ce phénomène non linéaire. Notons également que le calcul effectué ci-dessus montre que le phénomène d'autorésonance ne peut exister que dans un plasma dont le profil linéaire est croissant. En effet, dans le cas contraire, le décalage fréquentiel associé au profil de densité est, comme le décalage fréquentiel associé au piégeage électronique, négatif. Les deux termes ne peuvent se compenser. Le système est alors désaccordé et la croissance de l'onde plasma ne va pas au-delà du niveau prévu par Rosenbluth.

4.3 Initialisation des amortissements

Il est possible d'estimer l'amortissement Landau linéaire localement. Dans ce cas, l'initialisation se fait avec les expressions issues de [65]. Les amortissements collisionnel et par *Bremstrahlung* inverse sont estimés à partir des formules pratiques données dans [1].

Nous synthétisons ici les différentes expressions utilisées :

$$\begin{aligned} \frac{\nu_L}{\omega_{pe}} = & \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{1}{k_L^3 \lambda_D^3} e^{\left(-\frac{1}{2k_L^2 \lambda_D^2} - \frac{3}{2} \right)} \times 0,6 \left(1 + 26 |k_L \lambda_D - 0,25|^{2,5} \right) \left(1 + 100 k_L \lambda_D e^{-20 k_L \lambda_D} \right) \\ & \times \left(1 + 1,3 (\text{Max}(0, k_L \lambda_D - 0,8))^{1,5} \right) \end{aligned}$$

Le logarithme coulombien, relatif aux collisions électrons-ions, est donné par :

$$\ln \Lambda_{ei} = \ln \left(1,69 \cdot 10^3 \frac{\lambda_{0|\mu\text{m}} T_{e|\text{keV}}}{\sqrt{\frac{n_e}{n_c}}} \text{Min} \left(\frac{T_{e|\text{keV}}}{3,03 \cdot 10^{-3} \langle Z^2 \rangle}, 1 \right) \right)$$

ce qui permet de calculer l'amortissement collisionnel proprement dit :

$$\nu_{ei} = 4,83 \cdot 10^{-6} \frac{n_{e|\text{cm}^{-3}} Z}{T_{e|\text{eV}}^{\frac{3}{2}}} \ln \Lambda_{ei}$$

et l'absorption par Bremsstrahlung inverse :

$$\nu_B = \frac{\nu_{ei} n_e}{2 n_c}$$

Avec les paramètres typiques des simulations que nous avons faites, nous trouvons :

- $\ln \Lambda_{ei} \approx 9,4$;
- $\frac{\nu_{ei}}{\omega_{pe}} \approx 5 \cdot 10^{-4}$;
- $\frac{\nu_B}{\omega_{pe}} \approx 1 \cdot 10^{-5}$.

L'amortissement Landau étant de l'ordre de $0,15\omega_{pe}$, les amortissements ν_{ei} et ν_B sont négligeables, et seront négligés dans la suite.

4.4 La question du bruit

Dans ce travail de thèse, le laser incident arrive par la face gauche du domaine de simulation et se propage vers la droite. L'instabilité Raman est déclenchée par un germe qui entre par la face droite et qui se propage vers la gauche. Nous avons choisi cette méthode pour contrôler parfaitement les conditions de développement de l'instabilité. Cela permet aussi de comparer exactement la même situation avec le code PIC. En effet, en choisissant un germe dont l'intensité est bien supérieure au bruit du code PIC, l'instabilité se déclenche essentiellement sur le germe. Dans la mesure où les deux types de codes modélisent la même situation, les comparaisons sont pertinentes.

En réalité, l'instabilité Raman se déclenche par couplage de la pompe avec les fluctuations thermiques du plasma. Pour modéliser cet aspect, il est souhaitable d'introduire un terme source fluctuant $S(x, t)$ dans les équations de couplage, au lieu d'un germe.

4.4.1 Bruit blanc

Supposons dans un premier temps que $S(x, t)$ soit un bruit blanc, c'est-à-dire qu'il s'agisse d'un processus stochastique stationnaire dont la densité spectrale de puissance est constante.

CHAPITRE 4. ASPECTS NUMÉRIQUES

Le spectre d'une réalisation de ce bruit est plat : chaque fréquence est présente et toutes ont la même amplitude. La fonction d'auto-corrélation est donnée par :

$$g(l, \tau) = \langle S(x, t)S^*(x - l, t - \tau) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S(x, t)S^*(x - l, t - \tau) dx dt = \Sigma_x \Sigma_t \delta(l) \delta(\tau)$$

où Σ_i est la densité spectrale de puissance relative à l'espace ou au temps, et δ la fonction Dirac. Physiquement, cela signifie que deux réalisations distinctes du bruit n'ont aucun lien et qu'aucune information relative à la première réalisation n'est contenue dans la seconde. Les relations dites d'Einstein-Wiener-Khintchine permettent de relier la densité spectrale de puissance à la fonction d'auto-corrélation puisque la densité spectrale de puissance n'est autre que la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation. Dans le cas du bruit blanc, cela donne :

$$\Sigma(k, \nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(l, \tau) e^{-2i\pi k l} e^{-2i\pi \nu \tau} dl d\tau = \Sigma_x \Sigma_t = \Sigma$$

Il est clair ¹ que chaque fréquence spatiale et temporelle est présente à la même puissance Σ . Un tel signal ne peut pas exister physiquement car cela reviendrait à avoir un signal de puissance infinie. La puissance totale du signal est en effet donnée par :

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Sigma dk d\nu$$

Par ailleurs, cette puissance totale est, par définition :

$$P = \langle S(x, t)S^*(x, t) \rangle = \langle |S(x, t)|^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S(x, t)S^*(x, t) dx dt$$

Outre son inexistence physique, l'autre grand problème du bruit blanc est qu'en chacun des points de l'espace et du temps (considérés continus), il y a une réalisation du bruit. Or, numériquement, le temps et l'espace sont discrétisés selon Δx et Δt . Par conséquent, le bruit est constant pour les points et temps physiques plus petits que Δx et Δt . Cela signifie donc que la puissance et les propriétés spectrales d'un tel bruit dépendent du maillage, ce qui n'est pas acceptable.

L'idée est donc d'utiliser un bruit coloré, c'est-à-dire un processus stochastique de Wiener semblable à celui du mouvement brownien. Dans le cas du mouvement brownien, la position d'une particule n'est pas complètement aléatoire : si l'on regarde à deux instants « assez » proches, la position de la particule dépend de celle qu'elle avait avant. Inversement, si les deux instants sont « suffisamment » éloignés, la position de la particule ne dépend plus de sa position antérieure. Cette durée pendant laquelle les positions de la particule sont corrélées est appelée temps de corrélation. De la même manière, on définit le bruit coloré comme un bruit dont deux réalisations sont corrélées si elles sont faites sur des temps ou des distances plus petites que les temps et longueur de corrélation, et indépendantes dans le cas contraire.

1. Voire limpide.

4.4.2 Bruit coloré

Supposons à présent que $S(x, t)$ est un bruit coloré, et notons τ_c et l_c les temps et longueur de corrélation. La fonction d'auto-corrélation d'un tel bruit est donnée par l'expression :

$$g(l, \tau) = \langle S(x, t) S^*(x - l, t - \tau) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S(x, t) S^*(x - l, t - \tau) dx dt = \frac{\Sigma_x \Sigma_t}{4 l_c \tau_c} e^{-\frac{|l|}{l_c}} e^{-\frac{|\tau|}{\tau_c}}$$

Comme $\lim_{a \rightarrow 0} \frac{1}{2a} e^{-\frac{|t|}{a}} = \delta(t)$, il est évident que le bruit coloré tend vers le bruit blanc lorsque les longueur et temps de corrélation tendent vers 0.

La densité spectrale de puissance est donnée par la transformation de Fourier de $g(l, \tau)$:

$$\begin{aligned} \Sigma(k, \nu) &= \frac{\Sigma_x \Sigma_t}{4} \frac{1}{l_c \tau_c} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{|l|}{l_c}} e^{-\frac{|\tau|}{\tau_c}} e^{-2i\pi k l} e^{-2i\pi \nu \tau} dl d\tau \\ &= \frac{\Sigma_x \Sigma_t}{4} \frac{1}{(1 + l_c^2 k^2)(1 + \tau_c^2 \nu^2)} \end{aligned}$$

La puissance totale d'un bruit coloré est donc :

$$\begin{aligned} P &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Sigma_x \Sigma_t}{4} \frac{1}{(1 + l_c^2 k^2)(1 + \tau_c^2 \nu^2)} dk d\nu \\ &= \frac{\Sigma_x \Sigma_t}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + l_c^2 k^2} dk \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + \tau_c^2 \nu^2} d\nu \end{aligned}$$

Nous effectuons les changements de variables $\phi : k \mapsto \frac{k}{l_c}$ et $\psi : \nu \mapsto \frac{\nu}{\tau_c}$:

$$\begin{aligned} P &= \frac{\Sigma_x \Sigma_t}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + \phi^2} \frac{1}{l_c} d\phi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + \psi^2} \frac{1}{\tau_c} d\psi \\ &= \frac{\Sigma_x \Sigma_t}{l_c \tau_c} \frac{\pi^2}{4} = \langle |S|^2 \rangle \end{aligned}$$

Donc, pour modéliser un bruit coloré dont la densité spectrale de puissance du bruit blanc associé est Σ , il suffit de savoir générer un signal $S(x, t)$ tel que $\langle |S|^2 \rangle = \frac{\Sigma}{l_c \tau_c} \frac{\pi^2}{4}$.

4.4.3 Génération numérique d'un bruit coloré avec des propriétés statistiques données

La « recette » présentée ici, est une adaptation d'une note de travail [66] et de [67]. L'idée est d'utiliser un système couplé d'équations de Langevin :

$$\begin{cases} \frac{\partial F_1}{\partial x} + \frac{F_1}{l_c} = \frac{F_0}{l_c} \\ \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{S}{\tau_c} = \frac{F_1}{\tau_c} \end{cases} \quad (4.4)$$

CHAPITRE 4. ASPECTS NUMÉRIQUES

où F_0 est un bruit blanc.

La résolution de la première équation de ce système donne :

$$F_1(x) = F_1(x=0)e^{-\frac{x}{l_c}} + \int_0^x \frac{F_0(x')}{l_c} e^{-\frac{x-x'}{l_c}} dx'$$

Nous pouvons choisir $F_1(x=0) = 0$. La quantité $\langle F_1^2 \rangle$ s'exprime donc de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \langle F_1^2 \rangle &= \left\langle \int_0^x \frac{F_0(x')}{l_c} e^{-\frac{x-x'}{l_c}} dx' \int_0^x \frac{F_0(x'')}{l_c} e^{-\frac{x-x''}{l_c}} dx'' \right\rangle \\ &= \frac{1}{l_c^2} \int_0^x \int_0^x \langle F_0(x') F_0(x'') \rangle e^{\frac{x'+x''}{l_c}} e^{-\frac{2x}{l_c}} dx' dx'' \\ &= \frac{1}{l_c^2} \int_0^x \int_0^x \Sigma_x \delta(x' - x'') e^{\frac{x'+x''}{l_c}} e^{-\frac{2x}{l_c}} dx' dx'' \\ &= \frac{1}{l_c^2} \int_0^x \Sigma_x e^{\frac{2x'}{l_c}} e^{-\frac{2x}{l_c}} dx' = \frac{1}{l_c^2} \langle F_0^2 \rangle \frac{l_c}{2} \left(1 - e^{-\frac{2x}{l_c}}\right) \\ &= \frac{\Sigma_x}{2l_c} \left(1 - e^{-\frac{2x}{l_c}}\right) \end{aligned}$$

où Σ_x est la densité spectrale de puissance de F_0 .

Sur une bande de largeur spectrale Δk , la puissance totale du signal F_0 est $\Sigma_x \Delta k = \langle F_0^2 \rangle$.

Nous avons donc $\Sigma_x = \langle F_0^2 \rangle \frac{1}{\Delta k}$. Or à Δk est associé, dans l'espace réel, un $\Delta x = \frac{1}{\Delta k}$. Par conséquent il est possible d'écrire $\Sigma_x = \langle F_0^2 \rangle \Delta x$.

Finalement,

$$\langle F_1^2 \rangle = \frac{\langle F_0^2 \rangle \Delta x}{2l_c} \left(1 - e^{-\frac{2x}{l_c}}\right)$$

Pour des valeurs de x suffisamment grandes devant la longueur de corrélation, la puissance moyenne totale de F_1 est :

$$\langle F_1^2 \rangle = \frac{\langle F_0^2 \rangle \Delta x}{2l_c}$$

La deuxième équation de (4.4) est traitée de la même manière. Nous montrons ainsi que :

$$\langle S^2 \rangle = \frac{\langle F_1^2 \rangle \Delta t}{2\tau_c} = \frac{\langle F_0^2 \rangle \Delta x \Delta t}{4l_c \tau_c}$$

Par ailleurs, si F_0 prend des valeurs comprises entre $-a$ et a avec une loi de probabilité f uniforme telle que $f(x) = \frac{1}{2a}$:

$$\langle F_0^2 \rangle = \frac{\int_{-a}^a x^2 f(x) dx}{\int_{-a}^a f(x) dx} = \frac{a^2}{3}$$

Ceci entraîne l'égalité suivante :

$$\langle S^2 \rangle = \frac{a^2 \Delta x \Delta t}{12 l_c \tau_c}$$

et donc, pour obtenir la valeur de $\langle S^2 \rangle$ désirée, il suffit de prendre :

$$a^2 = \frac{12 l_c \tau_c \langle S^2 \rangle}{\Delta x \Delta t}$$

La résolution du système (4.4) se fait de la manière suivante :

$$\begin{cases} \frac{F_1^{i+1} - F_1^i}{\Delta x} + \frac{F_1^{i+1}}{l_c} = \frac{F_0^{i+1}}{l_c} \\ \frac{S^{t+1} - S^t}{\Delta t} + \frac{S^{t+1}}{\tau_c} = \frac{F_1^{t+1}}{\tau_c} \end{cases}$$

soit,

$$\begin{cases} F_1^{i+1} = \frac{F_1^i + \frac{\Delta x}{l_c} F_0^{i+1}}{1 + \frac{\Delta x}{l_c}} \\ S^{t+1} = \frac{S^t + \frac{\Delta t}{\tau_c} F_1^{t+1}}{1 + \frac{\Delta t}{\tau_c}} \end{cases}$$

Nous obtenons donc un bruit $S(x, t)$ qui possède les propriétés statistiques voulues, et surtout, il est construit de telle sorte que ses propriétés ne dépendent pas du maillage.

La construction d'un bruit complexe se fait de la même manière, en construisant les parties réelle et imaginaire séparément. Le niveau de bruit obtenu sera alors deux fois supérieur à celui recherché. On prendra soin de diviser le paramètre a^2 par deux.

En toute rigueur, le but étant de modéliser les fluctuations présentes dans le plasma, il faudrait que ce bruit soit construit sur l'onde purement électrostatique de Langmuir. Pour des raisons pratiques (la résolution de ce système d'équations de Langevin couplées est assez coûteuse), nous construisons le bruit en volume sur l'onde rétrodiffusée. En effet, le maillage associé à cette onde est beaucoup moins fin que celui associé à l'onde plasma, ce qui permet d'optimiser le temps de calcul, d'autant que ce bruit est construit pour ne pas dépendre du maillage. Physiquement, cela change la nature du bruit, certes, mais nous cherchons avant tout à reproduire le déphasage (ou la largeur de bande) $\Delta\Phi$ total engendré par le bruit thermique. Et à travers le couplage, il est équivalent de traiter les termes de phases sur l'une ou l'autre des trois ondes.

Des modèles plus élaborés existent [68–70], et modélisent plus précisément les fluctuations du plasma, encore appelées *émissions spontanées*. Ces modèles intègrent notamment le théorème de « fluctuation-dissipation », qui garantit que le terme de bruit introduit dans le système ne

modifie pas, en moyenne, l'énergie totale. Cependant, seul le terme fluctuant relatif à la phase nous intéresse pour le couplage. En effet, des défauts dans le plasma, tels que des fluctuations de densité induites par le faisceau de création par exemple, sont bien plus importants que les fluctuations thermiques [71] et peuvent déclencher des instabilités. Il n'est donc pas absolument essentiel de reproduire parfaitement l'amplitude des ces fluctuations thermiques.

4.5 Conclusion du chapitre

Nous présentons dans ce chapitre les schémas numériques retenus pour résoudre le système d'ondes couplées et la discrétisation du domaine. Il est nécessaire de considérer deux maillages distincts pour traiter les différentes ondes, l'onde plasma étant beaucoup plus lente que les ondes électromagnétiques. Le schéma d'intégration a été validé en comparant les résultats obtenus avec des solutions analytiques ; une étude de convergence en maillage a également été faite. Nous donnons également quelques éléments théoriques et surtout pratiques pour la construction numérique d'un bruit en volume coloré ayant des propriétés spectrales bien déterminées.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Robert DAUTRAY et Jean-Paul WATTEAU, éd. *La fusion thermonucléaire inertielle par laser*. Vol. 1. Paris : Eyrolles, 1993 (cf. p. 2, 10, 17, 31, 35, 78).
- [21] T. CHAPMAN, S. HÜLLER, P. E. MASSON-LABORDE, W. ROZMUS et D. PESME. « **Spatially autoresonant stimulated Raman scattering in inhomogeneous plasmas in the kinetic regime** ». *Physics of Plasmas*, Vol. 17 (2010) (cf. p. 15, 77).
- [23] T. CHAPMAN, S. HÜLLER, P. E. MASSON-LABORDE, A. HERON, D. PESME et W. ROZMUS. « **Driven Spatially Autoresonant Stimulated Raman Scattering in the Kinetic Regime** ». *Physical Review Letters*, Vol. 108 (2012) (cf. p. 15, 55, 77).
- [34] Ph. BALLEREAU, M. CASANOVA, F. DUBOC, D. DUREAU, H. JOURDREN, P. LOISEAU, J. METRAL, O. MORICE et R. SENTIS. « **Simulation of the Paraxial Laser Propagation Coupled with Hydrodynamics in 3D Geometry** ». *Journal of Scientific Computing*, Vol. 33, No. 1 (2007), p. 1–24 (cf. p. 16, 74).
- [62] WIKIPEDIA. *OpenMP — Wikipedia, The Free Encyclopedia*. 2015 (cf. p. 67).
- [63] William H. PRESS, Brian P. FLANNERY, Saul A. TEUKOLSKY et William T. VETTERLING. *Numerical recipes : The art of scientific Computing*. Cambridge University Press, 1992 (cf. p. 69, 70).
- [64] L. FRIEDLAND. « **Autoresonance of coupled nonlinear waves** ». *Phys. Rev. E*, Vol. 57 (3 1998), p. 3494–3501 (cf. p. 77).
- [65] M. CASANOVA. « **Convenient computational forms for the frequency and damping of electrostatic waves in an unmagnetized plasma** ». *Laser and Particle Beams*, Vol. 7 (1989), p. 165–171 (cf. p. 78).
- [66] M. CASANOVA. *Génération d'une source de bruit avec des propriétés statistiques données*. (Cf. p. 81).
- [67] Philippe MOUNAIX, Denis PESME et Michel CASANOVA. « **Nonlinear reflectivity of an inhomogeneous plasma in the strongly damped regime** ». *Physical Review E*, Vol. 55, No. 4 (1997), p. 4653 (cf. p. 81).
- [68] A.G. SITENKO. *Electromagnetic Fluctuations in Plasma*. Academic Press, New York, 1967 (cf. p. 83).

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [69] A. I. AKHIEZER, A. G. SITENKO, R.V. POLOVIN et K. N. STEPANOV. *Non-Linear Theory and Fluctuations*. Sous la dir. d'A.G. SITENKO. T. 2. Plasma Electrodynamics. New York : Pergamon Press, 1975, p. 116–142 (cf. p. 83).
- [70] A.G. SITENKO. *Fluctuations and Non-Linear Wave Interactions in Plasmas*. Sous la dir. d'A.G. SITENKO. T. 107. International Series in Natural Philosophy. Pergamon, 1982 (cf. p. 83).
- [71] G. TRAN, P. LOISEAU, P. E. MASSON-LABORDE, M. NAKATSUTSUMI, J. R. MARQUES et J. FUCHS. *Interaction laser matière dans un plasma sous dense complètement ionisé*. Forum ILP 2012, Poster. 2012 (cf. p. 84).

CHAPITRE 5

COMPARAISON ET CALIBRATION DU MODÈLE AVEC DES SIMULATIONS PIC

« Les miracles ne sont pas en contradiction avec les lois de la nature, mais avec ce que nous savons de ces lois. »

Saint Augustin

DANS les chapitres précédents, nous avons présenté le modèle théorique mis en œuvre dans SIERA, qui a été validé en 1D sur des résultats connus et/ou analytiques. Dans le but d'étudier et d'utiliser ce modèle dans des configurations réalistes, nous allons à présent calibrer le modèle à l'aide de simulations PIC, c'est-à-dire déterminer la valeur – ou la gamme de valeurs – du paramètre η qui permet de reproduire le plus fidèlement possible les résultats fournis par la simulation PIC. Par ailleurs, nous chercherons à mettre en évidence le rôle, en 2D, du phénomène d'auto-résonance dont l'existence en 1D est déjà établie.

Les codes PIC permettent d'étudier une multitude de phénomènes dans les plasmas. L'idée est de suivre, numériquement, chaque particule du plasma lors de son évolution dans des champs électromagnétiques calculés à l'aide des équations de Maxwell. La discrétisation spatiale et temporelle doit être suffisamment fine pour résoudre les nombres d'onde et les pulsations. Par exemple, pour résoudre correctement le comportement collectif, il est nécessaire de résoudre la longueur de Debye λ_D . Le nombre de particules est aussi un paramètre important des simulations PIC : s'il n'y en a pas assez pour un maillage donné, le bruit numérique devient délétère pour la simulation, et des instabilités numériques peuvent se développer. Dans les simulations que nous allons présenter par la suite, il y a 100 particules par maille. La discrétisation d'un domaine 2D de dimensions $100 \times 50 \mu\text{m}^2$ est telle qu'il y a $20\,000 \times 10\,000 = 2 \cdot 10^8$ mailles. Les simulations sont donc effectuées avec 20 milliards de particules... Cela est donc assez coûteux en temps CPU, ainsi qu'en temps réel.

Les codes PIC comprennent, par essence, une physique très large. Ceci est à la fois un avantage, au sens où ils sont plus représentatifs de conditions réelles, et un inconvénient du fait de

la difficulté d'interprétation qui vient de l'impossibilité de dissocier, et donc d'étudier séparément, les différents phénomènes. Nous aborderons dans ce chapitre quelques points illustrant ce propos. Les simulations PIC que nous présentons ont été réalisées par Anne Héron à l'aide du code pic EMI2D, qu'elle a développé avec Jean-Claude Adam au Centre de Physique Théorique de l'École Polytechnique [72].

5.1 Description de la démarche

5.1.1 Paramètres de simulation

Nous considérons un plasma 2D de longueur L et de largeur H . Le faisceau incident, ou pompe, est gaussien. Il entre par la face gauche du domaine et se propage vers la droite. Les paramètres retenus, représentatifs d'un plasma de cavité, sont récapitulés dans le tableau 5.1, et la situation résumée sur la figure 5.1.

Dans la suite, nous distinguerons deux familles de cas :

- les cas inhomogènes, avec un profil de densité linéaire ;
- les cas homogènes.

Dans les cas inhomogènes, le profil de densité est réglé par le paramètre L_{∇} , appelé « longueur de gradient », qui apparaît dans l'équation (4.3). Afin de se placer dans les mêmes conditions dans les deux codes, l'instabilité est déclenchée par un germe monochromatique de type onde plane, entrant par la droite du domaine et se propageant vers la gauche. Enfin, le système est accordé de telle sorte que le point résonant se trouve au centre du domaine de simulation où la densité du plasma est $n_e = 0,05n_c$. L'utilisation d'un germe monochromatique permet de ne sélectionner qu'une seule fréquence, et donc de n'avoir qu'un seul point résonant dans le profil, ce qui permet de contrôler parfaitement le déclenchement de l'instabilité.

Dans le cas d'un plasma homogène ($L_{\nabla} \rightarrow \infty$), nous montrerons la nécessité d'utiliser un bruit large bande, en plus du germe monochromatique décrit précédemment.

Dans tous les cas, l'intensité du germe I_{germe} est telle que $\frac{I_{\text{germe}}}{I_0} = 2 \cdot 10^{-3}$, ce qui est volontairement élevé, pour que l'instabilité se déclenche rapidement dans la simulation PIC, particulièrement coûteuse.

Des profils linéaires pour la densité électronique ont été utilisés pour la phase de validation. L'utilisation de tels profils permet de contrôler au mieux les différents régimes. En effet, leur linéarité garantit que la première saturation, due à la théorie de Rosenbluth, se fait à un niveau déterminé (et choisi petit pour le mode étudié). De plus le couplage est parfaitement localisé. Les effets non linéaires cinétiques se développeront doucement à partir de là. Cette configuration permet alors de se placer dans les conditions idéales pour étudier leurs effets, d'autant que plus ils sont faibles et se développent lentement, plus le modèle est adapté à leur étude. SIERA est en effet basé sur une approche perturbative au premier ordre par rapport à la réponse linéaire. En outre, la linéarité du profil permet de mettre en évidence la propagation non linéaire de l'onde plasma due au piégeage électronique, par le phénomène d'auto-résonance.

Paramètres	Unités physiques	Unités normalisées
λ_0	0,351 nm	-
T_e	1 keV	-
v_{th}	$1,326 \cdot 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$0,044 c$
$k_L \lambda_D$	-	0,34
L	100 μm	1744 en k_0^{-1}
H	54 μm	941.8 en k_0^{-1}
$f\#$	-	16
L_∇	Variable	Variable
I_0	$5 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$	0,021 en $\frac{v_{osc}}{c}$
ω_0	$5,367 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$	$1 \omega_0$
ω_R	$4,167 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$	$0.77\omega_0$
ω_L	$1,393 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$	$0.26\omega_0$
ω_{pe}	$1,200 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$	$0.22\omega_0$
k_0	$1,744 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$	$0.9746 \frac{\omega_0}{c}$
k_R	$1,331 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$	$0.7435 \frac{\omega_0}{c}$
k_L	$3,076 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$	$1.718 \frac{\omega_0}{c}$
v_{g0}	$2,922 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$0.97c$
v_{gR}	$2,871 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$0.96c$
v_{gL}	$1,165 \cdot 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$0.04c$
v_φ	$4,528 \cdot 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$0.15c$

TABLEAU 5.1 – Paramètres plasma

5.1.2 Méthode de comparaison

Comparer les résultats d'un code PIC avec ceux d'un code type fluide n'est pas immédiat. En effet, la physique contenue dans un code PIC est bien plus riche. De plus, les résultats qu'il fournit sont bien plus délicats à traiter et à interpréter : le code PIC capte toute la complexité de l'évolution de l'onde Langmuir, sa décomposition en différents modes notamment, et n'est pas restreint dans l'ouverture angulaire des structures qu'il peut capter (propagation non paraxiale) alors qu'un code fluide est limité par les modèles réduits qu'ils contient. Le modèle développé au cours de ce travail de thèse ne permet pas de capter toute la richesse de l'onde Langmuir, mais seulement (et dans les limites que nous évoquerons) le comportement du mode relatif à la diffusion Raman arrière primaire.

La richesse du code PIC est aussi son défaut : tous les effets physiques qui peuvent se produire sont *de facto* « pris en compte » sans possibilité d'en « couper » un en particulier. Par ailleurs, un code PIC est par nature très bruyé et la durée maximale d'une simulation est fixée par les dimensions du système. En effet, après un certain temps, les électrons sortent du domaine de simulation. Un champ ambipolaire de retour se crée, dû à la séparation des charges, les ions étant restés dans le domaine de simulation (car plus lents ou fixes). En conséquence de quoi, les électrons sortis reviennent dans le domaine avec une vitesse négative. On parle de retour de particules. Cet effet peut polluer fortement le reste de la simulation. Plusieurs techniques

existent pour amoindrir ce phénomène :

- mettre en place des conditions limites périodiques (une particule qui sort est réinjectée avec la même quantité de mouvement au niveau du bord opposé). L'inconvénient majeur de cette méthode est que cela ne correspond pas à la physique que nous étudions, notamment avec le déclenchement de l'instabilité par un germe. Cela peut aussi entraîner des corrélations artificielles ;
- thermaliser les particules sortantes, c'est-à-dire réinjecter ces particules dans le domaine de simulation à la vitesse thermique électronique. Cette méthode n'est pas non plus adaptée à notre étude puisque cela entraîne une perte d'informations sur les électrons rapides, dont une partie est constituée de ceux qui ont été piégés dans l'onde plasma ;
- arrêter la simulation avant que le retour de particules ne pollue le système simulé. C'est ce qui a été fait dans notre étude.

Il s'agit à présent de déterminer les « observables » que nous voulons comparer, et nous assurer que ces comparaisons ont un sens. La plus simple des observables est certainement la réflectivité (lumière sortante intégrée sur le bord gauche) que nous pouvons comparer presque immédiatement. D'un point de vue expérimental, c'est aussi une observable de choix. L'inconvénient pour notre étude est qu'il s'agit d'une grandeur intégrée et qu'elle ne permet pas d'analyser finement les mécanismes physiques qui la produisent. L'amplitude et la forme de l'onde plasma sont aussi des observables intéressantes. Cependant, comme nous le verrons plus loin, la structure de l'onde est assez compliquée. Nous isolerons la tête de l'onde plasma pour comparer la propagation non linéaire.

Le modèle fluide ne résout que l'enveloppe. Or le code PIC résout toutes les échelles, jusqu'à la longueur de Debye. Il est donc nécessaire d'extraire une enveloppe à partir des données calculées par le code PIC, si l'on souhaite comparer les structures globales. Cela est tout à fait possible avec certains outils mathématiques connus des théoriciens du signal, comme la transformée de Hilbert [73], par exemple.

Enfin, il peut être intéressant d'étudier les modes transverses liés notamment à l'extension transverse des signaux ainsi que la taille caractéristique des filaments qui se développent. *A priori* cette comparaison est pertinente, puisqu'avec l'opérateur du second ordre qui traite la diffraction, l'ensemble du spectre transverse est résolu, dans la limite imposée par le maillage évidemment.

Nous illustrons cette démarche sur un exemple particulier. Les paramètres de la simulation sont ceux présentés dans le tableau 5.1, avec $L_{\nabla} = 75,75 \mu\text{m} = 1326k_0^{-1}$.

5.2 Mise en œuvre sur un cas particulier

5.2.1 Estimation de la valeur de η à partir de la réflectivité PIC

Supposons possible la décomposition de l'onde Raman en deux signaux distincts :

$$E_R(t) = E_{\text{Ros}} + E_{\text{Sh}} e^{-i\delta\omega^{\text{NL}}t}$$

où E_{Ros} représente le signal Raman associé à l'amplification de type Rosenbluth pour un plasma dont le profil de densité est linéaire, et $E_{\text{Sh}} e^{-i\delta\omega^{\text{NL}}t}$ l'amplitude et le décalage de fréquence dus

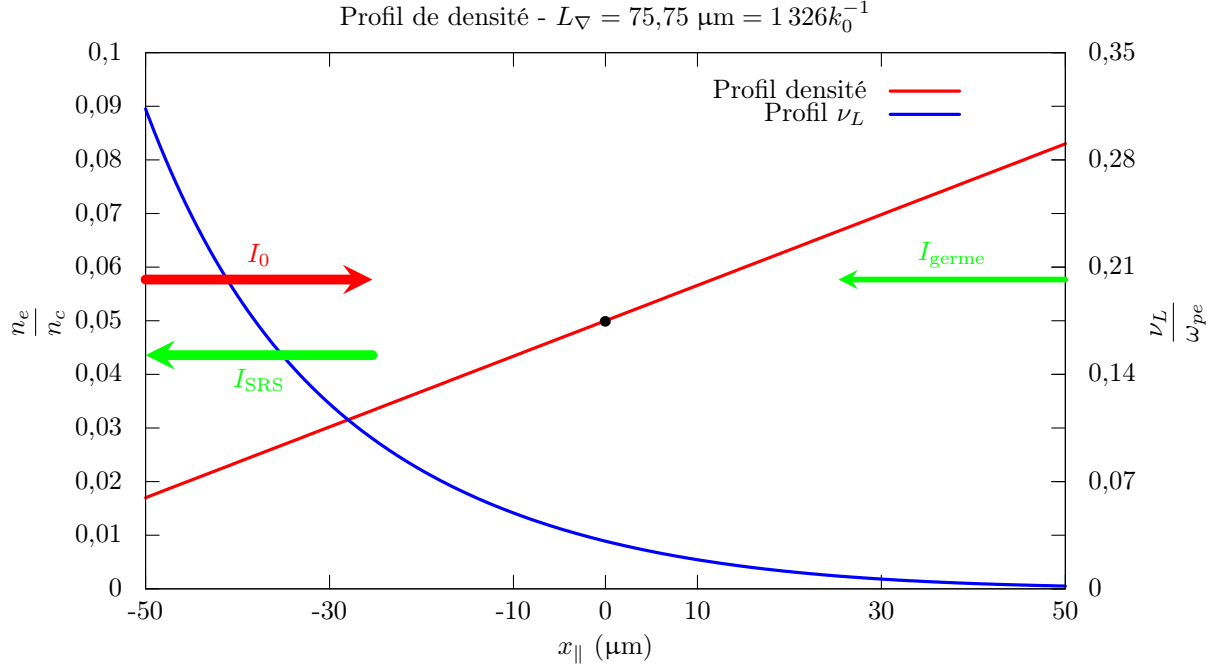


FIGURE 5.1 – Coupe sur l’axe central du profil de densité linéaire $L_{\nabla} = 75,75 \mu\text{m} = 1\,326 k_0^{-1}$. La pompe entre par le côté gauche et se propage vers la droite, tandis que le germe entre du côté droit et se propage vers la gauche. Ces deux faisceaux se croisent au centre de la boîte, là où le système est accordé, à 5% de la densité critique. Ce point particulier est représenté par le point noir sur la figure. La réflectivité, I_{SRS} , est l’intégrale sur le bord gauche du signal sortant.

aux effets d’origine non linéaire cinétique. L’intensité du signal Raman est donc proportionnelle au carré de cette somme :

$$I_{\text{SRS}}(t) \propto \left| E_{\text{Ros}} + E_{\text{Sh}} e^{-i\delta\omega^{\text{NL}}t} \right|^2 = |E_{\text{Ros}}|^2 + |E_{\text{Sh}}|^2 + E_{\text{Ros}} E_{\text{Sh}} e^{-i\delta\omega^{\text{NL}}t} + \text{c.c.}$$

Le terme $E_{\text{Ros}} E_{\text{Sh}} e^{-i\delta\omega^{\text{NL}}t}$ traduit un battement entre les deux types de signaux, de fréquence $\delta\omega^{\text{NL}}$. Donc, si les deux termes E_{Ros} et E_{Sh} sont du même ordre de grandeur, et si E_{Sh} ne dépend pas du temps, ce qui est une hypothèse forte, nous devrions observer, à partir du moment où les effets non linéaires cinétiques sont établis, une oscillation dans la réflectivité autour d’une valeur moyenne précise, dont la fréquence est justement la quantité $\delta\omega^{\text{NL}}$, c’est-à-dire le décalage de fréquence dû au piégeage électronique. Évidemment, si l’une de ces deux grandeurs dominait l’autre nous ne verrions plus l’oscillation, et si E_{Sh} dépendait du temps, l’analyse précédente pourrait ne plus être pertinente.

Compte tenu de l’analyse précédente, nous pouvons, en première approche, extraire η par la méthode suivante. Observons la courbe de réflectivité donnée en figure 5.2. Le signal met un peu plus de 0,3 ps pour traverser le système. Jusqu’à environ 0,7 ps, la réflectivité est à peu près constante, et correspond à une amplification du germe, de type Rosenbluth, le profil de densité étant linéaire. Après cela, les effets non linéaires cinétiques ont eu le temps de se développer et de

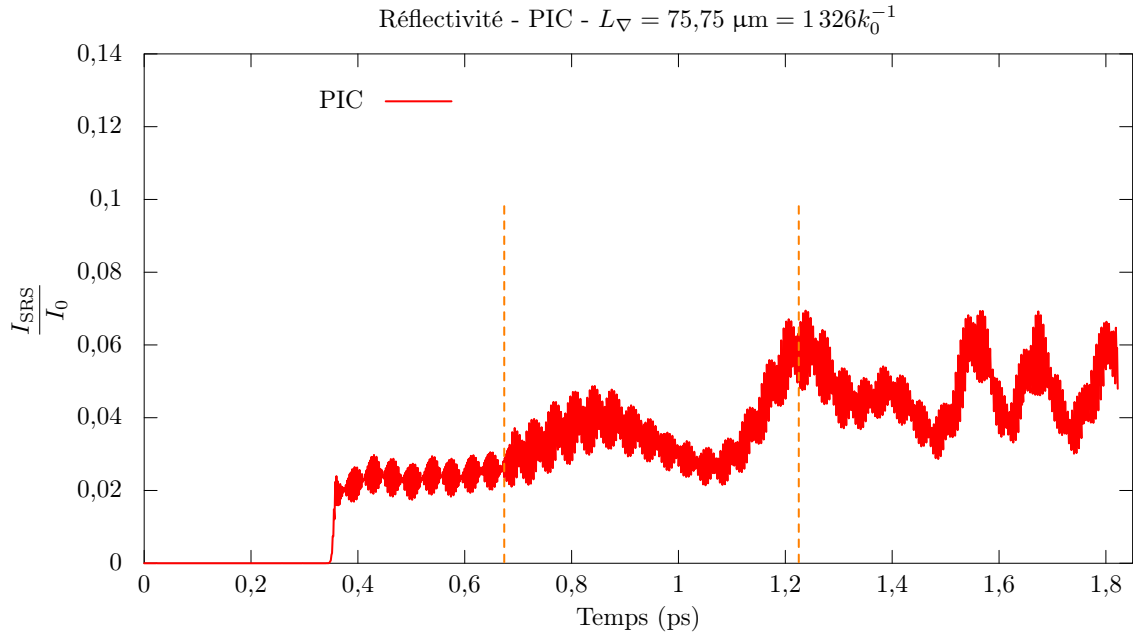


FIGURE 5.2 – La réflectivité donnée par le code PIC peut se décomposer en trois phases. La première, jusqu’à environ 0,7 ps correspond à la phase durant laquelle les effets d’origine non linéaire cinétique sont dominés par la réponse linéaire du système. La phase suivante, jusqu’à 1,2 ps, correspond à la déstabilisation du système par le piégeage électronique. Vient enfin la dernière phase qui paraît stationnaire. Un équilibre entre les effets non linéaires cinétiques et les effets géométriques semble s’établir. Il est alors possible d’extraire de l’oscillation le décalage de fréquence induit par le piégeage électronique.

déstabiliser le système. La largeur de résonance est étendue par le phénomène d’auto-résonance, entraînant une augmentation de la réflectivité d’un facteur légèrement supérieur à deux. À l’échelle de la simulation, nous distinguons deux régimes consécutifs au piégeage électronique :

- un régime transitoire entre 0,7 ps et 1,2 ps,
- et un régime stationnaire qui semble s’établir à partir de 1,2 ps jusqu’à la fin de la simulation.

Le régime stationnaire consiste en un signal oscillant autour d’une valeur moyenne

$$\left\langle \frac{I_{\text{SRS}}}{I_0} \right\rangle_t = 0,05$$

à une fréquence de l’ordre de $8,33 \cdot 10^3$ GHz. D’après l’analyse précédemment conduite, cela représente une pulsation, ou plutôt un décalage de fréquence $\delta\omega^{\text{NL}}$ tel que $\frac{\delta\omega^{\text{NL}}}{\omega_{pe}} = 4,4 \cdot 10^{-2}$.

Notons que cette approximation donne un décalage fréquentiel « apparent », et moyenné dans la région de l’espace où se produit le couplage Raman.

Il est par ailleurs possible, à partir des fonctions de distribution données par le code PIC, d’estimer une valeur de δ (Cf. figure 5.3). Dans le cas que nous présentons ici, nous estimons

$\delta = 0,09c_0$. Nous pouvons ainsi estimer une valeur du paramètre η en inversant l'expression (SNL) :

$$\eta \approx 0,073$$

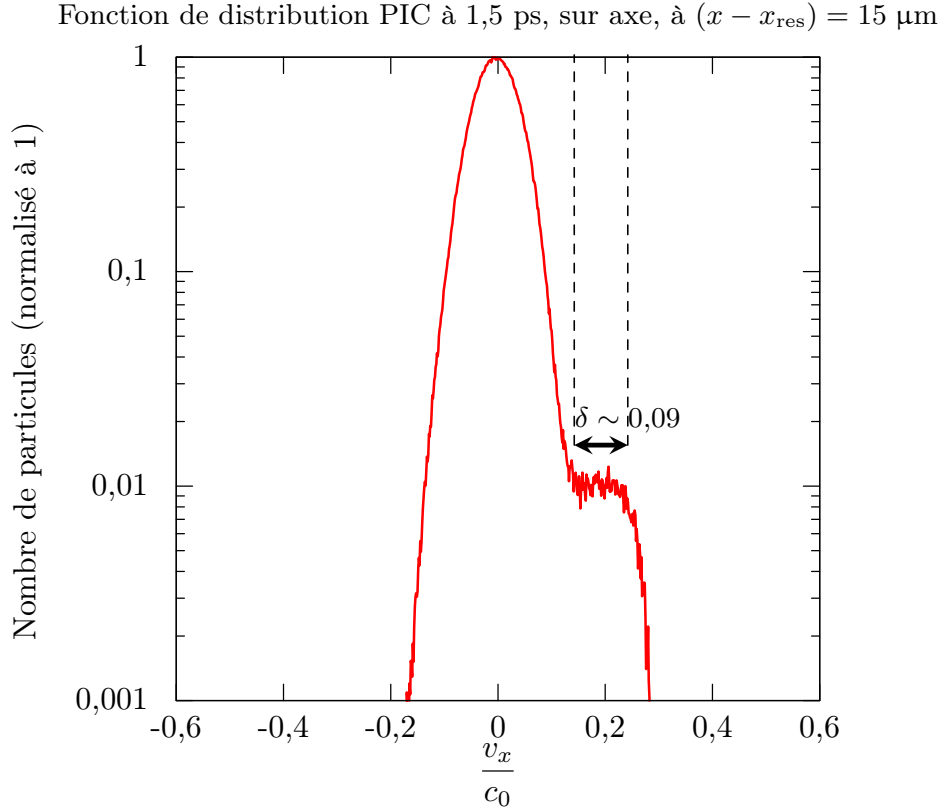


FIGURE 5.3 – La fonction de distribution, prise dans une zone d'activité Raman, permet de mettre en évidence le piégeage électronique ainsi que le développement d'un plateau autour de la vitesse de phase $v_\varphi \approx 0,15c_0$. Nous pouvons alors, par lecture graphique, estimer la largeur δ du plateau qui s'est établi autour de la vitesse de phase de l'onde plasma. Nous estimons ici cette valeur à $0,09c_0$.

5.2.2 Comparaison de la réflectivité PIC/fluide

La figure 5.4 représente la réflectivité calculée par SIERA pour différentes valeurs du paramètre η . Nous y superposons également la réflectivité donnée par le code PIC EMI2D. Notons tout d'abord que le cas $\eta = 0$ est représentatif d'une simulation sans prise en compte des effets non linéaires cinétiques. Nous nous trouvons donc dans un cas 2D similaire à un cas 1D de type Rosenbluth. Le niveau de réflectivité doit donc être constant et, comme en 1D, peut être déterminé avec un modèle de gain linéaire (car il n'y pas d'appauvrissement de l'onde pompe). En effet la réflectivité ne dépend que des paramètres plasma et de l'intensité du faisceau incident.

C'est bien ce que nous observons sur la figure 5.4. Notons que ce niveau de réflectivité est de l'ordre de 2,2%.

Lorsque les effets non linéaires cinétiques sont pris en compte ($\eta \neq 0$), ou bien lorsque l'on considère la simulation PIC, nous nous attendons à ce que les réflectivités démarrent au niveau « Rosenbluth ». En effet, au tout début, les électrons ne sont pas encore piégés (ou très faiblement) et les effets d'origine cinétique sont négligeables pendant cette phase linéaire. Lorsque l'onde plasma a crû suffisamment, les effets non linéaires deviennent importants et l'emportent sur la phase linéaire. La valeur instantanée de la réflectivité doit donc s'écarter de la valeur prévue par le gain de Rosenbluth. C'est bien cette tendance que nous retrouvons sur la figure 5.4 : le système se déstabilise aussi bien dans la simulation PIC que dans les simulations fluides entre 0,6 et 0,8 ps. Nous constatons que la valeur de η joue sur le comportement de la réflectivité, sans pour autant donner de tendance très différente (du moins sur les valeurs présentées), mais les valeurs $\eta = 0,08$ et $\eta = 0,10$ semblent particulièrement bien reproduire la réflectivité PIC. Ces valeurs sont cohérentes avec l'estimation faite plus haut.

Remarquons également que le niveau moyen de cette observable est alors proche de 4,5%, ce qui représente un facteur deux par rapport à la valeur linéaire. Ceci peut notamment expliquer que les réflectivités, calculées avec des modèles linéaires de gain, prévues sur les tirs NIF [14] et sur les tirs LIL [31] ont été très largement sous estimées. En effet, avec les paramètres représentatifs des conditions expérimentales, les simulations d'interaction, ne mettant alors en œuvre que des modèles linéaires pour la diffusion Raman, ne prévoyaient que des taux de réflectivité Raman minimales. Or, aussi bien sur les tirs LIL que sur les tirs NIF, les taux de rétro-diffusion Raman mesurés ont été très élevés, jusqu'à 50% sur les cônes internes du NIF.

5.2.3 Comparaison de la propagation du front d'onde

Nous avons identifié une autre observable pour comparer le code PIC au code fluide. Cette observable est censée quantifier de manière pertinente la propagation de l'onde plasma. Comme la détermination précise du front de l'onde n'est pas aisée – la figure 5.11, par exemple, permet de s'en convaincre! – nous avons jugé plus pertinent de suivre au cours du temps la position du premier maximum de l'onde plasma. Puisqu'il résulte d'un couplage avec les ondes électromagnétiques, il est représentatif d'une activité Raman, alors que le front du signal peut être le fait d'autres phénomènes comme la propagation à la vitesse de phase d'électrons piégés. La détermination de ce point particulier est assez délicate et fastidieuse. Elle a été faite manuellement, en analysant les images 2D et les coupes 1D sur et proches de l'axe central, pour tous les temps. La propagation de l'onde plasma et la position du premier maximum, déterminé par la méthode précédemment décrite, sont illustrées sur la figure 5.5 pour trois temps différents (0,6, 1,17 et 1,6 ps). Nous synthétisons l'ensemble des résultats en figure 5.6, qui représente donc la position, au cours du temps, du premier maximum pour différentes valeurs de η et bien sûr de la référence PIC. Nous considérons que la valeur $\eta = 0,08$ est celle qui permet de reproduire au mieux l'évolution temporelle de cette observable.

5.2.4 Analyse de la topologie de l'onde plasma

Nous étudions à présent la topologie de l'onde Langmuir produite par le code PIC d'une part, et le code fluide d'autre part. La comparaison n'est pas immédiate puisque le code PIC calcule toute l'onde plasma, dans toute sa richesse et sa complexité. Nous remarquons, en particulier,

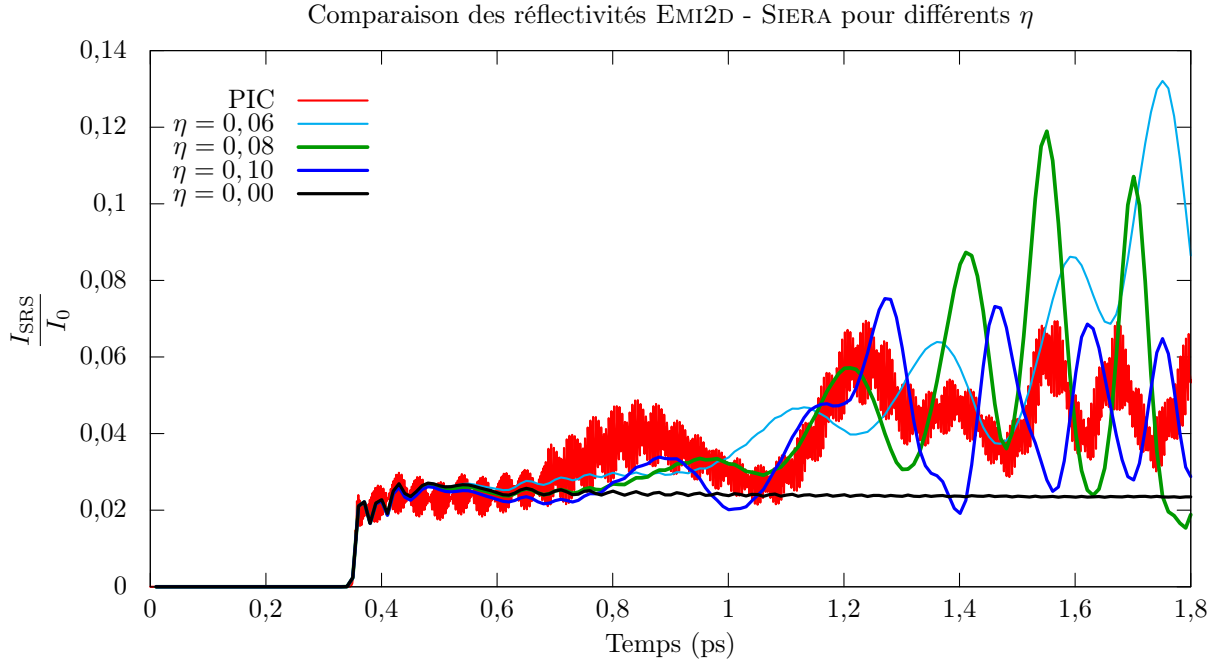


FIGURE 5.4 – Nous comparons sur cette figure la réflectivité calculée par SIERA pour différentes valeurs du paramètre η . Cela met en évidence l'importance des effets non linéaires cinétiques, puisque pour $\eta = 0$, nous retrouvons une réflectivité déterminée par le gain de Rosenbluth. Nous comparons également ces différentes réflectivités à celle donnée par le code PIC EMI2D pour déterminer la meilleure valeur de η pour cette observable. La valeur $\eta = 0.08$ permet de reproduire très correctement un certain nombre de caractéristiques : niveau de réflectivité, comportement global ainsi que la période des oscillations qui se développent à partir de 1,2 ps.

que tous les modes longitudinaux sont présents (Cf. figure 5.8), alors que le code fluide ne calcule que l'enveloppe spatio-temporelle de l'onde. L'enveloppe correspond au mode Raman, c'est-à-dire à celui qui vérifie les conditions de résonance (CR1) et (CR2).

Afin de rendre comparables les résultats des deux codes, il est nécessaire d'extraire l'enveloppe de l'onde plasma calculée par le code PIC dont le mode est associé à la diffusion Raman primaire. Nous utilisons, comme cela est fait par exemple dans [74, 75], la transformée de Hilbert [73]. Cette transformée a la particularité d'associer à un signal réel un signal analytique dont le module correspond à l'enveloppe, et l'argument à la phase. Plus précisément : soit x la fonction définie¹ par $x : \mathbb{R}_+ \ni t \mapsto x(t) \in \mathbb{R}$. Nous prolongeons cette fonction dans le plan complexe par $z(t) = x(t) + iy(t)$ avec y telle que z soit analytique. La propriété d'analyticité entraîne l'unicité de la fonction y que l'on peut représenter, par ailleurs, à l'aide de la transformée de Hilbert \mathcal{H} :

$$y = \frac{1}{\pi t} * x(t) = \frac{1}{\pi} \text{pp} \int_{\mathbb{R}} \frac{x(\tau)}{t - \tau} d\tau = \mathcal{H}[x](t)$$

Nous avons ainsi :

$$z(t) = x(t) + i\mathcal{H}[x](t) = z_m(t)e^{i\phi(t)}$$

1. Nous considérons ici la variable réelle t . Elle ne se rapporte pas nécessairement au temps.

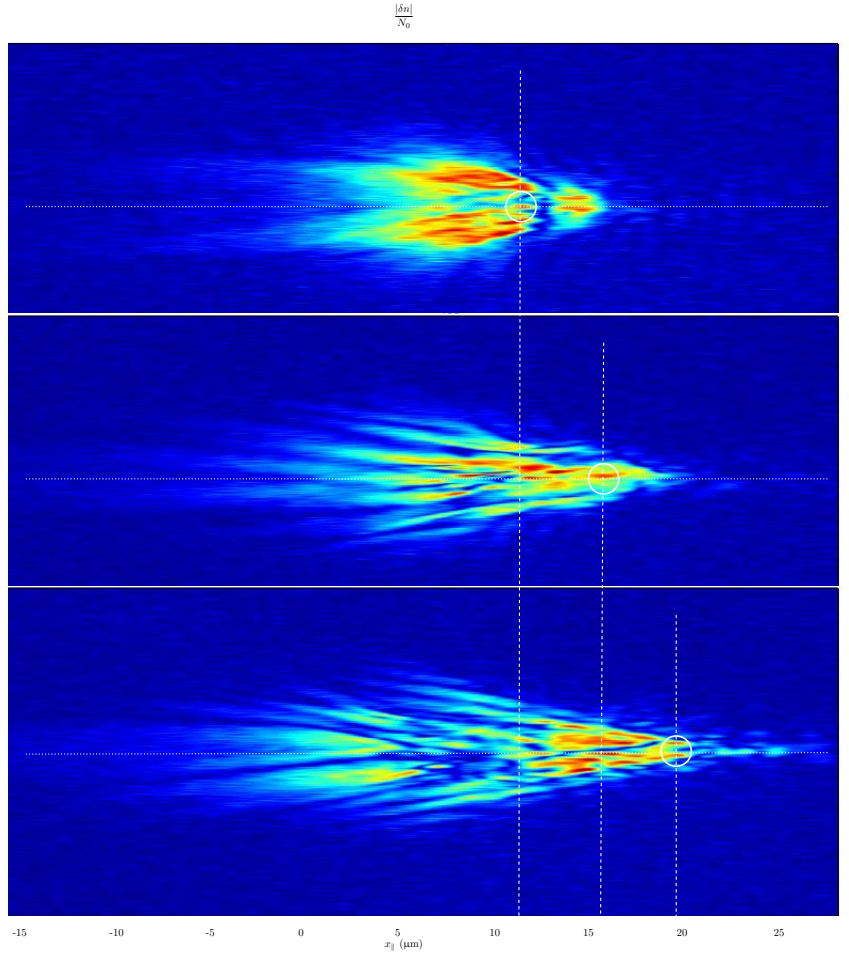


FIGURE 5.5 – Propagation de l’onde plasma et position du premier maximum à trois temps : 0,6 ps (haut), 1,17 ps (milieu) et 1,60 ps (bas).

Dans ces conditions, $\Re(z(t)) = x(t)$, $|z(t)| = z_m(t)$ est l’enveloppe supérieure de $x(t)$, $\arg z(t) = \phi(t)$ la phase instantanée, et $\frac{d}{dt} \arg z(t) = \frac{d\phi(t)}{dt} = \omega$ la pulsation de $x(t)$.

Nous illustrons sur la figure 5.7 l’extraction de l’enveloppe dans un cas 1D (une coupe sur l’axe central).

Nous effectuons cette opération sur les données des simulations 2D PIC, et nous comparons aux résultats obtenus avec le code fluide à trois temps, représentatifs des trois régimes identifiés plus haut dans la réflectivité (figures 5.9, 5.10 et 5.11). La comparaison des amplitudes peut donner quelques idées, certes, mais ne constitue pas une comparaison très pertinente. En effet, l’amplitude de l’onde plasma est une image de l’énergie de l’onde. Or, l’énergie de l’onde est distribuée entre ses composantes spectrales. Comme, par nature, les deux types de codes ne résolvent pas les mêmes composantes spectrales, la comparaison directe des amplitudes n’est pas adaptée. Cela explique notamment que lorsque nous comparons l’amplitude des données PIC avec l’amplitude de l’enveloppe extraite, nous ne retrouvons pas le même niveau. La comparaison des structures présentes, et la comparaison de l’extension spatiale de l’onde sont plus pertinentes.

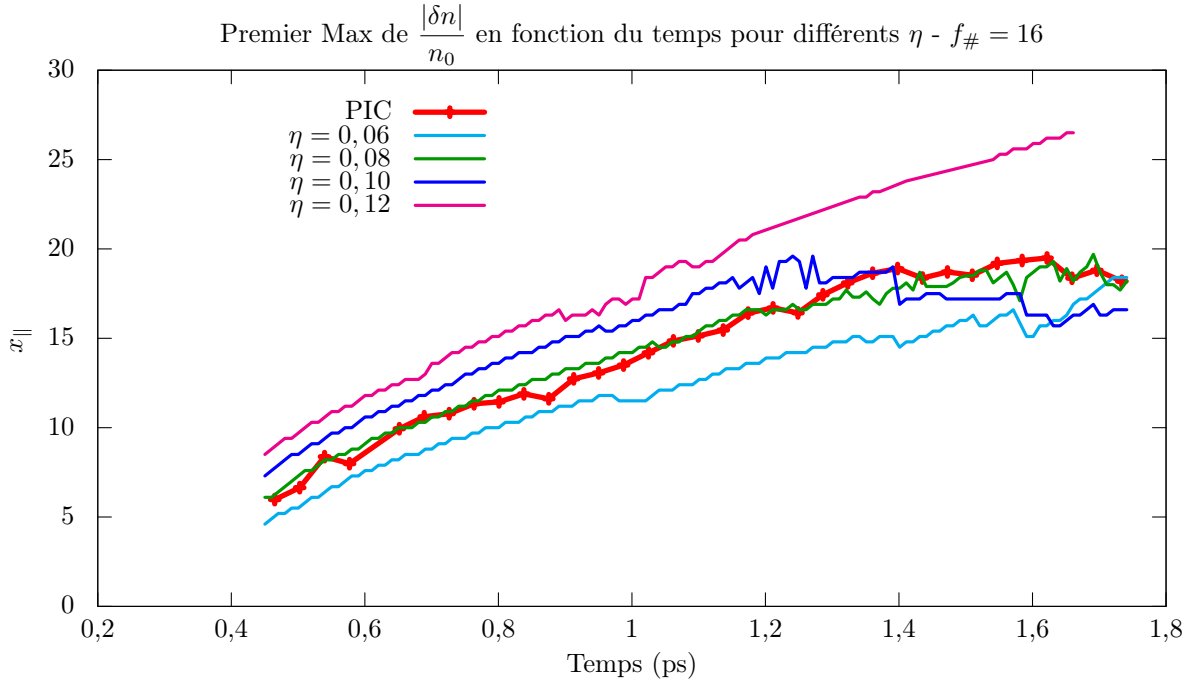


FIGURE 5.6 – Nous relevons ici les positions des premiers maxima associés à l’onde plasma pour différentes valeurs de η , et nous comparons à la simulation PIC. Plus la valeur de η est importante plus l’onde se propage loin. Ceci n’est pas étonnant puisque plus η est grand, plus le décalage de fréquence $\delta\omega^{\text{NL}}$ est important. Une valeur importante de ce décalage permet de compenser davantage le décalage associé au profil linéaire de densité, et donc d’étendre d’autant la zone autorésonnante. Parmi les différentes valeurs de η proposées, celle qui permet de reproduire le mieux l’observable PIC est $\eta = 0,08$.

Il existe, sans surprise, des différences entre les deux codes. Ces différences viennent notamment du fait que la physique décrite par SIERA n’est pas aussi riche que celle d’un code PIC, et que les méthodes de résolution sont différentes. Le code fluide résout directement l’amplitude des ondes par les équations de couplage alors que le code PIC résout les équations de mouvement des particules, soumises à un champ électromagnétique. Tous les effets (linéaires et non linéaires) sont, ainsi, naturellement pris en compte dans le code PIC, alors que seul l’effet du piégeage est modélisé (avec les limites de cette approche) dans le code fluide. Par conséquent, la dynamique n’est pas nécessairement la même et compte tenu de la forte non linéarité des phénomènes étudiés, de faibles écarts peuvent avoir des conséquences relativement importantes, notamment sur les temps longs. Notons également que l’approximation paraxiale contenue dans les équations (SC), constitue une limite dont il faut avoir conscience dès lors que des structures à angles supérieurs à 15° se développent.

Par ailleurs, dans les simulations SIERA présentées ici, il n’y a pas de bruit large bande. Ainsi, les simulations fluides ne contiennent aucun terme non symétrique (maillage transverse symétrique, opérateurs symétriques et schémas numériques de résolutions centrés); elles ne peuvent donc

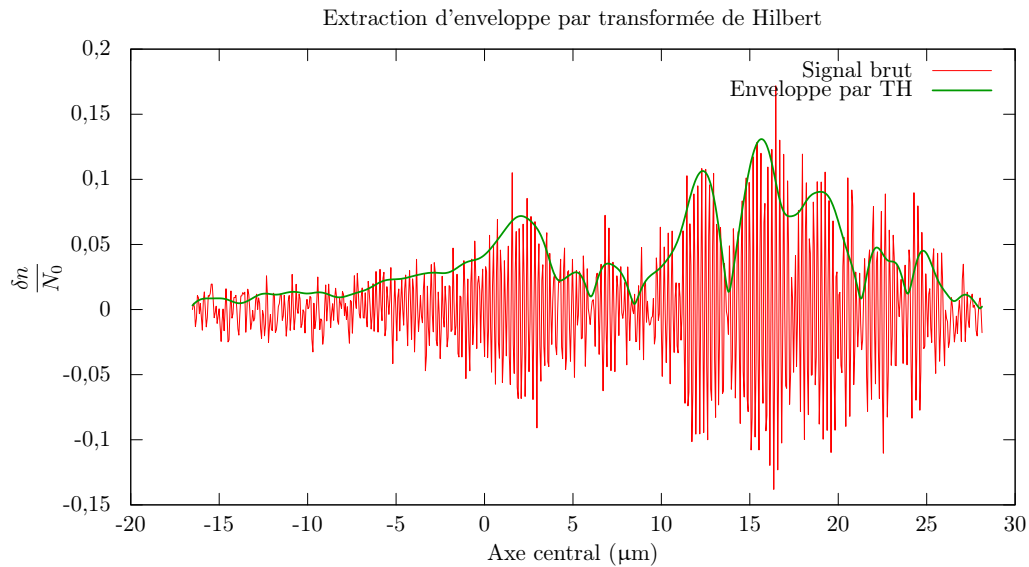


FIGURE 5.7 – Le signal rouge correspond à une coupe sur l’axe central de la densité représentée sur la figure 5.11. Le spectre longitudinal relatif à ce signal est donné sur la figure 5.8. En vert, le signal extrait par transformée de Hilbert. Cela correspond à l’enveloppe du signal, c’est-à-dire à la partie du signal dont la fréquence spatiale est k_L .

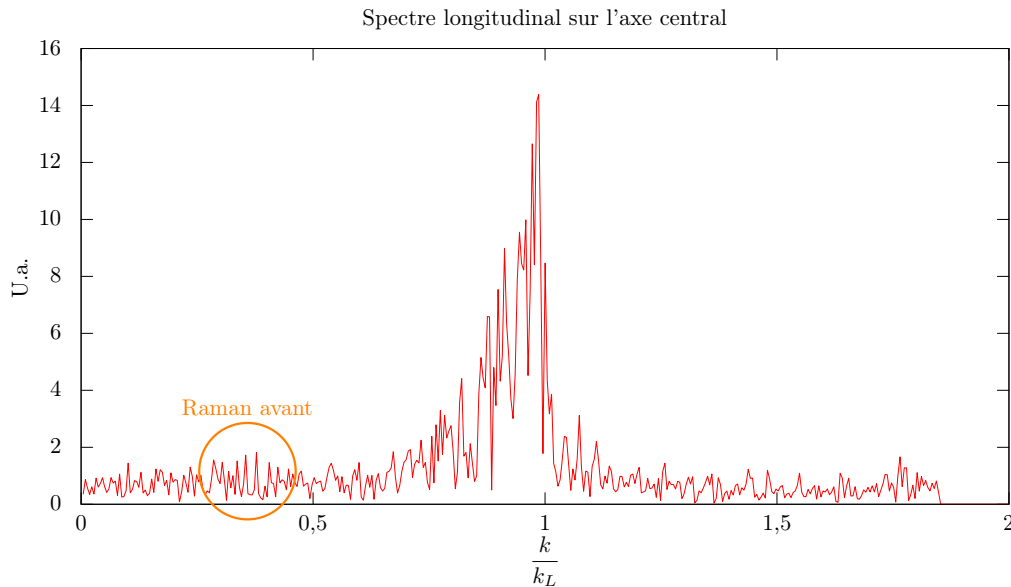


FIGURE 5.8 – Nous représentons ici le spectre associé au signal présenté en figure 5.7. Bien que la fréquence dominante soit celle associée à la diffusion Raman ($k = k_L$), il y a néanmoins une certaine largeur autour de ce mode. Une multitude d’autres modes sont également présents. Par exemple, nous identifions autour de $\frac{k}{k_L} = 0,4$, le mode associé au « Raman avant ».

capter ni les causes ni les conséquences d'effets de symétrie² contrairement aux simulations PIC qui, intrinsèquement, contiennent le bruit aléatoire et large bande associé au tirage initial des particules et à leur agitation.

Par ailleurs, afin d'exclure d'éventuels effets d'ordre numérique, une convergence en maillage a été effectuée. Malgré la forte non linéarité des termes traités, les nombreuses simulations effectuées au cours de cette thèse montrent que SIERA converge en maillage. La comparaison spatiale et l'analyse des structures ont donc un sens. Nous retrouvons, lors de ces comparaisons, certaines caractéristiques importantes : zones d'activité, extension spatiale, filamentation, nombres de filaments lorsque cela a un sens, îlots formés dans la tête de l'onde et angle de focalisation (14°), notamment (Cf. figure 5.11).

La filamentation de l'onde Langmuir en régime non linéaire cinétique, a fait l'objet de travaux relativement récents [61]. Dans cette étude, l'auteur prend en compte des termes d'hyperdiffraction, d'ordre 4. Ce terme peut néanmoins être négligé lorsque l'amplitude de l'onde plasma reste suffisamment petite, ce qui entre dans le cadre des hypothèses que nous avons faites lors de l'établissement des équations du modèle.

5.2.5 Effets de la décomposition en groupes de vitesse transverse

Comme nous l'avons abordé plus avant, l'équation régissant l'amortissement Landau non linéaire (ALNL) modélise correctement l'évolution de l'amortissement Landau lorsque l'onde plasma est en phase de croissance rapide. Cependant, l'équation admet des limites. En effet, elle n'autorise que la diminution de l'amortissement Landau, qui peut s'annuler au bout d'un temps suffisamment long, lorsque la valeur de ω_B n'est pas nulle. Dans les ailes du signal en particulier, l'amortissement Landau devient très faible alors que l'amplitude de l'onde n'est pas très importante. L'étude précise du modèle présenté au paragraphe 3.3.3 reste à faire mais nous souhaitons illustrer ses conséquences, notamment celle de l'équation (ALGV), relative à la modélisation de l'amortissement Landau.

Nous représentons sur la figure 5.12 la répartition spatiale de l'amortissement Landau, correspondant au temps et à la région de l'espace de la figure 5.11. Nous y comparons l'amortissement linéaire ainsi que les deux modélisations (ALGV) (avec 5 groupes de vitesse, et la fonction de Heaviside lissée présentée au 3.3.3) et (ALNL). Il est assez clair que ce dernier modèle annule l'amortissement Landau presque partout dans la fenêtre représentée, y compris là où l'onde plasma n'est que très peu présente. Ceci explique notamment que les « filaments » observés sur la figure 5.11 se propagent presque purement longitudinalement en dehors du cône représenté. Au contraire, le modèle (ALGV) ne modifie l'amortissement que de manière localisée, ce qui permet notamment de confiner davantage l'onde plasma et de mieux reproduire la pointe observée dans les simulations PIC. Nous illustrons cet effet avec la figure 5.13. Notons également que malgré l'utilisation d'une fonction de Heaviside lissée (\tilde{H}), la coupure est encore trop brusque, ce qui est à l'origine des stries visibles sur la figures 5.12 [milieu] pour l'amortissement Landau et 5.13 [milieu] pour l'onde plasma. Ce phénomène est donc un artefact du modèle, pouvant affecter la résolution numérique des équations, qu'il faudra supprimer afin d'utiliser la décomposition en groupes de la vitesse transverse dans le calcul non linéaire de l'amortissement Landau, sans parasiter les simulations, comme c'est le cas avec des fonctions de type Heaviside.

2. Bien qu'il soit possible d'introduire une forme de dissymétrie en jouant avec le maillage, ou en ajoutant un bruit aléatoire en volume.

CHAPITRE 5. COMPARAISON ET CALIBRATION DU MODÈLE AVEC DES SIMULATIONS PIC

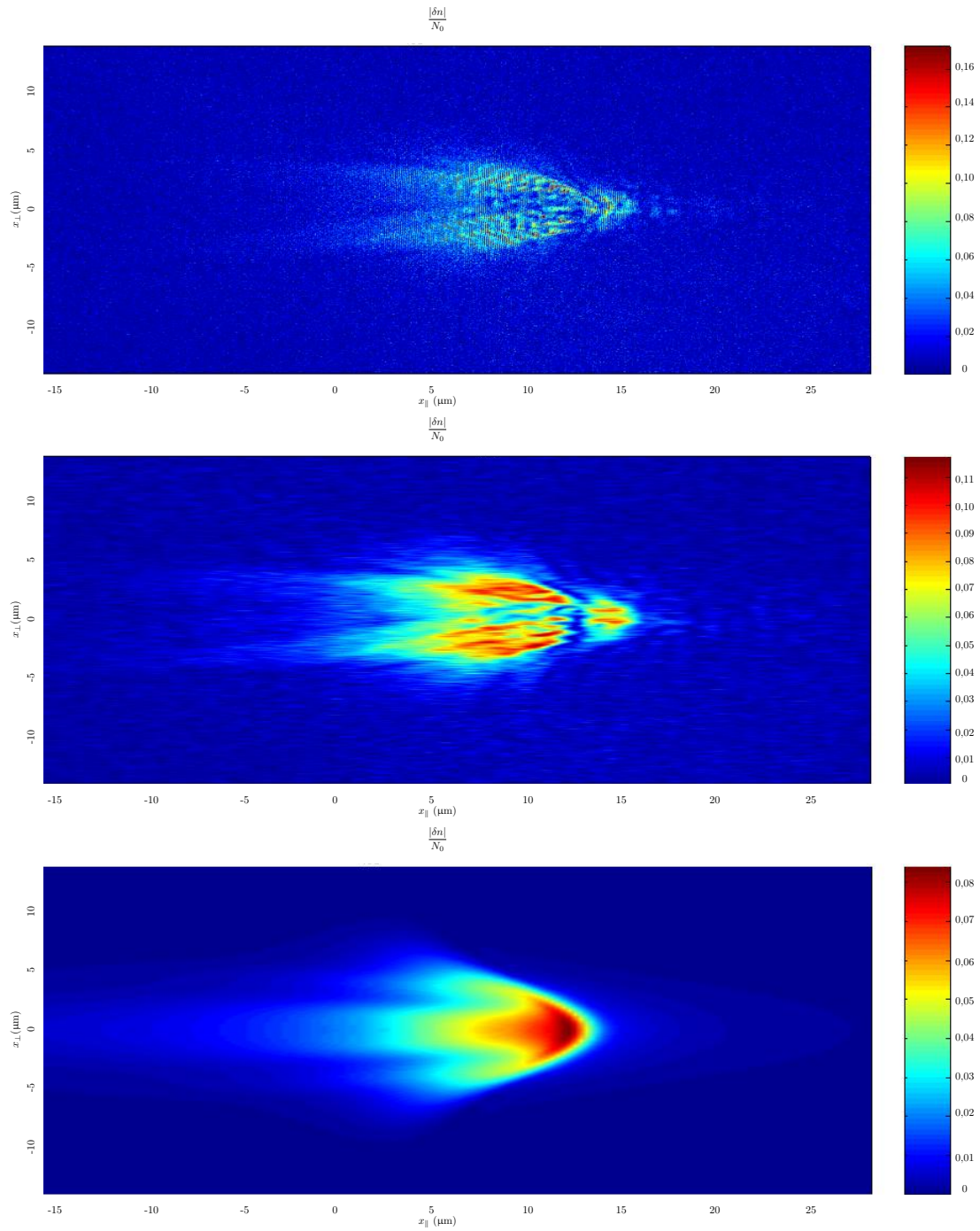


FIGURE 5.9 – Champ $\left| \frac{\delta n_e}{N_0} \right|$ à $4800\omega_0 t = 0,8$ ps, pour le cas $L_{\nabla} = 75,75$ μm . Haut : données brutes obtenues avec EMI2D. Les données sont assez bruitées et difficilement comparables aux résultats donnés par SIERA. En effet, toute la richesse (et donc la complexité) de l'onde plasma est présente. Milieu : extraction de l'enveloppe de l'onde plasma relative au mode Raman, effectuée à l'aide de la transformée de Hilbert [74]. Bas : données calculées par SIERA.

5.2 Mise en œuvre sur un cas particulier

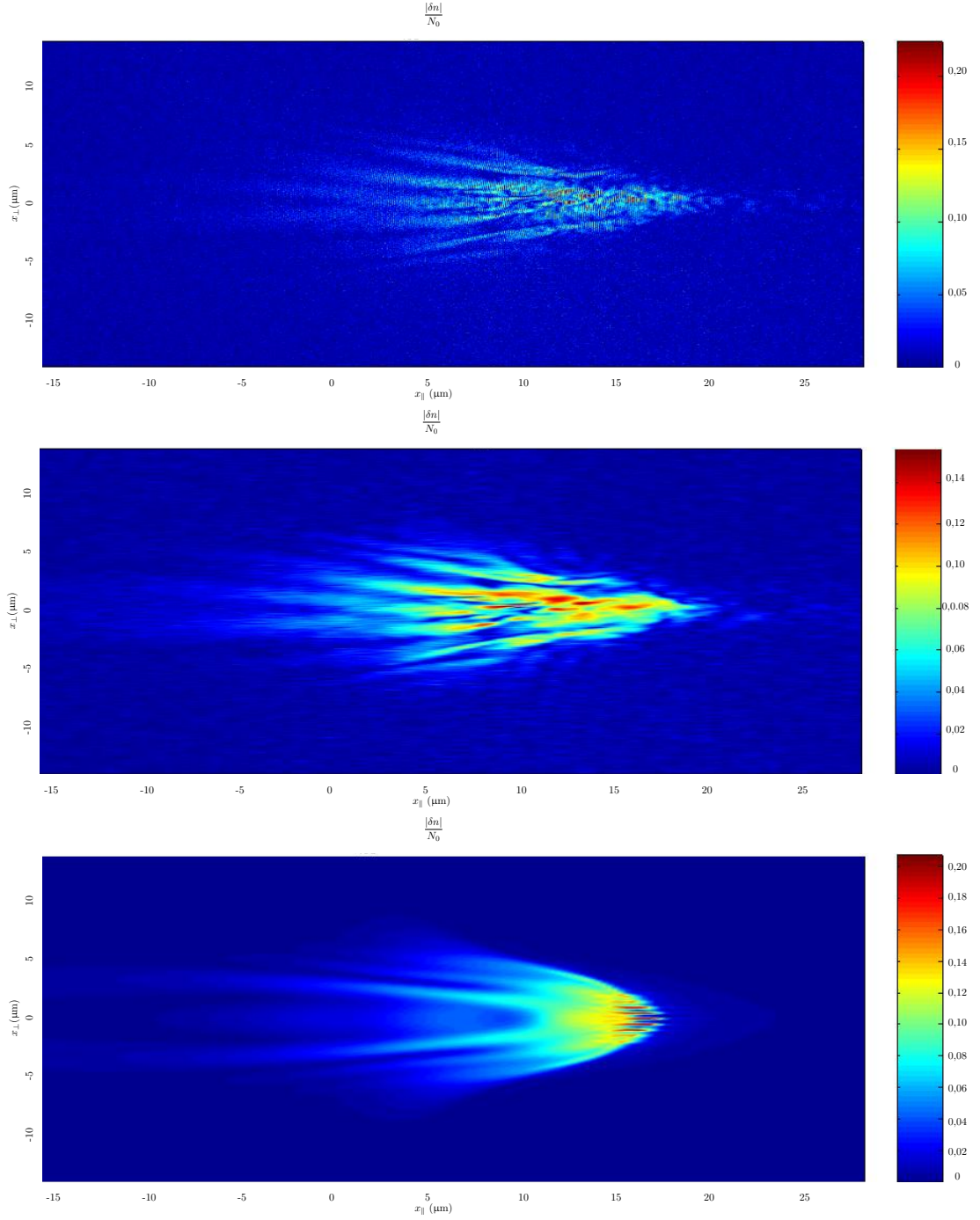


FIGURE 5.10 – Champ calculé par EM2D de $\left| \frac{\delta n_e}{N_0} \right|$ à $6400\omega_0 t = 1,17$ ps, pour le cas $L_{\nabla} = 75,75 \mu\text{m}$. Haut : données PIC. Milieu : enveloppe extraite. Bas : SIERA. L'extension spatiale du signal est assez bien reproduite, ainsi que l'arrière du signal, notamment avec le même nombre de filaments : 7. L'avant est un peu moins bien traité, notamment la forme du front moins pointue. Les filaments commencent à se casser pour former des îlots.

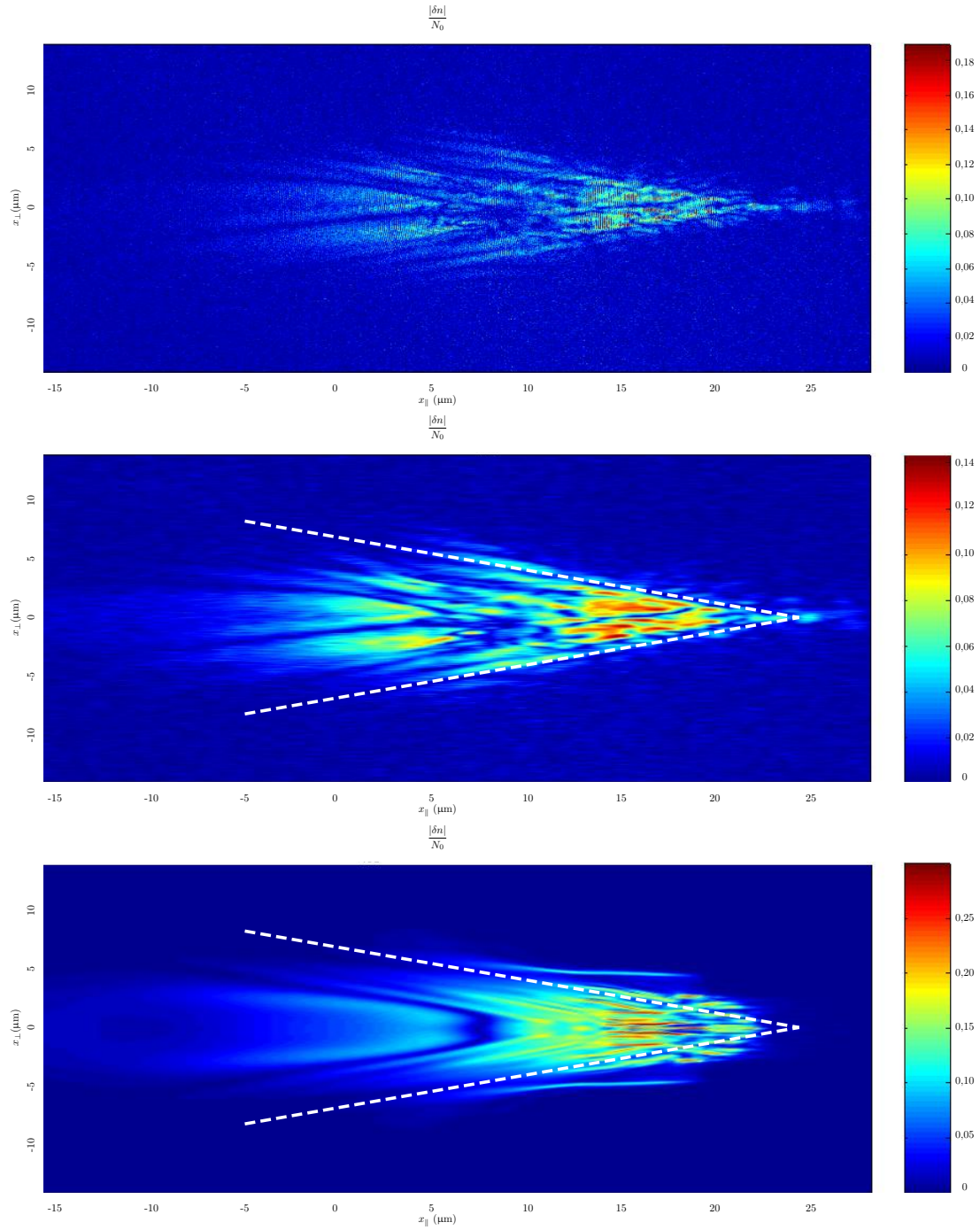


FIGURE 5.11 – Champ calculé par EMI2D de $\left| \frac{\delta n_e}{N_0} \right|$ à $8600\omega_0 t = 1,60$ ps, pour le cas $L_\nabla = 75,75 \mu\text{m}$. Haut : données PIC. Milieu : enveloppe extraite. Bas : SIERA. L'extension et la structure globale sont assez bien reproduites, notamment l'angle formé par les filaments (14° , ce qui reste compatible avec l'approximation paraxiale). La tête de l'onde est particulièrement active avec la présence de nombreux îlots et, dans une moindre mesure, la zone proche de la résonance. En revanche la zone située entre 5 et 10 μm est assez peu active.

Le fait que l'amortissement Landau soit plus local permet de confiner davantage l'onde Langmuir (Cf. 5.13). La pointe est mieux reproduite et il n'y a plus de propagation longitudinale de filaments issus des ailes. En revanche l'angle des filaments formant la pointe est un peu moins bien reproduit. À ce stade, une étude systématique est nécessaire pour calibrer le modèle et obtenir de meilleurs résultats. Deux points méritent une étude plus particulière : la prise en compte de l'amortissement Landau en évitant l'utilisation de fonctions dont la variation est trop brusque, et le nombre de groupes intervenant dans la décomposition de la vitesse transverse, qui peut également jouer un rôle important sur le caractère « lisse » de l'amortissement Landau.

5.2.6 Le spectre transverse

Nous étudions à présent le spectre transverse ($k_{L\perp}$) pour les deux types de simulation. Ce spectre donne des indications sur la présence, la taille et le nombre des structures transverses et des filaments. La comparaison des spectres transverses est donc particulièrement pertinente pour discriminer des valeurs de η . En effet, ce paramètre joue sur le décalage non linéaire de fréquence $\delta\omega^{\text{NL}}$ qui joue lui-même sur la courbure du front de phase et en conséquence sur la filamentation de l'onde (dynamique et taille des filaments). Plus la valeur de η est élevée, plus l'onde se filamente rapidement et plus fins sont les filaments. Nous illustrons notre propos avec une discussion relative au temps $t = 8600\omega_0^{-1} = 1,6$ ps.

Sur la figure 5.14, nous présentons les spectres transverses pris un peu après le point de résonance ($x_{\parallel} = 8 \mu\text{m}$) là où des filaments très nets sont présents, relatifs aux simulations PIC et fluides pour trois valeurs de η : 0,06, 0,08 et 0,10. Nous nous attachons, pour la comparaison, à deux caractéristiques essentiellement :

- présence des bonnes fréquences spatiales avec les bonnes amplitudes (repérées par les flèches rouge et verte) ;
- largeur du spectre.

L'analyse de la figure 5.14 permet par exemple d'éliminer la valeur $\eta = 0,10$: le spectre est à la fois trop large, et les fréquences repérées par les flèches rouge et verte ne sont pas présentes. Sur le cas $\eta = 0,06$, le spectre est plus confiné autour de $|k_{L\perp}\lambda_D| = 0,1$, mais les fréquences repérées par les deux flèches ne sont pas très bien reproduites. Le spectre relatif au cas $\eta = 0,08$ semble être celui qui permet de reproduire au mieux le spectre issu du code PIC, à la fois en fréquence, en amplitude et en largeur.

L'étude en un point particulier n'est pas nécessairement représentative. Nous présentons donc, sur la figure 5.15, une approche plus globale. Sur cette figure, nous représentons les spectres transverses, en abscisses, pour tous les points situés autour de la résonance ($x_{\parallel} \in [-15,15]\mu\text{m}$), en ordonnées. La comparaison des allures globales, associées aux différents cas, permet de sélectionner plus clairement la valeur $\eta = 0,08$ comme étant celle qui permet de reproduire au mieux le spectre transverse.

Comme nous venons de l'évoquer, nous voyons clairement sur la figure 5.15 que plus la valeur de η est élevée, plus le spectre est large, ce qui traduit la présence de structures transverses plus fines. Le paramètre η a donc bien une influence sur la taille des filaments et des structures

CHAPITRE 5. COMPARAISON ET CALIBRATION DU MODÈLE AVEC DES SIMULATIONS PIC

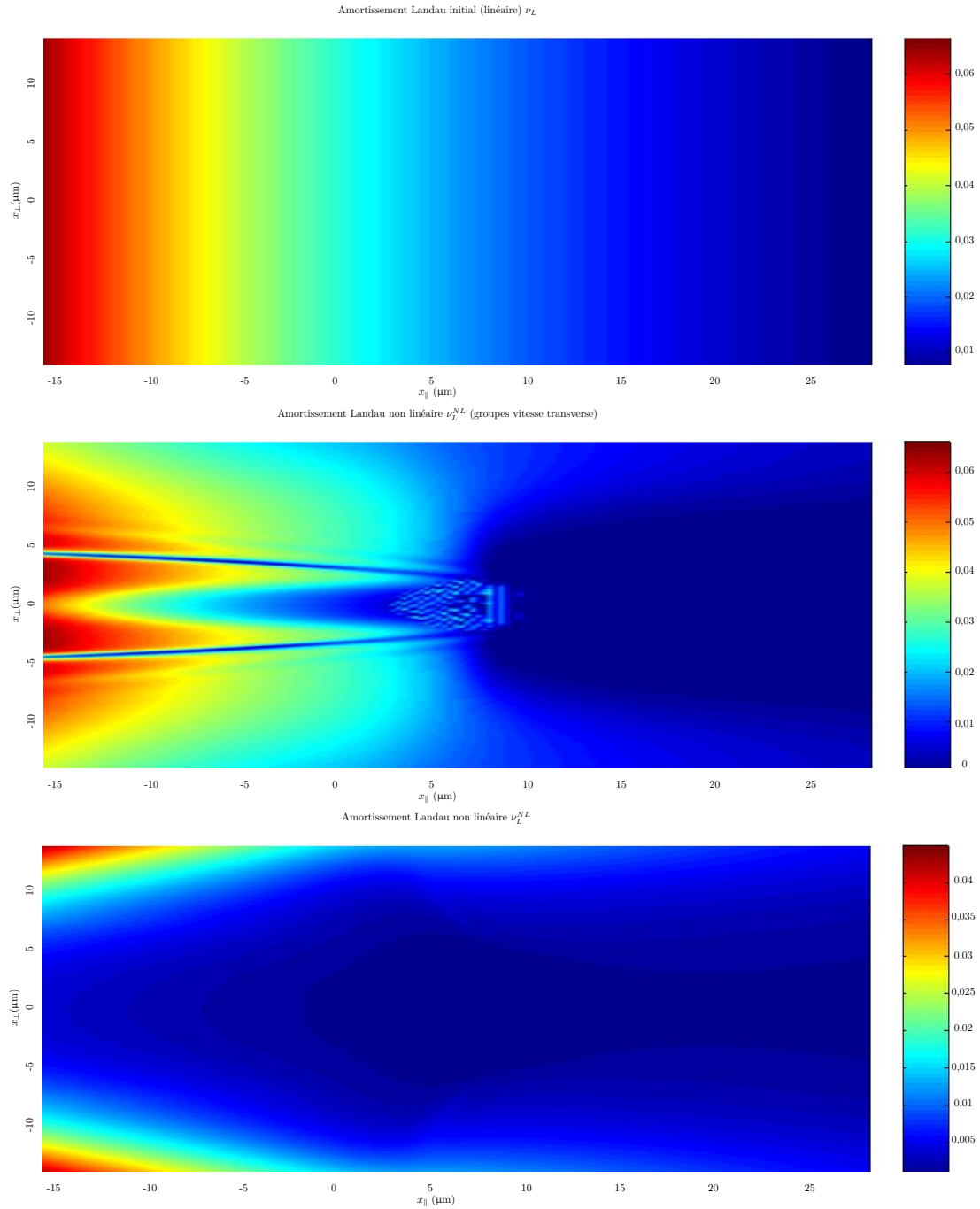


FIGURE 5.12 – Comparaison des modèles d’amortissement Landau. Haut : amortissement Landau linéaire et initial. Milieu : amortissement Landau avec prise en compte d’une décomposition en 5 groupes de vitesse transverse (équations (ALGV) et (DGV)). Notons la présence de stries au centre du domaine, dues à la coupure brusque entraînée par la fonction de type Heaviside. Bas : amortissement Landau utilisé dans les équations du modèle (SC). Il est beaucoup plus lisse, mais n’autorise pas de relaxation. Il est aussi beaucoup moins local.

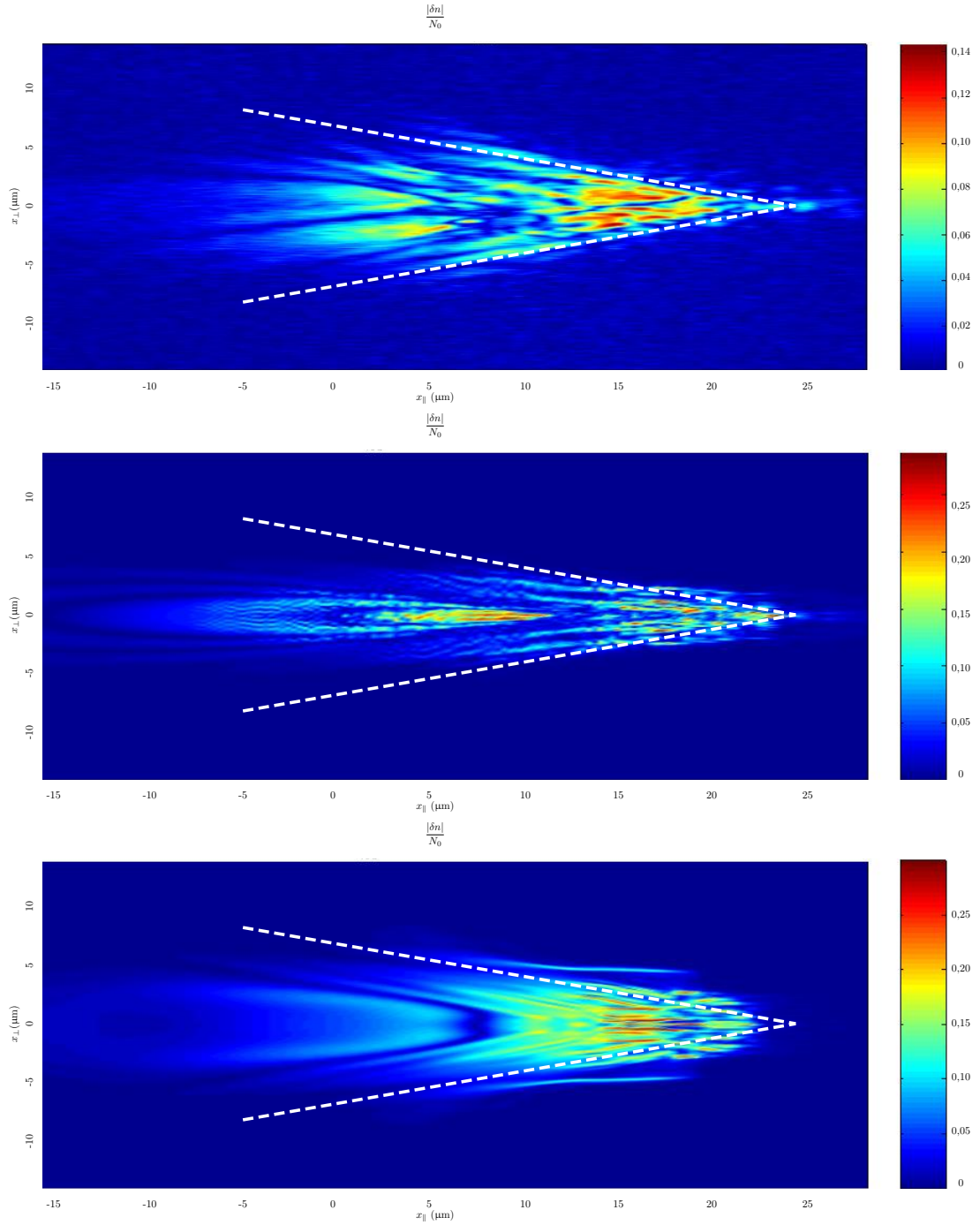


FIGURE 5.13 – Nous comparons ici à $8600\omega_0 t = 1,6$ ps, la forme spatiale de l’onde plasma avec et sans prise en compte d’une décomposition en groupes de vitesse transverse. Haut : simulation PIC de référence. Milieu : modèle avec prise en compte d’effets transverses (équations (ALGV) et (DGV)). Nous retrouvons les stries déjà présentes sur l’amortissement (figure 5.12), mais l’onde est davantage confinée, notamment au niveau de la tête, en comparaison de la simulation mettant en œuvre (SC) (Bas).

CHAPITRE 5. COMPARAISON ET CALIBRATION DU MODÈLE AVEC DES SIMULATIONS PIC

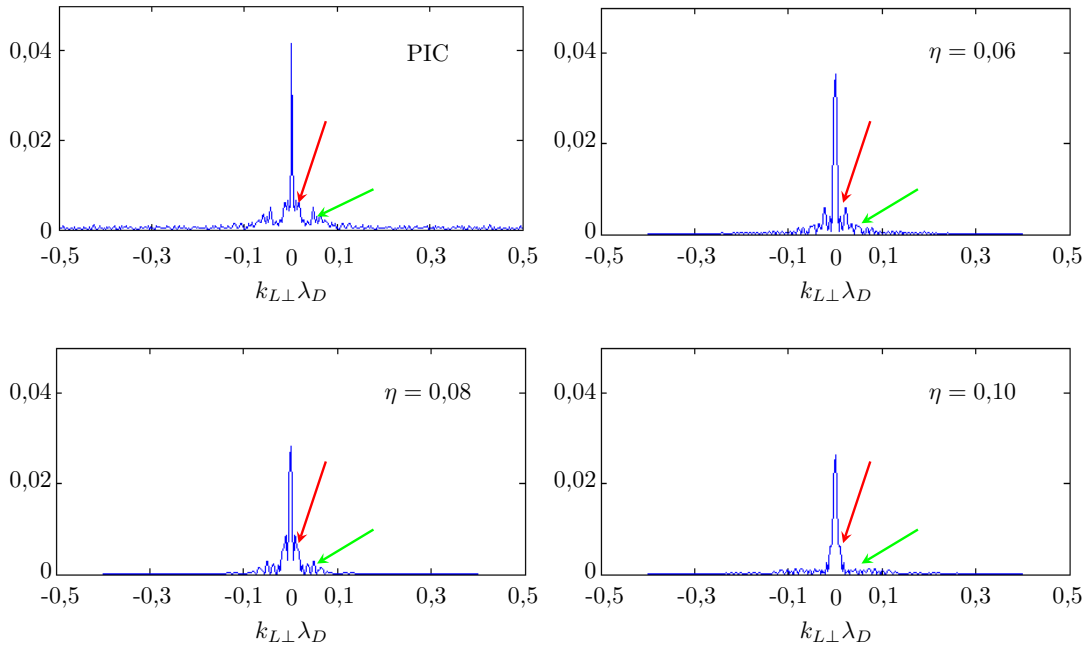


FIGURE 5.14 – Comparaison de spectres transverses. Les figures sont toutes à la même échelle et les flèches ont les mêmes coordonnées, ce qui permet de repérer les différentes structures présentes sur quatre spectres présentés. Le cas $\eta = 0,10$ présente un spectre trop large par rapport à la référence PIC, et ne présente pas les fréquences repérées à l'aide des flèche. Le cas $\eta = 0,06$ est correct vis-à-vis de la référence PIC, mais le cas $\eta = 0,08$ est celui qui se compare le mieux, vis-à-vis des fréquences, amplitudes et largeur, au spectre issu de la simulation PIC.

transverses.

Finalement, nous vérifions que le spectre associé au cas $\eta = 0,08$, dans le plan $(k_{L\parallel}, k_{L\perp}\lambda_D)$, est compatible avec celui de la simulation PIC (figure 5.16). Sur le spectre associé au code fluide, le mode longitudinal dominant est situé en $k = 0$ puisqu'il s'agit de l'enveloppe de l'onde, tandis que sur la représentation associée au code PIC, le mode longitudinal principal est situé en $k = k_L$, qui correspond évidemment au mode Raman. Alors que le spectre PIC indique que certains modes ressortent plus particulièrement, le spectre fluide présente une certaine continuité dans l'évolution des modes transverses, ce qui n'est pas étonnant. En effet, comme nous le voyons clairement sur la figure 5.13 [bas] associée au code fluide, les filaments ne sont pas aussi bien séparés que sur la figure associée au code PIC 5.13 [haut]. La prise en compte de groupes de vitesse transverse permet de mieux capter la séparation des filaments 5.13 [milieu], ce qui rendrait très certainement meilleure la reproduction des modes particuliers que le code PIC met en évidence. Cela étant, la forme globale du spectre est assez bien reproduite, notamment sur les modes transverses les plus fins. Les différents modes longitudinaux présents dans la simulation PIC ne sont pas reproduits par la simulation fluide, puisque les équations d'enveloppe ne permettent que la résolution d'une bande passante centrée en $k = 0$.

D'une manière générale, comme nous le voyons sur les figures 5.14, 5.15 et 5.16, les valeurs

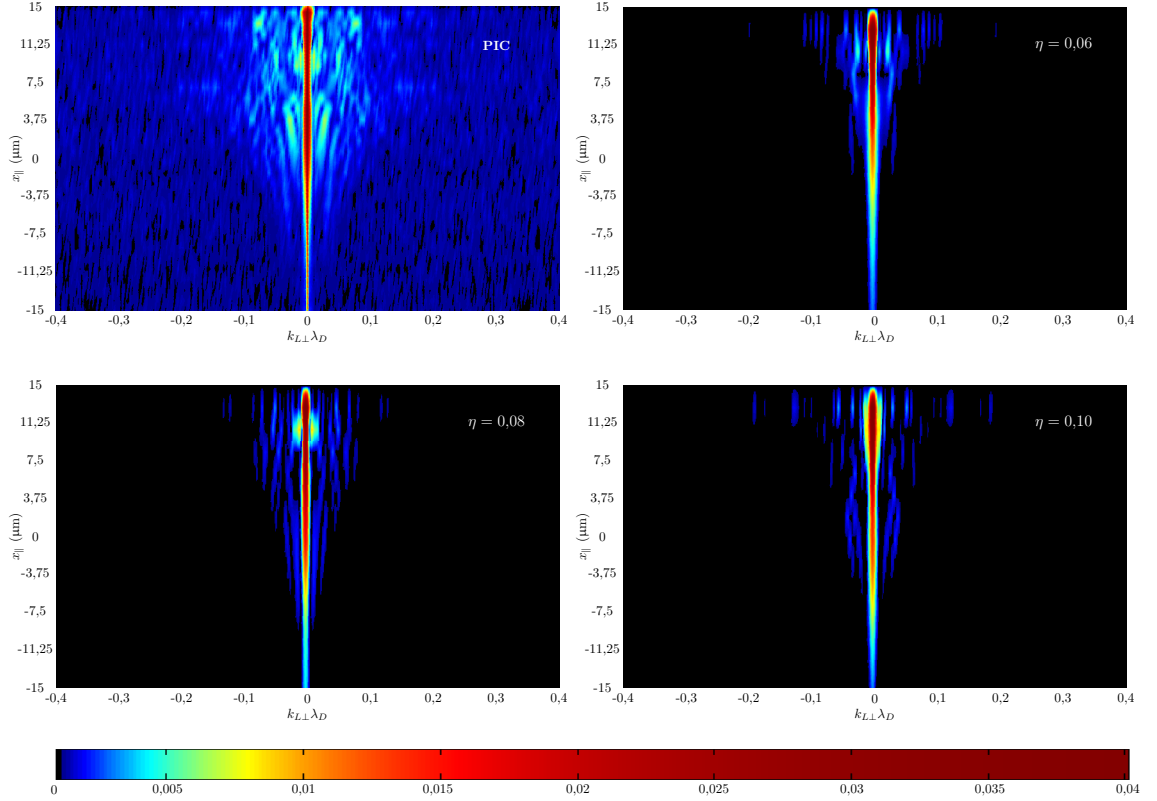


FIGURE 5.15 – Comparaison de spectres transverses autour du point de résonance. Nous représentons les spectres transverses (abscisses) pour l’ensemble des points situés jusqu’à $15 \mu\text{m}$ de part et d’autre de la résonance (ordonnées). Nous voyons très clairement sur cette figure, qui complète la figure 5.14, que l’allure globale du cas $\eta = 0,08$ est la plus proche de celle relative à la simulation PIC.

extrêmes des modes transverses se situent autour de $k_{L\perp}\lambda_D \sim 0,1$, aussi bien pour le code PIC que pour le code fluide. Cela correspond à des structures de dimensions transverses de l’ordre de $0,6 \mu\text{m}$. Soulignons que le maillage transverse permet bien de capter ce genre de structures et qu’il n’est pas limitant : le maillage transverse utilisé pour les simulations SIERA est de l’ordre de $\frac{\lambda_0}{2} = 0,15 \mu\text{m}$, autorisant la captation correcte des structures de dimensions transverses de l’ordre de $0,3 \mu\text{m}$. Il n’y a donc aucun problème à ce niveau. Le maillage transverse utilisé par EMI2D est encore plus fin.

5.2.7 Retour sur les fonctions de distribution

Nous avons vu que la déformation de la fonction de distribution électronique est à l’origine d’une évolution non linéaire de l’amortissement Landau et de l’apparition d’un décalage non linéaire de fréquence. Or dans des modèles de type fluide, la fonction de distribution n’est jamais résolue. La démarche que nous avons mise en œuvre consiste à paramétriser la fonction de distribution, pour en extraire une quantité δ dont nous avons explicité une équation d’évolution. Ce paramètre δ est une des grandeurs qui permet de représenter la fraction des particules

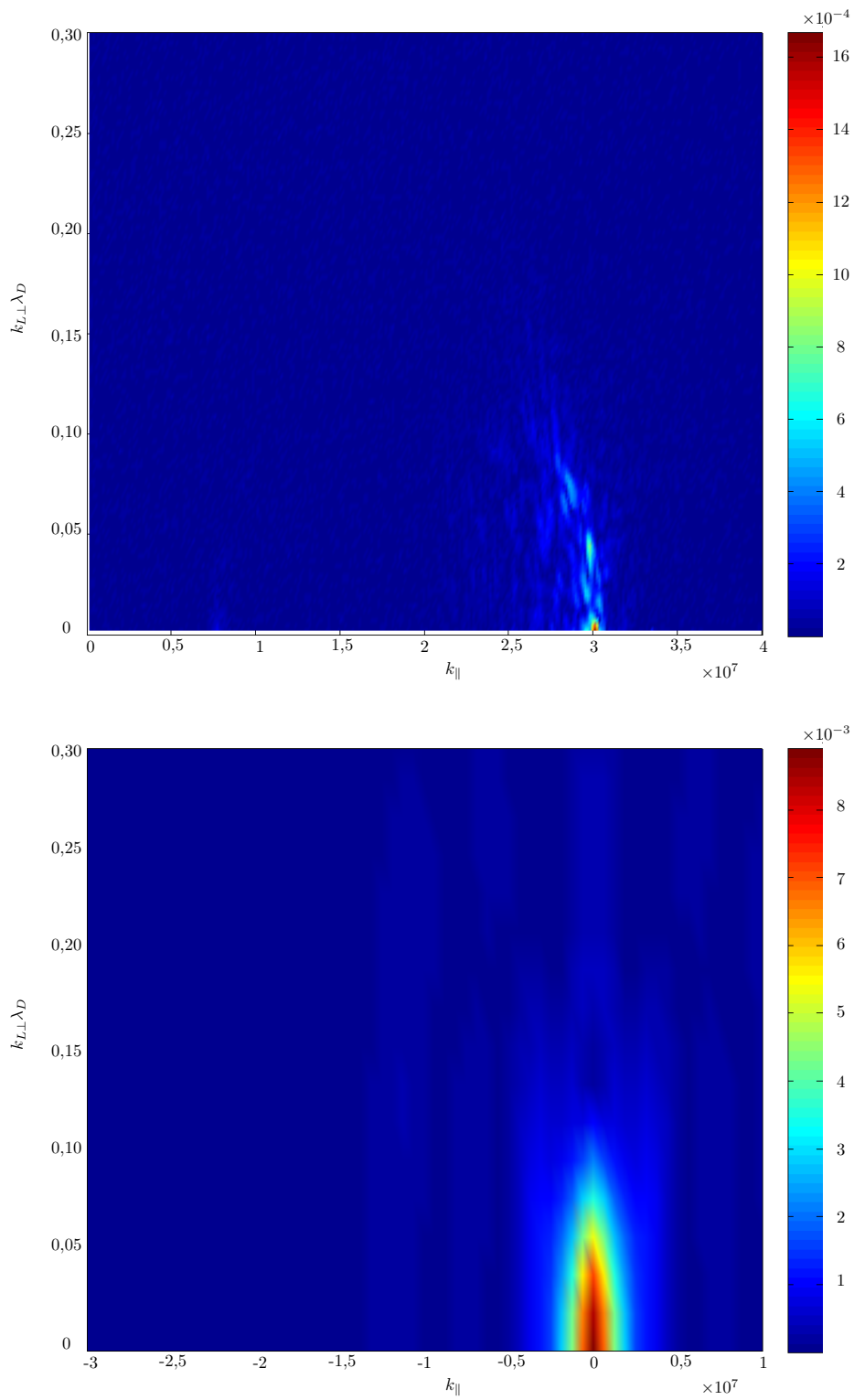


FIGURE 5.16 – Spectre dans le plan $(k_L, k_{L\perp}\lambda_D)$

piégées, et donc d'estimer la valeur du décalage non linéaire de fréquence induit. Bien que le modèle physique comporte des paramètres libres calibrés à partir de simulations PIC (la valeur de η par exemple), il peut être intéressant de reconstruire une fonction de distribution à partir des données calculées par le code et de la paramétrisation (PFD) de la fonction de distribution initiale pour la comparer à des fonctions de distribution issues des simulations PIC. Évidemment, cela n'a aucune conséquence sur le modèle physique puisque la fonction de distribution n'est jamais calculée, et qu'aucune grandeur physique n'est issue d'un calcul direct sur la fonction de distribution. Nous présentons en figure 5.17, pour illustration, la reconstruction³ d'une telle fonction de distribution en un point du plasma que nous comparons avec une fonction de distribution issue de la simulation PIC du même cas.

La comparaison précédente, faite en un point et à un temps donné, n'est pas nécessairement représentative. Nous présentons donc en figure 5.18 les comparaisons à différents instants, en un autre point du plasma, des reconstructions de fonctions de distribution avec la fonction de distribution PIC associée. Comme pour tout modèle perturbatif, le meilleur accord est attendu aux temps précoces. Néanmoins, comme nous le voyons sur ces figures, les reconstructions sont dans l'ensemble très correctes, permettent d'obtenir des ordres de grandeur pertinents et justifient a posteriori la pertinence de la modélisation.

5.3 Universalité du paramètre η et limites du modèle

Dans ce travail, il faut distinguer la non-linéarité de l'onde plasma (associée au régime de la diffusion Raman, essentiellement contrôlé par le paramètre $k_L \lambda_D$) des conditions de développement de l'instabilité qui dépendent fortement du profil de densité électronique. Nous distinguons ainsi, pour le régime non linéaire cinétique de la diffusion Raman, deux grandes configurations : les profils linéaires de densité et les profils homogènes.

Ces deux familles de configurations ont des mécanismes physiques complètement différents. En effet, en l'absence d'effets non-linéaires cinétiques, le cas homogène est propice au développement d'instabilités absolues (donc violentes) durant lequel l'onde pompe est complètement déplétée (Cf. figure 4.4). L'appauvrissement de la pompe est alors le mécanisme saturant l'instabilité Raman. Au contraire, dans un plasma inhomogène dont le profil de densité est linéaire, l'instabilité, de type convective, est limitée à une certaine région de l'espace et son comportement est régi par la théorie de Rosenbluth. Lorsque nous considérons les effets non linéaires cinétiques, le phénomène d'auto-résonance, lorsqu'il peut se développer, étend la zone d'instabilité, entraînant ainsi une augmentation de la réflectivité au-delà de celle prévue par Rosenbluth. Il y a, dans ce cas, une compétition entre le gain de Rosenbluth et les effets dus au piégeage électronique. Puisque les effets non linéaires cinétiques engendrent un décalage de fréquence, ils constituent, dans les plasmas homogènes, un autre mécanisme de saturation en désaccordant le système.

Dans la suite, nous considérons les cas « violents » et les cas « doux ». Les cas violents sont ceux dont la configuration entraînent la déplétion de la pompe (les cas homogènes ou à gain de Rosenbluth élevé) ; les cas doux sont ceux dont il est possible de considérer la pompe non affectée par le couplage (inhomogènes avec un gain de Rosenbluth faible). Le modèle étant issu d'une approche perturbative, plus la réponse du système est violente et non linéaire, moins il

3. Pour la reconstruction, un facteur $\frac{1}{3}$ dont l'origine n'est pas encore comprise est appliqué sur le terme d'ordre 1 de la paramétrisation (PFD) de $f(v)$.

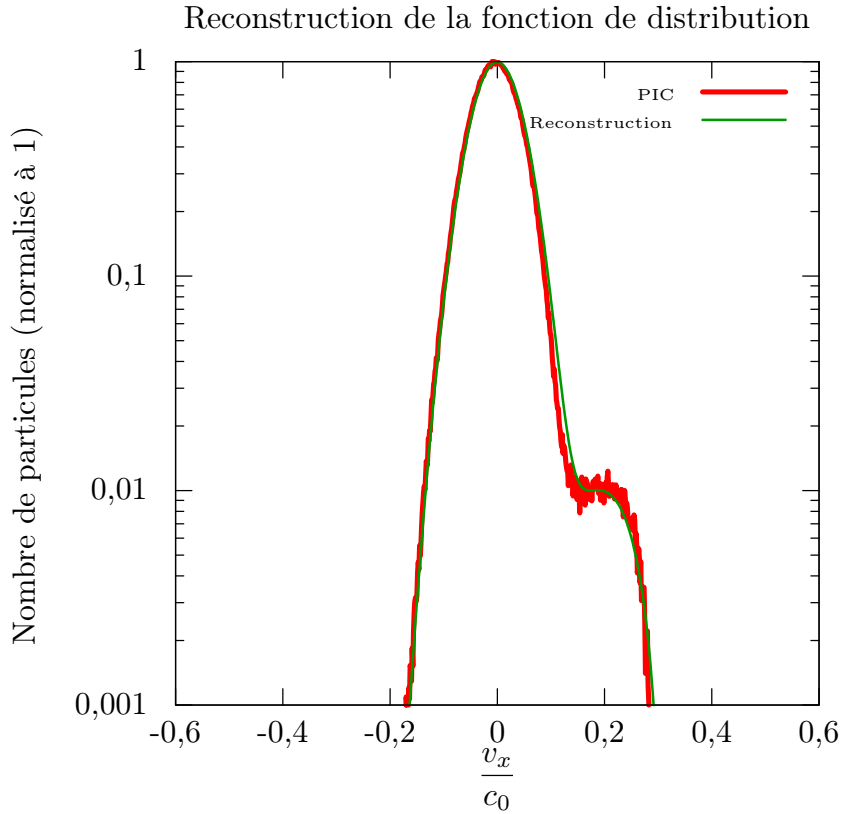


FIGURE 5.17 – La fonction de distribution PIC est celle déjà présentée en figure 5.3. La reconstruction n’est pas utile au modèle, mais sa bonne fidélité, permet d’avoir les ordres de grandeurs relatifs au piégeage avec une bonne confiance. De plus cela montre également la bonne cohérence de l’approche présentée dans ce travail de thèse.

sera pertinent.

5.3.1 Rôle de η

Dans le modèle type fluide, η intervient dans la phase via le terme $\delta\omega^{NL} = i\frac{\eta}{v_\varphi}\delta \propto \eta f(E_L)$, où f est une fonction croissante. Ainsi, son rôle est sensiblement différent en fonction de la situation étudiée : homogène ou inhomogène. En effet, dans le cas homogène, le système normalement *absolument instable* tend à se stabiliser avec le piégeage électronique, puisque le déphasage induit le désaccorde, empêchant l’instabilité de trop se développer. Au contraire, dans le cas d’un profil de densité linéaire et croissant, le système est normalement *stable* puisqu’il n’est accordé qu’autour d’une zone relativement restreinte. La prise en compte des effets non linéaires cinétiques permet de modifier le terme de phase de sorte que la zone d’accord s’élargit, augmentant ainsi le couplage Raman.

5.3 Universalité du paramètre η et limites du modèle

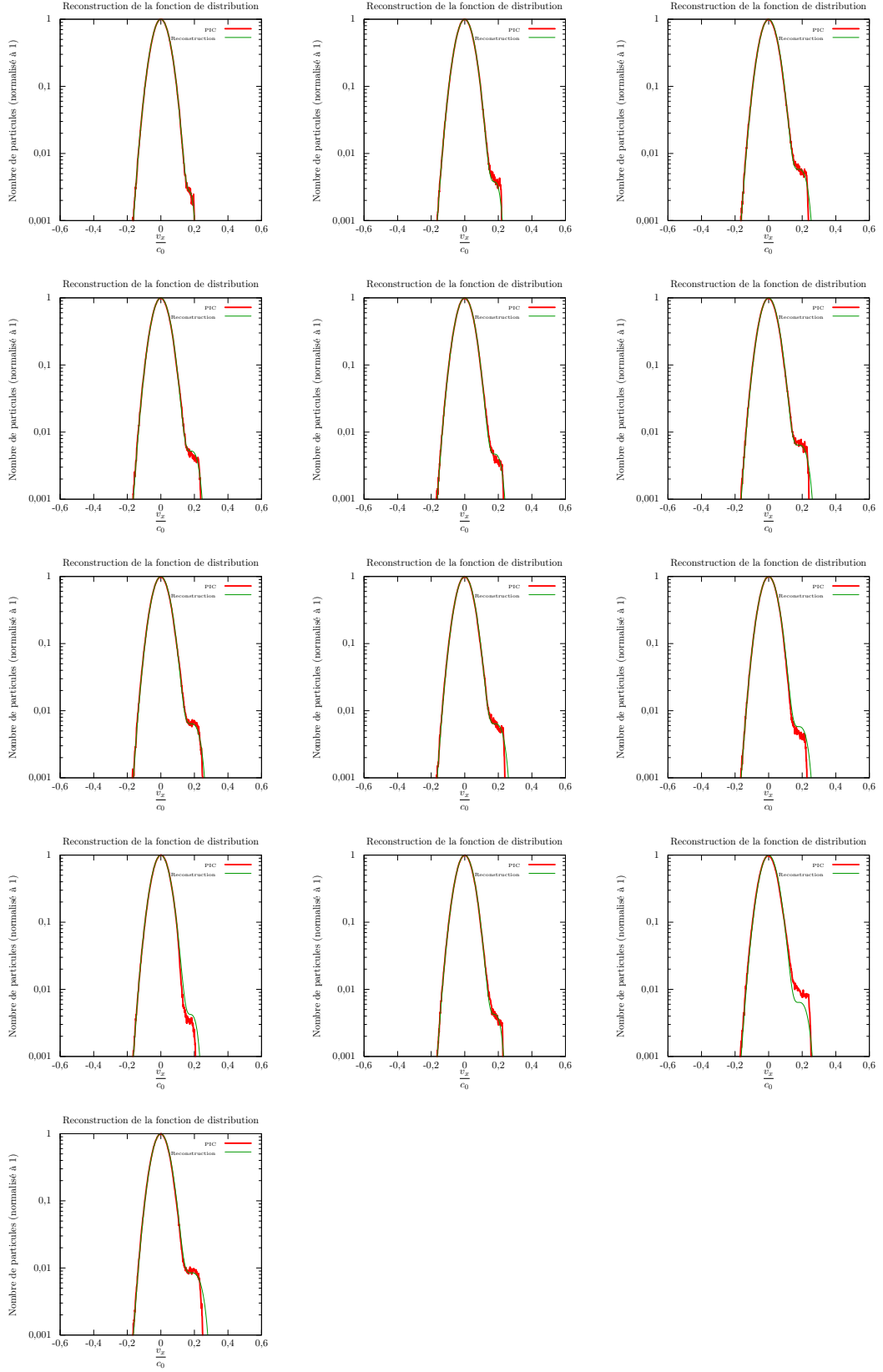


FIGURE 5.18 – Reconstruction de la fonction de distribution et comparaison avec le code PIC à différents temps : (de gauche à droite et de haut en bas) 1 600, 2 000, 2 400, 2 800, 3 200, 3 600, 4 000, 4 400, 4 800, 5 200, 5 600, 6 000 et 6 400 ω_0^{-1} .

5.3.2 Pertinence du modèle : universalité de η

La modélisation précédente, et plus généralement tous les modèles de ce type, sont d'autant plus prometteurs que réside, dans le paramètre η , une certaine universalité, c'est-à-dire que la valeur déterminée précédemment et utilisée pour la simulation d'une autre configuration soit encore pertinente et adaptée. Ce type de modèles a initialement été développé par Morales et O'Neil [19] et Dewar [20], considérant des plasmas homogènes 1D et supposant le piégeage établi de manière immédiate et permanente. Dans notre étude, les plasmas sont inhomogènes 2D(/3D), nous avons pris en compte la dynamique du système, et, sur les temps que nous avons considérés, les électrons diffusent dans l'espace des phases après avoir été préalablement piégés dans les puits de potentiel de l'onde plasma. Par ailleurs, la largeur de bande (ou de résonance) $\Delta\Phi$ qui délimite le domaine d'instabilité étant essentiellement fixée par la géométrie et l'intensité de la pompe, nous nous attendons, en première approche, à ce que la valeur de η soit plus petite pour les cas plus homogènes que pour les gradients de densité élevés. En effet, plus le système tend vers le cas homogène, plus la croissance est rapide, et moins la valeur de η a besoin d'être importante pour atteindre un déphasage de l'ordre de $\Delta\Phi$. A contrario, plus le gradient de densité est raide, moins la croissance est rapide (et donc plus petites sont les valeurs du champ E_L) et plus la valeur de η a besoin d'être importante pour atteindre $\Delta\Phi$.

De même, la largeur de bande étant une fonction croissante de l'intensité de la pompe, nous nous attendons à ce que, pour une géométrie donnée, la valeur de η croisse avec l'intensité de la pompe pour atteindre un déphasage de l'ordre de $\Delta\Phi$. Pour ces raisons, la valeur du paramètre η n'a *a priori* aucune raison d'être constante, ni dans le temps, ni dans l'espace, ni d'une configuration à l'autre.

Néanmoins, la modélisation proposée prend sens si la valeur du paramètre η ne change pas du tout au tout, en fonction des configurations étudiées. C'est pourquoi il est nécessaire de vérifier que la valeur de ce paramètre ne change que légèrement, et dans un sens que l'on peut justifier, en fonction des configurations. Il est également nécessaire de vérifier que pour une configuration donnée, une légère variation de ce paramètre ne change pas le comportement général du système, ni les ordres de grandeur des observables. Ce dernier point a déjà été illustré dans l'étude détaillée précédemment.

Ce type de modèle n'a cependant pas vocation à reproduire parfaitement les résultats calculés par le code PIC. Nous espérons toutefois capter les tendances générales ainsi que les ordres de grandeur des phénomènes physiques qui se produisent. Notons de plus que la nécessité d'utiliser un germe assez intense ne joue pas en notre faveur puisque cela revient à introduire un signal Raman rétro-diffusé déjà très élevé, alors que le modèle est issu d'une démarche perturbative. En cela, nous nous rapprochons plus de configurations relatives à l'amplification par effet Raman [76–80].

5.3.3 Variations autour d'un cas en plasma inhomogène

Le but de cette partie est de montrer que la modélisation adoptée est pertinente, au sens que nous avons développé ci-dessus, et que le paramètre η est par conséquent suffisamment robuste malgré les réserves que nous avons émises. Nous allons, pour cela, faire varier les configurations autour de celle que nous avons utilisée pour détailler notre démarche.

5.3 Universalité du paramètre η et limites du modèle

La variation des configurations peut être faite par différents leviers : nous pouvons modifier la pente du profil à intensité constante, ou bien faire varier l'intensité à profil constant. Il est également possible de changer la géométrie du système et plus particulièrement celle du faisceau pompe en agissant sur son ouverture numérique.

Comme nous l'avons introduit plus avant, nous distinguons les configurations violentes, dans lesquelles le faisceau pompe est appauvri, et les configurations douces dans lesquelles nous pouvons le considérer constant.

Nous présentons dans le tableau 5.2 les variations effectuées autour du cas que nous avons détaillé ci-dessus, ainsi que la meilleure valeur du paramètre η pour chacun d'eux.

Cas	Variations	G_R	Meilleure valeur de η	Remarques
a	$L_{\nabla} = 100 \text{ } \mu\text{m} = 1\,744,76k_0^{-1}$	1,26	$\eta = 0,07$	
b	$L_{\nabla} = 75,75 \text{ } \mu\text{m} = 1\,322k_0^{-1}$	0,95	$\eta = 0,08$	Cas détaillé dans ce chapitre
c	$L_{\nabla} = 100 \text{ } \mu\text{m} = 1\,744,76k_0^{-1}$ et $f_{\#} = 30$	1,26	$\eta = 0,07$	
d	$L_{\nabla} = 100 \text{ } \mu\text{m} = 1\,744,76k_0^{-1}$ et $f_{\#} = 5$	1,26	$\eta = 0,08$	
e	$L_{\nabla} = -100 \text{ } \mu\text{m} = -1\,744,76k_0^{-1}$ et $f_{\#} = 5$	1,26	Indifférent	Très peu dépendant de η
f	$I_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$	5,04	$\eta = 0,10$	Forte déplétion de l'onde pompe. Dynamique moins bien reproduite

TABLEAU 5.2 – Variations autour de la configuration détaillée dans le chapitre, et meilleure valeur du paramètre η . La dispersion des valeurs du paramètre η est relativement faible, et va dans le sens de certaines considérations phénoménologiques. La valeur extrême est relative au cas le plus violent, où d'autres effets non linéaires, comme la déplétion de la pompe, interviennent.

En accord avec l'analyse phénoménologique décrite précédemment, nous relevons une légère variation de la valeur de η avec la raideur du profil, et avec l'intensité de la pompe. Cependant, ces valeurs restent confinées dans l'intervalle $[0,7; 0,10]$, la valeur extrême étant liée à la configuration plus « violente » dans laquelle l'appauvrissement de l'onde pompe intervient.

Attardons-nous sur les deux cas suivants :

1. Le cas en gradient négatif (Tableau 5.2, e) n'apporte pas d'information particulière sur la calibration du modèle. En effet, et en accord avec la théorie, l'effet physique que nous modélisons n'a pas de conséquence dans cette configuration (Cf. Figure 5.19) puisque les décalages fréquentiels associés au profil de densité et au pégeage des électrons, étant tous deux négatifs, ne peuvent se compenser. En outre la réponse du système ne dépend pas de la valeur du paramètre η , le niveau de réflectivité étant essentiellement déterminé par

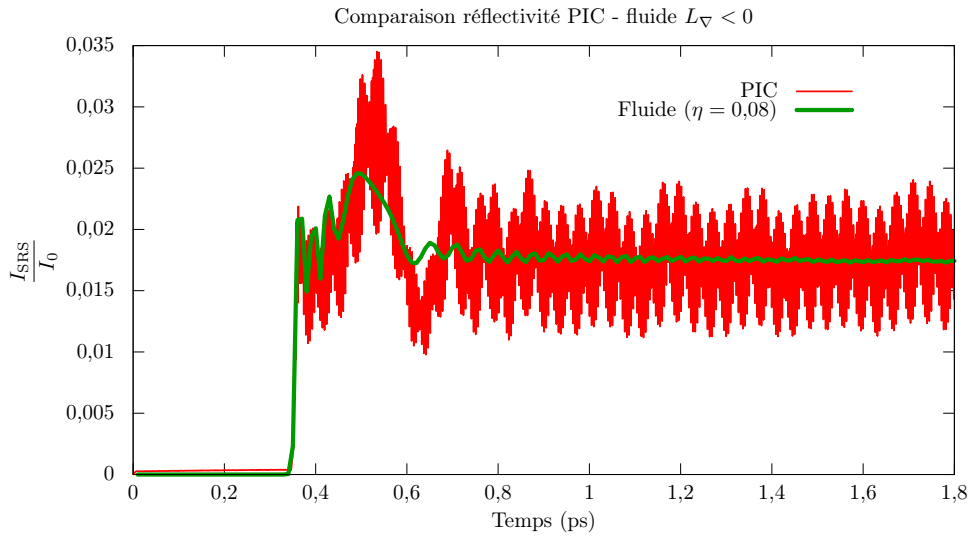


FIGURE 5.19 – Nous comparons ici les réfectivités calculées par le code PIC et par le code fluide. Comme nous l’avons indiqué au paragraphe 4.2.4, le système, en gradient négatif de densité (Tableau 5.2, e), ne peut pas être déstabilisé par les effets cinétiques. En conséquence, la réfectivité est déterminée par la géométrie qui fixe le gain de Rosenbluth. Cette situation est très bien captée, à la fois par le code fluide, et par le code de référence PIC.

le gain Rosenbluth.

2. Le cas inhomogène à haut flux (Tableau 5.2, f), associé à un gain de Rosenbluth très fort, nous intéresse plus particulièrement puisqu’il permet de tester la robustesse du code et d’éprouver le modèle sur une autre configuration extrême, néanmoins maîtrisée par le gradient de densité. La figure 5.20 montre que, d’une manière générale, la dynamique du système est différente entre les deux codes. Cependant les niveaux de saturation sont relativement bien captés, et les structures générales ressortent. Le modèle, et le code dans lequel il est mis en œuvre sont donc robustes et permettent de décrire avec un accord correct les phénomènes physiques se produisant dans le régime non linéaire cinétique.

5.3.4 Étude d’un cas en plasma homogène

La stratégie que nous avons développée jusque-là repose essentiellement sur le fait que nous pouvons contrôler parfaitement le déclenchement des instabilités. En plasma homogène, cela n’est plus possible. En effet, l’instabilité Raman étant initialement absolue, les fluctuations associées au bruit du code PIC sont susceptibles de croître jusqu’à atteindre, après un certain temps, des niveaux non négligeables. Nous considérons un plasma homogène à $0,05n_c$ et l’ouverture du faisceau pompe est $f_{\#} = 5$. Tous les autres paramètres sont identiques.

Dans un premier temps, nous déclenchons l’instabilité uniquement par un germe. Le meilleur accord avec la simulation PIC est obtenu pour $\eta = 0,05$, ce qui reste compatible avec l’analyse phénoménologique présentée plus haut. Cependant, comme nous le voyons sur la figure 5.21 représentant la réfectivité Raman, le bon accord initial est vite perdu (après 0,9 ps). La croissance

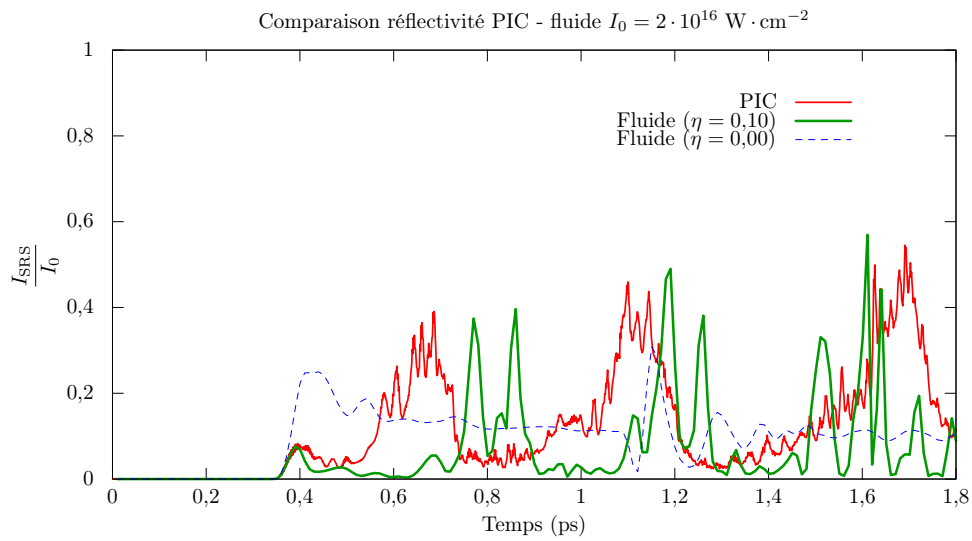


FIGURE 5.20 – Nous comparons la réflectivité associée à une pompe assez intense : $I_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (Tableau 5.2, f). En intensité, le gain Rosenbluth associé est de l'ordre de 10. Compte tenu de la configuration, la réflectivité associée sur l'axe devrait être de l'ordre de $2,32 \cdot 10^{17} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, soit $\frac{I_{\text{SRS}}}{I_0} = 1,2$. Nous sortons très largement du cadre de Rosenbluth puisqu'à ce niveau d'onde rétro diffusée, la déplétion totale de l'onde pompe empêche la réflectivité de type Rosenbluth de se développer complètement ($\eta = 0,00$). La modélisation des effets non linéaires cinétiques permet de très bien capturer la première saturation. Bien que la dynamique diffère quelque peu entre les deux types de codes nous retrouvons le même type de structures, et les niveaux de réflectivité sont relativement bien captés.

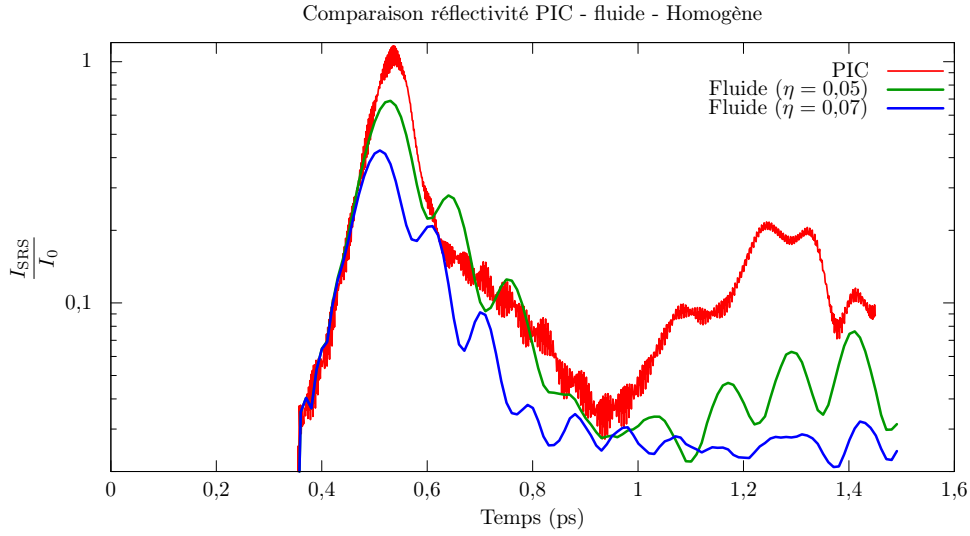


FIGURE 5.21 – En plasma homogène, l’instabilité absolue se développe naturellement. En échelle logarithmique, la phase de croissance est une droite dont la pente est égale au taux de croissance γ_0 . Les effets non linéaires cinétiques tendent à stabiliser le système : l’instabilité absolue est rapidement saturée et n’est plus entretenue, ce qui entraîne une chute de la réfectivité. Ces deux phases, jusqu’à 1 ps, sont bien captées par le modèle fluide. En revanche, il y a des écarts importants au-delà, et cela n’est guère étonnant. En effet, en plasma homogène, certains modes contenus dans le bruit inhérent au code PIC peuvent émerger et produire un signal Raman important.

de l’instabilité, initialement absolue et associée à une réfectivité de l’ordre de 100%, entraîne une déplétion totale de la pompe. Le décalage non linéaire de fréquence qui se développe avec la croissance des ondes plasma désaccorde le système, empêchant l’entretien de l’instabilité absolue, ce qui est associé à une chute importante du signal Raman rétro-diffusé. Cette phase-là est bien captée par le modèle fluide. La phase suivante est moins bien décrite puisque le code PIC prévoit une réfectivité supérieure d’un facteur 10 à celle calculée par le code fluide. Cela vient probablement de l’émergence de modes, initialement contenus dans le bruit naturel du code PIC.

Dans un second temps, et afin de mettre en évidence la hausse de réfectivité associée à l’émergence d’autres modes, nous ajoutons un bruit large bande en plus du germe monochromatique.

Nous utilisons le bruit en volume décrit au paragraphe 4.4.2 pour tenter de reproduire la phénoménologie du code PIC. Nous choisissons les paramètres suivants :

- $\Delta k = 0$, soit une longueur de corrélation $l_c \rightarrow \infty$,
- $\Delta\omega \approx 0,04\omega_0$, soit un temps de corrélation $\tau_c \approx 0,03$ ps,
- un niveau de bruit de l’ordre de $1 \cdot 10^{-6}I_0$.

Cette bande fréquentielle correspond à une variation de densité électronique du plasma de l’ordre de $0,02n_c$.

Nous présentons sur la figure 5.22 la réfectivité associée à ce cas, avec la valeur de $\eta = 0,05$ déterminée précédemment. Le très bon accord obtenu confirme l’hypothèse de l’émergence d’autres

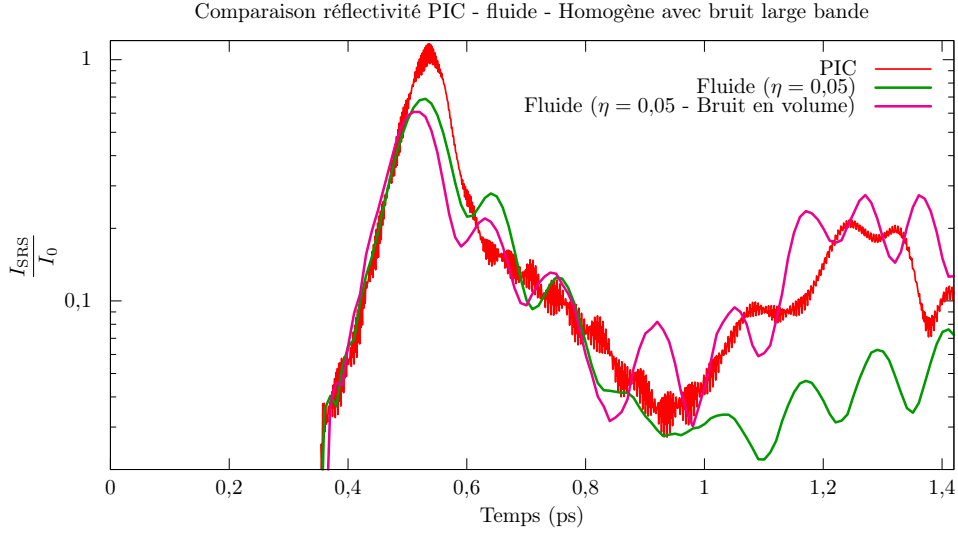


FIGURE 5.22 – Pour le code PIC, le cas homogène est propice à l’émergence d’autres modes (contenus dans le bruit naturellement présent dans les codes PIC) que celui sollicité par le germe introduit par le côté droit. Pour modéliser cela, nous ajoutons un bruit large bande en volume. Nous comparons ici les réflectivités associées aux différents modèles : en rouge la réflectivité PIC, en vert la réflectivité associée à la meilleure valeur du paramètre η sans bruit en volume, et en rose la réflectivité à paramètres identiques avec le bruit en volume. Le très bon accord général corrobore l’hypothèse faite précédemment, consistant à prêter le niveau de réflectivité du deuxième pic à un mode, présent dans le plasma, autre que celui initialement sollicité par le germe.

modes qui produisent à leur tour un signal rétro-diffusé Raman conséquent.

Nous présentons également sur la figure 5.23 le comportement de l’onde plasma, en espace, à différents instants. Nous voyons sur ces images que la tête de l’onde s’arrondit au cours du temps et se déplace du bord gauche vers le centre. Ce comportement est très bien décrit par le code de couplage d’onde, même si la courbure au niveau de l’arrière de la tête n’est pas très nette. En revanche, la queue de l’onde est en général moins bien reproduite, tant au niveau de la location qu’au niveau de la forme des structures. Cela peut notamment venir du bruit dont la nature et la réalisation sont différentes entre les deux codes.

Les amplitudes sont, quant à elles, bien reproduites dans l’ensemble (ce qui n’est pas surprenant puisque les réflectivités sont très comparables) sauf dans la tête de l’onde où le code fluide présente des points et filaments plus fins et plus intenses que le code PIC qui présente des points et des filaments plus larges et moins intenses. La comparaison reste dans l’ensemble satisfaisante.

L’ensemble de ces résultats tendent à montrer la pertinence de ce modèle réduit pour décrire la diffusion Raman stimulée dans les plasmas de cavité, en régime non linéaire cinétique.

CHAPITRE 5. COMPARAISON ET CALIBRATION DU MODÈLE AVEC DES SIMULATIONS PIC

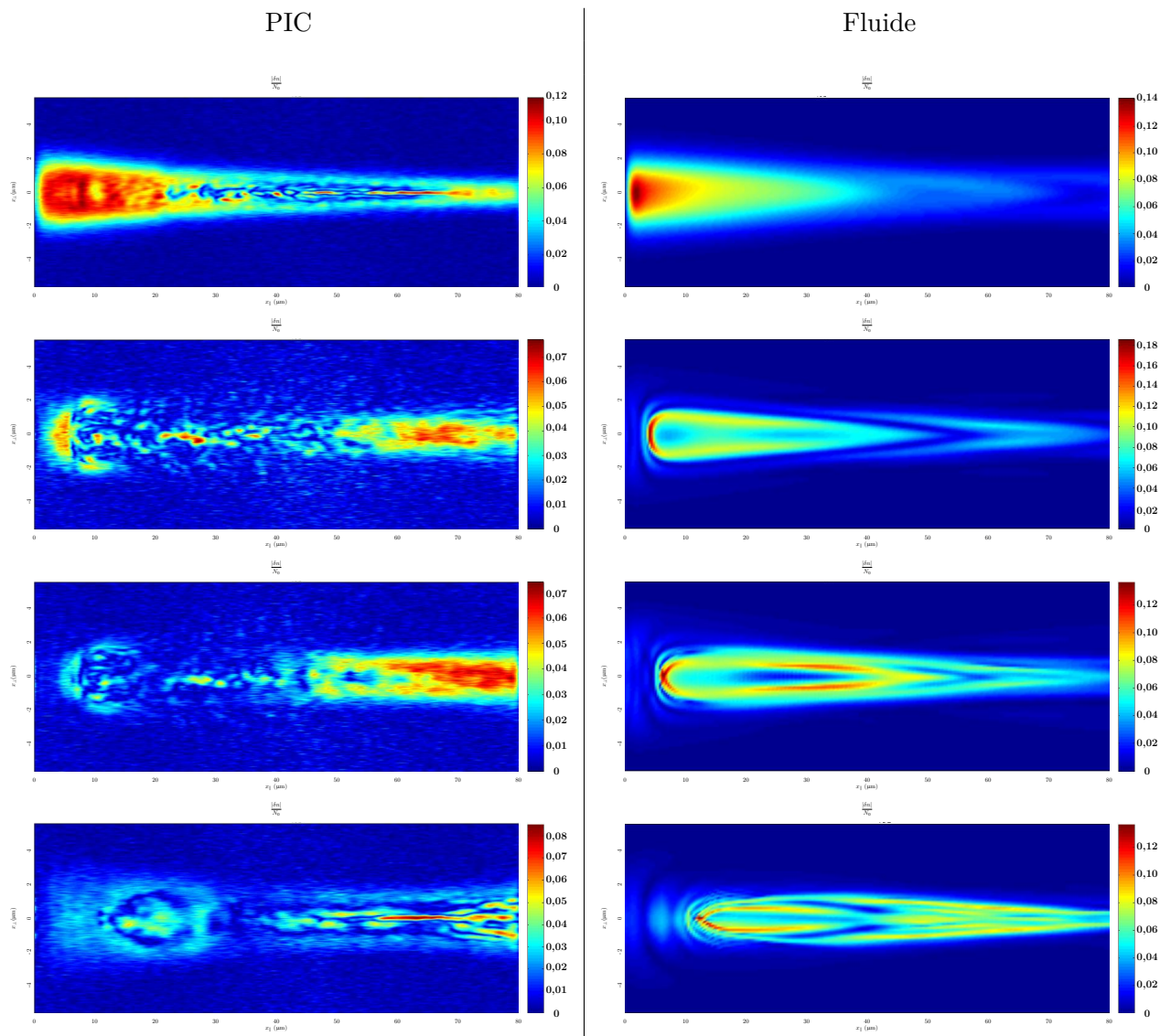


FIGURE 5.23 – Comparaison de l'évolution spatiale des ondes plasma entre SIERA (droite) et EMI2D (gauche), à 4 temps différents. Première ligne : 0,55 ps. Deuxième ligne : 0,75 ps. Troisième ligne : 0,95 ps. Quatrième ligne : 1,2 ps.

5.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre est consacré à la calibration et à la validation du modèle présenté dans les chapitres précédents. Dans une première partie nous détaillons la démarche que nous avons suivie, puis nous la mettons en œuvre sur un cas particulier. Nous généralisons ensuite cette approche en montrant que cette approche reste pertinente sur quelques autres cas, dont deux particulièrement « violents » au sens où le couplage est tel que l'onde pompe est fortement appauvrie.

Les comparaisons permettant de calibrer et valider le modèle portent principalement sur les points suivants :

1. comparaison de la réflectivités PIC et fluide ;
2. analyse de la propagation du front de l'onde pour les deux types de codes ;
3. étude de la topologie générale de l'onde plasma (structures, amplitude moyenne, extension spatiale) ;
4. analyse du spectre transverse.

Lorsque cela avait un sens nous avons appuyé l'analyse précédente en analysant les oscillations présentes dans la réflectivité du code PIC. La comparaison des fonctions de distributions reconstruites et calculées par le code PIC est intéressante, mais n'a pas été un point de comparaison systématique.

L'étude conduite ici permet d'apporter les conclusions suivantes :

1. il existe une calibration optimale du modèle (paramètre η) qui permet de capter au mieux les tendances calculées par le code PIC ;
2. cette calibration est relativement robuste et universelle dans le sens où :
 - pour une configuration donnée, une petite variation de la valeur de η ne modifie pas de manière trop conséquente le comportement général du système ;
 - les valeurs optimales du paramètre η associées à différentes configurations ne sont pas trop éloignées d'une valeur centrale ;
 - pour une configuration donnée, c'est la même valeur du paramètre η qui permet d'optimiser les différents critères de comparaison.
3. la modélisation retenue est pertinente pour décrire la diffusion Raman stimulée en régime non linéaire cinétique, dans les expériences d'interaction liées à la FCI ;
4. la prise en compte d'un bruit large bande s'avère indispensable pour approcher au mieux les conditions réelles ;
5. le rôle des effets non linéaires cinétiques est différent selon la configuration :
 - déstabilisateur dans le cadre des plasmas de profil de densité linéaire à gradient positif ;
 - stabilisateur (ou saturant) pour les plasmas homogènes ;
 - pas de rôle spécifique dans les plasma de profil de densité linéaire à gradient négatif.

CHAPITRE 5. COMPARAISON ET CALIBRATION DU MODÈLE AVEC DES SIMULATIONS PIC

Nous avons donc montré la pertinence de notre approche dans certaines conditions. Cette approche n'est plus pertinente lorsque d'autres effets physiques deviennent prépondérants. Par exemple à très haut flux ($I_0 > 1 \cdot 10^{17} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$), les effets relativistes doivent être pris en compte, et dans le régime fluide de la diffusion Raman nous n'avons pas les termes décrivant la croissance d'harmoniques. Nous savons par ailleurs que l'instabilité Raman est très sensible à la densité électronique. Nous nous sommes cependant restreints à des profils de densité homogènes ou linéaires. Il serait donc intéressant d'étudier d'autres types de profils (parabolique par exemple) ; nous verrons une application dans le chapitre suivant, dans laquelle le profil n'est pas analytique.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [14] Siegfried H. GLENZER et al. « **First implosion experiments with cryogenic thermonuclear fuel on the National Ignition Facility** ». *Plasma physics and controlled fusion*, Vol. **54**, No. 045013 (2012) (cf. p. [8](#), [15](#), [94](#)).
- [19] G. J. MORALES et T. M. O' NEIL. « **Nonlinear Frequency Shift of an Electron Plasma Wave** ». *Physical Review Letters*, Vol. **28**, No. 7 (1972), p. 417 (cf. p. [15](#), [54](#), [112](#)).
- [20] R. L. DEWAR. « **Frequency shift due to trapped particles** ». *Phys. F*, Vol. **15**, No. 4 (1972), p. 712 (cf. p. [15](#), [112](#)).
- [31] P. LOISEAU, P.-E. MASSON-LABORDE, D. TEYCHENNÉ, M.-C. MONTEIL, M. CASANOVA, D. MARION et C. ROUSSEAUX. *Bilans d'énergie LIL - Campagne interaction 2011*. Rapport interne. CEA, 2014 (cf. p. [15](#), [94](#), [123](#)).
- [61] Harvey A. ROSE et L. YIN. « **Langmuir wave filamentation instability** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **15**, No. 4, 042311 (2008), p. – (cf. p. [63](#), [99](#)).
- [72] A. HÉRON et J. C. ADAM. « **Physics of the interaction of ultra intense laser pulses with cold collisional plasma using large scale kinetic simulations** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **22**, No. 7, 072306 (2015) (cf. p. [88](#)).
- [73] R.N. BRACEWELL. *The Fourier Transform and Its Applications*. Electrical engineering series. McGraw Hill, 2000 (cf. p. [90](#), [95](#)).
- [74] R. L. BERGER, S. BRUNNER, T. CHAPMAN, L. DIVOL, C. H. STILL et E. J. VALEO. « **Electron and ion kinetic effects on non-linearly driven electron plasma and ion acoustic waves** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **20**, No. 3, 032107 (2013) (cf. p. [95](#), [100](#)).
- [75] S. BRUNNER, R. L. BERGER, B. I. COHEN, L. HAUSAMMANN et E. J. VALEO. « **Kinetic simulations and reduced modeling of longitudinal sideband instabilities in non-linear electron plasma waves** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **21**, No. 10, 102104 (2014) (cf. p. [95](#)).
- [76] R. NUTER et V. TIKHONCHUK. « **Prepulse suppression and optimization of backward Raman amplification with a chirped pump laser beam** ». *Phys. Rev. E*, Vol. **87** (4 2013), p. 043109 (cf. p. [112](#), [144](#)).
- [77] Jun REN, Weifeng CHENG, Shuanglei LI et Szymon SUCKEWER. « **A new method for generating ultraintense and ultrashort laser pulses** ». *Nat Phys*, Vol. **3** (2007), p. 732–736 (cf. p. [112](#), [144](#)).

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [78] J. P. FARMER, B. ERSFIELD, G. RAJ et D. A. JAROSZYNSKI. « **Raman amplification in plasma: thermal effects and damping** ». *CENTRAL LASER FACILITY Annual Report - Theory and computation* (2009) (cf. p. [112](#), [144](#)).
- [79] V. M. MALKIN, G. SHVETS et N. J. FISCH. « **Detuned Raman Amplification of Short Laser Pulses in Plasma** ». *Phys. Rev. Lett.* Vol. **84** (6 2000), p. 1208–1211 (cf. p. [112](#), [144](#)).
- [80] G VIEUX, A LYACHEV, X YANG, B ERSFELD, J P FARMER, E BRUNETTI, R C ISSAC, G RAJ, G H WELSH, S M WIGGINS et D A JAROSZYNSKI. « **Chirped pulse Raman amplification in plasma** ». *New Journal of Physics*, Vol. **13**, No. 6 (2011), p. 063042 (cf. p. [112](#), [144](#)).

*« Rien n'est plus semblable à l'identique
que ce qui est pareil à la même chose. »*

Pierre Dac

AFIN d'illustrer les possibilités offertes par SIERA et le modèle qu'il met en œuvre, nous présentons dans ce chapitre deux études portant sur l'interprétation d'expériences. La première étude que nous développons concerne la campagne d'interaction laser-plasma, effectuée sur la LIL en 2011 [31, 32]. Ce travail a déjà fait l'objet d'une présentation au cours de l'édition 2013 de l'*IFSA* et est en cours de publication [81]. La seconde concerne les travaux portant sur l'influence d'un point chaud sur le développement de l'instabilité Raman au sein de points chauds voisins, réalisés au cours de la thèse de Kévin Glize et encadrés par Dr. Christophe Rousseaux et Dr. Sophie Baton [82].

La modélisation d'expériences est extrêmement délicate : l'instabilité Raman, particulièrement sensible à la densité et à la température électroniques, nécessite une connaissance précise des conditions plasma, ce qui est primordial pour effectuer des simulations (à peu près) représentatives des conditions expérimentales. Or ces conditions ne sont souvent pas connues avec suffisamment de précision par les expérimentateurs, et en pratique, sont calculées par des simulations d'hydrodynamique radiative préalables aux simulations d'interaction. Les deux exemples que nous développons ici sont des démonstrations de principe et restent essentiellement qualitatives. Ils permettent néanmoins de mettre en évidence le rôle des effets non linéaires cinétiques, et la pertinence du modèle réduit les modélisant, que nous avons développé au cours de ce travail de thèse.

6.1 Tirs LIL en petite cavité

Nous nous intéressons dans cette partie aux résultats concernant les tirs en petites cavités (1,5 mm), obtenus lors de la campagne de tirs effectuée sur la LIL en 2011. La LIL est une installation laser mettant en œuvre un prototype d'un quadruplet LMJ. Plusieurs configurations ont été étudiées durant cette campagne. Nous nous focalisons sur l'une d'entre elles. Elle consiste

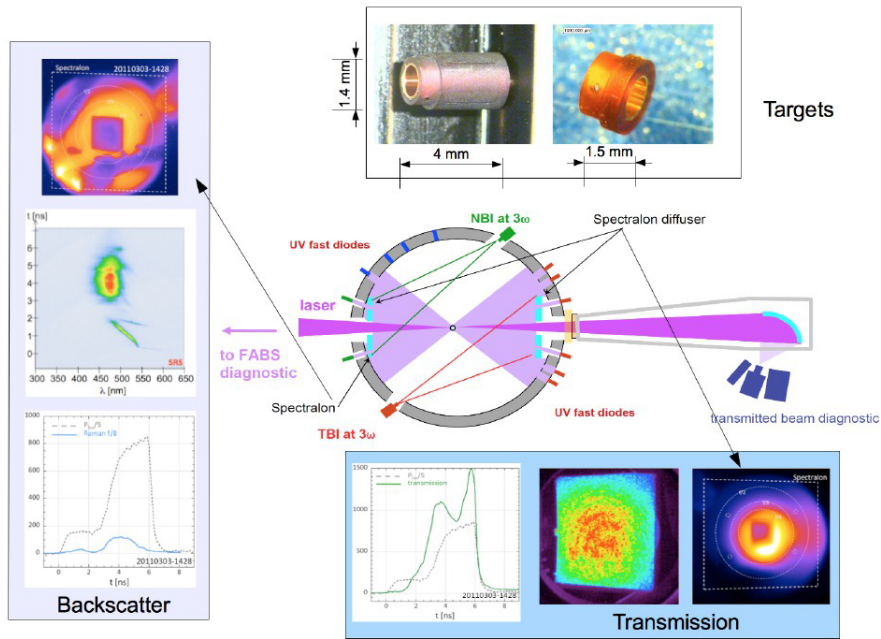


FIGURE 6.1 – Diagnostics LIL et cibles. Issu de [81]. Les diagnostics présents permettent de mesurer les caractéristiques de la lumière rétro-diffusée (spectres Raman et puissance rétro-diffusée notamment).

en l'étude d'une cavité prévue pour reproduire les conditions plasma attendues au cours de la propagation de certains faisceaux, dits internes, dans les cavités pour l'ignition sur LMJ. La cavité est cylindrique, d'une longueur de 1,5 mm et remplie avec un gaz de néo-pentane à 1 atm. Le quadruplet LIL est aligné sur l'axe de la cavité et délivre une impulsion d'une durée de 6 ns à 3ω , représentant une énergie de 15 kJ. Un certain nombre de diagnostics, notamment les FABS¹ (Cf. figure 6.1), permettent de suivre le développement des instabilités paramétriques comme la diffusion Raman et la diffusion Brillouin, avec une bonne résolution temporelle et angulaire. Des mesures de spectre Raman ont, en outre, été faites.

La simulation de ce type d'expériences est complexe. En général, on utilise des codes d'hydrodynamique radiative. L'interaction laser-plasma est alors réduite à l'absorption collisionnelle (par Bremsstrahlung inverse) et la propagation laser est décrite par des modèles dits de « lancer de rayon² ». Les phénomènes d'interaction laser-plasma ne sont pas pris en compte explicitement ; l'énergie perdue lors de l'interaction (essentiellement l'énergie rétro-diffusée) est auparavant estimée, le plus souvent à partir des mesures expérimentales, pour être retirée du laser incident lors de la simulation hydrodynamique radiative. On peut alors estimer les conditions plasma (densité, température). Le profil de densité que nous utiliserons dans la suite est représenté en figure 6.3 et nous supposons que la température est uniforme à 1,6 keV.

1. Full Aperture Backscatter Station. C'est un dispositif qui permet de mesurer la lumière rétro-diffusée dans l'ouverture du quadruplet.
 2. Ray-tracing.

À partir de ces conditions plasma, il est possible, par exemple, de calculer des spectres Raman. Les calculs sont effectués avec le code PIRANAH. Il s'agit d'un post-processeur développé au CEA, mettant en œuvre des modèles linéaires pour estimer les gains associés aux instabilités qui se développent lors de l'interaction laser-plasma (Brillouin et Raman). Nous comparons en figure 6.2 le spectre expérimental (gauche) au spectre issu des simulations (droite), représentant l'évolution temporelle de la longueur d'onde Raman rétro-diffusée.

La première partie du spectre (jusqu'à 3 ns) est relativement bien décrite, et correspond au creusement thermique dû à la propagation du laser incident. La seconde partie du spectre (entre 3 et 6 ns) présente, en revanche, un décalage en longueur d'onde important ($\Delta\lambda_{\text{SRS}} \sim 60$ nm); le post-processeur prévoit en effet que la longueur d'onde Raman, λ_{SRS} , soit centrée autour de 540 nm, alors que la mesure donne $\lambda_{\text{SRS}} = 483$ nm. Les conditions de résonance, (CR1) et (CR2), de la diffusion Raman stimulée associent une densité électronique à une longueur d'onde Raman; $\lambda_{\text{SRS}} = 540$ nm correspond à un développement de l'instabilité à $n_e = 0,10n_c$, tandis que $\lambda_{\text{SRS}} = 483$ nm correspond à un développement de l'instabilité à $n_e = 0,05n_c$.

Il n'est pas surprenant outre mesure que PIRANAH fournisse ces valeurs. Puisqu'il met en œuvre un modèle linéaire, la valeur du gain est nécessairement maximale là où la densité est maximale, soit à $n_e = 0,1n_c$ dans notre cas.

Ce décalage en longueur d'onde peut être la signature du décalage non linéaire de fréquence associé au piégeage électronique. En effet, les valeurs du paramètre $k_L\lambda_D$ (de l'ordre de 0,3) montrent que le système est dans un régime propice au développement des effets non linéaires cinétiques, et par conséquent dans le régime où ces effets sont susceptibles de jouer un rôle important pour la diffusion Raman stimulée.

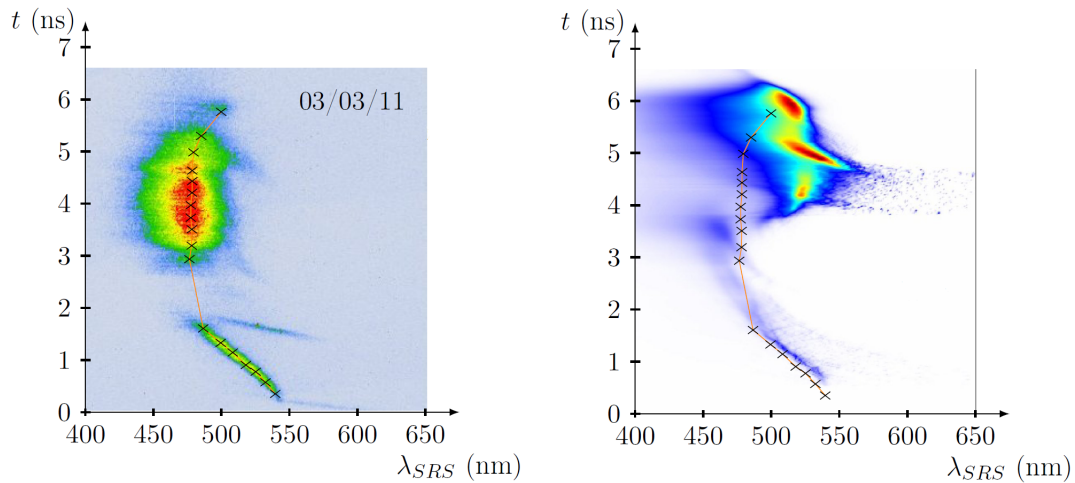


FIGURE 6.2 – Gauche : le spectre Raman expérimental, établi lors de la campagne LIL en 2011, indique que la longueur d'onde Raman principalement rétro-diffusée se situe autour de 483 nm, correspondant à une densité électronique $n_e = 0,05n_c$. Droite : le spectre Raman calculé par le post-processeur PIRANAH indique, quant à lui, une longueur d'onde Raman principale de l'ordre de 540 nm, ce qui correspond à une densité électronique de $n_e = 0,10n_c$. La trace du spectre LIL expérimental (repéré à l'aide des croix, reliées par une ligne pleine orangée), correspondant aux maxima dans le plan (λ, t) , est reportée sur le spectre PIRANAH, mettant en évidence un important décalage.

Afin de mettre en évidence le rôle des effets non linéaires cinétiques, nous considérons le plasma³ figé (en densité et température) au temps où la puissance Raman rétro-diffusée est maximale (4 ns) avec les paramètres suivants :

- 1D ;
- pompe à $I_0 = 9 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, $\lambda_0 = 351 \text{ nm}$;
- déclenchement de l'instabilité par un germe d'intensité $I_g = 10^{-6} I_0$;
- $T_e = 1,6 \text{ keV}$;
- $Z = 2,4$ (plasma de pentane) ;
- le profil de densité est donné en figure 6.3.

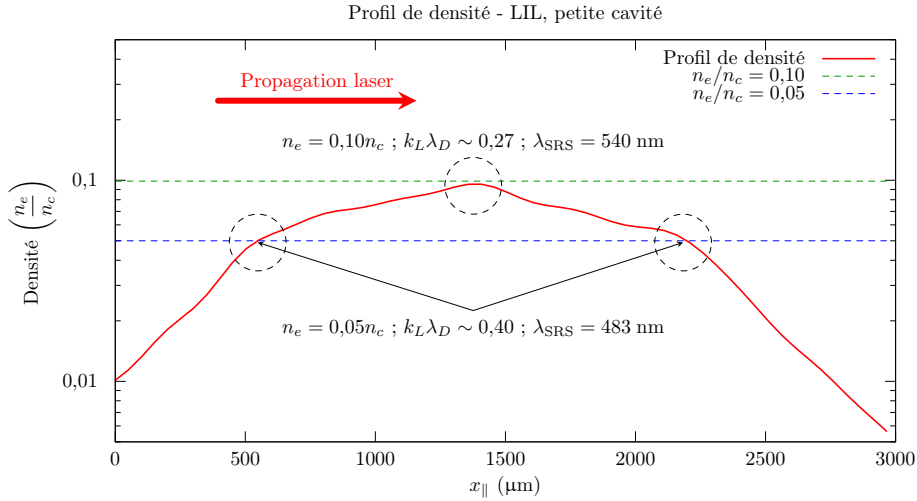


FIGURE 6.3 – Profil de densité LIL

Nous effectuons avec SIERA une série de simulations 1D dans lesquelles l'instabilité est déclenchée par un germe accordé, pour chacune d'elles, à une densité différente. Les résultats obtenus (figure 6.4) montrent que l'amplitude de l'onde plasma est bien plus importante pour l'accord à 5% de la densité critique que pour un accord à 10%. Lorsque l'accord est fixé à $0,10n_c$, les effets non linéaires cinétiques limitent la croissance de l'onde plasma, ce qui traduit une saturation du couplage Raman. En effet, à l'échelle du système il est possible de considérer que la densité suit un profil homogène ou légèrement parabolique autour de cette densité. En l'absence des termes non linéaires cinétiques, l'instabilité est dans les deux cas de nature absolue et doit se développer de manière violente, comme nous pouvons le voir sur la figure 6.5 (droite).

En revanche dans le cas d'un accord à $0,05n_c$, il y a deux endroits où le signal Raman se développe. Le premier autour de $x_{||} = 500 \mu\text{m}$ et le second autour de $x_{||} = 2200 \mu\text{m}$. En $x_{||} = 2200 \mu\text{m}$, l'onde Langmuir est beaucoup plus faible qu'en $x_{||} = 500 \mu\text{m}$. Cela n'est guère surprenant puisqu'en chacun de ces deux endroits il est possible de considérer le profil de densité

3. Les conditions plasma sont calculées à l'aide du code d'hydrodynamique radiative FCI2, développé par le CEA.

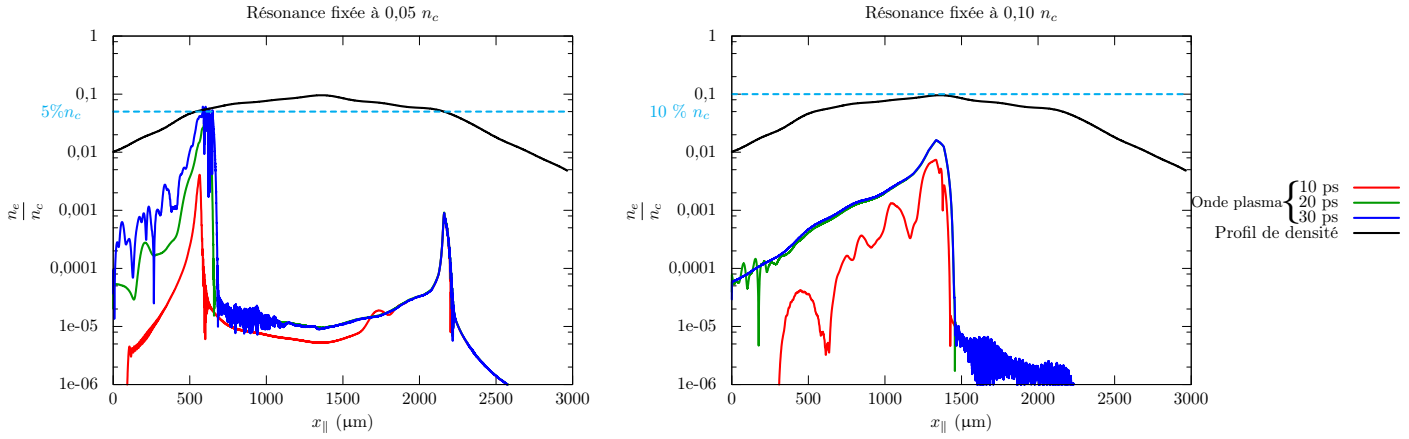


FIGURE 6.4 – Évolution des ondes plasma électroniques pour différents accords avec prise en compte des effets non linéaires cinétiques.

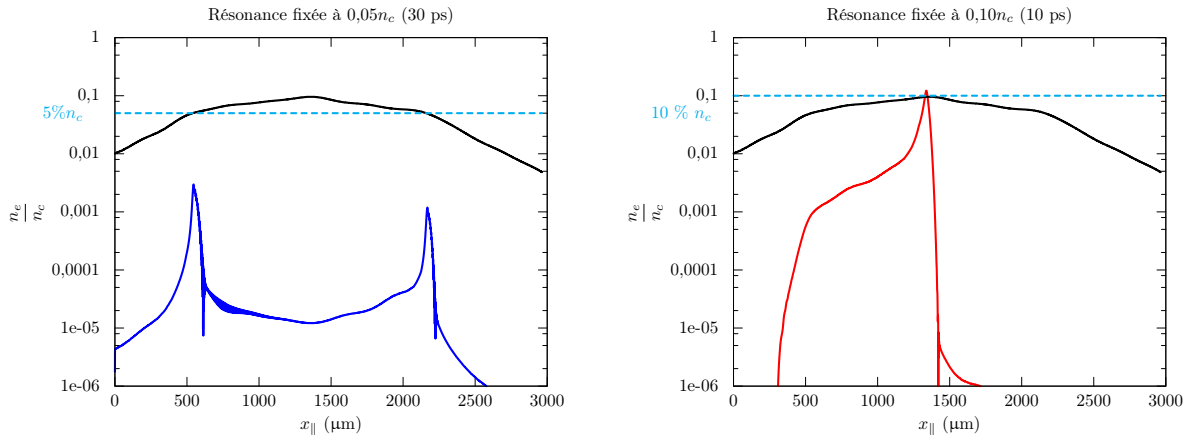


FIGURE 6.5 – Gauche : onde plasma électronique à 30 ps dans le cas d’une simulation accordée à 5% de la densité critique, ne prenant pas en compte les effets cinétiques. L’instabilité, essentiellement régie par la théorie de Rosenbluth, est convective et l’amplification spatiale minimale ($G_r \sim 1,05$). Droite : onde plasma électronique à 10 ps dans le cas d’une simulation accordée à 10% de la densité critique ne prenant pas en compte les effets cinétiques. L’instabilité se déclenche violemment et l’amplitude de l’onde plasma atteint rapidement un niveau élevé.

linéaire, avec un gradient positif en $x_{||} = 500 \mu\text{m}$ et un gradient négatif en $x_{||} = 2200 \mu\text{m}$. L’instabilité est alors régie par la théorie de Rosenbluth ($G_r \sim 1,05$), mais dans le cas du gradient positif, les effets non linéaires cinétiques entraînent une augmentation importante du couplage par le phénomène d’auto-résonance. Cela est aussi cohérent avec les évaluations réalisées qui semblent par ailleurs indiquer que le signal Raman rétro-diffusé provient plutôt de l’avant du plasma, et non de l’arrière (atténuation par Bremsstrahlung inverse). En l’absence d’effet non linéaire cinétique, le système présente deux points successifs d’amplification spatiale de type Rosenbluth. Nous le montrons sur la figure 6.5 (gauche).

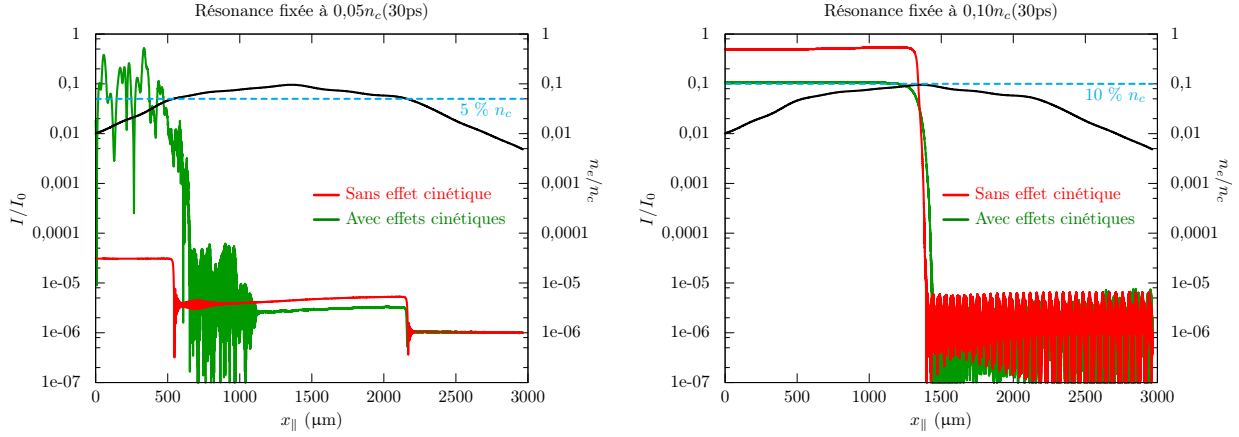


FIGURE 6.6 – Gauche : onde Raman à 30 ps dans le cas d’une simulation accordée à $0,05n_c$, avec et sans prise en compte des effets non linéaires cinétiques. Sans les effets cinétiques, le système est le siège d’une double amplification de type Rosenbluth ($G_r \sim 1,05$). Les effets cinétiques, par le phénomène d’auto-résonance, et conformément à l’étude théorique conduite dans les chapitres précédents, déstabilisent fortement le système au point $x_{\parallel} = 500 \mu\text{m}$, où le gradient de densité est positif. Droite : onde Raman à 30 ps dans le cas d’une simulation accordée à $0,10n_c$, avec et sans prise en compte des effets non linéaires cinétiques. Sans les effets cinétiques, le système est le siège d’une instabilité absolue. C’est le phénomène d’appauvrissement de la pompe qui permet de saturer la croissance de l’instabilité. Les effets cinétiques permettent une saturation de l’instabilité, atténuant le signal Raman rétro-diffusé à cette longueur d’onde.

Il est également instructif de comparer la réflexion. Nous représentons sur la figure 6.6 l’onde Raman rétro-diffusée dans l’espace, à 30 ps, lorsque le système est accordé à 5% de la densité critique (gauche), et lorsqu’il est accordé à 10% de la densité critique (droite). Les effets non linéaires cinétiques jouent un rôle particulièrement important : ils saturent l’instabilité lorsqu’elle se trouve dans le régime absolu ($0,10n_c$), atténuant ainsi le signal Raman, et déstabilisent le système lorsqu’il n’est le siège que d’une amplification spatiale de type Rosenbluth ($0,05n_c$).

Nous venons de montrer qu’avec les effets non linéaires cinétiques, la région du plasma à $0,05n_c$, associée à la longueur d’onde rétro-diffusée $\lambda_{\text{SRS}} = 483 \text{ nm}$ produit plus de signal Raman que la région à $0,10n_c$, associée à la longueur d’onde rétro-diffusée $\lambda_{\text{SRS}} = 540 \text{ nm}$, conformément aux mesures expérimentales. Il convient à ce stade de vérifier que cette région du plasma (à $0,05n_c$) est aussi celle qui produit le plus de Raman. Pour vérifier cela nous effectuons une série de simulations en accordant le système à différents endroits : 3%, 5%, 7% et 10% de la densité critique. Les résultats de ces simulations, présentés en figure 6.7, montrent cela très clairement : avec les termes modélisant les effets du piégeage électronique, l’endroit du profil qui produit le plus de signal Raman est sa partie avant, et plus particulièrement là où la densité est égale à 5% de la densité critique.

Les premières simulations effectuées après la campagne d’interaction conduite sur la LIL en

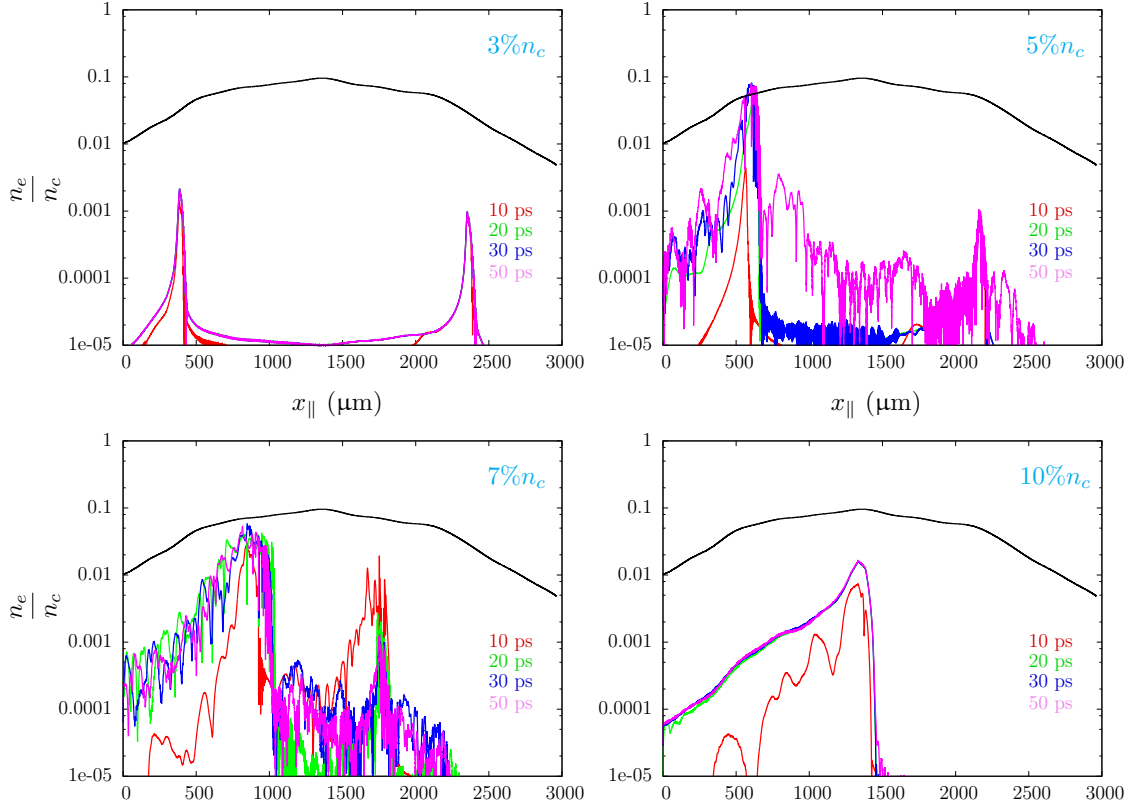


FIGURE 6.7 – Comparaison de l’onde Langmuir pour différents accords. Avec la prise en compte des effets non linéaires dus au piégeage électronique, la partie du plasma qui produit le plus de signal Raman est celle qui se situe en avant et autour de $0,05n_c$.

2011 ont montré que les calculs de gains linéaires ne sont pas suffisants pour expliquer les spectres Raman expérimentaux obtenus lors des tirs en « petite » cavité. Nous venons de montrer que dans le régime associé à ces tirs, les effets cinétiques jouent un rôle important et doivent donc être pris en compte pour restituer ces spectres de manière plus précise. La démonstration effectuée ici est une démonstration de principe : un travail plus approfondi sera mené prochainement pour apporter une modélisation plus raffinée de l’expérience (multi-D, bruit large bande, faisceau lissé...). Notons également que la connaissance précise des conditions plasma est un pré-requis indispensable pour approcher, par la simulation, les phénomènes d’interaction de façon réaliste et que par conséquent, une attention particulière devra être portée à ce point.

6.2 Diffusion Raman en régime d’inflation cinétique

L’étude de l’influence d’un point chaud sur le reste du plasma et l’investigation d’effets cinétiques transverses (électrons rapides, pertes transverses) ont déjà fait l’objet d’études expérimentales, à l’aide de lasers pico-secondes ([83, 84]), et numériques [85–88]. Dans les grandes

installations laser, les taches focales sont dites lissées⁴ (RPP⁵, SSD⁶). Cela génère localement des surintensités : les points chauds (ou *speckles*). Les études évoquées ont mis en évidence l'existence d'un comportement collectif des points chauds présents dans une tache focale, vis-à-vis de la diffusion Raman stimulée. Le mécanisme serait le suivant : un point chaud « instable » est le siège d'un couplage Raman ; ceci entraîne une modification de l'environnement plasma dans son voisinage, notamment par modification de la fonction de distribution électronique. Le plasma devient ainsi non maxwellien, ce qui conduit, entre autres, à une diminution du seuil de déclenchement de l'instabilité Raman dans les points chauds voisins.

L'étude physique, effectuée sur l'installation ELFIE, repose sur le principe suivant : deux impulsions gaussiennes indépendantes d'une durée de l'ordre de 1,5 ps sont injectées selon deux configurations : temporelle et latérale. La première impulsion, dite sur-seuil (ou forte), est suffisamment intense pour déclencher les instabilités et modifier le plasma. La seconde impulsion est ensuite focalisée au même endroit que la première (configuration 1), ou à proximité latérale de la première – environ 100 μm (configuration 2). Ce second faisceau est dit sous-seuil (ou faible) dans le sens où son intensité est telle qu'il ne déclenche pas d'instabilité en régime isolé (tiré seul dans le plasma non modifié par une impulsion préalable). Dans les configurations « deux impulsions », les expérimentateurs observent l'allumage du point chaud faible, traduisant son comportement instable, et donc le comportement collectif de l'instabilité Raman entre points chauds. Les différents paramètres et notamment les paramètres plasma sont indiqués sur le schéma représentant la situation, en figure 6.8.

Nous modélisons les configurations expérimentales avec les paramètres indiqués sur la figure 6.8. Notons que selon ces paramètres, la largeur des faisceaux est de l'ordre de 12 μm au point focal, et la longueur de Rayleigh est de l'ordre de 450 μm ; elle est donc plus grande que la longueur de plasma, L , fixée à 400 μm . Le système est accordé à $0,06n_c$, et $\eta = 0,08$.

Nous éclairons ainsi le plasma avec le faisceau sur-seuil qui produit une forte réflectivité Raman. Ensuite, après un certain temps noté Δt , nous éclairons le plasma avec le faisceau faible focalisé à une distance latérale Δx_{\perp} par rapport au premier faisceau. Nous envisageons les deux cas de figure suivants :

- première configuration : les deux faisceaux se suivent ($\Delta t \neq 0$) et se propagent suivant le même axe ($\Delta x_{\perp} = 0$) ;
- seconde configuration : les deux faisceaux sont tirés successivement ($\Delta t \neq 0$) mais sont, cette fois, séparés d'une distance Δx_{\perp} non nulle.

6.2.1 Première configuration

Nous étudions ici la première situation. L'impulsion sous-seuil suit l'impulsion intense. Nous vérifions tout d'abord le comportement de chacun des faisceaux en régime isolé. Le premier, que nous appelons P_0 , a une intensité $I_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ au point focal ; il s'agit de l'impulsion sur-seuil. Le second, que nous appelons P_1 et qui modélise l'impulsion faible, a une intensité $I_1 = 1 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ au point focal. Le germe, de type onde plane monochromatique, utilisé pour déclencher l'instabilité dans nos simulations est, et restera le même pour toutes

4. Le lissage optique sert à limiter les temps et longueur de cohérence, ce qui permet d'empêcher le développement d'instabilités. Cela fonctionne particulièrement bien pour la diffusion Brillouin.

5. Random Phase Plate, soit lame de phase aléatoire.

6. Smoothing by Spectral Dispersion, soit lissage par dispersion spectrale.

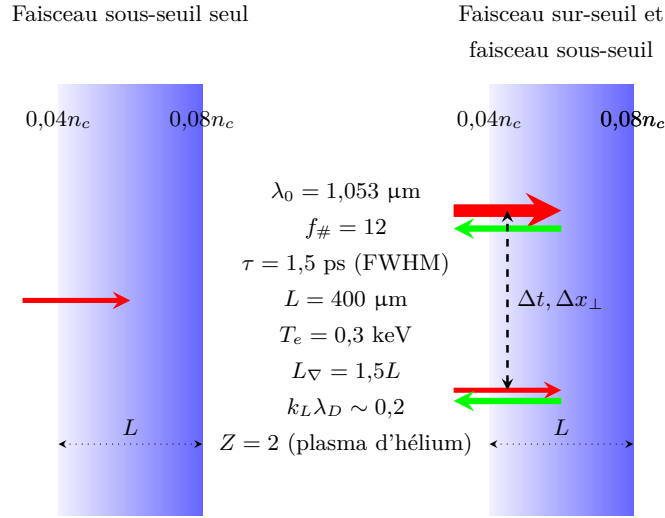


FIGURE 6.8 – Gauche : configuration en régime isolé : un faisceau sous-seuil ne produit pas de réflectivité Raman. Droite : configuration deux points chauds tirés successivement. Le second faisceau (impulsion faible) est focalisé à proximité latérale du premier selon deux cas distincts : $\Delta x_{\perp} = 0$ ou $\Delta x_{\perp} > 0$. Dans les deux cas, le point chaud faible s’allume, ce qui met en évidence l’influence du premier point chaud, et donc le caractère collectif du comportement des points chauds dans une tache focale.

les simulations relatives à cette configuration. Il est fixé à $I_g = 1 \cdot 10^8 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, soit $I_g = 1 \cdot 10^{-6} I_1 = 5 \cdot 10^{-8} I_0$.

Nous donnons les lois laser de ces impulsions ainsi que les réflectivités associées, en régime isolé, sur la figure 6.9. Les courbes sont normalisées aux grandeurs de l’impulsion sous-seuil. Ainsi, nous voyons sur cette figure que le faisceau sous-seuil ne produit pas de couplage Raman (la réflectivité associée n’est, en fait, due qu’au germe qui traverse le système sans s’amplifier). Le faisceau sur-seuil produit, selon la normalisation adoptée, près de 10^5 fois plus de signal Raman.

Dans un deuxième temps, nous envoyons l’une à la suite de l’autre ces deux impulsions ($\Delta t \approx 9$ ps crête à crête), en commençant par l’impulsion forte. En figure 6.10, nous représentons la loi laser totale ainsi que la réflectivité instantanée associée. Il est très clair, sur cette figure, que la réflectivité associée à l’impulsion sous-seuil est très importante (10^3 fois supérieure à la réflectivité associée au régime isolé), traduisant une modification du plasma, induite par le premier point chaud. Cette modification du plasma entraîne la déstabilisation du faisceau faible, ce qui met en évidence l’abaissement du seuil de déclenchement de l’instabilité.

Il s’agit à présent de vérifier que cet effet, que nous venons de mettre en évidence, est associé au piégeage électronique. Pour cela, nous effectuons la même simulation en ne tenant pas compte des effets non linéaires cinétiques. Nous comparons sur la figure 6.11 la réflectivité associée à la loi de puissance laser présentée en figure 6.10, avec et sans prise en compte des effets cinétiques. Nous constatons très clairement que sans les effets dus au piégeage électronique, la réflectivité associée à l’impulsion sous-seuil est la même que celle associée à cette impulsion en régime isolé (Cf. Figure 6.9). Il n’est pas suffisant, pour décrire ce type d’expérience, de se restreindre à une

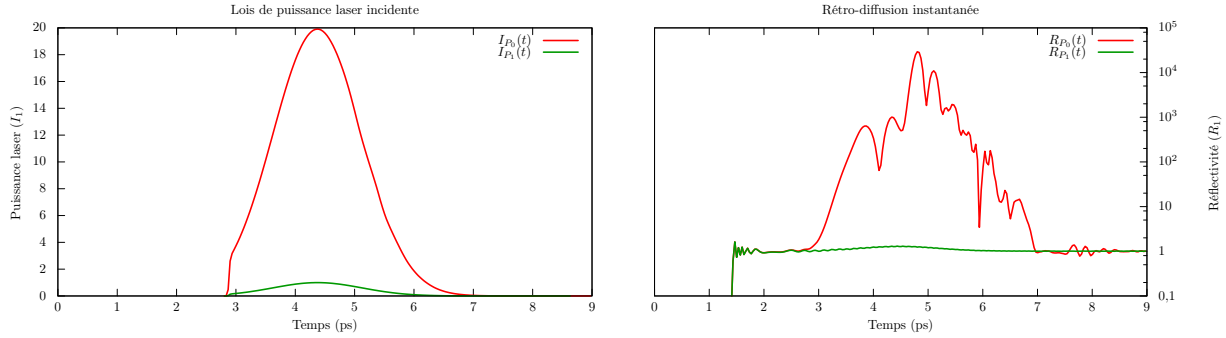


FIGURE 6.9 – Lois laser et réflectivités associées. L’impulsion P_0 , au dessus du seuil de déclenchement de l’instabilité, produit une réflectivité importante, tandis que l’impulsion P_1 ne permet pas au couplage Raman de se développer : la réflectivité reste celle associée au germe.

approche linéaire : il est nécessaire de garder les termes non linéaires modélisant les effets de la déformation de la fonction de distribution électronique.

Physiquement, l’onde plasma associée au fort couplage qui se développe lors du passage de la première impulsion est suffisamment grande pour que se développent les effets d’origine non linéaire cinétique. Le décalage de fréquence croît non linéairement et l’amortissement Landau diminue très fortement. Lorsque la première impulsion s’est évacuée, l’onde plasma évolue librement (advection) à sa vitesse de groupe, mais ne s’atténue que très peu puisque l’amortissement Landau est quasi nul. Comme le décalage non linéaire de fréquence permet, dans cette configuration, d’étendre la zone de résonance au-delà des points tournants, lorsque l’onde pompe associée à la seconde impulsion rattrape l’onde plasma résiduelle, le couplage se fait immédiatement, entraînant une forte rétro-diffusion Raman.

6.2.2 Seconde configuration

Nous étudions à présent le cas plus subtil dans lequel l’impulsion sous-seuil se propage dans un plasma auparavant éclairé par une première impulsion sur-seuil, dont les axes de propagation sont séparés d’une distance Δx_{\perp} non nulle. Les résultats expérimentaux montrent que, dans ce type de configurations, le point chaud faible est instable, bien qu’il se propage dans une partie du plasma où il n’y a pas encore eu de couplage Raman.

L’hypothèse retenue par les expérimentateurs est la suivante : des électrons d’origine cinétique, provenant du couplage Raman induit par le premier faisceau, se déplacent transversalement et modifient les fonctions de distribution électroniques au voisinage du premier point chaud.

Le faisceau sous-seuil se propagerait donc dans un plasma dont la distribution électronique a été modifiée par « pertes transverses » associées aux électrons piégés lors du couplage avec la première impulsion. Dans ce scénario, et contrairement à la première configuration étudiée, le décalage fréquentiel et l’amortissement Landau moindres présents dans la région du plasma où se propage l’impulsion faible ne sont pas associés à une onde plasma qui serait présente à cet endroit.

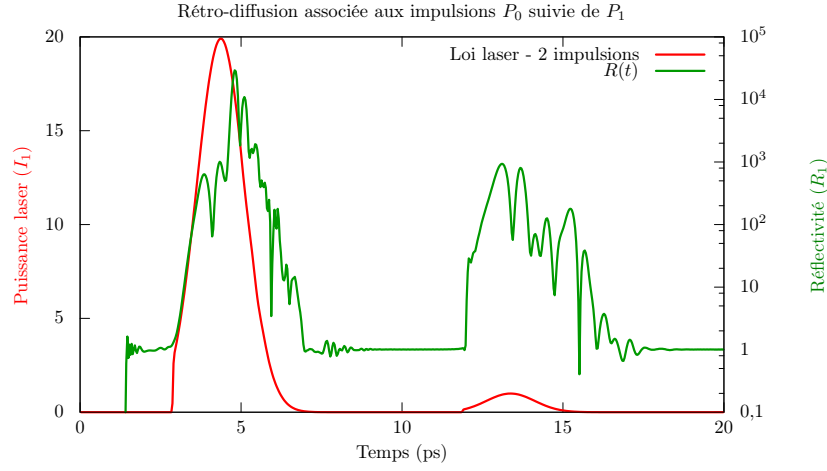


FIGURE 6.10 – En rouge nous représentons la loi laser totale. Les deux impulsions sont envoyées à environ 9 ps d’intervalle (crête à crête), ce qui laisse le temps à la première de s’évacuer totalement du système avant que la seconde n’y entre. En vert, nous représentons la réflectivité instantanée associée à cette loi laser. Il est très clair que la réflectivité associée à l’impulsion faible est beaucoup plus importante qu’en régime isolé (un facteur 1 000).

Comme la validation de notre modèle a été faite avec les équations (SC), et que ce modèle ne contient pas de terme d’advection transverse pour le décalage non linéaire de fréquence comme cela est le cas dans le modèle (DGV), nous choisissons de modéliser le problème de la façon suivante : nous propageons tout d’abord le faisceau sur-seuil dans le plasma, et, avant d’envoyer l’impulsion sous-seuil suivant le même axe, nous remettons à zéro l’amplitude de l’onde plasma tout en gardant l’information sur l’amortissement Landau et le décalage non linéaire de fréquence. Le second faisceau se propage ainsi dans un plasma dont la fonction de distribution électronique a été modifiée par la première impulsion, dans lequel il n’y a cependant pas d’onde plasma sur laquelle il pourrait diffuser spontanément. Le second faisceau se propage donc dans un plasma contenant déjà le décalage fréquentiel induit par la première impulsion, et dont l’amortissement Landau est moindre.

Si nous supposons que le fort couplage observé expérimentalement est une conséquence de ce décalage fréquentiel, il y a très peu de chance que l’accord de phase nécessaire au couplage ne se produise qu’au point de résonance. L’étude du déclenchement de l’instabilité par un germe monochromatique n’est donc pas adaptée ici. Afin d’adopter la modélisation la plus correcte et la plus représentative des conditions réelles, il est nécessaire d’introduire un bruit en volume large bande. Ainsi, les simulations dont nous présentons les résultats dans la suite ont été réalisées sans germe, uniquement avec un bruit dont les caractéristiques sont les suivantes :

- largeur spectrale associée à des densités du plasma comprises entre 4,5% et 7,5% de la densité critique ;
- niveau moyen tel que $\frac{I_{\text{Bruit}}}{I_0} = 1 \cdot 10^{-4}$;
- reproductibilité : nous avons construit le bruit de telle sorte qu’il soit parfaitement reproductible d’une fois à l’autre. Ainsi, nous utilisons exactement le même bruit, afin de

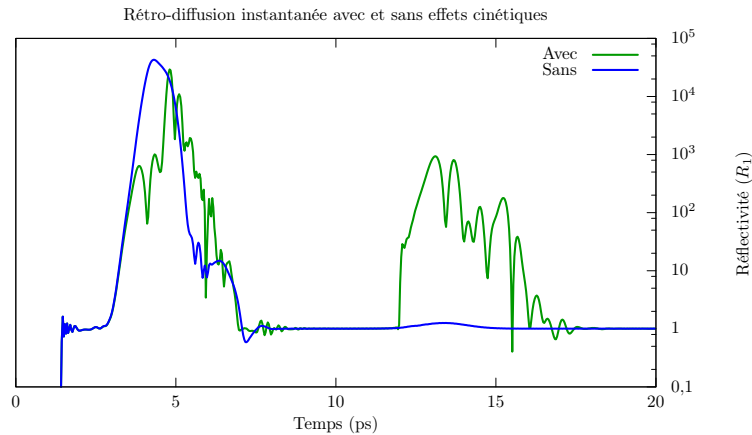


FIGURE 6.11 – Nous représentons, en vert, la réflectivité instantanée associée à la simulation de la première configuration expérimentale, et en bleu la même simulation sans les effets non linéaires cinétiques. Dans ce cas, la zone de résonance n’est pas modifiée, si bien qu’elle ne peut avoir lieu qu’au centre du plasma. Lorsque la seconde impulsion arrive au centre, l’onde plasma n’y est plus (propagation libre), elle ne peut donc pas produire plus de couplage qu’en régime isolé. De plus, comme l’amortissement Landau n’est pas modifié non plus, l’onde plasma résiduelle est très fortement amortie lors de sa propagation libre. Le faisceau faible se propage dans un plasma qui est donc très semblable au cas du régime isolé.

discriminer les effets dus à une réalisation particulière des effets physiques ⁷.

Nous présentons en figure 6.12 les lois de puissance laser utilisées pour les deux types d’impulsions, propagées indépendamment l’une de l’autre, ainsi que la réflectivité associée à chacune d’elles. Comme précédemment, nous normalisons aux grandeurs relatives au faisceau sous-seuil. Nous constatons que le point chaud faible ne produit pas de signal Raman, autre que le bruit que nous avons utilisé, alors que l’impulsion forte produit une réflectivité importante. L’énergie rétro-diffusée représente 9% de l’énergie incidente, ce qui correspond par ailleurs aux mesures expérimentales (entre 7% et 10% de rétro-diffusion).

Nous présentons sur la figure 6.13 la réflectivité associée au passage de l’impulsion sur-seuil suivie de l’impulsion sous-seuil, avec remise à zéro de l’amplitude de l’onde plasma avant le passage de la seconde impulsion. Nous voyons que le point chaud sous-seuil est déstabilisé puisqu’il se couple efficacement avec le plasma, produisant un signal Raman rétro-diffusé important (100 fois supérieur au cas étalon présenté ci-dessus). L’énergie rétro-diffusée associée est de l’ordre de 1% de l’énergie de l’impulsion sous-seuil. Cette énergie diffusée est plus faible que celle relevée expérimentalement qui est plutôt de l’ordre de 7%. Cette différence s’explique notamment par l’intensité des faisceaux faibles utilisés : les expérimentateurs se placent en effet à la limite du seuil, autour de $9 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, alors que pour la démonstration de principe faite ici, l’intensité de l’impulsion sous-seuil que nous avons utilisée est de $1 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, donc inférieure d’un ordre de grandeur. Par ailleurs il est aussi important de noter que les conditions plasma ne sont pas très bien connues, et que des désaccords subsistent entre les profils de température et

⁷. Nous avons pris soin de vérifier que nous obtenons bien les mêmes tendances avec une autre réalisation du bruit.

6.2 Diffusion Raman en régime d'inflation cinétique

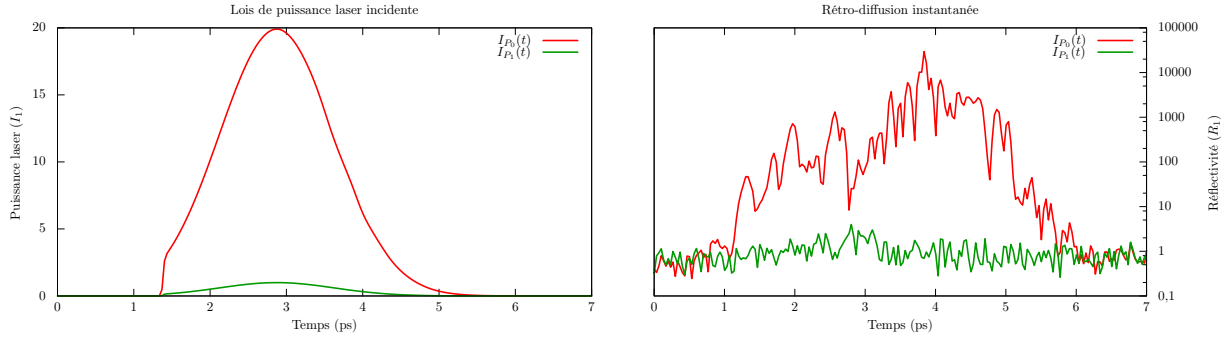


FIGURE 6.12 – Lois laser et réflectivités associées. L'impulsion P_0 , au dessus du seuil de déclenchement de l'instabilité, produit une réflectivité importante, tandis que l'impulsion P_1 ne permet pas au couplage Raman de se développer : la réflectivité reste celle associée au bruit.

de densité du plasma estimés expérimentalement, et ceux issus de simulations hydrodynamiques radiatives modélisant la création du plasma.

Il est également intéressant de comparer l'allure et l'amplitude de l'onde plasma associées aux impulsions sous-seuil en régime isolé, et sous-seuil dans le plasma modifié par la première impulsion. La comparaison est faite à quatre temps en figure 6.14. L'influence des effets cinétiques (décalage non linéaire et négatif de fréquence qui compense le décalage linéaire positif dû au gradient de densité, et diminution importante de l'amortissement Landau) est très nette. L'amplitude de l'onde plasma est, dès le début, plus importante dans le plasma modifié. Par la suite, elle épouse l'empreinte laissée par la première impulsion, avec des niveaux d'amplitude d'un ordre de grandeur plus élevée que le cas étalon.

Dans cette configuration, il n'est pas nécessaire de vérifier que l'effet que nous observons est bien lié aux termes non linéaires modélisant les effets cinétiques. Cela est en effet évident puisque, si ces termes n'étaient pas considérés, compte tenu du fait que l'onde plasma est remise à zéro avant le passage de la seconde impulsion, le plasma serait le même que dans le cas du régime isolé. Il ne se passerait donc rien.

La modélisation effectuée ici permet ainsi de mettre en évidence que les effets du piégeage électronique induits par un premier faisceau jouent un rôle important sur la propagation d'un second point chaud. Cependant, cette démonstration de principe ne représente pas exactement la réalité de l'expérience. En effet, ce second point chaud étant décalé transversalement par rapport au premier, il ne peut voir l'empreinte laissée par ce dernier. Il voit plutôt les électrons, piégés longitudinalement, qui se sont déplacés transversalement à la vitesse thermique. Il serait donc particulièrement intéressant de considérer des modèles transverses, comme la décomposition en groupes de vitesse transverse (DGV) abordée dans cette thèse, qui permettent de modéliser l'advection⁸ transverse des particules piégées. La propagation des deux impulsions suivant deux axes réellement distincts serait alors envisageable afin d'étudier leur interaction. Nous pourrions alors commencer à considérer des situations beaucoup plus complexes, telle que l'étude, en 3D, de taches focales optiquement lissées, pour mettre en évidence, par simulation numérique, le

8. Il existe aussi des modèles de diffusion.

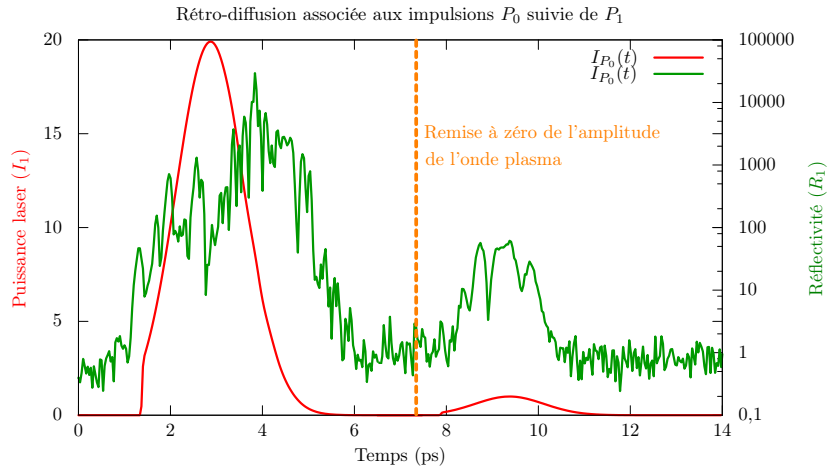


FIGURE 6.13 – En rouge nous représentons la loi laser totale. Les deux impulsions sont envoyées à environ 6 ps d’intervalle (crête à crête), ce qui laisse le temps à la première de s’évacuer totalement du système avant que la seconde n’y entre. En vert, nous représentons la réflectivité instantanée associée à cette loi laser. Il est très clair que la réflectivité associée à l’impulsion faible est beaucoup plus importante qu’en régime isolé (un facteur 100). L’amplitude de l’onde plasma est remise à zéro avant le passage de la seconde impulsion, et après l’évacuation totale de la première.

comportement collectif des points chauds présents dans un faisceau RPP.

Il est par ailleurs possible d’estimer le temps nécessaire aux électrons piégés pour atteindre telle ou telle région de l’espace, et ainsi, le temps minimum à partir duquel l’impulsion faible peut être déstabilisée. Si les deux impulsions, séparées d’un Δx_{\perp} donné, sont tirées simultanément, la modification du plasma ne pouvant pas être instantanée, l’impulsion sous-seuil ne devrait pas être déstabilisée. Cela n’est *a priori* possible qu’à partir d’un $\Delta t = \frac{\Delta x_{\perp}}{v_{th}}$. En considérant la configuration expérimentale $\Delta x_{\perp} = 100 \mu\text{m}$ et en estimant la vitesse thermique électronique de l’ordre de $v_{th} = 7,26 \cdot 10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} = 0,024c_0$, la plage de retard minimum pour allumer le point chaud faible est de l’ordre de la dizaine de picosecondes (13 ps), ce qui est compatible avec les observations expérimentales.

À travers l’étude de principe que nous venons de mener dans deux configurations représentatives des expériences, nous avons pu mettre en évidence le rôle important que jouent les effets non linéaires cinétiques sur le comportement collectif des points chauds qui se trouvent à l’intérieur d’une tache focale optiquement lissée. Cette étude permet de corroborer les hypothèses faites par les expérimentateurs, et met également en avant l’intérêt de la mise en œuvre d’un modèle réduit pour la diffusion Raman stimulée : les simulations sont très rapides à faire (de l’ordre de 40 minutes de calcul pour une configuration, sur 12 processeurs) alors que cela reste difficilement accessible aux simulations PIC, compte tenu des dimensions et de la durée des impulsions.

6.2 Diffusion Raman en régime d'inflation cinétique

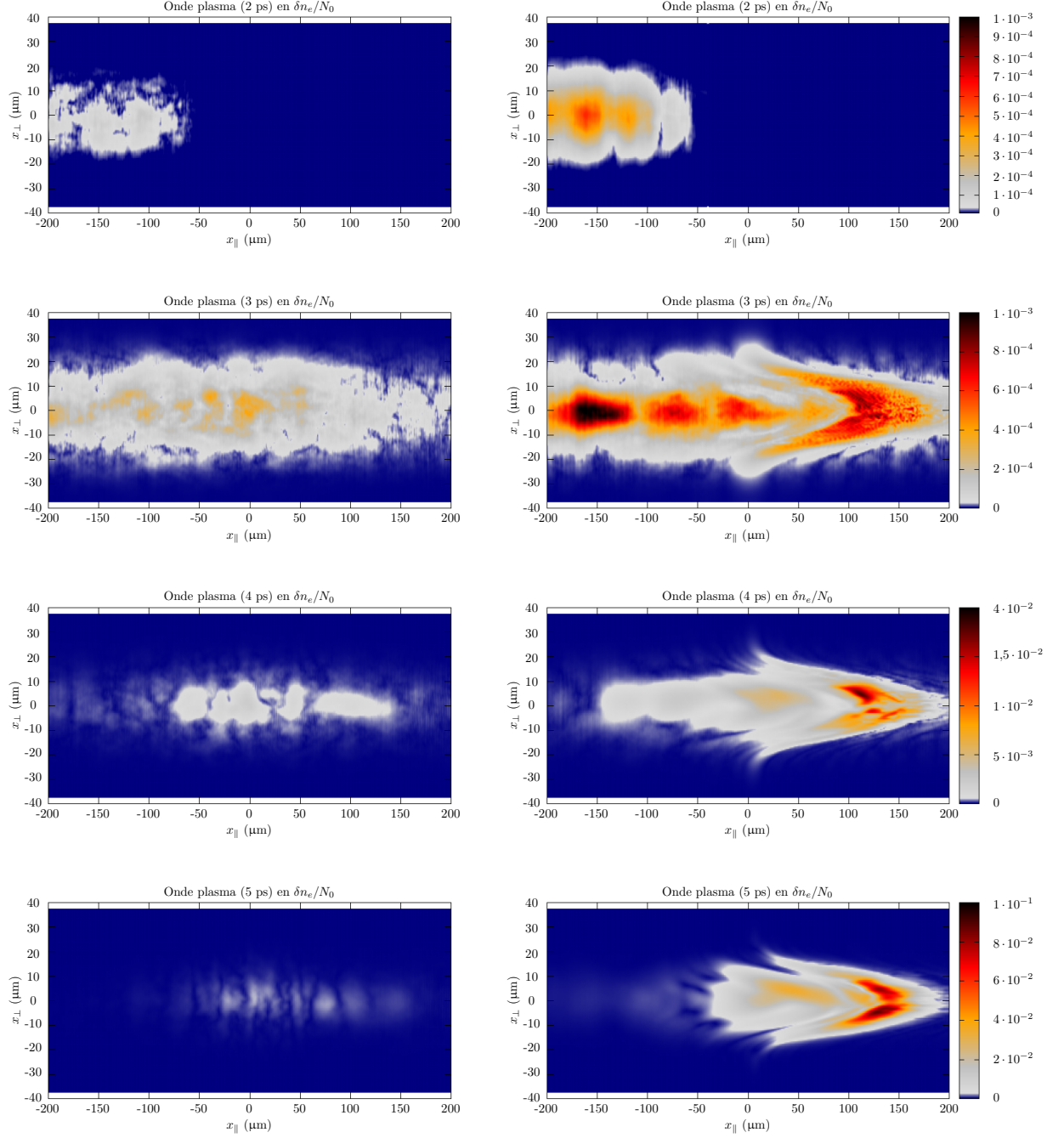


FIGURE 6.14 – Gauche : amplitude et extension de l’onde plasma électronique du cas étalon associé à l’impulsion sous-seuil seule (gauche). Droite : amplitude et extension de l’onde plasma électronique lorsque le faisceau sous-seuil se propage dans un plasma modifié « à distance » par un point chaud voisin. Dans ce cas, l’onde plasma épouse l’empreinte du décalage fréquentiel laissée par le premier faisceau et l’amplitude atteint des valeurs d’un ordre de grandeur plus important que dans le cas du régime isolé.

6.3 Conclusion du chapitre

Nous avons cherché à confronter le modèle développé ici à des cas idéalisés issus de configurations expérimentales.

1. le premier cas a pour but l'interprétation d'un spectre Raman expérimental, issu de la campagne d'interaction menée sur la LIL en 2011, à l'aide des termes modélisant le piégeage électronique ;
2. le second cas a pour but l'interprétation de résultats expérimentaux démontrant le comportement collectif des points chauds contenus dans une tache focale lissée, vis-à-vis de la diffusion Raman, notamment avec la prise en compte d'une source de bruit réaliste.

Dans les deux cas, les termes modélisant les effets cinétiques permettent une interprétation plausible des observations. Bien qu'il s'agisse plutôt de démonstrations de principe, ces résultats sont très encourageants et justifient également la pertinence du modèle. Un travail visant à une modélisation plus précise de ces expériences sera prochainement mis en place, notamment avec l'enrichissement du modèle avec des termes transverses.

D'autres applications sont envisageables ; comme nous l'avons déjà évoqué, les hypothèses de ce modèle semblent particulièrement bien adaptées au cas de l'amplification Raman. Nous pourrions également envisager d'étudier le couplage entre la diffusion Raman et la diffusion Brillouin, dans l'optique présentée dans [89], par exemple.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [31] P. LOISEAU, P.-E. MASSON-LABORDE, D. TEYCHENNÉ, M.-C. MONTEIL, M. CASANOVA, D. MARION et C. ROUSSEAUX. *Bilans d'énergie LIL - Campagne interaction 2011*. Rapport interne. CEA, 2014 (cf. p. 15, 94, 123).
- [32] C. ROUSSEAUX, G. HUSER, P. LOISEAU, M. CASANOVA, E. ALOZY, B. VILLETTE, R. WROBEL, O. HENRY et D. RAFFESTIN. « **Laser parametric instability experiments of a 3ω , 15 kJ, 6 ns laser pulse in gas-filled hohlraums at the Ligne d'Intégration Laser facility** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **22**, No. 2, 022706 (2015) (cf. p. 15, 123).
- [81] P. LOISEAU, P. E. MASSON-LABORDE, D. TEYCHENNE, M.-C. MONTEIL, M. CASANOVA, D. MARION, G. TRAN, G HUSER, C. ROUSSEAUX, S. HÜLLER, A. HÉRON et D. PESME. « Simulation of laser-plasma interaction experiments with gas-filled hohlraums on the LIL facility ». IOP Conf. Series (accepted), 2015 (cf. p. 123, 124).
- [82] Kévin GLIZE. « Étude du comportement collectif des speckles dans le développement de l'instabilité de diffusion Raman stimulée lors de l'interaction laser-plasma ». Thèse de doct. École Polytechnique, 2015 (cf. p. 123).
- [83] C. ROUSSEAUX, L. GREMILLET, M. CASANOVA, P. LOISEAU, M. RABEC LE GLOAHEC, S. D. BATON, F. AMIRANOFF, J. C. ADAM et A. HÉRON. « **Transient Development of Backward Stimulated Raman and Brillouin Scattering on a Picosecond Time Scale Measured by Subpicosecond Thomson Diagnostic** ». *Phys. Rev. Lett.* Vol. **97** (1 2006), p. 015001 (cf. p. 129).
- [84] C. ROUSSEAUX, S. D. BATON, D. BÉNISTI, L. GREMILLET, J. C. ADAM, A. HÉRON, D. J. STROZZI et F. AMIRANOFF. « **Experimental Evidence of Predominantly Transverse Electron Plasma Waves Driven by Stimulated Raman Scattering of Picosecond Laser Pulses** ». *Phys. Rev. Lett.* Vol. **102** (18 2009), p. 185003 (cf. p. 129).
- [85] Lin YIN, B. J. ALBRIGHT, K. J. BOWERS, W. DAUGHTON et H. A. ROSE. « **Saturation of backward stimulated scattering of laser in kinetic regime: Wavefront bowing, trapped particle modulational instability, and trapped particle self-focusing of plasma waves** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **15** (2008) (cf. p. 129).

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [86] L. YIN, B. J. ALBRIGHT, H. A. ROSE, K. J. BOWERS, B. BERGEN, D. S. MONTGOMERY, J. L. KLINE et J. C. FERNÁNDEZ. « Onset and saturation of backward stimulated Raman scattering of laser in trapping regime in three spatial dimensions ». *Physics of Plasmas*, Vol. **16**, No. 11, 113101 (2009) (cf. p. 129).
- [87] L. YIN, B. J. ALBRIGHT, H. A. ROSE, K. J. BOWERS, B. BERGEN et al. « Trapping induced nonlinear behavior of backward stimulated Raman scattering in multi-speckled laser beams ». *Physics of Plasmas*, Vol. **19**, No. 056304 (2012) (cf. p. 129).
- [88] L. YIN, B. J. ALBRIGHT, H. A. ROSE, D. S. MONTGOMERY, J. L. KLINE et al. « Self-organized coherent bursts of stimulated Raman scattering and speckle interaction in multi-speckled laser beams ». *Phys. Plasmas*, Vol. **20**, No. 012702 (2013) (cf. p. 129).
- [89] E. S. DODD, H. X. VU, D. F. DUBOIS et B. BEZZERIDES. « “Bloch wave” modification of stimulated Raman by stimulated Brillouin scattering ». *Phys. Plasmas*, No. 032707 (2013) (cf. p. 138).

« Accomplissement. n.m. La fin de l'effort et le début de l'ennui. »

Ambrose Bierce

Rappel de la démarche et des résultats importants

CE travail de thèse a porté sur l'étude et la modélisation de la diffusion Raman stimulée dans les plasmas relatifs à la fusion thermonucléaire contrôlée par confinement inertiel laser. La diffusion Raman a été prévue et largement étudiée théoriquement depuis plusieurs dizaines d'années. Les contributions majeures sont aujourd'hui assez rares, mais l'étude de cette instabilité revient au goût du jour depuis les campagnes expérimentales récentes effectuées sur le NIF et sur la LIL, au cours desquelles les mesures de rétro-diffusion Raman ont été bien supérieures à ce qui avait été estimé en amont : jusqu'à 50% de l'énergie laser des cônes internes⁹. Dans ces configurations, la diffusion Raman stimulée se trouve dans un régime où les effets cinétiques jouent un rôle important. Il s'agit du régime cinétique de la diffusion Raman stimulée. C'est à ce niveau que nous apportons notre contribution.

Avec les moyens de calculs actuels, et même dans le futur proche, il n'est pas possible de simuler un volume de plasma comparable à une cible laser par un code Maxwell-cinétique (Maxwell-PIC ou Maxwell-Vlasov) à cause de l'énorme résolution spatiale et temporelle requise. C'est pourquoi notre approche consiste à intégrer certains effets cinétiques (notamment les conséquences de la déformation de la fonction de distribution électronique) dans une description fluide, ce qui permet de résoudre un système couplé d'ondes électromagnétiques et électrostatique en approximation d'enveloppe et en propagation paraxiale. Évidemment, ce type de modèles présente des limites, et fait appel à de nombreuses hypothèses : approche perturbative, quasi-linéaire, approximation d'enveloppe, propagation paraxiale, etc. Il permet néanmoins, comme nous l'avons montré dans ce travail, d'identifier de bons ordres de grandeur et de capter le comportement global du système dans des temps assez courts, comparés au temps nécessaire pour réaliser des

9. Il y a d'ailleurs une blague assimilant l'effet Raman au deuxième laser le plus énergétique au monde...

CONCLUSION GÉNÉRALE

simulations PIC. Indépendamment de cela, l'approche fluide permet l'isolement des différents termes physiques, ce qui permet à la fois de modéliser et d'extraire la phénoménologie d'un problème. Il faut finalement rappeler que les codes cinétiques ne permettent pas non plus la simulation réaliste de plasmas sur des temps longs, la gestion des conditions de bords et des particules sortantes en étant principalement la cause. Les codes type fluide permettent alors d'explorer les phénomènes d'interaction sur des temps plus longs. Ils constituent une alternative nécessaire pour étudier et modéliser des expériences d'interaction laser-plasma pour l'ignition.

Cette approche a conduit au développement d'un code de calcul parallélisé, SIERA, qui met en œuvre des schémas numériques soigneusement validés pour résoudre les équations du modèle. À notre connaissance, il n'existe pas de code connu traitant la diffusion Raman stimulée en régime cinétique, dans des configurations réalistes (multi-D, inhomogène, domaine millimétrique) sur des temps de l'ordre de la centaine de picosecondes. Le modèle et les schémas numériques étudiés dans cette thèse sont désormais intégrés dans le code d'interaction multi-physique du CEA (*Héra*), qui s'exécute sur des machines massivement parallèles. *Héra* est actuellement en cours de validation, mais nous envisageons déjà la simulation de volumes plus importants sur des temps plus longs, ce qui nécessite la prise en compte de la réponse hydrodynamique du plasma, avec la prise en compte d'une physique plus riche et représentative des expériences d'interaction, comme le lissage optique, par exemple.

Les simulations bi-dimensionnelles PIC et fluides qui ont été faites dans le but de calibrer et valider SIERA ont permis de mettre en évidence certains points :

1. en plasma inhomogène :

- le phénomène d'auto-résonance subsiste en 2D ;
- ce phénomène est associé à la déformation du front de phase de l'onde plasma, entraînant son auto-focalisation et sa filamentation ;
- l'auto-résonance entraîne l'élargissement spatial de la zone de résonance : le couplage est plus important, les amplitudes des ondes filles sont plus élevées et l'extension spatiale de l'onde plasma est plus grande ;

2. en plasma homogène :

- *a contrario*, en plasma homogène, les effets cinétiques entraînent une saturation de l'instabilité plus rapidement et à des niveaux moins importants qu'avec le seul mécanisme (également non linéaire) d'appauvrissement de la pompe ;
- nous avons montré que la prise en compte d'un bruit large bande est nécessaire pour décrire la physique qui se produit. En effet, en plasma inhomogène, l'instabilité était déclenchée par un germe monochromatique, ce qui permet de contrôler finement le déclenchement de l'instabilité. Sur des temps plus longs cependant, d'autres modes sont susceptibles d'émerger, comme cela est le cas en plasma homogène. Enfin, lorsqu'un décalage de fréquence est présent dans le plasma (homogène ou inhomogène), le bruit large bande permet de capter le déclenchement d'instabilités en d'autres points.

D'une manière générale nous avons montré que le modèle réduit permet de relativement bien capter la dynamique, les ordres de grandeurs, les structures et les niveaux de saturation observés dans les simulations PIC, y compris dans des simulations à haut flux, ce qui constitue un résultat

très intéressant.

Nous avons ensuite confronté SIERA à des expériences, réalisées récemment, que nous avons idéalisées pour faire des démonstrations de principe. L'objectif recherché est de mettre en avant le rôle des effets non linéaires cinétiques qui ne peuvent pas être négligés dans ces configurations ; les bonnes tendances sont captées lorsqu'ils sont pris en compte, alors que ce n'est pas du tout le cas lorsque nous les négligeons. Plus précisément :

1. les simulations effectuées à la suite de la campagne LIL, en 2011, mettant en œuvre des modèles de gain linéaire n'ont pas permis d'interpréter les spectres Raman expérimentaux. Les mesures donnent en effet un signal spectral maximal associé à une densité ($0,05n_c$) qui n'est pas la densité maximale du profil ($0,10n_c$). La valeur du paramètre $k_L\lambda_D$ se trouvant dans la plage plaçant la diffusion Raman en régime non linéaire cinétique, nous nous attendons à ce que le décalage observé entre le spectre expérimental et le spectre simulé soit dû aux effets cinétiques. Pour faire apparaître cela, nous avons effectué une série de simulations (1D), chacune accordée à une densité différente, avec et sans ces effets. Nous avons ainsi pu montrer que, conformément aux mesures, lorsque nous prenons en compte les effets non linéaires cinétiques, le signal Raman le plus important est produit à $0,05n_c$;
2. des études expérimentales et numériques conduites récemment mettent en avant la possibilité, pour un point chaud laser instable au sens de la diffusion Raman, de déstabiliser ses voisins qui eux, sont stables (au sens de la diffusion Raman) en régime isolé. Cela démontre le caractère collectif de la diffusion Raman pour les points chauds, dans le cadre, par exemple, d'une tache focale lissée. Nous obtenons des comportements semblables aux expériences avec SIERA, lorsque les effets cinétiques sont pris en compte ; ceci met donc en évidence le rôle important qu'ils jouent dans ce type de configurations. Le mécanisme retenu est le suivant : le point chaud instable produit une onde plasma par diffusion Raman, ce qui déclenche le phénomène de piégeage longitudinalement. Les fonctions de distribution sont ainsi localement modifiées. Les électrons piégés continuent néanmoins de se disperser transversalement, modifiant les fonctions de distribution électroniques (en vitesse longitudinale) ailleurs dans le plasma, ce qui a pour conséquence d'abaisser le seuil de déclenchement de l'instabilité Raman. Les points chauds sous-seuil en régime isolé sont ainsi susceptibles de devenir instables en configuration collective. Nous avons également montré la nécessité d'utiliser un bruit large bande dans ce type de configurations afin d'être plus représentatif des conditions expérimentales.

Discussion et travail futur

Le modèle que nous avons mis en place dans SIERA, et maintenant dans *Héra*, nous permet de disposer d'un outil numérique permettant l'étude et l'exploration de la diffusion Raman dans le régime cinétique, et dans des configurations assez réalistes. Cet outil est, nous le pensons, tout à fait pertinent pour interpréter et modéliser certaines expériences d'interaction.

Les expériences que nous avons présentées dans cette thèse ont été idéalisées afin d'obtenir des résultats essentiellement qualitatifs. Il serait donc intéressant, à court terme, de poursuivre ce travail de modélisation d'expérience afin de produire des résultats quantitatifs. Concernant la campagne LIL, l'expérience est très complexe, mais sa modélisation peut être assez facilement raffinée : passage du 1D au 2D/3D, prise en compte d'une tache focale réaliste (avec

CONCLUSION GÉNÉRALE

lissage optique), réponse hydrodynamique du plasma, utilisation d'un bruit large bande, etc. Par ailleurs, sur des temps plus longs, d'autres mécanismes instables peuvent se développer (diffusion Brillouin, par exemple). *Héra* permettra alors de traiter ces deux mécanismes en même temps, et ainsi étudier leur compétition et inter-dépendance.

Concernant la mise en évidence du comportement collectif de points chauds vis-à-vis de la diffusion Raman, les principales limitations viennent de la méconnaissance importante des conditions expérimentales, et notamment des conditions plasma. Une collaboration prochaine avec les expérimentateurs est d'ailleurs envisagée, et des simulations d'hydrodynamique radiative seront probablement nécessaires pour estimer les températures et profils de densité après le tir de formation du plasma. Les simulations pourraient également être enrichies de modèles transverses pour prendre en compte les « pertes » électroniques transverses, permettant ainsi d'avoir des points chauds réellement séparés latéralement.

Durant ces trois ans, quelques simulations 3D ont été effectuées, mais la validation et l'essentiel de notre étude ont été faits en 2D. Alors que le passage 1D/2D est en général délicat (car la nature du problème est fondamentalement différente en une dimension), le passage 2D/3D ne devrait pas apporter trop de surprises même si nous savons que les effets 3D concernant l'auto-focalisation et la filamentation de l'onde plasma peuvent être un peu différents des mécanismes 2D. En revanche la validation d'une telle situation avec un code PIC risque d'être particulièrement fastidieuse : la simulation de domaines de dimensions similaires à ceux utilisés dans cette thèse porterait à 10^{14} le nombre de particules nécessaires pour une simulation PIC. Nous atteignons ici les limites du calcul numérique. En effet, à notre connaissance, les plus grosses simulations PIC effectuées à ce jour (notamment par Lin Yin, du Los Alamos National Laboratory) ont été réalisées avec 10^{12} particules. . .

Il faudra donc envisager de réduire les dimensions du système, et/ou de valider le code par des données liées à des expériences suffisamment bien diagnostiquées.

Dans le régime cinétique de la diffusion Raman stimulée, le décalage non linéaire de fréquence a pour conséquence l'augmentation du couplage Raman en plasmas à gradients de densité positifs, par le phénomène d'auto-résonance. Il serait particulièrement intéressant d'étudier la possibilité – ou non – de l'auto-résonance au-delà des régimes d'intérêt pour la FCI ainsi que la pertinence du modèle, dans les cas suivants notamment :

1. profil de densité négatif, en régime fluide de la diffusion Raman, avec prise en compte des décalages positifs de fréquence associés au développement d'harmoniques ;
2. profil de densité positif, en régime relativiste (donc à très haut flux), avec prise en compte des décalages négatifs de fréquence associés à l'augmentation de la masse des électrons ;
3. persistance de ce phénomène dans des régimes déterminés par des valeurs de $k_L \lambda_D > 0,5$;
4. éventuellement des cas où ces différents régimes entreraient en compétition.

Une autre application, dont le régime est particulièrement bien adapté aux hypothèses de notre code, est envisagée. Il s'agit de l'amplification Raman. L'idée consiste à utiliser le plasma comme milieu amplificateur pour amplifier et compresser une impulsion laser par couplage Raman. Cela a déjà fait l'objet d'études expérimentales en plasma homogène, utilisant des impulsions laser modulées en fréquence (*chirped pulses*) [76–80]. Une telle impulsion peut s'écrire sous la forme $I_g = I_0 e^{i\phi(t)t}$ où $\phi(t)$ est souvent une fonction linéaire ou affine : $\phi(t) = at + b$. Or, comme nous l'avons détaillé dans cette thèse, les termes de phase associés aux différentes

ondes peuvent être absorbés dans les équations d'enveloppe, et n'être reportés que dans l'équation de l'onde plasma. Le terme de modulation va donc nécessairement ressortir sous la forme d'un décalage linéaire de fréquence, ce qui formellement est équivalent à considérer un plasma inhomogène dont le profil de densité est linéaire. Ainsi, il est tout à fait possible de modéliser ces expériences à l'aide d'une impulsion monochromatique (germe) se propageant dans un plasma inhomogène et se couplant avec une pompe. Nous retrouvons le formalisme présenté dans cette thèse, et les conséquences associées notamment en terme d'auto-résonance.

Les résultats obtenus dans notre étude sont intéressants, prometteurs et ouvrent la voie à la possibilité de modéliser de façon pragmatique les expériences d'interaction. Néanmoins, d'autres thématiques doivent être étudiées avant de se lancer dans le grand bain. En effet, nous savons que la diffusion Raman est très sensible à la densité électronique. Il apparaît donc naturel d'étudier l'influence de l'hydrodynamique sur cette instabilité, sur les temps longs notamment. La question du bruit a également été posée. Cette question est toujours l'objet de grandes discussions : quel bruit choisir ? quel niveau ? Nous savons par exemple que le faisceau de création peut imprimer sa forme dans un plasma et déclencher des instabilités, notamment de filamentation. Les niveaux associés à cette impression étant très largement supérieurs au bruit thermique, chercher à modéliser ces fluctuations thermiques a-t-il vraiment un sens ? Une autre question reste également en suspens : celle des collisions. En effet, les collisions peuvent relaxer les fonctions de distributions vers l'équilibre, libérant les particules piégées, et provoquant ainsi le chauffage du plasma. L'instabilité Raman étant également sensible à la température, ce mécanisme peut jouer un rôle non négligeable. Il faudrait donc envisager des modèles de relaxation et/ou de dépiégeage et étudier l'impact de ces phénomènes, notamment sur les temps longs, lorsque les impulsions laser sont finies et que la densité du plasma est plus élevée.

Enfin, la compréhension et la maîtrise des mécanismes fins et globalement non linéaires qui permettent la description des instabilités se produisant dans l'interaction laser-plasma n'est pas une fin en soi. Il reste encore à mettre en œuvre des solutions technologiques pour limiter leur déclenchement dans les futures expériences d'interaction et d'ignition du Laser Mega Joule. Cela doit être fait de manière globale, c'est-à-dire qu'il est nécessaire de limiter le déclenchement d'une instabilité sans favoriser la croissance d'une autre. Par exemple, nous savons aujourd'hui que le lissage optique permet de limiter le déclenchement de l'instabilité Brillouin. Cependant comme nous l'avons abordé dans le chapitre 6, des études expérimentales et numériques ont montré que dans une tache focale lissée, un point chaud déstabilisé par effet Raman peut « allumer » des points chauds voisins, normalement stables en régime isolé. Ceci n'est évidemment pas l'effet recherché !

Nous espérons que ce travail, qui semble petit devant l'immensité des chantiers entrepris dans le cadre des projets pharaoniques que sont le NIF et le LMJ, permettra d'éclairer, même un peu, les choix et compromis qui devront être faits pour qu'un jour, l'on puisse allumer la cible de deutérium-tritium avec un gain thermonucléaire supérieur à un.

BIBLIOGRAPHIE GÉNÉRALE

- [1] Robert DAUTRAY et Jean-Paul WATTEAU, éd. *La fusion thermonucléaire inertielle par laser*. Vol. 1. Paris : Eyrolles, 1993 (cf. p. 2, 10, 17, 31, 35, 78).
- [2] J.D. LAWSON. *Some criteria for a useful thermonuclear reactor*. Rapp. tech. GP/R 1807. Harwell, Berkshire : Atomic Energy Research Establishment, 1955 (cf. p. 2).
- [3] M. SHIMADA et al. « Chapter 1: Overview and summary ». *Nuclear Fusion*, Vol. 47, No. 6 (2007), S1 (cf. p. 2).
- [4] *LMJ-PETAL Scientific Case For acadmic access program*. 2014 (cf. p. 2).
- [5] E.I. MOSES et E. STORM. « The NIF: An international high energy density science and inertial fusion user facility ». *EPJ Web of Conferences*, Vol. 59, No. 01002 (2013) (cf. p. 2).
- [6] WIKIPEDIA. *Inertial Confinement Fusion — Wikipedia, The Free Encyclopedia*. 2015 (cf. p. 3, 4).
- [7] <http://www-lmj.cea.fr/fr/experiences/index.htm> (cf. p. 3).
- [8] L. TONKS et I. LANGMUIR. « Oscillations in ionized gases ». *Physics Review*, Vol. 33 (1929), p. 195 (cf. p. 4).
- [9] Patrick MORA. *Cours d'introduction à la physique des plasmas chauds*. 1988 (cf. p. 4, 31).
- [10] A. EINSTEIN. « Zur Quantentheorie der Strahlung ». *Physikalische Zeitschrift*, Vol. 18 (1917), p. 121–128 (cf. p. 6).
- [11] N. BOHR. « On the Constitution of Atoms and Molecules. » *Phil. Mag.* Vol. 21 (1913) (cf. p. 6).
- [12] T. H. MAIMAN. « Stimulated Optical Radiation in Ruby ». *Nature*, Vol. 187 (1960), p. 493–494 (cf. p. 6).
- [13] Anthony E. SIEGMAN. *LASERS*. Sous la dir. d'University Science BOOKS. US : University Science Books, 1990 (cf. p. 6).
- [14] Siegfried H. GLENZER et al. « First implosion experiments with cryogenic thermonuclear fuel on the National Ignition Facility ». *Plasma physics and controlled fusion*, Vol. 54, No. 045013 (2012) (cf. p. 8, 15, 94).

BIBLIOGRAPHIE GÉNÉRALE

- [15] C. V. RAMAN. « **A new radiation** ». *Indian Journal of Physics*, Vol. **2** (1928), p. 387–398 (cf. p. 15).
- [16] K. S. KRISHNAN C. V. RAMAN. « **A new type of secondary rad** ». *Nature*, Vol. **121** (1928), p. 501 (cf. p. 15).
- [17] D. F. DUBOIS et M. V. GOLDMAN. « **Radiation-Induced Instability of Electron Plasma Oscillations** ». *Phys. Rev. Lett.* Vol. **14** (1965), p. 544–546 (cf. p. 15).
- [18] Marshall N. ROSENBLUTH. « Parametric Instabilities in Inhomogeneous Media ». *Physical Review Letters*, Vol. **29**, No. 9 (1972), p. 565 (cf. p. 15, 43).
- [19] G. J. MORALES et T. M. O' NEIL. « Nonlinear Frequency Shift of an Electron Plasma Wave ». *Physical Review Letters*, Vol. **28**, No. 7 (1972), p. 417 (cf. p. 15, 54, 112).
- [20] R. L. DEWAR. « **Frequency shift due to trapped particles** ». *Phys. F*, Vol. **15**, No. 4 (1972), p. 712 (cf. p. 15, 112).
- [21] T. CHAPMAN, S. HÜLLER, P. E. MASSON-LABORDE, W. ROZMUS et D. PESME. « **Spatially autoresonant stimulated Raman scattering in inhomogeneous plasmas in the kinetic regime** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **17** (2010) (cf. p. 15, 77).
- [22] T. CHAPMAN, S. HÜLLER, P.E. MASSON LABORDE, A. HERON, W. ROZMUS et D. PESME. « The dependance of spatial autoresonance in SRS on $k_L \lambda_D$ ». *IFSA 2011*. EPJ Web of Conferences, 2011 (cf. p. 15).
- [23] T. CHAPMAN, S. HÜLLER, P. E. MASSON-LABORDE, A. HERON, D. PESME et W. ROZMUS. « **Driven Spatially Autoresonant Stimulated Raman Scattering in the Kinetic Regime** ». *Physical Review Letters*, Vol. **108** (2012) (cf. p. 15, 55, 77).
- [24] Thomas CHAPMAN. « Autoresonance in stimulated Raman scattering ». Thèse de doct. École Polytechnique, 2011 (cf. p. 15, 31, 59).
- [25] J. A. HEIKKINEN et S. J. KARTTUNEN. « **Intensity saturation of stimulated Raman scattering by ion wave coupling** ». *Physics of Fluids (1958-1988)*, Vol. **29**, No. 4 (1986), p. 1291–1297 (cf. p. 15).
- [26] T. KOLBER, W. ROZMUS et V. T. TIKHONCHUK. « **Saturation of stimulated Raman scattering by Langmuir and ion acoustic wave coupling** ». *Physics of Fluids B : Plasma Physics (1989-1993)*, Vol. **5**, No. 1 (1993), p. 138–150 (cf. p. 15).
- [27] Thomas FOUQUET. « Modélisation théorique et numérique de la saturation de l'instabilité de diffusion Raman stimulée se développant dans l'interaction laser-plasma ». Thèse de doct. École Polytechnique, 2007 (cf. p. 15).
- [28] C. B. WHARTON, J. H. MALMBERG et T. M. O'NEIL. « **Nonlinear Effects of Large Amplitude Plasma Waves** ». *Physics of Fluids (1958-1988)*, Vol. **11**, No. 8 (1968), p. 1761–1763 (cf. p. 15).
- [29] Alexandre FRIOU. « Propagation d'une impulsion laser intense dans un plasma sous-dense : creusement de canal et diffusion Raman stimulée ». Thèse de doct. Orsay, 2012 (cf. p. 15).
- [30] T. P. COFFEY. « **Breaking of Large Amplitude Plasma Oscillations** ». *Physics of Fluids (1958-1988)*, Vol. **14**, No. 7 (1971), p. 1402–1406 (cf. p. 15).
- [31] P. LOISEAU, P.-E. MASSON-LABORDE, D. TEYCHENNÉ, M.-C. MONTEIL, M. CASANOVA, D. MARION et C. ROUSSEAU. *Bilans d'énergie LIL - Campagne interaction 2011*. Rapport interne. CEA, 2014 (cf. p. 15, 94, 123).

- [32] C. ROUSSEAU, G. HUSER, P. LOISEAU, M. CASANOVA, E. ALOZY, B. VILLETTE, R. WROBEL, O. HENRY et D. RAFFESTIN. « **Laser parametric instability experiments of a 3ω , 15 kJ, 6 ns laser pulse in gas-filled hohlraums at the Ligne d'Intégration Laser facility** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **22**, No. 2, 022706 (2015) (cf. p. 15, 123).
- [33] H. X. VU, D. F. DUBOIS et B. BEZZERIDES. « **Kinetic inflation of stimulated Raman backscatter in regimes of high linear Landau damping** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **9** (2002), p. 1745 (cf. p. 16, 49).
- [34] Ph. BALLEREAU, M. CASANOVA, F. DUBOC, D. DUREAU, H. JOURDREN, P. LOISEAU, J. METRAL, O. MORICE et R. SENTIS. « **Simulation of the Paraxial Laser Propagation Coupled with Hydrodynamics in 3D Geometry** ». *Journal of Scientific Computing*, Vol. **33**, No. 1 (2007), p. 1–24 (cf. p. 16, 74).
- [35] D. BOHM et E. P. GROSS. « **Theory of Plasma Oscillations. A. Origin of Medium-Like Behavior** ». *Phys. Rev.* Vol. **75**, No. 12 (1949), p. 1851–1864 (cf. p. 16).
- [36] J. L. KLINE, D. S. MONTGOMERY, L. YIN, D. F. DUBOIS, B. J. ALBRIGHT, B. BEZZERIDES, J. A. COBBLE, E. S. DODD, D. F. DUBOIS, J. C. FERNÁNDEZ, R. P. JOHNSON, J. M. KINDEL, H. A. ROSE, H. X. VU et W. DAUGHTON. « **Different $k\lambda_D$ regimes for nonlinear effects on Langmuir waves** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **13**, No. 5, 055906 (2006) (cf. p. 18).
- [37] B. LA FONTAINE, D. M. VILLENEUVE, H. A. BALDIS, R. P. DRAKE et Kent ESTABROOK. « **Test of the Landau cutoff of stimulated Raman scattering spectra as an electron-temperature diagnostic in laser-produced plasmas** ». *Phys. Rev. Lett.* Vol. **68** (4 1992), p. 484–487 (cf. p. 18).
- [38] R. L. DEWAR et J. LINDL. « **Nonlinear Frequency Shift of a Plasma Wave** ». *Physics of Fluids*, Vol. **15**, No. 5 (1972), p. 820–824 (cf. p. 18).
- [39] T. P. COFFEY. « **Breaking of Large Amplitude Plasma Oscillations** ». *Physics of Fluids*, Vol. **14**, No. 7 (1971), p. 1402–1406 (cf. p. 18).
- [40] B. J. WINJUM, J. FAHLEN et W. B. MORI. « **The relative importance of fluid and kinetic frequency shifts of an electron plasma wave** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **14**, No. 10, 102104 (2007) (cf. p. 18).
- [41] O. YAAKOBI, L. FRIEDLAND, R. R. LINDBERG, A. E. CHARMAN, G. PENN et J. S. WURTELE. « **Spatially autoresonant stimulated Raman scattering in nonuniform plasmas** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **15**, No. 3, 032105 (2008) (cf. p. 18).
- [42] C. H. STILL, R. L. BERGER, A. B. LANGDON, D. E. HINKEL, L. J. SUTER et E. A. WILLIAMS. « **Filamentation and forward Brillouin scatter of entire smoothed and aberrated laser beams** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **7**, No. 5 (2000), p. 2023–2032 (cf. p. 23).
- [43] *Cielo Full-System Simulations of Multi-Beam Laser-Plasma Interaction in NIF Experiments*. CUG. 2011 (cf. p. 23).
- [44] *Simulating Laser-Plasma Interaction in Experiments at the National Ignition Facility on a Cray XE6*. CUG. 2011 (cf. p. 23).
- [45] G. B. WHITHAM. *Linear and non linear waves*. Pure and applied mathematics. New York : John Wiley & Sons, 1974 (cf. p. 31).

BIBLIOGRAPHIE GÉNÉRALE

- [46] Didier BÉNISTI, Olivier MORICE, Laurent GREMILLET, Evangelos SIMINOS et David J. STROZZI. « **Nonlinear group velocity of an electron plasma wave** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **17**, No. 8, 082301 (2010) (cf. p. [31](#), [59](#)).
- [47] D. BÉNISTI, O. MORICE, L. GREMILLET, A. FRIOU et E. LEFEBVRE. « **Nonlinear kinetic modeling of stimulated Raman scattering in a multidimensional geometry** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **19**, No. 5, 056301 (2012) (cf. p. [31](#)).
- [48] Didier BENISTI, Nikolai A. YAMPOLSKY et Nathaniel J. FISCH. « **Comparisons between nonlinear kinetic modelings of simulated Raman scattering using envelope equations** ». *Phys. Plasmas*, Vol. **19**, No. 013110 (2012) (cf. p. [31](#), [49](#)).
- [49] T. KOLBER, W. ROZMUS et V. T. TIKHONCHUK. « **Saturation of stimulated Raman scattering by Langmuir and ion acousticwave coupling** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **5** (1993), p. 138 (cf. p. [35](#)).
- [50] J.M. MANLEY et H.E. ROWE. « **Some General Properties of Nonlinear Elements-Part I. General Energy Relations** ». *Proceedings of the IRE*, Vol. **44**, No. 7 (1956), p. 904–913 (cf. p. [35](#)).
- [51] Stephan BRUNNER. *Cours de l'EPFL : Advanced theory of plasmas*. 2015 (cf. p. [35](#)).
- [52] Ante SALCEDO. « **Coupled Modes Analysis or SRS Backscattering, with Langmuir Decay and Possible Cascadings** ». Thèse de doct. Massachusetts Institute of Technology, 2002 (cf. p. [35](#)).
- [53] D. J. STROZZI, E. A. WILLIAMS, H. A. ROSE, D. E. HINKEL, A. B. LANGDON et J. W. BANKS. « **Threshold for electron trapping nonlinearity in Langmuir waves** ». *Physics of Plasmas (1994-present)*, Vol. **19**, No. 11 (2012) (cf. p. [47](#)).
- [54] N. A. YAMPOLSKY et N. J. FISCH. « **Effect of nonlinear Landau damping in plasma-based backward Raman amplifier** ». *Physics of Plasmas (1994-present)*, Vol. **16**, No. 7, 072105 (2009), p. – (cf. p. [49](#)).
- [55] P. E. MASSON-LABORDE, W. ROZMUS, Z. PENG, D. PESME, S. HÜLLER, M. CASANOVA, V. Yu. BYCHENKOV, T. CHAPMAN et P. LOISEAU. « **Evolution of the stimulated Raman scattering instability in two-dimensional particle-in-cell simulations** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **17** (2010) (cf. p. [49](#), [53](#), [55](#)).
- [56] L. DIVOL, E. A. WILLIAM, B.I. COHEN, A. B. LANGDON et B.F LASINSKI. « **Reduced Model of Kinetic Effects Related to the Saturation of Stimulated Brillouin Scattering** ». *IFSA 2003*. 2003 (cf. p. [49](#), [53](#), [56](#), [62](#)).
- [57] H. X. VU, D. F. DUBOIS et B. BEZZERIDES. « **Inflation threshold: A nonlinear trapping-induced threshold for the rapid onset of stimulated Raman scattering from a single laser speckle** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **14**, No. 1, 012702 (2007), p. – (cf. p. [55](#), [56](#)).
- [58] E. A. WILLIAMS, B. I. COHEN, L. DIVOL, M. R. DORR, J. A. HITTINGER, D. E. HINKEL, A. B. LANGDON, R. K. KIRKWOOD, D. H. FROULA et S. H. GLENZER. « **Effects of ion trapping on crossed-laser-beam stimulated Brillouin scattering** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **11**, No. 1 (2004), p. 231–244 (cf. p. [56](#)).
- [59] Didier BÉNISTI, Olivier MORICE et Laurent GREMILLET. « **The various manifestations of collisionless dissipation in wave propagation** ». *Physics of Plasmas (1994-present)*, Vol. **19**, No. 6, 063110 (2012) (cf. p. [59](#)).

- [60] *Travail effectué en collaboration avec Stephan Brunner*. X-CPhT/EPFL-CRPP, 2014 (cf. p. 60).
- [61] Harvey A. ROSE et L. YIN. « [Langmuir wave filamentation instability](#) ». *Physics of Plasmas*, Vol. **15**, No. 4, 042311 (2008), p. – (cf. p. 63, 99).
- [62] WIKIPEDIA. *OpenMP — Wikipedia, The Free Encyclopedia*. 2015 (cf. p. 67).
- [63] William H. PRESS, Brian P. FLANNERY, Saul A. TEUKOLSKY et William T. VETTERLING. *Numerical recipes : The art of scientific Computing*. Cambridge University Press, 1992 (cf. p. 69, 70).
- [64] L. FRIEDLAND. « [Autoresonance of coupled nonlinear waves](#) ». *Phys. Rev. E*, Vol. **57** (3 1998), p. 3494–3501 (cf. p. 77).
- [65] M. CASANOVA. « [Convenient computational forms for the frequency and damping of electrostatic waves in an unmagnetized plasma](#) ». *Laser and Particle Beams*, Vol. **7** (1989), p. 165–171 (cf. p. 78).
- [66] M. CASANOVA. *Génération d'une source de bruit avec des propriétés statistiques données*. (Cf. p. 81).
- [67] Philippe MOUNAIX, Denis PESME et Michel CASANOVA. « Nonlinear reflectivity of an inhomogeneous plasma in the strongly damped regime ». *Physical Review E*, Vol. **55**, No. 4 (1997), p. 4653 (cf. p. 81).
- [68] A.G. SITENKO. *Electromagnetic Fluctuations in Plasma*. Academic Press, New York, 1967 (cf. p. 83).
- [69] A. I. AKHIEZER, A. G. SITENKO, R.V. POLOVIN et K. N. STEPANOV. *Non-Linear Theory and Fluctuations*. Sous la dir. d'A.G. SITENKO. T. 2. Plasma Electrodynamics. New York : Pergamon Press, 1975, p. 116–142 (cf. p. 83).
- [70] A.G. SITENKO. *Fluctuations and Non-Linear Wave Interactions in Plasmas*. Sous la dir. d'A.G. SITENKO. T. 107. International Series in Natural Philosophy. Pergamon, 1982 (cf. p. 83).
- [71] G. TRAN, P. LOISEAU, P. E. MASSON-LABORDE, M. NAKATSUTSUMI, J. R. MARQUES et J. FUCHS. *Interaction laser matière dans un plasma sous dense complètement ionisé*. Forum ILP 2012, Poster. 2012 (cf. p. 84).
- [72] A. HÉRON et J. C. ADAM. « [Physics of the interaction of ultra intense laser pulses with cold collisional plasma using large scale kinetic simulations](#) ». *Physics of Plasmas*, Vol. **22**, No. 7, 072306 (2015) (cf. p. 88).
- [73] R.N. BRACEWELL. *The Fourier Transform and Its Applications*. Electrical engineering series. McGraw Hill, 2000 (cf. p. 90, 95).
- [74] R. L. BERGER, S. BRUNNER, T. CHAPMAN, L. DIVOL, C. H. STILL et E. J. VALEO. « [Electron and ion kinetic effects on non-linearly driven electron plasma and ion acoustic waves](#) ». *Physics of Plasmas*, Vol. **20**, No. 3, 032107 (2013) (cf. p. 95, 100).
- [75] S. BRUNNER, R. L. BERGER, B. I. COHEN, L. HAUSAMMANN et E. J. VALEO. « [Kinetic simulations and reduced modeling of longitudinal sideband instabilities in non-linear electron plasma waves](#) ». *Physics of Plasmas*, Vol. **21**, No. 10, 102104 (2014) (cf. p. 95).

BIBLIOGRAPHIE GÉNÉRALE

- [76] R. NUTER et V. TIKHONCHUK. « **Prepulse suppression and optimization of backward Raman amplification with a chirped pump laser beam** ». *Phys. Rev. E*, Vol. **87** (4 2013), p. 043109 (cf. p. [112](#), [144](#)).
- [77] Jun REN, Weifeng CHENG, Shuanglei LI et Szymon SUCKEWER. « **A new method for generating ultraintense and ultrashort laser pulses** ». *Nat Phys*, Vol. **3** (2007), p. 732–736 (cf. p. [112](#), [144](#)).
- [78] J. P. FARMER, B. ERSFIELD, G. RAJ et D. A. JAROSZYNSKI. « **Raman amplification in plasma: thermal effects and damping** ». *CENTRAL LASER FACILITY Annual Report - Theory and computation* (2009) (cf. p. [112](#), [144](#)).
- [79] V. M. MALKIN, G. SHVETS et N. J. FISCH. « **Detuned Raman Amplification of Short Laser Pulses in Plasma** ». *Phys. Rev. Lett.* Vol. **84** (6 2000), p. 1208–1211 (cf. p. [112](#), [144](#)).
- [80] G VIEUX, A LYACHEV, X YANG, B ERSFELD, J P FARMER, E BRUNETTI, R C ISSAC, G RAJ, G H WELSH, S M WIGGINS et D A JAROSZYNSKI. « **Chirped pulse Raman amplification in plasma** ». *New Journal of Physics*, Vol. **13**, No. 6 (2011), p. 063042 (cf. p. [112](#), [144](#)).
- [81] P. LOISEAU, P. E. MASSON-LABORDE, D. TEYCHENNE, M.-C. MONTEIL, M. CASANOVA, D. MARION, G. TRAN, G HUSER, C. ROUSSEAUX, S. HÜLLER, A. HÉRON et D. PESME. « Simulation of laser-plasma interaction experiments with gas-filled hohlraums on the LIL facility ». IOP Conf. Series (accepted), 2015 (cf. p. [123](#), [124](#)).
- [82] Kévin GLIZE. « Étude du comportement collectif des speckles dans le développement de l'instabilité de diffusion Raman stimulée lors de l'interaction laser-plasma ». Thèse de doct. École Polytechnique, 2015 (cf. p. [123](#)).
- [83] C. ROUSSEAUX, L. GREMILLET, M. CASANOVA, P. LOISEAU, M. RABEC LE GLOAHEC, S. D. BATON, F. AMIRANOFF, J. C. ADAM et A. HÉRON. « **Transient Development of Backward Stimulated Raman and Brillouin Scattering on a Picosecond Time Scale Measured by Subpicosecond Thomson Diagnostic** ». *Phys. Rev. Lett.* Vol. **97** (1 2006), p. 015001 (cf. p. [129](#)).
- [84] C. ROUSSEAUX, S. D. BATON, D. BÉNISTI, L. GREMILLET, J. C. ADAM, A. HÉRON, D. J. STROZZI et F. AMIRANOFF. « **Experimental Evidence of Predominantly Transverse Electron Plasma Waves Driven by Stimulated Raman Scattering of Picosecond Laser Pulses** ». *Phys. Rev. Lett.* Vol. **102** (18 2009), p. 185003 (cf. p. [129](#)).
- [85] Lin YIN, B. J. ALBRIGHT, K. J. BOWERS, W. DAUGHTON et H. A. ROSE. « **Saturation of backward stimulated scattering of laser in kinetic regime: Wavefront bowing, trapped particle modulational instability, and trapped particle self-focusing of plasma waves** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **15** (2008) (cf. p. [129](#)).
- [86] L. YIN, B. J. ALBRIGHT, H. A. ROSE, K. J. BOWERS, B. BERGEN, D. S. MONTGOMERY, J. L. KLINE et J. C. FERNÁNDEZ. « **Onset and saturation of backward stimulated Raman scattering of laser in trapping regime in three spatial dimensions** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **16**, No. 11, 113101 (2009) (cf. p. [129](#)).
- [87] L. YIN, B. J. ALBRIGHT, H. A. ROSE, K. J. BOWERS, B. BERGEN et al. « **Trapping induced nonlinear behavior of backward stimulated Raman scattering in multi-speckled laser beams** ». *Physics of Plasmas*, Vol. **19**, No. 056304 (2012) (cf. p. [129](#)).

- [88] L. YIN, B. J. ALBRIGHT, H. A. ROSE, D. S. MONTGOMERY, J. L. KLINE et al. « Self-organized coherent bursts of stimulated Raman scattering and speckle interaction in multi-speckled laser beams ». *Phys. Plasmas*, Vol. **20**, No. 012702 (2013) (cf. p. [129](#)).
- [89] E. S. DODD, H. X. VU, D. F. DUBOIS et B. BEZZERIDES. « “Bloch wave” modification of stimulated Raman by stimulated Brillouin scattering ». *Phys. Plasmas*, No. 032707 (2013) (cf. p. [138](#)).

