

Propriétés de la zone cathodique d'un plasma pour laser à excimère

Ibtissam Benaïssa *

Laboratoire d'Elaboration et de Traitement de Surface de Matériaux, Département de Physique,
Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf, Oran

(reçu le 15 Mai 2007 – accepté le 25 Décembre 2007)

Résumé - Cet article contribue à l'étude des propriétés de la gaine d'une décharge transitoire, comme celles considérées dans le cas des lasers à excimère. La zone cathodique d'une décharge transitoire est une zone de transition entre le plasma et la cathode. Elle a pour rôle d'assurer la continuité du courant du plasma vers la cathode et elle est le siège d'un champ électrique très intense. Ces valeurs élevées que peut prendre le champ électrique sur la cathode sont vraisemblablement en grande partie responsables de la naissance d'instabilités dans cette région. Le problème est plus crucial à haute pression pour les décharges utilisées pour l'excitation des lasers, qu'à basse pression, principalement en raison du fait que de telles valeurs de champ électrique peuvent se rapprocher dangereusement des valeurs seuils de l'émission de champ à la cathode. Un modèle analytique a été utilisé pour décrire l'évolution de la zone cathodique dans une décharge électrique impulsionnelle pour un gaz de Ne haute pression. Pour démontrer la validité de ce modèle, les résultats trouvés ont été comparés avec ceux d'un modèle unidimensionnel longitudinal. Ces deux modèles se basent sur la résolution des équations de transport des électrons et des ions couplés à l'équation de Poisson, pour en déduire ensuite l'évolution spatio-temporelle du champ électrique et de la densité ionique.

Abstract - This article contributes to the study of the properties of the sheath of a transitory discharge, like those considered in the case of the lasers with excimer. The cathodic zone of a transitory discharge is a zone of transition between plasma and cathode. It has as a role to ensure the continuity of the current of plasma towards cathode and it is the seat of a very intense electric field. These high values that can take the electric field on cathode are probably mainly responsible for birth of instabilities in this area. The problem is more crucial with high pressure for the discharges used for energization of the lasers, than with low pressure mainly because owing to the fact that of such values of electric field can dangerously approach the values thresholds of the emission of field to cathode. An analytical model was used to describe the evolution of the cathodic zone in an impulse electric discharge for a gas of high pressure. To show the validity of this model, the found results were compared with those of a longitudinal unidimensional model. These two models are based on the resolution of the transport equations of the electrons and the ions coupled with the Poisson's equation, to then deduce the space-time evolution from it, from the electric field and the ionic density.

Mots clés: Laser à excimère - Gaine cathodique - Modélisation numérique - Plasmas froids.

1. INTRODUCTION

Le fonctionnement des lasers à excimère, qui sont une source efficace de lumière UV cohérente, nécessite la création d'une décharge électrique dans un plasma homogène haute pression pour des puissances élevées et des impulsions longues et à fort taux de répétition. Or, les conditions du fonctionnement du laser donnent lieu à des instabilités qui influent sur le rendement du laser. Ces instabilités sont dues au développement du streamer qui peut mener au régime d'arc et au chauffage du gaz qui entraîne à une filamentation du plasma. Les observations expérimentales dans les décharges pour les lasers XeCl [1, 2] ont montré que la fin de l'impulsion laser peut être due à la formation de points chauds (hot spots).

Ces observations concernent de façon plus générale les décharges haute pression, et mettent en évidence le rôle de la gaine cathodique dans la filamentation du plasma [4, 6, 7], le

* ib.benaïssa@laposte.net

développement des instabilités dans le cas des lasers, XeCl [1, 3], CO₂ [4, 5], ou dans l'hélium [6], mais les mécanismes de propagation de ces instabilités ne sont pas nécessairement les mêmes. Le passage au régime d'arc dans certaines expériences [4, 6] est dû à une instabilité thermique, qui se propage sous l'effet du chauffage local [8-10]; par contre la filamentation du plasma dans le cas des lasers XeCl est dû à la déplétion d'halogène [1, 11-15]. Différents paramètres ont été étudiés pour comprendre l'évolution de la zone cathodique lors de l'application d'une décharge haute pression. Ces paramètres qui sont la tension au bord de la zone cathodique, le champ électrique, la densité des ions, ont été calculés avec un modèle analytique [16]. Les résultats trouvés sont comparés avec ceux obtenus avec le modèle unidimensionnel (1D) [17]. Ces deux modèles se basent sur les équations de transport des électrons et des ions couplés avec l'équation de Poisson.

Le modèle (1D) que nous utilisons pour décrire la zone cathodique est couplé au modèle 0D qui décrit la colonne positive. La zone cathodique atteint un état stationnaire quelque temps après l'application de la décharge. Nous allons nous intéresser à l'évolution de la zone cathodique jusqu'au moment où elle atteint cet état stationnaire. L'évolution de la zone cathodique passe par deux étapes, l'extension de la zone cathodique, et la transition d'un comportement capacitif à un comportement résistif.

Nous allons voir que le modèle analytique décrit ces deux étapes, par le biais d'équations qui donnent des résultats en concordance avec le modèle (1D).

2. MODELE PHYSIQUE

2.1 Modèle analytique

Ce modèle se base sur la résolution des équations de transport des électrons et des ions suivantes:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_e}{\partial x} = \alpha \Gamma_e \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_i}{\partial x} = \alpha \Gamma_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4 \pi e (n_i - n_e) \quad (3)$$

avec $\Gamma_e = \mu_e n_e E$ et $\Gamma_i = \mu_i n_i E$. μ_e , μ_i , n_e , n_i , α et E sont respectivement les mobilités électronique, ionique, la densité électronique et ionique, le coefficient d'ionisation (premier coefficient de Townsend) et le champ électrique.

Les conditions aux limites sont: à la cathode ($x = 0$), $n_e = \frac{\mu_i}{\mu_e} n_i$ et dans le plasma $n = n_i$,

$E = E_0(t)$.

Les conditions initiales ($t = 0$) sont: $n_e = n_i = n_0$, $E = E_0(t = 0)$.

2.1.1 L'extension de la zone cathodique

Après l'application de la décharge, la formation de la zone cathodique est due aux mouvements des électrons qui laissent une zone dépeuplée derrière eux, ceci à cause de leur grande mobilité par rapport à celles des ions. La densité du courant électronique est très faible durant cette phase. Après la formation du plasma, la continuité du courant impose une augmentation du courant de conduction dans la gaine, ce qui conduit à une croissance importante du champ électrique dans celle-ci. Durant cette période, il n'y a pas encore d'émission secondaire à la cathode, celle-ci joue le rôle d'une capacité, et une grande partie de la décharge y est distribuée. En négligeant le mouvement des ions durant cette période nous obtenons de (2):

$$n_i(x, t) = n_0 + \mu \alpha E_0 \int_0^t n(x, t) dt \quad (4)$$

$$\text{avec } n_i(x, t) = n_0 \begin{cases} \exp(\alpha x) & 0 < x < \mu E_0 t \\ \exp(\mu \alpha E_0 t) & x > \mu E_0 t \end{cases}$$

de (3) et (4), nous obtenons le profil du champ électrique:

$$\frac{E}{E_0} = 1 + \frac{1}{\alpha l} (\exp(\mu \alpha E_0 t) - \exp(\alpha x)) \quad (5)$$

avec $l = \frac{E_0}{4 \pi e n_0}$ est la longueur de Poisson.

Nous introduisons les variables suivantes: $\tilde{E} = \frac{E}{E_0}$, $\xi = \alpha x$, $\tau = \mu \alpha E_0 t$.

2.1.2 Transition de la gaine d'un comportement capacitif à un comportement résistif

Après le début de l'émission secondaire, le courant électronique même très faible conduit à un accroissement important des ions dans la gaine par multiplication électronique, et donc à une augmentation du courant ionique; ceci a pour effet de faire baisser l'impédance de la gaine.

Nous allons étudier l'évolution temporelle du champ électrique, et de la densité ionique à la cathode ($x = 0$). En négligeant le mouvement des électrons et en utilisant les conditions aux limites, nous trouvons la densité ionique à la cathode qui est:

$$n_i(\tau) = n_0 \exp\left(\gamma \frac{\mu_i}{\mu_0} \int_0^\tau \tilde{\alpha}(E) \tilde{E} d\tau\right) \quad (6)$$

$$\text{avec } \tilde{\alpha} = \frac{\alpha(E)}{\alpha(E_0)} \text{ et } \alpha(E) = \alpha_0 \exp\left(-\frac{E_m}{E}\right)$$

En utilisant l'équation de conservation du courant total, on a:

$$\frac{1}{4\pi e} \frac{dE}{dt} + \Gamma_e + \Gamma_i = \frac{j(t)}{e} \quad (7)$$

en négligeant le courant électronique pour des faibles valeurs de γ , nous avons de l'équation (7), l'équation (8):

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tau} + \frac{\mu_i}{\mu} \tilde{E} \frac{1}{\alpha_1} \exp\left(\gamma \frac{\mu_i}{\mu} \int_0^\tau \tilde{\alpha}(E) \tilde{E} d\tau\right) = \frac{1}{\alpha_1} \exp(\tau) \quad (8)$$

2.2 Modèle fluide

Ce modèle est une résolution des équations de continuités électronique, ionique et l'équation de Poisson couplées au circuit extérieur et au plasma par les conditions aux limites. Ces équations s'écrivent:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial(n_e v_e)}{\partial x} = S \quad (9)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{\partial(n_p v_p)}{\partial x} = S \quad (10)$$

$$\nabla^2 V = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_p - n_e) \quad (11)$$

$$\text{avec } n_k v_k = n_k \mu_k E - \frac{\partial (n_k D_k)}{\partial x}, \quad k = e, p \quad (12)$$

$$\text{et } S = n_e |v_e| \alpha \left[\frac{E}{N(x, t)} \right]$$

e et p font référence respectivement aux électrons et aux ions, n_p et n_e sont les densités électroniques et ioniques, v_p et v_e leurs vitesses moyennes, μ_k la mobilité et D_k le coefficient de diffusion, α le coefficient d'ionisation et V le potentiel électrique.

Les équations (9) et (10) sont les équations de transports électroniques et ioniques, l'équation (11) est l'équation de Poisson, et l'équation (12) est l'équation de transport de quantité de mouvement simplifiée des particules chargées.

Dans les équations de continuité électronique et ionique, nous négligeons les termes d'inertie, et l'écriture du terme d'inertie sous la forme $S = n_e |v_e| \alpha \left[\frac{E}{N(x, t)} \right]$ suppose que le coefficient d'ionisation ne dépend que de la valeur du champ local. Nous prenons le gradient de densité nul dans le plasma de la région cathodique $x = d_{RC}$, d_{RC} étant la longueur de la zone cathodique.

Dans la cathode la densité de courant électronique est donnée par la relation:

$$j_e(0, t) = \gamma j_p(0, t) + j_{e, hv}(0, t) \quad (13)$$

avec $j_e(0, t)$ la densité de courant électronique sur la cathode à l'instant t , $j_p(0, t)$ la densité de courant ionique, γ le coefficient d'émission secondaire dû au bombardement de la cathode par les ions positifs, $j_{e, hv}(0, t)$ la densité de courant électronique qui est due au bombardement de la cathode par les photons.

La relation entre le courant I_{RC} dans la région cathodique et la tension V_{RC} aux bornes de cette région, à l'instant t , est donnée par:

$$I_{RC}(t) = \varepsilon_0 \frac{A}{d_{RC}} \frac{\partial V_{RC}}{\partial t} + \frac{A}{d_{RC}} \int_0^{d_{RC}} [j_e(x, t) + j_p(x, t)] dx \quad (14)$$

$j_e = -en_e v_e$ et $j_p = -en_p v_p$ sont respectivement les densités de courant électronique et ionique au point x à l'instant t .

2.3 Méthode numérique

La méthode MUSCL est utilisée pour résoudre les équations de continuité électronique et ionique. Cette méthode qui a été développée pour des problèmes hydrodynamiques [17], décrit de façon précise l'évolution des particules chargées dans la zone cathodique. Elle a été appliquée au cas du transport de particules chargées dans les décharges [18]. Le système d'équations donné précédemment a été résolu en deux étapes:

- les équations cinétiques du plasma (modèle 0D) couplées à celle du circuit extérieur sont résolues à l'aide de la méthode GEAR classique entre t et $(t + \delta t)$ en utilisant la tension V_{RC} aux bornes de la région cathodique à l'instant t .

- les équations (1)-(6) sont intégrées dans l'espace cathodique ($0 < x < d_{RC}$) entre t et $(t + \delta t)$ en utilisant le courant I_{RC} calculé précédemment.

3. RESULTATS

3.1 Résultats analytiques

Les calculs ont été effectués pour une décharge dans un gaz de Néon pur. Les données utilisées dans les calculs sont:

$$E_0 = 10^4 \text{ V/cm}; n_0 = 5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}; \mu E_0 = 3 \cdot 10^6 \text{ cm/s}; \alpha_1 = 700; \alpha_0 / \alpha = 100; E_0 / E = 20.$$

La figure 1 représente la variation spatiale du champ électrique pour différentes valeurs du temps qui est donnée par l'équation (5). Les résultats obtenus nous montrent la croissance du champ électrique en fonction du temps, ceci lors des premiers instants de la décharge, jusqu'à environ 25 ns. Après cet instant, le courant d'émission secondaire devient important et l'équation (5) n'est plus adéquate. Ceci nous montre que la gaine cathodique croît en fonction du temps lors des premiers instants de la décharge.

Sur la figure 2, nous avons tracé l'évolution temporelle de la densité ionique à la cathode donnée par l'équation (6) pour différentes valeurs de γ . La densité ionique commence à croître de façon importante à $\tau = 9$ pour $\gamma = 10^{-2}$, à $\tau = 10$ pour $\gamma = 10^{-3}$ et à $\tau = 11$ pour $\gamma = 10^{-4}$. Ces résultats nous montrent l'influence du coefficient d'émission secondaire sur l'évolution temporelle du plasma durant la deuxième phase de sa formation, après l'arrivée des ions à la cathode. Pour les grandes valeurs de γ (10^{-2}) la croissance est plus rapide que pour les faibles valeurs de γ (10^{-4}). Nous remarquons alors que le coefficient d'émission secondaire a une influence considérable sur l'évolution temporelle des caractéristiques électriques du plasma et sa formation.

3.2 Résultats numériques

3.2.1 Conditions de calculs

Les calculs ont été réalisés dans les conditions suivantes:

- composition du gaz: Ne/Xe/HCl avec 0.5 % Xe et 0.13 % HCl.
- distance inter-électrode: $d = 3 \text{ cm}$
- surface des électrodes: $A = 100 \text{ cm}^2$
- pression totale: $p = 2.5 \text{ bar}$
- température du gaz: $T_g = 300 \text{ K}$
- tension appliquée: $V_c = 1.333 \text{ kV}$
- laser photodéclenché, la préionisation est supposée être créée de façon instantanée, à $t = 0$.
- densité initiale de préionisation: uniforme et égale à $5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$.

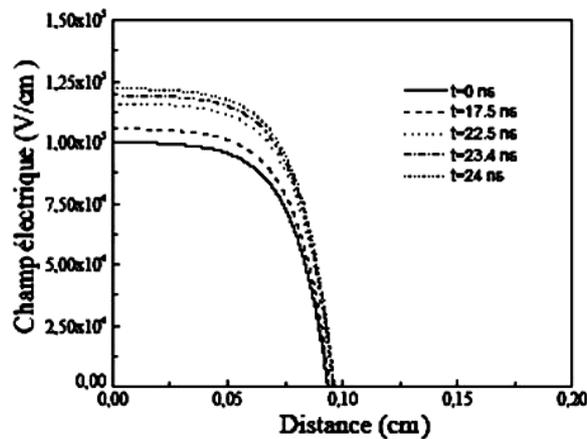


Fig. 1: Variation spatiale du champ électrique pour différentes valeurs de temps

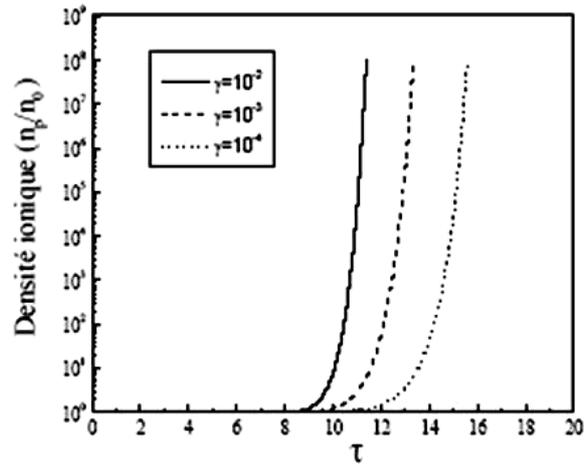


Fig. 2: Evolution de la densité ionique à la cathode en fonction de τ pour différentes valeurs de γ

3.2.2 Phase de formation du plasma

Sur la figure 3, on observe les variations du champ électrique en fonction de la distance de la cathode pour différentes valeurs de t , ceci confirme les résultats donnés par la figure 1 du modèle analytique, c'est-à-dire la croissance du champ électrique et donc de la gaine cathodique en fonction du temps lors des premiers instants de la décharge jusqu'à environ 25 ns.

Les résultats donnés par la figure 4 illustrent l'évolution temporelle de la densité ionique à la cathode pour différentes valeurs de γ . Nous remarquons que la croissance de la densité ionique est plus grande et plus rapide pour les grandes valeurs de γ (10^7 à 46 ns pour $\gamma = 10^{-2}$) que pour les faibles valeurs de γ ($7 \cdot 10^6$ à 52 ns pour $\gamma = 10^{-4}$). Ceci confirme les résultats trouvés précédemment par le modèle analytique (Fig. 2).

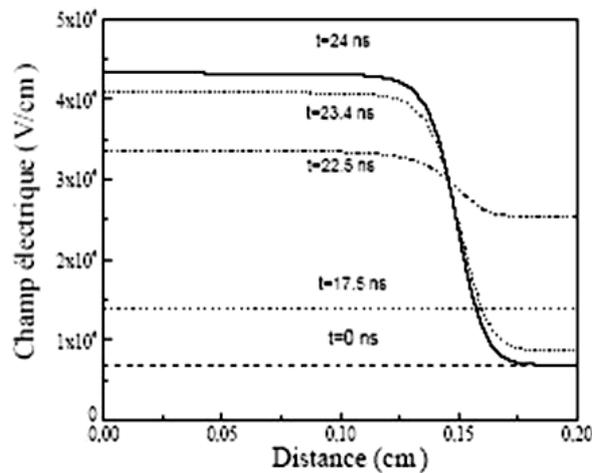


Fig. 3: Variation longitudinale du champ électrique pour différentes valeurs du temps

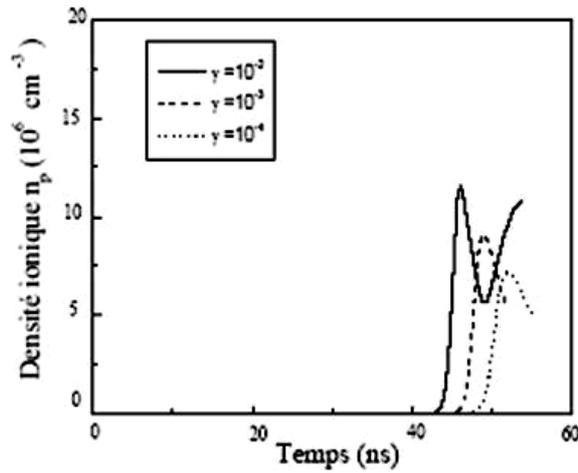


Fig. 4: Evolution temporelle de la densité ionique pour différentes valeurs de γ

4. CONCLUSION

Dans ce travail, on étudie l'évolution de la gaine cathodique lors de l'application d'une décharge électrique haute pression à l'aide d'un modèle analytique simplifié et d'un modèle unidimensionnel. On voit que l'évolution de la décharge passe par deux phases: la première est l'extension de la gaine qui a lieu avant l'arrivée des ions à la cathode, et le début du courant d'émission secondaire durant cette phase, la gaine joue le rôle d'une capacité pure, dans la deuxième phase qui a lieu après le courant d'émission secondaire, la gaine n'a plus le rôle d'une capacité mais le rôle d'une résistance, ceci se traduit par la contraction de la gaine.

Nous remarquons aussi l'influence du coefficient d'émission secondaire sur l'évolution de la décharge, ce coefficient n'entre en jeu que durant la deuxième phase de la formation du plasma après l'arrivée des ions à la cathode.

REFERENCES

- [1] R.S. Taylor, 'Preionization and Discharge Stability Study of Long Optical Pulse Duration UV-Preionized XeCl Lasers', Applied Physics B, Lasers and Optics, Vol. 41, N°1, pp. 1 - 24, 1986.
- [2] S. Bollanti, T. Letardi and C. Zheng, 'Effect of Preionization on Uniformity of Photo-Triggered XeCl Laser Discharges: Modelling and Comparison with Experimental Results', Plasma Science, IEEE Transactions on, Vol. 19, N°2, pp. 361 - 368, 1991.
- [3] O. Lamrous, A. Mezeghrane, M.D. Mitiche and M. Tamine, 'Effects of Neutral Particle Dynamics in the Active Medium of Discharge Pumped XeCl Lasers', Journal of Physics D, Applied Physics, Vol. 36, pp. 1873 - 1880, 2003.
- [4] R.S. Taylor and K.E. Leopold, 'Magnetic-Spiker Excitation of Gas-Discharge Lasers', Applied Physics B, Lasers and Optics, Vol. 59, N°5, pp. 479 - 508, 1994.
- [5] A.I. Fedorov, 'On the Possibility of Increasing and Controlling the Radiation Pulse Duration in Gas-Discharge Lasers', Technical Physics Letters, Vol. 27, N°12, pp. 1050 - 1051, 2001.
- [6] M. Legentil, S. Pasquiers, V. Puech and R. Riva, 'Spectroscopic Diagnostics of the Onset of Discharge Instabilities in a XeCl Phototriggered Laser', Applied Physics B, Lasers and Optics, Vol. 58, N°6, pp. 515 - 517, 1994.

- [7] S.V. Efimovskii, A.K. Zhigalkin, Yu.I. Karev and S.V. Kurbasov, 'Long-Pulse (0.5 μ sec) Electric-Discharge XeCl Laser Continuously Tunable in the 307.00–308.93 Nm Range', *Journal of Russian Laser Research*, Vol. 14, N°5, pp. 360 – 376, 1993.
- [8] T. Hammer and W. Böttcher, 'Spectroscopic Investigation of the Ionization Kinetics in XeCl Laser Discharges by Xe⁺ Density Measurements', *Applied Physics B, Lasers and Optics*, Vol. 48, N°1, pp. 73 – 84, 1989.
- [9] I.V. Chaltakov, R. Pini, R. Salimbeni and M. Vannin, 'Efficient Low-Voltage Operation of a Reverse-Biased Autoprepulse XeCl Laser', *Applied Physics B, Lasers and Optics*, Vol. 60, N°6, pp. 529 – 533, 1995.
- [10] P.D. Lazzaro, F. Flora, A. Gerardino and T. Letardi, 'The Self-Injected XeCl Excimer Laser', *Applied Physics B, Laser and Optics*, Vol. 61, N°6, pp. 619 - 628, 1995.
- [11] S. Ito, 'Continuous Operation up to 3 kHz in a Discharge-Pumped XeCl Excimer Laser', *Applied Physics B, Laser and Optics*, Vol. 63, N°1, pp. 1 - 7, 1996.
- [12] A.V. Dem'yanov, 'Theoretical Studies on Microscopic and Macroscopic Nonuniformities in Electric-Discharge-Excited XeCl Lasers', *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Vol. 16, N°1, 1996.
- [13] A.I. Fedorov, 'On the Possibility of Increasing and Controlling the Radiation Pulse Duration in Gas-Discharge Lasers'. *Technical Physics Letters*, Vol. 27, N°12, 2001.
- [14] J. Coutts, 'The Halogen Donor Depletion Instability-Current Pulse-Shape Effects', *Journal of Physics D, Applied Physical*, Vol. 21, pp. 255 - 259, 1988.
- [15] A. De Angelis, P. Di Lazzaro, F. Garosi, G. Giordano and T. Letardi, 'XeCl Discharge Diagnostic by Holographic Interferometry', *Applied Physics B, Lasers and Optics*, Vol. 47, N°1, pp. 1 - 6, 1988.
- [16] R. Riva, M. Legentil, S. Pasquiers and V. Puech, 'Experimental and Theoretical Investigations of a XeCl Phototriggered Laser', *Journal of Physics D, Applied Physical*, Vol. 28, pp. 856 - 872, 1995.
- [17] C. Hirsh, '*Numerical Computation of Internal and External Flows*', Vol. 2, John Wiley & Sons, New York, 1990.
- [18] A.J. Davies and W. Niessen, '*In Physics and Application of Pseudosparkes*', NATO ASI Series, Vol. 219, M.A Gundersen and G. Schaefer Eds., 197 p., New York, Plenum Press 1990.