

Techniques laser de caractérisation d'écoulement de plasma hors équilibre thermodynamique local en jet libre et en couche limite

1. Contexte de l'interaction jet de plasma - surface en laboratoire

- L'entrée atmosphérique hypersonique d'objets spatiaux
- Intérêt des études plasmas-surfaces
- Rôle de l'oxygène atomique en déséquilibre chimique

2. Techniques de création d'un jet de plasma

- Tubes à choc
- Plasmas d'arc
- Plasmas à couplage inductif

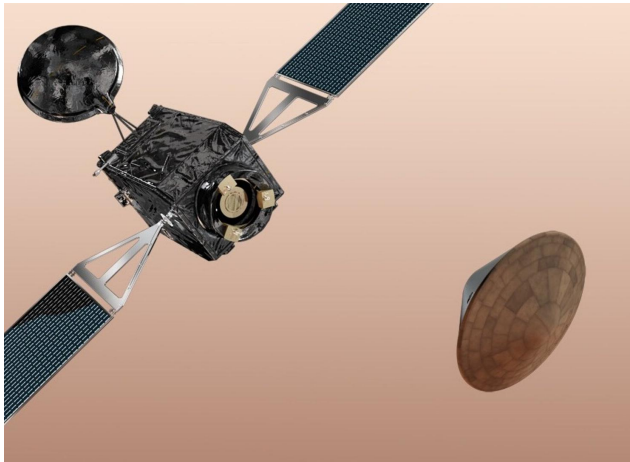
3. Techniques de diagnostic par fluorescence laser

- Fluorescence induite par laser
- TALIF de l'oxygène atomique

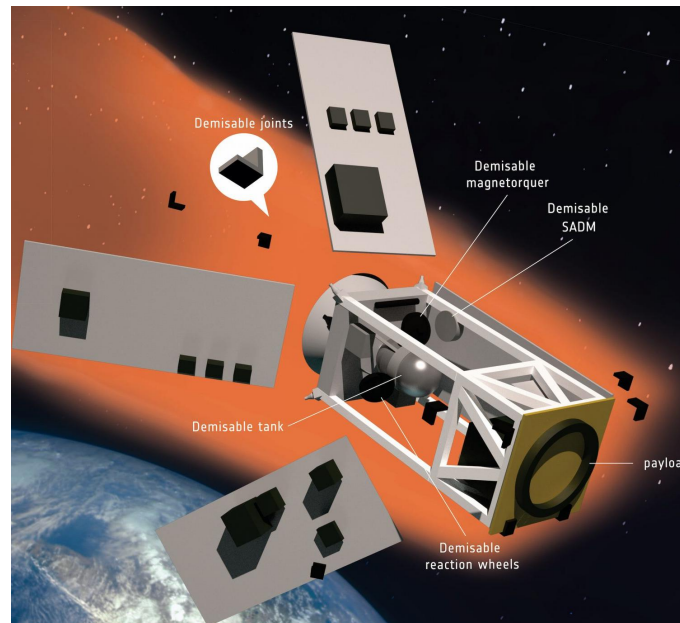
1. Contexte de l'interaction jet de plasma - surface en laboratoire

L'entrée atmosphérique hypersonique d'objets spatiaux

Sondes et vaisseaux spatiaux



Débris spatiaux

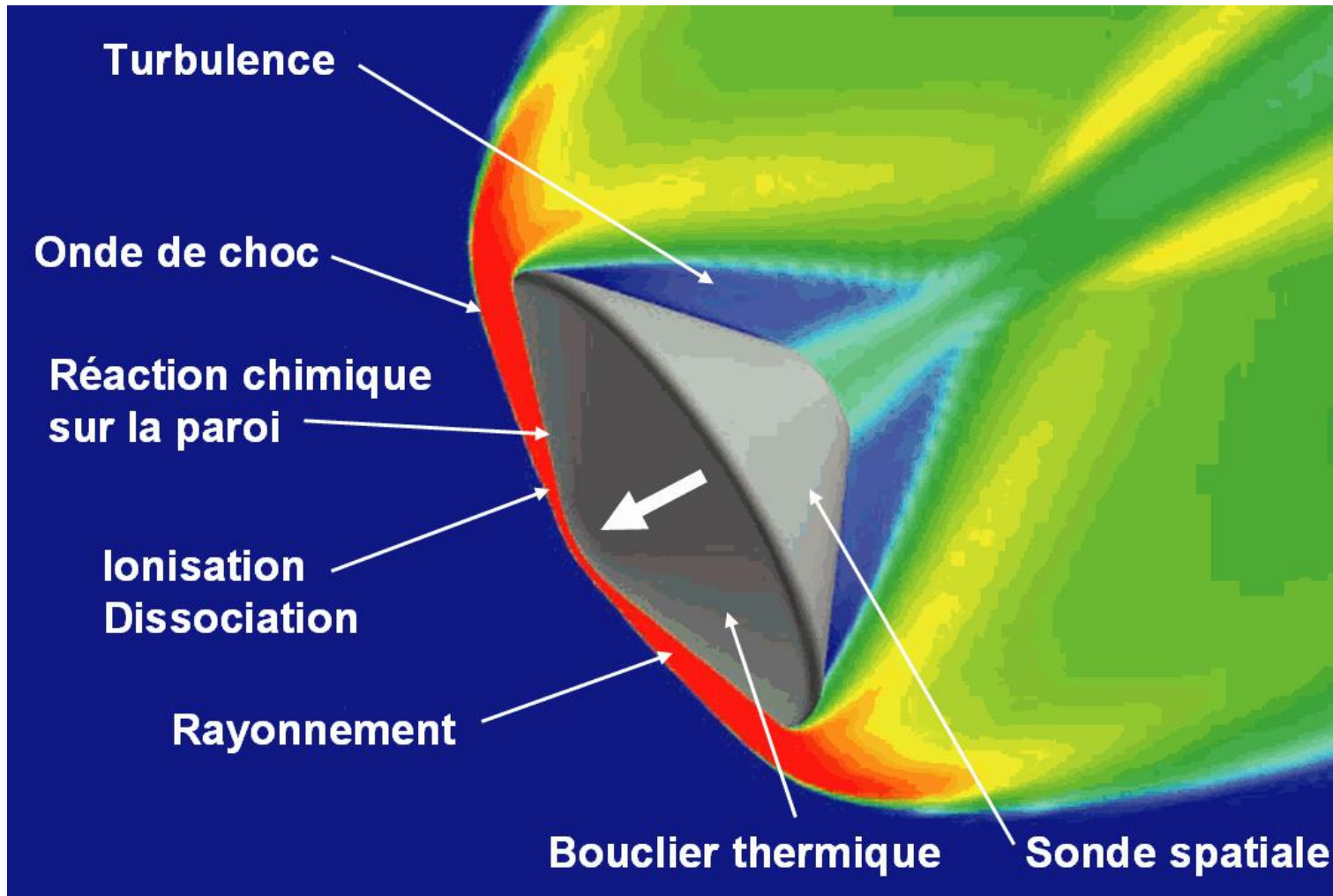


Météorites



1. Contexte de l'interaction jet de plasma - surface en laboratoire

Problématique multiphysique



1. Contexte de l'interaction jet de plasma - surface en laboratoire

Écoulement hypersonique et ondes de chocs

Vitesses d'entrée typiques

- depuis l'orbite terrestre proche : $v_\infty \approx 7$ km/s
- depuis la Lune : $v_\infty \approx 11$ km/s
- depuis le système solaire : $v_\infty \approx 16$ km/s

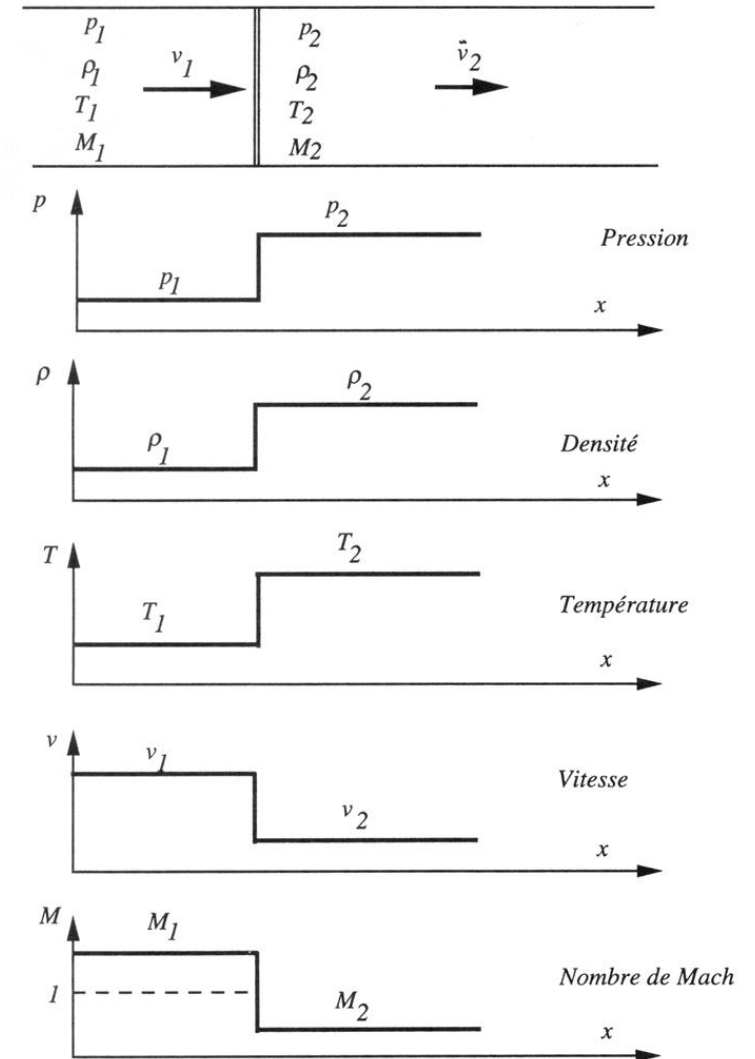
Vitesse du son

$$a = \sqrt{\gamma r T}$$

Nombre de Mach

$$M = \frac{v}{a}$$

Onde de choc droite



1. Contexte de l'interaction jet de plasma - surface en laboratoire

Équations de conservation

Equation de l'énergie

$$h_1 + \frac{v_1^2}{2} = h_2 + \frac{v_2^2}{2} \implies e_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} = e_2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2}$$
$$c_p T + \frac{v_1^2}{2} = c_p T + \frac{v_2^2}{2}$$

$$c_p T + \frac{v^2}{2} = c_p T \left(1 + \frac{v^2}{2c_p T} \right)$$

$$M = \frac{v}{a}, \quad a = \sqrt{\gamma r T}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}, \quad r = c_p - c_v, \implies \frac{v^2}{2c_p T} = \frac{\gamma - 1}{2} M^2$$

$$T_1 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 \right) = T_2 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_2^2 \right)$$

Equation de l'impulsion

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2$$

$$p + \rho v^2 = p \left(1 + \frac{\rho_1 v_1^2}{p} \right) = p (1 + \gamma M^2)$$

$$p_1 (1 + \gamma M_1^2) = p_2 (1 + \gamma M_2^2)$$

Equation de la masse

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \implies \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{M_1 a_1}{M_2 a_2}$$

1. Contexte de l'interaction jet de plasma - surface en laboratoire

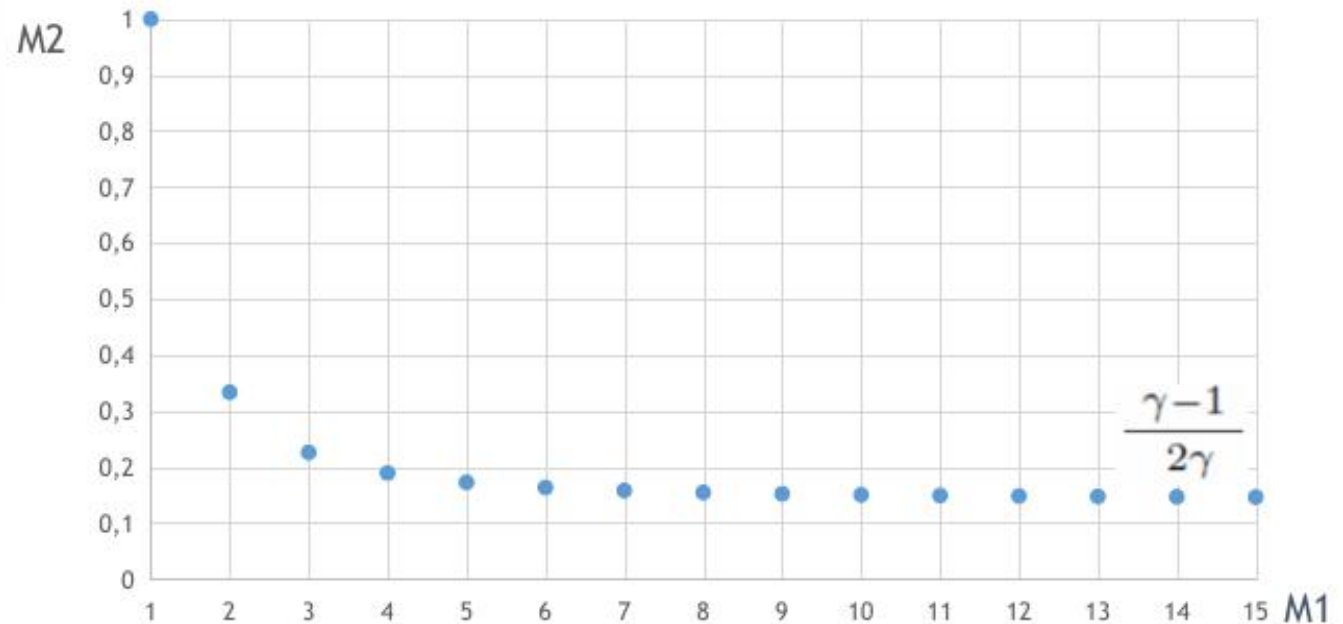
Écoulement hypersonique et ondes de chocs

$$a = \sqrt{\gamma r T}, \quad \rho = \frac{p}{r T} \quad M = \frac{v}{a} \quad \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{M_1 a_1}{M_2 a_2} \Rightarrow \frac{p_2}{p_1} = \frac{M_1}{M_2} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{M_1}{M_2} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \Rightarrow \frac{1 + \gamma M_1^2}{1 + \gamma M_2^2} = \frac{M_1}{M_2} \sqrt{\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2}}$$

$$M_2^2 = \frac{M_1^2 + \frac{2}{\gamma-1}}{\frac{2\gamma M_1^2}{\gamma-1} - 1}$$

$$M_2 < 1$$

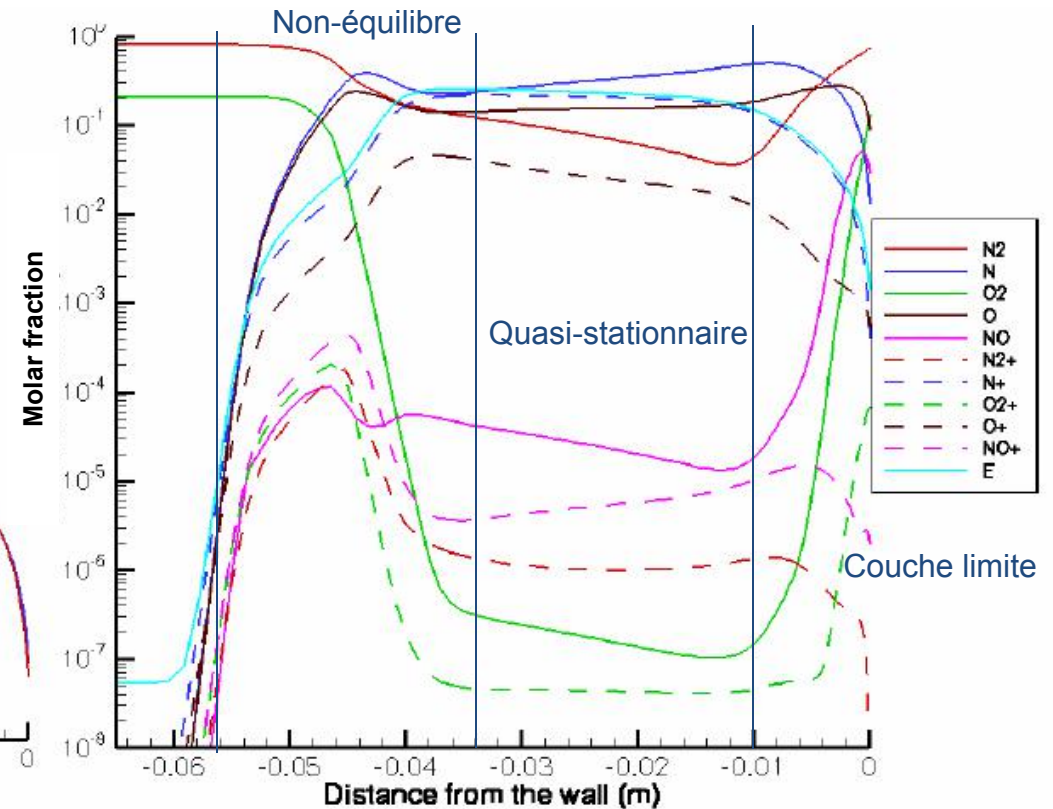
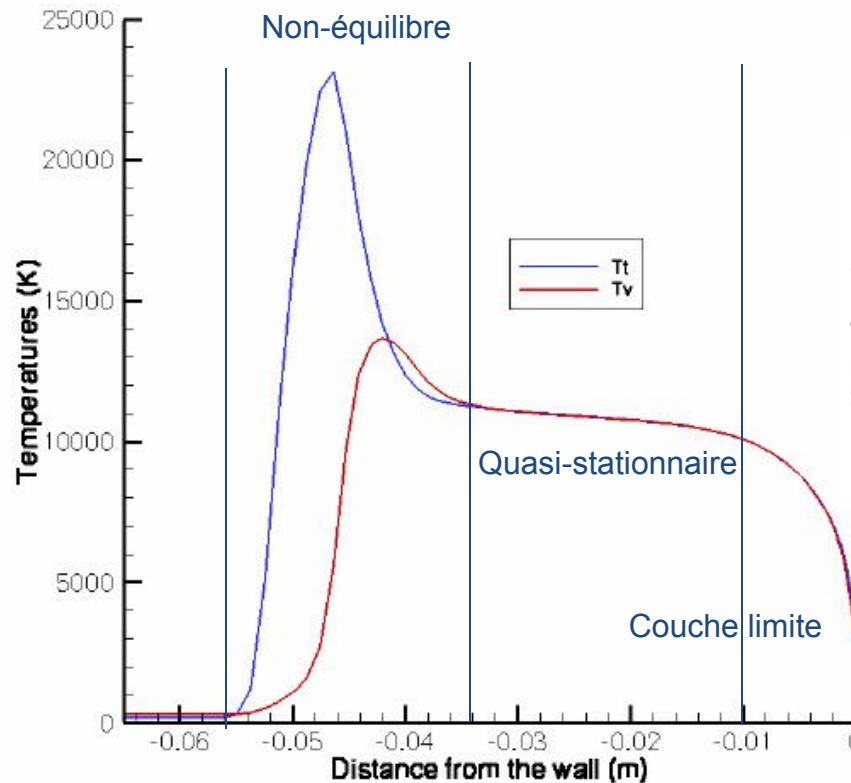
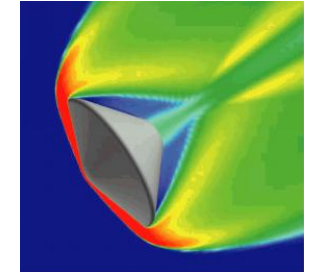


1. Contexte de l'interaction jet de plasma - surface en laboratoire

Déséquilibre thermochimique

Cinétique collisionnelle

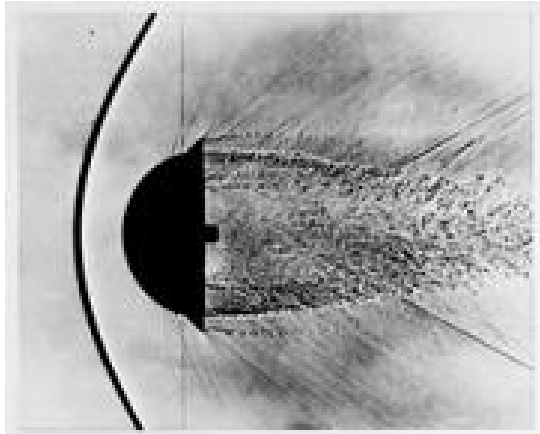
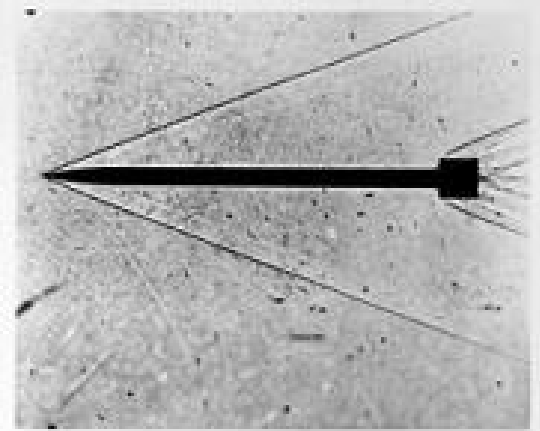
Profils de couche de choc dans N_2/O_2



1. Contexte de l'interaction jet de plasma - surface en laboratoire

Densité de flux à la paroi

Approche empirique



Résultat contre-intuitif : plus la traînée est importante et plus le flux convectif est faible

Sutton-Graves (1971 - écoulement laminaire)

$$\phi = C \rho^n V^m$$

$$\phi = C \sqrt{\frac{\rho}{R}} V^3 (1 - g) \quad (W/m^2)$$

$$g = \frac{h_w}{h_0} = \frac{c_w T_w}{h_a + \frac{V^2}{2}}$$

$$\phi = C \sqrt{\frac{\rho}{R}} V^3 \left(1 - \frac{c_w T_w}{\frac{V^2}{2}}\right) \quad (W/m^2)$$

$$\text{Terre : } C = 1,83 \cdot 10^{-4}$$

$$\text{Mars : } C = 1,89 \cdot 10^{-4}$$

1. Contexte de l'interaction jet de plasma - surface en laboratoire

Densité de flux à la paroi

Approche détaillée

$$\varphi = \varphi_c + \varphi_{\text{Ré}} + \varphi_{\text{Ra}}$$

$$\varphi_c = -k_{\text{plasma}} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}$$

Contribution conductive ou convective

$$\varphi_{\text{Ré}} = \sum_{\text{esp.exc.i}} \varphi_i^{\text{catalyse}} = \sum_i \gamma_i \beta_i \varphi_i$$

Contribution réactive (chimique)

- Catalycité
- Oxydation
- Ablation

$$\varphi_{\text{Ra}} = \iiint_{V_{\text{plasma}}} \tau(r) \varepsilon(r) \frac{d^3V}{4\pi r^2}$$

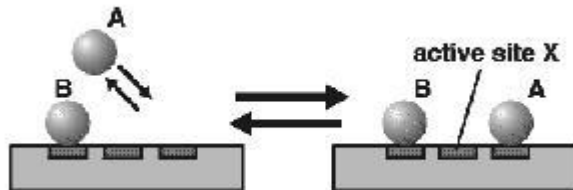
Contribution radiative

1. Contexte de l'interaction jet de plasma - surface en laboratoire

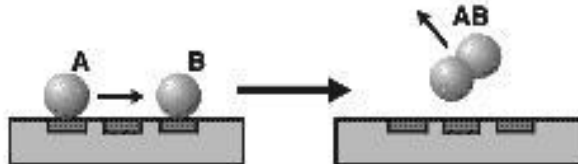
Pouvoir catalytique de la surface

Transfert d'énergie à la paroi

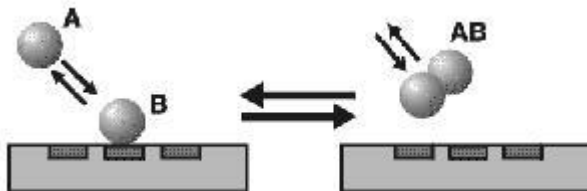
Adsorption



Langmuir - Hinshelwood



Elley - Rideal

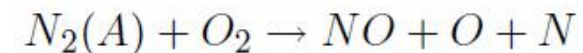
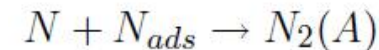


Phénomènes bien compris

- Langmuir-Hinshelwood à haute température
 - besoin de mobilité
 - bonne accommodation
- Elley-Rideal à basse température
 - mauvaise accommodation
 - forte probabilité

Phénomènes mal pris en compte par les modèles

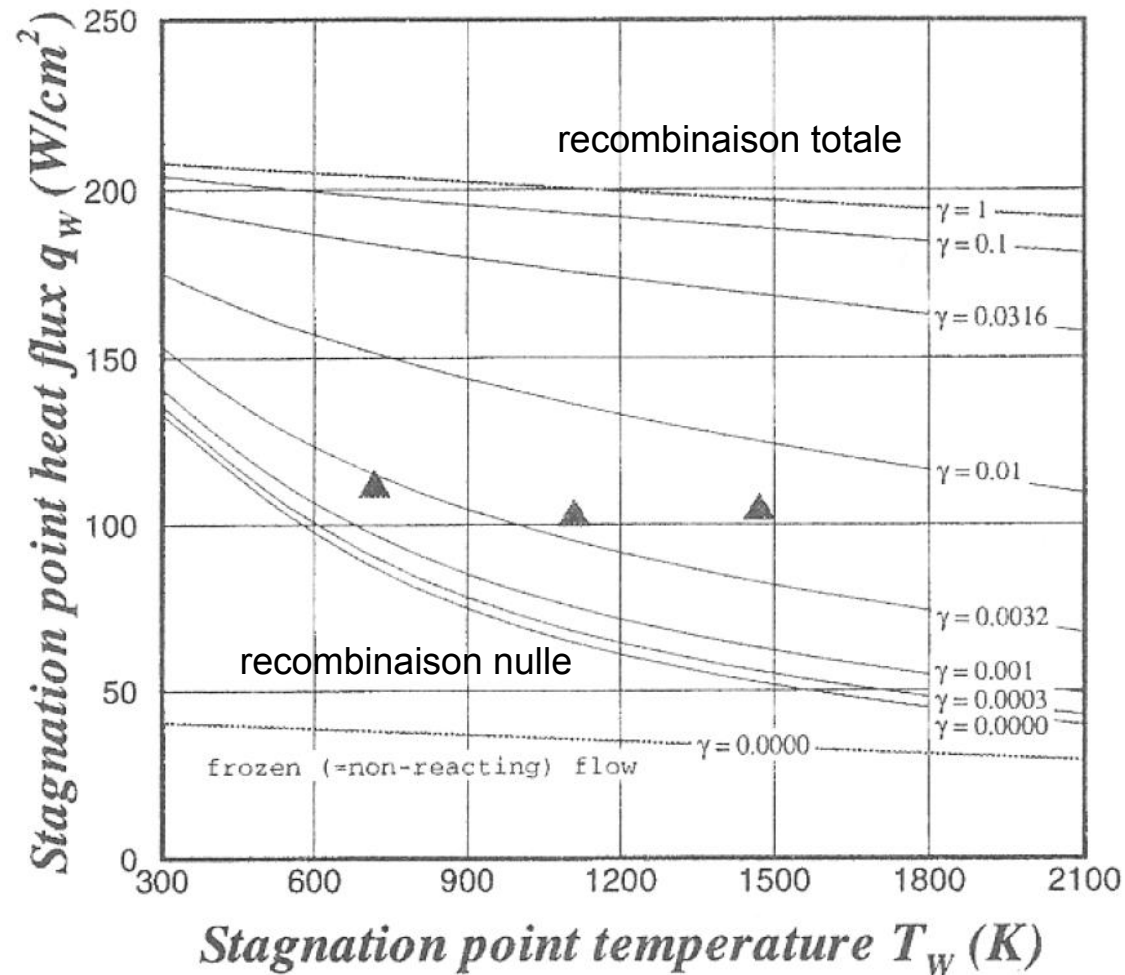
- Non accommodation de certains modes à la paroi
 - déséquilibre thermique
- Adsorption de molécules excitées
- Désorption de molécules hors équilibre
- Caractérisation des molécules désorbées



1. Contexte de l'interaction jet de plasma - surface en laboratoire

Pouvoir catalytique de la surface

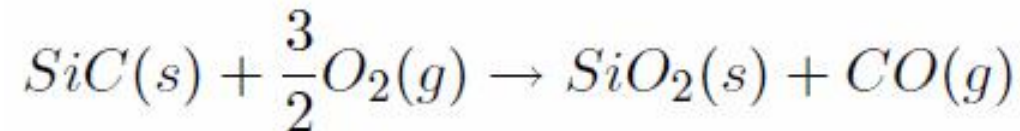
Recombinaison à la paroi de l'oxygène atomique



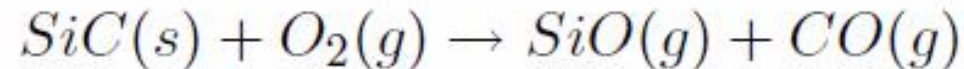
Phénomènes d'oxydation

Exemple du carbure de silicium

- Passive : augmentation de la masse de l'objet – oxydation définitive

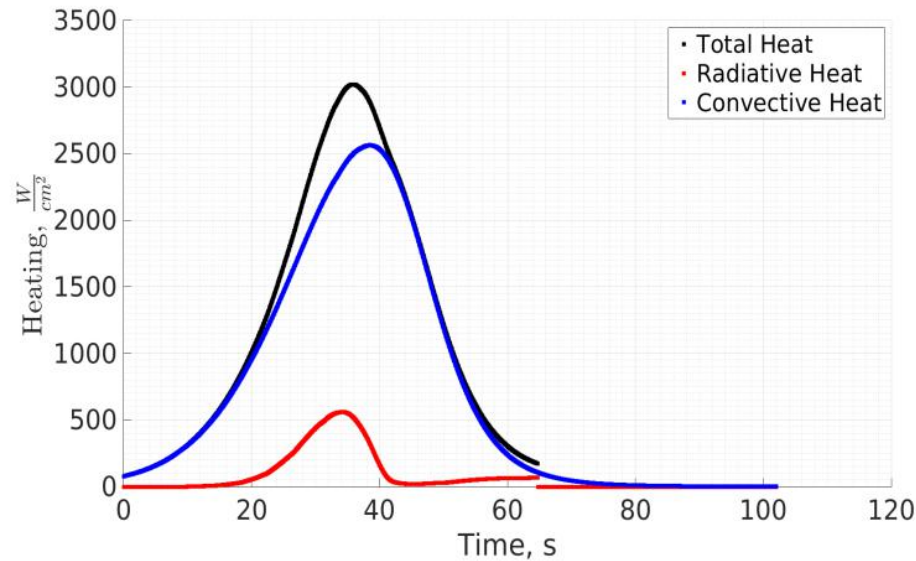
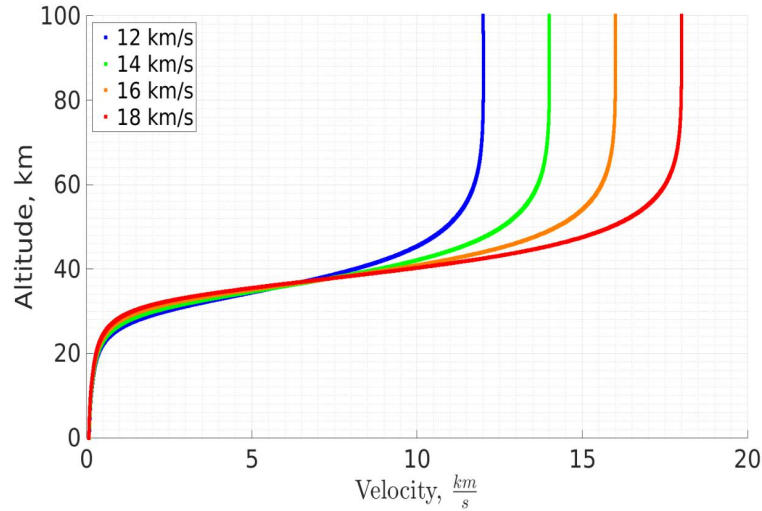


- Active : vaporisation des produits, diminution de la masse de l'objet - ablation

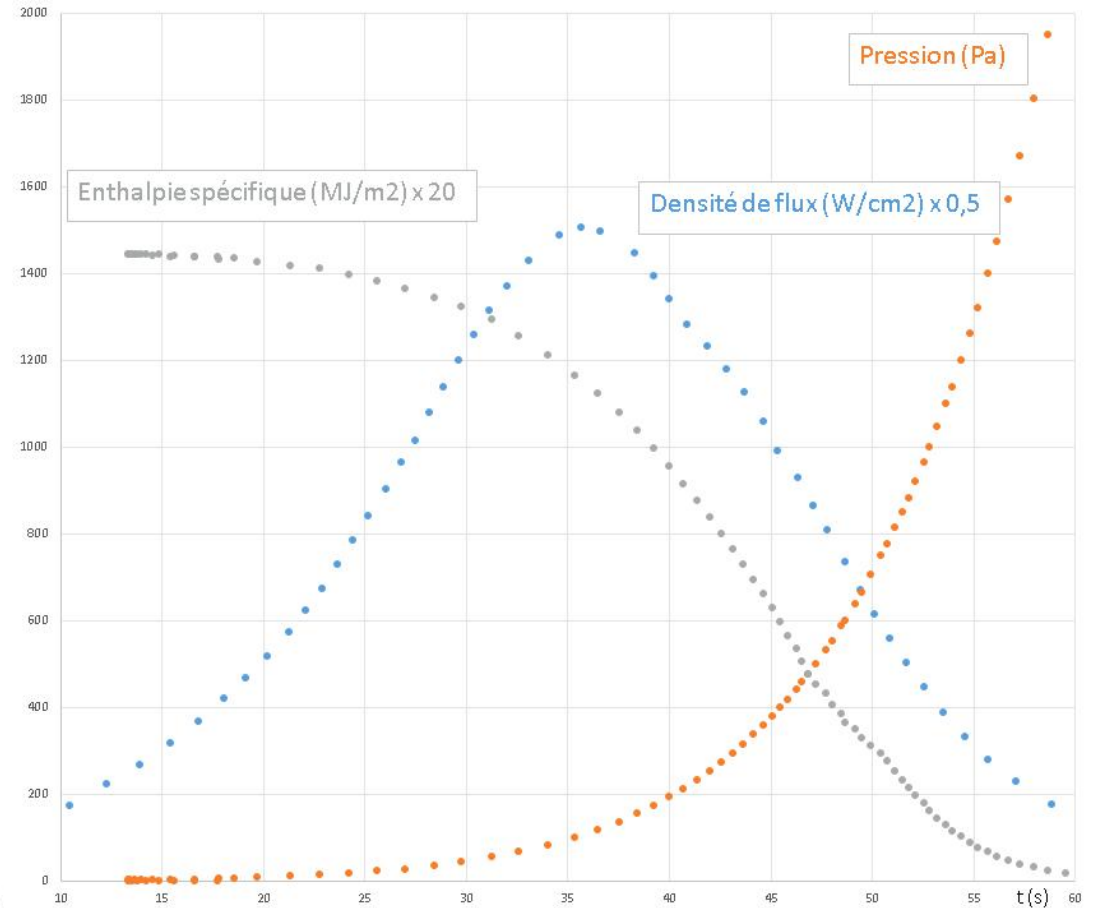


2. Techniques de création d'un jet de plasma

Conditions intéressantes à reproduire en laboratoire

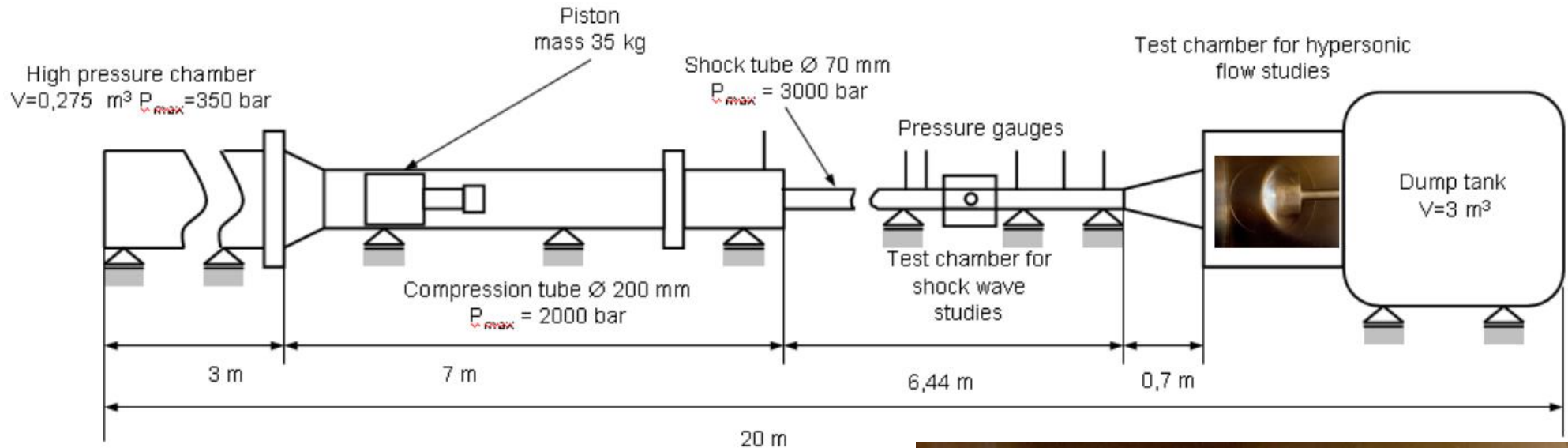


Météorite : 10 cm, 12 km/s, -8°

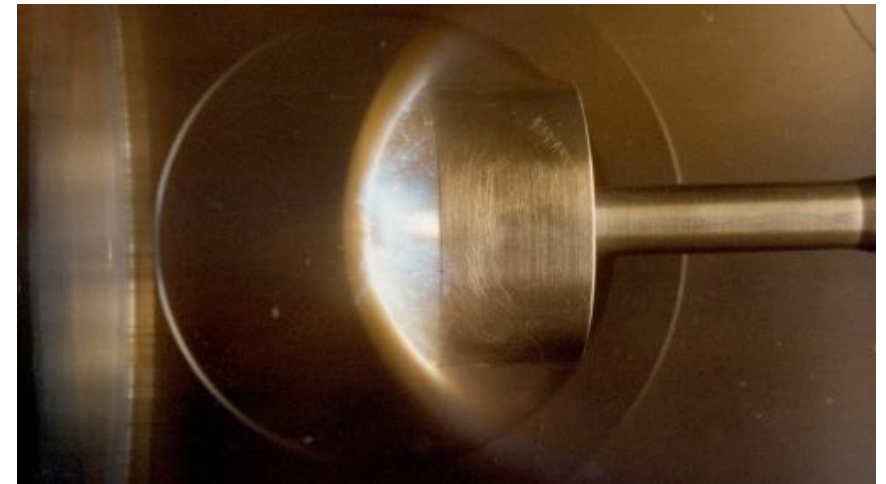


2. Techniques de création d'un jet de plasma

Tube à choc

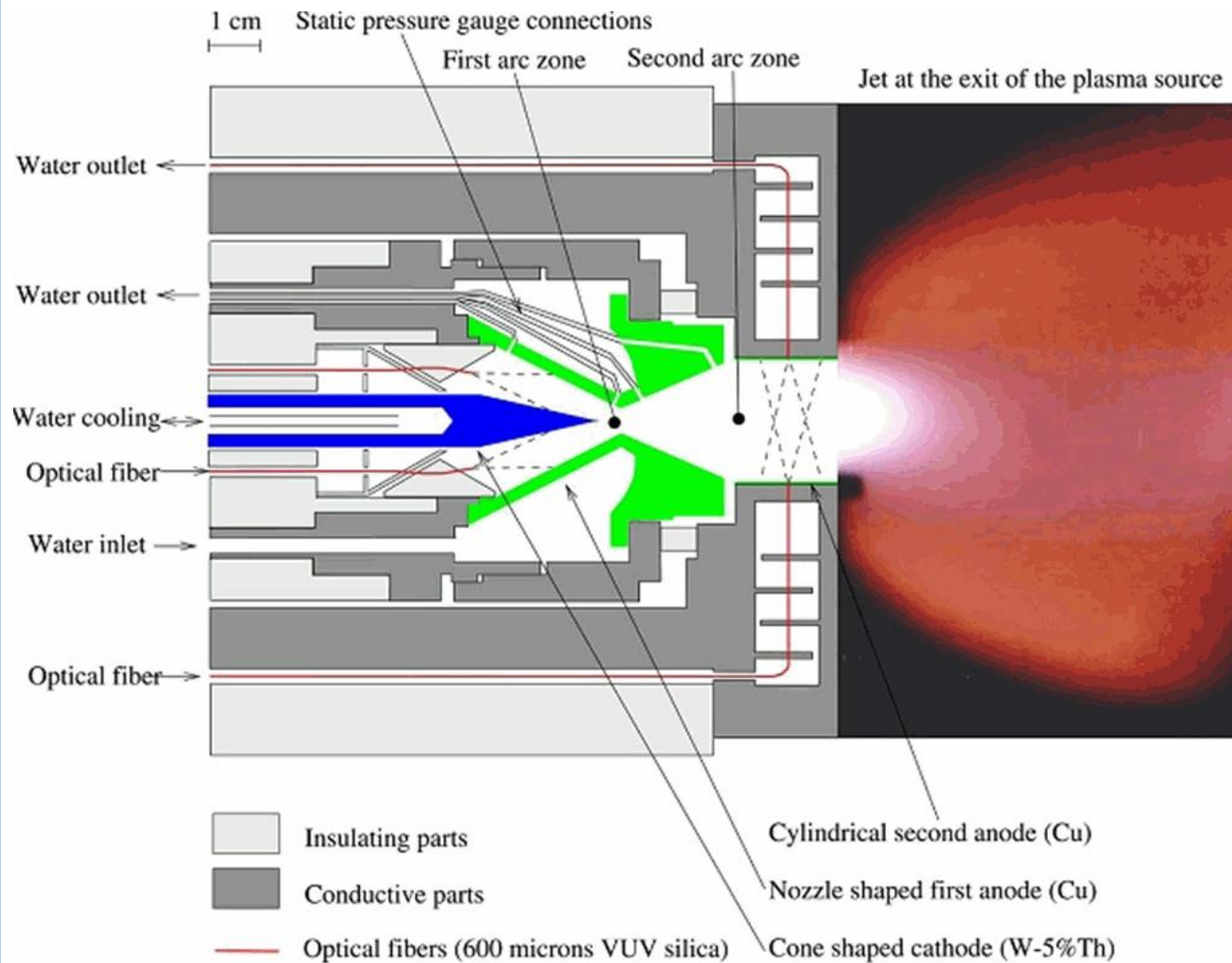


- $M=9$, $h=10 \text{ MJ/kg}$, pression génératrice : 400 bar
- Nécessité d'obtenir des conditions de pression génératrice stables
- Inconvénients :
 - Ø conditions génératrices difficiles à déterminer
 - Ø propreté de l'écoulement incompatible avec la cinétique
 - Ø coût élevé
- Utilisation : aérodynamique



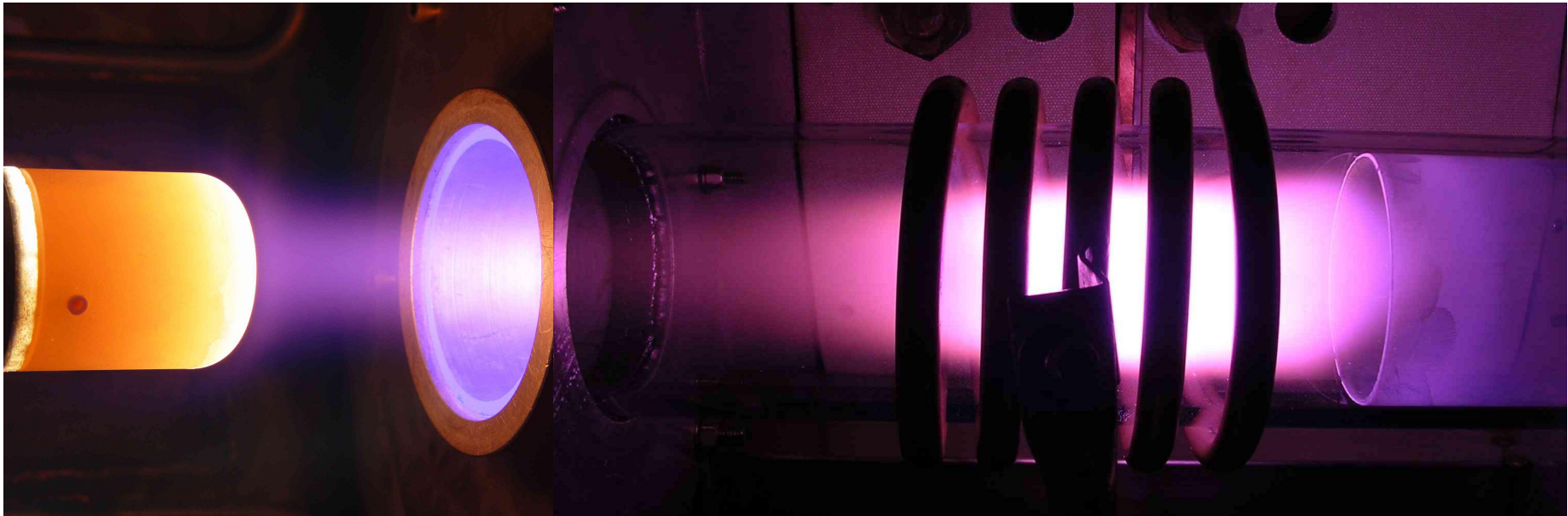
2. Techniques de création d'un jet de plasma

Plasma d'arc



- Puissance : 15 kW
- Enthalpy spécifique : 20 MJ/kg
- Débit : 0,2 g/s (10 à 15 l/min.)
- Pression statique : 100 Pa
- Gaz plasmagènes : Ar, N₂, CO₂-N₂
- Ionisation : 10⁻³ (CO₂-N₂) to 10⁻¹ (N₂)
- Dissociation : 20% (N₂) - 60% (CO₂-N₂)
- Jet supersonique : Ma=1.3

Plasma à couplage inductif (ICP)



- Puissance : 22 kW
- Enthalpy spécifique : 15 MJ/kg
- Débit : 2,4 g/s (100 l/min.)
- Pression statique : 200-10000 Pa
- Gaz plasmagènes : air, N_2 , CO_2-N_2
- Jet subsonique : $v=250$ m/s

Intérêt du sondage laser en couche limite



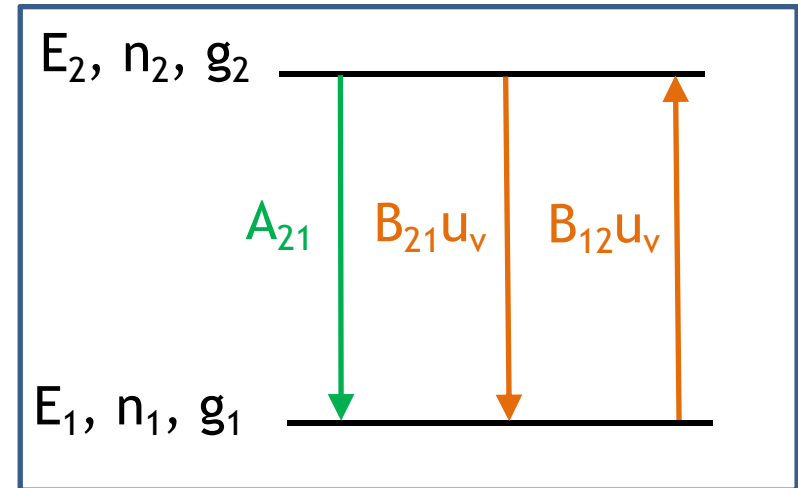
Processus radiatifs

$$\frac{dn_2}{dt}_{\text{émi. sp.}} = -A_{21}n_2 \quad \text{Emission spontanée} \quad X_2 \rightarrow X_1 + h\nu_{12}$$

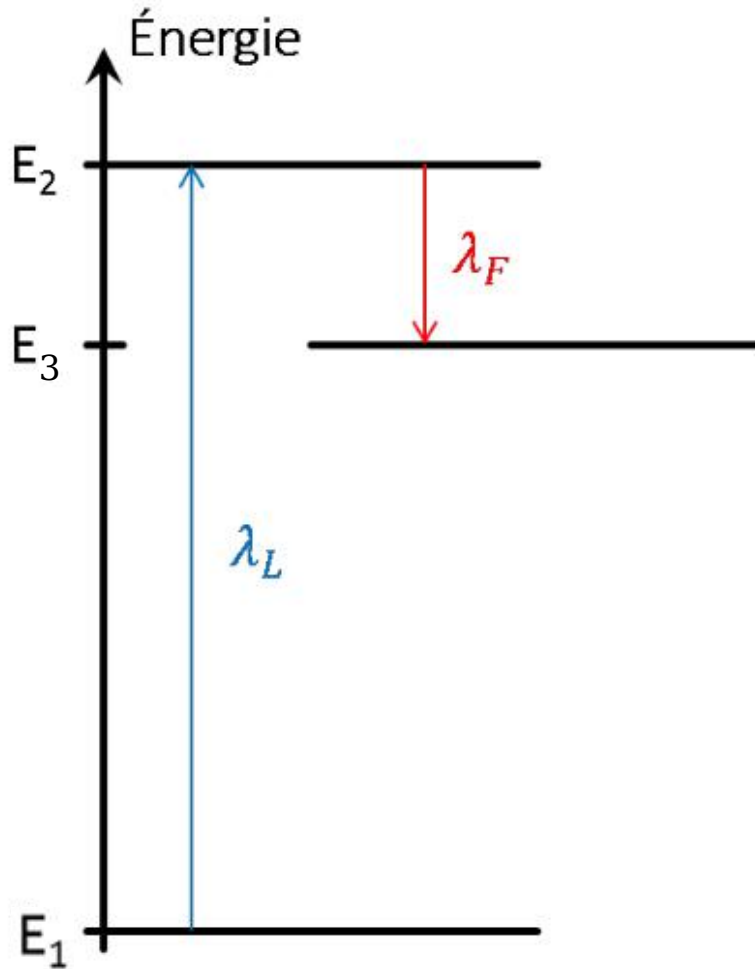
$$\frac{dn_2}{dt}_{\text{émi. st.}} = -B_{21}u_{\nu_{12}}n_2 \quad \text{Emission stimulée} \quad X_2 + h\nu_{12} \rightarrow X_1 + h\nu_{12} + h\nu_{12}$$

$$\frac{dn_2}{dt}_{\text{abs.}} = -\frac{dn_1}{dt} = B_{12}u_{\nu_{12}}n_1 \quad \text{Absorption} \quad X_1 + h\nu_{12} \rightarrow X_2$$

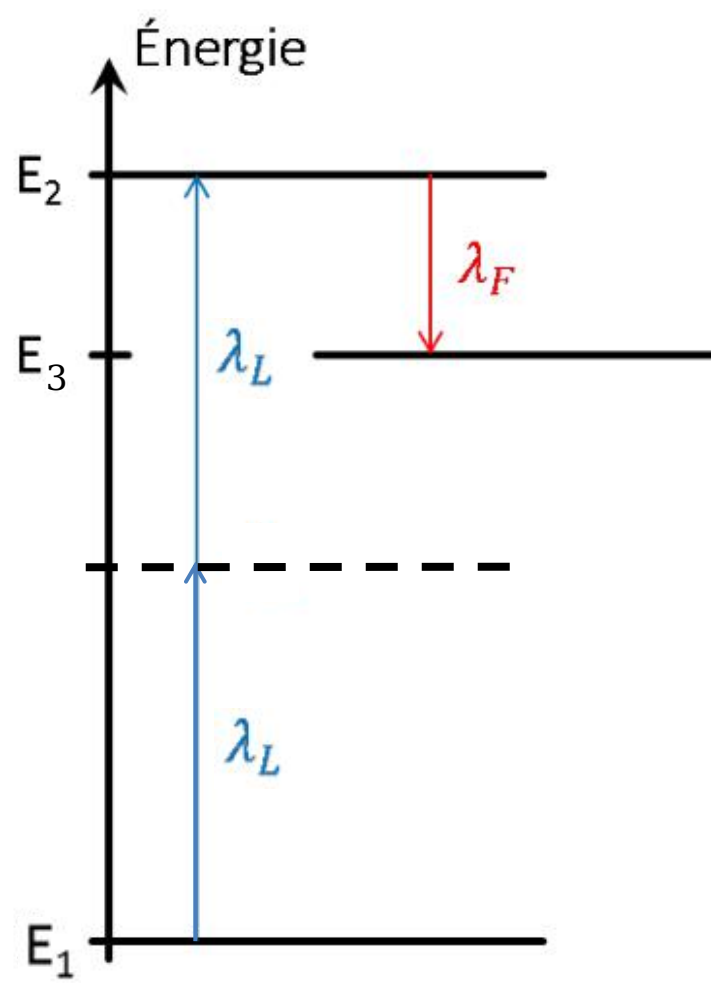
$$\frac{dn_2}{dt} = -A_{21}n_2 - B_{21}u_{\nu_{12}}n_2 + B_{12}u_{\nu_{12}}n_1$$



Principe de la fluorescence induite par laser à un photon



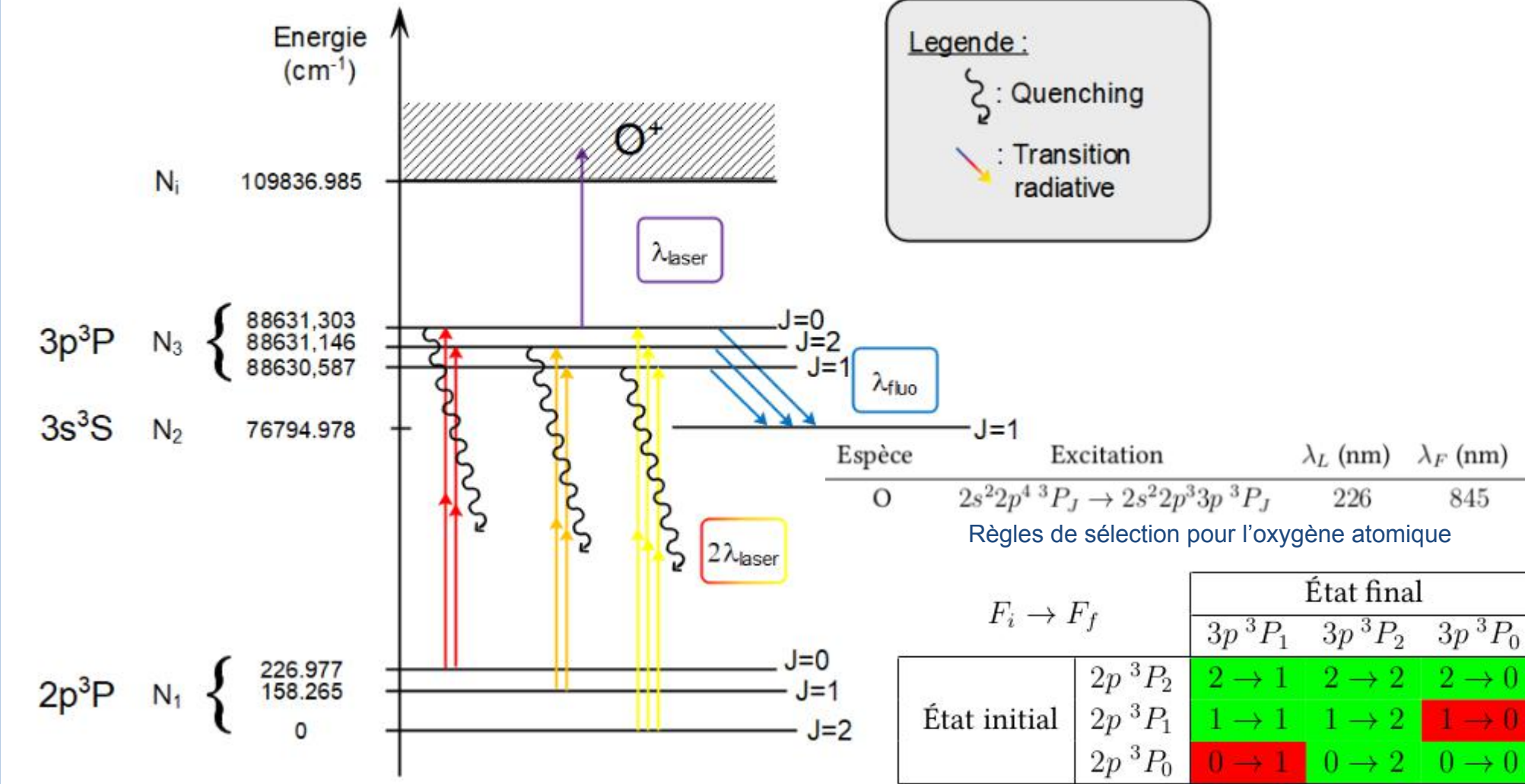
Principe de la fluorescence induite par laser à deux photons (TALIF)



Transitions atomiques accessibles par TALIF

Espèce	Excitation	λ_L (nm)	λ_F (nm)
N	$2s^2 2p^3 \ ^4S_{3/2}^o \rightarrow 2s^2 2p^2 3p \ ^4D_J^o$	211	869
N	$2s^2 2p^3 \ ^4S_{3/2}^o \rightarrow 2s^2 2p^2 3p \ ^4S_{3/2}^o$	207	746
H	$1s \ ^2S_{1/2} \rightarrow 3d \ ^2D_J$	205	656
Kr	$4p^6 \ ^1S_0 \rightarrow 5p' [3/2]_2$	204.2	826.3
O	$2s^2 2p^4 \ ^3P_J \rightarrow 2s^2 2p^3 3p \ ^3P_J$	226	845
Xe	$5p^6 \ ^1S_0 \rightarrow 5p^5 6p' \ ^2[3/2]_2$	224	834
Xe	$5p^6 \ ^1S_0 \rightarrow 5p^5 7p^2 [3/2]_2$	225	462

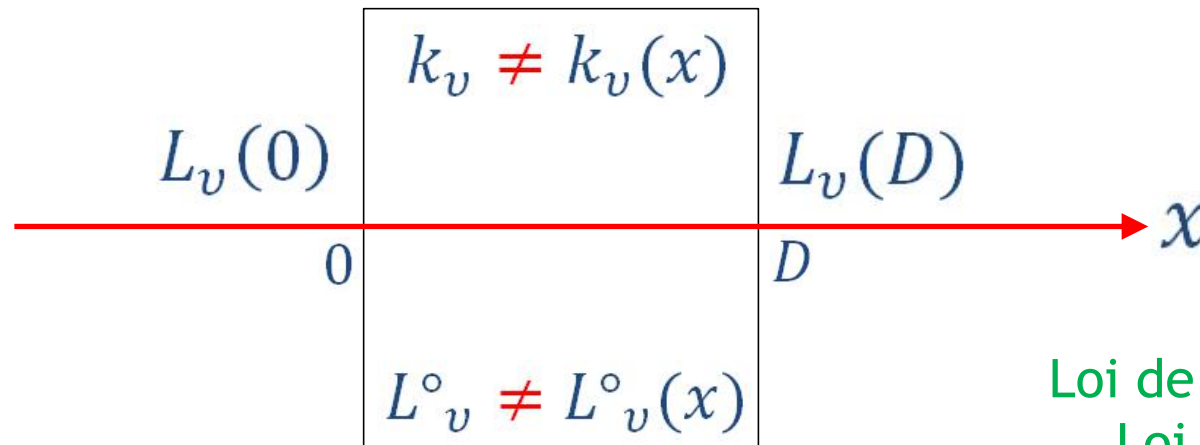
TALIF de l'oxygène atomique



Equation bilan sur la luminance spectrale sans diffusion, milieu homogène

$$L_v = L_v(\vec{\Omega}, \vec{r}, t)$$

$$dL_v = k_v(L_v^\circ - L_v)dx$$



Loi de Beer-Lambert
Loi de Bouguer

$$\frac{dL_v}{L_v^\circ - L_v} = -k_v dx$$

$$L_v(x) = L_v^\circ(1 - e^{-k_v x}) + \underbrace{L_v(0)}_{\text{}} e^{-k_v x}$$

Profil spectral d'une raie d'absorption

$$k_v = k_{12}f(v)$$

$$k_{12} = \frac{1}{L_{v_{12}}^\circ} \frac{1}{4\pi} A_{21} n_2 h \nu_{12} \frac{1}{\int_0^\infty f(v) dv}$$

Élargissement lorentzien

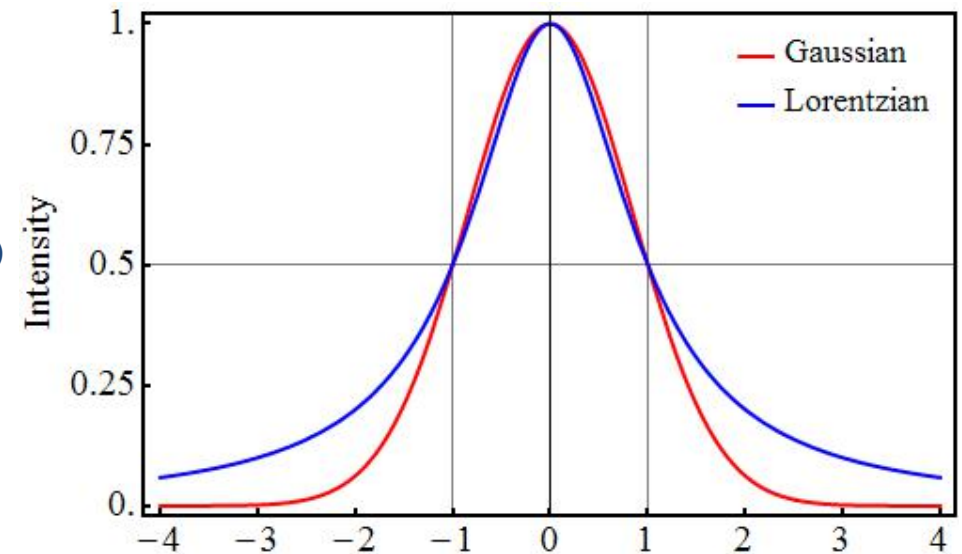
$$\mathcal{L}_v = \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{v - v_{12}}{\Delta v_{\mathcal{L}}} \right)^2}$$

$\Delta v_{\mathcal{L}}$: Largeur de la lorentzienne à mi-hauteur (FWHM)

Élargissement gaussien

$$\mathcal{G}_v = e^{-4 \ln 2 \left(\frac{v - v_{12}}{\Delta v_{\mathcal{G}}} \right)^2}$$

$\Delta v_{\mathcal{G}}$: Largeur de la gaussienne à mi-hauteur (FWHM)



Élargissements physiques

Élargissement de Van der Waals (pression) : lorentzien

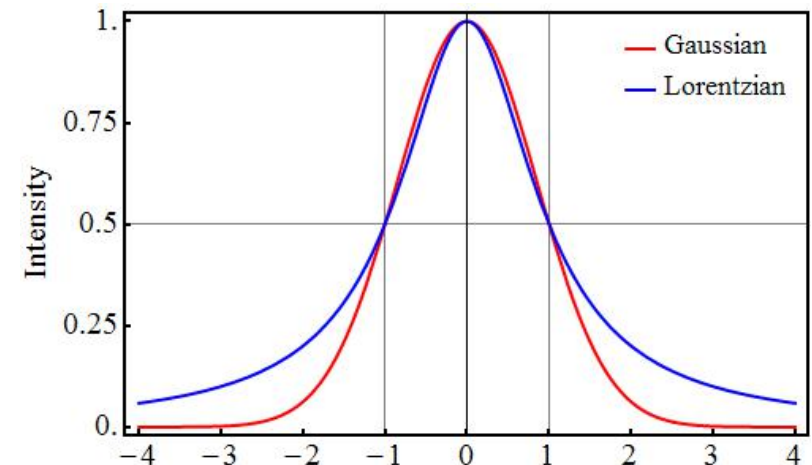
$$\mathcal{L}_v = \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{v - v_{12}}{\Delta v_{\mathcal{L}}} \right)^2}$$

$$\Delta v_{\mathcal{L}} \approx T^{-0,7} \frac{p}{10^5} \frac{c}{\lambda^2}$$

Élargissement Doppler (agitation thermique) : gaussien

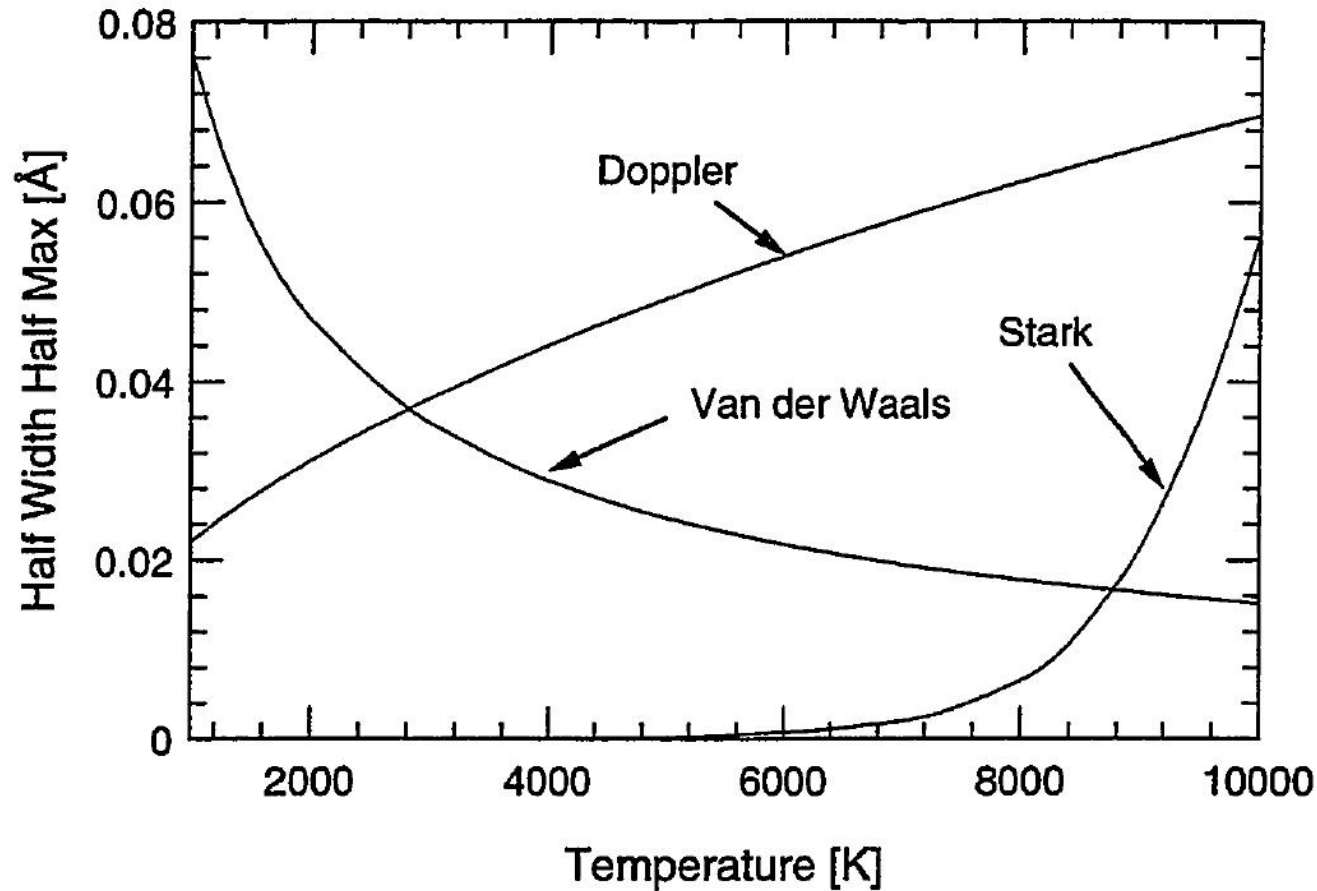
$$\mathcal{G}_v = e^{-4 \ln 2 \left(\frac{v - v_{12}}{\Delta v_{\mathcal{G}}} \right)^2}$$

$$\Delta v_{\mathcal{G}} = v_{12} \sqrt{\frac{8 \ln 2 k T}{m c^2}}$$



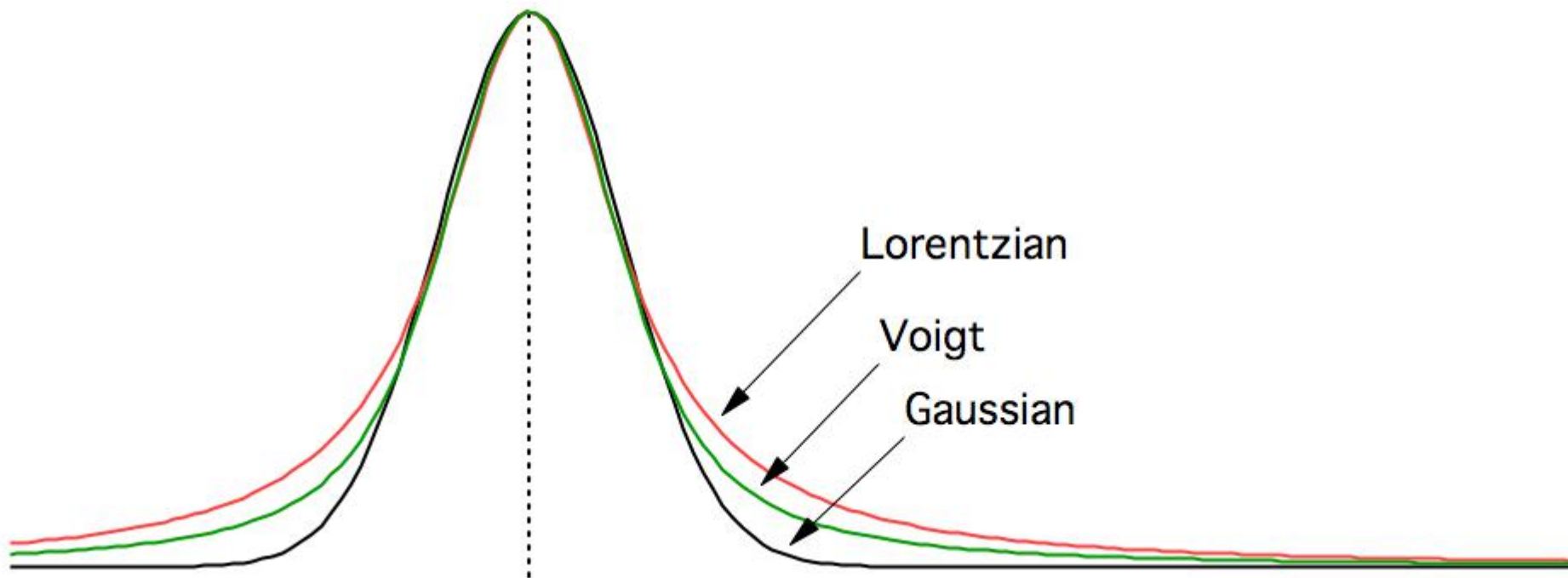
Comparaison des élargissements en fonction de la température

Raie de l'oxygène atomique à 777 nm



Convolution d'un profil gaussien et lorentzien : profil de Voigt

$$V(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-a \cdot ((x-t)-x_0)^2} \times \frac{1}{b + (t - x_0)^2} dt$$



Convolution d'un profil gaussien et lorentzien : profil de Voigt

$$\Delta v_{\mathfrak{V}} = \frac{1}{2} \left[1,0692\Delta v_{\mathfrak{L}} + \sqrt{0,86639\Delta v_{\mathfrak{L}}^2 + 4\Delta v_{\mathfrak{G}}^2} \right]$$

$$D = \frac{v - v_0}{\Delta v_{\mathfrak{V}}}$$

$$C_0 = \frac{\Delta v_{\mathfrak{L}}}{\Delta v_{\mathfrak{V}}}$$

$$C_3 = \frac{1}{\Delta v_{\mathfrak{V}}(1,065 + 0,447\Delta v_{\mathfrak{L}} + 0,058\Delta v_{\mathfrak{L}}^2)}$$

$$\mathfrak{V}_v = C_3 \left[(1 - C_0)e^{-4\ln 2 D^2} + \frac{C_0}{1 + 4D^2} + 0,016C_0(1 - C_0) \left(e^{-0,4\Delta v_{\mathfrak{V}}^{2,25}} - \frac{10}{10 + D^{2,25}} \right) \right]$$

Profil spectral d'une raie d'absorption - cas d'une absorption laser

Convolution du profil spectral de la raie et du profil spectral du laser

$$f_{abs}(\nu) = f_{raie}(\nu) \otimes f_{laser}(\nu)$$

Cas de l'absorption de deux photons laser

$$f_{abs}(\nu) = f_{raie}(\nu) \otimes f_{laser}(\nu) \otimes f_{laser}(\nu)$$

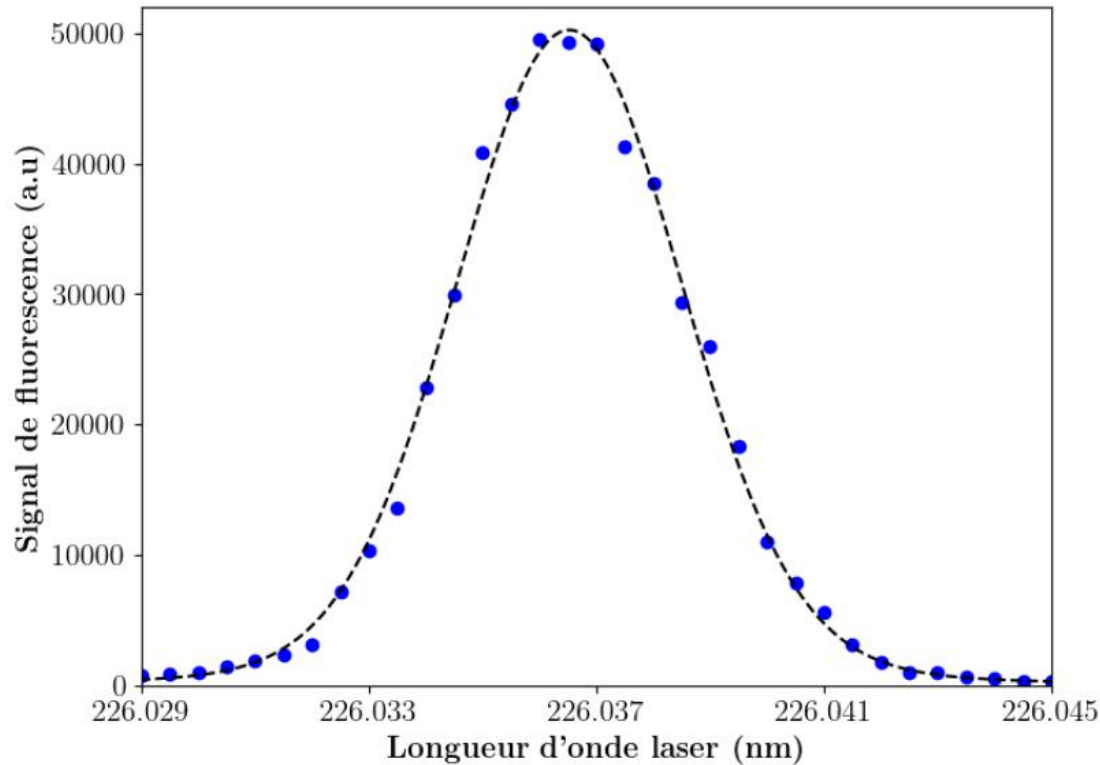
Mesure du profil spectral d'absorption $f_{abs}(\nu)$

→ Profil spectral de la raie

→ Température cinétique (si Doppler)

$$\Delta\nu_D = \nu_{12} \sqrt{\frac{8 \ln 2 kT}{mc^2}}$$

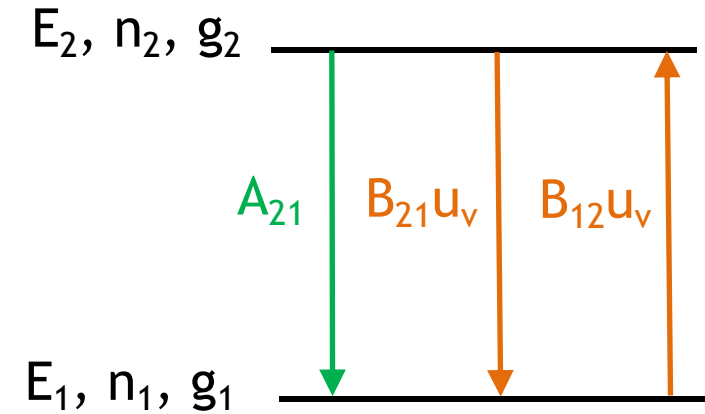
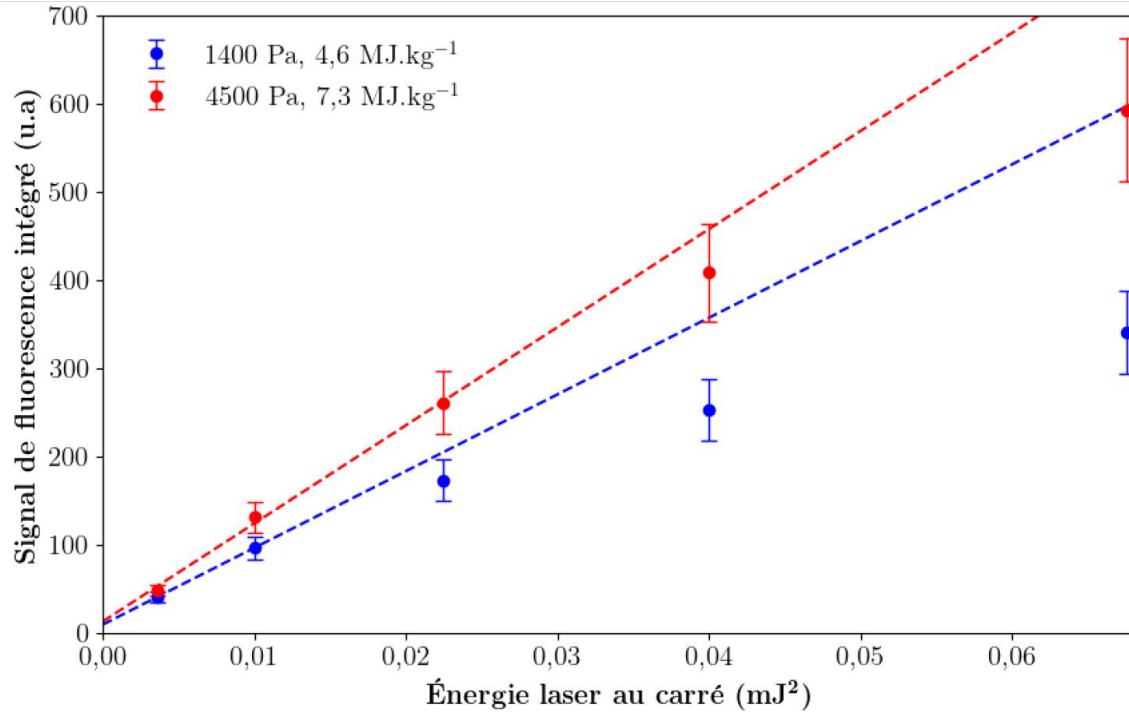
Balayage d'une raie d'absorption de l'oxygène atomique



$$\Delta\nu_G = \nu_{12} \sqrt{\frac{8 \ln 2 kT}{mc^2}}$$

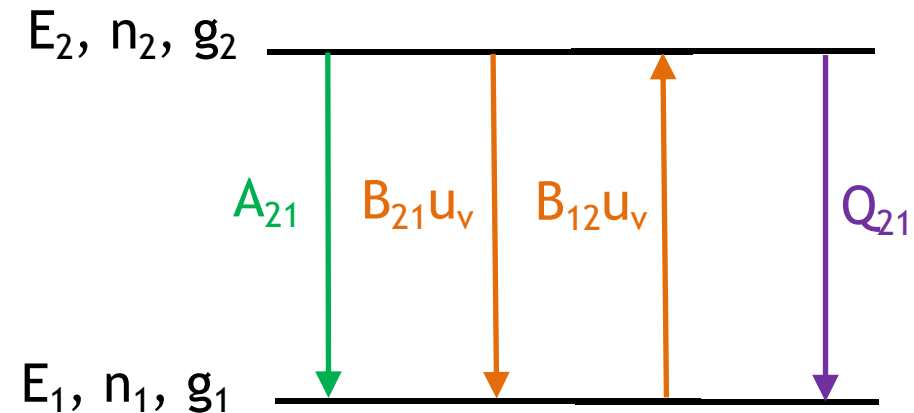
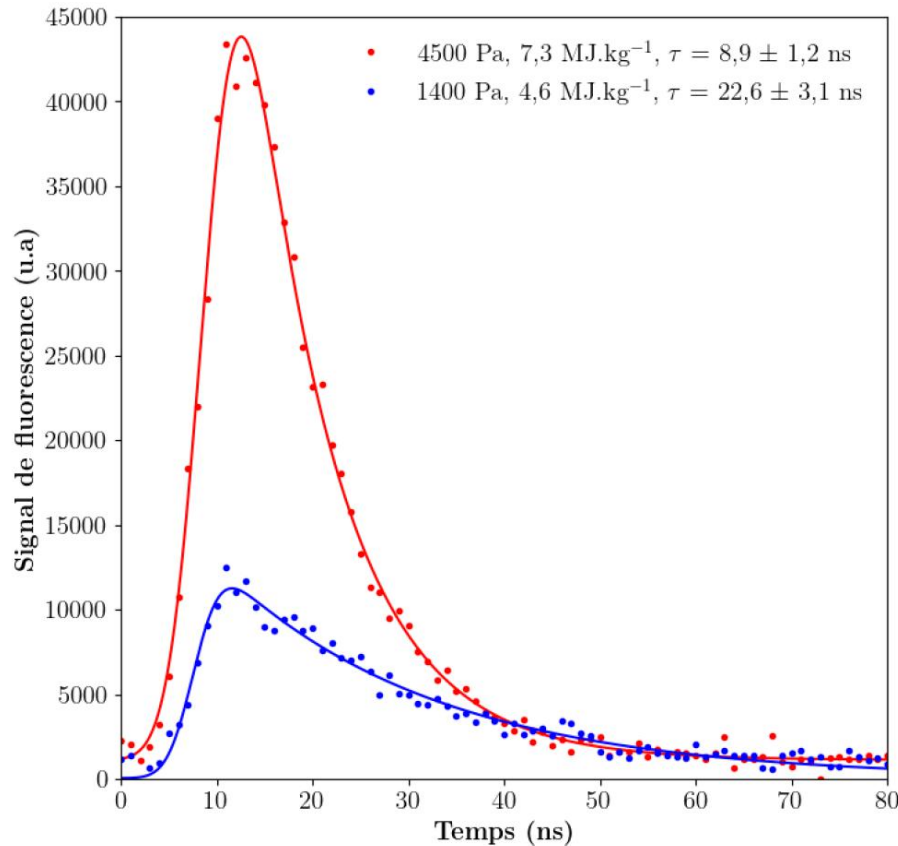
$$\Delta\lambda_{laser,G} = 2,82 \text{ pm}, \Delta\lambda_{laser,L} = 0,23 \text{ pm}$$
$$T = 2\,283 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

Evolution du signal de fluorescence avec l'énergie laser



$$\frac{dn_2}{dt} = -A_{21}n_2 - B_{21}u_{v_{12}}n_2 + B_{12}u_{v_{12}}n_1$$

Evolution du signal de fluorescence dans le temps



$$\frac{dn_2}{dt} = -A_{21}n_2 - B_{21}u_{v_{12}}n_2 + B_{12}u_{v_{12}}n_1 - Q_{21}n_2$$

Expression du signal de fluorescence intégré sur le temps

$$S_O = K \left(\frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \right)_O \int_{t_1}^{t_2} n_2(O)(t) dt$$

$$n_2(O)(t) = K'(O) n_1(O) \sigma_O^{(2)} \varphi(t)$$

$n_1(O)$ est constant en régime non saturé

$$S_O = K \left(\frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \right)_O K'(O) n_1(O) \sigma_O^{(2)} \int_{t_1}^{t_2} \varphi(t) dt$$

Etalonnage du signal de fluorescence pour accéder à la densité

$$S_O = K \left(\frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \right)_O K'(O) n_1(O) \sigma_O^{(2)} \int_{t_1}^{t_2} \varphi(t) dt$$

Utilisation d'une espèce d'étalonnage : Xe

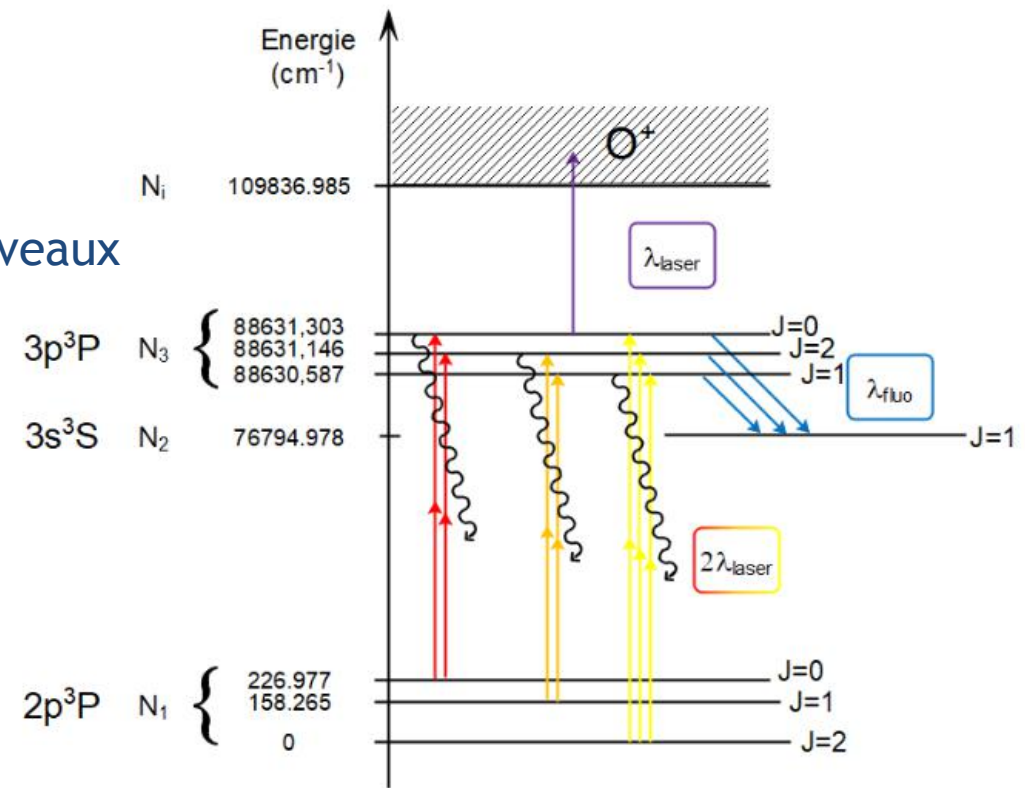
$$S_{Xe} = K \left(\frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \right)_{Xe} K'(Xe) n_1(Xe) \sigma_{Xe}^{(2)} \int_{t_1}^{t_2} \varphi(t) dt$$

→ Densité de l'état fondamental de O

Modèle plus complexe de fluorescence de l'oxygène atomique

Prise en compte de l'ensemble des phénomènes

- Photoionisation de O
- Photodissociation de O₂ et NO
- Emission spontanée amplifiée
- Dynamique collisionnelle de tous les niveaux
- Modèles à 13 niveaux d'énergie



Écoulement hypersonique et ondes de chocs

Onde de choc oblique

$$\frac{\rho_1 u_{n1}}{u_{t1}} = \frac{\rho_2 u_{n2}}{u_{t2}} \Rightarrow \tan(\beta - \theta) = \frac{\tan \beta}{\rho_2 / \rho_1}$$

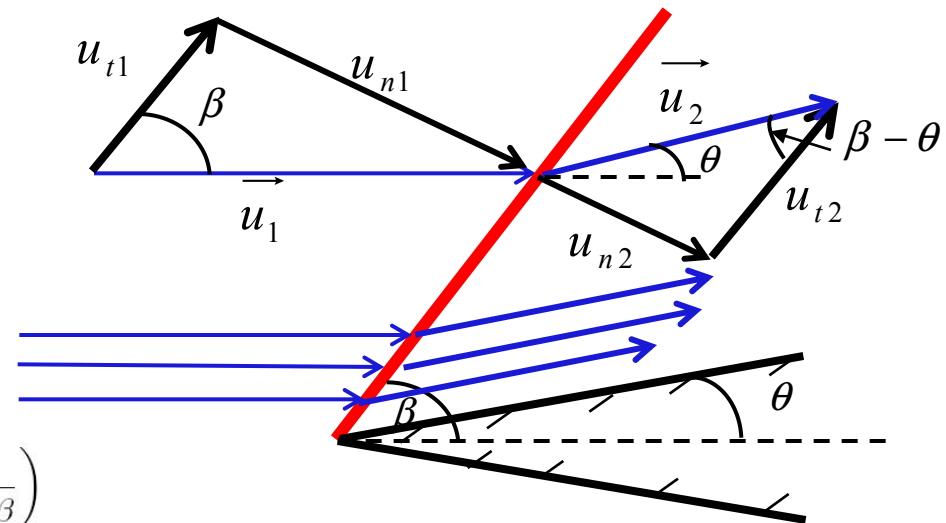
$$\frac{1}{\tan \theta} = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \frac{M_1^2}{M_1^2 \sin^2 \beta - 1} \right) \tan \beta$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_1^2 \sin^2 \beta - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_{n1}}{u_{n2}} = \frac{(\gamma + 1) M_1^2 \sin^2 \beta}{(\gamma - 1) M_1^2 \sin^2 \beta + 2}$$

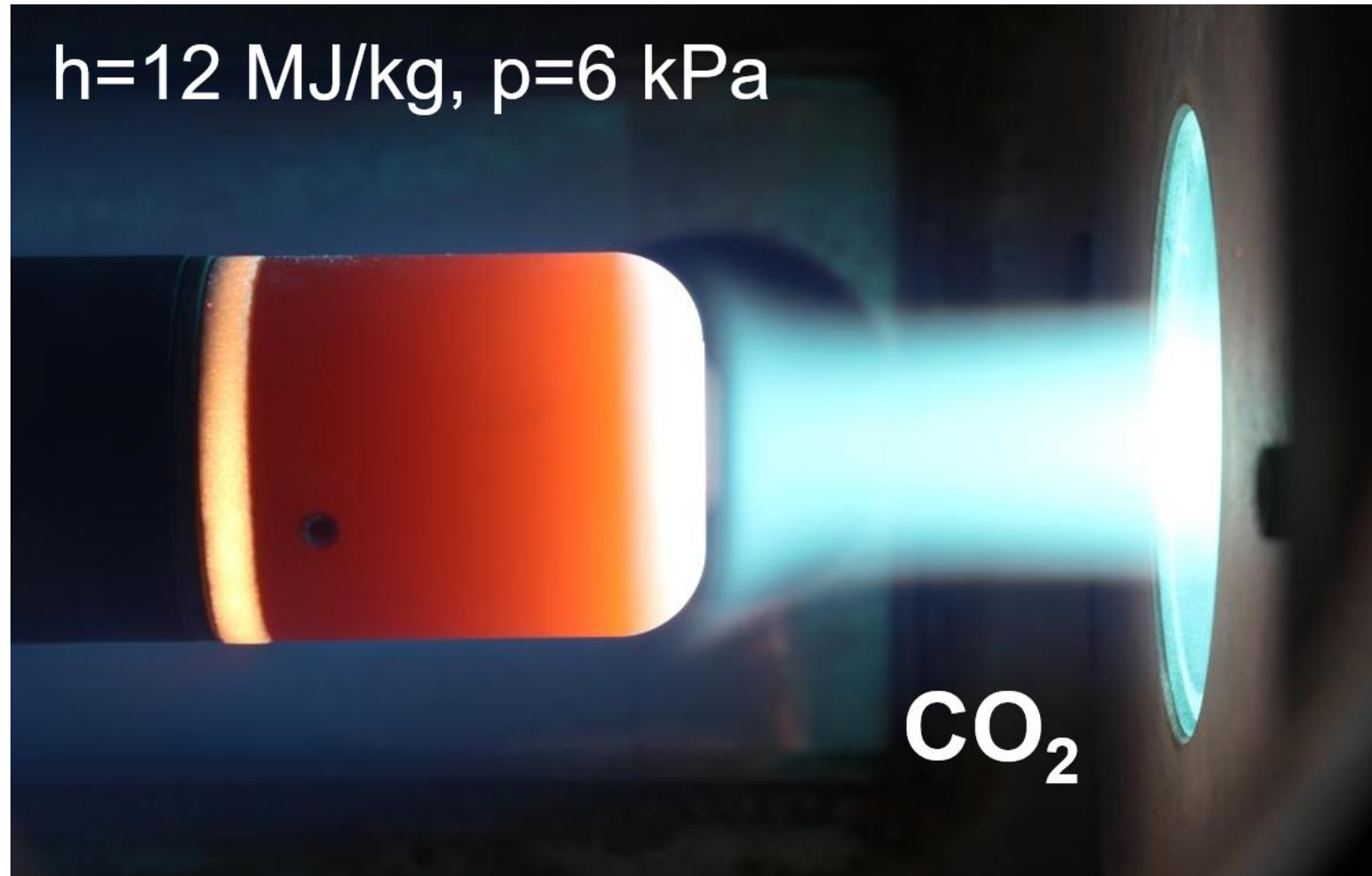
$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_1^2 \sin^2 \beta - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} + \frac{2}{(\gamma + 1) M_1^2 \sin^2 \beta} \right)$$

$$M_2^2 \sin^2(\beta - \delta) = \frac{M_1^2 \sin^2 \beta + \frac{2}{\gamma - 1}}{\frac{2\gamma M_1^2 \sin^2 \beta}{\gamma - 1} - 1}$$



1. Contexte de l'interaction jet de plasma - surface en laboratoire

Importance de la couche limite



Equilibre radiatif entre deux états d'énergie isolés

$$\frac{dn_2}{dt} = -A_{21}n_2 - B_{21}u_{\nu_{12}}n_2 + B_{12}u_{\nu_{12}}n_1$$

A l'équilibre $\frac{dn_2}{dt} = \frac{dn_1}{dt} = 0$

Densité spectrique d'énergie à l'équilibre = densité spectrique du corps noir

$$u_{\nu_{12}}^{\circ} = \frac{A_{21}n_2}{B_{12}n_1 - B_{21}n_2} = \frac{A_{21}}{B_{21}} \frac{1}{\left(\frac{B_{12}}{B_{21}} \frac{n_1}{n_2} - 1\right)}$$

Loi de Planck

$$u_{\nu_{12}}^{\circ} = 8\pi h \frac{\nu_{12}^3}{c^3} \frac{1}{\left(e^{\frac{h\nu_{12}}{kT}} - 1\right)}$$

Intensité volumique d'une raie d'émission

$$I_{21} = \frac{1}{4\pi} A_{21} n_2 h\nu_{12} \quad \text{unité : W.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}$$

Population d'un état d'énergie à l'équilibre : loi de Boltzmann

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{E_2-E_1}{kT}} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT}}$$

$$\frac{n_2}{n} = \frac{g_2}{Z} e^{-\frac{E_2}{kT}}$$

Relation entre I_{21} et k_ν

$$J_\nu = k_\nu^{emi} L_{\nu_{12}}^\circ = k_\nu L_{\nu_{12}}^\circ = k_{12} f(\nu) L_{\nu_{12}}^\circ \quad \text{unité : W.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}.\text{Hz}^{-1}$$

Elargissement Doppler

Les particules sont en mouvement les unes par rapport aux autres et par rapport à l'observateur. Les fréquences perçues sont donc décalées vers les hautes fréquences quand une particule émettrice ou absorbante s'approche.

Densité de particules ayant une composante de vitesse v_x : $dn(v_x) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x$

Décalage Doppler : $v = v_{12} \left(1 + \frac{v_x}{c} \right)$ $v_x = c \left(\frac{v - v_{12}}{v_{12}} \right)$ $dv_x = \frac{c}{v_{12}} dv$

Distribution des fréquences : $f(v) = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \frac{c}{v_{12}} e^{-\frac{mc^2}{2kT} \left(\frac{v - v_{12}}{v_{12}} \right)^2}$

Elargissement gaussien : $\mathfrak{G}_v = e^{-4\ln 2 \left(\frac{v - v_{12}}{\Delta v_{\mathfrak{G}}} \right)^2}$

$$\Delta v_{Doppler} = v_{12} \sqrt{\frac{8\ln 2 kT}{mc^2}}$$

Largeur de la gaussienne
à mi-hauteur

