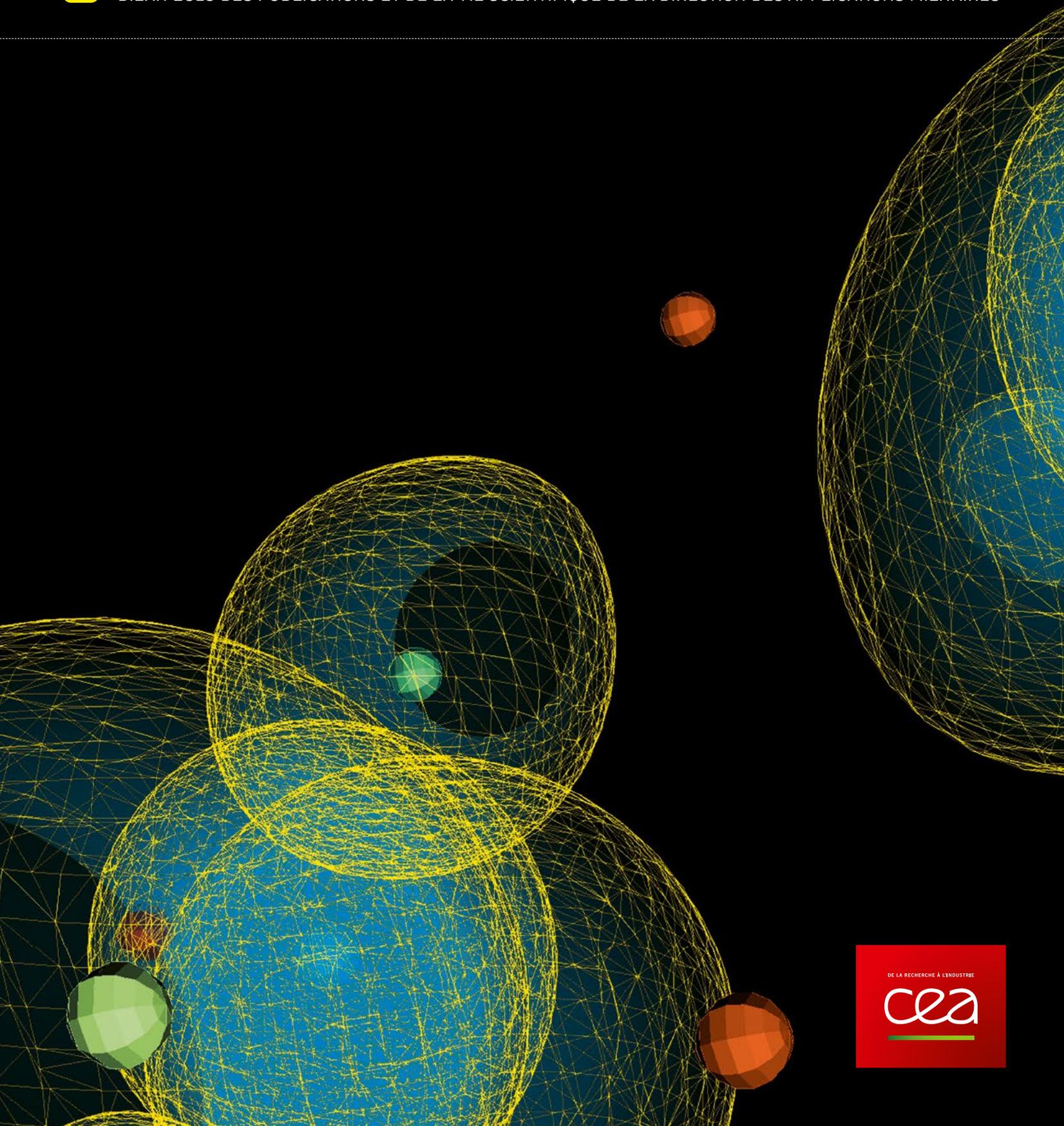


N° 10 / JUIN 2016

CHOCS avancées

BILAN 2015 DES PUBLICATIONS ET DE LA VIE SCIENTIFIQUE DE LA DIRECTION DES APPLICATIONS MILITAIRES



DE LA RECHERCHE À L'INDUSTRIE

cea

SOMMAIRE

ÉDITORIAL

01 T. MASSARD

PRIX ET DISTINCTIONS, FAITS MARQUANTS

INTERACTION LASER-MATIÈRE

06 **Rayonnement térahertz généré par des lasers en dents de scie**
P. GONZÁLEZ DE ALAIZA MARTÍNEZ, L. BERGÉ, I. BABUSHKIN, U. MORGNER, S. SKUPIN, E. CABRERA-GRANADO, C. KÖHLER, A. HUSAKOU, J. HERRMANN

08 **Impact des modulations temporelles d'un faisceau laser sur l'endommagement des optiques**
P. GRUA, J.-L. RULLIER, M. CHAMBONNEAU, R. DIAZ, R. COURCHINOX, L. LAMAIGNÈRE, J.-Y. NATOLI

PHYSIQUE DES PLASMAS

10 **Expériences d'instabilités laser-plasma sur la LIL**
C. ROUSSEAU, G. HUSER, M. CASANOVA, P. LOISEAU, E. ALOZY, B. VILLETTE, R. WROBEL, O. HENRY, D. RAFFESTIN

12 **Le fer serait-il plus opaque que prévu dans le Soleil ?**
C. BLANCARD, P. COSSÉ, G. FAUSSURIER, F. GILLERON, J.-C. PAIN, J.E. BAILEY *et al.*

14 **Projet POLAR : Des observations astronomiques aux plasmas de laboratoire**
É. FALIZE, C. BUSSCHAERT, N. CHARPENTIER, L. VAN BOX SOM, J.-M. BONNET-BIDAUD, M. MOUCHET, C. MICHAUT, M. KOENIG, R. YURCHAK, J. CROSS, G. GREGORI, J. FOSTER, P. GRAHAM, C. DANSON

16 **Introduction de l'interaction laser-plasma non linéaire dans un code hydrodynamique pour la fusion par confinement inertiel**
A. COLAITIS, G. DUCHATEAU, X.RIBREYRE, Y. MAHEUT, G. BOUTOUX, L. ANTONELLI, P. NICOLAI, D. BATANI, V. T. TIKHONCHUK

MÉCANIQUE DES FLUIDES

18 **Propagation d'une onde de choc dans une mousse aqueuse**
E. DEL PRETE, J.-F. HAAS, D. COUNILH, N. RAMBERT, F. BALLANGER, L. HOUAS, G. JOURDAN, C. MARIANI, A. CHINNAYYA, A. HADJADJ, S. FAURE

20 **Explorer et modéliser la dynamique et la structure des écoulements stratifiés instables turbulents**
B.-J. GRÉA, A. BURLLOT

PHYSIQUE DE LA MATIÈRE CONDENSÉE

22 **Étude de la réponse d'un milieu poreux sous choc par dynamique moléculaire classique**
L. SOULARD, N. PINEAU, J. CLÉROUIN, L. COLOMBET

PHYSIQUE NUCLÉAIRE

24 **Premiers calculs microscopiques pour l'évaluation de données nucléaires**
G. BLANCHON, M. DUPUIS, H. F. ARELLANO

ATMOSPHÈRE, GÉOPHYSIQUE, ENVIRONNEMENT

26 **Mise en évidence d'une énergie manquante dans les ceintures de radiation de la Terre**
D. MOURENAS, A. V. ARTEMYEV, O. V. AGAPITOV, V. KRASNOSELSKIKH

28 **Caractérisation de séquence sismique : le séisme de magnitude 7,8 au Népal en avril 2015**
L. BOLLINGER

30 **Détermination des teneurs relatives en lanthanides dans des traces de concentrés miniers d'uranium**
F. POINTURIER, A. DONARD, A.-C. POTTIN, C. PÉCHEYRAN

ÉLECTROMAGNÉTISME

32 **Impulsions électromagnétiques générées par des expériences laser**
F. LUBRANO, M. BARDON, O. CESSENAT, A. COMPANT LA FONTAINE, J.-L. DUBOIS, V. TIKHONCHUK

34 **Pseudo-adaptation d'impédance pour la diffraction d'objets construits à l'aide de briques magnétodiélectriques**
T. DEKNUYDT, M. MOGNOT, O. VACUS, R. W. ZIOLKOWSKI

CHIMIE ET SCIENCE DES MATÉRIAUX

36 **Caractérisation expérimentale et modélisation de la fragmentation des céramiques**
J.-L. ZINSZNER, P. FORQUIN, G. ROSSIQUET

38 **CALPHAD : Étude thermodynamique du système Pu-U-Am**
B. OUDOT, B. RAVAT, F. DELAUNAY, A. PERRON, P. E. A. TURCHI, A. LANDA, P. SÖDERLIND

40 **Nouvelles stratégies de synthèse de nanoparticules d'EuVO, pour la détection d'explosifs**
C. AMBARD, D. AUTISSIER, N. DUÉE, F. PEREIRA, K. VALLÉ, D. PORTEHAULT, C. SANCHEZ, B. VIANA

42 **Méthode quantitative et résolue en espace d'estimation de l'anisotropie optique des carbones graphitiques**
A.-P. GILLARD, G. COUÉGNAT, O. CATY, A. ALLEMAND, P. WEISBECKER, G. L. VIGNOLES

44 **Comportement sous choc des matériaux énergétiques - Spectroscopie Raman et imagerie rapide**
P. HÉBERT, M. DOUCET, C. SAINT-AMANS, T. DE RESSÉGUIER

CALCUL SCIENTIFIQUE

46 **Extension du chaos polynomial pour la propagation d'incertitudes**
G. POËTTE

48 **Schémas positifs pour la diffusion sur maillages non structurés**
X. BLANC, J.-S. CAMIER, F. HERMELINE, E. LABOURASSE



Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives

Chocs Avancés, Bilan 2015 des publications et de la vie scientifique de la Direction des applications militaires.

Image de couverture: Simulation d'un plasma détendu de silice SiO₂ à 10 000 K (silicium : orange, oxygène : vert) – ©CEA - DAM

Directeur de la publication: Thierry MASSARD. **Coordinateur scientifique**: Pierre-Henri MAIRE.

Comité scientifique: Daniel BOUCHE, Serge BOUQUET, Pierre BRUGUIÈRE, Jacques CAGNOUX, Jean-François CLOUET, Gilles DAMAMME, Patrick DAVID, Philippe DUVIGNAC, Francis HARDOUIN, Denis JURASZEK, Christophe LELOUP, Stéphane LOUBIÈRE, Christophe MOULIN, Bruno SCHEURER, Philippe SIMONETTI, Olivier VACUS.

Rédacteur en chef: Jean-Marc LABORIE.

Création et réalisation: EFIL/www.efil.fr. **Impression**: Gibert & Clarey. **Secrétariat, diffusion et abonnement**: Régis VIZET.

Chocs Avancés

CEA/DAM

Institut supérieur des études du nucléaire de défense (ISENDé)

Bruyères-le-Châtel, F-91297 Arpaion Cedex

Tél. : 33 (0)1 69 26 76 98 - Fax: 33 (0)1 69 26 70 05

Courriel : chocs@cea.fr

Brochure imprimée sur papier écogéré
ISSN 1961-7399

ÉDITORIAL



THIERRY MASSARD
Directeur scientifique
de la Direction des applications militaires du CEA

La DAM, entre visibilité et confidentialité

La Direction des applications militaires (DAM) du CEA traite de recherches de pointe nécessaires à la dissuasion nucléaire de la France. Elle a reçu de l'État une mission extrêmement large allant des têtes nucléaires aux chaufferies de la propulsion nucléaire navale, en passant par la surveillance du Traité d'interdiction complète des essais nucléaires et l'expertise en matière de lutte contre la prolifération. Cette liste, quoique non exhaustive, montre bien combien cette mission est essentielle à la sécurité de notre pays, mais traite souvent de sujets sensibles qui sont difficiles, voire impossibles à publier. En même temps, la DAM doit maintenir un très haut niveau scientifique dans tous les domaines liés à ses programmes. Elle doit pouvoir assurer la pérennité des compétences qui sont celles de nos ingénieurs et chercheurs.

Au-delà des résultats spectaculaires obtenus par la DAM dans la conduite de ses grands projets, avec la fourniture dans les délais et dans les coûts des grandes installations et des moyens de la dissuasion, la DAM doit montrer que ses équipes sont au meilleur niveau scientifique international et qu'elles le seront encore demain tant que la nation le leur demandera. Pour cela,

la DAM a mis en place en 1998, après l'arrêt des essais nucléaires, un Conseil scientifique constitué de grands experts scientifiques extérieurs à la DAM. Ce Conseil examine l'ensemble des domaines scientifiques spécifiques de la DAM, soit une vingtaine de sujets. Il porte un avis sur la qualité des travaux, émet des recommandations d'amélioration et porte l'ensemble de cette vision vers le Haut-commissaire à l'énergie atomique et l'Administrateur général du CEA.

Mais la visibilité de la DAM ne s'arrête pas là. Les chercheurs de la DAM sont incités à publier dans des journaux à comité de lecture, à participer à des congrès, à répondre à des appels à projets dans des domaines fondamentaux avec d'autres scientifiques français ou étrangers. Un chercheur à la DAM est, tout autant qu'un autre chercheur du CEA, actif au sein de sa communauté scientifique.

C'est pour faire connaître cette facette à la fois scientifique et collaborative de la DAM, peut-être moins connue que ses grands programmes, que nous avons créé en 2006 la revue *Avancées* afin de présenter une sélection annuelle des meilleures publications. Depuis, le succès de la revue ne s'est pas démenti. Aujourd'hui, il nous a



Inauguration du laser PETAL, le 18 septembre 2015, avec, de gauche à droite, Pierre Dartout, préfet de région, Daniel Verwaerde, Administrateur général du CEA, et Alain Rousset, président du Conseil régional d'Aquitaine-Limousin-Poitou-Charentes. Le laser PETAL a franchi la barrière du petawatt et est ainsi devenu le laser de grande énergie le plus puissant au monde. Ce succès repositionne au premier rang international les compétences du CEA – DAM, alliées au savoir-faire des industriels français ayant contribué à ce projet.

© CEA – DAM Île-de-France

semblé important de renforcer son orientation en en faisant une vitrine de notre empreinte dans le tissu scientifique national et international.

En plus d'une sélection des meilleures publications de l'année, des prix et distinctions, des congrès organisés et des livres parus, on trouvera désormais aussi des données chiffrées sur l'ensemble des publications ainsi que leur répartition par domaine scientifique, sur les habilitations à diriger les recherches (HDR) et sur les thèses en cours et soutenues. De ce fait, *Avancées* portera en sous-titre la mention « Bilan 2015 des publications et de la vie scientifique de la DAM ».

Ainsi, les chiffres sont éloquentes : en 2015, la DAM a publié 442 articles et actes de congrès dans des revues à comité de lecture. Un chiffre tout à fait comparable aux années précédentes, ce qui montre que la DAM maintient cet objectif sur le long terme, même si ce n'est pas, tant s'en faut, sa production première. On voit ainsi que la DAM est un organisme scientifique de premier plan, en soutien à sa mission première.

De la même façon, 12 chercheurs et ingénieurs de la DAM ont soutenu leur HDR, rentrant ainsi dans le cercle des directeurs de thèse. Au total, ils sont près de 100 à être reconnus par l'Univer-

sité comme pouvant diriger des thèses. En 2015, cinquante nouveaux doctorants sont entrés à la DAM pour une recherche qui durera trois ans. Au total, ce sont près de 130 « thésards » qui contribuent en permanence au ressourcement scientifique de nos équipes, et renforcent les liens avec les laboratoires des grandes écoles, des universités et des organismes de recherche avec lesquels nous collaborons au quotidien.

Le CEA – DAM est fier de ses accomplissements dans ses programmes. En 2015, il a porté les grandes installations dont il a la responsabilité vers de nouvelles frontières. Que ce soit sur la machine de radiographie éclair EPURE ou bien sur le Laser Mégajoule auquel vient de s'ajouter le laser PETAL, que ce soit sur la nouvelle génération de grands calculateurs TERA 1000 nécessaires à la garantie des armes nucléaires, la DAM a montré son excellence et sa capacité à se mobiliser sur de grands projets en collaborant au mieux avec le monde académique et le monde industriel. Elle contribue ainsi à la sécurité du pays en même temps qu'à son développement industriel et scientifique.

J'espère que la lecture de cette nouvelle formule d'*Avancées* vous en convaincra.

PRIX ET DISTINCTIONS, FAITS MARQUANTS

MÉDAILLE D'HONNEUR DES AFFAIRES ÉTRANGÈRES

Remo Chiappini a reçu la médaille d'honneur du ministère des Affaires étrangères, échelon argent, pour sa contribution aux négociations pour l'accord de long terme sur le programme nucléaire iranien.

SOCIÉTÉS SAVANTES

Antonio Cosculluela a été élu vice-président de l'association européenne DYMAT pour la promotion de la recherche en comportement dynamique des matériaux et applications. **Hervé Trumel** a été élu président de la société savante MECAMAT qui a pour but de promouvoir la mécanique des matériaux. **Geneviève Mazé-Merceur** a été élue vice-présidente du club des partenaires du GDR Ondes, groupement de recherche rassemblant la communauté scientifique du domaine de l'électromagnétisme.

PRIX PAUL-VIEILLE

Lors du 41^e International Pyrotechnics Seminar à Toulouse, **Pierre Charrue** a reçu le prix Paul-Vieille, qui récompense des professionnels ayant contribué de manière remarquable au développement des connaissances scientifiques et techniques relatives aux produits explosifs.

MÉDAILLE DE LA SÉCURITÉ INTÉRIEURE

Le laboratoire de Pamataï, annexe du laboratoire de géophysique du CEA – DAM à Tahiti, a reçu de George Pau-Langevin, ministre des Outre-Mer, la médaille de bronze de la sécurité intérieure pour le travail et les recherches accomplis dans le domaine de l'alerte aux tsunamis depuis sa création dans les années soixante.

FAITS MARQUANTS

TERA 1000: 1^{ER} DÉFI RELEVÉ PAR LE CEA POUR L'EXASCALE

Le 12 novembre 2015, TERA 1000-1, le nouveau calculateur de classe pré-exascale, a été livré par Atos/Bull au CEA – DAM. Ce supercalculateur permet de diviser par cinq la consommation énergétique par rapport à TERA 100, le précédent supercalculateur, tout en doublant sa puissance théorique de calcul.

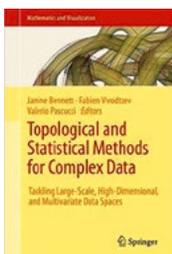
PETAL FRANCHIT LE PETAWATT ET DEVIENT LE LASER DE GRANDE ÉNERGIE LE PLUS PUISSANT DU MONDE

Vendredi 29 mai 2015, au centre du Cesta, une puissance de 1,2 PW (10^{15} watts) a été obtenue en sortie du compresseur de PETAL, ce qui marque une étape importante dans la mise en route de ce laser. PETAL devient ainsi le laser de grande énergie le plus puissant au monde, toutes les installations laser de la classe petawatt en fonctionnement à travers le monde se heurtant à cette barrière de 1 PW qui semblait infranchissable. Ce succès repositionne au premier rang international les compétences du CEA – DAM, avec l'aide des industriels français ayant contribué à ce projet.

TERA 1000: RÉCEPTION PROVISOIRE DU SYSTÈME INITIAL DE TERA 1000-2

Le 27 novembre 2015, la première armoire d'une nouvelle génération de supercalculateurs Atos/Bull a été présentée à la DAM, cet élément constituant la livraison initiale du calculateur TERA 1000-2, prototype des architectures et technologies qui devront être mises en œuvre pour répondre aux enjeux du programme Simulation. Ce prototype est un résultat direct de la R&D partenariale entre Atos/Bull et le CEA – DAM. Il répond au défi majeur de l'efficacité énergétique, l'améliorant d'un facteur 25 par rapport à TERA 100 : 1 seul rack de calcul représente $\frac{1}{4}$ de la puissance de TERA 100 avec seulement 1/100 de sa consommation électrique. Cette machine sera dédiée dans un premier temps aux développeurs de logiciels afin d'adapter et d'optimiser leurs applications.

LIVRE PARU EN 2015



TOPOLOGICAL AND STATISTICAL METHODS FOR COMPLEX DATA

J. Bennett, **Fabien Vivodtzev** (CEA – Cesta), V. Pascucci

Cet ouvrage est issu des travaux présentés lors d'un séminaire international, organisé par le CEA – Cesta en juin 2013, rassemblant les experts de la visualisation scientifique. Il a été réalisé en collaboration avec le Sandia National Laboratory et le Center for Extreme Data Management Analysis and Visualization (CEDMAV) de l'université d'Utah aux États-Unis.

Éditions Springer-Verlag Heidelberg, Berlin.
297 pages, ISBN : 978-3-662-44899-1.

JOURNÉES MATÉRIAUX MÉTALLIQUES

Le CEA – Valduc a organisé les journées matériaux métalliques de la DAM. Trente exposés ont été présentés aux 70 participants, dont le directeur de la R&D de la société Aubert & Duval. Ont ainsi échangé des experts de la mécanique de dislocation, de la mécanique des structures, de l'élaboration des matériaux, du contrôle de pièces, des procédés de mise en forme, de la caractérisation des matériaux, de la conception des systèmes.

3^{ES} JOURNÉES DE LA DÉTONIQUE

Le CEA – Le Ripault a organisé à Tours les 3^{es} journées de la détonique. Elles ont réuni plus de 150 ingénieurs et chercheurs des industries de la défense, de laboratoires académiques, du CEA mais aussi de grands laboratoires étrangers. De nombreux aspects des matériaux explosifs allant de la caractérisation à la modélisation des comportements inerte et réactif, depuis l'échelle la plus fine (quelques nanomètres) jusqu'à l'échelle macroscopique, y ont été abordés.

2^{ES} JOURNÉES DÉDIÉES AUX MATÉRIAUX NUMÉRIQUES

Les 2^{es} journées dédiées aux matériaux numériques ont été organisées par le CEA – Le Ripault à Saint-Aignan-sur-Cher. Elles ont rassemblé près de 90 personnes concernées par les thématiques traitant de mesures locales de propriétés, de techniques de numérisation (microscopies, tomographie X), de génération de matériaux virtuels, de mathématiques appliquées (segmentation, analyse morphologique) et de modélisation du comportement de matériaux numériques.

FIRST GOGNY CONFERENCE

Une conférence dédiée à la mémoire de Daniel Gogny a été organisée par le CEA – DAM Île-de-France. Une journée a été dédiée aux contributions de Daniel Gogny à la physique théorique (électromagnétisme, furtivité, physique atomique et physique nucléaire). Les trois jours suivants ont été consacrés à la description des interactions nucléaires effectives de portée finie.

MEETINGS CEA-LLNL

Deux meetings CEA-LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory) relatifs au développement de diagnostics mis en œuvre sur des lasers de puissance ont eu lieu à Livermore et à l'Institut laser-plasma au CEA – Cesta. Ces échanges ont permis d'identifier des collaborations dans le domaine des diagnostics et de leurs analyseurs optiques et électriques.

AUTRES CONGRÈS

CEA – Le Ripault : Colloque national 2015 de l'association MECAMAT ; Séminaire sur la caractérisation des interfaces dans les systèmes de stockage électrochimiques | CEA – Cesta : Atelier « Space debris » ; Congrès international sur la rentrée atmosphérique ; 10th International Laser Operation Workshop | CEA – DAM Île-de-France : Workshop IWEPPNESS sur la dynamique des particules fortement énergétiques qui entourent la Terre ; Séminaire sur les méthodologies de développement des logiciels de simulation numérique ; Workshop consacré à la fragmentation dynamique.

RENCONTRE DAM-NNSA SUR LES ÉTUDES SCIENTIFIQUES ET TECHNIQUES POUR LE PROGRAMME SIMULATION

Organisées par le CEA – DAM Île-de-France, ces journées ont réuni une soixantaine de scientifiques de la DAM et des laboratoires nationaux américains (LLNL, LANL, SNL). Depuis sa création en 2002, ce programme initié à l'origine autour de la physique nucléaire a permis de mener à bien une centaine de projets de recherche collaborative.

SÉMINAIRE SMILE

Le CEA – Gramat a organisé le séminaire SMILE 2015 avec l'Institut de recherche XLIM de l'université de Limoges. Ce séminaire est dédié aux techniques d'imagerie micro-ondes très large bande, du gigahertz au térahertz, et haute résolution.

CRÉATION DE NOUVEAUX LABORATOIRES DE RECHERCHE CONVENTIONNÉS (LRC)

QUATRE ORGANISMES UNISSENT LEURS FORCES À L'ÉCOUTE DES INFRASONS, CRÉATION DU LRC LETMA

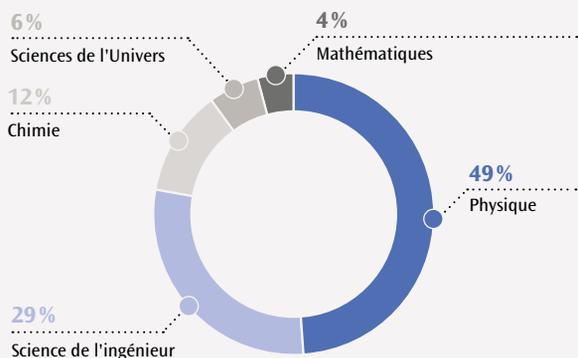
Le laboratoire de recherche conventionné « Études et modélisation acoustique » (Letma) regroupe les compétences du CEA – DAM Île-de-France, du CNRS, de l'École centrale de Lyon et de l'université Pierre-et-Marie-Curie pour l'étude et la modélisation des ondes infrasonores.

CRÉATION DU LRC « SYSTÈMES LASERS FIBRÉS ÉNERGÉTIQUES » (SYLFE)

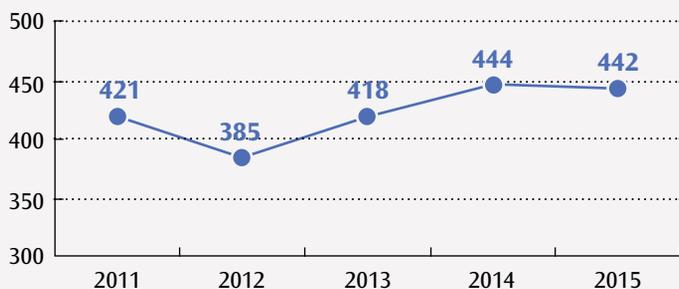
Le CEA – DAM, l'université de Lille et le CNRS ont signé à Lille la création d'un laboratoire de recherche conventionné nommé « Systèmes lasers fibrés énergétiques » (SyLFE). L'objectif de SyLFE est de concevoir des technologies laser et des amplificateurs à fibres optiques de forte énergie dédiés à la recherche de pointe ainsi qu'à un développement de lasers industriels ultra-stables. Ces travaux ouvrent la voie à des sources fibrées très énergétiques pour les futures générations de pilotes du Laser Mégajoule et du laser PETAL.

PUBLICATIONS SCIENTIFIQUES ET TECHNIQUES

En 2015, le CEA – DAM a publié 442 articles et actes de congrès dans des revues à comité de lecture.



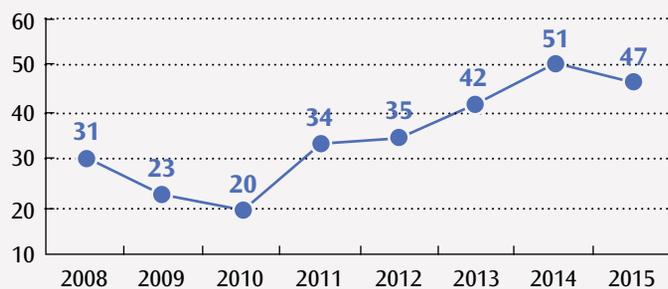
► Nombre de publications 2011-2015



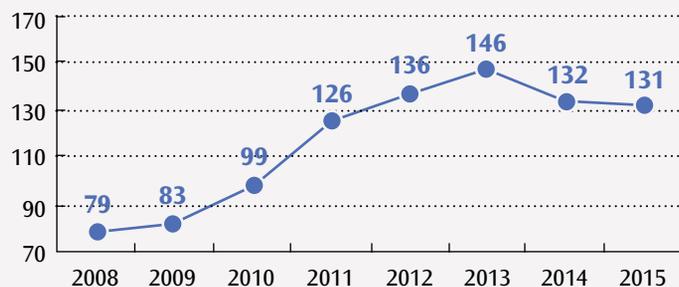
THÈSES SOUTENUES ET EN PRÉPARATION

En 2015, 122 doctorants préparaient une thèse dans l'un des cinq centres du CEA – DAM. Au cours de l'année, 47 l'ont soutenue tandis que 51 l'ont démarrée à l'automne.

► Nombre de thèses soutenues 2008-2015



► Nombre de thèses en cours 2008-2015



HABILITATIONS À DIRIGER LES RECHERCHES (HDR) SOUTENUES EN 2015

ÉMERIC BOURASSEAU

CEA – DAM Île-de-France
Université Blaise-Pascal de Clermont-Ferrand.

PATRICK CARRIBAULT

CEA – DAM Île-de-France
Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines.

AGNÈS DEWAELE

CEA – DAM Île-de-France
Université Pierre-et-Marie-Curie, Paris.

GRÉGORY GENESTE

CEA – DAM Île-de-France
Université Paris-Sud, Orsay.

FRÉDÉRIC GIRARD

CEA – DAM Île-de-France
Université Paris-Sud, Orsay.

ALEXIS LE PICHON

CEA – DAM Île-de-France
Université Denis-Diderot, Paris.

MARC PERACHE

CEA – DAM Île-de-France
Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines.

DAVID LUGATO

CEA – Cesta
Université de Bordeaux.

FRANÇOIS NADAL

CEA – Cesta
Université de Bordeaux.

JEAN-LUC FEUGEAS

CEA – Cesta
Université de Bordeaux.

ERICK MEILLOT

CEA – Le Ripault
Université de Limoges.

JANICK BIGARRE

CEA – Le Ripault
Université François-Rabelais de Tours.

► Nombre de HDR soutenues 2008-2015



Rayonnement térahertz généré par des lasers en dents de scie

P. GONZÁLEZ DE ALAIZA MARTÍNEZ - L. BERGÉ / CEA – DAM Île-de-France

I. BABUSHKIN - U. MORGNER / Institute of Quantum Optics, Leibniz University of Hannover

S. SKUPIN / Centre lasers intenses et applications (CELIA), Unité mixte de recherche 5107 CNRS – CEA – Université de Bordeaux, Talence

E. CABRERA-GRANADO / Facultad de óptica y optometría, Universidad Complutense de Madrid

C. KÖHLER / Institute for Scientific Computing, Technical University of Dresden

A. HUSAKOU - J. HERRMANN / Max-Born Institute for Nonlinear Optics and Short Pulse Spectroscopy, Berlin

Un plasma créé par l'ionisation d'un gaz (l'air ou l'argon par exemple) avec des impulsions laser ultrabrèves à deux couleurs peut servir de convertisseur de fréquence et permet d'accéder à la bande spectrale du térahertz (1-100 THz). Il a été démontré numériquement que la quantité de rayonnement térahertz émise par ce processus est notablement augmentée quand plusieurs harmoniques laser sont couplées selon une forme d'onde en dents de scie. Pour cette configuration précise du champ laser, des simulations 3D prédisent une efficacité de conversion dans le domaine térahertz de 2 % par l'ionisation d'un gaz d'argon, une valeur inégalée à ce jour.

Concevoir des sources de rayonnement pour identifier des explosifs à distance ou enrichir les bases de données sur leurs groupements chimiques suscite un intérêt croissant en photonique au service de la défense. La gamme de fréquences térahertz (THz), située entre les micro-ondes et l'infrarouge, contient les signatures spectrales caractéristiques de la plupart des matériaux énergétiques, de sorte que disposer d'émetteurs THz puissants et à large bande est aujourd'hui devenu un objectif important. Cependant, d'un point de vue technolo-

gique, cette bande spectrale est difficile d'accès et les émetteurs conventionnels (antennes photoconductrices, lasers à cascade quantique) sont de puissance limitée pour des applications de détection à distance. Depuis une quinzaine d'années, une méthode permet de lever ces limitations: elle consiste à focaliser un laser ultrabref (quelques dizaines de femtosecondes en durée) et intense ($> 100 \text{ TW/cm}^2$) dans un gaz dont les électrons libérés par ionisation peuvent rayonner des champs électromagnétiques supérieurs au GV/m et couvrant la gamme de 1 à 100 THz [1,2].

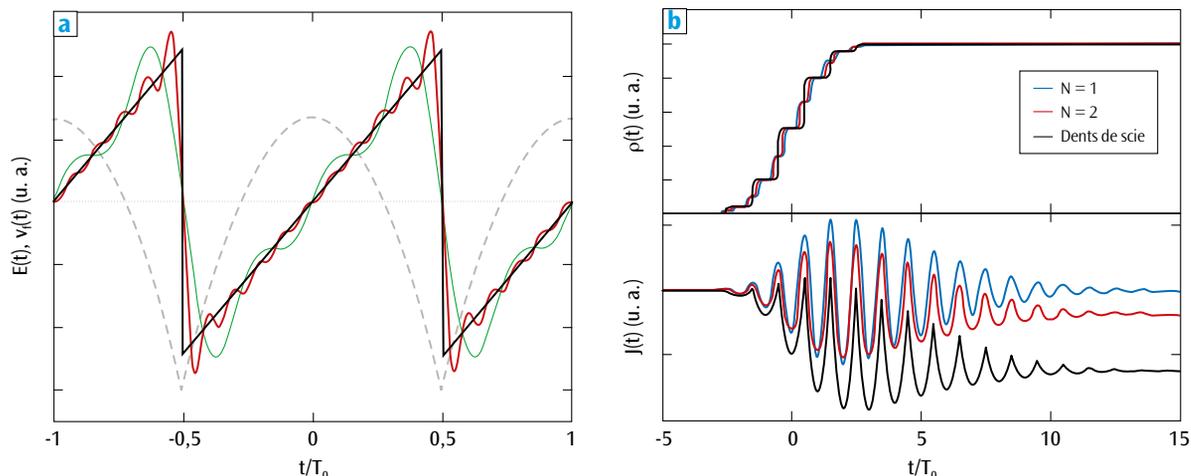


Figure 1. (a) Champ électrique laser $E(t)$ en dents de scie (courbe noire continue) et vitesse électronique $v_e(t)$ correspondante (courbe grise en tirets) avec ses extrema placés exactement aux instants d'ionisation, normalisés à la période laser T_0 . La forme en dents de scie est bien approchée par trois (courbe verte) ou dix couleurs (rouge). (b) Pour la même ionisation, densités d'électrons $\rho(t)$ (en haut) et courants $J(t)$ (en bas) obtenus avec une ou deux couleurs (nombre d'harmoniques N) et la forme en dents de scie. Cette dernière développe la plus importante composante lente du courant.

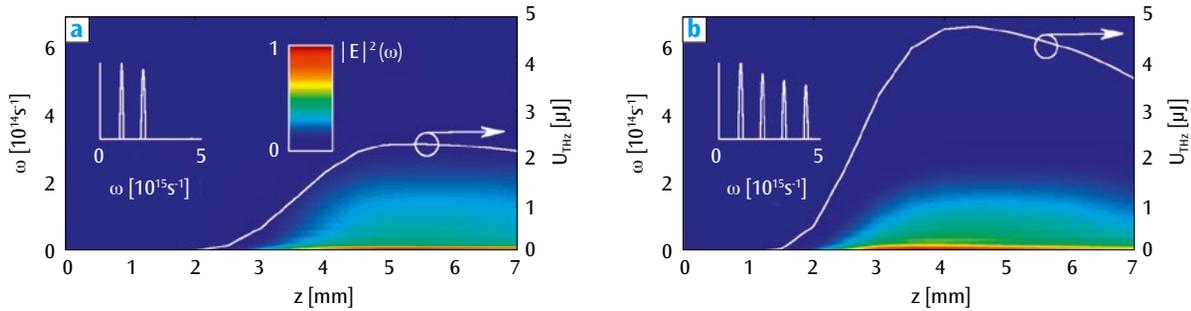


Figure 2. (a) Suivant l'axe de gauche, intensité spectrale $|E|^2(\omega)$ du rayonnement térahertz (≤ 100 THz) en fréquence angulaire ω , simulée dans l'argon avec un laser à deux couleurs (1600/800 nm, 300 μJ) ; suivant l'axe de droite, énergie THz (U_{THz} en μJ) en fonction de la distance propagée z (courbe blanche). (b) Même information que dans (a), pour un laser à quatre couleurs : l'énergie THz augmente de 2 μJ à 5 μJ , fournissant ainsi une efficacité de conversion de 2 %. Le spectre laser incident est indiqué en médaillon, avec deux (a) ou quatre (b) couleurs.

La compréhension du mécanisme responsable de l'émission THz dans ce contexte part de l'hypothèse dite de courant local [3] qui établit que, dans un volume infinitésimal de plasma, le champ électrique rayonné est proportionnel à la dérivée en temps du courant électronique. Ce courant est proportionnel à son tour au produit de la densité des électrons libérés et de leur vitesse moyenne donnée par l'intégrale du champ électrique. Les atomes sont ionisés au voisinage des maxima et des minima du champ laser aux instants d'ionisation, où la densité plasma croît par sauts successifs (figure 1b, haut). Avec une source laser incluant plusieurs couleurs (fondamental et quelques harmoniques), chaque événement d'ionisation contribue à la génération d'un champ de plus basse fréquence que celle du laser. L'interférence de tous les événements d'ionisation produit alors dans le courant une composante lente (comparée à la période laser), qui est à l'origine de la production du rayonnement THz (figure 1b, bas).

Pour optimiser ce mécanisme, les extrema de la vitesse électronique doivent être placés aux instants d'ionisation où le champ laser atteint un extremum. En outre, cette vitesse doit garder le même signe pour que l'interférence soit constructive. Or, la vitesse étant l'intégrale du champ électrique, la seule manière d'optimiser le produit vitesse par densité plasma est de casser la continuité du champ électrique. Un profil de champ laser en dents de scie [4] apparaît alors comme la forme optimale (figure 1a). Comparée avec des configurations à une et deux couleurs, cette forme développe en effet la plus large composante lente dans le courant (figure 1b, bas).

Évidemment, construire un tel profil n'est pas possible en pratique. Cependant, celui-ci peut très bien être approché en arrangeant judicieusement les premières harmoniques du champ (figure 1a). Pour l'argon, à ionisation fixe (10 % des atomes neutres) et avec une impulsion laser de durée 40 fs, la production de champ THz a été évaluée par un modèle théorique en fonction du nombre d'harmoniques utilisées pour approcher un profil laser en dents de scie. Avec quatre couleurs, la production de rayonnement THz

prédite est multipliée par un facteur 4 par rapport à une impulsion laser composée de deux couleurs, ce qui représente un facteur de gain important.

Afin de vérifier cette prédiction établie à partir du modèle théorique de courant local, des simulations complètes 3D de propagation dans l'argon, testant l'avantage d'utiliser quatre couleurs, ont été réalisées. Pour que les quatre harmoniques du laser soient faciles à produire, une longueur d'onde fondamentale de 1600 nm est choisie. Sur la figure 2 sont présentés les résultats principaux. Dans les deux cas, un spectre similaire est obtenu, concentré ici sur 20 THz. Cependant, avec le profil à quatre couleurs en dents de scie, l'énergie produite dans la bande THz augmente de 2 à 5 μJ . Même si les effets de propagation abaissent le gain de 4 (prédiction) à 2,5 (simulation 3D), les 5 μJ obtenus représentent une efficacité de conversion en énergie de 2 %, une valeur record.

En conclusion, un profil d'impulsion laser approchant une forme en dents de scie à partir de différentes longueurs d'onde optiques est optimal pour la génération de rayonnement térahertz. De telles configurations d'impulsion sont actuellement testées expérimentalement dans les laboratoires européens.

Références

- [1] D. J. COOK, R. M. HOCHSTRASSER, "Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air", *Opt. Lett.*, **25**, p. 1210-1212 (2000).
- [2] K. Y. KIM *et al.*, "Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser-gas interactions", *Nat. Photon.*, **2**, p. 605-609 (2008).
- [3] I. BABUSHKIN *et al.*, "Tailoring terahertz radiation by controlling tunnel photoionization events in gases", *New Journal Phys.*, **13**, 123029 (2011).
- [4] P. GONZÁLEZ DE ALAIZA MARTÍNEZ *et al.*, "Boosting terahertz generation in laser-field ionized gases using a sawtooth wave shape", *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 183901 (2015).

Impact des modulations temporelles d'un faisceau laser sur l'endommagement des optiques

P. GRUA - J.-L. RULLIER - M. CHAMBONNEAU - R. DIAZ - R. COURCHINOX - L. LAMAIGNÈRE / CEA – Cesta
 J.-Y. NATOLI / Institut Fresnel, Unité mixte de recherche 7249 CNRS – Aix-Marseille université – Centrale Marseille

L'endommagement des optiques en silice lors du passage du faisceau laser doit être maîtrisé, car il constitue un poste de dépenses très important pour la maintenance des lasers de puissance tels que le Laser Mégajoule. Afin de mieux comprendre l'influence de la forme temporelle des impulsions laser sur l'endommagement en régime nanoseconde, des expériences utilisant des impulsions multimodes longitudinaux [1], très fortement modulées dans les domaines infrarouge (1064 nm) et ultraviolet (355 nm), ont été réalisées. Elles ont permis de mettre en évidence des processus physiques impliqués dans l'endommagement laser jusqu'à présent non considérés, ce qui conduit *in fine* à une maîtrise accrue de l'endommagement laser.

Dans les gammes de densité de puissance engagées dans ces expériences, quelques dizaines de GW/cm^2 , l'interaction du faisceau laser avec un défaut nanométrique de l'optique crée un dommage de quelques dizaines de micromètres de diamètre sur la face de sortie du composant. À 1064 nm, les dommages amorcés présentent systématiquement une structure en anneaux concentriques (figures 1a et 2a). Cette structure est le résultat de l'interaction des pics successifs des impulsions multimodes longitudinales avec la surface de la silice. La figure 1b représente schématiquement la chronologie des événements. Un plasma est créé lors de l'interaction entre l'impulsion laser et les défauts. Il est éjecté dans l'air et fournit des électrons libres capables d'y déclencher la formation d'un front d'ionisation par

avalanche électronique et d'étendre le plasma à la vitesse v . Les électrons de haute énergie du plasma (de l'ordre de 50 eV) qui impactent la surface de la silice la rendent absorbante. Suit un mécanisme d'ablation de la silice [2] qui conduit à un creusement en escalier de la pièce optique, du cœur du dommage jusqu'à la surface, responsable de la morphologie des dommages en anneaux [3]. La vitesse d'expansion des anneaux est établie comme étant le rapport de la distance entre deux anneaux par le temps entre deux pics. L'évolution de cette vitesse en fonction de l'intensité entre deux pics successifs est reportée sur la figure 2c. En moyenne, elle est de l'ordre de 20 km/s, soit largement supérieure aux 5,9 km/s de la vitesse du son dans la silice, ce qui conforte le mécanisme d'expansion du plasma supporté par l'air.

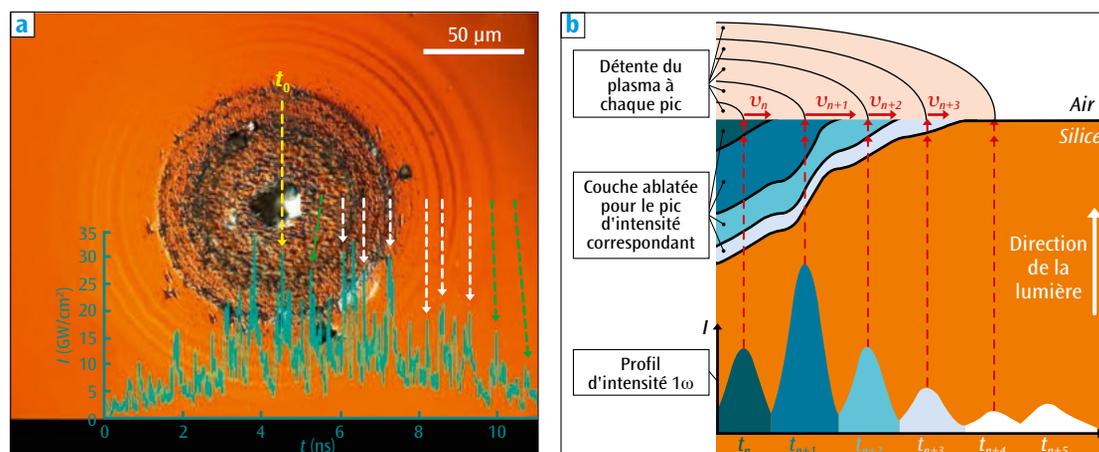


Figure 1. (a) Dommage amorcé sur une lame de silice à partir d'une impulsion laser dont le profil temporel de densité de puissance I est également reporté; t_0 est l'instant d'éjection du plasma. À chaque anneau correspond un pic de densité de puissance. (b) Chacun des pics contribue à l'ablation d'une couche de silice. Après la phase d'incubation, l'expansion du dommage débute au temps t_0 .

Les mécanismes mis en évidence dépendent du milieu environnant : dans le vide, le processus d'ablation de la silice est dû à un plasma rampant se déplaçant à une vitesse de l'ordre de 10 km/s (**figure 2d**) conduisant à des dommages deux fois plus petits que ceux créés dans l'air (**figure 2b**) [4]. Les données sont ajustées par des lois reliant la vitesse v (en km/s) à la densité de puissance I (en GW/cm²), de la forme :

$$v = a \langle I \rangle^b$$

Les valeurs de l'exposant b sont issues de modèles physiques (1/3 dans l'air et 1/2 dans le vide) et sont en bon accord avec les expériences [3,4]. L'étude de la correspondance entre la morphologie des dommages et les profils temporels des impulsions permet de diviser le mécanisme d'endommagement laser en deux phases : une phase d'incubation du défaut jusqu'à l'instant d'éjection du plasma, noté t_0 sur le profil temporel de l'impulsion (**figure 1a**), à laquelle est associée la fluence F_{abs} , suivie de l'expansion du dommage durant la seconde partie du dépôt d'énergie à laquelle est associée la fluence F_{exp} . Ces deux fluences F_{abs} et F_{exp} sont reliées à la fluence totale incidente F_{tot} :

$$F_{tot} = F_{abs} + F_{exp} \text{ avec } F_{abs} = \int_0^{t_0} I(t') dt' \text{ et } F_{exp} = \int_{t_0}^{\infty} I(t') dt'$$

La **figure 3** montre que la taille des dommages varie linéairement avec la fluence d'expansion (F_{exp}) [4,5], ce qui permet de déduire indirectement la fluence d'incubation de chacun des défauts, riche

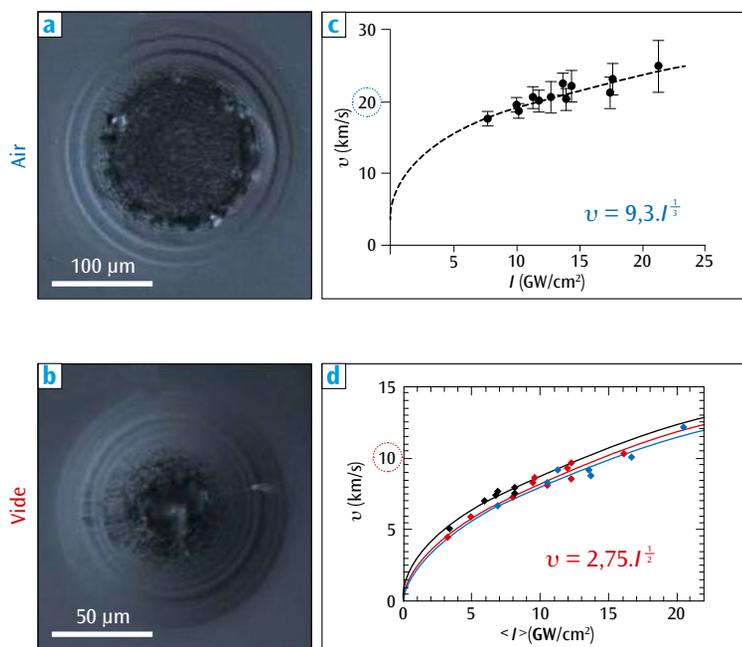


Figure 2. Colonne de gauche : morphologies des dommages dans l'air (a) et le vide (b), l'échelle est deux fois plus grande sur la figure (a). Colonne de droite : vitesse d'apparition des anneaux dans l'air (c) et le vide (d) en fonction de la densité de puissance laser I . Les vitesses, dont les valeurs expérimentales sont représentées par des points, sont de la forme $v = a \langle I \rangle^b$.

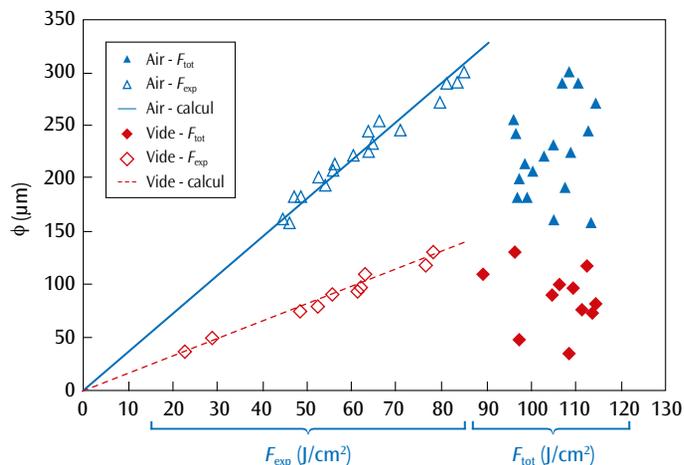


Figure 3. Diamètre ϕ des dommages reportés en fonction de la fluence laser totale F_{tot} ($\blacktriangle, \blacklozenge$), ainsi que de la fluence d'expansion F_{exp} (\triangle, \diamond). Le diamètre ϕ varie linéairement avec cette dernière alors qu'aucune corrélation n'apparaît entre ϕ et F_{tot} . À fluence égale, un dommage sous vide (en rouge) est environ 2 fois plus petit que dans l'air (en bleu).

d'information, à partir de la fluence incidente F_{tot} , parfaitement connue.

À 355 nm, ces impulsions modulées conduisent à moins de dommages qu'avec des impulsions non modulées (comportement dû à un recuit local des défauts par les multiples pics [6]); ils ne présentent pas les structures en anneaux vues à 1064 nm car les intensités engagées ne peuvent produire une avalanche électronique [3].

De tels travaux donnent un éclairage nouveau sur les mécanismes d'endommagement laser et contribuent à une plus grande maîtrise de la dégradation des optiques sur les lasers de puissance.

Références

- [1] R. DIAZ *et al.*, "Experimental evidence of temporal and spatial incoherencies of Q-switched Nd:YAG nanosecond laser pulses", *Appl. Phys. B*, **121**, p. 439 (2015).
- [2] P. GRUA *et al.*, "Role of suprathreshold electrons during nanosecond laser energy deposit in fused silica", *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 081902 (2014).
- [3] M. CHAMBONNEAU *et al.*, "Origin of the damage ring pattern in fused silica induced by multiple longitudinal modes laser pulses", *Appl. Phys. Lett.*, **104**, 021121 (2014).
- [4] R. DIAZ *et al.*, "Influence of vacuum on nanosecond laser-induced surface damage morphology in fused silica at 1064 nm", *Appl. Surf. Science*, **362**, p. 290 (2016).
- [5] M. CHAMBONNEAU *et al.*, "Parametric study of the damage ring pattern in fused silica induced by multiple longitudinal modes laser pulses", *J. Appl. Phys.*, **117**, 103101 (2015).
- [6] R. DIAZ *et al.*, "Influence of longitudinal mode beating on laser-induced damage in fused silica", *Optics Lett.*, **39**, p. 674 (2014).

Expériences d'instabilités laser-plasma sur la LIL

C. ROUSSEAU - G. HUSER - M. CASANOVA - P. LOISEAU - E. ALOZY - B. VILLETTE - R. WROBEL / CEA – DAM Île-de-France
O. HENRY - D. RAFFESTIN / CEA – Cesta

Les instabilités provoquées dans le plasma lors de la propagation du quadruplet (4 faisceaux laser) de la Ligne d'intégration laser (LIL) ont été étudiées expérimentalement dans des plasmas millimétriques et chauds. En délivrant 15 kJ en 6 ns à une longueur d'onde de 0,35 μm dans des cavités remplies de gaz, ce quadruplet, prototype du Laser Mégajoule (LMJ), excite les instabilités de rétrodiffusion Raman et Brillouin jusqu'à des niveaux atteignant 30 % de l'énergie laser incidente. Ces expériences simulent au mieux l'interaction d'un quadruplet du LMJ pour les futures expériences d'implosion.

Dans le schéma d'implosion par attaque indirecte d'une cible de fusion par confinement inertiel, les faisceaux laser traversent plusieurs millimètres de plasma avant de convertir leur énergie en rayonnement X sur la paroi d'or de la cavité. Il convient donc d'optimiser cette conversion X en contrôlant le lieu de dépôt et en maximisant la puissance laser déposée. À forte intensité laser, la propagation devient instable à cause des instabilités paramétriques, parmi lesquelles les rétrodiffusions Raman et Brillouin stimulées. La diffusion Raman (resp. Brillouin) stimulée est le couplage d'ondes pour lequel le battement de l'onde laser avec sa propre diffusion sur les perturbations électroniques du plasma (resp. ioniques) est en phase avec ces mêmes perturbations, ce qui provoque une rétroaction instable. La perte d'énergie issue de ces rétrodiffusions n'est pas correctement prédite par les calculs actuels. Les expériences d'interaction sont donc indispensables et sensibles au détail de l'interaction propre à chaque couplage laser-plasma. Celles réalisées sur l'installation LIL montrent que ces aspects énergétiques ne sont pas négligeables, car jusqu'à 30 % de l'énergie laser incidente est réfléchiée par ces instabilités, entraînant une fraction d'énergie transmise insatisfaisante après 4 mm de propagation.

Le quadruplet de la LIL, regroupant 4 faisceaux élémentaires, était le prototype laser destiné à être reproduit en masse pour le laser LMJ. En délivrant des impulsions de 15 à 20 kJ dans l'ultraviolet (0,351 μm), ce laser était le plus énergétique d'Europe. Outre l'optimisation des performances laser, la LIL a permis de développer et tester les

diagnostics plasma conjointement aux expériences pour préparer les campagnes auprès du LMJ. Parmi celles-ci, la propagation d'une impulsion laser énergétique et longue, focalisée à l'aide de réseaux à travers un plasma chaud de plusieurs millimètres, était étudiée en fonction du type de lissage optique en usage sur la chaîne, le lissage optique visant à réduire la croissance des instabilités [1].

Pour produire un plasma long et homogène représentatif d'une expérience sur le LMJ, des tubes en or renfermant du gaz ont été utilisés (pentane C_5H_{12} à une atmosphère, produisant une densité électronique de 10^{21} cm^{-3} après ionisation). Le laser ne rencontre pas de plasma d'or, car celui-ci est confiné dans le tube par la pression cinétique du gaz chauffé. Deux longueurs ont été produites, 1,5 et 4 mm, de façon à observer macroscopiquement l'influence de la longueur d'homogénéité sur le développement des instabilités.

Les puissances réfléchies Raman et Brillouin sont collectées dans l'ouverture du quadruplet et analysées spectralement. L'évolution de l'hydrodynamique du plasma, donnée par le spectre Raman en fonction du temps, est en bon accord avec les calculs numériques. En plus de la transmission laser, des mesures d'énergie diffusée à grand angle et des puissances du flux X complètent le bilan énergétique du plasma. Celui-ci est éclairé par une impulsion laser de 6 ns qui se compose d'un palier de 3 ns à puissance réduite (1 TW) destiné à le préchauffer. L'interaction proprement dite a lieu à 4,5 TW pendant 2 ns, et la température électronique atteint 2,5 keV environ. Dans le lissage optique, l'influence du modulateur de phase à 14 GHz,

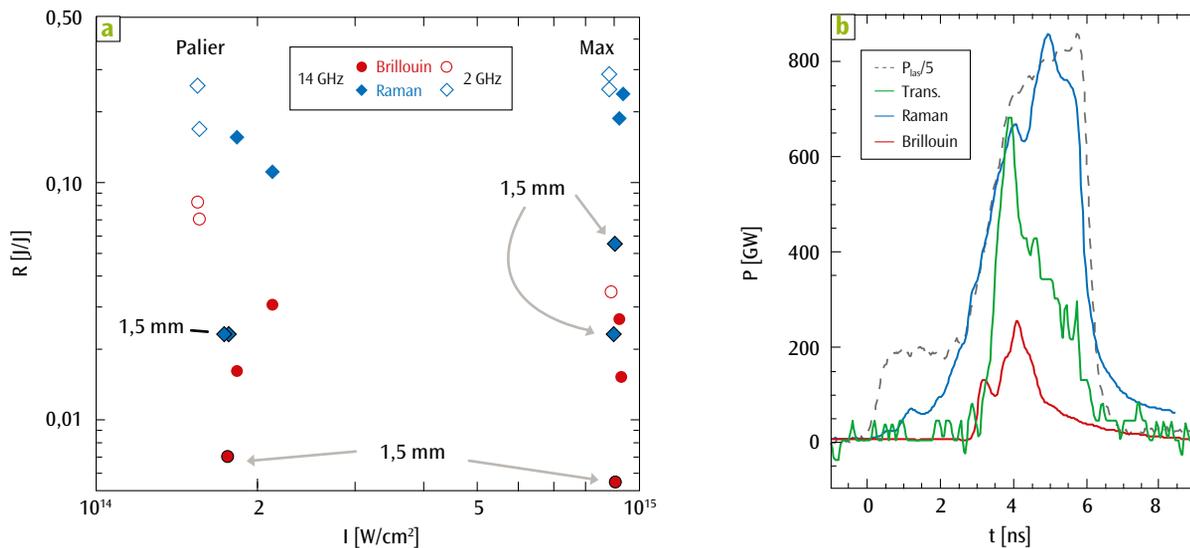


Figure 1.

Expériences en tubes gazeux de longueur 1,5 mm (indiqués sur la figure) ou 4 mm (sans indication) : (a) réflectivités R (rapport de l'énergie réfléchie sur l'énergie laser) Raman et Brillouin intégrées durant le palier de l'impulsion (vers $2 \cdot 10^{14}$ W/cm^2) et le maximum de l'impulsion. La réflectivité est minimale pour un lissage laser avec modulateur à 14 GHz (symboles pleins) plutôt qu'à 2 GHz (symboles vides). La baisse significative des instabilités dans les plasmas courts de 1,5 mm est remarquable ; (b) puissances laser incidente (divisée par 5), transmise, Raman et Brillouin mesurées dans l'ouverture du quadruplet, pour une cible de 4 mm.

qui réduit le temps de cohérence du laser inhérent à la croissance des instabilités, a été systématiquement testée au cours des expériences.

La **figure 1a** représente la réflectivité des instabilités en fonction de ce lissage, pour les tubes gazeux.

Sur cible de 4 mm, elle atteint 25-30 % au total, dont moins de 5 % de rétrodiffusion Brillouin. En réduisant cette longueur à 1,5 mm, la rétrodiffusion Raman chute très sensiblement autour de 5 % (moins de 1 % de Brillouin est mesuré), ce qui montre qu'elle est excitée sur toute la longueur du plasma, une évidence qui s'est aussi manifestée sur le laser américain NIF [2]. Un exemple de relevé en plasma long des puissances laser, Raman, Brillouin et transmission est donné sur la **figure 1b**. La réflectivité Raman est prépondérante (20 %) durant les 2 ns où la puissance laser est maximale, à l'inverse du Brillouin qui s'écroule bien avant la fin de l'impulsion, ce qui est cohérent avec l'accroissement continu de la température ionique qui amortit cette instabilité. En revanche, la baisse brutale de la transmission laser bien avant la fin de l'impulsion n'est pas compatible avec la réduction attendue de l'absorption laser due à l'accroissement de la température électronique. De plus, la transmission, très faible durant les premières nanosecondes, atteint seulement 11 % de l'énergie laser incidente. En plasma court (1,5 mm), elle atteint 35 %, ce qui reste faible si l'on se réfère aux condi-

tions hydrodynamiques attendues. La transmission croît cependant rapidement avec la température électronique, qui sera plus élevée sur le LMJ.

Les diagnostics complets de la LIL ont permis d'établir le bilan énergétique de l'interaction en plasma long. L'hydrodynamique complexe du plasma est bien reproduite par les codes de simulation. Par ailleurs, les mesures simultanées des instabilités laser-plasma et de la transmission permettent d'améliorer les modèles de physique qui sont incorporés dans les codes numériques pour interpréter ces expériences.

Références

- [1] C. ROUSSEAU, G. HUSER, P. LOISEAU, M. CASANOVA, E. ALOZY, B. VILLETTE, R. WROBEL, O. HENRY, D. RAFFESTIN, "Laser parametric instability experiments of a 3ω , 15 kJ, 6-ns laser pulse in gas-filled hohlraums at the Ligne d'Intégration Laser facility", *Phys. Plasmas*, **22**, 022706 (2015).
- [2] R. P. J. TOWN, M. D. ROSEN, P. A. MICHEL, L. DIVOL, J. D. MOODY, G. A. KYRALA, M. B. SCHNEIDER, J. L. KLINE, C. A. THOMAS, J. L. MILOVICH *et al.*, "Analysis of the National Ignition Facility ignition hohlraum energetics experiments", *Phys. Plasmas*, **18**, 056302 (2011).

Le fer serait-il plus opaque que prévu dans le Soleil ?

C. BLANCARD - P. COSSÉ - G. FAUSSURIER - F. GILLERON - J.-C. PAIN / CEA – DAM Île-de-France
J. E. BAILEY *et al.* / Sandia National Laboratory, États-Unis

Avec la récente révision des abondances chimiques solaires, le modèle stellaire standard est en désaccord avec les résultats de mesures d'héliosismologie. Parmi les explications avancées, on estime qu'une augmentation de 5 à 20% de l'opacité, dans la zone radiative solaire, suffirait à rétablir l'accord entre le modèle et les observations. Récemment, l'opacité du fer a été mesurée en laboratoire, dans des conditions de température et de densité proches de celles attendues à l'interface radiative/convective solaire. Dans le domaine spectral considéré, les mesures s'avèrent notablement supérieures aux calculs.

L'opacité, grandeur caractérisant la résistance d'un milieu à la propagation de l'énergie radiative à une longueur d'onde donnée, est fondamentale pour décrire les milieux à grande densité d'énergie. Ceux-ci peuvent être créés en laboratoire et sont naturellement présents dans une grande variété d'objets astrophysiques. De longue date, on sait que les profils de température des intérieurs d'étoiles de type solaire sont contrôlés par les phénomènes radiatifs. Dans le cas du Soleil, composé essentiellement d'hydrogène, d'hélium et de quelques traces d'éléments plus lourds, ce sont ces derniers, qui, par transfert du rayonnement thermique, contribuent notablement au transport de l'énergie libérée au centre par les réactions de fusion, jusqu'à l'interface des zones radiative et convective. La récente révision à la baisse des proportions de carbone, d'azote et d'oxygène dans le mélange solaire a eu pour effet de dégrader l'accord précédemment observé entre les résultats de mesures d'héliosismologie et les prévisions du modèle stellaire standard. Afin de réconcilier observation et modélisation, il a été estimé qu'une augmentation de 5 à 20% de l'opacité dans la zone radiative était nécessaire. Faisant le constat qu'une telle augmentation est grande devant l'écart entre les différents calculs d'opacités moyennes utilisées par les astrophysiciens, la question de leur précision s'est posée et a motivé le développement d'un programme

expérimental sur le Z-pinch du Sandia National Laboratory [1].

Contribuant à 25% de l'opacité à l'interface des zones radiative et convective [2], le fer a été retenu pour cette validation. Mélangé à du magnésium et tamponné par des couches d'éléments légers, des échantillons de fer ont pu être portés, de manière homogène, à des températures (T) comprises entre 1,91 et 2,26 10^6 K et à des densités électroniques (N_e) comprises entre 0,71 et 4,0 10^{22} cm^{-3} . Ces températures élevées, encadrant celle de l'interface des zones radiative et convective, sont obtenues grâce à un chauffage radiatif assuré par le rayonnement X intense délivré par le Z-pinch. Bien que la nature et la structure des cibles aient été optimisées, les densités électroniques atteintes restent inférieures de plus d'un facteur 2 à celle attendue à l'interface des zones radiative et convective. La transmission spectrale de l'échantillon est déduite du rapport des enregistrements de l'atténuation d'un rayonnement sonde par l'échantillon tamponné et le tampon seul. Connaissant la masse surfacique de l'échantillon, l'opacité est déduite de la loi de Beer-Lambert. Pour chaque mesure, les conditions de température et de densité électronique sont déduites d'une analyse spectroscopique des raies d'absorption du magnésium au voisinage du seuil d'ionisation de la couche K.

L'opacité du fer mesurée à $T = 2,11 \cdot 10^6$ K et $N_e = 3,1 \cdot 10^{22}$ cm^{-3} est présentée sur la **figure 1**.

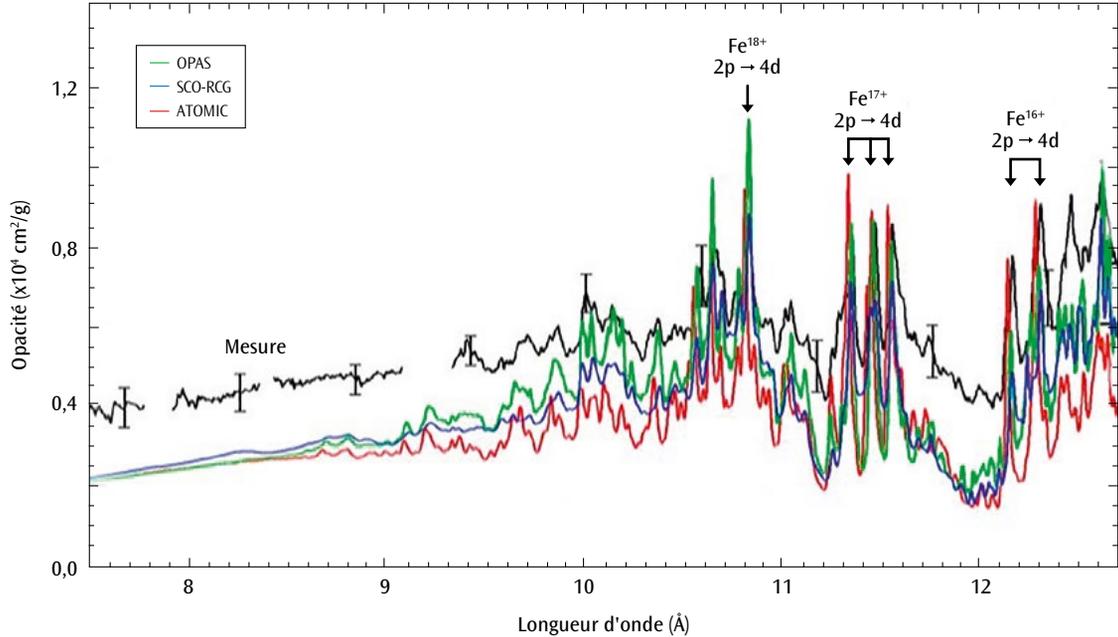


Figure 1. Résultats de mesure (en noir) de l'opacité du fer à une température de $2,11 \cdot 10^6$ K et une densité électronique de $3,1 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ comparés à ceux des calculs OPAS (en vert) [2], SCO-RCG (en bleu) [3] et ATOMIC (en rouge) [4]. L'opacité mesurée est 30 à 400 % plus élevée que celles calculées cohérentes entre elles.

Entre 7 et 9,5 Å, le spectre est dominé par la contribution des processus de photo-ionisation directe en couche L d'atomes de fer partiellement ionisés et plus ou moins excités. À plus grande longueur d'onde, les structures résonantes les plus marquées peuvent être attribuées à des transitions du type 2p-4d des ions Fe^{18+} , Fe^{17+} et Fe^{16+} . La **figure 1** montre la comparaison, réalisée dans le cadre de la collaboration DAM-NNSA Basic Science, de l'opacité mesurée avec celles calculées à l'aide des codes OPAS [2], SCO-RCG [3] développés à la DAM et le code ATOMIC [4]. De conception récente, ces trois codes se caractérisent par un traitement précis et exhaustif des transitions entre états liés. De ce fait, ils restituent correctement la position et l'amplitude de nombreuses structures résonantes aux grandes longueurs d'onde. Bien que ces trois codes s'accordent sur le calcul du niveau moyen de l'opacité dans la gamme spectrale considérée, ils donnent des valeurs significativement moindres que la mesure.

Une mesure de l'opacité du fer, dans des conditions de température et de densité proches de celles attendues à l'interface radiative/convec-tive solaire, a été réalisée sur le Z-pinch du Sandia National Laboratory. Dans le domaine spectral considéré (7,0 à 12,7 Å), les mesures se révèlent de 30 à 400 % supérieures aux calculs

les plus raffinés effectués à ce jour. En attendant d'être étendues à des éléments chimiques voisins du fer et éventuellement confirmées par des expériences sur des installations laser de classe mégajoule, ces mesures suggèrent que la description communément admise des processus de photo-absorption dans les plasmas à haute densité d'énergie doit être réexaminée.

Références

- [1] J. E BAILEY *et al.*, "A higher-than-predicted measurement of iron opacity at solar interior temperatures", *Nature*, **517**, p. 56 (2015).
- [2] C. BLANCARD, P. COSSÉ, G. FAUSSURIER, "Solar mixture opacity calculations using detailed configuration and level accounting treatments", *Astrophysical Journal*, **745**, p. 10 (2012).
- [3] J.-C. PAIN, F. GILLERON, "Accounting for highly excited states in detailed opacity calculations", *High Energy Density Physics*, **15**, p. 30 (2015).
- [4] J. COLGAN *et al.*, "Light element opacities from ATOMIC", *High Energy Density Physics*, **9**, p. 369 (2013).

Projet POLAR: Des observations astronomiques aux plasmas de laboratoire

É. FALIZE - C. BUSSCHAERT - N. CHARPENTIER - L. VAN BOX SOM / CEA – DAM Île-de-France

J.-M. BONNET-BIDAUD / CEA – Saclay

M. MOUCHET - C. MICHAUT / Laboratoire Univers et théories (LUTH), Observatoire de Paris

M. KOENIG - R. YURCHAK / Laboratoire pour l'utilisation des lasers intenses (LULI), Unité mixte de recherche 7605 CNRS – CEA – École polytechnique – Université Pierre-et-Marie-Curie, Palaiseau

J. CROSS - G. GREGORI / Université d'Oxford

J. FOSTER - P. GRAHAM - C. DANSON / Atomic Weapons Establishment (AWE), Royaume-Uni

De la cosmologie à l'étude des processus d'accrétion dans des conditions extrêmes, les variables cataclysmiques jouent un rôle fondamental dans divers domaines de l'astrophysique. Ce type d'étoiles présente une physique où s'entremêlent phénomènes hydro-radiatifs et puissants champs magnétiques. En confrontant des simulations numériques à des données d'observation, de nombreuses incohérences sur la description physique de la zone émissive ont été mises en lumière. Cette zone étant inobservable directement avec les télescopes, une amélioration de sa modélisation semble difficile. Mais elle présente une propriété théorique remarquable : sa physique est invariante sous certaines lois d'échelle, ce qui permet d'avoir recours au principe de similitude. Il existe alors une configuration qui permet d'exploiter les lasers comme de véritables microscopes. Ils corrigent la myopie des télescopes et permettent de sonder la physique extrême. Dernière démonstration de cette nouvelle possibilité : la première expérience académique réalisée sur le laser ORION.

Les variables cataclysmiques (VCs) sont des systèmes binaire d'étoiles en interaction dans lesquels l'objet accrétant est une naine blanche et le compagnon une étoile de type M. La classe de VCs d'intérêt pour cette étude est celle où la naine blanche présente un puissant champ magnétique ($B > 1\,000\text{ T}$) : ce sont les polars. Ce champ magnétique est tellement puissant qu'il modifie la dynamique de la matière accrétée et la conduit au niveau du pôle magnétique de la naine blanche en formant une colonne d'accrétion (figure 1). La compacité de la naine blanche implique que la matière tombe à des vitesses de l'ordre de $5\,000\text{ km/s}$. L'impact du plasma accrété sur la photosphère de la naine blanche mène à la formation d'un choc d'accrétion qui chauffe la matière à des températures de l'ordre de 10 à 50 keV . Dans ce type de conditions extrêmes, le rayonnement modifie la structure et les propriétés physiques de la zone émissive. La structure et la dynamique de la zone entre le choc d'accrétion et la surface de la naine blanche ont été étudiées numériquement (voir film sur la page <http://irfu.cea.fr/polar>) [1]. C'est elle qui est la principale source du rayonnement de haute énergie observé. Deux résultats marquants ont été obtenus.

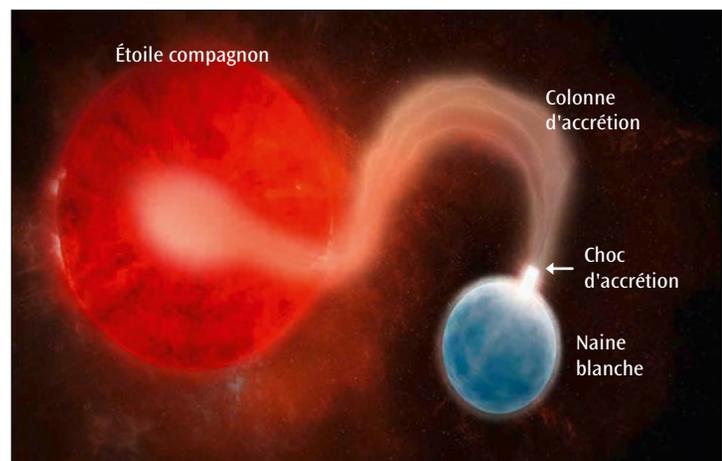


Figure 1.

Vue d'artiste d'une variable cataclysmique de type polar. Le champ magnétique de la naine blanche est si puissant qu'il amène la matière accrétée à son pôle magnétique sous la forme d'une colonne d'accrétion. Crédit : F. Durillon / CEA – Saclay

Tout d'abord, la mise en évidence claire du développement de deux instabilités radiatives qui permettent d'expliquer en apparence le phénomène d'oscillation du flux lumineux optique

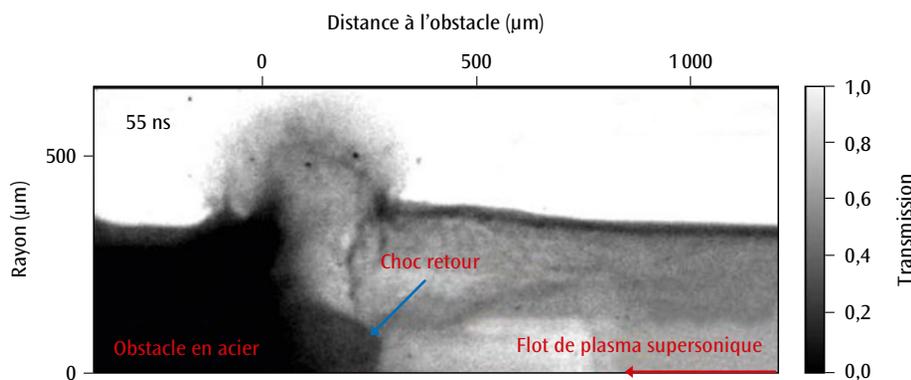


Figure 2. Radiographie expérimentale X du choc retour obtenue sur le laser ORION (d'après [5]) à l'instant de 55 ns. Ce choc se forme après que le plasma supersonique soit entré en interaction avec l'obstacle en acier. Le tube utilisé pendant l'expérience avait un diamètre initial d'environ 400 µm (axe vertical) et une longueur de quelques millimètres (axe horizontal). Ce résultat expérimental confirme qu'il est possible de reproduire les phénomènes d'accrétion en laboratoire avec les lasers de puissance.

observé dans différents polars. D'autre part, les simulations prévoient une oscillation dans le domaine X avec une gamme de fréquences bien identifiée. Ces résultats ont été comparés aux données observationnelles provenant du satellite *XMM-Newton*. Celles-ci ont été réanalysées en détail pour chercher à mettre en évidence ces oscillations X [2]. Aucune oscillation dans le domaine X n'a été détectée. Une première explication possible est que la sensibilité du détecteur de *XMM* n'est pas adaptée pour capturer les fréquences prévues. La seconde est que le modèle standard de colonne d'accrétion couramment utilisé est incomplet. Seule la future génération de satellites X, beaucoup plus sensible, pourra donner de nouveaux éléments de réponse.

En attendant, une nouvelle voie d'exploration a été proposée. Celle-ci repose sur les propriétés d'invariance d'échelle de la zone émissive. Effectivement, il est possible de trouver un jeu de paramètres physiques qui permet de simuler le phénomène en laboratoire, à des échelles millimétriques, avec les lasers de puissance. Cette zone inobservable à l'échelle astrophysique devient mesurable en laboratoire. C'est l'objet du programme d'astrophysique de laboratoire, initié en 2008 : le projet POLAR [3]. Reproduire en laboratoire le régime physique de la zone émissive réclame de mettre suffisamment de matière à la vitesse de 300 km/s. Seule une installation de classe mégajoule est capable de produire la puissance nécessaire pour atteindre de tels régimes de vitesse. Des simulations numériques laser ont confirmé que ce régime était à portée avec cette classe de lasers. Avant d'envisager une telle expérience, il était nécessaire de valider le schéma de la cible sur des installations intermédiaires. La première démonstration a été réalisée

sur le LULI2000 [4], où les vitesses de 100 km/s ont été atteintes. Cette première expérience a permis d'accéder au laser ORION de l'AWE. C'est la première expérience académique réalisée sur ce laser nouvellement ouvert à la communauté scientifique. Il a permis de produire un nouveau régime de vitesse (180 km/s). En plus de caractériser expérimentalement la zone post-choc (densité, vitesse, température), cette expérience a permis de suivre l'évolution du choc d'accrétion grâce à des radiographies X (figure 2). L'ensemble des résultats de cette expérience a fait l'objet d'un article dans le journal *Nature Communications* [5].

Ces résultats ont permis de préparer au mieux l'étape ultime du projet, qui aura lieu sur le Laser Mégajoule. Celui-ci sera une pièce maîtresse du puzzle pour comprendre la physique des processus d'accrétion.

Références

- [1] C. BUSSCHAERT *et al.*, "Quasi-periodic oscillations in accreting magnetic white dwarfs. II. The asset of numerical modelling for interpreting observations", *Astron. Astrophys.*, **579**, A25 (2015).
- [2] J.-M. BONNET-BIDAUD *et al.*, "Quasi-periodic oscillations in accreting magnetic white dwarfs. I. Observational constraints in X-ray and optical", *Astron. Astrophys.*, **579**, A24 (2015).
- [3] E. FALIZE *et al.*, "Analytical structure of steady radiative shocks in magnetic cataclysmic variables", *Astrophys. Spac. Sci.*, **322**, p. 71 (2009).
- [4] E. FALIZE *et al.*, "High-energy density laboratory astrophysics studies of accretion shocks in magnetic cataclysmic variables", *High Energy Dens. Phys.*, **8**, p. 1 (2012).
- [5] J. CROSS *et al.*, "Laboratory analogue of a supersonic accretion column in a binary star system", *Nat. Comm.*, **7**, 11899, (2016).

Introduction de l'interaction laser-plasma non linéaire dans un code hydrodynamique pour la fusion par confinement inertiel

A. COLAITIS - G. DUCHATEAU - X. RIBEYRE - Y. MAHEUT - G. BOUTOUX - L. ANTONELLI - P. NICOLAI - D. BATANI - V. T. TIKHONCHUK / Centre lasers intenses et applications (CELIA), Unité mixte de recherche 5107 CNRS – CEA – Université de Bordeaux, Talence

L'interaction de faisceaux laser avec les plasmas nécessite la description d'une grande variété de processus physiques qui ont lieu sur de multiples échelles spatiales et temporelles. Afin de rendre compte de ce système complexe, une nouvelle description de l'interaction laser-plasma pour les codes hydrodynamiques a été formulée, elle repose sur la décomposition des faisceaux laser en des sous-faisceaux gaussiens. Cette approche permet de décrire la distribution d'intensité laser dans le plasma et d'introduire des modèles réduits d'interaction laser-plasma non linéaire pour l'échange d'énergie entre faisceaux croisés et la génération d'électrons suprathermiques. Ces modèles ont été appliqués à l'étude du schéma d'allumage par choc pour la fusion par confinement inertiel (FCI) en attaque directe. On observe un effet significatif de l'interaction laser-plasma non linéaire, qui modifie les seuils d'allumage.

L'état de l'art de la description de la propagation laser aux grandes échelles repose sur des modèles réduits compatibles avec les performances des ordinateurs modernes. La plus commune est celle du tracé de rayon, qui décrit le faisceau laser par des fagots de rayons infiniment minces qui obéissent aux lois de propagation de l'optique géométrique. Dans les situations où les effets collectifs et les couplages non linéaires sont peu importants ($I\lambda^2 \lesssim 5 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ où I est l'intensité laser et λ la longueur d'onde), les méthodes fondées sur l'optique géométrique sont suffisamment précises et numériquement efficaces: elles décrivent correctement la réfraction du laser et le chauffage du plasma par absorption collisionnelle. Dans le schéma d'allumage par choc pour la FCI en attaque directe, un pic d'intensité en fin d'impulsion laser est utilisé pour lancer un choc comprimant efficacement le cœur de la cible et initiant ainsi les réactions de fusion nucléaire. Dans ce cas, le paramètre d'interaction $I\lambda^2$ devient relativement grand et donne lieu à des effets non linéaires. La modélisation de l'interaction laser-plasma nécessite alors la connaissance de l'amplitude du champ électrique et de la direction du front d'onde, quantités qui ne sont pas accessibles par l'optique géométrique. La physique de l'interaction laser-plasma linéaire et non linéaire est alors

souvent décrite par des modèles *ad hoc* qui limitent la compréhension des processus physiques mis en jeu et la capacité prédictive de ces outils numériques.

Afin de remédier à ces limitations, nous avons adapté la méthode de l'optique géométrique complexe paraxiale (PCGO) au cas des plasmas chauds. L'équation obtenue pour le front d'onde

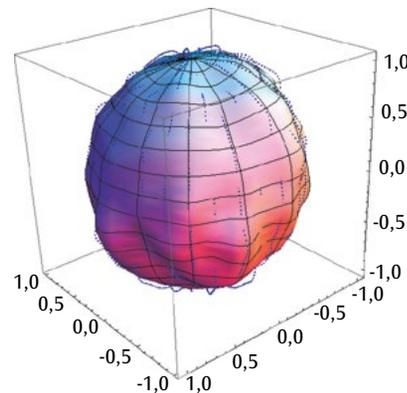


Figure 1.

Lors de l'implosion d'une cible pour la fusion par confinement inertiel (FCI), celle-ci peut perdre sa symétrie sphérique initiale à cause d'inhomogénéités de l'éclairement laser et du transfert d'énergie entre faisceaux croisés (CBET).

inclut les informations sur sa courbure et l'intensité du champ, décrit comme le mode fondamental gaussien dans l'approximation paraxiale, avec comme axe principal de propagation un rayon de l'optique géométrique. Ce modèle, étendu aux faisceaux non gaussiens, a été spécifiquement formulé dans le cadre d'un code hydrodynamique lagrangien et implémenté dans le code CHIC du CELIA [1].

En se basant sur cette nouvelle formulation de propagation laser, deux modèles qui permettent de prendre en compte l'interaction laser-plasma non linéaire ont été proposés: (i) le transfert d'énergie entre faisceaux croisés (CBET), qui résulte de la diffraction de la lumière laser sur des fluctuations de densités induites par le gradient d'intensité laser; (ii) le couplage du champ laser avec les ondes plasma électroniques qui génèrent des électrons suprathermiques lorsqu'une instabilité paramétrique est excitée.

La formulation du CBET repose sur la discrétisation de la zone d'interaction par de nombreux transferts d'énergie élémentaires entre sous-faisceaux gaussiens, à l'aide d'un modèle analytique écrit en régime stationnaire. Cette formulation a été validée par comparaison avec des résultats théoriques et numériques obtenus à l'aide d'un code de référence [2]. Une application de ce modèle à la dynamique d'une implosion de cible a souligné l'influence du CBET sur la convergence et la symétrie des cibles de FCI en attaque directe [3], comme illustré sur la figure 1.

La description de la génération d'électrons suprathermiques par l'interaction laser-plasma non linéaire à l'échelle hydrodynamique possède deux composantes [4,5]: le transport et le dépôt d'énergie des faisceaux d'électrons rapides dans le plasma, et le transfert d'énergie laser vers des sources d'électrons à partir du modèle optique PCGO. En considérant les cas d'électrons rapides générés par des instabilités paramétriques, des modèles réduits permettant de calculer leur flux et leur énergie moyenne ont été proposés. Ce modèle couplé a été appliqué à l'analyse de la phase finale d'implosion de cibles pour l'allumage par choc, qui est associée à un régime d'interaction fortement non linéaire. Les simulations avec le modèle couplé suggèrent que les électrons rapides générés durant le pic d'intensité laser renforcent la pression du choc d'allumage, comme illustré sur la figure 2, mais aussi préchauffent significativement la coquille, causant la pollution du point chaud avant l'arrivée du choc. Cela provoque une augmentation importante des pertes radiatives et augmente l'énergie que le choc doit déposer pour allumer la cible.

Ces résultats démontrent l'importance de modéliser les processus d'interaction non linéaire dans la conception d'une cible d'allumage par choc efficace et réaliste. Les applications potentielles de ce modèle ne sont pas limitées aux études de FCI, et sont utiles à l'étude des expériences d'interaction laser-cible dans les régimes correspondant aux instabilités considérées ici.

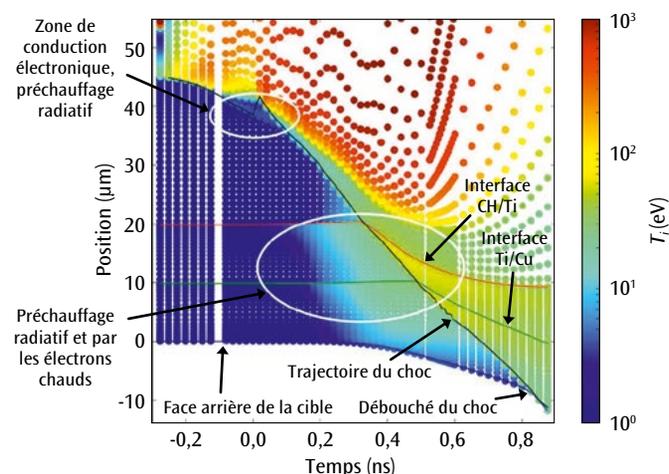


Figure 2.

Évolution en position et en temps de la température ionique T_i pendant l'implosion d'une cible. L'excitation d'instabilités paramétriques donne lieu à la formation d'électrons suprathermiques qui, après transport, déposent leur énergie dans le plasma. Ce dépôt induit localement des variations de température et donc de pression qui modifient la dynamique du choc. Sa trajectoire est représentée par la ligne noire, le changement de pente (donc de vitesse du choc) montrant l'influence des électrons suprathermiques.

Références

- [1] A. COLAITIS *et al.*, "Towards modeling of nonlinear laser-plasma interactions with hydrocodes: the thick-ray approach", *Phys. Rev. E*, **89**, 033101 (2014).
- [2] A. COLAITIS *et al.*, "Crossed beam energy transfer: assessment of the paraxial complex geometrical optics approach versus a time-dependent paraxial method to describe experimental results", *Physics of Plasmas*, **23**, 032118 (2016).
- [3] A. COLAITIS *et al.*, "Modeling of the cross-beam energy transfer with realistic inertial-confinement-fusion beams in a large-scale hydrocode", *Phys. Rev. E*, **91**, 013102 (2015).
- [4] A. COLAITIS *et al.*, "Coupled hydrodynamic model for laser-plasma interaction and hot electron generation", *Phys. Rev. E*, **92**, 041101 (2015).
- [5] V. T. TIKHONCHUK *et al.*, "Physics of laser-plasma interaction for shock ignition of fusion reactions", *Plasma Phys. and Control. Fusion*, **58**, 014018 (2016).

Propagation d'une onde de choc dans une mousse aqueuse

E. DEL PRETE / DGA Techniques terrestres, Bourges
 J.-F. HAAS - D. COUNILH - N. RAMBERT - F. BALLANGER / CEA – DAM Île-de-France
 L. HOUAS - G. JOURDAN - C. MARIANI / Institut universitaire des systèmes thermiques industriels (IUSTI),
 Unité mixte de recherche 7343 CNRS – Aix-Marseille université
 A. CHINNAYYA / Institut Pprime, Unité propre de recherche 3346 CNRS – École nationale supérieure
 de mécanique et d'aérotechnique (ENSMA) – Université de Poitiers
 A. HADJADJ / Complexe de recherche interprofessionnel en aérothermochimie (CORIA), Unité mixte
 de recherche 6614 CNRS – Institut national des sciences appliquées (INSA) de Rouen – Université de Rouen
 S. FAURE / CEA – Marcoule

Depuis plusieurs années, le CEA s'intéresse à la capacité des mousses aqueuses d'atténuer les ondes de souffle créées par une explosion. Des expériences en tube à choc, menées dans ce cadre, ont été mises à profit pour valider un code multiphasique. Elles ont permis de mettre en évidence les phénomènes prépondérants régissant le comportement des mousses sous choc, en l'occurrence la fragmentation de la mousse en gouttelettes et les transferts de quantité de mouvement entre les phases liquide et gazeuse. Des expériences de détonique générant une onde de souffle confortent ces analyses et montrent le rôle d'atténuation des mousses aqueuses.

Les mousses aqueuses sont utilisées pour atténuer les ondes de souffle créées par une explosion et capturer les particules fines dispersées. La modélisation de ces phénomènes avec le code multiphasique M³OUSSACCA [1] nécessite de comparer les calculs aux mesures de pression effectuées dans des expériences simplifiées mettant en jeu des ondes de choc et de détente. Les expériences en tube à choc [2] (TAC) permettent de mesurer l'évolution de la pression avec des capteurs, lors de la propagation d'une onde de choc dans la mousse ou un brouillard d'eau. Les mesures sont alors comparées avec les pressions calculées [3]. Il s'agit ensuite d'ajuster la modélisation des termes d'échange entre les phases liquide et gazeuse.

Ces expériences ont été conduites à l'IUSTI [2]. La section motrice à haute pression du tube à choc

(figure 1) peut être remplie d'air, de SF₆ ou d'hélium pour retarder ou accélérer les ondes de détente qui suivent le choc. La section médiane contient de l'air à pression atmosphérique. La section d'essai contient soit de l'air pour les mesures de référence, soit un brouillard de gouttelettes d'eau, soit une mousse aqueuse. Les sections motrice et médiane sont initialement séparées par une membrane qui se rompt sous l'effet de la différence de pression, ce qui crée une onde de choc à droite et un faisceau de détentes à gauche de la membrane. Choc et détentes se réfléchissent ensuite aux deux extrémités du tube. Le TAC est équipé de plusieurs capteurs de pression dont trois, indiqués sur la figure 1, dans la section d'essai qui mesurent la pression dans le milieu testé. Les essais ont été conduits pour des nombres de Mach de 1,08, 1,3, 1,5 et 1,8.

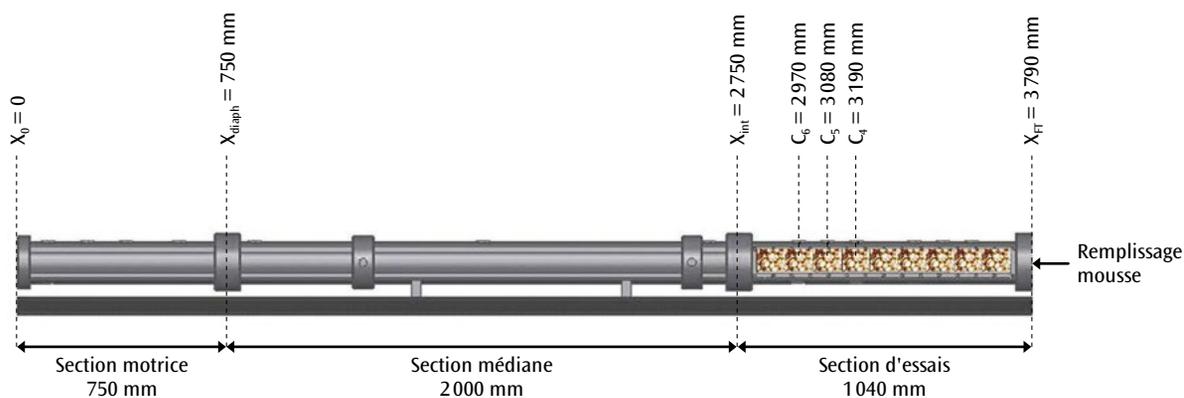


Figure 1. Schéma du tube à choc avec les trois chambres et la position de trois capteurs de pression (C₄, C₅ et C₆). C'est la rupture d'un diaphragme entre chambres haute et basse pression qui permet la formation d'ondes de choc à droite et du faisceau de détentes à gauche du diaphragme.

La fraction liquide de la mousse est essentiellement constituée d'eau avec 6 % d'émulseur. La mousse est constituée de bulles d'air de taille submillimétrique, sphériques ou polyédriques, séparées par des films de liquide. Deux types de mousse, produits par un générateur mis au point au CEA – Marcoule, ont été testés: une mousse lourde de fraction volumique de liquide $\epsilon = 0,0333$ et une mousse légère avec $\epsilon = 0,0125$. L'effet de la mousse sur une onde de choc est comparé à celui produit par un brouillard constitué de gouttes d'eau de 0,5 mm de diamètre, avec $\epsilon = 0,01$. La visualisation de l'interaction d'une onde de choc faible avec une mousse à bulles millimétriques a permis de discerner plusieurs phases: rupture des films liquides séparant les bulles d'air, puis destruction des filaments (initialement à la jonction de trois films) en gouttes et enfin fragmentation de celles-ci. Dans le cas du nuage de gouttes, il y a rupture en fines gouttelettes.

La **figure 2** est une juxtaposition de quatre profils de pression enregistrés par le capteur C_4 pour un choc de Mach 1,5 dans l'air, le brouillard d'eau, les mousses légère et lourde. Le temps d'arrivée des ondes de choc transmises est d'autant plus long que la fraction volumique du liquide est élevée. La décroissance de la pression dans le brouillard après le choc initial à 2,8 ms est attribuée à la rupture des gouttes. Le très faible choc initial (0,2 bar à 3,6 et 4,4 ms) dans les mousses correspond au seuil de fragmentation des bulles. Globalement, la présence du milieu diphasique permet de diminuer l'intensité de l'onde de choc transmise et de ralentir les ondes.

Ces résultats font l'objet de simulations avec le code M³OUSSACA [1,3]. Les signaux de pression expérimentaux et numériques pour les capteurs C_6 , C_5 et C_4 dans le cas d'un choc de Mach 1,3 pénétrant dans une mousse lourde sont donnés sur la **figure 3**. Le faible choc initial est visible, ainsi que les ondes de

compression (étalement du front de choc) et les ondes de détente. Le niveau de surpression diminue au fur et à mesure que l'onde parcourt la mousse. La restitution de l'essai par le calcul est entre autres pilotée par la modélisation de la fragmentation de la mousse et du coefficient de traînée entre les phases liquide et gaz. En dessous du seuil de fragmentation, le coefficient est infini. Pendant la phase de compression, il suit une loi de Stokes modifiée et, pendant la phase de détente finale, le coefficient vaut 1.

En faisant varier la vitesse de l'onde de choc et la fraction volumique du liquide, les expériences en TAC ont permis de valider les termes d'échanges mécaniques du code. Plus largement, l'atténuation de l'onde de choc par la mousse aqueuse a été confortée par des expériences de détonique, réalisées avec quelques grammes à plusieurs kilogrammes d'explosif. Elles montrent qu'à une distance donnée, la surpression dans une mousse aqueuse est divisée par 10 par rapport à la surpression dans l'air.

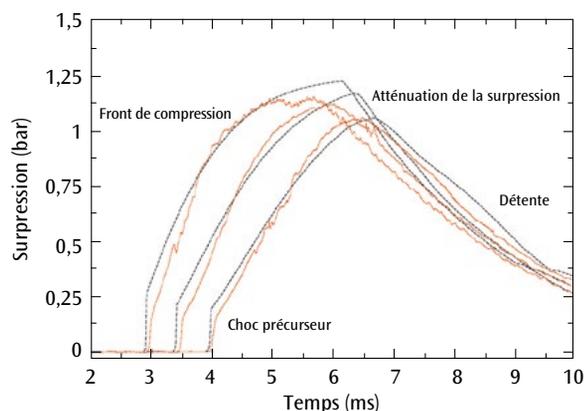


Figure 3. Pressions mesurées (rouge) par les capteurs 6, 5 et 4 dans la mousse lourde et calculées (noir) pour un choc de Mach 1,3. Un bon accord a été obtenu en ajustant le coefficient de traînée selon les phases suivantes: choc initial, onde de compression, onde de détente.

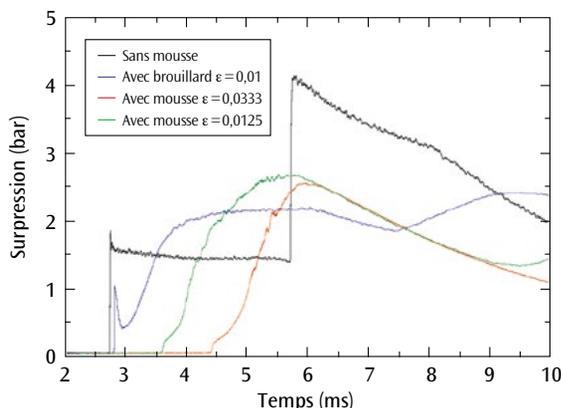


Figure 2. Signaux de pression du capteur C_4 lors de la propagation d'un choc de Mach 1,5 dans l'air avec les chocs incident et réfléchi visibles à 2,7 et 5,8 ms (noir), dans le brouillard (bleu), dans la mousse légère (vert) et la mousse lourde (rouge) avec les faibles chocs initiaux suivis de compressions étalées. Le choc est peu visible dans le brouillard et les mousses.

Références

- [1] E. DEL PRETE *et al.*, "Blast wave mitigation by dry aqueous foams", *Shock Waves*, **23**, p. 39-53 (2013). Voir aussi E. DEL PRETE, thèse de doctorat de l'université de Rouen, soutenue le 31 octobre 2012.
- [2] G. JOURDAN *et al.*, "Experimental investigation of the propagation of a planar shock wave through an aqueous foam", *Physics of Fluids*, **27** 056101 (2015).
- [3] D. COUNILH *et al.*, "Numerical modelling of shock-wave propagation in a shock tube filled with aqueous foam", *Proc. of the 29th International symposium on shock waves (ISSW29)*, Madison, États-Unis, 14-19 juillet 2013, R. Bonazza and D. Ranjan (Eds.), Springer, p. 1511-1516 (2015).

Explorer et modéliser la dynamique et la structure des écoulements stratifiés instables turbulents

■ B.-J. GRÉA - A. BURLLOT / CEA – DAM Île-de-France

Grâce à un nouveau modèle, il devient possible de reproduire à moindre coût la dynamique des mélanges turbulents accélérés à densité variable, habituellement obtenus par les simulations numériques résolvant de manière directe les équations de Navier-Stokes [1,2]. Cet outil permet de mieux comprendre la structure et la dépendance aux conditions initiales des zones de mélanges turbulentes [3,4], ainsi que d'améliorer les capacités de prédiction des modèles aux tensions de Reynolds lors des phases transitoires fortement instationnaires [5].

La simulation numérique directe : un outil puissant mais limité

Les mélanges turbulents naissent communément dans la nature du fait d'instabilités, comme celle de Rayleigh-Taylor lorsqu'un fluide léger est poussé dans un fluide plus lourd. Pour prédire l'évolution de ces mélanges, la méthode numérique de prédilection consiste à résoudre à partir des équations de Navier-Stokes toutes les échelles de l'écoulement jusqu'aux plus petites influencées par la viscosité ; c'est la simulation numérique directe (SND). Cette stratégie est par essence longue et coûteuse du fait du nombre élevé d'échelles à calculer. Or, les propriétés particulières de la turbulence à densité variable, comme son anisotropie et son instationnarité, exacerbent cette difficulté.

Pour mieux illustrer ces propos, considérons une configuration simplifiée de type homogène stratifié instable [3]. Les résultats de SND (**figure 1**) mettent en évidence les profonds bouleversements qui apparaissent dans l'écoulement, provoqués par l'injection permanente d'énergie potentielle due à la stratification. La croissance de l'énergie cinétique turbulente peut être reliée à l'intensité du mélange et à son anisotropie, correspondant à un étirement vertical des structures de densité [4]. Ainsi, les limitations des SND peuvent s'expliquer par l'évolution des différentes échelles turbulentes : les grandes structures turbulentes énergétiques atteignent progressivement la taille du domaine de calcul, d'où des effets de confinement ; la diminution des petites échelles dissipatives engendre une perte de résolu-

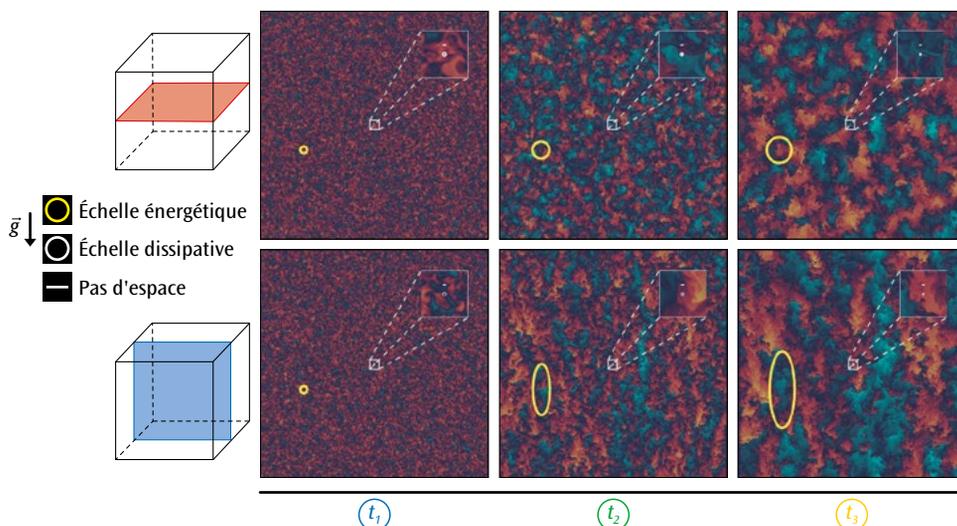


Figure 1. Visualisation de l'évolution temporelle du champ de densité dans une simulation de turbulence homogène stratifiée instable. (Haut) Coupe horizontale ; (bas) coupe verticale. (Bleu) fluide léger, (jaune) fluide lourd. Les diverses échelles turbulentes sont indiquées en légende. Les structures turbulentes croissent et s'étirent dans la direction verticale dans cet écoulement très instationnaire.

tion quand elles passent sous la taille du maillage. Le produit de la vitesse par la longueur des grands tourbillons, rapporté à la viscosité, définit le nombre de Reynolds turbulent (Re). Il mesure la séparation entre grandes et petites échelles, et dépasse ainsi rarement 10^3 en SND, malgré des coûts de calcul importants (ici $Re = 1\,200$ pour 10^6 heures CPU sur TERA 100 avec 2048^3 points).

Ces valeurs sont néanmoins en deçà de celles représentatives des régimes qui doivent être étudiés, qui atteignent fréquemment 10^6 . Comment alors mettre en place les données fiables et précises nécessaires pour mieux comprendre la turbulence dans les régimes rencontrés et améliorer ainsi les modèles pratiques qui servent à les prédire ?

Un modèle spectral anisotrope pour les mélanges turbulents

Parallèlement à l'essor de la simulation numérique, la communauté scientifique poursuit le développement de modèles statistiques afin d'analyser les interactions et le transfert d'énergie entre les différentes échelles de la turbulence. Fruit de cet effort, le modèle EDQNM (pour Eddy Damped-Quasi Normal Markovian) prédit avec une excellente précision l'évolution des spectres d'énergie cinétique pour le cas simple de la turbulence homogène isotrope. Cette méthode, qui exprime les corrélations séparées en deux points, décrit plus finement les quantités turbulentes que les modèles classiques qui s'intéressent uniquement aux corrélations en un point. Historiquement, le champ d'application du modèle EDQNM a été étendu à des configurations anisotropes de turbulence d'onde. Cependant, sa complexité et son coût le rendaient difficile à mettre en œuvre. Or, les moyens de calcul dont dispose le CEA permettent aujourd'hui d'exploiter pleinement les potentialités d'un modèle EDQNM anisotrope. L'idée a donc été retenue de l'appliquer aux mélanges turbulents. Pour assurer des prédictions précises quant à la dynamique et la structure de la turbulence, des SND ont été réalisées pour permettre des validations dans les gammes permises par la simulation. Les premières comparaisons ont obligé à reconsidérer certaines fermetures du modèle pour prendre en compte l'effet de stratification dans les transferts d'énergie entre les échelles turbulentes. Un excellent accord avec les SND a pu être ainsi obtenu (**figure 2**). Le modèle, qui souffre de peu de limitations, est donc très performant puisqu'il permet d'obtenir, en quelques heures seulement, le fruit de semaines d'efforts en SND.

Une stratégie prometteuse

Le modèle EDQNM anisotrope permet ainsi d'explorer les phases transitoires des écoulements stratifiés instables jusqu'à des valeurs représenta-

tives du nombre de Reynolds. Son coût de calcul raisonnable autorise des études paramétriques sur l'état initial du mélange. Les prédictions théoriques quant à la distribution initiale d'énergie aux grandes échelles sur le taux de croissance des écoulements stratifiés instables ont pu être confirmées [2,3]. Enfin, les comparaisons effectuées avec les modèles de mélange utilisés dans les codes industriels améliorent les techniques de modélisation en permettant la prise en compte des dynamiques transitoires particulières de ces écoulements [5].

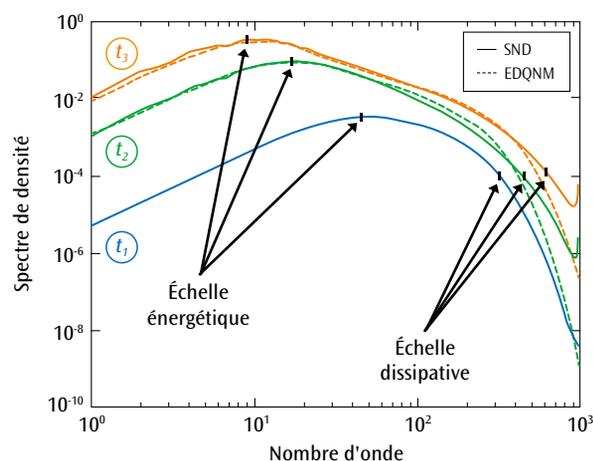


Figure 2.

Comparaison entre simulation numérique directe (SND) et modèle EDQNM pour des spectres caractérisant les fluctuations spatiales de densité. Ils dépendent d'un nombre d'onde défini comme l'inverse de la taille des tourbillons et sont représentés à différents instants t_1 , t_2 et t_3 correspondant au cas de la **figure 1**. Le modèle EDQNM donne des résultats très proches de la simulation (N.B. : à t_1 , les spectres EDQNM et SND sont superposés).

Références

- [1] A. BURLLOT, B.-J. GRÉA, F. S. GODEFERD, C. CAMBON, J. GRIFFOND, "Spectral modelling of high Reynolds number unstably stratified homogeneous turbulence", *J. Fluid Mech.*, **765**, p. 17-44 (2015).
- [2] A. BURLLOT, B.-J. GRÉA, F. S. GODEFERD, C. CAMBON, O. SOULARD, "Large Reynolds number self-similar states of unstably stratified homogeneous turbulence", *Phys. Fluids*, **27**, 065114 (2015).
- [3] O. SOULARD, J. GRIFFOND, B.-J. GRÉA, "Large-scale analysis of self-similar unstably stratified homogeneous turbulence", *Phys. Fluids*, **26**, 015110 (2014).
- [4] B.-J. GRÉA, "The rapid acceleration model and the growth rate of a turbulent mixing zone induced by Rayleigh-Taylor instability", *Phys. Fluids*, **25**, 015118 (2013).
- [5] B.-J. GRÉA, A. BURLLOT, J. GRIFFOND, A. LLOR, "Challenging mix models on transients to self-similarity of unstably stratified homogeneous turbulence", *J. Fluids Eng.*, **138**, 070904 (2016).

Étude de la réponse d'un milieu poreux sous choc par dynamique moléculaire classique

■ L. SOULARD - N. PINEAU - J. CLÉROUIN - L. COLOMBET / CEA – DAM Île-de-France

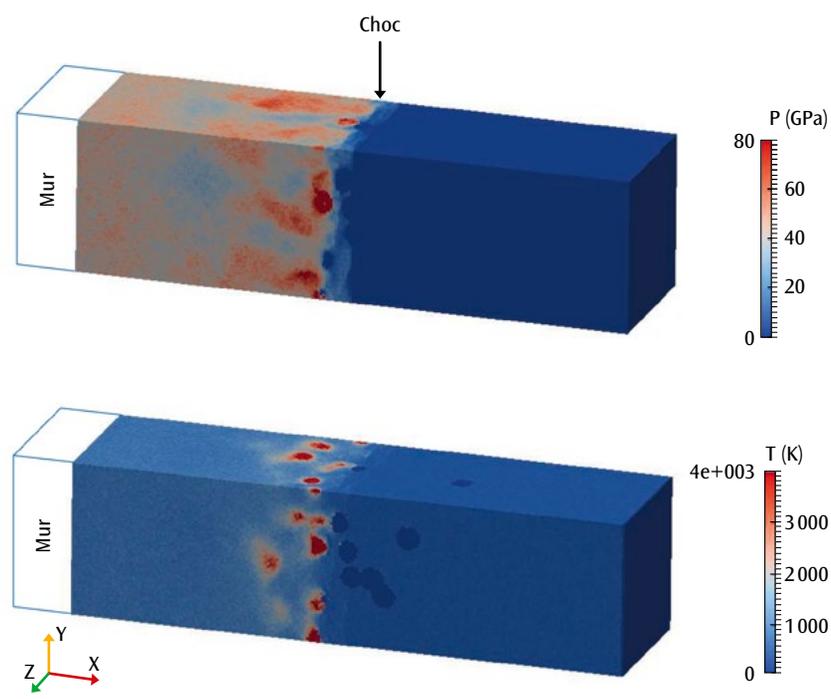
La réponse d'un milieu poreux à une onde de choc intéresse aussi bien les applications que la recherche plus fondamentale. Elle met en œuvre des processus complexes, fortement multi-échelles, qui sont abordés ici par le biais de la dynamique moléculaire classique.

La propagation d'une onde de choc dans un milieu poreux est un phénomène fréquent, tant dans les applications (atténuateurs de chocs, amorçage des explosifs solides [1]) que dans les processus naturels comme l'impact d'une météorite poreuse sur le sol terrestre: dans ce dernier cas, les géophysiciens déduisent de la structure du milieu l'intensité du choc initial, et donc la vitesse d'impact [2,3]. Les mécanismes mis en jeu restent cependant peu connus. L'interaction d'une onde de choc avec les pores du matériau recouvre en effet une physique complexe, faisant intervenir des processus allant de l'échelle atomique jusqu'aux dimensions macroscopiques. Cette physique restant

dans ses détails encore inaccessible à l'expérience, seule la simulation numérique permet de l'explorer.

Pour prendre en compte l'aspect fortement multi-échelles du processus global, la dynamique moléculaire classique (DM) a été choisie comme outil de simulation [4,5]. La DM permet en effet de prendre en compte les effets microscopiques survenant au niveau des pores et le comportement hydrodynamique du système dans le reste du matériau. Cette méthode décrit les mouvements relatifs d'atomes en interaction mutuelle et se résume à la résolution de l'équation fondamentale de la mécanique classique, reliant l'accélération d'un atome à la force qu'il subit. Les forces d'interaction entre

Figure 1. Cartes de pression (en haut) et de température (en bas) au cours de la propagation du choc dans un milieu poreux (matrice de cuivre monocristalline). Les pores sont vides et ont un diamètre de 15 nanomètres. Le choc est situé approximativement au milieu de l'échantillon: les zones de surpression et les points chauds (en rouge) résultent de l'implosion des pores au passage du choc.



les atomes sont connues, et résultent de considérations théoriques et d'un ajustement sur des données judicieusement choisies. La DM se prête très bien à l'utilisation des calculateurs massivement parallèles et, de nos jours, des simulations intégrant quelques dizaines de millions d'atomes sont courantes. Il n'en demeure pas moins que les systèmes simulés restent largement submicrométriques, de sorte que des précautions importantes sont à prendre quant aux effets d'échelle sur l'interprétation des résultats.

L'étude a été centrée sur un système générique simple: une matrice de cuivre monocristalline parsemée, dans sa région centrale (la zone poreuse), de pores sphériques, de diamètre identique mais pouvant s'interpénétrer, de sorte que certains pores auront une forme assez complexe. Les pores sont remplis ou non par un gaz neutre, l'argon. Un échantillon contient environ 250 millions d'atomes, correspondant à un système dont les dimensions sont $0,354 \times 0,088 \times 0,088 \mu\text{m}^3$. Les calculs ont été réalisés avec le code Stamp, développé au CEA – DAM, sur 8 000 cœurs de la machine Curie du Très Grand Centre de calcul (TGCC), dans le cadre d'un projet soutenu par l'infrastructure de recherche européenne PRACE.

Le choc est créé par l'impact de l'échantillon sur un mur incompressible. La **figure 1** représente une vue globale du système au cours de la propagation du choc (pression et température): des zones de surpression et des points chauds sont observés, résultant de l'implosion des pores au passage du choc. La présence d'un gaz dans les pores atténue ces effets. Une analyse plus détaillée, centrée sur un pore isolé (**figure 2**), permet de mieux comprendre la physique de son implosion. La simulation montre que, parmi les différents scénarios envisagés pouvant provoquer la surchauffe de la matrice de cuivre (formation d'un jet hypervélocité, auto-impact de la paroi du pore, travail viscoplastique), la contribution prédominante est le travail viscoplastique. Maximum dans le cas d'un pore vide, ce travail se trouve bloqué dans le cas de la présence d'un gaz quand la pression dans ce dernier devient équivalente à la pression dans le cuivre. Même si le gaz atteint une température très élevée, les échelles de temps impliquées ici ne permettent pas le chauffage du cuivre par effet de conduction. L'échauffement provoqué par l'implosion d'un pore est ici suffisant pour entraîner localement la fusion de la matrice de cuivre dans une zone d'autant plus importante que la quantité de gaz est faible. L'énergie ainsi consommée se traduit par une atténuation locale du choc initial, entraînant la propagation d'ondes sphériques de décompression.

L'histoire du matériau est cependant loin d'être terminée. La zone poreuse traversée, le choc se

réfléchit sur la surface libre bornant l'échantillon, provoquant la propagation à rebours d'ondes de décompression puis de recompression qui vont fortement impacter l'état du matériau. La structure finale est qualitativement proche des observations expérimentales [2], montrant ainsi que les mécanismes physiques sont les mêmes malgré la différence d'échelle entre calcul et expérience.

Cette démarche de simulation offre ainsi une vue réaliste, très détaillée et résolue en temps des transformations que subit un échantillon poreux lors de son impact sur un mur.

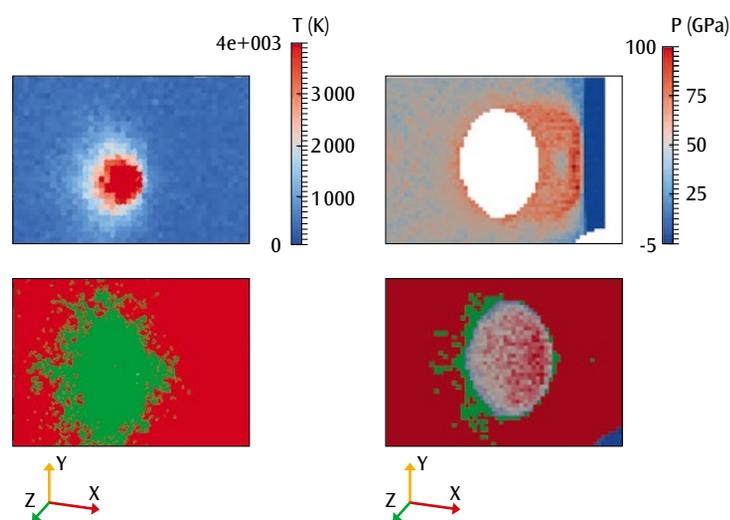


Figure 2.

Carte thermodynamique (en haut, température ou pression) et structure de la matière (en bas) après implosion d'un pore vide (à gauche) ou contenant du gaz (à droite). Dans les figures du bas, les zones en rouge correspondent à la structure cristalline initiale du cuivre et les zones en vert aux régions fondues.

Références

- [1] F. P. BOWDEN, A. D. YOFFE, *Initiation and Growth of Explosion in Liquids and Solids*, Cambridge Science Classics Series, Cambridge University Press (1985).
- [2] P. BECK, T. FERROIR, P. GILLET, "Shock-induced compaction, melting, and entrapment of atmospheric gases in martian meteorites", *Geophys. Research Lett.*, **34**, L01203 (2007).
- [3] P. BECK, P. GILLET, A. EL GORESY, S. MOSTEFAOUI, "Timescales of shock processes in chondritic and Martian meteorites", *Nature*, **435**, p. 1071 (2005).
- [4] L. SOULARD, N. PINEAU, J. CLÉROUIN, L. COLOMBET, "Molecular dynamics simulations of shock compressed heterogeneous materials. I. The porous case", *J. Appl. Phys.*, **117**, 115901 (2015).
- [5] N. PINEAU, L. SOULARD, L. COLOMBET, T. CARRARD, A. PELLÉ, P. GILLET, J. CLÉROUIN, "Molecular dynamics simulations of shock compressed heterogeneous materials. II. The graphite/diamond transition case for astrophysics applications", *J. Appl. Phys.*, **117**, 115902 (2015).

Premiers calculs microscopiques pour l'évaluation de données nucléaires

G. BLANCHON - M. DUPUIS / CEA – DAM Île-de-France
H. F. ARELLANO / Université du Chili, Santiago, Chili

La production de données nucléaires de qualité pour les applications passe par une bonne modélisation du processus de diffusion élastique de nucléon (neutron ou proton) sur le noyau. Le potentiel représentant l'interaction entre le nucléon incident et le noyau cible est obtenu de manière phénoménologique quand les données expérimentales sont disponibles. Dans le cas contraire, le potentiel pourrait être déterminé de manière microscopique à partir de l'interaction effective nucléon-nucléon. Dans cet article, l'étude de la diffusion de nucléon avec le noyau cible sphérique de calcium 40 est envisagée en utilisant l'interaction effective de Gogny [1].

La production de données nucléaires pour les applications repose principalement sur le dialogue entre les modèles théoriques de réaction nucléaire et les résultats provenant de l'expérience. Ces modèles nécessitent des ingrédients, le plus souvent phénoménologiques, c'est-à-dire paramétrés afin de reproduire les données expérimentales le plus finement possible. Le potentiel nucléon-noyau, caractérisant l'interaction d'un nucléon avec un noyau cible lors du processus de diffusion élastique, est l'un de ces ingrédients. On parle de diffusion élastique lorsque le projectile, ici un nucléon, est de même nature et a la même énergie cinétique avant et après avoir interagi avec le noyau cible.

Si les potentiels phénoménologiques ont permis de nombreux succès pour l'évaluation de données nucléaires, leur capacité prédictive dans des domaines encore inexplorés expérimentalement reste cependant discutable. La stratégie adoptée pour pallier ce manque de données est de faire appel à des modèles plus microscopiques. Le pari de la microscopie est le suivant : ajouter de la physique dans la détermination des ingrédients des modèles de réaction afin de gagner en capacité prédictive.

La production de potentiels nucléon-noyau dans leur version microscopique est rendue possible grâce à l'expérience accumulée au CEA – DAM dans la description de la structure des noyaux. Ces approches sont basées sur l'utilisation de l'interaction effective nucléon-nucléon dite de Gogny. Couplés aux progrès des calcula-

teurs modernes, ces modèles ont permis l'étude de la structure de la quasi-totalité des noyaux connus. Ils permettent ainsi des prédictions sur l'état fondamental et les états excités de ces noyaux qui sont ensuite utilisées afin de construire le potentiel nucléon-noyau microscopique. En effet, dans les processus de diffusion de basse énergie, le nucléon incident est particulièrement sensible à la structure du noyau cible et à son spectre d'excitation.

Au premier ordre du processus de diffusion élastique, le noyau cible reste dans son état fondamental et le nucléon projectile ressent l'effet moyen de l'intégralité des nucléons de la cible du fait de l'interaction nucléaire à laquelle s'ajoute l'interaction coulombienne dans le cas de la diffusion de proton. Une fois le potentiel généré, il s'agit de résoudre l'équation de Schrödinger pour la diffusion afin d'obtenir les observables de réaction directement comparables avec l'expérience, notamment la probabilité d'interaction, dite section efficace. Cette description de la diffusion élastique n'est cependant pas suffisante pour bien reproduire les sections efficaces expérimentales. En effet, à ce niveau d'approximation, le modèle surestime systématiquement les sections efficaces expérimentales. Il faut donc prendre en compte des processus modifiant l'énergie du nucléon incident, le soustrayant ainsi au canal de la diffusion élastique.

Pour ce faire, il faut aller à l'ordre suivant des perturbations en prenant en compte les excitations du noyau cible du fait de son interaction

avec le nucléon incident. Le nucléon incident peut ainsi convertir une partie de son énergie cinétique en énergie d'excitation du noyau cible. Le nucléon peut conserver cette énergie modifiée, il est alors perdu pour le canal élastique et va nourrir un canal inélastique. Il a également une probabilité

non nulle d'interagir de nouveau avec le noyau cible; le noyau cible retournant dans son état fondamental, le nucléon récupérera son énergie et reviendra dans le canal élastique.

La prise en compte de ces excitations intermédiaires du noyau cible, nourrissant les canaux inélastiques, permet de décrire la diminution de flux entre les nucléons en voie d'entrée et ceux en voie de sortie dans le canal élastique. Cela se traduit donc par une diminution de la section efficace élastique calculée qui permet de fait une meilleure reproduction des données expérimentales.

Dans un premier temps, ce modèle a été appliqué aux noyaux-cibles sphériques tels que le calcium 40. Il s'agit d'une première étape pour valider le principe de l'approche; ce travail a fait l'objet d'une publication [1]. Les sections efficaces obtenues pour la diffusion élastique de nucléon par une cible de calcium 40 sont présentées sur la figure 1. Ces résultats sont très encourageants: un bon accord entre le calcul et l'expérience est obtenu pour des énergies incidentes inférieures à 30 MeV. La diffusion élastique de proton est également bien décrite.

Ces résultats démontrent la faisabilité de calculs de réaction avec l'interaction nucléon-nucléon de Gogny comme seul ingrédient. L'interaction nucléon-nucléon est maintenant reliée à des observables de réaction. Ceci permet d'envisager de nouvelles contraintes pour la paramétrisation des interactions effectives futures. L'enjeu à terme est d'élargir ce type d'étude à la diffusion élastique de nucléon sur des noyaux déformés.

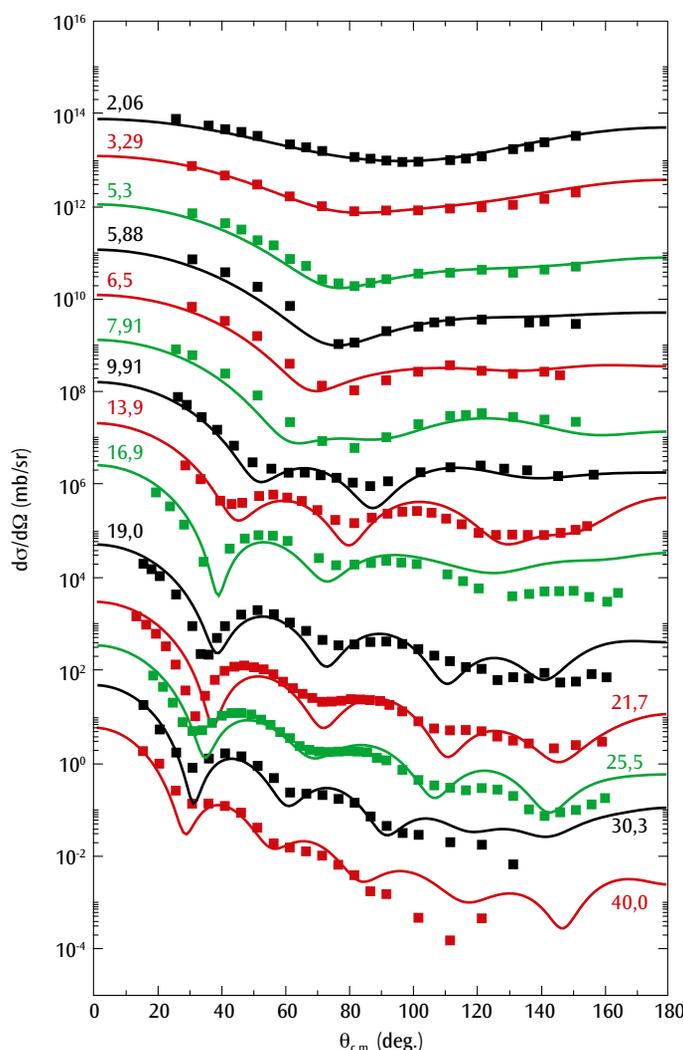


Figure 1.

Section efficace (ou probabilité d'interaction) différentielle $d\sigma/d\Omega$ pour la diffusion de neutrons sur des noyaux de ^{40}Ca en fonction de l'angle d'émission $\theta_{c.m.}$ du neutron, pour des énergies neutron allant de 2,06 MeV à 40 MeV. Les points expérimentaux sont représentés par des carrés; les calculs, reposant sur le potentiel nucléon-noyau microscopique basé sur l'interaction effective de Gogny, par des traits continus de même couleur que les points expérimentaux. Le bon accord jusqu'à 30 MeV démontre la faisabilité de calculs de réaction avec l'interaction nucléon-nucléon de Gogny comme seul ingrédient, ouvrant une nouvelle ère pour la production de données nucléaires.

Références

- [1] G. BLANCHON, M. DUPUIS, H. F. ARELLANO, N. VINH MAU, "Microscopic positive-energy potential based on the Gogny interaction", *Phys. Rev. C*, **91**, 014612 (2015).

Mise en évidence d'une énergie manquante dans les ceintures de radiation de la Terre

D. MOURENAS / CEA – DAM Île-de-France

A. V. ARTEMYEV / University of California, Los Angeles

O. V. AGAPITOV / University of California, Berkeley

V. KRASNOSELSKIKH / Laboratoire de physique et chimie de l'atmosphère et de l'espace (LPC2E), Unité mixte de recherche 7328 CNRS – Université d'Orléans

Les satellites sont constamment mis en danger par des électrons énergétiques issus du Soleil et piégés par le champ magnétique terrestre dans les ceintures de radiation. Des ondes électromagnétiques naturelles permettent de précipiter ces électrons dans l'atmosphère, limitant les risques pour les satellites et produisant des aurores boréales. Une analyse de dix ans de mesures d'ondes par les satellites européens *Cluster* a permis de révéler que 50 % de l'énergie totale était concentrée dans des ondes très obliques auparavant négligées. Ces dernières apparaissent à présent comme un élément crucial dans la redistribution de l'énergie au sein des ceintures de radiation en fonction de l'activité solaire [1].

Les satellites en orbite sont bombardés en permanence par des électrons relativistes qui risquent d'endommager gravement leur électronique. Parmi les ondes naturelles susceptibles de précipiter ces particules dans l'atmosphère et donc de réduire les doses de radiation sur les satellites, les plus efficaces sont les ondes électromagnétiques de type sifflement, générées par des éclairs atmosphériques ou des injections de particules provenant du Soleil. Ces ondes sont omniprésentes entre 6 000 et 40 000 km d'altitude dans les ceintures de radiation de Van Allen entourant la Terre, où elles régulent les forts flux d'électrons énergétiques. Par le passé, diverses limitations des mesures par satellite ont conduit à penser que ces ondes étaient très majoritairement parallèles au champ magnétique terrestre. Les modèles de météorologie spatiale décrivant l'évolution spatio-temporelle des flux d'électrons reposaient jusqu'ici sur cette hypothèse et éprouvaient de nombreuses difficultés à restituer les variations de flux observées.

En 2015, une analyse de dix ans de données des satellites *Cluster* a été conduite en collaboration avec le CNRS et l'université de Californie dans le but d'évaluer pour la première fois avec précision la distribution de l'énergie totale W de ces ondes de sifflement, qui dépend des composantes magnétiques et électriques des ondes et de l'indice de réfraction. La **figure 1** montre cette distribution d'énergie des ondes, pour deux latitudes λ , en

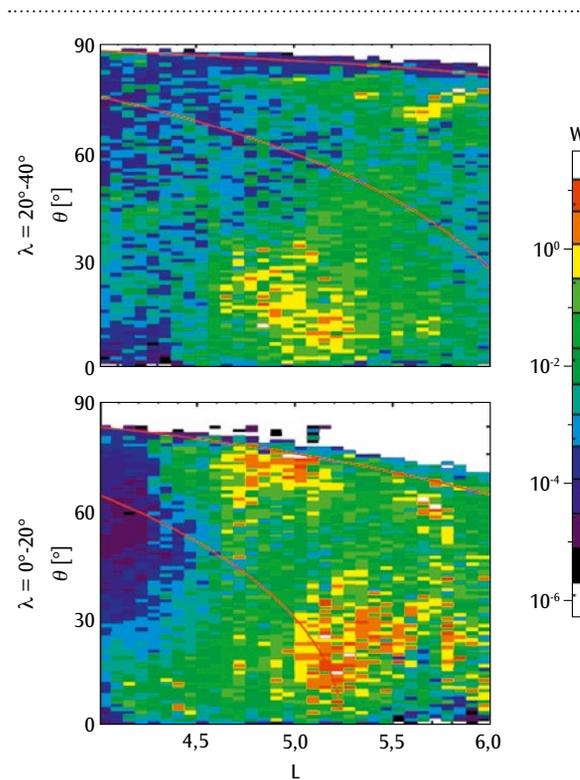


Figure 1. Distribution, issue de mesures par satellite, de l'énergie totale W (en mV^2/m^2) des ondes de sifflement, à deux latitudes $\lambda = 0^\circ\text{-}20^\circ$ et $\lambda = 20^\circ\text{-}40^\circ$, en fonction d'une part de la distance relative L à la Terre, d'autre part de l'obliquité θ des ondes par rapport à celle du champ magnétique terrestre (adapté de [1]). Les courbes en rouge délimitent les zones de forte obliquité. La présence d'ondes obliques était inattendue. Toutes latitudes confondues, 50 % de l'énergie totale est contenue dans ces ondes obliques.

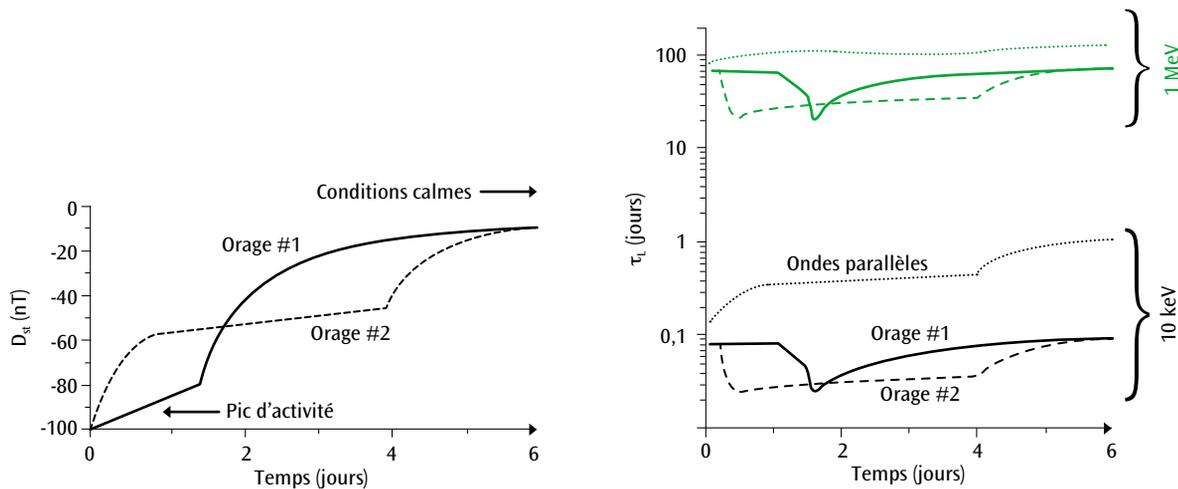


Figure 2.

Variation des temps de vie τ_e d'électrons de 10 keV et de 1 MeV lors de deux orages magnétiques. (À gauche) Profil temporel de l'indice D_{st} d'activité magnétique pour les deux orages #1 et #2. (À droite) Les pointillés correspondent aux résultats de simulation des ondes parallèles pour l'orage #2; ils sont similaires pour l'orage #1. Les courbes continues (orage #1) et tirets (orage #2) correspondent aux résultats de simulation employant une distribution réaliste de l'obliquité θ provenant de mesures par satellite (adapté de [1]). Deux orages de même intensité peuvent conduire à des temps de vie et donc à des flux d'électrons très différents.

fonction de leur obliquité θ par rapport au champ magnétique et de la distance L au centre de la Terre (normalisée au rayon terrestre) à l'équateur. Elle révèle la présence inattendue d'une proportion importante d'ondes très obliques à $\theta = 60^\circ$ à 90° . L'énergie des ondes obliques apparaît en général similaire ou même parfois supérieure à celle des ondes quasi parallèles à $L = 3-6$ dans des conditions d'activité géomagnétique (ou solaire) relativement modérée, particulièrement à moyenne et haute latitude. Une large portion manquante de l'énergie des ondes de sifflement est en fait stockée dans ces ondes obliques sous une forme électrostatique – pratiquement invisible pour les antennes magnétiques des premiers satellites.

Les conséquences sont multiples. Tout d'abord, il a été démontré par des simulations numériques et des mesures conjuguées de satellites en orbite haute et basse que ces ondes, à des latitudes de 10° à 40° , sont beaucoup plus efficaces que les ondes parallèles pour précipiter les électrons dans l'atmosphère [2]. Leur effet sur les temps de vie (avant précipitation) des électrons dans les ceintures de radiation a été évalué: les ondes obliques réduisent fortement les temps de vie des électrons entre 100 eV et 1 MeV par rapport aux ondes quasi parallèles (figure 2). Pour deux orages magnétiques d'intensité similaire, la variation de la proportion d'ondes obliques peut conduire à davantage de précipitations au cours d'un des deux orages, offrant une explication plausible à la grande variabilité des comportements observés lors des orages [1,2]. Enfin, en modulant le taux de précipitation d'électrons dans la haute atmosphère, les ondes obliques peuvent modifier la conductivité et la composition chimique locales, affectant indirectement les équilibres globaux de l'environnement terrestre [1].

Les ondes obliques apparaissent comme un élément crucial pour une restitution fidèle de la dynamique des ceintures de radiation, et sont maintenant prises en compte dans les modèles du CEA. Des travaux théoriques ont aussi permis de commencer à évaluer l'importance des effets non linéaires des ondes obliques les plus intenses par rapport aux ondes parallèles [3]. Des mesures des *Van Allen Probes*, une mission spatiale de la Nasa lancée en 2012, ont ainsi permis de mettre en évidence des phénomènes d'accélération non linéaire d'électrons jusqu'à 250 keV par les ondes obliques, persistant 6 heures durant au sein d'une vaste région proche de l'orbite géostationnaire [4]. Les études se poursuivent pour mieux évaluer ces différents phénomènes et leurs conséquences sur les satellites en orbite.

Références

- [1] O. V. AGAPITOV, A. V. ARTEMYEV, D. MOURENAS, V. KRASNOSELSKIKH, F. S. MOZER, "Wave energy budget analysis in the Earth's radiation belts uncovers a missing energy", *Nature Commun.*, **6**, p. 8143 (2015).
- [2] W. LI, D. MOURENAS, A. V. ARTEMYEV *et al.*, "Evidence of stronger pitch-angle scattering loss caused by oblique whistler-mode waves as compared with quasi-parallel waves", *Geophys. Research Lett.*, **41**, p. 6063 (2014).
- [3] A. V. ARTEMYEV, A. A. VASILIEV, D. MOURENAS, A. I. NEISHTADT, O. V. AGAPITOV, V. KRASNOSELSKIKH, "Probability of relativistic electron trapping by parallel and oblique whistler-mode waves in Earth's radiation belts", *Phys. Plasmas*, **22**, 112903 (2015).
- [4] O. V. AGAPITOV, A. V. ARTEMYEV, D. MOURENAS, F. S. MOZER, V. KRASNOSELSKIKH, "Nonlinear local parallel acceleration of electrons through Landau trapping by oblique whistler-mode waves in the outer radiation belt", *Geophys. Res. Lett.*, **42**, p. 10140-10149 (2015).

Caractérisation de séquence sismique : le séisme de magnitude 7,8 au Népal en avril 2015

■ L. BOLLINGER / CEA – DAM Île-de-France

Le fort séisme népalais du 25 avril 2015 est le dernier d'une longue série de séismes dévastateurs à avoir touché la vallée de Katmandou. Ce séisme, bien que de forte magnitude (M 7,8) et suivi d'une séquence de milliers de répliques détectées par le réseau sismologique national du Népal, déployé en collaboration avec le CEA, n'a pas dissipé la totalité de l'énergie sismique disponible dans la région. La confrontation des chroniques historiques depuis les temps médiévaux et des tranchées paléosismologiques excavées au travers des failles en surface révèle qu'il pourrait s'inscrire dans une séquence de forts séismes qui propagent vers la surface la déformation d'est en ouest du Népal. Les données acquises à l'issue de la crise sismique permettront de mieux contraindre les modèles de génération de sismicité sur les failles chevauchantes et d'évaluer plus justement l'aléa sismique.

Tectonique et cycle sismique en Himalaya

L'Inde converge vers l'Eurasie à une vitesse d'environ 4 cm par an, la moitié de cette convergence s'effectue à la bordure de la plaque indienne, sur le chevauchement principal himalayen (MHT). La déformation de surface mesurée par des réseaux GPS denses et l'interférométrie radar à l'aplomb de cette faille permet de montrer qu'elle glisse en permanence de 2 cm par an sur sa partie inférieure, tandis que sa partie supérieure est complètement verrouillée pendant la période qui sépare les forts séismes [1]. Ces derniers ont lieu lors de la rupture partielle ou totale de la partie supérieure de la faille (figure 1).

Le séisme et sa séquence de répliques

Le séisme du 25 avril 2015 a été initié au niveau de l'extension profonde d'un segment verrouillé de la faille à 80 kilomètres au nord-ouest de Katmandou. L'étude conjointe des enregistrements sismologiques et géodésiques a permis de montrer que la rupture s'est propagée vers l'est sur près de 120 km, à une vitesse de près de 3 km/s. L'amplitude du glissement culmine à plus de 4 mètres. La rupture ne s'est pour autant pas propagée jusqu'en surface, mais a été stoppée à mi-distance du front. Elle a soulevé le nord du bassin de Katmandou de près de 1 mètre et provoqué un affaissement similaire de la haute chaîne himalayenne au nord [1]. Le choc principal a été suivi de milliers de répliques localisées pour une

large part en périphérie de la rupture [2] (figure 2). Une activité sismique particulièrement intense s'est développée en particulier à l'est, après l'occurrence le 12 mai d'un séisme de magnitude 7,3. Ce séisme a rompu un segment de faille de 30 × 20 km dans le prolongement du séisme du 25 avril, un segment dont la terminaison bute sur l'exten-

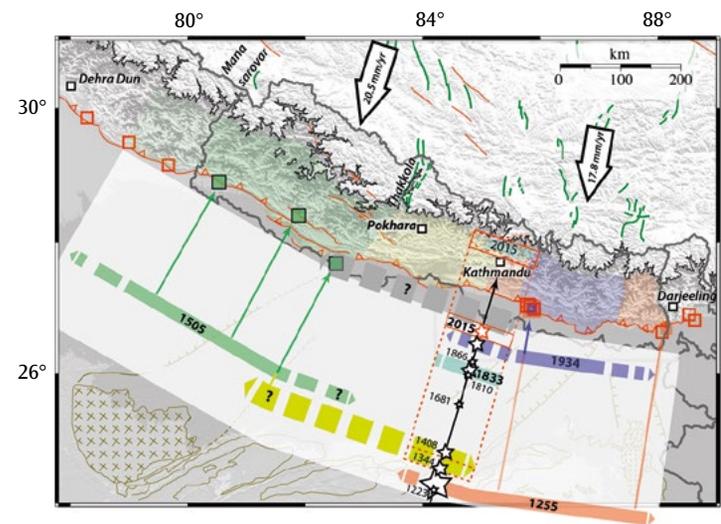


Figure 1. Carte de l'extension des ruptures des forts séismes historiques au Népal [3-5]. Les couleurs correspondent aux extensions supposées des plus grands séismes historiques. Les carrés localisent les sites excavés pour datation des ruptures historiques le long des failles. Le séisme de 2015 s'inscrit dans une séquence de grands séismes identifiés depuis le XIII^e siècle (étoiles).

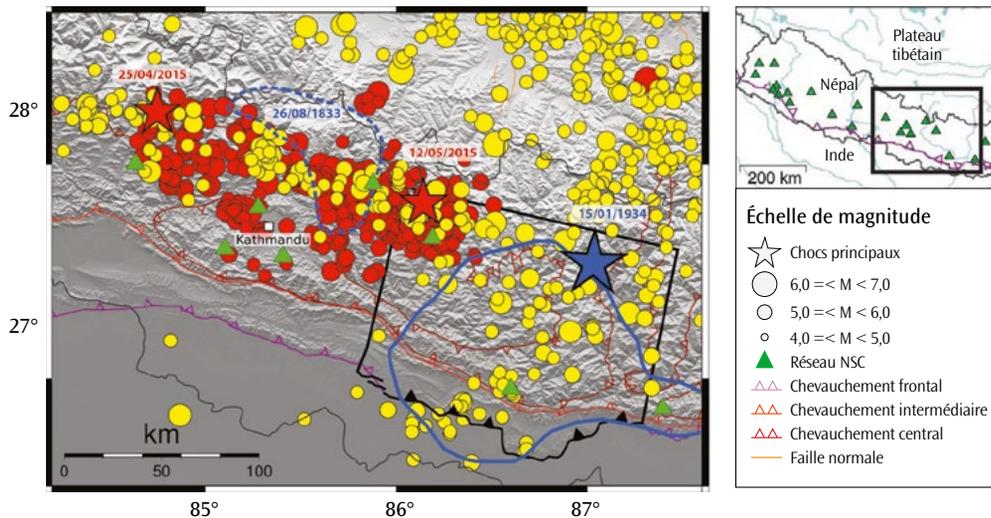


Figure 2.

Carte de la sismicité du centre et de l'est du Népal. Les cercles jaunes et rouges correspondent respectivement aux épicentres des séismes ayant déclenché des alertes sismiques dans les 20 ans qui précèdent et les 45 jours qui suivent le séisme du 25 avril 2015. Les stations du réseau sismologique national du Népal (NSC), déployées dans le cadre de la collaboration entre le Département des mines et de géologie du Népal et le CEA, sont représentées par les triangles verts. En bleu, les zones dévastées par les séismes de 1833 et 1934. Le rectangle noir correspond à l'extension du segment de faille rompu en 1934.

sion de la rupture du fort séisme de 1934 (M 8,2) [1,2]. Depuis, la décroissance de la fréquence des répliques suit une loi de puissance qui présente des paramètres dans la gamme des observations de ce type d'événements sismiques [2]. Le nombre de répliques ressenties par les 4 millions d'habitants de la vallée de Katmandou est encore important dix mois après le séisme, de par la faible distance qui sépare les épicentres de la capitale du Népal (0-80 km) et la faible profondeur moyenne (environ 10 km) de la sismicité.

Une séquence de forts séismes

Le risque accru pour la population a amené à reconsidérer les connaissances historiques des séismes passés et à ouvrir de nouvelles tranchées paléosismologiques pour mesurer les glissements sismiques et dater les événements qui ont propagé dans le passé la déformation jusqu'en surface. Les chroniques historiques médiévales font état d'une séquence de plusieurs événements dévastateurs au Népal en 1255, 1344, 1408 et 1505 [3]. Les ruptures de surface des très forts séismes de 1255 et 1505 ont été découvertes et paraissent résulter de glissements maximums supérieurs à 15 m sur les segments de failles à la rupture [3,4], des événements de magnitude supérieure à 8,2 aux temps de retour d'environ 870 ± 350 ans [3]. La confrontation de la déformation actuelle avec ces ruptures historiques indique que les segments de failles au sud et à l'ouest de la rupture du séisme de 2015 sont d'ores et déjà en mesure de produire de très forts séismes. Leurs ruptures pourraient décrire une séquence similaire à la séquence médiévale, impliquant une propagation d'est en ouest [5].

La quiescence depuis au moins 600 ans des failles au sud-ouest de Katmandou en fait des candidats propices à la rupture dans les décennies à venir. Les études détaillées de l'expression de surface des segments de failles actives dans cette région et celle de la relaxation post-sismique dans la trace de la rupture du séisme de 2015, sont donc plus urgentes que jamais. Elles permettront de réduire les incertitudes concernant l'extension et la magnitude des séismes futurs, mais aussi d'acquérir un jeu de données exceptionnel pour contraindre la physique du cycle sismique et tester les différentes classes de modèles utilisés en aléa sismique.

Références

- [1] R. GRANDIN, L. BOLLINGER *et al.*, "Rupture process of the Mw= 7.9 2015 Gorkha earthquake (Nepal): Insights into Himalayan megathrust segmentation", *Geophys. Res. Lett.*, **42**, p. 8373-8382 (2015).
- [2] L. B. ADHIKARI, L. BOLLINGER *et al.*, "The aftershock sequence of the April 25 2015 Gorkha-Nepal earthquake", *Geophys. J. Int.*, **203**, p. 2119-2124 (2015).
- [3] L. BOLLINGER *et al.*, "Estimating the return times of great Himalayan earthquakes in Eastern Nepal: Evidence from the Patu and Bardibas strands of the Main Frontal Thrust", *Jour. Geophys. Res.*, **119**, p. 7123-7163 (2014).
- [4] T. HOSSLER, L. BOLLINGER *et al.*, "Surface ruptures of large Himalayan earthquakes in Western Nepal: Evidence along a reactivated strand of the Main Boundary Thrust", *Earth Planet. Sci. Lett.*, **434**, p. 187-196 (2016).
- [5] L. BOLLINGER *et al.*, "Slip deficit in central Nepal: Omen for a repeat of the 1344AD earthquake?", *Earth, Planets and Space*, **68**, p. 1-12 (2016).

Détermination des teneurs relatives en lanthanides dans des traces de concentrés miniers d'uranium

F. POINTURIER - A. DONARD - A.-C. POTTIN / CEA – DAM Île-de-France
 C. PÉCHEYRAN / Laboratoire de chimie analytique, bio-inorganique et environnement (LCABIE), Unité mixte de recherche 5254 CNRS – Université de Pau et des Pays de l'Adour

Un dispositif d'ablation laser femtoseconde émettant dans l'UV a été couplé à un spectromètre de masse à source plasma (Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometer, ICPMS) de très haute sensibilité pour établir la distribution relative des teneurs en lanthanides (ou terres rares) présents à l'état d'ultra-traces dans des grains de concentrés miniers d'uranium, afin d'identifier le gisement d'origine du minerai correspondant. Les limites de détection extrêmement faibles obtenues pour les lanthanides, comprises entre 80 et 700 attogrammes ($1 \text{ ag} = 10^{-18} \text{ g}$), permettent de déterminer leur distribution dans une très faible masse d'uranium, équivalente à une particule d'environ $10 \mu\text{m}$ de diamètre.

La mise en œuvre du programme de non-prolifération nucléaire nécessite le développement de méthodes d'analyse performantes pour vérifier ou déterminer l'usage potentiel et l'origine (aire géographique, procédé, etc.) des matériaux présents dans les installations ou faisant l'objet de trafics illicites. Dans le cas des concentrés miniers d'uranium (CMU), matières nucléaires d'entrée du cycle du combustible, l'un des indicateurs pertinents pour en identifier l'ori-

gine géographique est la distribution relative des teneurs élémentaires en lanthanides présents à l'état de traces dans ces matériaux. En effet, l'allure de cette distribution (**figure 1**) est une signature de la géologie du gisement d'origine [1]. Les méthodes d'analyse globales habituellement utilisées – basées sur la dissolution du CMU, l'extraction par des méthodes chimiques des lanthanides et leur mesure par spectrométrie de masse – nécessitent une quantité pondérable du

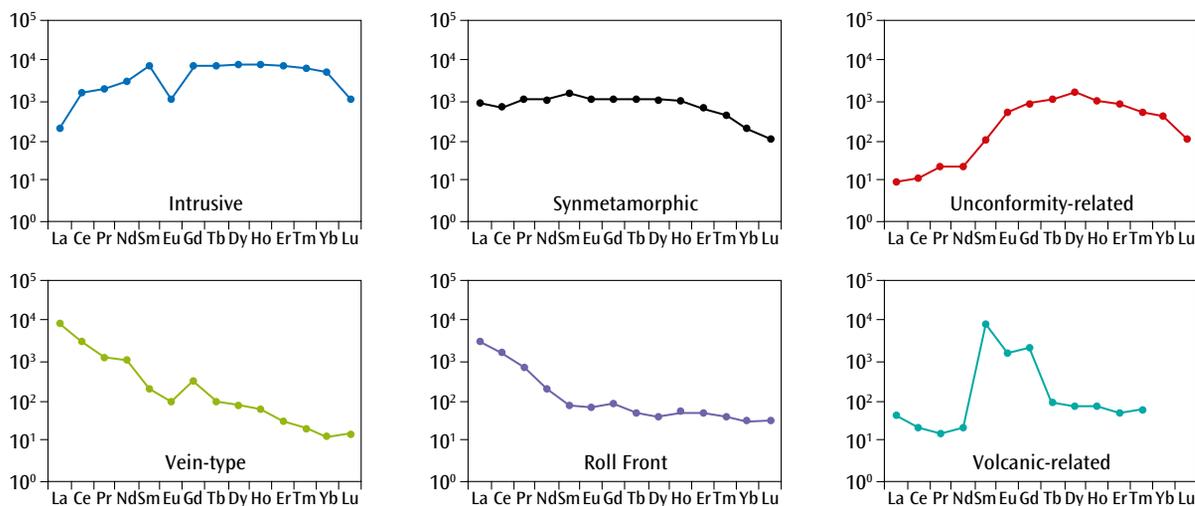


Figure 1. Distributions relatives des lanthanides (ou terres rares) caractéristiques de différents types de gisements d'uranium (Intrusive, Synmetamorphic, etc.) [1] et qui sont retrouvées dans les concentrés miniers d'uranium. Les concentrations sont normalisées aux chondrites, type de météorites essentiellement formées de silicates.

matériau, de l'ordre du gramme, car les teneurs en lanthanides sont extrêmement faibles, généralement entre le ng/g et le µg/g. Ces méthodes sont donc inopérantes si la masse disponible pour l'analyse est très faible, par exemple des particules micrométriques prélevées par frottis, ou bien si le composé résulte d'un mélange de plusieurs CMU. Une méthode qui permet d'effectuer l'analyse à partir d'un grain de matière a été développée tout récemment en collaboration avec l'université de Pau et des Pays de l'Adour.

Dans sa configuration classique, l'utilisation d'un ICPMS nécessite que les solides soient dissous et que les éléments d'intérêt soient extraits et purifiés. Cependant, il est possible d'analyser directement des échantillons solides en couplant l'ICPMS avec un dispositif d'ablation laser. Le faisceau laser pulvérise l'échantillon en fragments nanométriques qui sont entraînés par un flux gazeux vers le plasma de l'ICPMS, à l'intérieur duquel ils sont atomisés et ionisés. Cependant, le nombre important d'éléments (14 lanthanides) et les très petits nombres d'atomes présents à analyser simultanément nécessitent la mise en œuvre d'un ensemble analytique extrêmement performant; ce dernier résulte de l'association de deux instruments à l'état de l'art. Le premier est un dispositif d'ablation équipé d'un laser émettant de très brèves impulsions (environ 300 femtosecondes) dans l'UV. Cette spécificité permet de supprimer, d'une part, le phénomène de fractionnement élémentaire à l'origine de biais importants sur les mesures de concentration et, d'autre part, de réaliser l'étalonnage avec les meilleurs matériaux de référence certifiés en impuretés élémentaires, même si leur matrice (verre silicaté) diffère de celle des échantillons. De plus, l'ajout d'une source laser à très haute cadence de tir, jusqu'à 10 kHz, garantit l'ablation de la totalité du grain de CMU. Le deuxième dispositif est un ICPMS à double focalisation qui, grâce à plusieurs modifications instrumentales et une optimisation poussée de tous les paramètres analytiques, présente une très haute sensibilité de mesure. Ainsi, des limites de détection comprises entre 80 et 700 attogrammes pour les différents lanthanides ont été atteintes [2]. Par conséquent, la détermination des teneurs relatives en lanthanides peut être réalisée à partir de quelques nanogrammes de CMU, soit l'équivalent d'un grain d'environ 10 µm de diamètre si les concentrations élémentaires sont de l'ordre du µg/g. La méthode a été validée par l'analyse de matériaux uranifères dont les

teneurs en quelques lanthanides sont certifiées. De plus, des résultats cohérents avec ceux des méthodes traditionnelles ont été obtenus pour un CMU provenant d'une mine australienne (figure 2), en utilisant près d'un million de fois moins d'uranium.

Conclusion

Grâce à une nouvelle méthodologie d'analyse basée sur un couplage ablation laser-ICPMS ultra-performant, les teneurs relatives en lanthanides peuvent être mesurées dans une très faible quantité d'uranium, équivalente à un grain de quelques dizaines de micromètres de diamètre. Cette méthodologie sera prochainement appliquée à des concentrés miniers d'uranium de différente provenance, seuls ou mélangés entre eux.

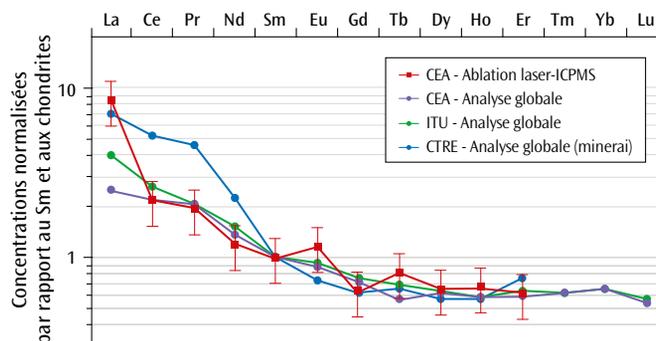


Figure 2. Comparaison entre les résultats obtenus par couplage ablation laser-ICPMS et ceux obtenus par les méthodes d'analyse globales classiques réalisées par différents organismes (CEA, ITU, CTRE), pour le concentré minier d'uranium «Olympic Dam» (Australie).

Références

- [1] J. MERCADIER *et al.*, "Origin of uranium deposits revealed by their rare earth element signature", *Terra Nova*, **23**, p. 264-269 (2011).
- [2] A. DONARD, A.-C. POTTIN, F. POINTURIER, C. PÉCHEYRAN, "Determination of relative rare earth element distributions in very small quantities of uranium ore concentrates using femtosecond UV laser ablation – SF-ICPMS coupling", *J. Anal. At. Spectrom.*, **30**, p. 2420-2428 (2015).

Impulsions électromagnétiques générées par des expériences laser

F. LUBRANO - M. BARDON - O. CESSENAT / CEA – Cesta

A. COMPANT LA FONTAINE / CEA – DAM Île-de-France

J.-L. DUBOIS - V. TIKHONCHUK / Centre lasers intenses et applications (CELIA), Unité mixte de recherche 5107 CNRS – CEA – Université de Bordeaux, Talence

Les expériences avec des lasers de haute puissance sont susceptibles de générer des émissions électromagnétiques très intenses qui peuvent nuire au fonctionnement de l'installation. Après l'identification de la source principale de ces impulsions électromagnétiques, une chaîne de simulation 3D a été construite pour calculer l'environnement électromagnétique produit par une expérience PETAL (Pétawatt Aquitaine Laser) dans la chambre du Laser Mégajoule (LMJ). Cet outil de calcul permet aussi de concevoir des dispositifs de parade pour réduire la génération de ces impulsions.

Les champs électromagnétiques créés lors d'expériences avec des lasers de plus en plus puissants représentent une contrainte croissante pour le fonctionnement des équipements et de l'instrumentation. Les champs électriques mesurés dans les chambres laser peuvent dépasser 100 kV/m avec une largeur de bande couvrant les fréquences radio et micro-ondes. Pour s'en prémunir, la tech-

nique habituelle consiste à blinder le matériel vis-à-vis de l'agression électromagnétique, mais la mise en œuvre de ces protections est complexe et coûteuse. L'approche proposée s'attaque à la source du problème, c'est-à-dire à la génération de l'impulsion électromagnétique.

Physique des impulsions électromagnétiques laser

Les environnements électromagnétiques les plus intenses ont été observés pour des expériences laser à impulsion courte, inférieure ou égale à la picoseconde, sur des cibles solides [1]. Le rayonnement électromagnétique augmente avec la charge constituée par les particules éjectées de la cible. Il a pour origine le rééquilibrage de charges qui se produit à l'intérieur de la chambre, après l'éjection de ces particules [1,2]; des courants de décharge se propagent dans la chambre, en particulier dans le porte-cible qui rayonne alors comme une antenne. La phénoménologie a été validée par des expériences dédiées [2,3,4].

Simulation 3D

Chaque étape des processus de génération et de propagation de l'impulsion électromagnétique est simulée numériquement à toutes les échelles du problème:

- ▶ la création d'un plasma sur la cible par le dépôt d'énergie d'une pré-impulsion laser (code Chivas d'hydrodynamique radiative développé au CEA [5]);

- ▶ l'interaction de l'impulsion laser avec le plasma qui se traduit par l'accélération d'électrons et parfois d'ions dans la tache focale (méthode PIC, *Particle In Cell*, code Calder développé au CEA [6]);

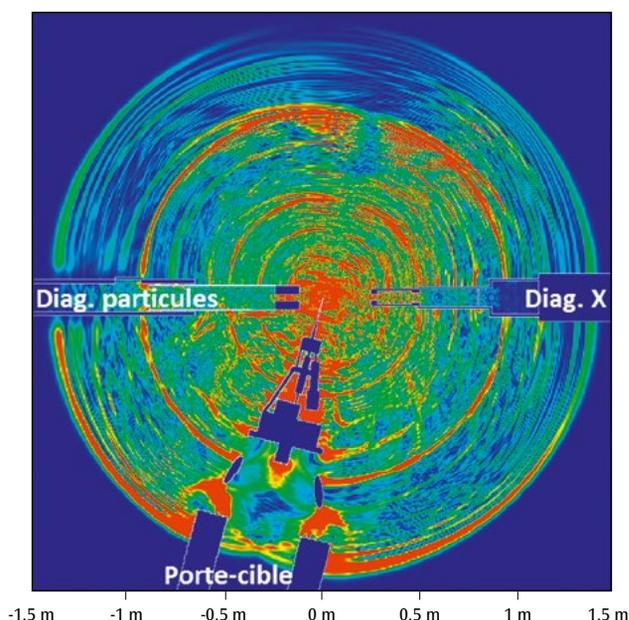


Figure 1. Résultat de simulation du champ électrique rayonné pour une expérience laser pétawatt de 1 kJ dans la chambre du Laser Mégajoule. Vue dans le plan équatorial de la chambre contenant le porte-cible ainsi que les diagnostics pour le rayonnement X et les particules éjectées. En rouge : champ supérieur à 1 MV/m; en bleu : inférieur à 100 kV/m.

► le transport des particules dans l'épaisseur de la cible (code MCNP du Los Alamos National Laboratory);

► la dynamique des particules chargées éjectées dans le vide de la chambre et la propagation des champs électromagnétiques en interaction avec ces charges (méthode PIC à l'échelle de la chambre, code Sophie développé au CEA [7]).

Cette chaîne de simulation a été validée expérimentalement dans différentes installations [1,2]. Pour des expériences pétawatt, le champ électrique prévu dans la chambre PETAL-LMJ dépasse 1 MV/m à moins d'un mètre de la cible (figure 1).

Conception de parades anti-impulsion électromagnétique

Le phénomène physique étant identifié et quantifié, des dispositifs pour l'annihiler sont conçus par la simulation numérique. Le concept de parades s'appuie sur deux principes :

- canaliser le courant de décharge depuis la cible vers une masse électrique longeant le porte-cible;
- disposer en amont, au plus près de la cible, des éléments inductifs et résistifs pour atténuer ce courant, source principale du rayonnement électromagnétique.

Le premier principe consiste à maîtriser le parcours de la décharge, le second à la dissiper. Ces éléments sont intégrés dans l'édifice cible PETAL, sans impact sur la mise en œuvre des expériences. L'édifice testé (figure 2) montre des atténuations du champ électromagnétique supérieures à 5 (figure 3), correspondant à un facteur 25 sur l'énergie rayonnée : il est équipé d'une pièce de ferrite pour la partie inductive et d'une résistance sous la cible.

L'analyse du problème physique jointe au développement d'un outil numérique a permis de

concevoir des dispositifs de parades limitant la génération d'environnements électromagnétiques qui peuvent être préjudiciables au fonctionnement d'installations laser. Au-delà du moyen PETAL, les concepts ainsi développés et soumis à brevet [8] sont applicables aux autres installations laser présentes dans le monde.

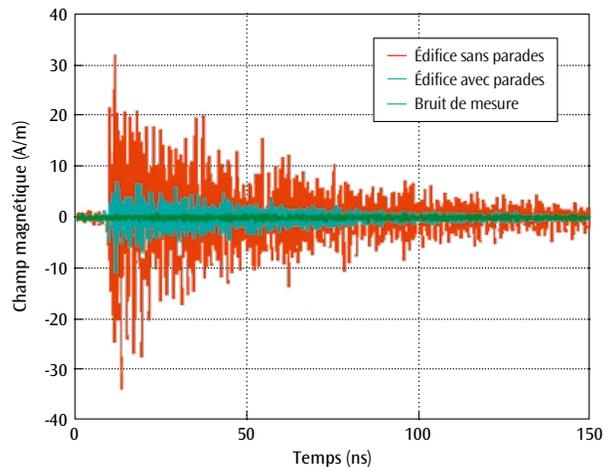


Figure 3. Mesure du champ magnétique rayonné dans la chambre laser de l'installation Equinox du CEA - DAM Île-de-France. Comparaison du dispositif anti-impulsion électromagnétique avec la référence conductrice sans parades.

Références

- [1] F. LUBRANO *et al.*, « Impulsions électromagnétiques générées par des tirs laser de haute puissance », *Chocs*, **44**, p. 34 (2013).
- [2] J.-L. DUBOIS, F. LUBRANO, V. TIKHONCHUK *et al.*, « Target charging in the short pulse laser-plasma experiments », *Phys. Rev. E*, **89**, 013102 (2014).
- [3] A. POYÉ, J.-L. DUBOIS, M. BARDON, F. LUBRANO, V. TIKHONCHUK *et al.*, « Physics of giant electromagnetic pulse generation in short-pulse laser experiments », *Phys. Rev. E*, **91**, 043106 (2015).
- [4] A. POYÉ, J.-L. DUBOIS, F. LUBRANO, M. BARDON, V. TIKHONCHUK *et al.*, « Dynamic model of target charging by short pulse interactions », *Phys. Rev. E*, **92**, 043107 (2015).
- [5] S. JACQUEMOT, A. DECOSTER, « Z-scaling of collisional Ne-like X-ray lasers using exploding foils: refraction effects », *Laser & Part. Beams*, **9**, p. 517 (1991).
- [6] E. LEFEBVRE *et al.*, « Electron and photon production from relativistic laser-plasma interactions », *Nuclear Fusion*, **43**, p. 629 (2003).
- [7] O. CESSENAT, « Sophie, un code de calcul haute performance pour la propagation des ondes et particules chargées », *Chocs*, **44**, p. 25 (2013).
- [8] F. LUBRANO, M. BARDON, J.-L. DUBOIS, S. CHAMPEAUX, « Dispositif d'atténuation de l'impulsion électromagnétique générée dans une installation laser de puissance », demande de brevet *Brevalex* n° 1459941 déposée le 16/10/14.

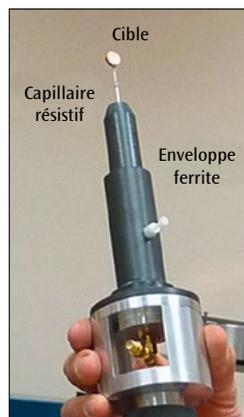


Figure 2. Dispositif anti-impulsion électromagnétique conçu pour une expérience PETAL, en terminaison du porte-cible. Le capillaire maintenant la cible est équipé d'une résistance électrique en contact avec la masse électrique de l'installation. Un matériau en ferrite enveloppe l'édifice. Ces deux éléments concourent à limiter le courant de décharge dans le porte-cible et à atténuer le rayonnement.

Pseudo-adaptation d'impédance pour la diffraction d'objets construits à l'aide de briques magnétodiélectriques

T. DEKNUYDT - M. MOGNOT - O. VACUS / CEA – Cesta
R. W. ZIOLKOWSKI / Université de l'Arizona, États-Unis

Tant en régime micro-ondes que dans le domaine de l'optique ou de l'infrarouge, l'engouement suscité par les métamatériaux a ravivé la délicate question de l'homogénéisation des paramètres constitutifs en électromagnétisme. Une approche numérique de grande précision est proposée pour étudier la diffraction par des objets 3D fortement hétérogènes, sous des hypothèses mettant en défaut les règles usuelles de détermination de paramètres équivalents. Outre des résultats intéressants d'annulation de surface équivalent radar (SER), cette approche constitue un puissant outil d'analyse permettant en particulier de statuer sur le caractère « homogénéisable » ou non d'un milieu quelconque.

Le terme métamatériaux peut désigner une multitude de configurations différentes [1], mais dans lesquelles des inclusions petites devant la longueur d'onde confèrent toujours au milieu une permittivité diélectrique ϵ et/ou une perméabilité magnétique μ macroscopique(s) équivalente(s) nouvelle(s). Ces propriétés équivalentes, dites paramètres effectifs, sont souvent dérivées de modèles non physiques: taille de l'inclusion tendant vers zéro, ou milieu périodique infini par exemple. De surcroît, des restrictions apparaissent sur le taux de dilution ou le contraste entre matériaux, qui doivent rester limités. Pour dépasser ces limites, l'idée a été de mettre en œuvre le théorème de Weston [2]. Ce théorème stipule que le champ électromagnétique diffracté par un objet présentant des symétries d'une part, et tel que $\epsilon = \mu$ d'autre part, se caractérise par:

- une annulation stricte le long des axes de symétrie (d'ordre supérieur ou égal à 3);
- une égalité stricte des composantes de champ suivant les polarisations principales.

Une famille d'objets convexes ou concaves dérivés du cube régulier, respectant les symétries d'ordre 4 (axes passant par les centres des faces opposées) et d'ordre 3 (axes passant par les coins opposés) a été définie [3]. Des maillages de ces objets (figure 1) ont été réalisés pour le code Arlene [4], permettant la modélisation de cas homogènes (un matériau) ou hétérogènes (deux matériaux ou plus). L'avantage de cette approche est sa très grande précision: basés sur la méthode des équations intégrales, les calculs sont suffisamment fiables pour évaluer des SER pouvant varier sur cinq ou six ordres de grandeur. Des tests avec maillage raffiné (pas d'espace divisé par deux,



Figure 1. Maillages de formes quelconques dérivées du cube, les couleurs rouge et bleu montrent l'alternance de blocs élémentaires de deux matériaux pouvant être choisis arbitrairement différents. Les axes de symétries d'ordre 3 et 4 sont toujours conservés.

d'où un nombre de degrés de liberté multiplié par 4) permettent de s'en assurer.

Grâce à cet outil et à la puissance de calcul de la machine TERA 100, la diffraction des ondes électromagnétiques a été étudiée sous les hypothèses du théorème de Weston, puis au-delà de ces hypothèses. En effet, les matériaux tels que $\epsilon = \mu$ n'existent pas dans la nature; aussi, des associations de matériaux susceptibles de respecter cette égalité, non pas strictement mais en moyenne seulement, ont-elles été proposées. L'objectif peut être de chercher le meilleur complément possible à un matériau donné, ou même de travailler avec un matériau non magnétique ($\mu = 1$). Les courbes de la figure 2 montrent bien qu'une physique proche de celle du cas idéal peut être obtenue avec des matériaux plus réalistes.

Pour quantifier l'efficacité des différentes associations testées, deux critères ont enfin été établis, l'un portant sur l'annulation de SER (critère C1), l'autre sur l'égalité des polarisations (critère C2).

Ils permettent de statuer objectivement sur les niveaux relatifs de SER obtenus par calcul. En effet, ils prennent dans le cas homogène idéal $\varepsilon = \mu$ des valeurs de l'ordre de -20 dB pour une perturbation de ε ou de μ de 1 % seulement. Dans le cas hétérogène, toutes les valeurs inférieures à ce seuil de -20 dB fournissent donc la preuve d'un équilibre quasi parfait. Des études paramétriques sont alors possibles (figure 3), soit en fonction de la fréquence pour déterminer la taille des cellules élémentaires compatibles d'une homogénéisation, soit en fonction des paramètres constitutifs. Une valeur possible de paramètre équivalent peut ainsi être déterminée par calcul, fournissant un résultat précieux quand les règles usuelles ne s'appliquent plus. Grâce à ces premiers résultats et à la référence qu'ils constituent, l'étude peut être étendue à de plus larges bandes de fréquence et des distributions de matériaux moins figées, en particulier en ayant recours au code 3D Sophie du CEA - Cesta (méthode FDTD, pour Finite Difference Time Domain) [5].

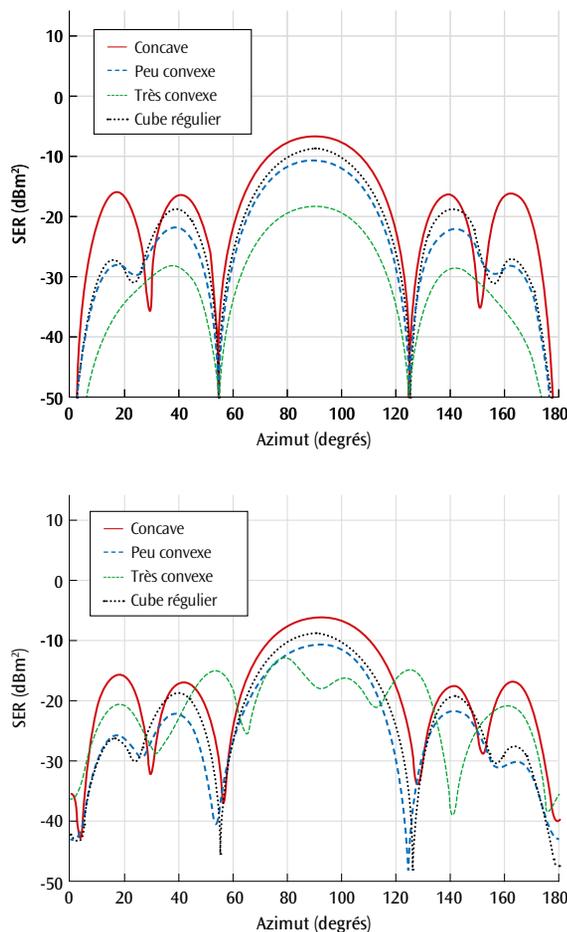


Figure 2. Courbes de surface équivalent radar (SER) pour un cube régulier et les 3 géométries représentées sur la figure 1 (axes des faces à 0° et 180°, axes des coins à 54,7° et 125,3°). En haut, pour des objets homogènes, les annulations de SER attendues sont bien observées le long des axes de symétrie; en bas, avec des objets hétérogènes, ces annulations sont plus ou moins préservées selon les cas.

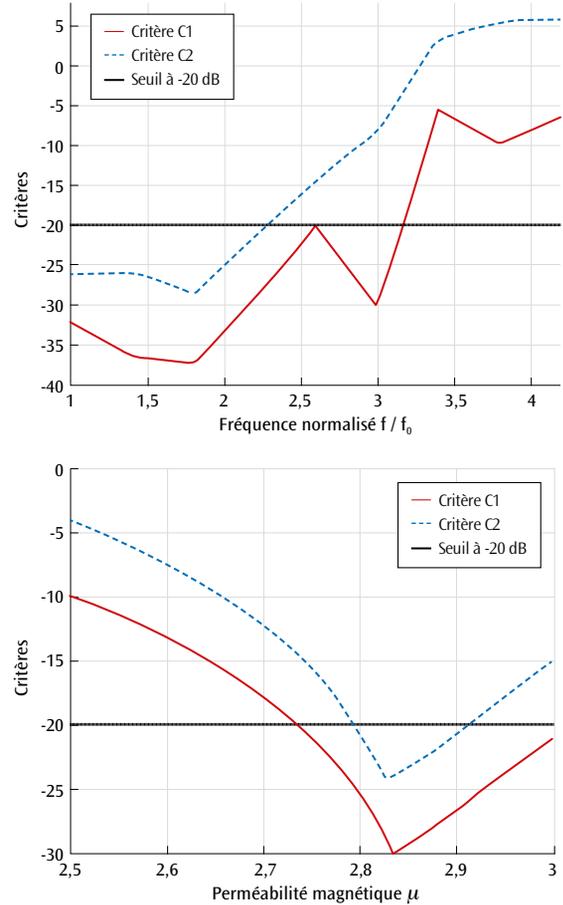


Figure 3. Évolution des critères de performances C1 (annulation de surface équivalent radar) et C2 (égalité des polarisations) pour un mélange de deux diélectriques ε_1 et ε_2 . En haut, en fonction de la fréquence normalisée à la fréquence f_0 (telle que la longueur d'onde est égale à l'arête du cube) : en dessous de -20 dB, l'objet est homogénéisable. En bas, en fonction d'une perméabilité magnétique artificielle: le minimum est atteint pour $\mu = \varepsilon_{eff}$, la permittivité effective du milieu.

Références

- [1] N. ENGHETA, R. W. ZIOLKOWSKI, *Metamaterials: Physics and engineering explorations*, John Wiley & Sons, New York (2006).
- [2] V. H. WESTON, "Theory of absorbers in scattering", *IEEE Trans. AP*, **11**, p. 578-584 (1963).
- [3] O. VACUS, R. W. ZIOLKOWSKI, "Roughly impedance-matched scatterers constructed with magnetodielectric cells", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, **63**, p. 4418-4425 (2015).
- [4] C. AUGONNET *et al.*, "Accelerating a massively parallel numerical simulation in electromagnetism using a cluster of GPUs", *Proc. of the 10th international conference of Parallel Processing and Applied Mathematics (PPAM 2013)*, Varsovie, Pologne, 8-11 septembre 2013, R. Wyrzykowski, J. Dongarra, K. Karczewski, J. Wasniewski (Eds), Springer Berlin Heidelberg, **8384**, p. 593-602 (2013).
- [5] O. CESSENAT, «Sophie, un code de calcul haute performance pour la propagation des ondes et particules chargées», *Chocs*, **44**, p. 25-32 (2013).

Caractérisation expérimentale et modélisation de la fragmentation des céramiques

J.-L. ZINSZNER / CEA – Gramat

P. FORQUIN / Laboratoire Sols, solides, structures, risques (S3R), Unité mixte de recherche 5521 CNRS – Université Grenoble-Alpes – Grenoble INP

G. ROSSIQUET / Laboratoire de synthèse et fonctionnalisation des céramiques, Unité mixte de recherche 3080 CNRS – Saint-Gobain Recherche, Cavaillon

Les céramiques sont souvent employées dans les systèmes de protection passifs en dépit d'une nature qui les expose à une fragmentation intense au cours d'un impact balistique. Une caractérisation fine de leur fragmentation dynamique est nécessaire dans le but à la fois de comprendre le rôle de la microstructure du matériau sur la performance finale du blindage, mais également de pouvoir prédire au mieux par simulation numérique chaque étape des phénomènes d'impact. Dans cette étude, des essais de fragmentation sous impact ont été réalisés sur un carbure de silicium. Des simulations numériques de ces essais ont été faites en utilisant un modèle d'endommagement décrivant les mécanismes élémentaires activés lors du processus de fragmentation des matériaux fragiles. Enfin, un essai innovant d'impact sur céramique préalablement fragmentée a été réalisé, permettant de remonter au comportement résiduel d'une cible endommagée.

Les céramiques sont utilisées depuis la fin des années 1960 comme matériaux de blindage. Cette famille de matériaux offre des avantages indéniables pour une telle utilisation, à savoir une résistance en compression et une dureté très élevées permettant d'endommager le projectile dès les premiers instants après l'impact. Les céramiques présentent également une faible densité permettant des gains de masse importants en comparaison des blindages métalliques. Néanmoins, leur caractère fragile (c'est-à-dire non ductile) ainsi que leur faible résistance en traction se traduisent au cours d'un impact par une fragmentation intense du matériau, influençant ainsi sa capacité à arrêter le projectile, ou les débris de projectile formés.

Le carbure de silicium est une céramique couramment utilisée dans les systèmes de protection. Dans le but de caractériser sa fragmentation dynamique, deux types d'essais d'impact (impact normal et impact sur la tranche) ont été mis au point et réalisés [1]. Chaque essai peut, au choix, être réalisé en configuration dite ouverte, permettant l'utilisation d'une caméra ultrarapide (ayant des fréquences d'acquisition de l'ordre du million d'images par seconde) et donc une visualisation du processus de fragmentation dynamique, ou en configuration dite fermée où le matériau est confiné dans un sarcophage métallique permettant de récupérer la céramique fragmentée [2]. Il est alors possible de déterminer avec précision la densité de fissuration après impact

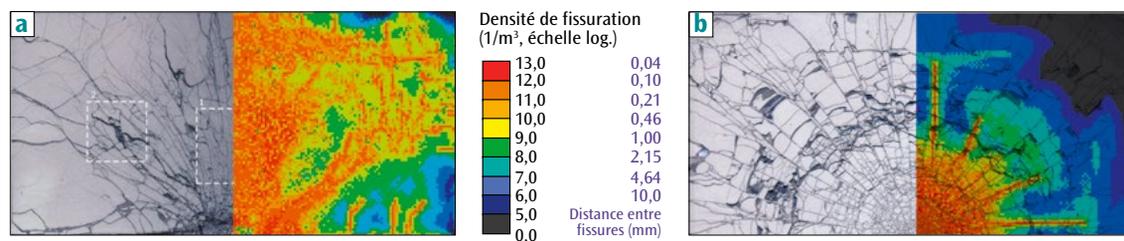


Figure 1. Comparaison entre les faciès d'endommagement de la céramique obtenus expérimentalement par impact sur la tranche (a) et impact normal (b) et les densités de fissuration (et les distances moyennes entre fissures correspondantes) prévues numériquement par le modèle de Denoual, Forquin et Hild [3,4]. Les différentes zones remarquables observées expérimentalement sont bien reproduites par la simulation.

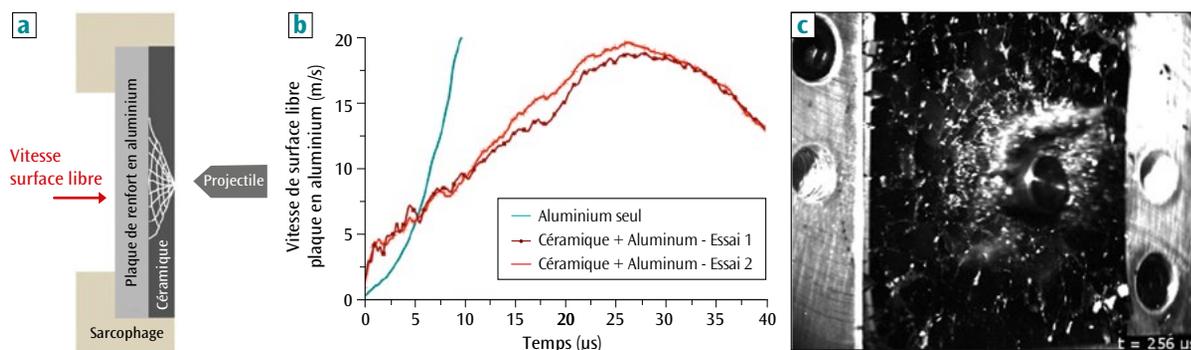


Figure 2.

Essais d'impact sur céramique préalablement fragmentée : schéma de principe de l'essai (a), vitesse en surface libre de la plaque de renfort d'aluminium lorsque celle-ci est recouverte ou non d'une céramique fragmentée (b) et visualisation de l'interaction entre le projectile et la cible par caméra ultrarapide (c). Malgré sa fissuration intense, la céramique endommagée conserve une cohésion importante et une capacité à freiner le projectile.

en différents endroits de la cible dans le but de valider les simulations numériques (figure 1).

Pour simuler la fragmentation dynamique des carreaux de carbure de silicium, le modèle de fragmentation développé par Denoual, Forquin et Hild [3,4] a été implémenté à l'aide d'un sous-programme dans le code de calcul par éléments finis Abaqus™. Ce modèle s'appuie sur une description des mécanismes élémentaires de la fragmentation des matériaux fragiles. De nature micromécanique, il prévoit une sensibilité de la réponse du matériau à la vitesse de déformation, des régimes quasi statiques aux régimes fortement dynamiques. De plus, les paramètres clés du modèle, caractéristiques de la population de défauts dans le matériau, sont déterminés à l'aide d'essais de flexion quasi statiques. Les essais dynamiques réalisés *a posteriori* conduisent à un raffinement des prévisions numériques. Une comparaison entre les faciès d'endommagement obtenus par impact sur la tranche et par impact normal avec les densités de fissuration prévues par le modèle est présentée sur les figures 1a et 1b. Les différentes zones remarquables observées expérimentalement (zones de fissuration intense, brusques changements de densités de fissure, fissures d'écaillages, etc.) sont bien reproduites par la simulation. Un calcul de la distance moyenne entre fissures a également permis de valider les densités de fissuration prévues par le modèle.

Le carreau de céramique fragmenté par impact normal a ensuite été soumis à un second impact. Cet essai innovant d'impact sur céramique préalablement fragmentée permet d'identifier le comportement résiduel du matériau endommagé, paramètre clé dans la performance d'un blindage en céramique [1]. Un laser pointant la surface libre de la plaque de renfort en aluminium permet de mesurer la vitesse à cet endroit (figure 2a). Cette information, après comparaison avec les vitesses obtenues lors d'essais de référence, permet de remonter au comportement de la céramique endommagée (figure 2b). Une caméra ultrarapide est également utilisée dans le

but de visualiser l'interaction entre le projectile et la céramique (figure 2c). Ces essais ont montré que la céramique endommagée, malgré sa fissuration intense, conservait une cohésion importante et une capacité à freiner le projectile.

Conclusion

Une approche combinant essais de fragmentation dynamique d'une céramique sous différentes configurations et simulation numérique en utilisant un modèle d'endommagement des matériaux fragiles a été mise en œuvre. Cette approche a permis de montrer une très bonne capacité du modèle à prévoir les faciès d'endommagement ainsi que les densités de fissurations obtenues après impact. Un essai innovant d'impact sur une céramique préalablement fragmentée a également été réalisé. Il a permis d'évaluer la capacité de résistance d'une céramique intensément fragmentée, cette capacité étant liée à la mobilité des fragments confinés devant le projectile. Les résultats ainsi obtenus seront utilisés par la suite dans le but de valider un modèle de comportement d'une céramique fragmentée.

Références

- [1] J.-L. ZINSZNER, P. FORQUIN, G. ROSSIQUET, "Experimental and numerical analysis of the dynamic fragmentation in a SiC ceramic under impact", *Int. J. Impact Eng.*, **76**, p. 9-19 (2015).
- [2] J.-L. ZINSZNER, P. FORQUIN, G. ROSSIQUET, "Design of an experimental configuration for studying the dynamic fragmentation of ceramics under impact", *Eur. Phys. J. Special Topics*, **206**, p. 107-115 (2012).
- [3] C. DENOUAL, F. HILD, "A damage model for the dynamic fragmentation of brittle solids", *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.*, **183**, p. 247-258 (2000).
- [4] P. FORQUIN, F. HILD, "A probabilistic damage model of the dynamic fragmentation process in brittle materials", *Adv. Appl. Mech.*, **44**, p. 1-72 (2010).

CALPHAD : Étude thermodynamique du système Pu-U-Am

B. OUDOT - B. RAVAT - F. DELAUNAY / CEA – Valduc

A. PERRON - P. E. A. TURCHI - A. LANDA - P. SÖDERLIND / Lawrence Livermore National Laboratory, États-Unis

C'est dans le cadre d'une collaboration DAM-NNSA entre le CEA – Valduc et le Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) aux États-Unis, qui a débuté en 2013, qu'une approche de type CALPHAD (acronyme de CALculation of PHase Diagrams) a été mise en œuvre afin de constituer une base thermodynamique d'alliages d'actinides qui restent difficiles à appréhender expérimentalement pour des raisons de sûreté et de sécurité inhérentes à la radioactivité de ces matériaux. Suite à l'établissement du diagramme de phase du système ternaire Pu-U-Ga en 2014 [1], cette étude s'est concentrée sur l'établissement du diagramme de phase du système ternaire Pu-U-Am, où la modélisation *ab initio* du système binaire U-Am a permis de pallier le manque de données thermodynamiques expérimentales [2].

Le plutonium est un élément radioactif qui conduit à la formation d'uranium ou d'américium. En parallèle du rôle que peuvent jouer ces éléments sur les propriétés du plutonium, la connaissance des propriétés thermodynamiques du système ternaire Pu-U-Am présente également un intérêt technologique pour le combustible nucléaire des futurs réacteurs de génération IV.

La démarche adoptée, de type CALPHAD, consiste à établir la modélisation de l'énergie de Gibbs des

différentes phases du système considéré. Cette modélisation est réalisée à partir de formalismes thermodynamiques dont les coefficients ajustables sont optimisés sur les données expérimentales. En effet, l'enthalpie libre (énergie de Gibbs) est la fonction thermodynamique la plus importante en thermochimie, car elle joue le rôle de potentiel lorsque la pression, la température et la composition (nombre de moles de chaque constituant) sont les variables de contrôle du système. Ainsi, la détermination des équilibres entre

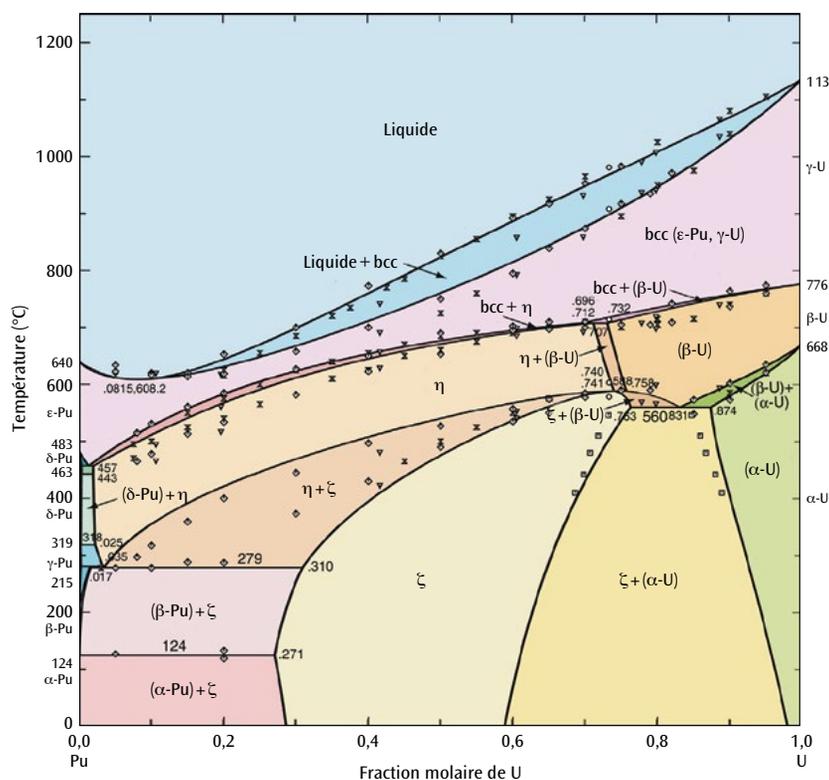


Figure 1.

Diagramme de phase du système binaire Pu-U obtenu par une approche CALPHAD comparée aux valeurs expérimentales (obtenues par calorimétrie, diffraction des rayons X, etc.). Un bon accord est observé entre les valeurs expérimentales et calculées [1].

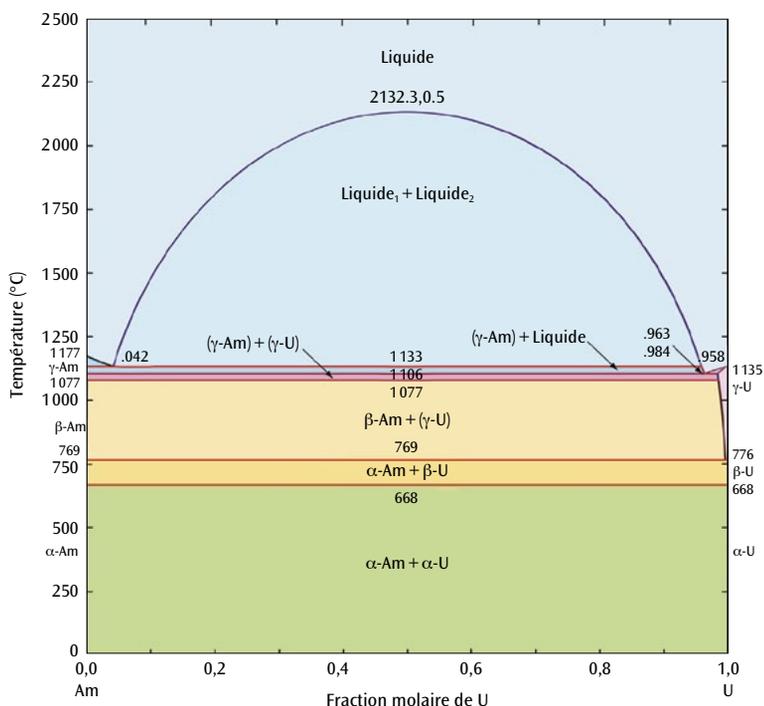


Figure 2. Diagramme de phase du système binaire Am-U obtenu par une approche CALPHAD incluant des calculs *ab initio*.

les phases d'un système se fait par la minimisation de l'énergie de Gibbs du système polyphasé. La détermination du diagramme de phase du système ternaire Pu-U-Am a donc nécessité au préalable la description thermodynamique des systèmes binaires Pu-U, U-Am et Am-Pu.

Le diagramme de phase et les propriétés thermodynamiques du système Pu-U (**figure 1**) ont été complètement optimisés par la méthode CALPHAD en 2014 [1] en couplant aux valeurs expérimentales des calculs de structures électroniques *ab initio*, principalement pour la description des phases γ -U et ϵ -Pu (cubique centré).

Le système Am-Pu, quant à lui, a été optimisé à nouveau à partir de travaux antérieurs du LLNL [3] et, en l'absence de nouvelles données expérimentales, deux diagrammes de phase peuvent aujourd'hui être proposés en raison de la stabilité relative des phases cubiques base centrées (γ -Am et ϵ -Pu) à haute température. En effet, deux réactions péritectiques peuvent se produire aux extrémités du diagramme de phase à haute température (côtés riche en Am et riche en Pu).

Pour le diagramme de phase du système Am-U (**figure 2**), le problème était plus complexe puisque ce dernier est expérimentalement inconnu. C'est dans ce cas de figure que le couplage des méthodes *ab initio* et CALPHAD présente tout son intérêt. En effet, l'ensemble de ces calculs confirment les rares données thermodynamiques expérimentales [4] présentant

une faible solubilité de l'Am et de l'U pour l'ensemble des solutions solides (phases cubiques faces centrées et cubiques base centrées) conduisant à la séparation de phases. Ces calculs ont également révélé, en plus d'une tendance vers une plus grande solubilité de l'Am dans l'U, une lacune de miscibilité à haute température pour la phase liquide.

Une fois acquise la description thermodynamique des systèmes binaires, des calculs ont été menés sur le système ternaire. Comme aucune donnée expérimentale n'est disponible sur ce système, la solubilité de l'Am a été négligée dans les phases η et ζ du système Pu-U puisque leur structure encore méconnue reste à confirmer. Dans l'ensemble, concernant la stabilité de la phase delta δ (phase cubique faces centrées) des alliages de plutonium, l'apport principal de ces calculs est que l'Am agit comme un élément fortement delta-gène pour les alliages chargés en Pu, alors que cet effet est moins prononcé pour les alliages riches en U.

Comme les expériences sur ces actinides sont délicates à cause de leur radioactivité, l'apport de la méthode CALPHAD permet en parallèle de définir des alliages d'intérêts, afin d'optimiser les expériences à mener pour progresser dans la compréhension de ces systèmes si particuliers. Par exemple, des compositions habilement sélectionnées permettraient pour des études futures de caractériser la solubilité de l'Am dans la phase γ -U (cubique centré) ou encore dans les phases intermédiaires η et ζ du système Pu-U. Enfin, le comportement des phases γ -Am et ϵ -Pu (cubique centré) dans une région riche en Pu permettrait de statuer sur le diagramme de phase du binaire Am-Pu, parmi les deux possibles. Ainsi, au-delà des avancées scientifiques et techniques, cette étude illustre parfaitement la puissance de l'approche de type CALPHAD, qui peut être à la fois prédictive et dimensionnante pour l'expérimentateur.

Références

- [1] A. PERRON, P.E.A. TURCHI, A. LANDA, P. SÖDERLIND, B. RAVAT, B. OUDOT, F. DELAUNAY, M. KURATA, "Thermodynamic re-assessment of Pu-U system and its application to the ternary Pu-U-Ga system", *J. Nucl. Mater.*, **454**, p. 81-95 (2014).
- [2] A. PERRON, P.E.A. TURCHI, A. LANDA, P. SÖDERLIND, B. RAVAT, B. OUDOT, F. DELAUNAY, "The Pu-U-Am system: An *ab initio* informed CALPHAD thermodynamic study", *J. Nucl. Mater.*, **458**, p. 425-441 (2015).
- [3] P.E.A. TURCHI, A. LANDA, P. SÖDERLIND, "Thermodynamic assessment of the Am-Pu system with input from *ab initio*", *J. Nucl. Mater.*, **418**, p. 165-173 (2011).
- [4] M. KURATA, "Thermodynamic database on U-Pu-Zr-Np-Am-Fe alloy system II – Evaluation of Np, Am, and Fe containing systems", in *Proc. of the International Conference on Actinide Science (Actinides 2009), San Francisco, États-Unis, 12-19 juillet 2009, IOP Conf. Series: Material Science and Engineering*, **9**, 012023 (2010).

Nouvelles stratégies de synthèse de nanoparticules d' EuVO_4 pour la détection d'explosifs

C. AMBARD - D. AUTISSIER - N. DUÉE - F. PEREIRA - K. VALLÉ / CEA – DAM

D. PORTEHAULT - C. SANCHEZ / Laboratoire de chimie de la matière condensée de Paris, Unité mixte de recherche 7574 Collège de France – CNRS – Université Pierre-et-Marie-Curie

B. VIANA / Institut de recherche de chimie Paris (ICRP), Unité mixte de recherche 8247 CNRS – Chimie ParisTech

Dans la lutte contre le terrorisme, la détection d'explosifs est une problématique d'une actualité brûlante et un enjeu important en matière de recherche et développement pour les prochaines années. Le peroxyde d'hydrogène (H_2O_2) est à la fois un précurseur des peroxydes organiques et un produit de dégradation des explosifs peroxydes comme le TATP (triperoxyde de tricycloacétone); il est primordial d'être en mesure de le détecter. Des oxydes de vanadates dopés par des terres rares ont été développés comme matériau sensible pour des capteurs chimiques de gaz. La maîtrise des paramètres de synthèse a permis d'obtenir des matériaux performants et robustes pour la détection de H_2O_2 .

Fort de son expertise dans le domaine des matériaux énergétiques, le CEA – Le Ripault est engagé depuis plusieurs années dans le développement de systèmes portables, simples d'utilisation et de faible coût adaptés à la détection de vapeurs d'explosifs, de leurs précurseurs et dérivés. Ces systèmes exploitent particulièrement la technologie des capteurs chimiques de gaz. Ces travaux s'inscrivent plus spécifiquement dans le cadre du développement d'un capteur chimique optique. Ce dernier est un système constitué, d'une

part, d'un matériau sensible dont les propriétés optiques sont modifiées par l'espèce à détecter et, d'autre part, d'un transducteur permettant la conversion de cette information physico-chimique en signal électrique. Le matériau sensible, clef de voûte du système de détection, confère au capteur la majorité de ses performances. Ce dernier se doit, entre autres, d'être sensible, sélectif et robuste.

Les matériaux à base de nanoparticules, grâce à leur surface spécifique élevée, contribuent à la sensibilité. La fluorescence favorise quant à elle la

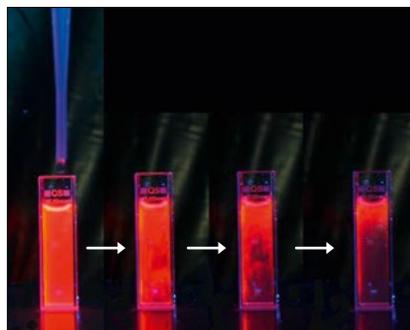
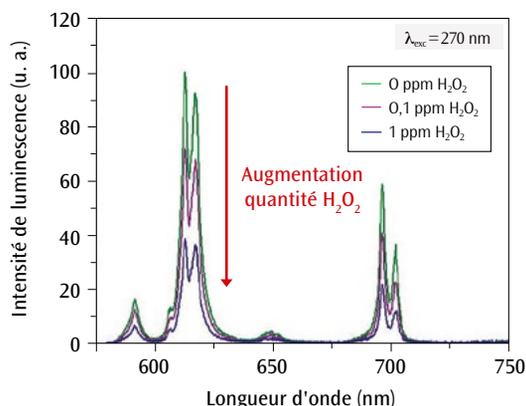


Figure 1.

Fluorescence d'une suspension colloïdale d' EuVO_4 après ajout d'eau oxygénée H_2O_2 . À gauche, spectre de fluorescence en fonction de la concentration de H_2O_2 . À droite, suivi visuel de l'extinction de fluorescence (*quenching*). La présence de H_2O_2 , à la fois précurseur des peroxydes organiques et produit de dégradation des explosifs peroxydes, diminue sensiblement la luminescence du matériau sensible EuVO_4 .

sélectivité. Par ailleurs, l'utilisation d'un matériau inorganique limite le vieillissement dont souffrent les fluorophores organiques et garantit la robustesse. Ces critères réunis pour la détection de vapeurs de peroxyde d'hydrogène convergent vers le matériau sensible fluorescent EuVO_4 .

Ce matériau a été synthétisé par voie sol-gel [1]. Le procédé sol-gel est un procédé chimique de préparation d'oxydes métalliques de composition stœchiométrique à partir de précurseurs organométalliques en solution. Ce procédé permet de s'affranchir d'utiliser les hautes températures puisque les réactions chimiques se font à des températures proches de l'ambiante (de 20 °C à 150 °C).

La **figure 1** montre que les intensités des raies de fluorescence de la solution d' EuVO_4 à 593 et 617 nm diminuent considérablement avec l'augmentation de la quantité de H_2O_2 en solution. Cette extinction de fluorescence (*quenching*) marque donc la présence d'eau oxygénée dans la solution [2].

Cependant, les performances du matériau sensible sont intimement liées à sa composition, sa morphologie, sa cristallinité, sa surface spécifique, etc., qui varient avec la méthode de synthèse. La voie de synthèse décrite dans la littérature [1] utilisant un agent chélatant (citrate) conduit ainsi à un matériau dont la sensibilité et la reproductibilité peuvent être améliorées. En outre, ce matériau est particulièrement soumis au photoblanchiment, c'est-à-dire à la perte de fluorescence d'une molécule par une réaction photochimique. Ce photoblanchiment est problématique pour notre application puisque les capteurs peuvent être amenés à être exposés à l'air ambiant pendant plusieurs heures (sous UV) avant d'être exposés à du peroxyde d'hydrogène. Ainsi, leur capacité à détecter ne doit pas être réduite trop rapidement. Il est par conséquent primordial de limiter le photoblanchiment d' EuVO_4 .

De nouvelles stratégies de synthèse ont donc été explorées [3] : l'élimination de l'agent chélatant, un pH maintenu constant tout au long de la synthèse et le mûrissement de la solution par micro-ondes (**figure 2**). Chacune de ces nouvelles conditions opératoires a contribué à l'amélioration des performances de détection du matériau sensible. Ainsi, le contrôle du pH a considérablement augmenté la reproductibilité des synthèses. Le mûrissement micro-ondes a quant à lui accru significativement le rendement quantique de luminescence, qui représente l'efficacité de l'ensemble du processus

d'émission. Par ailleurs, le photoblanchiment a été quasiment éliminé (**figure 2**) [4].

Un matériau fluorescent très prometteur a été élaboré, il dépasse l'état de l'art des matériaux optiques inorganiques pour la détection en phase liquide de H_2O_2 . Sa robustesse et sa sensibilité en font un matériau de choix pour la détection d'explosifs et son intégration dans des prototypes de détecteurs utilisables sur le terrain. Il a fait l'objet d'un brevet [2,4].

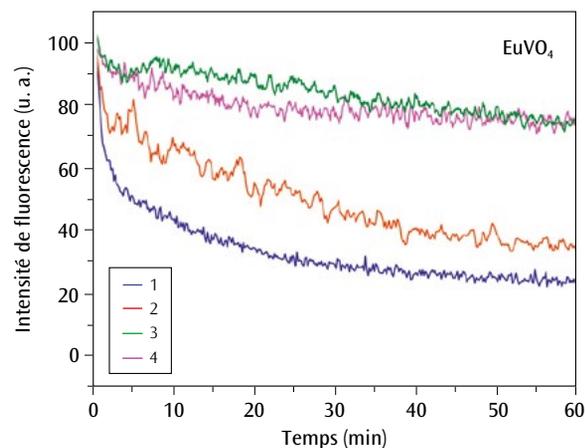


Figure 2.

Le photoblanchiment des particules EuVO_4 en solution est nuisible pour la détection. Il varie selon la méthode de synthèse par voie sol-gel 1) avec chélatant [1], 2) sans chélatant, 3) sans chélatant + maintien du pH constant, 4) sans chélatant + maintien du pH constant + mûrissement par micro-ondes. Le protocole de synthèse innovant 4 a permis de réduire considérablement le photoblanchiment.

Références

- [1] A. HUIGNARD *et al.*, "Synthesis and characterizations of $\text{YVO}_4:\text{Eu}$ colloids", *Chem. Mater.*, **14**, p. 2264-2269 (2002).
- [2] F. PEREIRA *et al.*, «Utilisation de nanoparticules d'oxydes de métaux de transition comme matériaux sensibles dans les capteurs chimiques pour la détection ou le dosage de vapeurs de molécules cibles», Brevet FR 2 980 847 A1 (2011).
- [3] N. DUÉE *et al.*, "New synthesis strategies for luminescent $\text{YVO}_4:\text{Eu}$ and EuVO_4 nanoparticles with H_2O_2 selective sensing properties", *Chem. Mater.*, **27**, p. 5198-5205 (2015).
- [4] C. AMBARD *et al.*, «Procédé de préparation d'une solution colloïdale de nanoparticules d'un oxyde de vanadium», Brevet CEA, dépôt prioritaire N°14 61067 (2014).

Méthode quantitative et résolue en espace d'estimation de l'anisotropie optique des carbones graphitiques

A.-P. GILLARD - G. COUÉGNAT - O. CATY - A. ALLEMAND - P. WEISBECKER - G. L. VIGNOLES / Laboratoire des composites thermostrostructuraux (LCTS), Unité mixte de recherche 5801 CNRS – CEA – Université de Bordeaux – Safran Herakles

Cet article présente une méthode de caractérisation quantitative des carbones graphitiques à l'aide de microscopie optique en lumière polarisée. Elle permet l'obtention de cartographies d'orientation locale et d'anisotropie. Elle peut être appliquée à toute région observable avec un microscope, quel que soit le grossissement, et nécessite seulement une série de quelques micrographies à différentes combinaisons d'angle du polariseur et de l'analyseur. Différentes applications sont présentées et discutées.

Carbones graphitiques, défauts et anisotropie

Les composites constitués de fibres et matrice de carbone graphitique sont des matériaux à très hautes performances utilisés dans les domaines aéronautique (freins, propulsion) et spatial (rentrée atmosphérique). Les propriétés physiques de tels matériaux sont liées à l'organisation locale (texture, anisotropie, orientation). Il existe une grande variété de carbones graphitiques (**figure 1**), du graphite idéal au matériau amorphe, en passant par les pyrocarbones, les fibres, etc. Tous ces matériaux présentent des structures et textures différentes. L'enjeu est ici de pouvoir les différencier et d'en établir une classification. Pour cela, un modèle a été développé qui, grâce à la microscopie sous lumière polarisée, permet d'estimer l'anisotropie et l'orientation locale. Cette méthode donne accès à de vastes cartographies là où d'autres outils se restreignent à une analyse ponctuelle ou moyennée sur une zone (p. ex. diffraction des rayons X).

L'angle d'extinction : de la mesure traditionnelle à la méthode globale et quantitative

Expérimentalement, la méthode se fonde sur une mesure de l'angle d'extinction A_e au microscope optique [2]. Ce dernier est, dans le cas des carbones graphitiques, de 0° pour un matériau amorphe et peut aller jusqu'à 25° pour le graphite. Celui des autres variétés se trouve entre ces deux valeurs extrêmes. La mesure requiert simplement une source lumineuse polarisée et un analyseur. Elle s'obtient par une lecture de l'intensité lumineuse sur un point de la région observée sous certaines conditions. Si l'angle d'extinction est

théoriquement une mesure fiable de l'anisotropie du matériau, il n'en demeure pas moins qu'elle est fortement dépendante de l'opérateur (jusqu'à plusieurs degrés d'incertitude). De plus, la connaissance a priori de l'orientation du matériau sur la zone d'analyse est prérequis ; le plus souvent, on utilise des dépôts plans ou sur fibre, pour lesquels l'orientation locale est bien connue. Enfin, la mesure est unique et moyennée sur la zone visée, et laisse des interrogations sur la taille de cette zone ou sur la composition du voisinage.

Afin d'améliorer la fiabilité de la mesure et de l'étendre à des régions plus larges, une méthode fondée sur les modèles fondamentaux issus de l'étude des graphites [3] a été développée. Cette méthode permet d'exprimer l'intensité lumineuse et l'angle d'extinction en fonction des propriétés locales et de l'orientation. Par approche inverse, elle permet aussi d'estimer les orientations et l'angle d'extinction en fonction des intensités aux différents angles des polariseurs. Ainsi, à partir de micrographies à différentes combinaisons d'angles

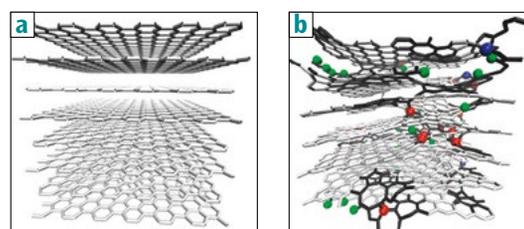


Figure 1. Modèles moléculaires illustrant la différence entre le graphite cristallin (a) et un carbone dense réel avec ses défauts (b) [1].

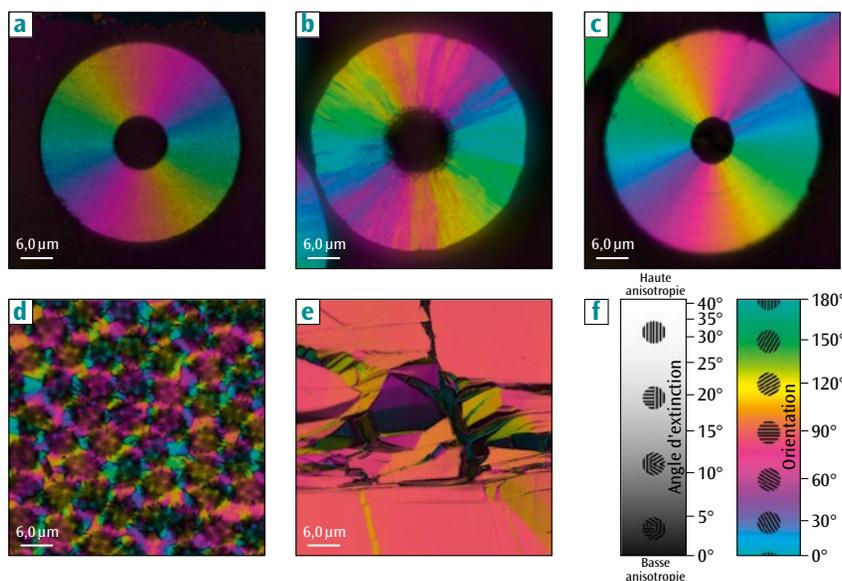


Figure 2. Illustration de la méthode globale et quantitative sur différents carbones graphitiques : cartographies d'anisotropie et d'orientation obtenues pour des pyrocarbones laminaires lisse (a), rugueux (b) et régénéré (c), un composite à matrice ex-brai THT (d) et un pyrographite HOPG (e).

du polariseur et de l'analyseur, il est possible d'obtenir l'angle d'extinction et l'orientation en chaque pixel de l'image.

Applications sur divers carbones graphitiques

La **figure 2** présente des cartographies d'anisotropie et d'orientation locale obtenues à partir de micrographies de différents carbones graphitiques (**figures 2a à 2e**). Elles sont représentées respectivement par l'intensité et la couleur, selon la légende (**figure 2f**). Les **figures 2a, 2b** et **2c** sont issues de pyrocarbones laminaires, dits lisse (LL), rugueux (LR) et régénéré (LRe) [4]. Les mesures d'anisotropie donnent des angles d'extinction de $9 \pm 1^\circ$ pour le LL, $14 \pm 1^\circ$ pour le LR et $17,0 \pm 0,4^\circ$ pour le LRe. La cartographie fait apparaître l'aspect granulaire du LL, les colonnes du LR et les petits cônes du LRe. La **figure 2d** présente une coupe d'un composite composé de fibres de carbone et d'une matrice ex-brai graphitée à 2700 °C. Les domaines cohérents de la matrice sont marqués par une orientation unique et un Ae de $15,4 \pm 0,7^\circ$. Ils sont délimités par des joints de grains apparaissant comme de fins traits sombres. Les fibres présentent une texture complexe avec un cœur orienté et un Ae de $11,2 \pm 0,3^\circ$, et une périphérie moins anisotrope avec un Ae de $4,1 \pm 0,3^\circ$. La **figure 2e** est localisée autour d'une cassure dans un pyrographite HOPG (Highly Oriented Pyrolytic Graphite). Cependant, là où l'Ae devrait se rapprocher de la valeur théorique du graphite (Ae = 25°), il n'est ici que de $17,2 \pm 0,4^\circ$: c'est un effet du polissage ionique. Néanmoins, les domaines cohérents sont nettement visibles, bien marqués par leurs orientations respectives et délimités par des fissures ou des joints de grains.

Conclusion et perspectives

L'originalité de ce travail consiste dans le développement d'un modèle permettant la fiabilisation de la mesure de l'angle d'extinction des carbones graphitiques et une meilleure exploitation. On peut caractériser localement l'anisotropie et l'orientation sur de vastes régions observables au microscope. Les cartographies produites permettent au « premier coup d'œil » de caractériser finement le dépôt de carbone. De plus, l'outil ne se limite pas qu'aux carbones graphitiques, mais peut être appliqué à une vaste gamme de matériaux (carbures, nitrures, borures, métaux, polymères, silicates, etc.). Il pourrait également permettre de faire le lien entre la microstructure et ses défauts, la texture à l'échelle micrométrique et les propriétés aux échelles supérieures.

Références

- [1] G. L. VIGNOLES, P. WEISBECKER, J.-M. LEYSSALE, S. JOUANNIGOT, G. CHOLLON, « Carbones pyrolytiques ou pyrocarbones : des matériaux multiéchelles et multiperformances », *Techniques de l'ingénieur*, réf. NM3150, mis en ligne le 10/04/2015 sur <http://www.techniques-ingenieur.fr>.
- [2] X. BOURRAT, B. TROUVAT, G. LIMOUSIN, G. L. VIGNOLES, F. DOUX, "Pyrocarbon anisotropy as measured by electron diffraction and polarized light", *J. Mater. Res.*, **15**, p. 92-101 (2000).
- [3] D. GREENAWAY, G. HARBEKE, F. BASSANI, E. TOSATTI, "Anisotropy of the optical constants and the band structure of graphite", *Phys. Rev.*, **178**, p. 1340-1348 (1969).
- [4] A.-P. GILLARD, G. COUÉGNAT, O. CATY, A. ALLEMAND, P. WEISBECKER, G. L. VIGNOLES, "A quantitative, space-resolved method for optical anisotropy estimation in bulk carbons", *Carbon*, **91**, p. 423-435 (2015).

Comportement sous choc des matériaux énergétiques - Spectroscopie Raman et imagerie rapide

P. HÉBERT - M. DOUCET - C. SAINT-AMANS / CEA – Le Ripault

T. DE RESSÉQUIER / Institut Pprime, Unité propre de recherche 3346 CNRS – École nationale supérieure de mécanique et d'aérotechnique (ENSMA) – Université de Poitiers

Prévoir de façon fiable le comportement des explosifs lorsqu'ils sont soumis à des chocs de nature variée est un challenge important pour la garantie de la sécurité pyrotechnique, ainsi que pour la conception de systèmes d'amorçage. Cela nécessite de développer des modèles physiques pertinents et de réduire leur part d'empirisme grâce à l'acquisition de données expérimentales permettant de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu à l'échelle microscopique. Un dispositif expérimental a été mis au point, qui permet de sonder en temps réel l'évolution du matériau au passage du choc par spectroscopie Raman et par imagerie rapide. L'analyse des données fournit des informations sur les processus mis en jeu lors des phases d'initiation et de décomposition de l'explosif. Dans cet article, les résultats obtenus pour un explosif à base de TATB (triaminotrinitrobenzène) sont présentés.

L'amélioration de la qualité des simulations décrivant le devenir d'un explosif soumis à une agression par choc nécessite de décrire le plus précisément possible le processus dit de transition choc-détonation (TCD) qui régit la vie de l'explosif dans les quelques microsecondes qui séparent le choc de la formation éventuelle d'une onde de détonation. Pour cela, il est nécessaire de réduire la part d'empirisme des modèles utilisés pour décrire la TCD, et d'acquérir des données expérimentales permettant de mieux comprendre les mécanismes d'initiation et de décomposition des explosifs, à l'échelle microscopique, voire moléculaire. C'est pour répondre à cet objectif qu'a été mise au point une expérience de spectroscopie Raman [1], qui permet de sonder la matière choquée à l'échelle moléculaire avec la résolution temporelle imposée par les vitesses de propagation des ondes de choc. L'analyse des spectres obtenus renseigne sur l'évolution de l'organisation moléculaire au sein du matériau et donne des informations sur les mécanismes conduisant à sa décomposition. L'observation simultanée de l'échantillon choqué à l'aide de caméras rapides permet de faire le lien entre les échelles moléculaires et macroscopiques.

Génération des chocs

Pour concevoir un dispositif expérimental permettant d'étudier le comportement sous choc d'un explosif solide tel que le TATB, jusqu'à des pressions de l'ordre de 30 GPa, un certain nombre de critères doivent être satisfaits. Le principe général retenu

consiste à générer les chocs par impact d'un projectile sur l'explosif, et à synchroniser avec le débouché de l'onde de choc en face arrière de celui-ci une impulsion laser pour générer un spectre Raman et des dispositifs de visualisation. Le choc doit être généré durant un temps suffisamment long pour que celui-ci puisse traverser l'échantillon sans être atténué. De l'épaisseur de l'échantillon dépend donc l'épaisseur du projectile. Or, d'un point de vue pratique, l'épaisseur minimum des cibles en TATB accessible par usinage est de 400 μm . Dans ces conditions, produire un choc suffisamment soutenu pour obtenir les pressions souhaitées nécessite de propulser des projectiles

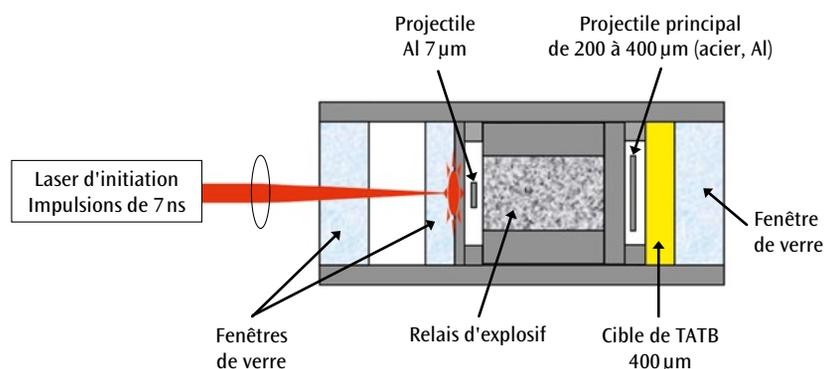


Figure 1.

Schéma de principe du dispositif de génération de chocs par vol de projectiles. Pour choquer le TATB (triaminotrinitrobenzène), on utilise un projectile métallique de quelques centaines de microns, généré par la détonation d'un relais d'explosif. Ce relais est amorcé par un clinquant d'aluminium découpé par laser.

métalliques de plusieurs centaines de microns d'épaisseur à des vitesses de plusieurs kilomètres par seconde.

Pour atteindre ces performances, le générateur de chocs mis au point comprend un relais d'explosif que l'on fait détoner à l'aide d'un projectile mince généré par laser, ce qui permet de découper un second projectile (aluminium ou acier) de plusieurs centaines de microns d'épaisseur, qui vient à son tour impacter la cible à étudier (figure 1). Les pressions des chocs ainsi générés en face arrière des échantillons de TATB peuvent atteindre 35 GPa. Un confinement par une fenêtre de verre assure un maintien de la pression pendant plusieurs dizaines de nanosecondes.

Spectroscopie Raman et visualisation sous choc

L'évolution du comportement de la matière choquée est étudiée en enregistrant un spectre Raman obtenu en synchronisant une impulsion laser de quelques nanosecondes avec le débouché du choc en face arrière de la cible. La pression de choc dans la zone sondée est déduite d'une mesure de vitesse d'interface obtenue par vélocimétrie hétérodyne. Une image de l'échantillon choqué est enregistrée en 20 ns avec une caméra à image intégrale.

L'évolution des spectres Raman en fonction de la pression de choc montre le comportement singulier de la raie associée au mode de vibration de flexion δNO_2 qui se déplace vers les nombres d'onde plus faibles (figure 2). Ce comportement, également observé sous pression statique, est dû à la présence d'un réseau de liaisons hydrogène au sein du TATB. Quelques différences imputables à l'effet de la température sont toutefois notables sous choc. Elles indiquent un affaiblissement du réseau de liaisons hydrogène. Les résultats font également appa-

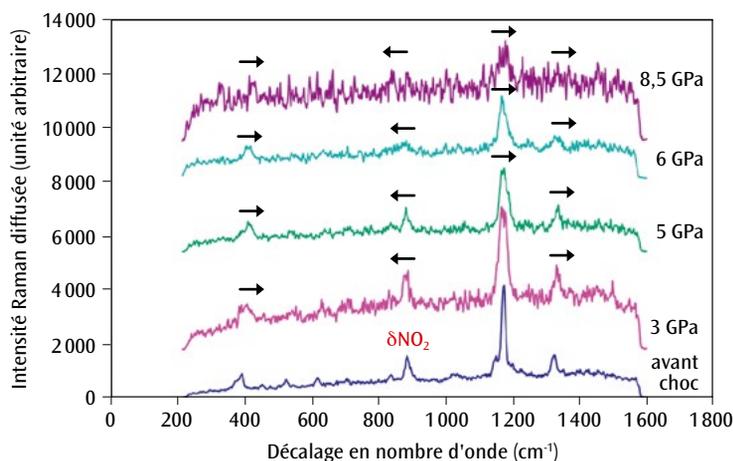


Figure 2. Intensité Raman diffusée en fonction du décalage en nombre d'onde ($1/\lambda_0 - 1/\lambda_{\text{Raman}}$) du TATB. Le spectre en bleu foncé a été obtenu avant choc et les autres à des pressions de choc comprises entre 3 et 8,5 GPa. Les flèches indiquent le sens de déplacement des modes de vibration sous choc. Le déplacement singulier du mode de flexion δNO_2 indique la présence d'un réseau de liaisons hydrogène. L'atténuation progressive du signal Raman est également observée.

raître une atténuation progressive de l'intensité des spectres Raman avec l'augmentation de la pression de choc, accompagnée d'un assombrissement progressif du TATB, qui devient totalement opaque à 9 GPa (figure 3). Des expériences complémentaires ont permis de montrer que ces deux phénomènes fortement corrélés sont dus à un élargissement de la bande d'absorption du TATB sous choc [2].

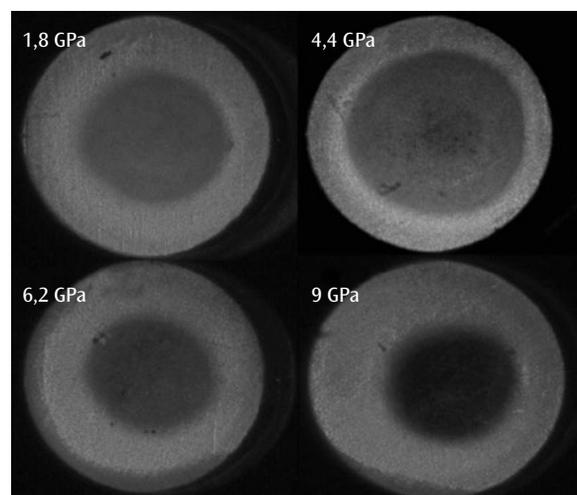


Figure 3. Visualisation de la surface du TATB choqué à différentes pressions. Les images ont été obtenues à l'aide d'une caméra rapide avec un temps de pose de 20 ns. L'opacification progressive de l'échantillon est à mettre en parallèle avec l'atténuation du signal Raman observé sur la figure 2.

Conclusion

Un dispositif expérimental qui permet, par spectroscopie Raman et par imagerie rapide, de sonder en temps réel l'évolution d'un explosif soumis à un choc a été développé. Les résultats obtenus sur le TATB permettent de mieux comprendre les mécanismes moléculaires qui peuvent conduire à l'initiation de cet explosif et contribueront à l'amélioration des modèles utilisés dans les simulations.

Références

- [1] P. HÉBERT, V. BOUYER, J. RIDEAU, M. DOUCET, L. P. TERZULLI, "Raman spectroscopy study of laser-shocked TATB-based explosives", *Proc. of the Conference of the APS Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter (APS SCCM 2011)*, Chicago, États-Unis, 26 juin-1^{er} juillet 2011, M. L. Elert, W. T. Buttler, J. P. Borg, J. L. Jordan, T. J. Vogler (Eds), p. 1585-1588 (2012).
- [2] C. SAINT-AMANS, P. HÉBERT, M. DOUCET, T. DE RESSÉGUIER, "In-situ Raman spectroscopy and high-speed photography of a shocked triaminotrinitrobenzene based explosive", *Journal of Applied Physics*, **117**, 023102 (2015).

Extension du chaos polynomial pour la propagation d'incertitudes

G. POËTTE / CEA – DAM Île-de-France

Le chaos polynomial (PC), introduit par Wiener [1] à la fin des années trente pour l'étude de phénomènes physiques instables, a récemment été appliqué à la propagation d'incertitudes avec sa généralisation (gPC) [2,3]. Il s'agit d'approcher des variables aléatoires modélisant une incertitude dans les conditions initiales, conditions aux limites ou les paramètres de modèles physiques. L'approche est prometteuse mais son efficacité (vitesse de convergence) reste limitée à l'approximation de variables aléatoires continues. Face à des phénomènes physiques non linéaires intenses avec effets de seuil, une méthode originale a récemment été introduite pour les variables aléatoires discontinues. Elle permet d'améliorer les performances de gPC en présence de solutions présentant de forts gradients [4,5]. Cette nouvelle approche, le gPC généralisé itératif (i-gPC), permet de repousser les limites d'application du chaos polynomial.

La précision des codes de simulation numérique, des mesures expérimentales auxquelles sont confrontés les résultats de simulation ainsi que les moyens de calcul toujours plus performants (high performance computing, HPC) ont récemment permis d'aborder une nouvelle discipline : la propagation d'incertitudes. Celle-ci a pour finalité la maîtrise de phénomènes aléatoires pour la prédiction de phénomènes complexes, la conception robuste ou

encore l'amélioration des modèles physiques. Elle se formalise de manière très générale : soit un modèle physique d'intérêt M , de variables aléatoires d'entrée U , il s'agit d'approcher la variable aléatoire de sortie $Y = M(U)$. Chaque variable aléatoire d'entrée U modélise la méconnaissance ou la variabilité de conditions initiales, conditions limites ou paramètres de modèles physiques. Le modèle M implique généralement la résolution d'équations aux dérivées

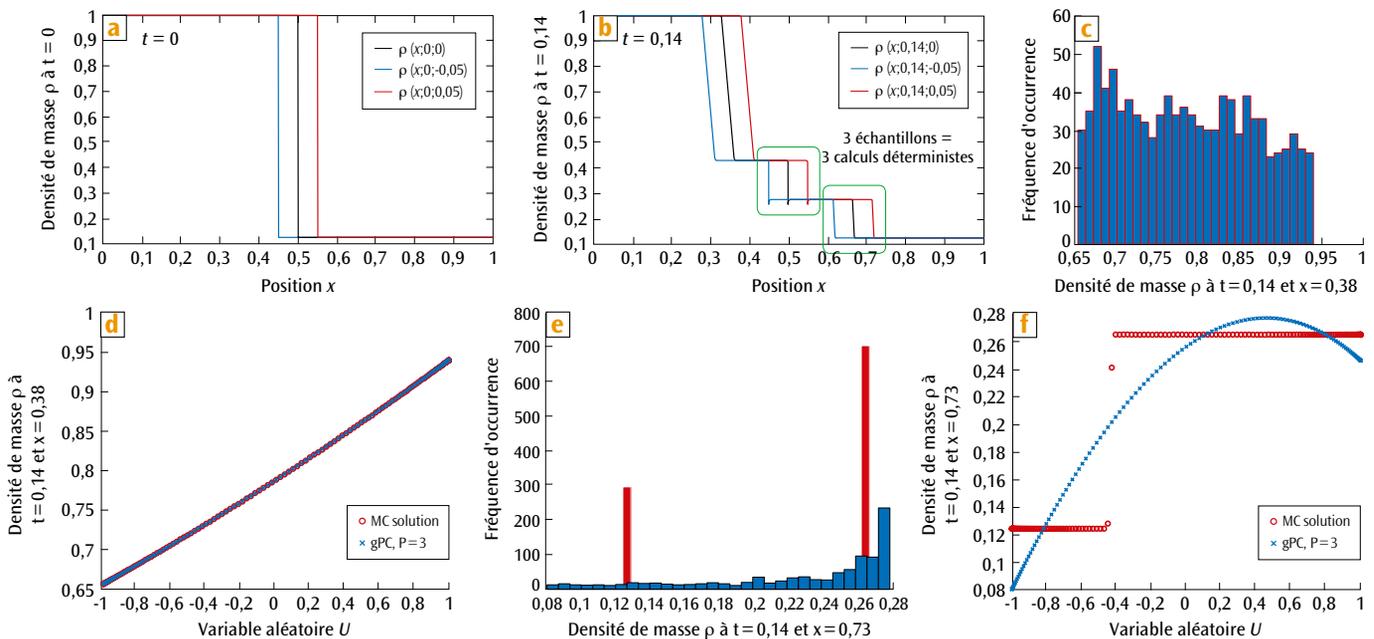


Figure 1. Il s'agit d'une configuration de tube à choc : initialement, deux fluides sont au repos de part et d'autre d'une interface ; en l'absence d'incertitudes, pour la densité de masse au cours du temps, une onde de détente apparaît dans le fluide léger (à gauche), un choc dans le fluide lourd (à droite) et reste entre les deux ondes la trace de la discontinuité de contact. Ces trois ondes sont observables sur la figure (b) (courbe noire par exemple). Lorsque la position initiale de l'interface est incertaine, modélisée par une variable aléatoire U uniforme la translatant sur l'axe des abscisses (trois réalisations de U sont présentées en (a)), le comportement des ondes est affecté (figure (b), positions différentes au même temps $t = 0,14$). De plus, les histogrammes de la densité de masse à $t = 0,14$ au voisinage de la détente ($x = 0,38$) (c) et du choc ($x = 0,73$) (e) obtenus par Monte-Carlo (rouge) et propagation d'incertitudes avec sa généralisation (ou gPC) (bleu) sont présentés ainsi que leurs représentations fonctionnelles équivalentes. Avec ces dernières, comportements continus (d) et discontinus (f) sont facilement identifiables. La solution gPC assure de très bons résultats avec un nombre raisonnable d'appels à M pour la détente (c)-(d) mais ne restitue pas le comportement discontinu pour le choc (e)-(f).

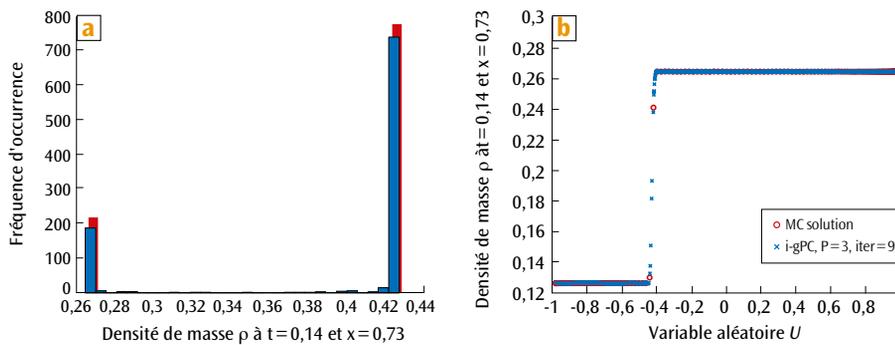


Figure 2. Comparaison des solutions i-gPC (gPC itératif) et Monte Carlo pour le choc dans les mêmes conditions que pour les figures 1e et 1f. La méthode i-gPC assure une bonne approximation de la variable aléatoire d'intérêt y compris au voisinage des discontinuités. Les résultats obtenus avec cette méthode sont donc exploitables et interprétables.

partielles (EDP) dans des configurations plus ou moins complexes. L'objectif est donc de résoudre des EDP stochastiques (EDPS).

La méthode de résolution d'EDPS la plus connue et la plus utilisée est la méthode de Monte Carlo. Elle consiste en l'échantillonnage de U en N points $U_{i \in \{1, \dots, N\}}$ selon la loi de probabilité retenue, et la résolution de M en ces N points $Y_i = M(U_i)$. En contrepartie, sa vitesse de convergence est lente (en $O(\frac{1}{\sqrt{N}})$). Son application peut donc s'avérer coûteuse, notamment lorsqu'une précision importante est nécessaire. Le gPC s'inscrit parmi les méthodes alternatives aux méthodes de Monte Carlo. Il a déjà démontré sa capacité à fournir des temps de restitution raisonnables dans des configurations réalistes [2]. Il est basé sur une représentation fonctionnelle des variables aléatoires, considérées comme des éléments d'un espace vectoriel de dimension infinie. L'idée est de projeter U et Y sur un sous-espace vectoriel de dimension finie, et de déterminer les coefficients de ces projections à partir d'un nombre fini N' d'appels au code (avec $N' \ll N$). Cette méthode montre toutefois ses limites, par exemple si Y a une loi de probabilité discontinue.

La figure 1 présente une application en hydrodynamique (équations d'Euler 1D compressible). Il s'agit d'une configuration de tube à choc simple. Initialement, deux fluides sont au repos de part et d'autre d'une interface les séparant. La position de cette interface sera supposée incertaine par la suite. Dans un premier temps, décrivons l'évolution déterministe (sans incertitude) de la densité de masse au cours du temps. Au temps $t > 0$, l'interface disparaît et une onde de détente apparaît dans le fluide léger (à gauche), un choc dans le fluide lourd (à droite) et reste entre les deux ondes la trace de la discontinuité de contact. Ces trois ondes sont observables sur la figure 1b (courbe noire par exemple). Supposons désormais que la position initiale de l'interface soit incertaine, modélisée par une variable aléatoire U uniforme la translatant sur l'axe des abscisses (trois réalisations de U sont présentées figure 1a). Comme en témoignent les 3 profils de densité à $t=0,14$ de la figure 1b, l'incertitude affecte le comportement des ondes (positions différentes au même temps $t=0,14$). Les histogrammes de la variable aléatoire densité à $t=0,14$ et $x=0,38$ (détente) et $x=0,73$ (choc)

sont présentés en (c), (d) et (e). En (c), (d), (e) et (f), les courbes rouges correspondent à la référence obtenue par Monte Carlo. En $x=0,38$, figure 1c, la méthode gPC assure alors une très bonne précision pour seulement $N'=27$ appels au modèle M , soit une précision équivalente à $N=10^4$ appels Monte Carlo. Toutefois, au voisinage du choc ($x=0,73$), figure 1e, le caractère discret de la solution Monte Carlo n'est pas restitué par le gPC (l'histogramme bleu ne restitue pas les 2 Dirac rouges). Le comportement discontinu, figure 1f, de la variable aléatoire nuit à la convergence de gPC.

L'enjeu est donc ici d'améliorer la convergence de l'approximation au voisinage du choc d'une part sans appels supplémentaires au modèle, d'autre part sans dégrader la précision de gPC et enfin de manière automatique sans hypothèse *a priori*. Ce cahier des charges est rempli via l'introduction du gPC itératif [4,5] (figure 2). La méthode construit une approximation récursive basée sur l'adaptation de la base gPC. L'adaptation est assurée par utilisation des moments de la distribution Y . À chaque pas du post-traitement, l'algorithme construit une base gPC de meilleure qualité que la précédente.

Dans [5], l'analyse numérique complète de la méthode est détaillée avec une démonstration du gain en norme L_2 à chaque itération. Avec i-gPC, le domaine d'application des méthodes par chaos polynomial est étendu aux comportements physiques à de forts gradients.

Références

- [1] N. WIENER, "The homogeneous chaos", *Amer. J. Math.*, **60**, p. 897-936 (1938).
- [2] R. G. GHANEM, P. D. SPANOS, *Stochastic finite elements: a spectral Approach*, Dover Publications, États-Unis (2003).
- [3] X. WAN, G. E. KARNIADAKIS, "Beyond Wiener-Askey expansions: handling arbitrary PDFs", *J. Sci. Comput.*, **27**, p. 455-464 (2006).
- [4] G. POËTTE, D. LUCOR, "Non Intrusive Iterative Stochastic Spectral Representation with Application to Compressible Gas Dynamics", *J. Comput. Phys.*, **231**, p. 3587-3609 (2012).
- [5] G. POËTTE, A. BIROLLEAU, D. LUCOR, "Iterative polynomial approximation adapting to arbitrary probability distribution", *SIAM J. Numer. Anal.*, **53**, p. 1559-1584 (2015).

Schémas positifs pour la diffusion sur maillages non structurés

X. BLANC / Laboratoire Jacques-Louis-Lions (LJLL), Unité mixte de recherche 7598 CNRS – Université Denis-Diderot – Université Pierre-et-Marie-Curie, Paris
 J.-S. CAMIER - F. HERMELINE - E. LABOURASSE / CEA – DAM Île-de-France

Les équations de diffusion interviennent dans la modélisation de nombreux problèmes physiques. Maîtriser la positivité de la solution discrète de ces modèles est critique dans beaucoup d'applications (positivité de la température en conduction thermique, positivité de la densité d'énergie radiative en photonique, etc.). Jusqu'à présent, cette positivité était imposée par des corrections *ad hoc*, au prix possible d'une perte de consistance du schéma de diffusion. Une méthode est proposée, qui permet d'assurer la positivité de la solution du schéma sans sacrifier sa précision.

Le principe de l'hydrodynamique lagrangienne est de suivre la matière dans son mouvement. Les équations d'Euler sont discrétisées sur un maillage qui se déplace à la vitesse du fluide, ce qui peut engendrer de grandes déformations de maillage. L'ensemble des opérateurs discrétisant la physique du problème doit s'adapter à ces déformations et notamment l'opérateur de diffusion. L'objectif est de conserver au niveau discret les propriétés de positivité de l'opérateur continu (robustesse), tout en assurant une précision suffisante (consistance). Jusqu'à récemment [1], aucune méthode numérique permettant de résoudre l'équation de diffusion, appelée schéma de diffusion, ne permettait d'assurer ces deux propriétés sur des maillages généraux.

Schémas positifs et consistants sur maillages déformés

Le principe de construction proposé dans [1] repose sur une discrétisation de type volumes finis de l'équation de diffusion. En d'autres termes, on intègre l'équation sur chaque maille du domaine de calcul, et on transforme cette intégrale de volume en une intégrale de bord via la formule de Green. Il reste alors à estimer cette intégrale de bord, ce qui revient à calculer le flux numérique (c'est-à-dire une approximation du gradient de la solution multipliée par le coefficient de diffusion et la normale) sur les bords de la maille. La **figure 1** représente deux mailles, de centres L et K, ayant un côté commun. En décomposant judicieusement le flux numérique de la maille K dans le repère (KM_1, KM_2) , un flux numérique F_1 précis au second ordre en espace pour le côté (M_1M_2) est obtenu. Ce flux dépend des valeurs des inconnues secondaires aux sommets $(M_1$

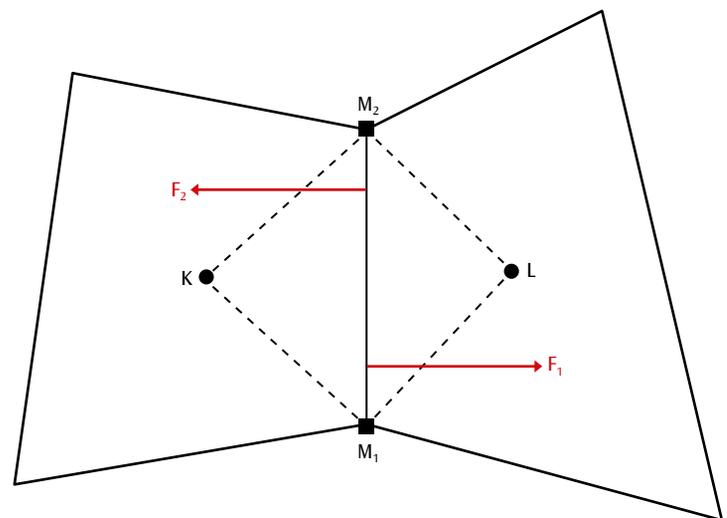


Figure 1. Deux mailles de centres K et L partagent une arête. Deux flux numériques F_1 et F_2 sont calculés par décomposition dans les repères (KM_1, KM_2) et (LM_1, LM_2) . Le flux retenu pour le schéma de diffusion, correspondant par exemple à l'échange de chaleur entre les deux mailles, est une combinaison linéaire de F_1 et F_2 , permettant d'imposer la positivité de la solution numérique du schéma, par exemple la température. Les inconnues primaires sont évaluées aux centres des mailles (K et L, cercles pleins) et les inconnues secondaires aux sommets (M_1 et M_2 , carrés pleins).

et M_2) et primaires au centre (K) de la maille. Cette opération est répétée dans la maille de centre L en vis-à-vis (flux F_2). Les propriétés de conservation de l'opérateur de diffusion imposent d'avoir un unique flux numérique pour la face (M_1M_2) . Or, il existe une infinité de flux précis au second ordre, par combinaison convexe de F_1 et F_2 . Ce degré de liberté est utilisé pour imposer la positivité de la discrétisation.

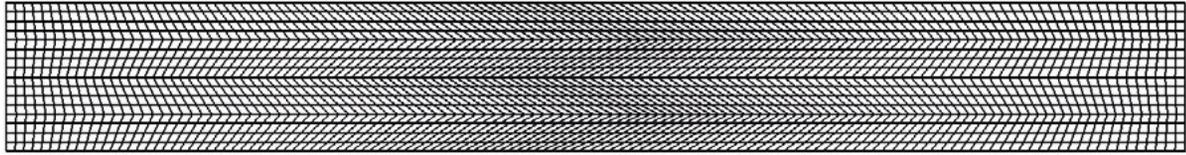


Figure 2.

Maillage de Kershaw. Les mailles sont délimitées par les lignes noires. La déformation en chevron permet d'évaluer les propriétés des schémas numériques sur maillages déformés.

Calcul des inconnues secondaires

Pour terminer la description du schéma, il convient de préciser comment sont évaluées les inconnues secondaires correspondant aux sommets du maillage (M_1 et M_2 sur la **figure 1**). Les méthodes d'évaluation proposées dans la littérature souffrent de plusieurs défauts rédhibitoires dans ce contexte : certaines sont impropres à la parallélisation et d'autres conduisent à des matrices non inversibles dans certaines configurations, ou à des schémas non consistants. C'est pourquoi deux nouvelles estimations des inconnues secondaires ont été développées, conduisant à des schémas parallélisables et consistants. La première [2] consiste à reconstruire les inconnues secondaires en fonction des inconnues primaires au centre des mailles par une méthode de moindres carrés. La seconde [3] nécessite de résoudre de concert le problème de diffusion sur le maillage dual. Cette méthode, inspirée de DDFV (Discrete Duality Finite Volume) [4], permet de conserver la convergence à l'ordre 2, même sur des mailles fortement non convexes.

Le schéma décrit dans [2] a été intégré avec succès dans un code de simulation. Dans le cas d'un test de propagation d'une onde radiative de Marshak [5] sur maillage déformé (maillage dit de « Kershaw », **figure 2**), une comparaison entre trois schémas de diffusion est illustrée sur la **figure 3** : le schéma positif mais non consistant (VF5) ne reproduit pas la solution de référence ; le schéma consistant mais non positif (Mimetic) reproduit la solution mais viole la contrainte de positivité ; le schéma développé ici reproduit la solution de référence et reste positif.

Conclusion

Nous avons proposé et implémenté un nouvel algorithme pour assurer la positivité de l'opérateur de diffusion sur des maillages quelconques. Cette méthode allie robustesse et précision, et améliore la qualité des simulations sur des configurations complexes. L'analyse numérique du schéma a été menée et ses propriétés de positivité, conservativité et convergence démontrées.

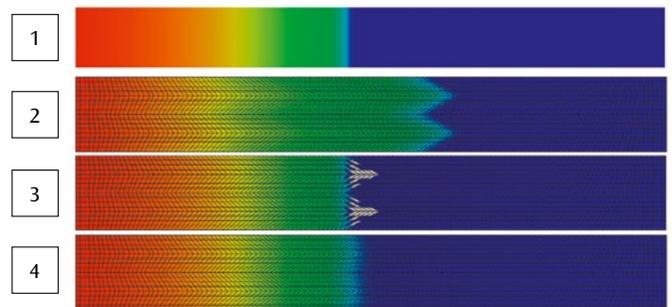
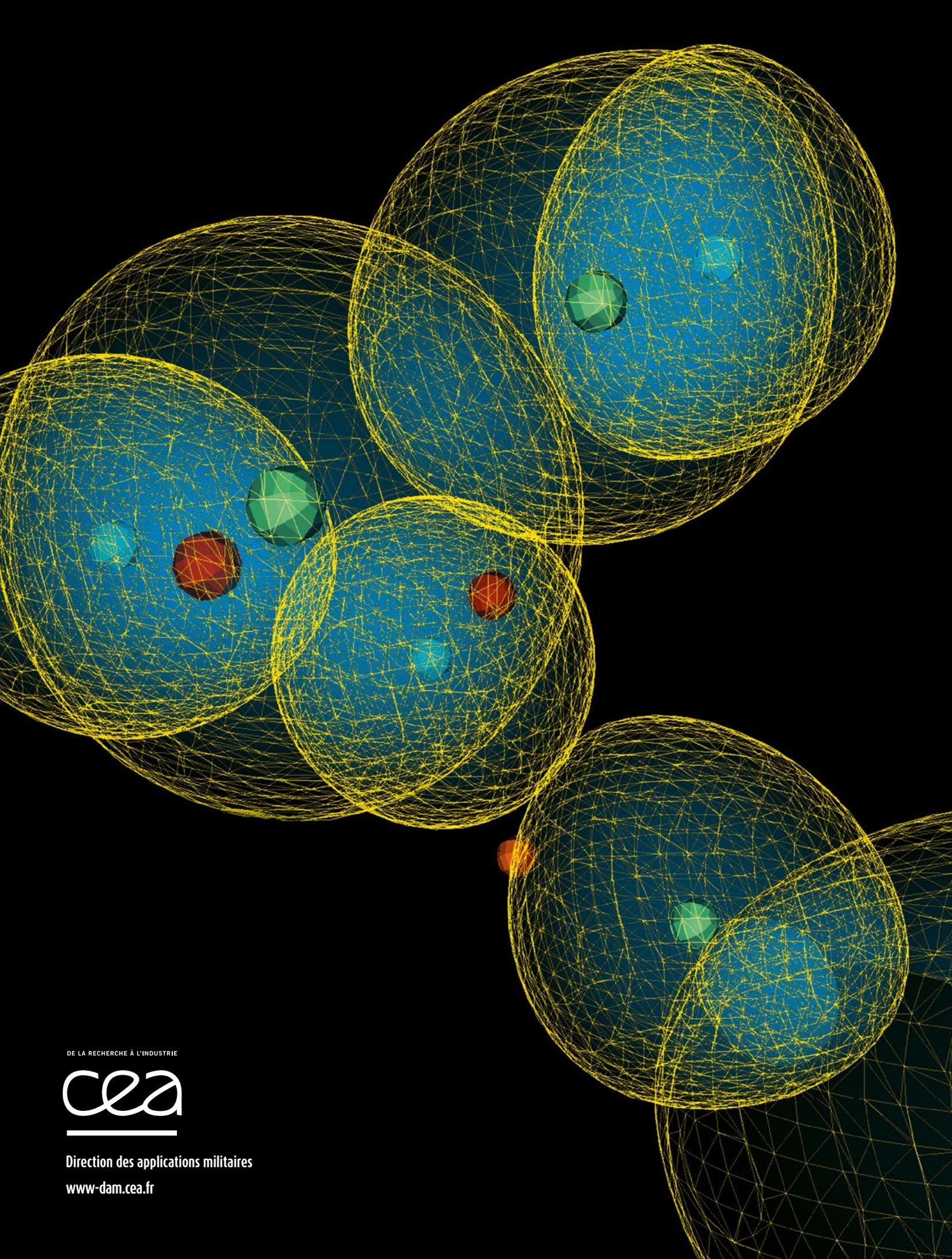


Figure 3.

Représentation du champ de température, avec propagation d'un front de température radiative dans un milieu opaque (onde de Marshak). Les figures correspondent au champ de température avec, de haut en bas, (1) la solution de référence, (2) la solution d'un schéma VF5 non consistant mais positif, (3) la solution d'un schéma consistant mais non positif (schéma Mimetic) et enfin (4) la solution avec le schéma décrit dans cet article. Les lignes noires correspondent au maillage (dit « de Kershaw », **figure 2**). Les mailles pour lesquelles la température radiative est sous le seuil ne sont pas colorées (maillage (3)).

Références

- [1] E. BERTOLAZZI, G. MANZINI, "A second-order maximum principle preserving finite volume method for steady convection-diffusion problems", *SIAM Journal on Numerical Analysis*, **43**, p. 2172-2199 (2005).
- [2] X. BLANC, E. LABOURASSE, "A positive scheme for diffusion problems on deformed meshes", *Z. Angew. Math. Mech.*, **95**, p. 1-21 (2015).
- [3] J.-S. CAMIER, F. HERMELINE, "A monotone non-linear finite volume method for approximating diffusion operators on general meshes", à paraître dans *Int. J. Numer. Meth. Engn.*, publié en ligne le 18 mars 2016.
- [4] F. HERMELINE, "A finite volume method for approximating 3D diffusion operators on general meshes", *J. Comput. Phys.*, **228**, p. 5763-5786 (2009).
- [5] D. MIHALAS, B. MIHALAS, *Foundations of Radiation Hydrodynamics*, Dover publications, Series Dover books on physics, New York (1984).



DE LA RECHERCHE À L'INDUSTRIE



Direction des applications militaires

www-dam.cea.fr