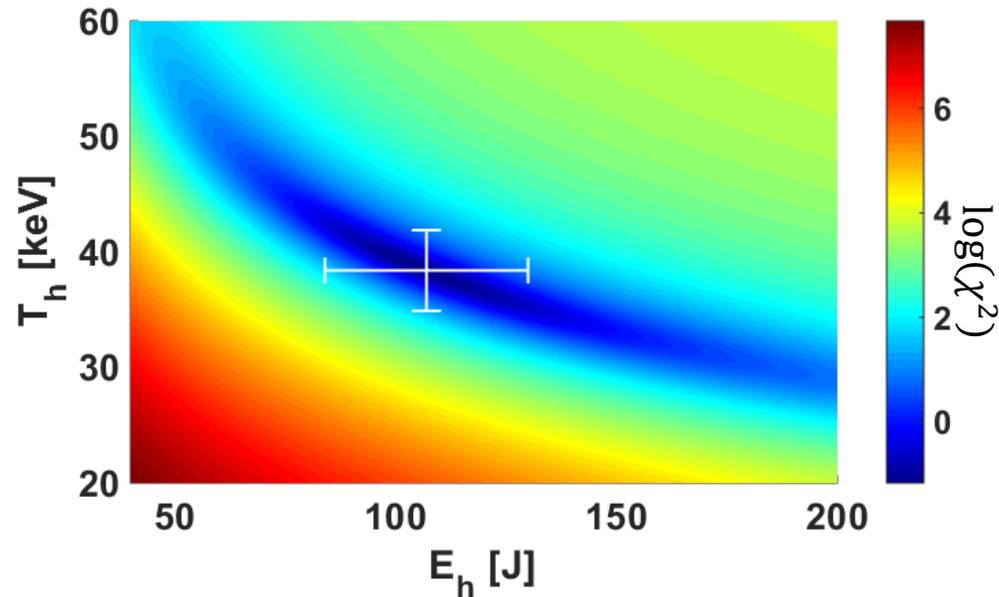
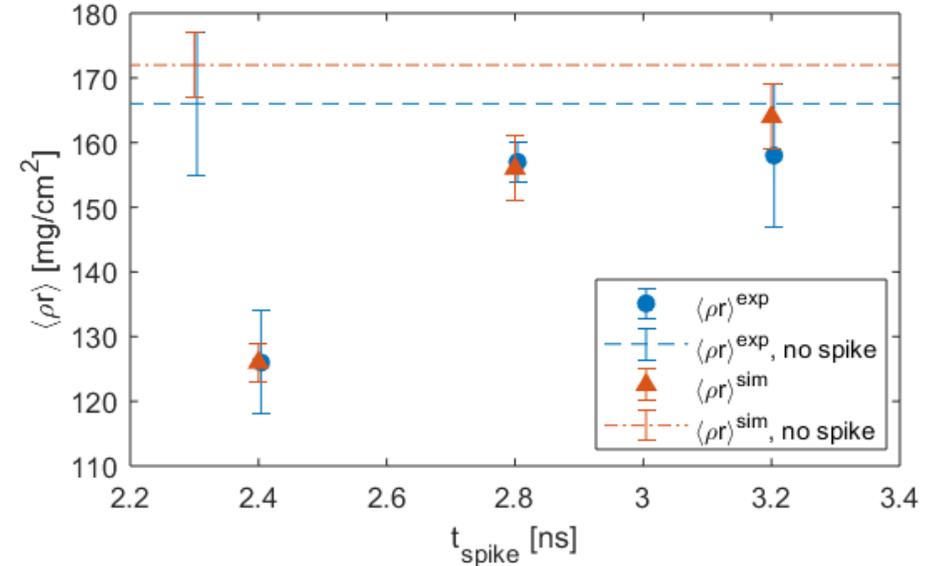


Le contrôle du préchauffage dû aux électrons chauds dans des implosions d'allumage par choc.



L'analyse χ^2 du signal HXR montre une température de 38 ± 4 keV et une énergie total de 107 ± 23 J pour les électrons chauds.



La densité surfacique sondée par les protons secondaires obtenu avec les simulations LILAC montre un bon accord avec les valeurs mesurées.

Les collaborateurs

**J. Trela^{1,2}, W. Theobald², K. S. Anderson², D. Batani¹, R. Betti^{2,3,4},
A. Casner¹, J. A. Delettrez², J. A. Frenje⁵, V. Yu. Glebov², X. Ribeyre¹,
A. A. Solodov², M. Stoeckl², and C. Stoeckl².**

¹Centre Lasers Intenses et Applications, Université de Bordeaux CEA-CNRS, Talence, France

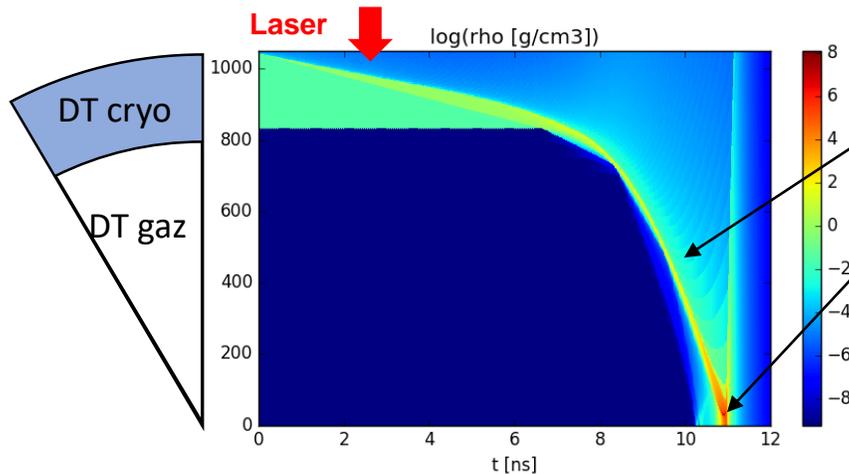
²Laboratory for Laser Energetics, University of Rochester, Rochester, NY, USA

³Department of Physics and Astronomy, University of Rochester, Rochester, NY, USA

⁴Department of Mechanical Engineering, University of Rochester, Rochester, NY, USA

⁵Massachusetts Institute of Technology, Cambridge MA, USA

La fusion par confinement inertiel (FCI) consiste en l'implosion d'une microsphère de DT par irradiation laser.



Capsule en implosion à $u_{imp} = 330$ km/s

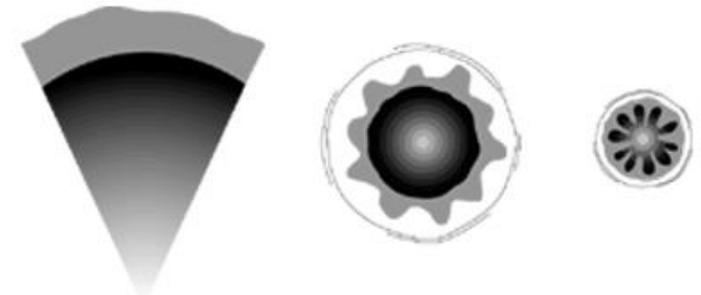
Réaction de fusion :



Bilan d'énergie :

- Energie laser $E_L = 170$ kJ
- Energie de fusion $E_f = 17$ MJ
- Gain $G = E_f/E_L = 100$

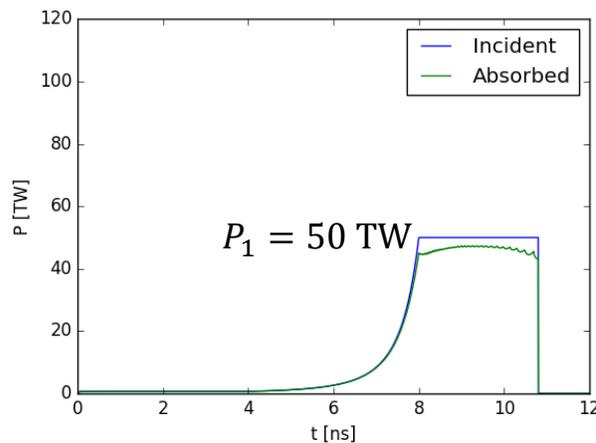
$$G \propto u_{imp}^{-1}$$



L'instabilité Rayleigh Taylor amplifie les défauts de surface et empêche l'allumage (str.llnl.gov)

Taux de croissance de l'instabilité RT :

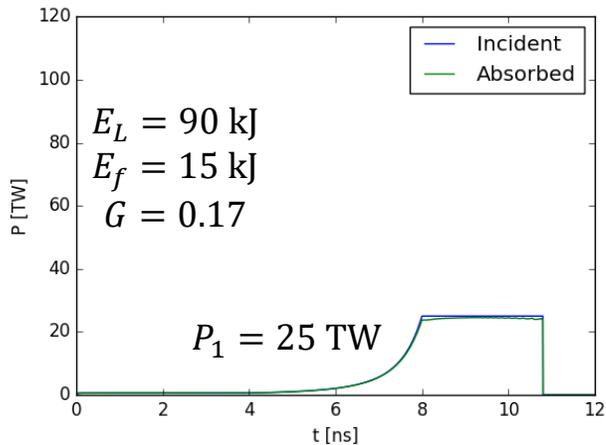
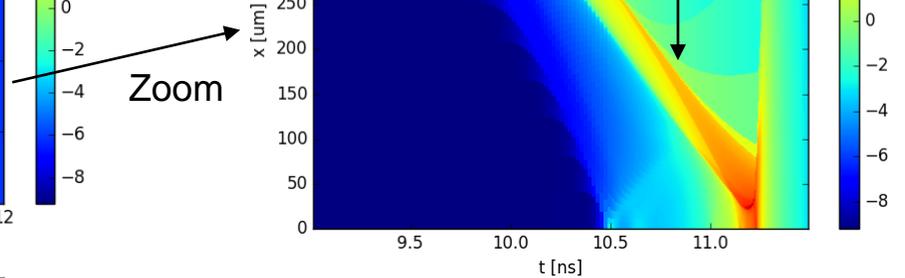
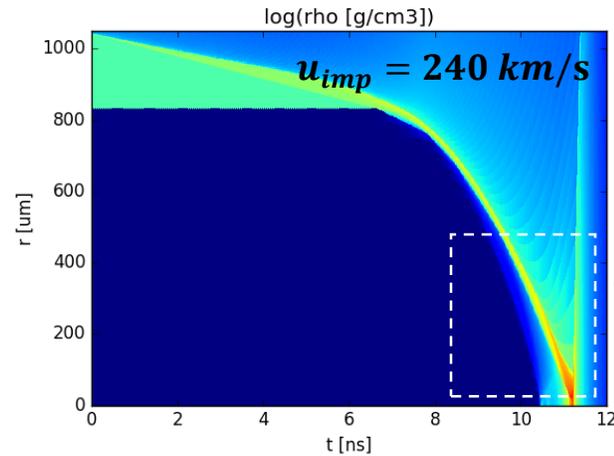
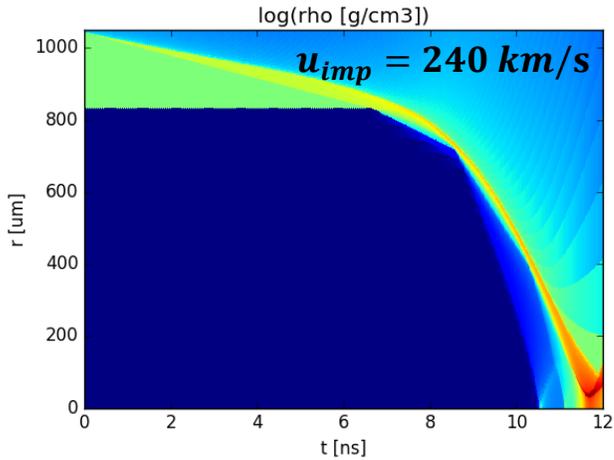
$$\gamma t \propto u_{imp}$$



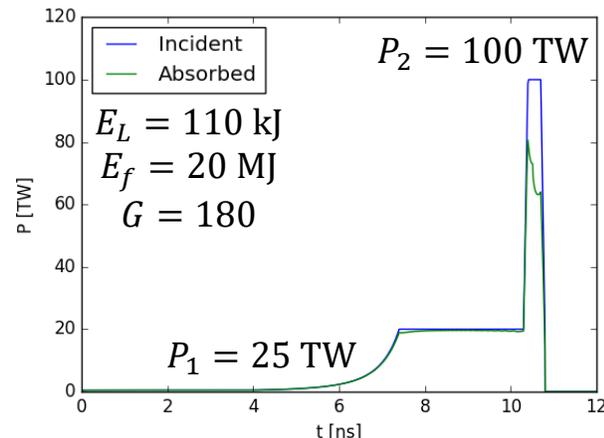
Simulation CHIC 1D, implosion classique

Le design classique pour la FCI pose de nombreux problèmes, dont les instabilités hydrodynamiques. Des schéma alternatif ayant une vitesse d'implosion plus faible, limitant ces instabilités, sont étudiés.

L'allumage par choc est un schéma alternatif pour l'ICF qui utilise un choc fort en fin d'implosion de façon à allumer la cible.



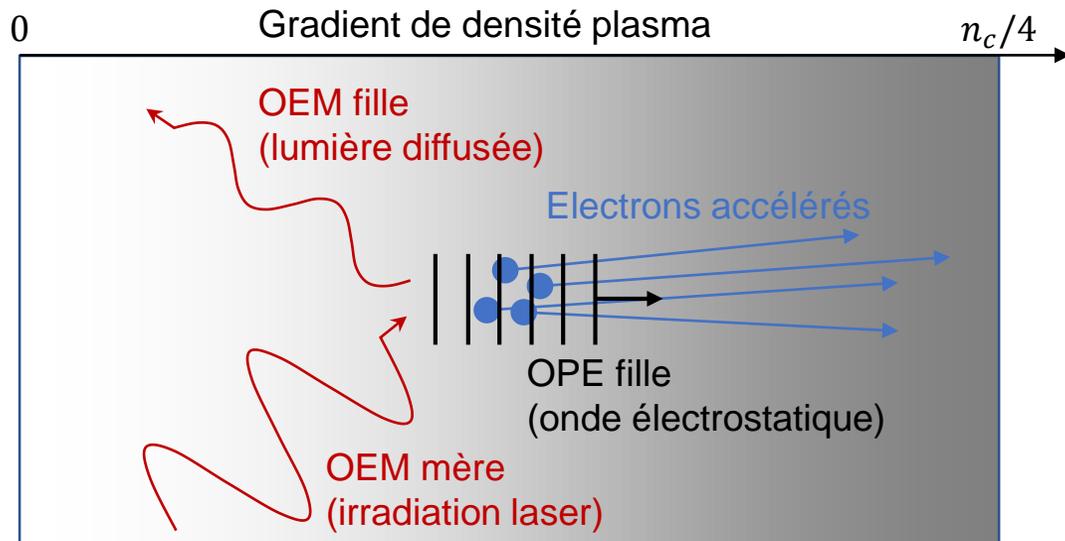
Palier réduit → pas d'allumage



Allumage par choc

L'intensité requise durant le spike est suffisante pour permettre le développement d'instabilités paramétriques. Les effets de ces instabilités doivent être pris en compte lors du design d'implosion d'allumage par choc.

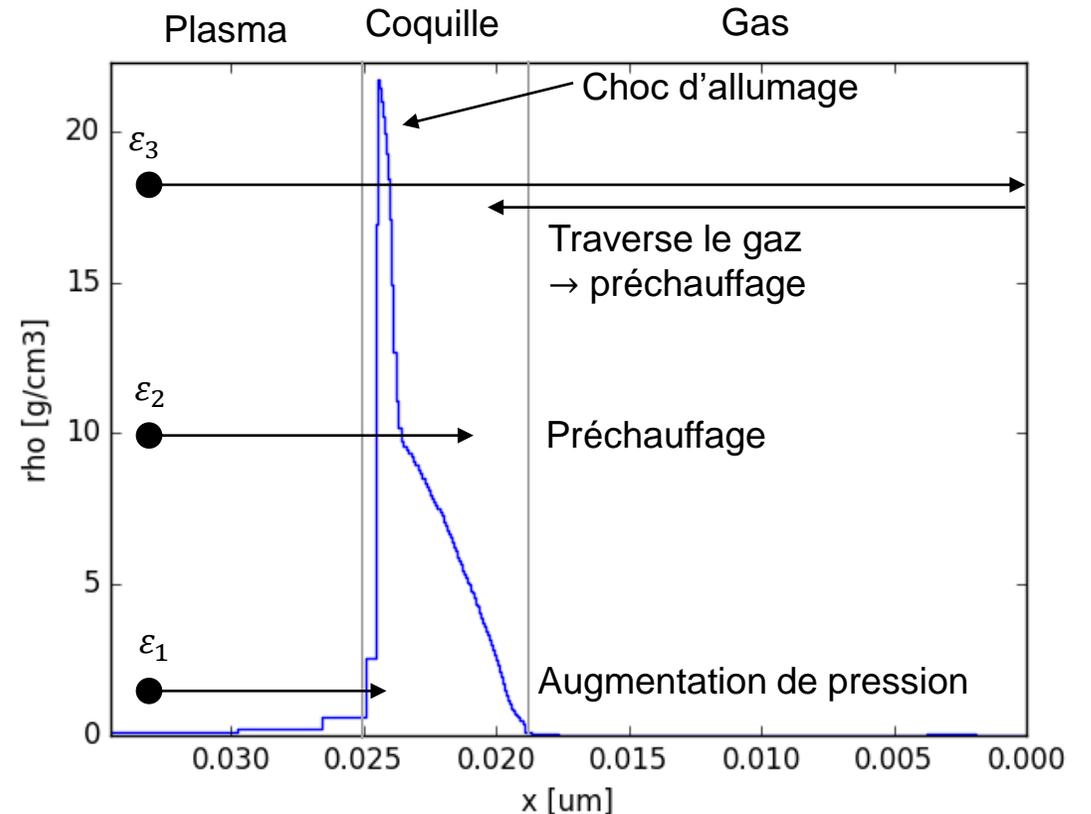
Les instabilités paramétriques génèrent des électrons chauds qui peuvent pénétrer en profondeur dans la cible.



Principe de l'instabilité Raman Stimulé (SRS)

OEM : Onde électromagnétique
OPE : Onde plasma électronique

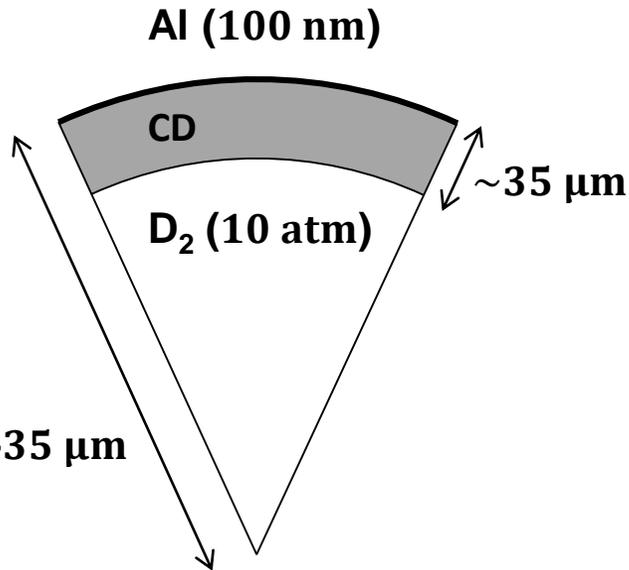
L'effet des électrons chauds sur l'implosion de cibles sphériques a été décrit uniquement au travers de simulations. Il est nécessaire de réaliser des expériences permettant de valider les prédictions de ces codes.



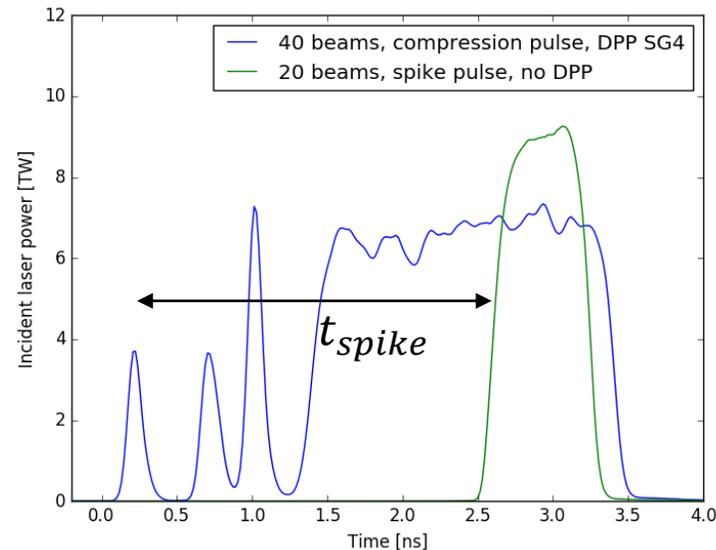
Profil de densité de la simulation CHIC « Allumage par choc » à 10,6 ns

Energie des électrons : $\epsilon_1 < \epsilon_2 < \epsilon_3$

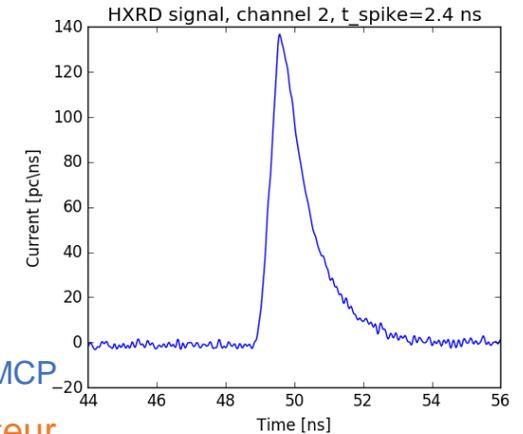
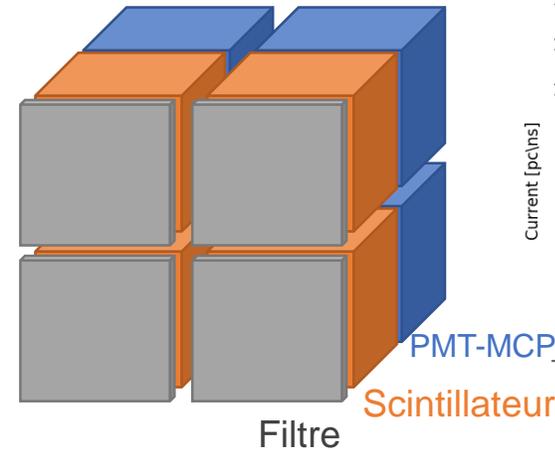
Une expérience a été réalisée sur le laser OMEGA pour quantifier l'effet des électrons chauds en fonctions du temps de lancement du spike.



Cible à échelle réduite, non cryogénique



$t_{spike} = 2,4, 2,8$ and $3,2$ ns
+ 1 tir sans spike (40 faisceaux seulement)
utilisé comme référence.



HXRD a 4 canaux avec des filtrations différentes
→ filtre passe haut de 20, 40, 60 et 80 keV.

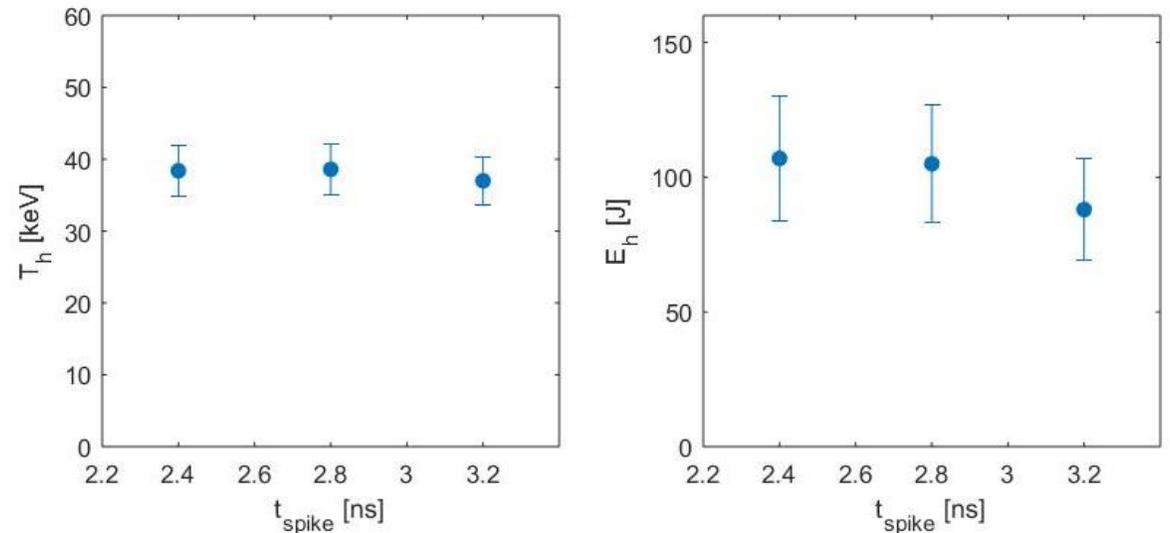
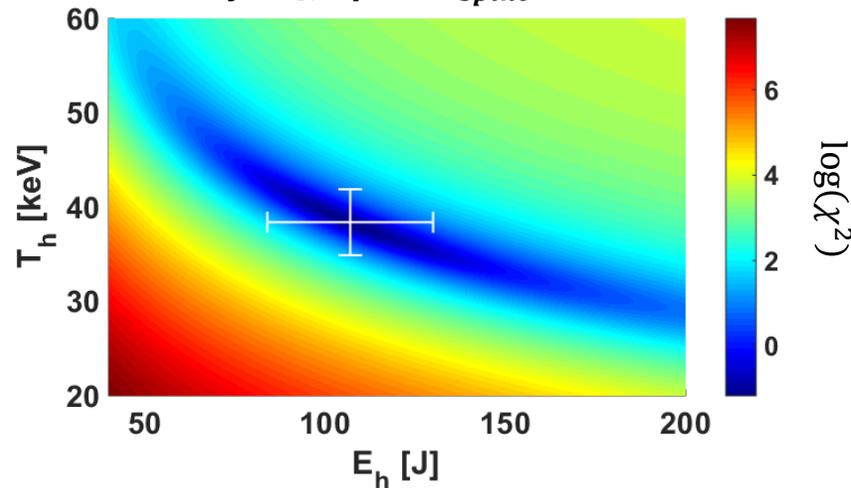
La charge Q_i mesuré par HXRD dépend de la température T_h et énergie E_h des électrons chaud. Un modèle permettant de relié ces valeurs est nécessaire pour déterminer les paramètres de la population d'électron chauds.

La température et l'énergie des électrons chauds sont déterminées par une analyse χ^2 de la charge mesurée sur HXRD.

$$S_i(T_h, E_h) = \alpha_i \frac{E_h}{1.5 T_h} \int_0^\infty I_{br}(T_h, E_\nu) F_i(E_\nu) dE_\nu$$

$$\chi^2(T_h, E_h) = \sum_{i=2}^4 \frac{[S_i(T_h, E_h) - Q_i]^2}{\delta S_i(T_h, E_h)^2 + \delta Q_i^2}$$

Analyse χ^2 pour $t_{spike} = 2, 4$ ns.



Une température de 38 keV et une énergie de 100 J (1,7 % de conversion) sont mesurées, relativement indépendamment du temps de lancement du spike. Ces paramètres sont utilisés comme termes sources dans des simulations hydrodynamiques radiatives 1D (LILAC) visant à reproduire la densité surfacique mesurée.

L'incertitude est donnée par la conditions $\chi^2 = \chi_{min}^2 + 2,3$.

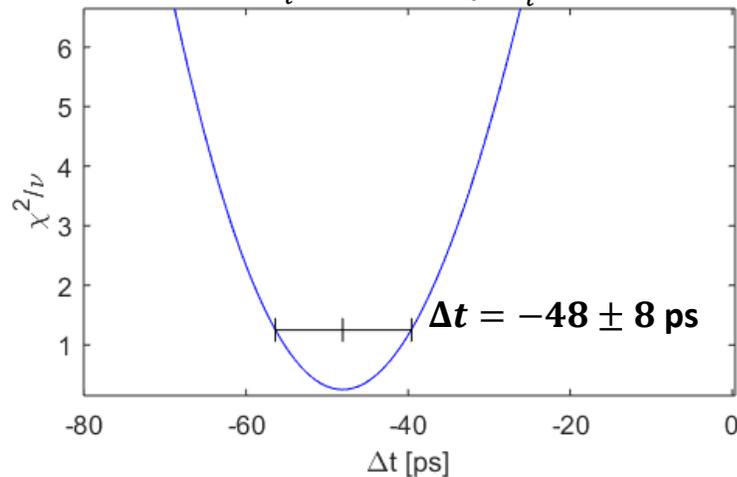
Le calcul de la densité surfacique moyenne dans la simulation utilise le taux de production des neutrons mesuré expérimentalement (50 fois plus faible que le taux simulé).

Incertitude sur la valeur absolue du temps de production des neutrons (± 100 ps)

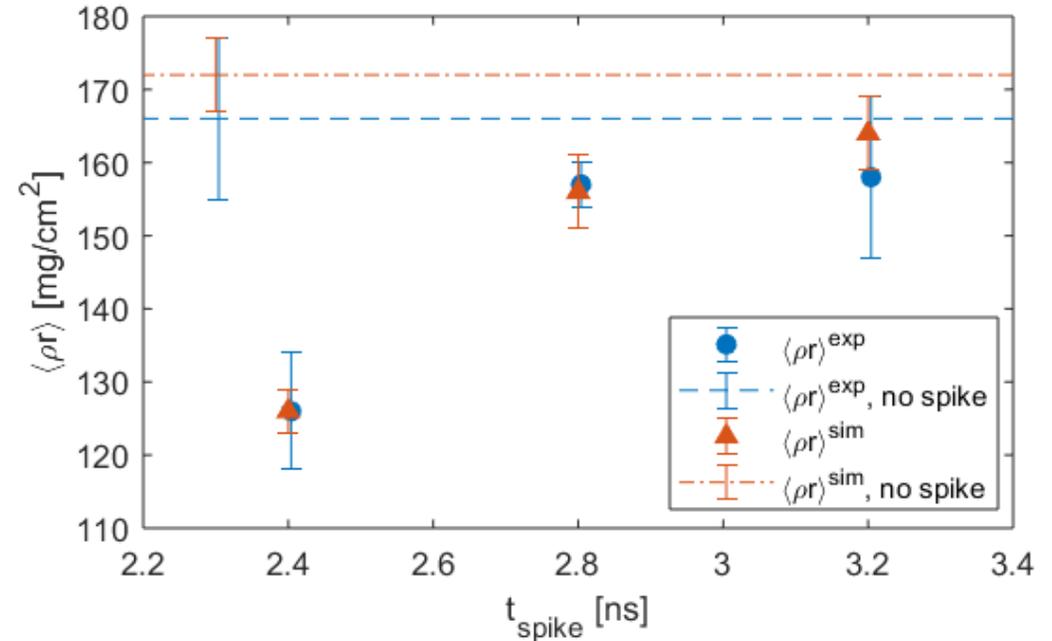
$$\langle \rho r \rangle^{sim}(\Delta t) = \frac{1}{N_y^{exp}} \int (\rho r)^{sim}(t) \times n_{rate}^{exp}(t + \Delta t) dt$$

On suppose Δt constant de tir à tir \rightarrow analyse statistique χ^2

$$\tilde{\chi}^2(\Delta t) = \frac{1}{\nu} \sum_i \frac{[\langle \rho r \rangle_i^{sim}(\Delta t) - \langle \rho r \rangle_i^{exp}]^2}{\delta \langle \rho r \rangle_i^{exp2}}$$

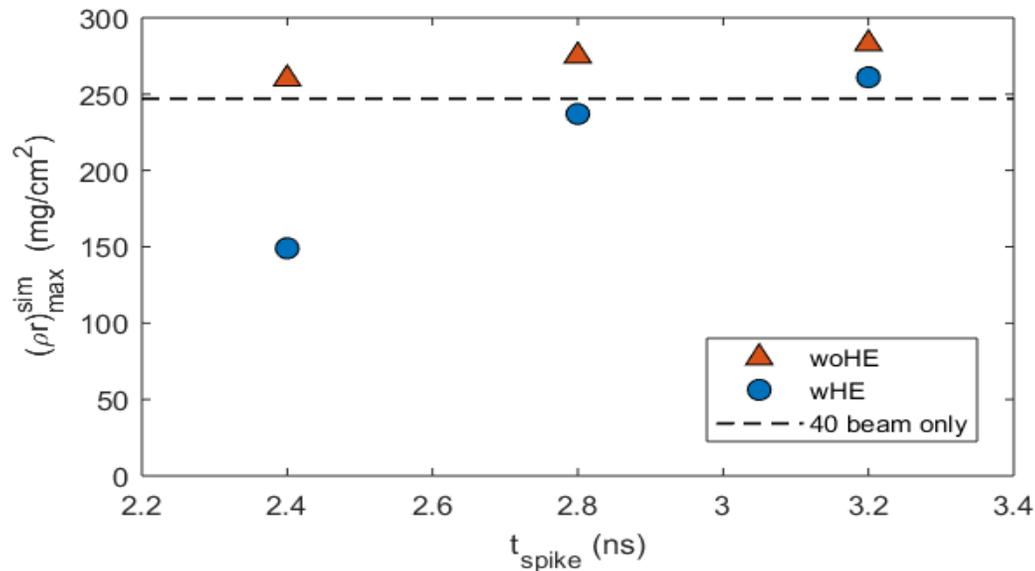


Incertitude donnée par $\tilde{\chi}^2 = \tilde{\chi}_{min}^2 + 1$



Les densités surfaciques moyennes calculées à partir des simulations sont en bon accord avec les valeurs expérimentales. Ces densité surfaciques diminues pour un temps de lancement du spike plus tôt, mais il est nécessaire de comparer des simulations avec ou sans électrons chauds de façon à déterminer s'il s'agit de préchauffage.

La comparaison des simulations avec et sans électrons chauds montre que la réduction de compression pour un temps de lancement du spike plus tôt est dû aux électrons chauds.



Lorsqu'on considère la profondeur de pénétration des électrons : $\varepsilon_0 \approx T_h/0.516$

$$T_h = 38 \text{ keV}$$

Température
maxwellien des
électrons chauds



$$\varepsilon_0 = 75 \text{ keV}$$

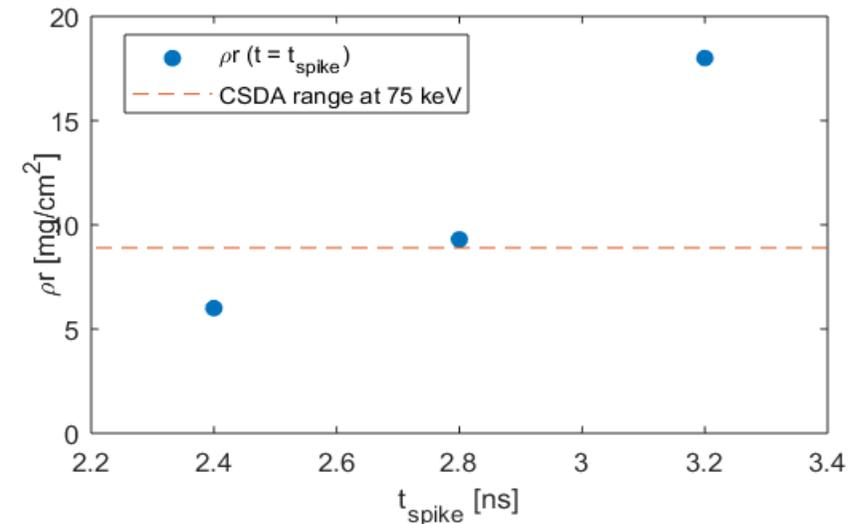
Distribution mono-
énergétique



$$\text{CSDA range} = 8.9 \text{ mg}/\text{cm}^2$$

Profondeur de
pénétration des
électrons chauds

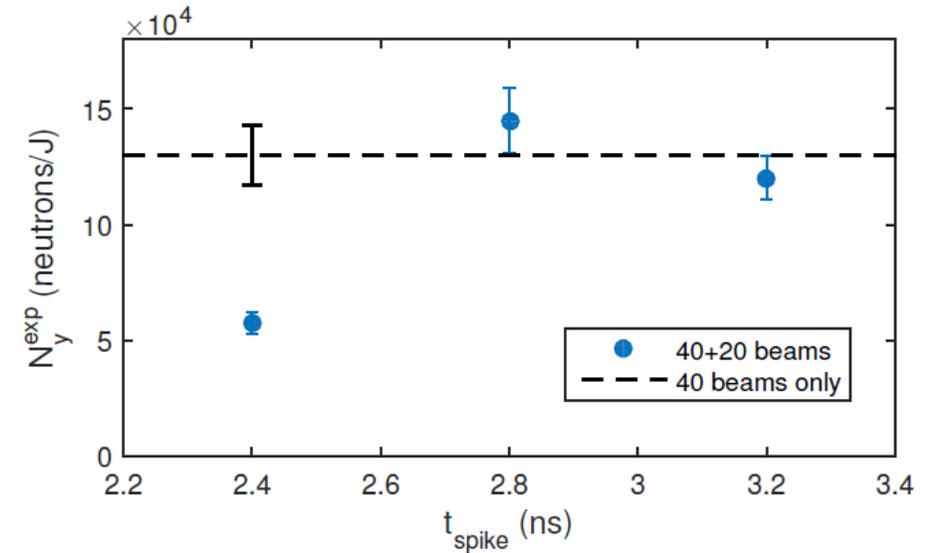
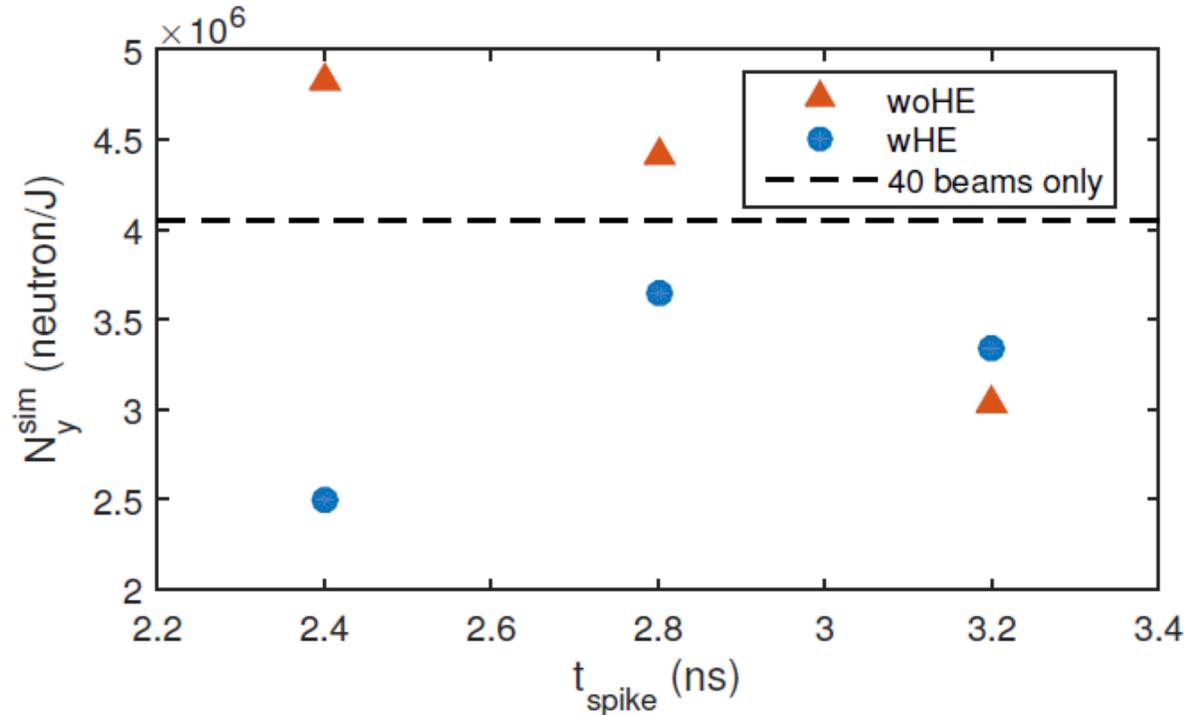
Pour le temps de lancement du spike le plus tôt, la densité surfacique est plus petite que la profondeur de pénétration des électrons. Ils préchauffent donc entièrement la cible et réduisent sa compressibilité. Pour le temps de lancement le plus tard, la densité surfacique est plus grande et seulement la partie extérieur de la coquille est préchauffée. La cible peut ainsi atteindre une compression plus élevée.



Le dégagement neutronique simulé montre une dégradation similaire pour un temps de lancement du spike tôt et une valeur proche de la simulation sans électrons chauds pour un temps de lancement plus tardif.

Le dégagement neutronique a été normalisé par l'énergie incidente :

- 15 kJ pour le tir avec 40 faisceaux seulement.
- 20 kJ pour les tirs 40+20.



Les dégagements neutroniques expérimentaux et issus des simulations prenant en compte les électrons chauds montrent la même tendance.

Conclusion

- Des électrons chauds avec une température de ~ 38 keV et une énergie total de ~ 100 J ont été mesurés et utilisés comme terme source pour réaliser des simulations LILAC.
- Les simulations LILAC ont reproduits les densités surfaciques mesurées par les protons secondaires et montrées une dégradation de la compression pour un temps de lancement du spike tôt.
- La comparaison des simulations réalisées avec et sans électrons a permis d'attribuer cette dégradation comme un effet du préchauffage dû aux électrons chauds.

Merci de votre attention.