cpoge avancées 2007

Avancées scientifiques et techniques de la Direction des applications militaires

œ

chocs avancées 2007

5 R ¥

	Editorial	1	9 Description statistique et quantique des plasmas chauds	26
	Daniel Verwaerde		JC. Pain, G. Dejonghe, P. Arnault, F. Gilleron	
1	Matériaux à haute tenue au flux laser : modélisation de l'endommagement et procédé d'élaboration G. Duchateau, A. Dyan, N. Marchet, P. Belleville, P. Prené	5	 Simulation moléculaire des produits de détonation E. Bourasseau, N. Desbiens, JB. Maillet, L. Soulard, V. Dubois 	29
2	Technologies lasers futures B. Le Garrec	7	 Chocs avec le deuton P. Chau Huu-Tai , JM. Laborie, X. Ledoux, B. Morillon, C. Varignon 	31
3	Diagnostics d'imagerie X pour les expériences sur la LIL R. Rosch, JY. Boutin, JP. Le Breton, D. Gontier, JP. Jadaud, C. Reverdin, G. Soullié, G. Lidove, R. Maroni	10	Doservabilité de la décélération d'un véhicule balistique P. Minvielle, P. Dodin, JP. Le Cadre	33
4	Accélération de protons par impulsion laser ultra-brève et ultra-intense E. Lefebvre, L. Gremillet, R. Nuter	13	Conception et réalisation de métamatériaux O. Acher, JM. Lerat, N. Malléjac, M. Ledieu, JH. Le Gallou	36 1
5	Simulation numérique de la propagation laser avec le code HERA R. Sentis	16	 Propriétés thermophysiques des métaux liquides : avancées récentes M. Boivineau 	39
6	Calcul haute performance et accélérateurs GPGPU H. Jourdren	19	 Automatisation des procédés de séparation isotopique des hydrogènes par chromatographie en phase gazeuse C. Laquerbe, J. Steimetz, D. Leterq, J. Demoment 	42
7	Détermination de la courbe de fusion du plomb sous pression : nouvelles mesures en cellules à enclumes de diamant et fin d'une controverse	20	16 Visualisation pour l'analyse de données géophysiques M. Aupetit	45
	A. Dewaele, P. Loubeyre.		Phénomènes atmosphériques transitoires : projet TARANIS	47
8	Simuler la matière dans des conditions extrêmes J. Clérouin, S. Mazevet, S. Le Roux, G. Zérah, F. Lambert,	23	E. Blanc, T. Farges	
	J. F. Danel, L. Kazandjian		Livres parus en 2007	47
			Soutenances HDR en 2007	

chocs avancées

Avancées scientifiques et techniques de la Direction des applications militaires

Directeur de la publication : Thierry Massard

Coordinateur scientifique : Rémi Sentis

Comité scientifique :

Olivier Acher Rémy Besnard Daniel Bouche Francis Hardouin Jean-Pierre Leyrat

Christophe Moulin Bruno Scheurer Rémi Sentis Philippe Duvignac Philippe Simonetti Christophe Thiébaut **Catherine Treimany**

Rédacteur en chef : Jean-Pierre Nicolle

Création et réalisation Peter Van Lier Imprimerie Le Bon Caractère 61190 Tourouvre

Secrétariat - Diffusion - Abonnement : Régis Vizet chocs CEA-DAM-Île-de-France Bruyères-le-Châtel 91297 Arpajon Cedex Tél: 33 (0)1 69 26 76 98 Fax : 33 (0)1 69 26 70 80 Email : chocs@cea.fr

ISSN 1961-7399

chocs avancées scientifiques et techniques de la direction des applications militaires 2007





Par Daniel Verwaerde, Directeur des applications militaires du CEA

2007, UNE GRANDE ANNÉE POUR LA SCIENCE

Ce deuxième numéro de "chocs Avancées" est destiné à illustrer les travaux scientifiques du CEA - DAM. Il présente une sélection de travaux choisis parmi les trois cents publications annuelles, ainsi que les avancées scientifiques et technologiques majeures. Ce "chocs Avancées" se veut également un témoignage des collaborations entre les chercheurs du CEA - DAM et de la communauté scientifique française et européenne.

La simulation : des étapes importantes sont franchies

Le président de la République a récemment rappelé le rôle central que joue la dissuasion dans le dispositif de défense de la France. Le CEA continue à œuvrer pour le maintien d'une dissuasion nucléaire sûre, fiable et pérenne en l'absence d'essais nucléaires. Au cœur de cette exigence, le programme Simulation, lancé en 1996 après la signature du traité interdiction complète des essais nucléaires, a permis d'apporter la garantie de sûreté et de fiabilité de la tête nucléaire aéroportée, la première au monde garantie par une telle démarche de démonstration scientifique.

Ce programme a franchi en 2007 de nouvelles étapes clés, grâce aux expériences réalisées sur l'installation LIL



Installation pour la métrologie de microscopes multi-KB

(Ligne d'Intégration Laser), prototype du futur Laser MégaJoule (voir l'article de Rosch et Al.), et par les progrès réalisés dans la physique des plasmas, dans la propagation des faisceaux lasers, et dans la mise en œuvre d'expériences lasers complexes (voir article de Loubeyre et Al.). Toutes ces avancées scientifiques sont soutenues par une recherche permanente dans le domaine des lasers, tant du point de vue de l'optique que des technologies pour les futures installations (voir les articles de Duchateau et Al. et de Le Garrec).

chocs avancées scientifiques et techniques de la direction des applications militaires 2007

Avec la décision de construire, auprès de la LIL, un laser PetaWatt de 3 500 joules, délivrant des impulsions picosecondes (10-12 s), le Conseil régional d'Aquitaine consolide un pôle de recherche de haut niveau autour des lasers du CEA - Cesta. L'installation ainsi constituée, baptisée PETAL, sera un grand instrument destiné à la recherche académique. Il permettra notamment de tester des technologies avancées, et d'acquérir des données expérimentales indispensables pour préparer le futur laser HiPER proposé à l'Europe dans le cadre de l'ESFRI : European Strategy Forum on Research Infrastructure. Grâce à ce projet, les ingénieurs et les chercheurs du CEA démontrent qu'ils sont à la pointe de la recherche mondiale.



Nanoparticules de silice à coeur de zircone préparées par microémulsion.

Le calcul intensif : un axe prioritaire pour la recherche française

Le calcul intensif occupe une place centrale dans le programme Simulation. Le CEA - DAM adapte, au fil du temps, sa capacité de calcul aux besoins de ce programme, tout en étant l'un des principaux acteurs du renouvellement du calcul haute-performance en France. Le regroupement d'industriels et de chercheurs autour du pôle de compétence en simulation numérique haute performance *Teratec*



permettra de progresser plus vite dans ces nouvelles technologies. Le CEA se place ainsi au meilleur rang européen, et poursuit une démarche d'innovation technologique en liaison avec les industriels français de la filière pour relever le défi des futures machines pétaflopiques. Le partenariat entre le CEA et BULL pour le calcul haute-performance est au cœur de cette stratégie (voir l'article de Jourdren).

Au-delà des exigences de performances liées au renouvellement des composantes de la dissuasion, la simulation numérique s'impose, au CEA, comme le troisième pilier de la recherche, au même titre que la théorie et que l'expérience.

Simulation de la propagation d'un faisceau laser, en oblique, dans un plasma.



Visualisation de la densité électronique dans un métal chaud et détendu.

Elle permet non seulement d'améliorer la confrontation théorie/ expériences, mais également de conforter et d'améliorer les modèles théoriques. Ceux-ci comportent de moins en moins d'approximations limitatives et deviennent ainsi plus prédictifs (voir les articles de Bourasseau et Al. et de Clérouin et Al.). La simulation numérique permet aussi de réduire les coûts et les délais de développement d'objets de haute technologie, en minimisant le nombre d'essais et en généralisant l'accès de tous les acteurs d'un projet à la "maquette numérique". Le Centre de calcul recherche et technologie (CCRT) du CEA permet à tous les industriels d'accéder à ces nouvelles technologies. Dédié à la recherche et au développement informatique, le CCRT est au centre de nombreuses collaborations. L'ANR et

le pôle de compétitivité System@tic soutiennent activement ces actions. En avril dernier, le CEA et le CNRS ont créé le centre national *Jacques-Louis Lions*, destiné à accueillir un des premiers supercalculateurs pétaflopiques en Europe, et à favoriser les formations nécessaires dans le domaine de la modélisation, du calcul haute-performance, et de la visualisation.

La physique au cœur des recherches du CEA - DAM

La physique nucléaire, la physique des matériaux, qu'ils soient solides ou gazeux, énergétiques ou structurants, sont des domaines essentiels au CEA - DAM, comme en témoigne de nombreux articles de ce numéro. La physique du globe, dans le cadre de la surveillance du respect des traités, conduit également à des travaux de premier plan sur les données géophysiques observables (voir l'article d'Aupetit et Al.).

Indirectement, ces travaux concourent à une meilleure prise en compte des risques naturels, et accroissent notre compréhension des phénomènes atmosphériques (voir l'article de E. Blanc et Al.).



Photo en fausses couleurs de sprites, prise depuis le pic du Midi par le National Space Institute du Danemark (collaboration européenne à laquelle le CEA - DAM a participé)

chocs avancées scientifiques et techniques de la direction des applications militaires 2007

Une recherche duale au profit de grands enjeux de société

Les technologies les plus avancées développées dans le cadre des programmes de défense servent directement la recherche dans le domaine des énergies non productrices de gaz à effets de serre, ou encore la recherche dans le domaine du calcul intensif. Les expériences lasers d'accélération de particules trouveront à n'en pas douter des débouchés dans la protonthérapie *(voir l'article de* E. Lefebvre *et Al.)*. La dualité des recherches menées au CEA - DAM est évidente, et ses chercheurs, en collaboration avec la communauté scientifique, sont toujours prêts à relever de nouveaux défis.



Pouvoirs d'arrêt dans l'eau d'un proton de 160 MeV et d'un faisceau de photons X, illustrant l'intérêt des protons pour la radiothérapie : le dépôt d'énergie peut être concentré dans le volume de la tumeur, irradiant ainsi au minimum les tissus sains environnants.

Le lecteur trouvera dans ces pages un aperçu des travaux de recherche menés au CEA - DAM. Les domaines sont très divers, mais ils se structurent avec cohérence autour des grandes missions de la Direction des applications militaires. Le choix forcément arbitraire des sujets retenus parmi toutes les publications de l'année 2007 n'a pour ambition que d'illustrer la qualité et l'enthousiasme de nos chercheurs.

- L A S E R S -

MATÉRIAUX À HAUTE TERUE AU FLUX LASER : MODÉLISATION DE L'ENDOMMAGEMENT ET PROCÉDÉ D'ÉLABORATION

G. DUCHATEAU, A. DYAN, N. MARCHET, P. BELLEVILLE, P. PRENÉ CEA - Le Ripault

Dans le cadre du programme LMJ, la compréhension et la maîtrise des phénomènes d'endommagement des optiques soumises à un flux laser sont cruciales. En 2007, cette problématique a bénéficié d'avancées significatives, tant au niveau théorique qu'expérimental. Un modèle thermique simple, fondé sur l'agrégation de défauts, a permis de rendre compte des principaux faits expérimentaux. Ce modèle fournit des indications sur la nature des défauts précurseurs responsables de l'endommagement laser. D'autre part, un aspect plus empirique consiste à identifier et à sélectionner les matériaux constitutifs des revêtements sol-gel déposés sur les optiques. Cette sélection de matériaux se fait par des mesures de résistance au flux laser dans les conditions représentatives de l'exploitation sur chaîne, et par une maîtrise des conditions d'élaboration de ces couches minces par voie chimique.

Les composants optiques installés sur les chaînes lasers de puissance doivent répondre à des spécifications sévères en terme de résistance au flux laser (quelques dizaines de J.cm²). Il convient de considérer, d'une part la tenue au flux laser du substrat, d'autre part celle des traitements de surface déposés pour lui conférer une propriété optique particulière (antireflet, réfléchissante, polarisante). Dans la première partie de cet article, nous présentons une modélisation de l'endommagement laser. Dans la seconde, nous abordons la synthèse expérimentale de matériaux hybrides, dont la mise en forme conduit à des couches minces à haute tenue au flux laser.

La démarche de modélisation que nous avons entreprise consiste à développer une approche fondée sur des hypothèses raisonnables. Elle permet de dresser, de manière indirecte, des conclusions sur la nature des défauts responsables de l'endommagement laser, à partir de la connaissance de quelques grandeurs physiques mesurées expérimentalement [1]. Il est maintenant admis que l'endommagement laser dans les cristaux de *KDP* (*KH*²*PO*⁴) résulte d'une forte élévation locale de température [2]. Puisque nous travaillons avec des durées d'interaction de quelques nanosecondes, la diffusion de la chaleur joue un rôle important dans l'évolution temporelle de la température. Par ailleurs, des observations expérimentales montrent la présence d'hétérogénéités constituées d'agrégats de défauts nanométriques dans le cristal. Notre modèle repose donc essentiellement sur la résolution de l'équation de *Fourier*, où un terme source rend compte de l'absorption de chaque défaut. Pour une configuration donnée des défauts, le champ de température obtenu après le passage de l'impulsion laser permet alors de dire s'il y a eu endommagement. En effectuant des tirages aléatoires de cette configuration, nous en déduisons une probabilité d'endommagement qui dépend de la fluence laser. La figure 1 illustre le type de résultats obtenus pour la probabilité d'endommagement avec ce modèle.

Nous avons effectué des calculs 1D et 3D pour lesquels la diffusion de la chaleur est permise, respectivement, dans une, puis dans trois directions de l'espace. La géométrie associée des défauts est, respectivement, planaire ou sphérique. La comparaison aux résultats expérimentaux montre que les calculs 1D sont les meilleurs. Nous en déduisons que les défauts responsables de l'endommagement laser dans les cristaux de *KDP* sont, en fait, une collection de défauts planaires qui pourraient être des réseaux de dislocations, des bandes de croissance, ou des défauts d'empilement. – L A S E R S –

Ainsi, la modélisation nous permet d'identifier des familles de défauts potentiellement responsables de l'endommagement laser des matériaux massifs. En ce qui concerne les matériaux déposés en couche mince, ils doivent satisfaire a minima le critère de transparence, et posséder une énergie de gap élevée dans la gamme de longueur d'onde d'utilisation (1053 nm ou 351nm). En se basant sur ces critères physiques (largeur de bande interdite, indice de réfraction) et chimiques (stabilisation des solutions, nature des solvants), une identification de matériaux à haut indice de réfraction et à haute tenue au flux a mis en avant l'intérêt des matériaux hybrides organiques-inorganiques synthétisés par le procédé sol-gel [3]. Ce mode d'élaboration, utilisant la dispersion de nanoparticules d'oxydes métalliques (γ -AlO(OH) et ZrO₂) dans un polymère organique, a montré que la tenue au flux d'un composé hybride est significativement améliorée par rapport aux matériaux oxydes de référence [4]. Le verrou principal à lever dans la préparation d'une telle solution hybride consiste à rendre compatible les nanoparticules d'oxydes à surface hydrophile avec les polymères organiques de nature hydrophobe. Cette compatibilité est obtenue par fonctionnalisation des particules (c'est-à-dire par greffage d'acides carboxyliques ou d'organosilanes). Elle ne modifie ni la qualité optique des revêtements, ni leur seuil d'endommagement laser. Ainsi, l'optimisation de la fonctionnalisation, grâce au choix des agents de greffage et à l'ajout d'un polymère de haute tenue au flux laser, permet d'améliorer nettement la résistance à l'endommagement d'un matériau oxyde (figure 2).

Probabilité d'endommagement 1,0 0,8 0.6 0.4 = 250 ps t = 1 ns0,2 t = 4 nst = 16 ns 0 10 15 20 25 Fluence (J.cm⁻²)

Figure 1

Évolution de la probabilité d'endommagement en fonction de la fluence laser, pour quatre durées d'impulsion (de 0,25 à 16 ns). L'étude de l'endommagement laser des matériaux est un sujet vaste et complexe. La recherche de matériaux à haute résistance au flux nécessite de mener, en parallèle et en synergie, des approches théorique et expérimentale. Ce n'est que grâce à cette double démarche que nous comprendrons complètement les phénomènes à l'origine des endommagements sous flux laser, et que nous pourrons maîtriser la durée de vie des composants sur une chaîne laser.

Références

[1] G. DUCHATEAU, A. DYAN, "Coupling statistics and heat transfer to study laser-induced crystal damage by nanosecond pulses", *Opt. Express*, **15**, p. 4557-4576 (2007).

[2] C. W. CARR et Al., "Localized dynamics during laser-induced damage in optical materials", *Phys. Rev. Lett.*, **92**, p. 087401 (2004).

[3] P. BELLEVILLE, C. BONNIN, J.-J. PRIOTTON, "Room-temperature mirror preparation using sol-gel chemistry and laminar-flow coating technique", *J. Sol-Gel Sci. & Tech.*, **19**, p. 223-226 (2000).

[4] N. MARCHET, P. BELLEVILLE, P. PRENÉ, "Stabilization of inorganic nanoparticles in non-polar solvents for hybrid coatings", soumis à *European Journal of Inorganic Chemistry*.



Figure 2

Évolution de la probabilité d'endommagement en fonction de la fluence laser, pour l'oxyde de zirconium et trois matériaux hybrides organiques-inorganiques à base d'oxyde de zirconium et de polymère. La tenue au flux laser (*TFL*) est mesurée à λ = 351 nm, durée d'impulsion 12 ns, mode S-on-1. 2

TECHNOLOGIES LASERS FUTURES

B. LE GARREC CEA - Cesta

Le CEA - DAM s'intéresse à la technologie des lasers pour la fusion thermonucléaire. Pour le Laser Mégajoule (LMJ), les choix technologiques sont faits : le matériau laser est du verre phosphate dopé au néodyme. Pour les cellules de Pockels, comme pour les cristaux convertisseurs de fréquence, nous utilisons du KDP, éventuellement deutéré. En marge du programme LMJ, nous réfléchissons à des architectures et à des matériaux lasers susceptibles de délivrer des énergies de l'ordre du mégajoule, avec une cadence de fonctionnement de 10 Hz. Pour accéder à ces cadences, il faut développer de nouveaux matériaux adaptés à des charges thermiques élevées.

Il est communément admis que la cadence de fonctionnement des lasers va croître, car c'est une nécessité pour réaliser un "générateur" d'énergie (*ou driver*) pour la fusion (*il faut tendre vers une gamme de cadences de 5 à 10 Hz*). Dans le même temps, ces lasers intéressent d'autres applications industrielles et militaires. Il existe déjà plusieurs programmes : Mercury (*au Lawrence Livermore National Laboratory, USA*), Halna (à Osaka, Japon), et LUCIA (à l'École polytechnique, France) [1], [2], [3] qui visent, dans un premier temps, des performances de 100 J à 10 Hz pour un seul faisceau. Nous profitons déjà des acquis des grands systèmes lasers *NIF* et LMJ, mais il faut aussi provoquer des ruptures technologiques. Certaines de ces ruptures sont déjà amorcées :

- faisceaux nanosecondes et picosecondes, pour combiner attaque directe (compression) et allumage rapide (combustion), grâce à des structures "amplificateur-fin de chaîne" adaptées à la génération et à l'amplification d'impulsions courtes ;
- accordabilité en longueur d'onde, en générant les harmoniques du faisceau fondamental pour maîtriser le comportement des interactions laser-plasma avec des diagnostics performants;
- maîtriser la tache focale (nécessité du lissage);
- profiter de l'effet de stockage dans les lasers à solide ;
- utiliser des concepts validés et éprouvés, comme l'amplification à multiples passages, le filtrage, et la correction de surface d'onde.

Le domaine de fonctionnement *(et par conséquent, l'ensemble des performances)* doit être raisonnable vis à vis des limitations technologiques, sinon le coût de fonctionnement devient rapidement exorbitant. Ces limitations sont : l'endommagement laser et les effets non-linéaires ; l'effet *Kerr* responsable de l'autofocalisation du faisceau, l'effet *Brillouin* qui génère une onde de pression dans les optiques, et l'effet *Raman* qui diminue l'énergie du faisceau par les vibrations de l'azote de l'air. Sur le *NIF* et sur le LMJ, nous atteignons les dimensions maximales *(faisceau de 37 cm de coté)* avec des composants de section droite maximale de 44 cm. Au dessus, il faut impérativement bloquer les effets transverses néfastes en générant des pertes à la périphérie du composant.

Nous préférons des technologies à base de mosaïques plutôt que d'investir dans la fabrication de grands composants optiques, car le coût d'investissement des grands équipements de polissage ou de découpe est très élevé. C'est déjà le cas des réseaux de compression : après une tentative de réseaux de 1 m de diamètre, toutes les nouvelles réalisations sont basées sur des assemblages à mosaïques de réseaux de taille plus modeste [4].

D'autre part, augmenter la cadence suppose la capacité à dissiper la puissance perdue par effet thermique. Il n'est pas question d'utiliser le verre phosphate dopé au néodyme des plaques des lasers *NIF* et LMJ, ni le *KDP* des cellules de *Pockels* et des convertisseurs de fréquence. Il faut impérativement trouver d'autres matériaux.

LASERS



Par rapport au pompage par lampes, le pompage par diodes lasers présente de nombreux avantages, grâce à une largeur spectrale d'émission compatible avec les raies d'absorption des matériaux lasers et une mise en forme spatiale aisée. Si le matériau laser a un temps de stockage très long, nous stockons plus d'énergie à puissance donnée, et ce fonctionnement est très favorable pour les diodes lasers (car la limitation en puissance crête est liée à la densité de courant maximale supportable dans la jonction). Nous avons donc intérêt à augmenter le cycle utile (rapport durée d'impulsion sur période), avec, comme seule contrainte, la puissance moyenne à évacuer sous forme thermique (cette remarque est valable pour les diodes de pompage, et pour le milieu laser lui-même).

Comparons le matériau grenat YAG $(Y_3Al_5O_{12})$ dopé à l'ytterbium Yb, et un verre phosphate (type Hoya LHG-8 ou Schott LG-770) dopé au néodyme Nd. Le premier matériau (Yb : YAG) permet de stocker l'énergie 3 fois plus longtemps que le second, il dissipe 4 fois moins d'énergie, et il est 5 fois plus conducteur. Il est donc beaucoup mieux adapté pour supporter une forte puissance moyenne. En général, nous dimensionnons les composants du laser en tenant compte des contraintes mécaniques par rapport à la rupture du matériau. Pour les lasers utilisés pour la fusion, la qualité de la tache focale est très importante, et c'est la capacité de correction de la surface d'onde qui est le critère dimensionnant.

De nombreux matériaux présentent des propriétés intéressantes que nous cherchons à quantifier en définissant des figures de mérite de façon pertinente [5]. Depuis quelques années, le dopant ytterbium a supplanté le dopant néodyme. Nous sommes passés d'un système laser à 4 niveaux (*l'ion néodyme trivalent*) à un système laser qui est à la fois à 3 niveaux (*comme l'ion chrome trivalent des premiers lasers à rubis*) et à 4 niveaux, car son comportement dépend de la population des niveaux bas, donc de la température du matériau (*figure 1*).

En dix ans, les japonais sont devenus les leaders incontestés du domaine des céramiques lasers transparentes, avec les travaux d'*Ikesue* du *Japan Fine Ceramic Center* de *Nagoya*, et ceux de *Yanagitani* de *Konoshima Chemical* [6], [7]. La puissance moyenne délivrée par un seul système laser à base de céramique transparente (*grenats et sesquioxydes*) est passée de quelques dizaines de milliwatts en 1995, à 67 kW dans le cadre du programme américain *Heat Capacity Laser*, avec des céramiques YAG dopées au néodyme (*Yb : YAG*) de dimensions 10 x 10 x 2 cm³ fabriquées par Konoshima (*figure 2*).

Il faut aussi pouvoir disposer de cellules de *Pockels*, de rotateurs de *Faraday (pour faire des interrupteurs optiques,*

et des fonctions "anti-retours" de façon à isoler les tronçons amplificateurs les uns des autres), et de convertisseurs de fréquence. A part le *DKDP*, il n'y a aujourd'hui aucun matériau disponible dans des dimensions importantes (le KDP absorbe trop à 1 µm). Certains candidats sont très intéressants, mais ont du mal à percer (par exemple l'oxoborate YCOB – ($Y_3Ca_4B_3O_{10}$). Nous savons qu'il est impossible de réaliser des céramiques transparentes avec des matériaux non cubiques. Il faut donc trouver d'autres solutions.

Architecture et rupture technologique radicale : une architecture "tout fibre"

Avons-nous atteint les limites avec des installations de la taille du NIF et du LMJ ? Est-ce raisonnable d'envisager des systèmes avec encore plus de faisceaux ? Un concept d'architecture à fibres a été introduit pour les pilotes du NIF et du LMJ, et a été validé avec succès. Il concerne essentiellement les étages "bas", où l'énergie par impulsion n'excède pas le microjoule. Aujourd'hui, nous atteignons le millijoule, ce qui permet d'envisager des puissances moyennes de 100 W (voire 1 kW en continu). Ce concept présente de nombreux avantages : propagation guidée, peu de composants optiques et uniquement de petites dimensions, pompage par diodes fibrées, lissage intégré, puissance moyenne facile à dissiper, absence de réglage, multiplexage possible, redondance possible avec commutation rapide entre voies, grande souplesse d'architecture.



Classement des matériaux dopés à l'ytterbium, en fonction de deux figures de mérite. Le paramètre de focale thermique est en abscisses, et le paramètre de résistance à la puissance de pompage en ordonnées. Ces paramètres représentent le comportement du matériau quand il fonctionne à forte énergie et à haute cadence [5].

chocs avancées scientifiques et techniques de la direction des applications militaires 2007

S'il est communément admis que les lasers du futur seront pompés par des diodes lasers (même si leur coût est encore prohibitif pour les grands systèmes), il est nécessaire de trouver les bons matériaux amplificateurs. La voie céramique est très prometteuse pour les amplificateurs, mais il y a encore beaucoup de chemin à faire pour les convertisseurs de fréquence et les cellules de Pockels. À moins qu'une rupture technologique radicale intervienne, comme cela a été proposé au dernier congrès *IFSA*, au Japon, avec une architecture laser "tout fibres" pour un générateur d'énergie (*driver*) de fusion.

Références

[1] A. J. BAYRAMIAN et Al., "Operation of the Mercury laser; test bed for DPSSL IFE driver technology", IFSA 2003, p. 563-567 (2003).

[2] T. KAWASHIMA et Al., "HALNA-100 DPSSL driver project for inertial fusion energy", IFSA 2003, p. 568-571 (2003).

[3] G. L. BOURDET et Al., "The LUCIA project: a High Average Power Ytterbium Diode Pumped Solid State Laser Chain", SPIE Proceeding 5478, p. 4-7 (2003).

[4] J. ZUEGEL, S. BORNEIS, C. BARTY, B. LE GARREC, C. DANSON et Al., "Laser challenges for fast ignition", *Fusion Science and Technology*, **49**, p. 453-482 (2006).

[5] O. CASAGRANDE, "Étude théorique et expérimentale de l'architecture d'un laser à solide monocristallin ou céramique dopé ytterbium pour la génération d'imulsions de grande énergie à haute cadence", Thèse de l'École polytechnique (2007).

[6] A. IKESUE, "Fabrication and optical properties of high performance polycrystalline Nd:YAG ceramics for solid state lasers", *J. Am. Ceram. Soc.*, **78**, p. 1033-1040 (1995).
[7] M. SEKITA, H. HANEDA, S. SHIRASAKI, T. YANAGITANI, "Optical spectra of undoped and rare earth doped (Pr, Nd, Eu, and Er) doped transparent ceramic Y₃Al₅O₁₂", *J. Appl. Phys.*, **69**, p. 3709-3718 (1991).



Figure 2

- Quelques exemples de céramiques :
- en haut à gauche : cube de Nd : YAG ;
- en haut à droite : structure typique obtenue au microcope électronique à balayage ;
- en bas à gauche : un sandwich YAG non dopé, YAG dopé Nd , YAG non dopé ;
- en bas à droite : une plaque (10 cm de coté) de Nd : YAG avec son bardage (cladding) en Sm : YAG

- INTERACTION LASER-MATIÈRE

DIAGNOSTICS D'IMAGERIE X POUR LES EXPÉRIENCES SUR LA LIL

R. ROSCH, J.-Y. BOUTIN, J.-P. LE BRETON, D. GONTIER, J.-P. JADAUD, C. REVERDIN, G. SOULLIÉ, G. LIDOVE, R. MARONI CEA - DAM - Île-de-France

A fin de caractériser finement l'évolution spatiale et temporelle des plasmas créés par laser sur la LIL, quatre diagnostics d'imagerie X originaux ont été développés [1]. Ils sont constitués d'un microscope à miroirs qui forme une ou plusieurs images du plasma sur la face d'entrée d'une caméra ultra-rapide. Ces microscopes sont conçus selon le principe de Kirkpatrick-Baez qui associe des couples de miroirs sphériques croisés. Les diagnostics d'imagerie présentés ici ont fournis de nombreux résultats sur diverses expériences réalisées avec la Ligne d'Intégration Laser (LIL). Un exemple sur la formation d'un jet de plasma est présenté.

L'imagerie X est une composante essentielle dans le diagnostic des plasmas créés par laser. Les techniques courantes d'imagerie par sténopés montrent leurs limites, dans des expériences sur des lasers de puissance, pour deux raisons : limitation par la diffraction (*qui empêche l'observation de structures fines du plasma*), faible luminosité qui oblige à placer l'imageur à quelques centimètres de la cible (*ce qui la rend vulnérable aux effets des produits du tir*). À l'inverse, l'imagerie par optiques réflectives *KB* (Kirkpatrick-Baez) [2] offre de nombreux avantages : résolution spatiale de quelques microns, pouvoir réflecteur élevé (*50 %*), grande frontale (*plusieurs dizaines de cm*).

Deux diagnostics de multi-imagerie [3], dont les microscopes sont constitués de six miroirs, forment huit images de la cible sur un tube obturateur pulsé (galette de micro-canaux avec une résolution de 80 ps). Le premier diagnostic image une zone de plasma de 3 mm x 3 mm, avec une résolution spatiale de 30 μ m. Il fonctionne dans le domaine spectral sub-keV. Le second diagnostic est sensible dans le domaine spectral de 1 à 5 keV, et image un champ de 1 mm x 1 mm, avec une résolution spatiale de 10 µm. Deux diagnostics X supplémentaires, constitués d'un couple de miroirs, réalisent une imagerie 1D sur une caméra à balayage de fente. Les grandes frontales de tous ces microscopes permettent de les positionner à une distance de la cible située entre 40 et 70 cm, ce qui limite considérablement leur détérioration par les débris de la cible.

La conception et la métrologie des microscopes

La conception des microscopes multi-KB a été réalisée au CEA grâce au logiciel de tracés de rayons TRACE. Chaque microscope comprend six miroirs cylindriques arrangés sur trois étages. Une image est produite par deux réflexions sur des miroirs perpendiculaires. Chaque miroir contribue à la formation de deux à quatre des huit images finales, grâce à l'utilisation de différentes zones de leur surface (figure 1). Les miroirs du microscope X-durs, utilisés à 0,8 degrés, ont un rayon de courbure de 47 m, et sont revêtus de platine, avec une ouverture angulaire totale de 0,5 mrad. La distance entre la source et le microscope est de 40 cm, et le grandissement est de 8. Le microscope X-mous fonctionne en dessous du keV, avec les caractéristiques suivantes : revêtement en silicium, courbure de 20 m, angle d'attaque de 1,8 degré, frontale de 40 cm, grandissement de 4, ouverture angulaire de 1 mrad. La rugosité des surfaces polies est inférieure à 5 Å rms (root mean square).

Les blocs optiques sont équipés d'un système d'alignement intégré, comprenant trois crayons optiques (diode laser associée à une fibre). Deux crayons, vers l'avant, convergent au foyer objet du microscope, et un crayon matérialise l'axe optique arrière de ce dernier. La précision d'alignement sur la cible est meilleure que 100 μ m. La fabrication et l'intégration opto-mécanique des microscopes ont été sous-traitées aux sociétés EUROPTICS et IRELEC.

La métrologie a été réalisée au CEA - DAM, sur le banc spécifique RIBER. Des images d'une mire de résolution, placée devant une source X étendue, ont été enregistrées sur une caméra CCD refroidie. La résolution spatiale des optiques a ainsi été mesurée en tout point du champ objet, ainsi que la fonction de transfert de modulation du système. La réponse spectrale a été obtenue grâce à un spectromètre de type Si(Li) [4]. Les mesures sont en bon accord avec la simulation, et ont permis de vérifier les performances des miroirs (*revêtement*, *rugosité*).

Ces microscopes sont mis en œuvre dans les systèmes d'insertion standard de la LIL, qui assurent un positionnement du diagnostic à 50 μ m près, et permettent une reconfiguration rapide des diagnostics entre deux campagnes d'expériences.



INTERACTION LASER-MATIÈRE

Exemple d'utilisation sur la LIL

Plusieurs expériences menées sur la LIL ont utilisé les deux microscopes multi-KB [4].

L'une d'elles est une expérience de jet de plasma dans laquelle les quatre faisceaux UV (3ω) en impulsion courte (300 ps) éclairent l'intérieur d'un cône en or. Le plasma créé par cette irradiation (1,2 kJ, 5.1014 W.cm-2) se détend vers le centre du cône et collisionne sur l'axe où il se densifie. Il se propage ensuite, plusieurs nanosecondes après l'arrêt du laser, sous forme d'un jet, le long de l'axe, en émettant un rayonnement de quelques centaines d'eV. Le microscope X-mous – pour le rayonnement au-dessous de 500 eV - a permis de mesurer l'instant d'émission du jet après l'impact des faisceaux lasers sur le cône, la longueur du jet, son diamètre, et sa vitesse supersonique de propagation (de l'ordre de 500 km.s-1) (figure 2). Le microscope X-durs était filtré avec 5 µm d'aluminium. Il a montré que l'impact des faisceaux sur le cône était bien uniforme. Les résultats présentent un bon accord avec les simulations.



[1] R. ROSCH et Al., "X-ray imaging with grazing-incidence microscopes developed for the LIL program"", Rev. Sci. Instrum., 78, p. 033704 (2007).

[2] P. KIRKPATRICK, A. V. BAEZ, "Formation of Optical Images by X-Rays", J. Opt. Soc. Am., 38, p. 766-774 (1948).

[3] F. J. MARSHALL, J. A. OERTEL, P. J. WALSH, "Framed, 16-image, Kirkpatrick-Baez microscope for laser-plasma x-ray emission", Rev. Sci. Instrum., 75, p. 4045-4047 (2004).

[4] P. DHEZ, H. DUVAL, J.-C. MALAURENT, "Multilayer Xray mirror calibration by an energy dispersive method using an X-ray tube and a Si(Li) detector: Absolute reflectivity, energy band pass and overlapping order determination", J. X-Ray Sci. Technol., 3, p. 176-193 (1992).



a Image dans le domaine X-durs (qu-delà de 1 keV) de l'impact des faisceaux dans le cône. avec l'ombre de la grille servant de référence spatiale. **b** Images perpendiculaires dans le domaine X-mous (300 eV). à deux instants différents, montrant la grille chauffée par le plasma, puis le jet émissif en avant du cône.

INTERACTION LASER-MATIÈRE -

RCCÉLÉRATION DE PROTONS PAR IMPULSION LASER ULTRA-BRÈVE ET ULTRA-INTENSE

E. LEFEBVRE, L. GREMILLET, R. NUTER CEA - DAM - Île-de-France

Depuis le milieu des années 80, avec le développement de l'ampli fication d'impulsions lasers à dérive de fréquence, les chercheurs sont capables de soumettre la matière à des champs électromagnétiques de plus en plus intenses, sur des temps extrêmement brefs, de l'ordre d'une trentaine de femtosecondes. Soumise à un tel éclairement, la surface de toute cible matérielle est immédiatement ionisée et transformée en plasma dans lequel l'impulsion incidente va être partiellement absorbée. Les mécanismes physiques responsables de cette absorption conduisent à l'accélération d'électrons et d'ions du plasma jusqu'à des énergies cinétiques de plusieurs dizaines de MeV. Ces faisceaux de particules très intenses peuvent avoir plusieurs applications intéressantes.

Des accélérateurs miniatures créés par laser

À des éclairements de l'ordre de 10¹³ à 10¹⁵ W/cm². l'interaction laser-matière conduit à une élévation régulière de la température du milieu. Aux éclairements de l'ordre de 10¹⁹ W/cm², que les impulsions lasers ultracourtes permettent de produire, elle s'accompagne aussi de la production d'électrons très énergétiques - jusqu'à plusieurs dizaines, voire une centaine de MeV - qui sont émis vers l'intérieur de la cible. De nombreux mécanismes sont susceptibles d'accélérer ces électrons à de telles énergies. Pour la plupart, ils trouvent leur source dans la forme complexe que prend la trajectoire d'un électron soumis à un champ laser de grande amplitude. Au-delà d'éclairements de l'ordre de 1018 W/cm2, notamment, le champ électromagnétique communique une impulsion relativiste à la particule, ouvrant la voie à une grande richesse de phénomènes [1].

Ces électrons énergétiques, produits en grand nombre au point d'impact de l'impulsion laser, peuvent aisément traverser une cible de quelques microns d'épaisseur. Au fur et à mesure qu'ils débouchent en face arrière de la cible et s'échappent dans le vide, le potentiel électrostatique du plasma augmente, rappelant vers la cible une fraction des électrons. Nous arrivons rapidement à une situation où les électrons forment un nuage diffus autour de la cible dense, en équilibre avec le potentiel électrostatique qu'ils ont créé en s'échappant du plasma (*figure 1*). Aux interfaces entre la cible et le nuage d'électrons, un champ électrostatique de très forte amplitude est établi (*plusieurs TV/m*). Il accélère les ions présents au voisinage de ces interfaces jusqu'à des énergies de plusieurs MeV [2]. Si une couche de protons a été déposée sur la face arrière de la cible – volontairement, ou du fait d'une pollution de cette surface par des espèces hydrogénées – ces ions plus légers seront préférentiellement ionisés et accélérés dans le champ de charge d'espace. Les faisceaux de protons ainsi produits, très directifs, peuvent emporter jusqu'à quelques pour cent de l'énergie laser incidente.

Derrière l'apparente simplicité de la description qui précède, se cache une physique complexe, qui fait l'objet de nombreuses études. Pour explorer des mécanismes aussi non-linéaires, se déroulant sur des échelles de temps et d'espace qui défient souvent la mesure, la simulation numérique est un outil irremplaçable. Dans ce domaine d'éclairements lasers élevés, les phénomènes sont par nature cinétiques, et ne relèvent donc pas d'une description fluide comme c'est souvent le cas en physique des plasmas lasers. Les logiciels de simulation doivent donc décrire, de manière couplée, l'évolution des champs électromagnétiques et des fonctions de distributions particulaires dans le système modélisé. Quelle que soit la méthode numérique utilisée, cela représente une quantité de calcul colossale, qui n'est à la portée que de gros calculateurs scientifiques, massivement parallèles. Depuis dix ans, avec le code CALDER, développé spécifiquement pour les machines parallèles du CEA - DAM, nous disposons d'un outil numérique puissant, multidimensionnel, très bien adapté à l'étude des phénomènes cinétiques accompagnant l'interaction laser-plasma. Ce code trouve donc des applications aussi bien dans l'étude des éclairements relativistes que dans une gamme de flux plus modeste, caractéristique de la fusion par confinement inertiel.

Des collaborations durables se sont mises en place entre notre groupe, spécialisé dans la simulation numérique de l'interaction à haute intensité, et les équipes expérimentales principales de ce domaine en France : le Laboratoire d'optique appliquée (ENSTA), le Laboratoire pour l'utilisation des lasers intenses (École polytechnique), et le groupe de physique à haute intensité (CEA/IRAMIS). Les résultats expérimentaux obtenus sur les installations de ces équipes sont précieux pour valider notre modélisation, et, en retour, la simulation numérique fournit des indications essentielles sur les phénomènes en jeu, qui échappent souvent à la mesure, et suggère des pistes d'améliorations pour les expériences.

Une interaction optimale avec des cibles nanométriques

Il y a trois ans, en modélisant l'accélération ionique à partir de cibles denses et minces, nous avions mis en évidence une augmentation de l'énergie des ions produits quand l'épaisseur de la cible est réduite jusqu'à des valeurs sub-micrométriques [3]. Il était difficile de mettre cette conjecture à l'épreuve, car la technologie laser ne permettait pas, alors, de réaliser des expériences avec des cibles aussi fines : celles-ci étaient trop perturbées par le piédestal de l'impulsion laser (ce piédestal est une impulsion lumineuse beaucoup moins intense que l'impulsion principale, la précédant de plusieurs centaines de picosecondes, et susceptible d'endommager la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale, ruinant ainsi toute possibilité d'accélération ionique). Rapidement, heureusement, des impulsions lasers suffisamment "propres" ont été obtenues. Elles ont permis à plusieurs laboratoires de réaliser des expériences avec des cibles d'une centaine de nanomètres d'épaisseur [4], [5]. Toutes ces expériences concluaient alors à une efficacité supérieure de l'accélération avec ces cibles ultra-minces. Des énergies de protons de l'ordre de 5 à 6 MeV ont pu être obtenues avec des intensités lasers qui, sur des cibles plus massives, ne produisaient que des particules bien moins énergétiques, de l'ordre de 2 MeV. D'autres pistes sont actuellement à l'étude dans notre groupe pour améliorer encore l'accélération ionique. Nous envisageons, par exemple, d'utiliser une rampe de densité contrôlée, créée devant la cible par un faisceau laser secondaire. afin d'augmenter l'efficacité du couplage laser-cible et la production des électrons relativistes.

Des applications médicales et scientifiques variées

Parallèlement à l'amélioration de la source de particules, nos réflexions portent aussi sur les applications de ces accélérateurs miniatures. Durant leur propagation dans une cible secondaire, solide ou plasma, les protons énergétiques vont se ralentir, par le biais des collisions qu'ils effectuent sur les électrons et les ions du milieu. Ils peuvent aussi, quand ces collisions ne sont pas élastiques, participer à des réactions nucléaires avec des atomes de la cible et créer des isotopes radioactifs. Cette dernière possibilité a motivé l'étude des sources d'ions accélérés par laser pour produire des isotopes radioactifs médicaux.



Figure 1

Accélération de protons à partir d'une cible mince irradiée par un faisceau laser intense. Une fine couche de protons (*rouge*) est déposée sur une cible solide mince (*vert*). Une impulsion laser courte et intense frappe la cible du côté opposé au dépôt de protons, accélérant des électrons (*bleu*) à des énergies relativistes. Ces électrons traversent la cible et établissent un champ électrostatique de forte amplitude sur la face opposée à l'impact laser, accélérant les protons qui s'y trouvent. Au cours de l'accélération, la couche de protons se détend et se bombe, sous l'effet des non-uniformités du champ accélérateur. Les isotopes radioactifs les plus fréquemment utilisés pour les examens de tomographie par émission de positrons, tels que le fluor 18 ou le carbone 11, sont, classiquement, produits à l'aide de faisceaux de protons réagissant avec des cibles d'oxygène 18 ou de bore 11, selon les réactions :

$$p + {}^{18}O \rightarrow {}^{18}F + n$$
$$p + {}^{11}B \rightarrow {}^{11}C + n$$

Les protons utilisés pour ces réactions sont accélérés à des énergies d'une vingtaine de MeV par des cyclotrons. Tout en étant de taille modeste, ces machines posent des contraintes de radioprotection qui freinent leur diffusion en milieu hospitalier. L'accélération de protons par laser de haute intensité a donc été envisagée comme moyen alternatif pour produire ces faisceaux de protons. Il y a quelques années [6], nous avons réalisé des simulations numériques détaillées de l'accélération ionique et des réactions nucléaires provoquées par ces protons dans une cible d'oxygène 18. Nous avons montré que la quantité d'isotopes produite varie, en fonction de l'intensité laser sur cible I, selon une loi de puissance : $\approx I^{2.7}$ (figure 2). Mais il est apparu très difficile d'atteindre, avec cette méthode, des rendements compétitifs avec le mode de production actuel utilisant des accélérateurs conventionnels.



Figure 2

Calcul du nombre d'atomes de fluor 18 créés lors du ralentissement, dans une cible d'oxygène 18, d'un faisceau de protons accélérés par laser, à partir d'une cible de 2 µm d'épaisseur. Le nombre d'atomes d'isotope produits augmente proportionnellement à la puissance 2,7 de l'intensité laser sur cible, en accord qualitatif avec les mesures expérimentales. A l'inverse de cet exemple, d'autres applications peuvent tirer un excellent parti des propriétés remarquables (bonne émittance, très forte densité de courant, faible durée à la source, etc.) des faisceaux de protons accélérés par laser. Tout en cherchant à améliorer les propriétés de ces faisceaux, nos études portent donc aussi sur leurs applications : chauffage isochore de matière solide ou comprimée, source de neutrons pulsée, mesure de champ magnétique dans un plasma de fusion, etc.

Références

[1] V. MALKA, J. FAURE, Y. GAUDUEL, E. LEFEBVRE, A. ROUSSE, K. TA PHUOC, "Principles and applications of compact laser-plasma accelerators", *Nature Physics*, 4, p. 447-453 (2008).

[2] J. FUCHS, P. ANTICI, E. D'HUMIÈRES, E. LEFEBVRE et Al., "Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase", *Nature Physics*, **2**, p. 48-54 (2006).

[3] E. D'HUMIÈRES, E. LEFEBVRE, L. GREMILLET, V. MALKA, "Proton acceleration mechanisms in highintensity laser interaction with thin foils", *Physics of Plasmas*, **12**, 062704, p.1-13 (2005).

[4] P. ANTICI, J. FUCHS, E. D'HUMIÈRES, E. LEFEBVRE et Al., "Energetic protons generated by ultrahigh contrast laser pulses interacting with ultrathin targets", *Physics of Plasmas*, **14**, 030701, p. 1-4 (2007).

[5] T. CECCOTTI et Al., "Proton acceleration with highintensity ultrahigh-contrast laser pulses", *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 185002, p. 1-4 (2007).

[6] E. LEFEBVRE, E. D'HUMIÈRES, S. FRITZLER, V. MALKA, "Numerical simulation of isotope production for positron emission tomography with laser-accelerated ions", *Journal of Applied Physics*, **100**, 103308, p. 1-10 (2006).

SIMULATION NUMÉRIQUE DE LA PROPAGATION LASER AVEC LE CODE HERA

R. SENTIS CEA - DAM - Île-de-France

Pour une bonne simulation numérique de l'interaction laser-plasma, il faut préalablement simuler proprement la propagation du laser, en tenant compte de la diffraction et de la réfraction à l'échelle de la longueur d'onde laser. Ici, nous considérons deux modélisations pour cette propagation : l'une avec l'équation des ondes fréquentielle ; l'autre avec des modèles de type paraxial

Les problèmes liés à la simulation numérique de la propagation d'un faisceau laser dans un plasma sont délicats à traiter. En effet, l'utilisation directe des équations de Maxwell complètes est impossible à réaliser numériquement sur des échelles macroscopiques raisonnables : pour les faisceaux lasers du type de ceux du LMJ, la longueur d'onde est de 0,35 µm, la largeur des points chauds est de l'ordre de 3 µm, et le diamètre du faisceau est de 700 µm. Il convient donc d'utiliser des modèles mésoscopiques : nous faisons une première approximation en considérant l'enveloppe temporelle du champ électrique, ce qui conduit à une équation des ondes fréquentielle. Outre cette modélisation, nous évoquons ci-dessous des modèles paraxiaux. Dans les deux cas, il faut procéder à un couplage avec un module hydrodynamique pour simuler la réponse du plasma. Dans [1], nous étudions, du point de vue mathématique, le lien entre quelques modèles couramment utilisés (dont l'optique géométrique).

Propagation avec une équation des ondes fréquentielle

Sachant que E = E(t,x) désigne l'enveloppe temporelle du champ électrique, nous devons résoudre l'équation :

$$\frac{2i}{c}\frac{\partial E}{\partial t} + i\nu E + \frac{1}{k_0}\Delta E + k_0(1-N)E = 0$$

où N est la densité électronique (adimensionnée par la densité critique) ; v un coefficient d'absorption ; et $2\pi / k_0$ la longueur d'onde du laser. Sur une durée caractéristique, la distance parcourue par la lumière, de vitesse c, est très grande vis-à-vis de toutes les autres

échelles spatiales. Il faut donc faire une discrétisation temporelle implicite, c'est-à-dire traiter le terme de dérivée temporelle comme un correcteur. Cela conduit à l'inversion d'un système linéaire associé au laplacien complet Δ (c'est en fait un problème de Helmholtz), avec un très grand nombre de mailles. De plus, il convient de coupler ce modèle avec le module d'hydrodynamique. Une difficulté technique supplémentaire provient de la prise en compte de conditions aux limites sur les bords de la boite de calcul. Dans [2], nous décrivons la méthode numérique et son implantation sur la machine TERA-10. Nous montrons, en particulier, des résultats obtenus sur un cas comportant 200 millions de mailles avec 256 processeurs (avec un temps calcul de l'ordre de quelques dizaines d'heures pour un cas réaliste), pour la propagation d'un faisceau multi-speckels (les speckels sont des points de surintensité au sein du faisceau laser). La figure 1 montre un détail de la carte de l'intensité laser obtenue. Notons qu'avant l'arrivée de TERA-10, ce type de simulations n'était envisagé que sur de petits domaines, avec un maillage 100 fois moins important.

Propagation avec une équation paraxiale

Si nous voulons faire des simulations d'interaction en 3D sur des domaines de taille à peu près réalistes, nous faisons, en général, l'approximation paraxiale : nous supposons que le faisceau se propage quasiment en ligne droite selon un vecteur d'onde donné \vec{k} . Le faisceau est alors caractérisé par l'enveloppe spatiale A(x) de la solution du problème précédent $E(x) = A(x)exp(ik_0\vec{k}.\vec{x})$, et,

chocs avancées scientifiques et techniques de la direction des applications militaires 2007



Figure 1

Carte de l'intensité d'un laser se propageant dans un plasma dont la densité moyenne est une rampe allant de 10 % à 90 % de la densité critique. Le zoom a été fait près de la surface caustique, qui se situe, ici, à 80 % de la densité critique. Les coordonnées spatiales varient sur quelques dizaines de microns. Le rouge correspond à l'intensité la plus élevée, le bleu à la plus faible.

au lieu du laplacien complet, nous devons considérer un opérateur du type $(2i\vec{k}.\vec{\nabla} + \frac{1}{k_0}\Delta_{\perp})$, où $\cdot\Delta_{\perp}$ désigne le laplacien transverse (dans le plan orthogonal à \vec{k}). L'hypothèse classique revient à supposer que le vecteur d'onde est orthogonal au bord du domaine de calcul éclairé par le faisceau. La méthode numérique pour la résolution de ce modèle est complètement différente de celle utilisée pour le modèle précédent, puisque nous procédons en traitant les plans transverses par une technique de marche en espace (*les uns à la suite des autres*). La référence [3] décrit la méthode numérique et l'implémentation dans la plate-forme HERA d'un module basé sur cette approximation. La figure 2 montre une illustration d'un calcul réalisé avec 900 processeurs.

Une étude a été entreprise pour proposer une extension du modèle paraxial classique au cas où la direction de propagation n'est plus orthogonale au bord du domaine de calcul. Ce modèle paraxial oblique est analysé, et son implantation dans HERA est décrite dans [4], [5].

Conclusion

Les simulations numériques pour la propagation et l'interaction laser-plasma sont un grand défi pour le calcul scientifique, et ne sont envisageables que sur des architectures massivement parallèles comme TERA-10. Grâce à sa conception adaptée à ces architectures, et à son ergonomie, la plate-forme HERA, développée au CEA - DAM, a permis l'introduction de différents modèles : paraxial classique, ou oblique, modèles paraxiaux prenant en compte la rétrodiffusion *Brillouin (et bientôt* Raman), l'équation des ondes fréquentielle. Nul doute qu'avec TERA-100 de nouvelles possibilités de simulations pourront être envisagées avec cette plate-forme.

Références

[1] R. SENTIS, "Mathematical Models for Laser-Plasma Interaction", *ESAIM: Math. Modeling Numer. Analysis*, **39**, p. 275- 318 (2005).

[2] S. DESROSIERS, F. NATAF, R. SENTIS, "Simulation of laser propagation in a plasma with a Frequency Wave Equation", *J. Comp. Physics*, **227**, p. 2610-2625 (2008).

[3] P. BALLEREAU et Al., "Coupling hydrodynamics with a paraxial Solver for laser propagation", *J. Scientific Computing*, **33**, p. 1-24 (2007).

[4] F. GOLSE, M. DOUMIC, R. SENTIS, "Propagation laser paraxiale en coordonnées obliques", *Note C. R. Ac. Sciences*, Paris, I, **336**, p. 23-28 (2003).

[5] F. GOLSE, M. DOUMIC, R. SENTIS, "Paraxial Model of light Propagation in a tilted frame", *J. Comp. Physics*, à paraître.



Figure 2

Modèle paraxial 3D. Coupes de l'intensité d'un laser se propageant dans un plasma. La densité moyenne est de 10 % de la densité critique dans toute la boîte de simulation, longue de 1 mm environ.

a coupe à l'entrée ;

b coupe à la sortie de la boîte de simulation.

Les coordonnées spatiales varient sur quelques centaines de microns. Le code de couleur est le même que pour la figure 1. Les speckles ont une section transversale plus fine dans la coupe **b** que dans la coupe **a**, et ils sont plus nombreux. Ceci est dû aux phénomènes d'auto-focalisation du faisceau par le plasma. CALCUL NUMÉRIQUE

CALCUL HAUTE PERFORMANCE ET ACCÉLÉRATEURS GPGU

H. JOURDREN

CEA - DAM - Île-de-France

Dans le domaine du "calcul haute performance", l'arrivée de cartes graphiques dédiées au calcul numérique, programmables en langage de haut niveau, a constitué un fait marquant de l'année 2007. Objet de travaux académiques depuis plusieurs années, l'approche *GPGPU – General Purpose Graphic Processing Unit –* peut dorénavant être mise en œuvre, et évaluée sur des problèmes de petite taille, dans un langage de programmation proche de langages généralistes tels que C ou C++.

Les premières évaluations réalisées en 2007 ont porté sur la résolution des équations de la dynamique des gaz. Plusieurs équations d'état en formulation analytique ou tabulée ont été testées sur carte graphique, ainsi que des schémas numériques précis en hydrodynamique compressible monofluide. Les cartes utilisées étaient de type nVidia 8800 GTX (grand public) ou Quadro (professionnel). Les tests étaient menés en mode "simple précision GPU" : calculs en simple précision sans compatibilité IEEE, et sans code de correction d'erreur (ECC) pour la mémoire de la carte graphique.

Les résultats reportées sur la figure concernent l'équation d'état *JWL* de produits de détonation, coûteuse en temps calcul. Dans le cas favorable d'un grand nombre de mailles résidant déjà en mémoire sur la carte graphique *(environ 1 million de mailles)*, nous relevons des performances comprises entre 60 et 100 Gflop/s, selon le mode d'adressage utilisé. De tels chiffres ont été également atteints – voire dépassés – avec plusieurs schémas hydrodynamiques sur des maillages structurés. Ces chiffres élevés sont à comparer aux 6 Gflop/s crête obtenus actuellement par cœur de calcul sur un processeur généraliste. Ces résultats sont donc tout à fait encourageants.

Avec l'arrivée de prochaines générations de cartes offrant un mode double précision *GPU* matériel – calculs double précision sur accélérateurs *GPGPU*

non conformes à la norme *IEEE* 64 bits – et des capacités mémoire plus élevées, il conviendra de surveiller l'envolée annoncée des performances crêtes, ainsi que l'évolution des coûts *(cartes professionnelles)*, et de la consommation électrique.

Associée à des processeurs multi-cœurs généralistes, l'accélération *GPGPU* pourrait devenir intéressante en calcul scientifique, pour des applications lourdes, comme la dynamique des gaz, l'élasticité, ou l'hydrodynamique. Sur des problèmes de grande taille en schémas explicites, des modifications profondes des architectures des codes parallèles sont à prévoir pour une utilisation optimale. Au-delà de la réécriture des noyaux de calcul sous forme de longues boucles vectorielles, des techniques complexes de chargement et de déchargement de sousdomaines sont à envisager, car l'ensemble des sous-domaines ne peut pas résider en mémoire de façon permanente sur les cartes accélératrices.

Comme la vectorisation ou la gestion "out of core" de sous-domaines dans les années 80 et 90, le développement de nouveaux modèles de programmation hybride, incluant processeurs multi-cœurs et accélérateurs, s'impose comme thème de recherche pour le calcul haute performance.



Figure

CPU : référence processeur généraliste ; I0 : adressage direct ; I1 : faux adressage indirect (*index(i) = i)* ; I2 : adressage indirect ; C0 : données résidant côté CPU, avec déport PCI Express 4 Go/s vers l'accélérateur ; C1 : données résidant en mémoire sur l'accélérateur.

Calcul de l'équation d'état JWL sur accélérateur graphique nVidia G80. Les courbes représentent les performances en Gflop/s, 32 bits, en simple précision non-IEEE, en fonction du nombre de mailles.

DÉTERMINATION DE LA COURBE DE FUSION DU PLOMB SOUS PRESSION : NOUVELLES MESURES EN CELLULES À ENCLUMES DE DIAMANT, ET FIN D'UNE CONTROVERSE

A. DEWAELE, P. LOUBEYRE CEA - DAM - Île-de-France

La courbe de fusion est la ligne de transition T(P) entre le solide et le liquide dans le plan température (T) / pression (P). C'est une donnée essentielle pour décrire les lois de comportement d'un matériau. C'est en particulier une ligne de rupture dans sa réponse mécanique. Les méthodes de mesure ou de calcul de la fusion sous pression sont encore très discutées dans la littérature. Les points de fusion mesurés sous compression statique sont parfois très en dessous de ceux mesurés en compression dynamique. Une telle controverse existait sur le plomb. Nous avons revisité la courbe de fusion du plomb en compression statique. Nous avons chauffé un échantillon de plomb, comprimé dans une cellule à enclumes de diamant, à l'aide d'un laser infrarouge. Nous avons suivi les modifications structurales de cet échantillon par une nouvelle technique de diffraction X ayant une résolution temporelle adaptée – de l'ordre de la seconde – au synchrotron ESRF. Des améliorations de la métrologie pression-température ont également permis de réduire les barres d'erreur. Ces nouvelles mesures donnent des points de fusion plus élevés sous pression aue les déterminations statiques de la littérature. Le désaccord entre les mesures statiques et dynamiques semble ainsi se résoudre dans les barres d'erreur. De récents calculs sont aussi en bon accord avec nos mesures. Cette nouvelle approche semble donc prometteuse pour déterminer d'autres courbes de fusion très discutées dans la littérature, comme celle du fer ou celle du tantale.



Deux familles de techniques permettent d'étudier les diagrammes de phases des éléments ou des matériaux sous haute pression : les techniques de compression statique d'une part, comme la cellule à enclumes de diamant, et les techniques de compression dynamique d'autre part, comme les ondes de choc. Si la compression par onde de choc permet d'atteindre les pressions les plus élevées (*de l'ordre du terapascal* \approx 10 millions *de bars*), les conditions qu'elle génère restent confinées le long de la courbe d'*Hugoniot*, et les hautes pressions sont associées à de hautes températures. Un seul point de fusion, lieu du croisement de la courbe de fusion et de la courbe d'*Hugoniot*, est donc mesurable lors d'un choc simple. La cellule à enclumes de diamant, couplée à un chauffage par laser infrarouge, permet d'atteindre des pressions d'un ordre de grandeur inférieur (≈ 2 millions de bars), mais en faisant varier la température entre 300 K et 6 000 K.

Des désaccords statique-dynamique sur la courbe de fusion des éléments

La cellule à enclumes de diamants chauffée par laser semble donc le meilleur moyen pour déterminer l'ensemble du diagramme de phase des matériaux sous haute pression et haute température, et, plus particulièrement, pour déterminer la courbe de fusion sur un grand domaine de pression. Cependant, la difficulté de réaliser des mesures *in situ* fiables

chocs avancées scientifiques et techniques de la direction des applications militaires 2007

a longtemps limité son utilisation. Par exemple, en utilisant cette technique, la fusion est traditionnellement caractérisée par des changements de propriétés optiques de la surface de l'échantillon chauffé. L'utilisation de ce diagnostic a donné, sur de nombreux systèmes, une température de fusion en statique plus basse que la température de fusion en dynamique à une même pression. La figure 1 montre le désaccord qui existait, dans le cas du plomb, avant nos mesures. Ce type de désaccord est encore plus marqué pour plusieurs éléments : fer, tantale, molybdène, plomb, xénon, etc. La dynamique des mécanismes de fusion a été invoquée pour expliquer cette différence quasisystématique sur de nombreux systèmes. La fusion en statique correspondrait à la fusion thermodynamique, alors que la limite de stabilité du solide correspondrait à la fusion en dynamique. Mais les calculs les plus récents qui correspondent à une fusion thermodynamique sont généralement en meilleur accord avec les expériences en dynamique.

Un nouveau diagnostic de la fusion pour les compressions statiques

Afin d'essayer d'éliminer les travers possibles d'une détermination en laboratoire de la fusion, par l'observation de changements de surface, nous avons utilisé une nouvelle approche utilisant le rayonnement synchrotron [1], [2]. Le plomb a été choisi comme système test. Son point de fusion à pression ambiante est l'un des plus bas : 325 degrés C. Mais cette température de fusion augmente rapidement avec la pression. Des mesures avec un chauffage résistif ont déterminé précisément cette évolution sous pression jusqu'aux environs de 5 GPa. Nous avons couplé la technique de la cellule à enclumes de diamant chauffée par laser, avec un diagnostic du changement structurel de l'échantillon par diffraction de rayons X, pour atteindre un plus large domaine de pression et de température. Le flux élevé de photons disponibles sur une ligne dédiée à la haute pression (ID27) de l'European Synchrotron Radiation Facility (ESRF), à Grenoble, permet une caractérisation in situ précise de l'échantillon en seulement 1 seconde. Nous avons mesuré la courbe de fusion du plomb jusqu'à 80 GPa et 3 700 K, en nous basant sur un critère objectif : l'observation du signal de diffusion des rayons X par le plomb liquide, aisément différenciable du signal de diffraction par le solide.

Sur la figure 2, nous voyons que les pics de diffraction de la phase solide sont remplacés par des anneaux de diffusion, signature du facteur de structure du liquide. Nous avons constaté que ce signal caractérisant le liquide ne s'observait parfois que durant quelques secondes, à cause de l'instabilité de l'échantillon chauffé par laser. Ceci explique pourquoi ce diagnostic de fusion par diffraction de rayons X a été si difficile à mettre en place : en géné-



Figure 1

Diagramme de phase du plomb disponible dans la littérature. La courbe de fusion mesurée en cellule à enclumes de diamant (CED), en détectant la fusion optiquement, est en rouge. Les points de fusion par choc sont en bleu.



Figure 2

Spectres de diffraction de rayons X enregistrés au cours du chauffage progressif d'un échantillon de plomb à la pression de 65 GPa. Le plomb, initialement dans sous la forme hexagonale compacte (hc), se transforme d'abord pour prendre une structure cristalline cubique centrée (cc), puis fond (*signal diffus "liq"*). Le liquide est en équilibre avec le solide (cc) à une température d'environ 3 300 K. Le signal de diffraction du milieu transmetteur de pression (*du NaCl qui reste solide tout au long du chauffage*) est facilement distinguable de celui du plomb.

ral, l'enregistrement d'un spectre de diffraction de rayons X nécessite au moins 30 s. La température a été mesurée par pyrométrie, en sélectionnant le petit domaine au centre du spot de chauffage ($30 \ \mu m \ de \ diamètre$) qui est analysé par le faisceau de diffraction X ($4 \ \mu m \ de \ diamètre$). Les incertitudes de la mesure de température de corps noir, dues au gradient de température dans l'échantillon ou à la dépendance en longueur d'onde de la réflectivité, sont estimées par une analyse du spectre d'émission de l'échantillon [3]. Enfin, la pression sous chauffage est estimée à l'aide de la mesure par diffraction X du volume du milieu transmetteur de pression, ici NaCl, en contact avec le plomb. Cette technique a permis de réduire très significativement les barres d'erreur sur les mesures P-T.

Le plomb : un diagramme de phase plus précis

Sur la figure 3, il est clair que la courbe de fusion du plomb, obtenue par cette méthode, se situe au-dessus de la courbe de fusion mesurée précédemment, en se basant sur les changements des propriétés optiques de la surface de l'échantillon chauffé. Elle est maintenant en accord correct avec les points de fusion obtenus par compression dynamique [4]. Elle est également en très bon accord avec la courbe de fusion prédite, très récemment, par dynamique moléculaire *ab initio*. Mais l'étude structurale à haute température apporte plus. Nous avons déterminé les domaines de stabilité de deux différentes phases

Température (K) 4000 CED Liquide cette étude Fusion par choo 3000 CED étude précédente 2000 hc 1000 0 50 100 Pression (GPa)

Figure 3

Diagramme de phase du plomb obtenu lors de notre étude. Les différentes phases cristallines observées sont cubique à faces centrées (cfc), hexagonale compacte (hc), et cubique centrée (cc). solides du plomb : une phase de structure cristalline "hexagonale compacte", et une phase "cubique centrée". Le changement de structure solide n'a, dans le cas du plomb, aucune conséquence sur la courbe de fusion. Rapide et précise, la technique utilisée ici ouvre une nouvelle voie pour l'étude des diagrammes de phase des matériaux sous haute pression et haute température.

Références

[1] A. DEWAELE, M. MEZOUAR, N. GUIGNOT, P. LOUBEYRE, "Melting of lead under high pressure studied using second-scale time-resolved x-ray diffraction", *Phys. Rev. B*, **73**, p. 144106-1, -5 (2007).

[2] A. DEWAELE, M. MEZOUAR, N. GUIGNOT, P. LOUBEYRE, ESRF Highlights 2007, p. 30-31 (2008).

[3] L. R. BENEDETTI, P. LOUBEYRE, "Temperature gradients, wavelength-dependent emissivity, and accuracy of high and very high temperature measured in the laser-heated diamond cell", *High Pressure Research*, **24**, p. 423-445 (2004).

[4] D. PARTOUCHE-SEBBAN et Al., "Measurement of the shock-heated melt curve of lead using pyrometry and reflectometry", *J. Appl. Phys.*, **97**, p. 043521-1, -11 (2005).

- MATIÈRE CONDENSÉE –

SIMULER LA MATIÈRE DANS DES CONDITIONS EXTRÊMES

J. CLÉROUIN, S. MAZEVET, S. LE ROUX, G. ZERAH, F. LAMBERT, J.-F. DANEL, L. KAZANDJIAN CEA - DAM - Île-de-France

La dynamique moléculaire quantique (DMQ) s'est imposée comme l'outil de choix pour décrire les propriétés de la matière dense et chaude, telle que nous la trouvons dans les planètes géantes, la matière sous choc, ou les cibles lasers. La DMQ a permis de calculer la courbe d'Hugoniot du deutérium, d'expliquer la réflectivité d'isolants choqués, ou la conductivité de métaux détendus. Malheureusement cette approche est limitée en température et en densité (T < 50~000 K et $\rho < 5\rho_0$). De récents travaux, et deux thèses (F. Lambert – soutenue en juillet 2007 – et S. Le Roux – en cours) ont permis de prolonger cette approche vers les hautes températures et les hautes densités, rendant possible la simulation de matériaux à des millions de degrés et à des centaines de grammes par cm³.

Un outil pour explorer la matière dense et chaude

Quelle est la température de fusion d'un matériau à très haute pression ? Comment un isolant devient-il conducteur sous choc ? Quel est le comportement de l'hydrogène au cœur de Jupiter ? Pour répondre à ces questions, il faut connaître les propriétés de la matière en dehors des régimes habituels, et dans des situations intermédiaires entre la physique de la matière condensée et la physique des plasmas à haute température. Les actions conjointes de la pression (de l'ordre du Mbar) et de la température (de 1 à 100 eV, soit 10⁴ à 10⁶ K) rendent délicat le calcul de l'équation d'état (relation entre la pression, la température et la densité), du fait de la coexistence, pour un même corps, de différentes espèces atomiques (molécules, atomes, ions plusieurs fois ionisés). Calculer les propriétés thermodynamiques d'une telle "soupe", dont on ne connaît pas la recette, est ardu, parce qu'il est difficile de prévoir la composition du mélange, et parce qu'il n'existe pas de petits paramètres permettant de développer des théories de perturbation à partir d'un système de référence bien connu.

La réponse à de telles situations est venue de la matière condensée et de l'approche basée sur la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT). La mise en œuvre de la *DFT* à des températures de l'ordre de 10 000 K, à travers la dynamique moléculaire quantique (*DMQ*), est récente, et n'a été possible que grâce aux moyens de calcul conséquents offerts par la machine TERA-10. La figure 1 permet d'apprécier la complexité de la physique, pour un corps aussi simple que le deutérium à 29 000 K et 1 g/cm³. Malheureusement, cette méthode est limitée :

- en température, au-dessous de 10 eV, du fait de l'introduction explicite d'orbitales quantiques, dont le nombre devient prohibitif avec la température ;
- en densité, à cause de l'introduction de pseudopotentiels qui imposent une séparation entre électrons de cœur et électrons de valence.

Même si nous pouvons espérer repousser quelque peu les limites actuelles, ces limitations, intrinsèques aux méthodes quantiques basées sur des orbitales, interdisent de monter en température, et donc de se raccorder avec le régime plasma.

Vers les très hautes températures

Pour contourner la difficulté liée aux orbitales, nous avons adopté une description simplifiée du système électronique (approche semi-classique), en approximant l'énergie cinétique électronique par la forme fonctionnelle donnée par la théorie de Thomas-Fermi. Nous évitons ainsi les inconvénients liés aux orbitales, au prix de l'abandon de certaines propriétés, comme la liaison moléculaire ou la structure atomique détaillée. Un tel choix n'est possible que dans des régimes thermodynamiques où les molécules ont disparu, et où les atomes sont déjà très ionisés. Ce choix est raisonnable pour la matière chaude (supérieure à 10 eV) et très dense (pression supérieure au Mbar). Cette théorie est, d'ailleurs, une composante essentielle des équations d'état, comme QEOS ou les tables SESAME, dans ce régime. Une telle approche dans sa version dynamique moléculaire (OFMD) [1], [2] semble adaptée pour prendre le relais de la DMQ vers les hautes pressions et hautes températures, et faire le lien avec des modèles plasmas, comme le plasma à une composante (OCP) ou les modèles écrantés (Yukawa) [3], que nous pouvons dériver en linéarisant la théorie de Thomas-Fermi.

Quel sens y a-t-il à faire de la dynamique moléculaire à très haute température ? Nous pourrions penser que le système est purement cinétique. Or, comme l'ionisation devient très importante pour les corps de Z élevé, les phénomènes de corrélation restent dominants même à 10^6 K et, suivant les corps considérés, la physique est plutôt celle d'un liquide que celle d'un gaz.

La question est maintenant de savoir quand cette limite semi-classique est valide.

Pour répondre, nous nous sommes intéressés au bore, le long des isothermes 1 et 4 eV, et nous avons poussé les calculs DMQ au maximum de leurs possibilités en densité [4]. Pour cela, nous avons introduit un nouveau pseudo-potentiel, qui inclut tous les électrons du bore au lieu des 3 électrons les plus externes, habituellement considérés, et nous avons fait varier la densité comme sur la figure 2. Si ces deux calculs DMQ (à 3 et à 5 électrons) donnent le même résultat à basse densité, nous voyons qu'à haute densité le pseudo-potentiel à 3 électrons sous-estime la pression, car il ne tient pas compte de l'ionisation progressive des états *Is*. Par contre, nous voyons que, dès 20 g/cm³, l'approche semi-classique sans orbitales donne les mêmes résultats que l'approche DMQ, pour un coût de calcul bien moindre.



Figure 1

Simulation DMQ du deuterium à 29 000 K et 1g/cm³. Ce tracé en 3 dimensions de la densité électronique montre la coexistence d'atomes, de molécules, et de structures complexes au sein du plasma.

chocs avancées scientifiques et techniques de la direction des applications militaires 2007

L'approche sans orbitales a aussi permis de vérifier des lois de mélange dans des milieux très denses, comme le mélange hélium-fer à 10 g/cm³ et 5 eV, ou deutériumcuivre à 50 g/cm³ et 100 eV [5]. La simulation permet aussi d'obtenir des propriétés dynamiques importantes, comme la viscosité du mélange ou les coefficients d'interdiffusion.

Les approches sans orbitales peuvent aussi être mises en œuvre dans un contexte complètement quantique reposant sur l'équation de *Schrödinger*, évitant ainsi le calcul des fonctions d'onde, particulièrement pénalisant à haute température. Cette technique, qui converge d'autant plus vite que la température est élevée, est particulièrement bien adaptée au calcul de courbes d'*Hugoniot* de choc très forts. Elle a été appliquée avec succès à l'hélium [6].



[1] F. LAMBERT, J. CLÉROUIN, S. MAZEVET, "Structural and dynamical properties of hot dense matter by a Thomas-Fermi-Dirac molecular dynamics", *Europhysics Letters*, **75**, p. 681-687 (2006).

[2] L. KAZANDJIAN, J.-F. DANEL, G. ZÉRAH, "Equation of state and sound velocity of a helium plasma by Thomas-Fermi-Dirac molecular dynamics", *Physics of Plasmas*, p. 092701-6 (2006).

[3] D. GILLES, F. LAMBERT, J. CLÉROUIN, G. SALIN, "Yukawa Monte Carlo and Orbital Free Molecular Dynamics approaches for the equation of state, and structural properties of hot dense matter", *High Energy Density Physics*, **3**, 95-98 (2007).

[4] S. MAZEVET, F. LAMBERT, F. BOTTIN, G. ZÉRAH, J. CLÉROUIN, "Ab initio Molecular Dynamics simulations of dense boron plasmas up to the semiclassical Thomas-Fermi regime", *Physical Review E*, **75**, p. 0564041-6 (2007).

[5] F. LAMBERT, J. CLÉROUIN, L. KAZANDJIAN, J.-F. DANEL, G. ZÉRAH, "Direct verification of mixing rules in the hot and dense regime", *Physical Review E*, **77**, 026402-9 (2008).

[6] S. LE ROUX, G. ZÉRAH, "Convergence stability and estimator in orbital free electronic structure calculation on a grid at finite temperature", *J. Comp. Phys.*, **226**, p. 2063-2077 (2007).



Figure 2

Equation d'état du bore à 1 eV. Comparaison des simulations DMQ (*points blancs et bleus*) avec les calculs sans orbitales (*modèle OFMD points rouges*). Les calculs DMQ (à 3 et à 5 électrons) donnent le même résultat à basse densité. À haute densité le pseudo-potentiel à 3 électrons sous-estime la pression, car il ne tient pas compte de l'ionisation progressive des états *1s*. Dès 20 g/cm³, l'approche semi-classique sans orbitale donne les mêmes résultats que l'approche DMQ, pour un coût de calcul bien moindre.

DESCRIPTION STATISTIQUE ET QUANTIQUE DES PLASMAS CHAUDS

J.-C. PAIN, G. DEJONGHE, P. ARNAULT, F. GILLERON CEA - DAM - Île-de-France

L'étude des plasmas chauds consiste à déterminer l'ionisation moyenne, la pression, l'énergie interne, ou les coefficients d'absorption et d'émission du rayonnement. La notion de supraconfiguration permet d'aborder la physique atomique de ces plasmas, en transformant le problème des ions dans un grand nombre d'états possibles en un problème plus simple et accessible au calcul, par des regroupements et des moyennes adéquates. De nombreux développements ont été effectués récemment au CEA - DAM, pour étendre les possibilités de calcul et de diagnostic des propriétés structurales et radiatives des plasmas chauds dans le formalisme des supraconfigurations.

Les plasmas chauds, dont la température est au moins de quelques dizaines d'eV, contiennent, pour chacun de leurs constituants, des ions distribués sur des millions de niveaux d'énergie, et soumis à une dizaine de processus atomiques. Il est compréhensible que des milieux aussi complexes aient d'abord été analysés au moyen des méthodes de la mécanique statistique. Ainsi, dans une description simplifiée à l'extrême, nous considérons un "atome moyen" comme représentant unique de l'ensemble des états possibles des ions du plasma. Avec le développement des supercalculateurs, l'utilisation plus importante des méthodes de la physique atomique a permis d'améliorer le calcul de l'équation d'état et de l'opacité spectrale, nécessaires à l'étude de l'évolution du plasma par un code hydrodynamique, et à la compréhension, au-delà du calcul informatique, de la structure d'un milieu complexe.

Le plasma est constitué d'ions immergés dans un bain d'électrons libres et de photons. Dans de nombreuses circonstances, l'équilibre entre les différents processus radiatifs et collisionnels assure que le plasma est à l'équilibre thermodynamique local en chacun de ses points, pour une certaine température. Les lois de *Saha* et de *Boltzmann* donnent alors la distribution des états quantiques des ions.

Des niveaux aux supraconfigurations

Le traitement individuel de tous les niveaux d'énergie des ions est, en pratique, irréalisable car leur nombre est beaucoup trop important. De plus, l'utilité d'un tel calcul reste à démontrer lorsque nous nous intéressons à des grandeurs globales, comme la pression, qui résultent des contributions de tous les ions. À l'inverse, si le modèle de l'atome moyen peut paraître trop simplifié, en particulier pour déterminer le spectre d'absorption radiative, il n'en reste pas moins utile. Il repose sur un atome fictif permettant de calculer de manière auto-cohérente la structure électronique moyenne du plasma. Il donne ainsi une liste d'orbitales dans un potentiel central écranté, et leurs occupations de Fermi-Dirac. Ces orbitales permettent de définir les configurations électroniques du plasma. Le nombre de ces configurations pouvant être gigantesque, on les regroupe en supraconfigurations (SC). Par exemple, la SC (1s2s2p3s3p3d4s4p4d4f)²⁹ est l'ensemble des configurations $(1s)^{a}(2s)^{b}(2p)^{c}(3s)^{d}(3p)^{e}(3d)^{f}(4s)^{g}(4p)^{h}(4d)^{i}(4f)^{i}$ avec a+b+c+d+e+f+g+h+i+j = 29; elle contient 2 635 464 configurations et plus de 1,144 10¹⁷ états. Cette notion est le fondement de la technique de calcul SCO (SuperConfiguration Opacity) initiée par T. Blenski (CEA -Saclay). La structure électronique d'une SC est obtenue à l'issue d'un calcul auto-cohérent, similaire à celui de l'atome moyen, mais imposant des populations entières pour les orbitales. La densité électronique est la somme des densités électroniques liée (quantique) et libre (Thomas-Fermi ou quantique) [1].



Calculer l'équation d'état consiste à déterminer la pression et l'énergie interne à partir de la connaissance de la température et de la densité. L'équation d'état peut être obtenue, soit à l'issue du calcul de l'atome moyen, soit comme moyenne sur les SC. Pour le calcul de ces moyennes, la méthode des SC repose sur une algèbre de fonctions de partition canoniques. Nous en avons proposé une méthode robuste de calcul par récurrence, que nous venons d'optimiser en 2007 [2].

Le fait de décrire les électrons libres de manière quantique fournit une meilleure continuité des grandeurs thermodynamiques en cas d'ionisation par pression d'une orbitale [1], au prix d'une augmentation du temps de calcul. Dans le cas où les électrons libres sont semiclassiques (Thomas-Fermi), le processus de moyenne sur les SC adoucit les discontinuités. Nous avons proposé un formalisme variationnel, consistant à obtenir la cohérence thermodynamique en définissant un seuil du continuum propre à chaque SC [3]. Nous avons également explicité le rôle des conditions aux limites sur les fonctions d'onde dans les différentes manières de calculer la pression quantique : tenseur des contraintes, théorème du viriel, et dérivée de l'énergie libre par rapport au volume [3]. Désormais, il est possible de calculer les propriétés électroniques de chaque degré de charge et de chaque configuration, ainsi que leur contribution à l'équation d'état, pour des corps simples ou des mélanges. Nous voyons nettement, sur la courbe d'Hugoniot principale de l'aluminium (figure 1),



Figure 1

Hugoniot principal de l'aluminium. Comparaison entre des valeurs expérimentales (<u>http://teos.ficp.ac.ru/rusbank</u>),

un calcul fondé sur une description *Thomas-Fermi* des électrons, et notre calcul quantique.

les oscillations dues à la prise en compte des orbitales [4], absente du modèle *Thomas-Fermi*. Une nouvelle méthode de calcul du taux de compression maximale, atteignable lors d'un choc simple, a également été développée [5], [6].

L'opacité monochromatique

Une contribution importante à l'opacité spectrale d'un plasma est constituée par les raies, c'est-à-dire par les transitions radiatives entre les niveaux d'énergie des ions. Dans les plasmas de Z assez élevé, les raies sont souvent si nombreuses qu'elles peuvent coalescer par recouvrement de leurs largeurs physiques individuelles (effets Doppler, Stark, etc.), et former de larges structures non résolues dans l'opacité. L'approche UTA - Unresolved Transition Array - permet de modéliser simplement ces structures par une distribution gaussienne, dont les deux premiers moments (position, variance) sont calculés grâce à l'algèbre de Racah et aux techniques de seconde quantification de Judd. Le formalisme des SC apporte beaucoup de souplesse au calcul statistique, puisqu'il permet de contrôler le degré de raffinement de l'opacité spectrale, en rassemblant les faisceaux en suprafaisceaux ou STA - Super Transition Array. Un STA est l'ensemble des transitions résultant d'un saut monoélectronique entre deux SC, et est habituellement modélisé, lui aussi, par une fonction gaussienne de l'énergie. Un code comme SCO, basé sur les SC, possède donc un domaine de validité très large [7] (figures 2 et 3). Nous avons montré [8] qu'il est souvent nécessaire d'aller au-delà de l'ordre 2 pour modéliser correctement



Figure 2

L'expérience laser de Davidson et Al. (plasma d'aluminium à T = 40 eV et $\rho = 0,01$ g/cm³) est globalement en bon accord avec le code SCO pour les transitions 1s-2p des ions Al⁶⁺ à Al⁹⁺, malgré l'absence de raies détaillées dans le calcul.

la distribution statistique des raies dans un UTA ou un STA. Ainsi, nous avons proposé d'abandonner la gaussienne au profit de la gaussienne généralisée (*figure 3*), qui permet de prendre en compte l'aplatissement du faisceau ou kurtosis (moment d'ordre 4).

La méthode des supraconfigurations permet de calculer à la fois l'équation d'état et l'opacité d'un plasma chaud. Elle est très prometteuse pour la mise au point de nouvelles méthodes en physique atomique.



Figure 3

Comparaison entre une expérience Z-pinch de Bailey et Al. (structures du brome d'un plasma de bromure de sodium NaBr à T = 47 eV et $\rho = 0,04$ g/cm³), et deux calculs avec modélisation gaussienne et laplacienne (cas particulier de gaussienne généralisée). Cette dernière permet de mieux résoudre les structures correspondant aux transitions 2p-3d du brome.



[1] J.-C. PAIN, G. DEJONGHE, T. BLENSKI, "Quantummechanical model for the study of pressure ionization in the superconfiguration approach", *J. Phys. A: Math. Gen.*, **39**, p. 4659-4666 (2006).

[2] B. G. WILSON, F. GILLERON, J.-C. PAIN, "Further stable methods for the calculation of partition functions in the superconfiguration approach", *Phys. Rev. E*, **76**, p. 032103 (2007).

[3] J.-C. PAIN, "A model of dense-plasma atomic structure for equation-of-state calculations", *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **40**, p. 1553-1573 (2007).

[4] J.-C. PAIN, "Quantum-statistical equation-of-state models of dense plasmas: high-pressure Hugoniot shock adiabats", *Contrib. Plasma Phys.*, **47**, p. 421-434 (2007).

[5] J.-C. PAIN, "Shell-structure effects on high-pressure Rankine-Hugoniot shock adiabats", *High Energy Density Phys.*, **3**, p. 204-210 (2007).

[6] J.-C. PAIN, "Equation-of-state model for shock compression of hot dense matter", *Phys. Lett. A*, **362**, p. 120-124 (2007).

[7] P. ARNAULT, G. DEJONGHE, T. BLENSKI, "Interpretation of some X-ray and XUV absorption experiments using SCO", *High Energy Density Phys.*, **3**, p. 1-7 (2007), et références incluses.

[8] F. GILLERON, J.-C. PAIN, J. BAUCHE, C. BAUCHE-ARNOULT, "Impact of high-order moments on the statistical modeling of transition arrays", *Phys. Rev. E*, **77**, p. 026708 (2008). - SIMULATION MOLÉCULAIRE -

SIMULATION MOLÉCULAIRE DES PRODUITS DE DÉTONATION

E. BOURASSEAU, N. DESBIENS, J.-B. MAILLET, L. SOULARD, V. DUBOIS CEA - DAM - Île-de-France

Un explosif est composé de molécules organiques complexes, qui se décomposent lors du passage de l'onde de détonation pour former un gaz de petites molécules plus simples et beaucoup plus stables, telles que H₂O, CO₂, N₂, H₂. Les conditions hydrodynamiques de la détonation font que le mélange gazeux est obtenu à très haute température et à très haute pression. C'est la détente de ce gaz qui provoque une poussée sur tout matériau connexe. La complexité de l'étude de ce mélange gazeux ne vient pas de la nature de ses composants, mais des équilibres thermodynamiques et chimiques qui le régissent. Jusqu'à présent, seules des méthodes de thermochimie permettaient de calculer les propriétés thermodynamiques de ce genre de système. Désormais, le CEA - DAM possède un code de simulation moléculaire, basé sur la méthode de Monte-Carlo, permettant de résoudre plus précisément ce problème, en s'y attaquant du point de vue microscopique [1].

Diverses approches microscopiques sont aujourd'hui disponibles pour étudier les mélanges de produits de détonation. Ces approches reposent sur différentes théories, ab initio ou classique, et permettent le calcul des propriétés thermodynamiques, sans approximation, en mettant en œuvre une description physique plus ou moins fine de la matière. Parmi ces méthodes, l'une d'entre elles est particulièrement bien adaptée lorsqu'il s'agit de calculer des grandeurs à l'équilibre : la méthode de Monte-Carlo. Le principe de cette méthode est de construire un ensemble de configurations représentatives du système à l'équilibre, sur lequel nous effectuons une moyenne des grandeurs thermodynamiques recherchées (pression, énergie) en utilisant les formules de la mécanique statistique. Une configuration représentative du système est un ensemble de molécules constituant le mélange des produits de détonation (prodets), disposées dans une boîte de simulation, et soumises aux contraintes thermodynamiques adéquates (volume, température). La méthode de Monte-Carlo tire son nom du fait que chacune des configurations appartenant à l'ensemble statistique est construite de manière aléatoire à partir des configurations déjà retenues. Chaque configuration ainsi créée est finalement acceptée ou rejetée en fonction de son énergie. Celle-ci peut être calculée précisément à l'aide de potentiels plus ou moins complexes, qui décrivent les interactions microscopiques entre les diverses molécules du mélange. La précision du résultat ne dépend que de la qualité du potentiel utilisé pour modéliser ces interactions.

Cependant, le calcul des propriétés des produits de détonation amène une contrainte supplémentaire : non seulement le mélange est à l'équilibre thermodynamique, mais il est aussi soumis à un ou plusieurs équilibres chimiques. En effet, la composition chimique du système dépend des conditions de pression et de température. C'est sur ce point que le CEA - DAM a apporté une contribution importante au code de Monte-Carlo développé conjointement avec l'IFP, le CNRS, et l'Université Paris XI. Pour permettre le calcul des propriétés à l'équilibre chimique, nous avons ajouté au code GIBBS un module permettant de travailler dans l'ensemble statistique adéquat : le Reaction Ensemble [2]. Cet ensemble est construit en autorisant, au cours de la simulation, le remplacement de certaines molécules par d'autres, en respectant les équations chimiques régissant l'équilibre (figure 1). A l'issue de la simulation, nous pouvons donc obtenir, à la fois, les propriétés thermodynamiques voulues, et la composition chimique du système. D'autres améliorations, réalisées par notre équipe, ont rendu la méthode de Monte-Carlo encore mieux adapté au problème posé. Par exemple, la méthode Adaptive Erpenbeck, qui permet de prédire les conditions thermodynamiques générées par une onde de choc, a été ajoutée au code GIBBS [3]. En l'associant au Reaction Ensemble, nous arrivons à déterminer les propriétés thermodynamiques et la composition des produits de détonation le long de la courbe d'Hugoniot, qui regroupe les états d'équilibre accessibles au système après la détonation (figure 2). En outre, un développement plus théorique

29

a conduit au calcul des propriétés thermodynamiques dérivées d'un système à l'équilibre chimique, telles que les capacités calorifiques, la vitesse du son, ou le coefficient de *Grüneisen* [1]. Enfin, le calcul de l'isentrope de détente, qui permet d'accéder à la poussée due à la décomposition de l'explosif, est en cours d'implémentation.

Grâce aux développements réalisés récemment, la méthode de *Monte-Carlo* est devenue mature et fonctionnelle, pour prédire les propriétés thermodynamiques des mélanges de prodets de diverses compositions explosives. Des potentiels de plus en plus complexes ont été développés, pour décrire plus précisément les interactions entre les molécules et améliorer les capacités prédictives de nos modèles. Un important travail est en cours pour inclure une phase solide dans l'équilibre chimique traité par le calcul *Monte-Carlo*. En effet, des agrégats de carbone se forment dans le mélange de prodets de nombreux explosifs, et la manière dont ces agrégats et leur interaction avec le fluide sont décrits influe beaucoup sur les propriétés du sys-

tème. Les résultats préliminaires obtenus en simulant cette phase de manière implicite sont très encourageants [4].



[1] E. BOURASSEAU et Al., "Molecular Simulations of Hugoniots of Detonation Product Mixtures at chemical equilibrium: Microscopic Calculation of the Chapman-Jouguet State", *J. Chem. Phys.*, **127**, art. n°084513, p. 1-11 (2007).

[2] W. R. SMITH et Al., "The Reaction Ensemble Method for The Computer Simulation of Chemical and Phase Equilibria. I. Theory and Basic Examples", *J. Chem. Phys.*, **100**, p. 3019-3027 (1994).

[3] J. J. ERPENBECK, "Molecular Dynamics of Detonation. I. Equation of State and Hugoniot Curve for a Simple Reactive Fluid", *Phys. Rev. A*, **46**, p. 6406-6416 (1992).

[4] A. HERVOUËT et Al., "Microscopic Approaches to liquid nitromethane detonation properties", *J. Phys. Chem. B*, **112**, p. 5070-5078 (2008).



Figure 1

Illustration du mouvement *Monte-Carlo* de réaction (Reaction Ensemble), qui permet de simuler l'équilibre chimique. Ici, le mouvement reproduit l'équilibre $CO_2 + H_2 \Leftrightarrow CO + H_2O$. Une molécule de CO_2 et une molécule de H_2 sont supprimées de la configuration initiale, et une molécule de CO et une molécule de H_2O sont insérées pour construire la configuration suivante.



Figure 2

À gauche : la courbe d'*Hugoniot* des produits de détonation de l'explosif RDX. Le pôle représente les conditions de l'explosif initial. Le rond vide place le point CJ (Chapman-Jouguet), le seul point de la courbe d'*Hugoniot* pour lequel nous observons un comportement stationnaire de l'onde de détonation.

À droite : la composition chimique du mélange de prodets du RDX le long de la courbe d'Hugoniot.

– PHYSIQUE NUCLÉAIRE –

CHOCS RVEC LE DEUTOR

P. CHAU HUU-TAI, J.-M. LABORIE, X. LEDOUX, B. MORILLON, C. VARIGNON CEA - DAM - Ile-de-France

La mesure et le calcul des sections efficaces des réactions impliquant un deuton (noyau de deutérium) se heurtent à des difficultés provenant de la nature même de ce noyau : il s'agit d'un système composite formé d'un neutron et d'un proton faiblement liés. Lors du choc avec un nucléon ou avec un noyau, la paire neutron-proton peut se casser, et il faut être capable de mesurer ou de calculer les effets de cette cassure sur les sections efficaces. Notre équipe a mené des expériences et développé des modèles théoriques pour déterminer l'effet de cette cassure lors de réactions nucléaires.



L'étude des noyaux exotiques et les calculs de neutronique nécessitent une connaissance précise des sections efficaces deuton-nucléon et deuton-noyau.

Réactions deuton-nucléon

Les calculs de réactions avec trois nucléons ont aujourd'hui atteint un haut degré de précision et de cohérence. C'est le cas de l'interaction d'un neutron avec le deuton. La méthode utilisée est celle des équations de *Faddeev-Yakubovsky* [1], et l'interaction nucléon-nucléon est décrite par le modèle simplifié de *Malfliet et Tjon I-III*, ou par le modèle plus réaliste *Av18*. Les sections efficaces sont obtenues à partir des "amplitudes de *Faddeev*", grâce auxquelles il est possible de prendre en compte précisément les corrélations angle-énergie entre les deux neutrons et le proton issus de la cassure du noyau de deutérium. L'ensemble de ces sections efficaces constitue l'évaluation du CEA - DAM, qui, contrairement à la plupart des évaluations existantes, permet de décrire exactement la propagation des neutrons dans les milieux deutérés.

D'une part, entre cette évaluation de la section efficace de cassure du deuton, et l'évaluation américaine [2] notamment, nous observons des écarts allant jusqu'à 30 % entre le seuil de la réaction et 30 MeV. D'autre part, les données expérimentales, bien que relativement abondantes au-dessous de 15 MeV, sont quasi inexistantes au-dessus. Enfin, ces données datent des années 60-70, et les incertitudes sont souvent mal connues ou importantes (10 à 30 %).



Figure 1 Le détecteur CARMEN *(boule jaune)* permet de compter le nombre de neutrons émis lors d'une réaction nucléaire.

Pour mesurer la section efficace de cette réaction, nous avons donc développé un programme expérimental auprès de l'accélérateur tandem 7 MV du CEA - DAM. Un scintillateur $C_6 D_6$ a été utilisé comme cible de deutérium. Il permet la mesure de l'énergie des neutrons incidents par la méthode du temps de vol. Les deux neutrons de la réaction ont été identifiés grâce au détecteur CARMEN (figure 1) [3]. De cette manière, nous avons pu sélectionner, dans les données enregistrées, les événements correspondant à la cassure du deuton, et extraire la section efficace correspondante. L'expérience démarrée en 2005 s'est terminée fin 2007. Les résultats sont présentés sur la figure 2, avec notamment des points inédits au-delà de 22 MeV [4]. Nos deux calculs sont en accord avec ces résultats, compte tenu des incertitudes. La poursuite de l'analyse des données, ainsi qu'une connaissance plus fine des détecteurs devraient conduire à une réduction sensible des incertitudes.

Réactions deuton-noyau

Dans le cas des réactions deuton-noyau, le nombre de nucléons impliqués devient vite trop grand pour que nous puissions résoudre exactement le problème à N-corps. Il faut faire des approximations, tout en tenant compte des spécificités du deuton. La méthode dite CDCC traite explicitement la voie élastique et les voies de cassure, et inclut automatiquement les phénomènes d'interférence entre ces voies dans le calcul des sections efficaces.

Elle a d'abord été utilisée sur l'ensemble des noyaux sphériques et quasi-sphériques [5]. Les calculs sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Elle a ensuite été étendue aux noyaux rotateurs. Lors du choc avec le deuton, les noyaux déformés peuvent être mis en rotation, et ces voies de réaction entrent en compétition avec la cassure du deuton. Elles sont donc à prendre en considération dans le calcul des sections efficaces. À titre d'exemple, nous avons étudié les réactions sur une cible de ²⁴Mg, noyau qui ressemble à un ballon de rugby. Les informations sur sa déformation [6] servent d'ingrédient de départ pour le calcul des sections efficaces. Sur la figure 3, les sections efficaces différentielles élastique et inélastique sur le premier niveau excité sont tracées, respectivement à gauche et à droite. Les points représentent les données expérimentales, les courbes rouge et grise correspondent, respectivement, à un calcul avec et sans les voies de cassure. Nous observons un meilleur accord entre les calculs et les mesures lorsque nous tenons compte de la cassure.

La méthode n'ayant pas de paramètre ajustable permet de faire des prédictions, même pour des noyaux pour lesquels il n'y a pas de données expérimentales.





chocs avancées scientifiques et techniques de la direction des applications militaires 2007

Les spécificités des réactions sur le deuton ont été étudiées expérimentalement et théoriquement. D'un point de vue expérimental, nous avons mesuré des valeurs inédites de la section efficace d(n,2n)psur une large gamme en énergie. Sur le plan théorique, nous avons mis en œuvre les méthodes les plus modernes : pour les réactions deuton-neutron, le problème quantique à trois-corps a été résolu. Pour les réactions deuton-noyau, nos calculs incluent explicitement le phénomène de cassure du deuton, ce qui améliore la qualité des prédictions.

[1] M. B. CHADWICK et Al., "ENDF/BVII.0: Next generation evaluated nuclear data library for nuclear science and technology", *Nucl. Data Sheets*, **107**, p. 2931-3060 (2006).

[2] R. LAZAUSKAS, J. CARBONELL, "Testing nonlocal nucleon-nucleon interactions in four-nucleon systems", *Phys. Rev. C*, **70**, p. 044002 (2004).

[3] X. LEDOUX et Al, "An improved experimental set-up for (n,xn) reaction studies", Proceedings of the International Workshop on Fast Neutron Detectors and Applications, University of Cape Town (3-6 April 2006).

[4] J.-M. LABORIE et Al, "Measurement of the D(n,2n)p reaction cross section up to 30 Mev", Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology 2007, Nice (22-27 Avril 2007).

[5] P. CHAU HUU-TAI, "Systematic study of elastic and reaction cross sections of deuteron induced reactions within the CDCC approach", *Nuclear Physics A*, **773**, p. 56-77 (2006).

[6] M. GIROD, S. HILAIRE, http://www-phynu.cea.fr/.

Figure 3

Sections efficaces différentielles élastique (a) et inélastique (b) d'un deuton incident sur du ^{24}Mg à 70 MeV. Les points correspondent aux données expérimentales.

Les courbes représentent les résultats des calculs CDCC : la courbe grise a été obtenue sans tenir compte de la brisure du deuton, la courbe rouge montre le résultat obtenu en tenant compte de cette brisure.

12

TRAITEMENT DE L'INFORMATION

OBSERVABILITÉ DE LA DÉCÉLERATION D'UN VÉHICULE BALISTIQUE

P. MINVIELLE, P. DODIN, J.-P. LE CADRE* CEA-Cesta, *IRISA/CNRS

Dès qu'un véhicule hyper véloce rentre dans l'atmosphère, il subit une forte décélération. Un radar peut chercher à caractériser le freinage de l'objet, afin de mieux le suivre et, éventuellement, l'identifier. La propension de l'objet au freinage est souvent quantifiée par une grandeur appelée coefficient balistique. L'analyse de son observabilité, c'est-à-dire de la capacité à l'estimer, est un problème ardu. L'approche classique en théorie de l'estimation conduit à de lourds calculs de type simulation Monte-Carlo. Dans l'article [1], des travaux originaux sont présentés, menant à des formules analytiques exprimant l'observabilité. Ces formules sont utiles pour mieux appréhender cette question, et déterminer les paramètres dimensionnants. En outre, elles peuvent servir de support à des spécifications "système" ou à la gestion dynamique du senseur.

Lorsqu'il rentre dans l'atmosphère, un objet balistique voit son orientation modifiée, puis il subit un freinage considérable vers 60 km. Des phénomènes d'ablation peuvent influer sur sa trajectoire. Outre sa position et sa vitesse, le coefficient balistique β , quantifiant la propension au freinage, constitue une caractéristique de l'objet. β étant relié au rapport entre la masse et la surface du maître-couple, il est important pour l'identification de l'objet [2]. Un radar, comme tout autre senseur chargé de poursuivre l'objet, doit impérativement surmonter la dynamique non-linéaire et nonstationnaire de la trajectoire. Dans ce but, des traitements de trajectographie ont été développés dès les années 60, et ils ont été, depuis lors, sans cesse améliorés [3]. Ces algorithmes, dont le plus connu est le filtre de Kalman, produisent une estimation séquentielle, autrement dit mise à jour à chaque nouvelle observation, des caractéristiques cinématiques du véhicule.

En complément des traitements de trajectographie, divers travaux ont été publiés sur la détermination de bornes théoriques, tout spécialement sur l'application de bornes *PCRB : Posterior Cramer-Rao Lower Bound* [4]. Dans un contexte bayésien, où la dynamique non-déterministe est dite markovienne, ces bornes *PCRB* indiquent la meilleure précision d'estimation possible.

Nous pouvons alors vérifier l'optimalité des traitements. Néanmoins, pour ce problème de filtrage non-linéaire, il n'y a pas d'expressions analytiques aux bornes *PCRB*, lesquelles requièrent d'intenses calculs par simulation *Monte-Carlo*. Dans l'article [1], nous nous sommes concentrés sur la question de l'observabilité du coefficient balistique, c'est-à-dire sur la capacité à l'estimer au regard des précisions de mesure du senseur, de sa cadence, de la dynamique du véhicule, etc. Pour la première fois, des formulations analytiques, essentielles à la compréhension, ont été obtenues. La démarche adoptée consiste, à la suite de [5], à traiter de manière originale un élément clef de la théorie de l'estimation, la matrice d'information selon *Fisher*, ou *FIM : Fisher Information Matrix*.

La borne de *Cramer-Rao* est donnée par l'inverse de la matrice *FIM*. Plus il y a d'information sur le paramètre à estimer, plus grande est la *FIM*, et plus petite est la borne. Pour déterminer la matrice *FIM*, l'approche *PCRB* conduit à des calculs trop complexes pour produire une formulation analytique. L'approche retenue a consisté à déterminer la matrice *FIM* indirectement. Au préalable, comme pour le modèle de rentrée d'*Allen* [1], nous faisons les hypothèses simplificatrices suivantes (*figure 1*) : l'objet de trajectoire déterministe rentre en incidence nulle dans une atmosphère de densité ρ , avec une pente γ et un coefficient balistique β constants. Par la formule de *Cauchy-Binet*, nous obtenons une première expression du déterminant de la matrice *FIM*. Ensuite, par un recours intensif à de l'algèbre multi-linéaire, nous aboutissons à des formulations analytiques qui sont une approximation de la borne de *Cramer-Rao* appliquée au coefficient balistique β .

Figure 1

Scénario 2D de la rentrée atmosphérique d'un véhicule observé par un senseur au sol. La trajectoire de l'objet est rectiligne et freinée. La force de traînée est proportionnelle au terme - $1/2 \rho \beta V^2$, où ρ est la densité atmosphérique, V la vitesse, et β le coefficient balistique.

Figure 2

Observabilité du coefficient balistique. Ecart-type sur la grandeur β , en fonction de l'écart-type σ_R sur la distance mesurée, et de l'écarttype σ_{θ} sur l'angle mesuré. Illustration simple de spécification du senseur, la figure montre, dans le cas d'une fréquence de mesure de 1 Hz et d'une altitude d'intérêt de 40 km, un domaine *R* pour lequel la précision en β est inférieure à 5 10⁻⁵ m² kg⁻¹. Ces expressions analytiques, confirmées par des calculs classiques de borne, sont un support particulièrement intéressant pour la compréhension de l'observabilité. Ainsi, dans le cas de mesures de la distance radiale r seule, nous montrons que l'observabilité du coefficient balistique β est proportionnelle au produit de la pression dynamique $1/2 \rho V^2$ par la dérivée de la distance radiale, s'il n'y a pas de terme orthogonal à la dynamique (typiquement, pas de portance), et par la dérivée angulaire, s'il y a un terme non radial. Si le senseur produit en outre des mesures angulaires, leurs contributions informatives n'existent qu'à condition d'un déplacement angulaire relatif. Quantitativement, nous pouvons aussi immédiatement délimiter, pour des conditions données (cinématique du véhicule, caractéristiques du senseur), une altitude en dessous de laquelle l'estimation du coefficient balistique devient possible. Au final, l'intérêt est de mettre en évidence les facteurs dimensionnants qui déterminent la qualité d'estimation du coefficient balistique. Diverses utilisations peuvent être envisagées, comme la spécification de type "système" (illustrée sur la figure 2), ou la gestion dynamique de senseur qu'autorisent ces formulations simples. Dans ce dernier cas, un radar peut, par exemple, alors qu'il scrute simultanément plusieurs objets, faire évoluer selon ses besoins sa cadence ou sa précision de mesure (c'est-à-dire son allocation énergétique), afin d'atteindre une performance souhaitée d'estimation du β .

[1] P. DODIN, P. MINVIELLE, J.-P. LE CADRE, "Estimating the ballistic coefficient of a re-entry vehicle", *IET Radar Sonar Navig.*, **1**, (3), p. 173-183 (2007).

[2] P. GALAIS, "Atmospheric re-entry vehicle mechanics", Springer-Verlag (2007).

[3] P. MINVIELLE, "Ballistic tracking techniques, decades of improvements", *IEEE Aerosp. & Elect. Systems Magazine*, **20**, (8), CF/1-14 (2005).

[4] P. TICHAVSKY, C. H. MURAVCHIK, A. NEHORAI, "Posterior Cramer-Rao bounds for discrete-time nonlinear filtering", *IEEE Trans. Signal Process.*, **46**, (5), p. 1386-1396 (1998).

[5] J.-P. LE CADRE, "Properties of estimability criteria for target motion analysis", *IEE Proc., Radar Sonar Navig.*, **145**, (2), p. 92–99 (1998).

SCIENCE DES MATÉRIAUX

CONCEPTION ET RÉALISATION DE MÉTAMATÉRIAUX

O. ACHER, J.-M. LERAT, N. MALLÉJAC, M. LEDIEU, J.-H. LE GALLOU CEA - Le Ripault

Depuis une décennie, le domaine des matériaux connaît un essor considérable dans la communauté de l'électromagnétisme. Le CEA - DAM a apporté plusieurs contributions significatives à ce domaine, en particulier en mettant au point une méthode de calcul des propriétés des métamatériaux. Cette méthode permet d'appréhender visuellement leur comportement, et se révèle particulièrement efficace pour aider à leur conception. Nous donnons un exemple particulier de métamatériau conçu par cette méthode. Nous observons un excellent accord entre les propriétés mesurées, et celles prédites à l'aide de notre modèle.

Depuis moins d'une décennie, la communauté des hyperfréquences et de l'optique a montré qu'il est possible de créer des matériaux présentant des propriétés qui ne se trouvent pas dans la nature. Ils sont appelés métamatériaux. Ces métamatériaux ouvrent la voie à des réalisations remarquables, comme des lentilles quasi-parfaites [1], et des revêtements de furtivité semblables à des "capes d'invisibilité" [2]. En quelques années, une large communauté scientifique s'est mobilisée sur la thématique "métamatériaux", avec plus de 630 articles dans des revues scientifiques en 2007. le CEA - DAM a participé, dès l'origine, à cette

Figure 1

Champ magnétique hyperfréquence à l'intérieur de la cellule élémentaire d'une lame de métamatériau.

La couleur des flèches dans la cellule élémentaire correspond à l'intensité du champ magnétique hyperfréquence local :

a pour une fréquence d'éclairement inférieure à la fréquence de résonance ;

b pour une fréquence d'éclairement immédiatement au dessus de la fréquence de résonance.

Les champs à l'intérieur du motif conducteur en spirale sont à l'origine de la perméabilité du métamatériau, supérieure à l'unité dans le cas **a**, et négative dans le cas **b**.

dynamique, en rapportant la première réalisation d'un matériau diélectrique accordable à l'aide d'un champ magnétique, et la première réalisation d'un matériau magnétique accordable à l'aide d'une commande électrique [3].

Comment calculer les propriétés électromagnétiques d'un métamatériau ?

Les métamatériaux sont des composites comportant des inclusions (le plus souvent métalliques) dont la forme particulière conduit à des propriétés originales. La possibilité d'obtenir des propriétés magnétiques hyperfréquences, à partir de constituants qui n'en possèdent aucune, n'est pas intuitive ! Cette capacité, largement démontrée depuis guelques années, va à l'encontre des lois d'homogénéisation classiquement utilisées pour prédire les propriétés d'un composite à partir de celles de ces constituants. L'existence de logiciels commerciaux de simulation électromagnétique, performants, a permis de lever cette difficulté. C'est souvent à partir d'expériences numériques, en observant le comportement des ondes réfléchies et transmises par une lame de métamatériau, que les paramètres électromagnétiques du métamatériau en question sont déduits.

En 2007, notre équipe a apporté une contribution significative dans ce domaine, en proposant une méthode performante de calcul des propriétés électromagnétiques des métamatériaux [4]. Cette méthode a été bien accueillie par la communauté (*ce qui nous a conduit à effectuer*

des présentations invitées dans plusieurs conférences internationales). Cette méthode repose sur l'interprétation des champs électromagnétiques présents dans une cellule élémentaire du métamatériau. Dans le cas d'un métamatériau qui ne comporte aucun constituant magnétique, nous avons montré que la perméabilité μ du composite doit être définie par la relation :

$$\mu = \frac{\langle H \rangle_{V}}{\langle H \rangle_{P}} \tag{1}$$

Dans cette formule, $\langle \rangle_V$ est la moyenne du champ Hsur le volume de la cellule élémentaire, alors que $\langle \rangle_p$ est la moyenne sur la face de la cellule élémentaire perpendiculaire au champ électrique incident. Cette représentation est utile pour guider l'intuition du concepteur de métamatériau, comme l'illustre la figure 1. La figure 1a représente la carte du champ magnétique à l'intérieur de la cellule élémentaire d'une lame de métamatériau, éclairée par une onde à une fréquence inférieure à la résonance. Nous constatons qu'à l'intérieur du motif en spirale, le champ magnétique est plus important que dans le plan P : la relation (1) permet d'en déduire que la perméabilité est supérieure à l'unité. La figure 1b correspond à une fréquence légèrement plus élevée : nous constatons que le champ magnétique dans le motif spiralé est orienté à l'opposé du champ dans le plan P. La relation (1) permet d'en déduire immédiatement que la perméabilité est inférieure à l'unité, voire négative.

Figure 2

a Schéma d'un réseau diélectrique métallisé.

b Perméabilité magnétique d'un tel réseau, mesurée (en rouge) et calculée à l'aide de la relation (2) (en bleu).

Application à l'ingénierie de réseaux diélectriques métallisés

Dans certains cas, nous savons calculer analytiquement le champ à l'intérieur d'un matériau. Nous nous sommes intéressés au cas d'un réseau de matériau à forte constante diélectrique, métallisé sur deux de ses faces (*figure 2a*). À partir de la description analytique du champ dans le matériau, nous avons montré que la perméabilité du matériau est donnée par :

$$\mu = f \frac{\tan(k \, a)}{k \, a} + (1 - f) \tag{2}$$

où f est la fraction volumique en matériau diélectrique, 2a la largeur des lames du réseau, et k le vecteur d'onde dans le diélectrique.

Des échantillons ont été réalisés et caractérisés sur une large gamme de fréquence. Un excellent accord a été obtenu avec le calcul [5]. Au voisinage immédiat de la résonance, sur une bande de fréquence étroite, les niveaux de perméabilité atteignent des valeurs élevées, parmi les plus importants rapportés dans la littérature. La qualité de l'accord observé sur la figure 2b valide notre capacité de conception électromagnétique des matériaux, et l'efficacité des outils que nous avons développés. Notre méthode est maintenant utilisée avec succès par d'autres équipes, notamment pour concevoir des capes d'invisibilité fonctionnant dans le domaine du THz.

[1] J. B. PENDRY, "Negative refraction makes a perfect lens", *Phys. Rev. Lett.*, **85**, p. 3966-3969 (2000).

[2] J. B. PENDRY, D. SCHURIG, D. R. SMITH, "Controlling electromagnetic fields", *Science*, **312**, p. 1780-1782 (2006).

[3] O. REYNET, O. ACHER, "Voltage controlled artificial permeability of a diode loaded metamaterial", *Appl. Phys. Lett.*, **84**, p. 1198 (2004).

[4] O. ACHER, J.-M. LERAT, N. MALLÉJAC, "Evaluation and illustration of the properties of Metamaterials using Field Summation", *Optics Express*, **15**, p. 1096-1106 (2007).

[5] O. ACHER, J.-H LE GALLOU, M. LEDIEU, "Design and measurement of negative permeability metamaterials made from conductor-coated high index dielectric inclusions", *Metamaterials*, à paraître,

http://dx.doi.org/10.1016/j.metmat.2007.10.001.

PROPRIÉTÉS THERMOPHYSIQUES DES MÉTAUX LIQUIDES : RVANCÉES RÉCENTES

M. BOIVINEAU CEA - Valduc

Depuis 40 ans, les techniques de chauffage impulsionnel ont été largement utilisées pour étudier les propriétés thermophysiques des métaux à l'état solide et surtout liquide. Celles-ci viennent en complément des techniques de chauffage statique limitées par leur domaine de température (T < 2 000 K) et par la réactivité chimique des métaux liquides. Nous décrivons ici quelques avancées récentes en termes de développements technologiques et de nouvelles données expérimentales obtenues à l'aide de ces techniques de chauffage dynamique.

Outre les dispositifs "milliseconde" consacrés à l'étude des matériaux à l'état solide jusqu'au point de fusion (typiquement 3 000 K), les techniques de chauffage "microseconde" permettent l'étude des métaux liquides. Leur intérêt est l'accès au domaine des très hautes températures, tout en restant à l'équilibre thermodynamique. Parmi les moyens expérimentaux de ce type, notons celui de l'expérience de dilatation isobare (EDI) (ou "fil liquide") [1], [2]. Elle consiste à chauffer, par effet Joule, des matériaux métalliques, en appliquant un courant intense de courte durée (quelques dizaines à quelques centaines de µs) au sein de l'échantillon (classiquement, un fil de 0,5 à 1 mm de diamètre, et de quelques centimètres de longueur). Bien que destructive, une telle expérience est néanmoins très riche d'informations, dont quelques exemples sont donnés ci-après [2], [3].

Conductivité et diffusivité thermique

La conductivité thermique λ_T de métaux liquides, et leur diffusivité thermique, qui s'en déduit, ont été déterminées à l'aide de techniques de chauffage dynamique en utilisant l'équation de *Wiedemann-Franz* :

$$\lambda_T(T) = \frac{L T}{\rho_{el}(T)}$$

où *T* est la température, *L* le nombre de *Lorentz*, ρ_{el} la résistivité électrique. La pertinence de cette équation, signifiant le rôle dominant des électrons dans le transport de chaleur, a été démontrée assez récemment pour les métaux liquides [3].

Mesures de température et émissivité

Les avancées les plus spectaculaires de cette dernière décennie sont relatives à la mesure de la température. C'est l'une des difficultés majeures, car du fait de la courte durée de ces expériences, dites "rapides", il n'est pas possible d'utiliser des techniques de mesures de température classiques (*thermocouples, etc.*). Ceci a conduit à utiliser la pyrométrie optique, pour mesurer la température de luminance T_R de l'échantillon à une longueur d'onde donnée, et en déduire la température "vraie" T, selon la loi de *Wien* :

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_R} = \frac{\lambda}{c_2} \log \varepsilon_{n,\lambda}$$

où λ est la longueur d'onde d'analyse, $\varepsilon_{n,\lambda}$ l'émissivité normale spectrale à la longueur d'onde λ , et c_2 la seconde constante de *Planck*.

Depuis peu, la polarimétrie laser est utilisée pour pallier la méconnaissance de l'émissivité, cruciale pour mesurer la température (*Cf. l'équation précédente*). Cette technique consiste à analyser, au cours du chauffage, le changement d'état de polarisation à l'issue de la réflexion par l'échantillon d'un faisceau laser parfaitement polarisé. La polarimétrie laser a été principalement développée en chauffage "microseconde" à l'Université de *Graz* en Autriche, sur une série de métaux, et appliquée à des expériences sous choc au *LANL (USA)* [3]. La figure 1 montre la variation de l'émissivité en fonction de la température de luminance, pour l'alliage de titane TA6V (*Ti* 90 % - *Al* 6 % - *V* 4%) (la mesure d'émissivité est effectuée à λ = 684,5 nm, et la température de luminance T_R est mesurée à λ = 650 nm sur tout le domaine de température étudié pour les phases solide et liquide) [4]. Cette figure indique clairement le passage à la fusion par la chute brutale de l'émissivité. La température de luminance à la fusion, T_{Rm} , observée à 1 788 K, correspond à une température "vraie" T_m = 1 928 K. Notons qu'une élévation de température additionnelle d'environ 200 K (*passage solidus-liquidus*) est nécessaire pour atteindre complètement l'état liquide.

Vitesse du son

Les mesures de la vitesse du son dans les métaux liquides sont très pertinentes pour calculer leurs paramètres d'équation d'état [2], [3]. Toutefois, seuls quelques laboratoires aux USA – *LLNL, LANL* – puis au CEA, ont entrepris de telles mesures. Elles fournissent de nombreuses données sur les métaux liquides [3].

Points critiques

Le principe de la mesure consiste, par accroissement progressif de la pression, à sonder la ligne spinodale, correspondant à la limite de stabilité thermodynamique du liquide surchauffé métastable (Cf. le diagramme de van der Waals dans le plan P, V), pour atteindre le point critique. Cette région est aisément accessible en raison des vitesses de chauffage élevées mises en jeu. La traversée de la ligne spinodale s'accompagne, en général, de très fortes variations de volume et de résistivité électrique (interruption complète de conductivité), ainsi que de la génération d'une onde de choc. L'observation de la disparition de tels phénomènes à l'approche du point critique constitue une méthode élégante pour déterminer ses coordonnées. Un exemple, très parlant, sur l'or (Au) [5] est donné en figure 2. Elle montre clairement une très forte variation de la dilatation radiale de l'échantillon à une pression P = 405 MPa – nous parlons "d'explosion de phase" – alors qu'à P = 524,8 MPa, sa géométrie reste stable, phénomène annonçant le point critique.

Figure 1

Émissivité normale spectrale du TA6V (alliage Ti 90 % - Al 6 % - V 4 %) à λ = 684,5 nm, en fonction de la température de luminance $T_{R'}$ à λ = 650 nm [4].

chocs avancées scientifiques et techniques de la direction des applications militaires 2007

Conclusion

La connaissance de la thermodynamique des métaux liquides est de première importance pour beaucoup d'applications métallurgiques, telle que la simulation des procédés de fonderie. De nombreuses études sur les métaux liquides ont été menées ces dernières décennies, en faisant appel aux techniques de chauffage dynamique. Nous avons montré quelques avancées récentes dans ce domaine, donnant lieu à une abondance de données expérimentales sur les métaux liquides, surtout purs. Le réel potentiel des techniques dynamiques a conduit récemment à des études sur les alliages métalliques. Celles-ci, complétées par des travaux théoriques et par le développement de nouveaux diagnostics pertinents, constituent une voie prometteuse d'investigations.

[1] A. BERTHAULT et Al., "High-pressure, high-temperature thermophysical measurements on tantalum and tungsten", *Int. J. Thermophys.*, **7**, p. 167-179 (1986).

[2] M. BOIVINEAU, "Propriétés thermophysiques des matériaux dans les états solide et liquide", *Chocs*, numéro spécial sur les équations d'état et les lois de comportement, p. 42-51 (2005).

[3] M. BOIVINEAU, G. POTTLACHER, "Thermophysical properties of metals at very high temperature obtained by dynamic techniques: recent advances", *International Journal of Materials Product and Technology. Special Issue: Challenges in Materials Properties Measurements*, **26(3/4)**, p. 217-246 (2006).

[4] M. BOIVINEAU et Al., "Thermophysical properties of the solid and liquid Ti90%-Al6%-V4% (TA6V) alloy", *Int. J. Thermophys.*, **27(2)**, p. 507-529 (2006).

[5] K. BOBORIDIS et Al., "Determination of the critical point of gold", *Int. J. Thermophys.*, **20(4)**, p. 1289-1297 (1999).

Remerciements

Cet article est dédié à Ared Cezairliyan (1934-1997) pour sa contribution immense à la thermophysique subseconde. Par ailleurs, l'auteur remercie très chaleureusement G. Pottlacher pour sa part active dans ce travail de synthèse.

Figure 2

Dilatation radiale d'un échantillon (*fil*) d'or en fonction du temps (*axe vertical*), pour la détermination des paramètres critiques [5]. Les clichés sont réalisés à l'aide d'une caméra CCD rapide (*le temps entre deux clichés consécutifs est de 10,13 µs*). **a** Explosion du fil à P = 405 MPa. Ce phénomène peut être observé sur le 9^e cliché en partant du haut. **b** Le fil retrouve une géométrie stable à P = 524,8 MPa, indiquant la proximité de la pression critique estimée à $Pc = 530 \pm 20$ MPa.

AUTOMATISATION DES PROCÉDÉS DE SÉPARATION ISOTOPIQUE DES HYDROGÈNES PAR CHROMATOGRAPHIE EN PHASE GAZEUSE

C. LAQUERBE, J. STEIMETZ, D. LETERQ*, J. DEMOMENT CEA - Valduc, *CEA - DAM

Dans le cadre du renouvellement de nos installations "tritium", nous avons fait évoluer l'une des fonctions principales de la chaîne de traitement des gaz : la séparation isotopique [1]. Cette fonction est primordiale, car elle permet l'obtention de tritium. L'objectif premier est de produire du tritium, sous forme gazeuse, avec des spécifications très strictes.

L'évolution a été menée dans le but de répondre aux deux enjeux suivants :

- l'amélioration de la pureté des gaz produits :
 - au niveau de l'enrichissement du tritium produit, en accord avec l'évolution des spécifications ;
 - au niveau de la décontamination des effluents produits, constituant des mélanges faiblement tritiés des isotopes de l'hydrogène les plus légers.
- l'accroissement du flux traité, pour augmenter la capacité de traitement de la chaîne procédé, et permettre ainsi de séparer, de manière simultanée, les effluents issus du traitement des eaux tritiées.

Fruit d'une quinzaine d'années de développements, réalisés principalement en interne, le procédé de séparation isotopique retenu, dénommé *TCAP* (Thermal Cycling Absorption Process), est adapté au contexte, tout en s'affranchissant des problèmes posés par un changement radical de technologie.

Sur la base du concept proposé par *Myung* et *Lee* en 1980 à *SRNL* (Savannah River National Laboratory, USA) [2], cette technique de séparation constitue une évolution des procédés discontinus de chromatographie en phase gazeuse sur alumine palladiée (*support actif*), exploités au CEA - DAM pour la séparation isotopique du tritium. En présence d'hydrogènes, les différences d'affinité du palladium pour les trois isotopes concernés, observables notamment sur ses propriétés d'absorption (*lors de la formation de l'hydrure, du deutérure, ou du tritiure de palladium*) autorisent leur séparation. Dans le procédé *TCAP*, nous exploitons l'évolution du pouvoir de séparation en fonction de la température de fonctionnement.

La capacité de séparation est d'autant plus faible que la température est élevée : significative à des températures voisines de l'ambiante, elle s'annule quasiment au-delà de 100°C.

Les mécanismes conduisant à la séparation du deutérium et du tritium sont schématisés sur la figure 1, en affectant, de manière arbitraire, à chaque isotope, des vitesses différentielles de déplacement différentes à basse et à haute température.

Figure 1

Principes de séparation : exemple du DT.

Les étapes principales d'un cycle type de *TCAP*, permettant la séparation du deutérium et du tritium, sont schématisées. Des vitesses différentielles de déplacement sont affectées, de manière arbitraire, à chaque isotope, à basse et à haute température.

chocs avancées scientifiques et techniques de la direction des applications militaires 2007

La réalisation d'un enchaînement de cycles thermiques, totalement reproductibles, permet de basculer d'un mode de fonctionnement discontinu à un mode de fonctionnement semi-continu, tout en conservant une technologie bien maîtrisée, et d'une mise en œuvre relativement aisée (en comparaison à la distillation cryogénique, technique de séparation la plus répandue). La régénération totale du garnissage (alumine palladiée) entre chaque séparation n'est plus nécessaire. Une optimisation de la durée de chaque cycle conduit à une augmentation significative de la productivité, à taille d'installation équivalente. La pureté des effluents produits, aussi bien "riches" que "pauvres", se trouve également améliorée, car les soutirages de ces gaz sont réalisés suffisamment loin des fronts de séparation, dans des fractions pures. Enfin, la robustesse du fonctionnement n'est pas remise en cause, les transferts de gaz s'effectuant par détentes.

Après une étude de faisabilité, les premiers travaux menés pour développer ce procédé ont été consacrés à la détermination d'un garnissage adapté. Le garnissage sélectionné est l'alumine palladiée (dépôt de palladium sur de l'alumine, substrat inerte). Les développements réalisés ensuite se sont focalisés sur l'aspect technologique du procédé, avec comme objectifs : son automatisation, et surtout la minimisation de la durée d'un cycle [3]. Depuis, la qualification des performances de ce procédé a pu être obtenue à l'échelle 1, sur deux installations pilotes, en inactif puis en actif. Elle se concrétisera, au deuxième semestre 2008, par sa mise en exploitation au sein d'une boîte à gants dédiée, intégrée à la chaîne de fabrication (figure 2). Enfin, depuis l'origine du projet, le développement, en parallèle, d'un logiciel de simulation dynamique a permis, via l'expérimentation numérique :

Figure 2

Vue 3D de la boîte à gants *TCAP*. Modèle 3D du procédé TCAP implanté en boîte à gants réalisé sous SolidWorks™.

- une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeu;
- la détermination de modes de marche ;
- l'optimisation des paramètres opératoires associés [4]. Le recours à ce logiciel de simulation a aussi permis de limiter significativement le nombre d'essais de validation.

Il est intéressant de noter qu'à partir de 1994 (lors de la rénovation de ses installations), et en 2007 (lors de la mise en service du TEF – Tritium Extraction Facility), Savannah River a délaissé ses procédés historiques de séparation isotopique par distillation cryogénique au profit de procédés *TCAP*.

L'évolution engagée par le CEA - DAM n'est pas aussi radicale, mais exprime la volonté de faire évoluer les procédés (*maximum de souplesse, mise en œuvre simplifiée*) en adéquation avec les besoins.

Au regard de ses performances, le procédé *TCAP* devrait pouvoir être mis en œuvre, à l'avenir, pour des applications de décontamination d'effluents hydrogénés très faiblement tritiés.

Références

[1] D. LETERQ, H. GUIDON, "Séparation isotopique de l'hydrogène", *chocs*, **25**, p. 29-38 (2001).

[2] A. S. HOREN, M. W. LEE, "Metal Hydride Based Isotope Separation – Large-Scale Operations", *Fusion Technology*, **21**, p. 282-286 (1992).

[3] D. DUCRET et Al., "Separation of hydrogen isotopes by Thermal Cycling Absorption Process: an experimental device", *Fusion Science and Technology*, **41**, p. 1092-1096 (2002).

[4] C. LAQUERBE et Al., "Optimization of a thermal cycling absorption process design by dynamic simulation", *Fusion Science and Technology*, **41**, p. 1121-1125 (2002).

15

VISURLISATION POUR L'ANALYSE DE DONNÉES GÉOPHYSIQUES

M. AUPETIT CEA - DAM - Île-de-France

Dans le cadre de la surveillance des traités internationaux (Traité d'interdiction complète des essais), les équipes du CEA - DAM enregistrent en continu les signaux sismiques mesurés sur les stations du système de surveillance internationale. Elles analysent ces signaux, détectent les événements, et déterminent leur origine naturelle ou artificielle. Nous avons développé deux méthodes d'analyse de données, qui forment les bases d'un outil d'aide à la décision destiné aux analystes. La première est une méthode de visualisation basée sur la projection des données sur un plan. Elle fournit une visualisation immédiate des zones d'intérêt, et des zones présentant un risque d'erreur d'interprétation. La seconde est une méthode d'analyse exploratoire des données combinant statistique et topologie, évitant les distorsions associées aux méthodes de projection usuelles.

Les événements sismiques étant caractérisés par leur localisation, leur magnitude, leur date, et d'autres paramètres issus des signaux mesurés, ils sont considérés comme des points dans un espace de dimension égale au nombre de ces caractéristiques. L'ensemble forme un nuage de points dans cet espace initial. Nous disposons aussi pour chaque évènement, de la classe d'origine fournie par l'analyste. Intuitivement, la probabilité que deux événements appartiennent à la même classe est d'autant plus forte qu'ils sont proches dans l'espace initial, et les méthodes de discrimination automatiques attribuent à un nouvel événement une probabilité d'appartenance à chaque classe. Mais, bien que les taux d'erreurs soient faibles [1], les analystes ne peuvent se satisfaire d'un score dont ils ne maîtrisent pas l'élaboration.

Il est primordial que l'analyste ait confiance en l'outil d'aide à la décision. Pour l'aider dans sa prise de décision, il est souhaitable qu'il appréhende lui-même la configuration géométrique des classes d'événements. Comment montrer à l'analyste à quoi ressemblent les classes dans l'espace, et comment s'y positionne un nouvel événement à classer ?

Deux méthodes sont proposées :

 par projection de ce nuage de points dans le plan, fournissant à l'analyste une vue directe mais déformée des données. Dans ce cas, l'analyste est mis en confiance parce qu'il utilise sa propre vision pour l'analyse. Ce qu'il voit pouvant l'induire en erreur, nous proposons une méthode de coloration pour juger de la fiabilité locale de la projection. par modélisation directement dans l'espace initial des relations de voisinage des classes les unes par rapport aux autres, et présentation d'une synthèse à l'analyste. Dans ce cas, l'analyste n'utilise plus sa vision directe, et il doit interpréter une représentation plus sommaire des données, mais la synthèse présentée est plus fiable car c'est le reflet direct de la structure du nuage initial.

Analyse par projection.

Les données sismiques sont projetées dans le plan. La couleur des points représente la classe de l'événement *(bleu : effondrement minier ; rouge : séismes ; vert : tirs de carrière)*. La couleur de fond indique si la distance observée entre deux points projetés est similaire *(vert)* ou très différente *(rouge)* de la distance séparant ces deux points dans l'espace initial. Les zones vertes sont fiables, les groupes de points qui y sont observés existent aussi dans l'espace initial.

Analyse par projection

Dans ce cas, le nuage de points initial est projeté dans le plan à deux dimensions, en tentant de préserver au mieux les distances entre toutes les paires de points. En privilégiant la préservation des petites distances aux dépens des grandes, nous obtenons une représentation qui tend à positionner au voisinage l'un de l'autre deux points effectivement voisins dans l'espace initial. De nombreuses méthodes de projection existent. L'analyse en composantes principales est la plus connue. Cependant, les techniques de projection présentent nécessairement des distorsions, car le nuage de point de grande dimension doit être "compressé" pour être représenté dans le plan. En conséquence, la fidélité de la projection aux données doit être diagnostiquée afin que cet outil soit crédible, et que son résultat soit interprétable visuellement par l'analyste.

Nous avons donc développé une méthode de coloration de l'arrière-plan (*figure 1*) [2] qui fait ressortir, en vert, les régions dans lesquelles les distances sont très bien préservées (*les points visiblement proches le sont effectivement dans l'espace initial*), et en rouge celles où les distances ne sont pas du tout préservées. La couleur des points indique l'origine des événements (*bleu : effondrement minier ; rouge : séismes ; vert : tirs de carrière*). La coloration de l'arrière plan est indispensable pour déterminer visuellement si une structure géométrique (*un groupe de points*) existe effectivement dans l'espace initial, ou n'est qu'un artefact de la projection, entraînant un risque d'erreur d'interprétation.

Figure 2

Analyse par construction d'un graphe.

Un graphe relie les composantes des différentes classes d'événements sismiques. Ce graphe est représenté dans le plan, et montre la topologie des classes telles qu'elles sont dans l'espace initial. Par exemple, la classe des "effondrements miniers" (*rb*) contient 243 événements, elle est d'un seul tenant dans l'espace initial ; la classe des "tirs de carrière" (*qb*) est morcelée en un groupe principal de 563 événements, et une quinzaine d'autres événements isolés ; enfin, 3 événements naturels (*eq*) sur 1502 sont isolés du groupe principal.

Analyse par construction d'un graphe

Les projections sont "parlantes" pour l'analyste mais potentiellement trompeuses, car elles déforment nécessairement le nuage de points initial. Aussi, puisque l'information recherchée concerne ce nuage, nous avons proposé une méthode d'analyse directe. Il s'agit de retrouver la topologie des classes, et de fournir à l'analyste une représentation synthétique et interprétable de cette information.

Nous avons proposé de construire un graphe basé sur des critères géométriques et statistiques [3], [4], dont la topologie reproduit celle des classes dans l'espace initial *(figure 2)*. Ce graphe nous indique comment les groupes de données de chaque classe sont connectés les uns aux autres dans l'espace initial. Ce graphe montre que :

- la classe des "effondrements miniers" (rb) est d'un seul tenant. Elle contient 243 événements tous au contact les uns des autres dans l'espace initial;
- la classe des "tirs de carrière" (qb) est morcelée en un groupe principal de 563 événements, et en une quinzaine d'événements isolés de ce groupe principal par la présence de données des autres classes;
- 3 événements naturels (eq) sur 1502 sont isolés du groupe principal.

Les caractéristiques utilisées sont pertinentes puisque chaque classe est bien regroupée. La classe et la taille des groupes, auxquels un nouvel événement de classe inconnue est connecté, permettent de conforter ou non l'analyste dans son choix de la classe à attribuer à cet événement.

Suite à ces recherches, nous poursuivons nos études dans le domaine de l'extraction et de l'exploitation des caractéristiques topologiques d'un nuage de points [5].

Références

[1] D. MERCIER, P. GAILLARD, M. AUPETIT, C. MAILLARD, R. QUACH, J.-D. MULLER, "How to help seismic analysts to verify the French seismic bulletin?", *Engineering Appl. of Art. Intel.*, **19**, p. 797-806, (2006).

[2] M. AUPETIT, "Visualizing distortions and recovering topology in continuous projection techniques", *Neurocomputing*, **70**, p. 1304-1330 (2007).

[3] M. AUPETIT, T. CATZ, "High-dimensional labeled data analysis with topology representing graphs", Neurocomputing, **63**, p. 139-169, (2005).

[4] P. GAILLARD, M. AUPETIT, G. GOVAERT, "Learning topology of a labeled data set with the Supervised Generative Graph", *Neurocomputing*, **71**, p. 1283-1299 (2008).

[5] http://www.dase.cea.fr/topology learning/index.html

PHÉNOMÈRES ATMOSPHÉRIQUES TRANSITOIRES : LE PROJET TARANIS

E. BLANC, T. FARGES CEA - DAM - Île-de-France

La découverte, ces quinze dernières années, des phénomènes lumineux transitoires dans la haute atmosphère, et des flashs gamma d'origine terrestre, remet en question notre compréhension de l'environnement stratifié de la terre. La fréquence d'occurrence de ces phénomènes au dessus des foyers orageux, et les énergies impliquées révèlent un transfert d'énergie impulsionnel entre la troposphère et les couches supérieures de l'atmosphère qui n'était pas soupçonné jusqu'à présent. Ces phénomènes ont des effets non encore quantifiés, et font intervenir de nouveaux processus de physique fondamentale qui pourraient avoir des implications plus larges et se manifester ailleurs dans l'univers. Le projet de microsatellite TARANIS, qui a été sélectionné en 2007 [1], a pour objectif la détermination de l'origine de ces phénomènes transitoires et de leurs effets sur l'environnement, à partir de la mesure simultanée, au nadir, de l'ensemble des émissions intervenant dans ces phénomènes

Le contexte scientifique

Depuis la découverte, par hasard, de très brefs phénomènes lumineux dans la haute atmosphère, sur des images de caméra prises pendant la nuit, et d'une ré-analyse d'images d'éclairs prises depuis la navette spatiale, il est apparu que des émissions lumineuses se produisent vers le haut, au dessus des orages atmosphériques. D'autres observations ont alors révélé une large diversité d'émissions lumineuses apparaissant entre le sommet des nuages d'orage et l'ionosphère inférieure à 90 km d'altitude. Elles ont été classées selon leur morphologie et appelées : sprites en colonne ou en carotte, jets, jets géants, angels, halos, elves, trolls, puis regroupées sous le nom d'événements lumineux transitoires : TLEs. Leur extension horizontale varie de 1 à quelques mètres au niveau des filaments de la base des sprites, à des distances de l'ordre de 300 km pour les elves. Ces émissions sont observées à l'horizon, où elles se différentient spatialement des émissions des éclairs d'orage [2]. La découverte, par des satellites d'astronomie gamma [3], de flashs gamma d'origine terrestre (TGFs) a montré que les énergies mises en jeu atteignent 20 MeV, et sont comparables par certains aspects aux émissions observées dans le soleil ou d'autres objets célestes. Cependant, ces phénomènes ne durent que quelques centaines de microsecondes à plusieurs centaines de millisecondes.

La volonté de mieux comprendre les *TLEs* et les *TGFs* a entraîné une multitude de mesures depuis le sol, en ballon, en avion ou depuis l'espace, avec des caméras intensifiées et très rapides, des télescopes, des spectrographes, des antennes électriques ou magnétiques couvrant la gamme ELF *(extrêmement basse fréquence)* à *VHF (très haute fréquence)*, des radars HF, des détecteurs X et gamma.

Il a été établi que l'énergie totale dissipée par les TLEs pris individuellement se compte en dizaines de mégajoules, et que les puissances sont mesurées en gigawatts. Les densités électroniques générées dans l'ionosphère inférieure atteignent 10⁶ cm⁻³, et ces électrons dont l'énergie peut être extrêmement élevée, produisent des émissions dans tout le spectre électromagnétique. Alors que certains aspects des mécanismes source des TLEs sont mieux maîtrisés, les détails ne le sont pas. Le rôle joué par les mécanismes de décharge, de claquage conventionnel (semblable aux décharges produites en laboratoire), et les avalanches d'électrons froids ou relativistes (figure 1) semblent évidents dans certains cas, mais ne s'appliquent pas à d'autres cas. Aucune théorie ne peut expliquer toute la diversité des TLEs observés, et de nombreuses questions sont posées sur la compréhension globale des phénomènes, et sur la connexion entre les TLEs, les TGFs, et les autres types d'émissions.

Le projet TARANIS

Pour comprendre le lien entre ces émissions, et déterminer les mécanismes sources, il est nécessaire de mesurer simultanément l'ensemble des émissions produites. Ceci ne peut se faire que depuis l'espace, car les TGFs sont absorbés dans l'atmosphère, et car les émissions se produisent avec un certain effet directif vers le haut. Nous avons proposé d'effectuer les observations optiques depuis le haut, dans des bandes spectrales correspondant aux raies d'absorption de l'atmosphère. Les émissions des éclairs d'orage qui se produisent à basse altitude sont fortement absorbées, alors que les émissions des TLEs qui se produisent à plus haute altitude, là où l'atmosphère est moins dense, sont peu absorbées. Ce concept de mesure a été validé par l'expérience LSO (Lightning and Sprite Observations), embarquée à bord de la station spatiale internationale de 2001 à 2004 [4]. Ce concept sera utilisé par le satellite TARANIS que nous avons proposé à la suite de LSO.

TARANIS (figure 2) est une mission de microsatellite du programme Myriades du CNES, menée par trois laboratoires CNRS, le CEA, et différents instituts européens, japonais, et américains. TARANIS fournira, pour la première fois, des mesures simultanées des différents types de phénomènes transitoires de l'environnement

Figure 1

Mécanismes à l'origine des *TLEs* et des *TGFs*. Les champs électriques quasi statiques sont à l'origine des halos diffus souvent associés aux sprites, alors que les *TGFs* pourraient être produits par une avalanche d'électrons relativistes déclenchée par le rayonnement cosmique [1]. de la terre, et permettra de déterminer les échanges d'énergie entre les différentes couches de l'atmosphère, l'ionosphère, et la magnétosphère. La charge utile se compose de :

- 2 micro caméras et 4 photomètres (*de l'UV au proche infrarouge*) observant les éclairs et les différentes classes de *TLEs* au nadir. Les observations des photomètres, dans différentes longueurs d'onde, permettront de déterminer certains paramètres, comme le chauffage électronique ;
- 3 détecteurs X et gamma (20 keV à 10 MeV), qui caractériseront les TGFs et détermineront leur énergie maximale et leur altitude, à partir des parties basses et intermédiaires des spectres en énergie;
- 2 détecteurs d'électrons de haute énergie (70 keV à 4 MeV), qui détecteront le faisceau d'électrons de haute énergie formé par le phénomène d'avalanche d'électrons relativistes, ainsi que les précipitations d'électrons produites par l'interaction des ondes VLF des éclairs avec la magnétosphère ;
- 3 antennes électriques et magnétiques, couvrant une très large gamme de fréquence (*du continu à 30 MHz*), qui caractériseront les émissions électriques et magnétiques associées, et caractériseront l'éclair parent des *TLEs* et des *TGFs*.

Des statistiques seront effectuées pour identifier la distribution géographique et les occurrences des différents types d'émissions transitoires, ainsi que les conditions favorisant l'apparition de ces phénomènes : activité volcanique, rayonnement cosmique, etc. Les mesures seront effectuées en corrélation avec des observations au sol et par ballon, qui permettront d'étudier les effets sur l'environnement.

Figure 2 Le microsatellite TARANIS.

Les expériences au sol associées

Les premières observations de sprites en Europe ont été effectuées depuis le Pic du Midi en 2000. Le CEA - DAM a participé, entre 2003 et 2005, aux campagnes d'observation de sprites dans le cadre du projet européen CAL (Coupling of Atmospheric Layers). En 2003, il a effectué les premières observations conjuguées de sprites par caméra, et d'infrasons par microbaromètres [5]. Lors de la campagne de 2005, la source des ondes infrasonores - liée à des sprites situés à moins de 150 km des capteurs - a pu être décrite dans les trois dimensions de l'espace, à partir de l'analyse des signaux infrasonores d'un mini-réseau de capteurs. En 2004, des mesures du champ électrique ont fait apparaître que l'amplitude du champ électrique des ondes radio, dans le domaine des moyennes fréquences (300 kHz à 3 MHz), s'atténue fortement juste après des éclairs d'orage (figure 3) [6]. Cette atténuation dure guelques millisecondes, et peut atteindre jusqu'à 30 dB. Une étude statistique de ce phénomène a été réalisée sur 4 000 événements. Nous avons pu révéler que l'atténuation crête et la durée de l'atténuation sont directement reliées à l'intensité de l'éclair, liant ainsi, de manière certaine, les deux phénomènes. De plus, nous avons pu établir que les éclairs perturbent les ondes radio jusqu'à 250 km autour d'eux.

Figure 3

En haut: Émissions transitoires *VLF* d'éclairs successifs (*noir*), comparées à l'absorption des ondes radio à 900 kHz (*bleu*). Une atténuation importante se produit après chaque éclair indiqué. **En bas**: Profil du coefficient d'absorption κ d'une onde radio de moyenne fréquence, pour différentes hypothèses théoriques. Le profil "non perturbé" correspond à une situation ionosphérique normale. Les trois autres cas montrent l'effet de l'ionisation et/ou du chauffage supplémentaire produit par l'interaction de l'onde électrique de l'éclair avec la basse ionosphère.

Nous avons cherché à comprendre l'origine de ces atténuations. Les éclairs génèrent une impulsion électromagnétique (*IEM*), qui, en se propageant dans les basses couches de l'ionosphère (80 à 100 km d'altitude), produit plus d'ionisation et chauffe les électrons. Nous avons examiné lequel de ces deux mécanismes était responsable de l'atténuation observée. Nous avons calculé le coefficient d'absorption d'une onde radio, en considérant une ionosphère standard modifiée, soit par l'ionisation, soit par le chauffage électronique, soit par les deux. L'absorption s'explique, essentiellement, par le chauffage électronique. Ceci est confirmé par un temps de retour à la normale du chauffage des électrons compatible avec la durée de l'atténuation observée, alors que celui de l'ionisation est mille fois plus long.

Les elves et ces atténuations radio sont la double signature de l'effet du champ électrique des éclairs sur la basse ionosphère. L'incidence de ce phénomène n'est pas négligeable si nous considérons l'étendue des zones orageuses, de l'ordre de 10⁵ à 10⁶ km². Avec une activité moyenne d'une dizaine d'éclairs par seconde, l'interaction de l'IEM des éclairs avec la basse ionosphère est la plus importante source d'ionisation de l'ionosphère nocturne à basse altitude.

Références

[1] E. BLANC, F. LEFEUVRE, R. ROUSSEL-DUPRÉ, J.-A. SAUVAUD, "TARANIS: a microsatellite project dedicated to the study of impulsive transfers", *Advances in Space Research*, **40**, p. 1268-1275 (2007).

[2] W. A. LYONS, dans "Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges", M. FULLEKRUG et Al. Ed., Springer (2006).

[3] D. M. SMITH, L. I. LOPEZ, R. P. LIN, C. BARRINGTON-LEIGH, ""Terrestrial gamma ray-flashes observed up to 20 Mev"", *Science*, **307**, p. 1085-1088 (2005).

[4] E. BLANC, T. FARGES et Al., "Nadir observations of sprites from the International Space Station", *J. Geophys. Res.*, **109**, A02306 (2004).

[5] T. FARGES, E. BLANC, A. LEPICHON, T. NEUBERT, T. H. ALLIN, "Identification of infrasound produced by sprites during the Sprite 2003 campaign", *Geophys. Res. Let.*, **32**, L01813 (2005).

[6] T. FARGES, E. BLANC, M. TANGUY, "Experimental evidence of D region heating by lightning-induced electromagnetic pulses on MF radio links", *J. Geophys. Res.*, **112**, A10302 (2007).

LIVRES PARUS EN 2006 ET 2007

The encyclopedia of Mass Spectrometry -Volume 8 - Hyphenated methods

Avec la participation de Jean AUPIAIS (CEA - DAM - Île-de-France) Édité par W. M. A. Niessen, ELSEVIER, décembre 2006

Ce volume couvre les principes, l'instrumentation et les applications des méthodes de mesure faisant appel à la spectrométrie de masse combinée à la chromatographie en phase gazeuse, à la chromatographie en phase liquide, à l'électrophorèse capillaire, ou à d'autres outils d'analyse. Il décrit

les applications de ces méthodes dans différents domaines : pharmacie, environnement, pratique clinique, toxicologie, médecine légale, biochimie/biotechnologie, sécurité des aliments, etc.

Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges

Avec la participation de Elisabeth BLANC et de Thomas FARGES (CEA - DAM - Île-de-France) NATO Science Series, édité par Martin FÜLLEKRUG, Eugene A. MAREEV, Michael J. RYCROFT, décembre 2006

Les sprites et les elves sont des phénomènes lumineux transitoires très intenses, découverts récemment, qui se développent au dessus des systèmes orageux. Ce livre est l'occasion de faire un premier état de l'art des observations et des théories expliquant ces phénomènes. Les différents articles du livre font apparaître l'aspect très multidisciplinaire de leur étude :

météorologie, physique des décharges, propagation électromagnétique, etc.

Atmospheric Re-Entry Vehicle Mechanics

Patrick GALLAIS (CEA - Cesta) Éditions Springer, 2007

Les corps de rentrée balistiques et les capsules sont les objets les plus rapides conçus pour traverser les atmosphères planétaires (10 km/s). Les environnements extrêmes peuvent dépasser 100 g et 100 MW/m². Ce livre de cours analyse les problèmes liés à l'aérodynamique et à la mécanique du vol. Il inclut des exercices d'application avec solu-

tions. Il s'adresse aux étudiants des universités et des écoles d'ingénieurs, et aux ingénieurs des entreprises et des agences gouvernementales aérospatiales.

La fusion nucléaire : de la recherche fondamentale à la production d'énergie

Avec la participation de chercheurs et d'anciens chercheurs du CEA - DAM : Michel ANDRÉ, Charles BAYER, Michel DECROISETTE, Denis JURASZEK, Bruno LE GARREC, Gilles ZÉRAH

Académie des sciences, Rapport sur la science et la technologie n°26, éditions EDP SCIENCES, 2007

Ce rapport étudie les deux voies réalisables pour une fusion contrôlée qui doit maîtriser les émissions neutroniques : le confinement magnétique (ITER et IFMIF), et le confinement inertiel (Laser Mégajoule). Le travail, animé par Guy Laval, a regroupé des chercheurs théoriciens et expérimentateurs de ces deux domaines. Il fait le point sur les connaissances

scientifiques et techniques acquises, et sur les pistes des recherches à entreprendre pour établir les étapes à franchir avant de pouvoir réaliser des usines productrices d'énergie.

SOUTENRICES HOR EN 2007

(Habilitation à Diriger des Recherches)

Ludovic HALLO CEA - Cesta 2007 Jean-Michel BERNARD

CEA - DAM - Île-de-France 2007

Hervé TRUMEL CEA - Le Ripault 2007 Modélisation hydrodynamique des fluides et des plasmas.

Méthodes analytiques spectrales et diffraction par des objets génériques comportant des singularités et/ou de matériaux en 2D et 3D.

Modélisation du comportement de divers matériaux sous impact. Apport des approches thermodynamique et micromécanique.

