



**HAL**  
open science

## Étude des conditions du seuil de claquage de l'argon a haute pression sous l'effet du rayonnement d'un laser

A. Rachman, C. Marchal

► **To cite this version:**

A. Rachman, C. Marchal. Étude des conditions du seuil de claquage de l'argon a haute pression sous l'effet du rayonnement d'un laser. *Journal de Physique*, 1972, 33 (4), pp.361-370. 10.1051/jphys:01972003304036100 . jpa-00207259

**HAL Id: jpa-00207259**

**<https://hal.science/jpa-00207259>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification :  
*Physics Abstracts*  
 07.00, 14.40

## ÉTUDE DES CONDITIONS DU SEUIL DE CLAQUAGE DE L'ARGON A HAUTE PRESSION SOUS L'EFFET DU RAYONNEMENT D'UN LASER

A. RACHMAN et C. MARCHAL (\*)

Laboratoire de physique, UER de Sciences fondamentales et appliquées,  
 Université de Poitiers

(Reçu le 11 août 1971, révisé le 25 novembre 1971)

**Résumé.** — Dans cet article nous analysons les conditions du seuil de claquage de l'Argon à haute pression produit par lasers déclenchés. Nous montrons qu'il est possible de prédire quelques propriétés caractéristiques de tels plasmas en accord avec les expériences en supposant que l'état final du plasma en expansion avant l'extinction de l'impulsion laser est décrit par un modèle de plasma en équilibre thermodynamique local (ETL). On utilise les équations de transfert et d'équilibre radiatif bien connues dont l'intégration conduit à une formule reliant la puissance laser moyenne  $\bar{P}_L$  après claquage avec la distribution de températures à l'intérieur du plasma et la pression initiale du gaz. Les conditions du seuil de claquage sont discutées en introduisant deux températures caractéristiques,  $T_{m_1}$  et  $T_{m_2}$ , appartenant à des plasmas en équilibre thermodynamique pour lesquels les fractions des ions une fois et deux fois chargés sont maximum, par rapport aux autres composants ioniques. Sur cette base on admet une distribution de températures dans les conditions du seuil qui aboutit aux valeurs prédites du champ électrique de claquage en fonction des pressions mesurées, en accord avec les valeurs expérimentales.

**Abstract.** — In this article we analyze the threshold conditions of superhigh-pressure Argon breakdown produced by Q-switched lasers. We show that it is possible to predict some characteristic features of such plasmas that agree with experiments by assuming that the final state of the expanding plasma before the laser pulse extinction is described by a plasma model in local thermodynamic equilibrium (LTE). Use is made of the well-known equations of transfer and of radiative equilibrium, whose integration leads to a formula relating the mean laser power  $\bar{P}_L$  after breakdown, with the temperature distribution inside the plasma and the initial gas pressure. The threshold breakdown conditions are discussed by introducing two characteristic temperatures,  $T_{m_1}$  and  $T_{m_2}$ , belonging to plasmas in local thermodynamic equilibrium for which the singly and doubly charged ion fractions are respectively maximum, relative to the other ionic components. On this basis a threshold temperature distribution is assumed which leads to predicted breakdown electric field values as a function of the measured pressure, which is in agreement with the experimental values.

**1. Introduction.** — On sait qu'il suffit de concentrer sur une cellule contenant un gaz à une pression donnée, au moyen d'une lentille de faible distance focale, le faisceau monochromatique d'un laser déclenché de puissance assez élevée (plusieurs dizaines à plusieurs centaines de mégawatts) pour produire à partir d'une certaine puissance seuil du faisceau laser un phénomène de rupture du gaz. Cette rupture ou claquage se traduit par l'apparition au foyer de la lentille d'une petite boule extrêmement lumineuse de quelques millimètres de rayon. Ceci indique la formation d'un plasma fortement ionisé.†

Gill et Dougal [1] ont montré la dépendance qui existe entre le champ électrique seuil et la pression

pour différents gaz dans un intervalle allant de 6,8 à 2 040 atm. Pour chaque pression, la puissance seuil a été déterminée par atténuation successive des impulsions (au moyen d'une solution de  $\text{CuSO}_4$ ) jusqu'à disparition complète de l'ionisation.

On constate que quelle que soit la nature du gaz étudié ces courbes présentent la caractéristique de passer par un minimum. Or, certaines théories, faisant appel à des processus microscopiques, prévoient une décroissance monotone en fonction de la pression que ce soit l'analyse de Tozer [2] ou bien celle de Wright [3]. Même la théorie classique de l'ionisation HF qui prévoit des valeurs à peu près correctes pour le minimum, présente des difficultés de principe lors de son application à la région de fréquences correspondant à l'infrarouge et au visible comme il a été démontré dans [4]. Cet argument a été repris et confirmé [5] pour les très hautes pressions d'après l'expérience décrite en [1].

(\*) Cet article recouvre une partie de la Thèse de Doctorat de 3<sup>e</sup> cycle que l'un des auteurs (C. Marchal) a soutenu à l'Université de Poitiers le 7 mai 1971.

Le but de cet article est de présenter une analyse théorique du claquage de l'argon à haute pression en utilisant un modèle semblable à celui employé dans l'étude d'atmosphères stellaires en équilibre thermodynamique local. Il a, en effet, été démontré [6] que l'équilibre thermodynamique local pouvait être atteint pendant la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser ( $\approx 65$  ns), pour des densités de puissances  $\approx 1,5 \times 10^{10}$  W/cm<sup>2</sup>. Cette hypothèse serait donc justifiée dans l'expérience qui nous intéresse [1], dont la largeur à mi-hauteur de l'impulsion laser est de l'ordre de 50 ns pour des densités de puissances seuils allant de  $6,2 \times 10^7$  à  $9,6 \times 10^8$  W/cm<sup>2</sup>. La méthode que nous venons de citer ayant donné de bons résultats aux basses et moyennes pressions [7], [8], [9] nous avons essayé de l'étendre à très haute pression pour l'argon.

## 2. Théorie phénoménologique du claquage. —

2.1 POSITION DU PROBLÈME. — Nous pouvons dire que l'analyse que nous développons est une théorie « d'état final ». Nous supposons que l'état final de l'interaction gaz-laser, après le passage de l'amplitude du pic du champ électrique et avant l'extinction de l'impulsion laser, est décrit par un plasma en équilibre thermodynamique local. On ne fait appel à aucun des processus microscopiques d'ionisation (absorption multiple de photons, absorption des photons par rayonnement de freinage inverse ou bremsstrahlung inverse) qui ont amené le plasma à l'état où on l'étudie. L'idée principale a donc été d'adapter un modèle semblable à celui utilisé pour l'étude d'atmosphères stellaires en équilibre thermodynamique local.

Rappelons que dans ces dernières conditions même lorsqu'un système n'est pas adiabatiquement enfermé dans une enceinte et par conséquent si toutes ses parties ne sont pas à la même température, on peut appliquer la théorie thermodynamique du rayonnement. L'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local permet d'introduire une température  $T$  pour décrire localement le système. Tout se passe comme si les propriétés d'un élément de masse autour d'un point P pour lequel on a défini une température  $T$  étaient les mêmes que s'il était enfermé, d'une façon adiabatique, dans une enceinte à cette même température.

L'expérience montre que pendant la période de pré-ionisation le plasma reste transparent au faisceau laser compte tenu que la densité électronique est faible dans le volume local. Au fur et à mesure de l'augmentation de densité électronique le plasma devient absorbant et on constate qu'il se dilate avec formation d'une onde de claquage dont la vitesse est de l'ordre de  $10^7$  cm/s [10]. Autrement dit au bout d'un intervalle de temps égal à la largeur à mi-hauteur de l'impulsion laser le front de l'onde de claquage est à peu près à quelques millimètres du foyer de la lentille, laissant en arrière du front d'onde des couches de gaz ionisé. Nous introduisons, maintenant, l'hypothèse que ces couches se trouvent en condition d'équilibre thermodynamique local avec une certaine distribution spatiale en température, donc

une composition ionique et une densité électronique dans les différentes couches fonction de ces températures.

Or, dans des observations spectroscopiques du spectre d'émission de l'étincelle, dans les conditions du seuil, Minck [11] n'a observé que des lignes spectrales caractéristiques d'atomes une fois ionisés superposées à un spectre continu ce qui permettrait de dire que les couches éloignées du volume focal présentent essentiellement un maximum pour la fraction d'ions une fois ionisés par rapport aux atomes neutres et ions multiples chargés. Ceci est vrai dans l'intervalle de pressions mesurées dans cette expérience (0,3-100 atm), mais le calcul nous a montré l'influence d'atomes deux fois ionisés [12] au fur et à mesure de l'augmentation de pression, au-delà de quelques centaines d'atmosphères et particulièrement à partir du minimum des courbes de claquage. Ce minimum semble donc constituer un point de changement de la relation entre la fraction du 1<sup>er</sup> ion et celle du 2<sup>e</sup> ion.

2.2 EQUATIONS FONDAMENTALES POUR UN PLASMA EN ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL. — Rappelons dans ce paragraphe les résultats généraux rassemblés par S. Chandrasekhar [13, Chap. 5] sur les conditions de transfert de rayonnement et d'équilibre radiatif dans un plasma en équilibre thermodynamique local. Il rappelle tout d'abord les définitions de l'intensité spécifique  $I_\nu$ , de la densité totale d'énergie du rayonnement  $u$  en fonction de l'intensité intégrée  $I$ , puis de la pression de radiation en fonction de  $u$ . Ces grandeurs lui permettent d'établir « l'équation fondamentale de transfert »

$$\frac{dI_\nu}{\rho ds} = j_\nu - k_\nu I_\nu \quad (1)$$

qui gouverne l'intensité  $I_\nu$  de la radiation à la fréquence  $\nu$  après un parcours d'une longueur  $ds$  dans un milieu de masse volumique  $\rho$  caractérisé par un « coefficient d'absorption de masse  $k_\nu$  » et un coefficient d'émission  $j_\nu$  à la fréquence  $\nu$ .

Considérant un milieu en équilibre thermodynamique local, il exprime l'équation de transfert en fonction des coefficients d'Einstein d'absorption, d'émission spontanée et induite. L'éq. (1) prend la forme [13, p. 206]

$$\frac{dI_\nu}{\rho ds} = k'_\nu B_\nu - k'_\nu I_\nu \quad (2)$$

où  $B_\nu$  est la fonction de Planck,

$$B_\nu = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) - 1$$

et où  $k'_\nu$  est le coefficient d'absorption « réduit » dû au phénomène d'émission induite qui s'exprime en fonction de

$$k'_\nu = k_\nu \left[ 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right]. \quad (3)$$

Puis l'auteur établit « l'équation d'équilibre de radiation » qui exprime en fonction de  $k'_v$ ,  $B_v$  et  $I_v$ , la quantité d'énergie  $\varepsilon_v$ , dégagée par unité de masse et de temps,

$$\varepsilon_v = k'_v \int (B_v - I_v) d\omega. \tag{4}$$

Enfin, une solution formelle de l'équation de transfert reportée dans l'équation d'équilibre radiatif permet d'obtenir deux des trois relations fondamentales que nous appliquerons à notre système gaz-rayonnement. Il vient :

$$\mathbf{F} = - \frac{c}{\kappa\rho} \mathbf{grad} p_r \tag{5}$$

$$\text{Div} \mathbf{F} = \varepsilon\rho \tag{6}$$

où  $\kappa$  est le coefficient d'absorption moyen de Rosseland défini par

$$\frac{1}{\kappa} \times \int_0^\infty \frac{\partial B_v}{\partial T} dv = \int_0^\infty \frac{1}{k'_v} \frac{\partial B_v}{\partial T} dv \tag{7}$$

$c$  est la vitesse de la lumière et  $p_r$  la pression de radiation.

La 3<sup>e</sup> équation dont nous avons besoin est l'équation d'équilibre hydrostatique qui relie la pression de radiation  $p_r$  et la pression du gaz  $p_g$ . Elle s'écrit [13, p. 214]

$$\mathbf{grad} \left( \frac{1}{3} aT^4 + p_g \right) = - \rho \mathbf{grad} V \tag{8}$$

où  $V$  est le potentiel gravitationnel défini par

$$\frac{dV}{dr} = \frac{GM(r)}{r^2}$$

pour une distribution de matière à symétrie sphérique ;  $G$  est la constante de gravitation,  $M(r)$  est la masse du système jusqu'à la distance  $r$ ,  $a$  est la constante de Stefan ( $a = 7,55 \times 10^{-15}$  ues. CGS).

**3. Distribution des températures à l'intérieur de l'étincelle.** — 3.1 ÉQUATIONS FONDAMENTALES. — Appliquons les équations générales (5), (6) et (8) à notre étincelle moyennant deux hypothèses simplificatrices.

— Nous admettons une distribution de matière à symétrie sphérique. En effet, si on étudie l'évolution dans l'espace du plasma [14], on constate que pour de faibles éclaircements (Eclaircement  $< 10^{10}$  W/cm<sup>2</sup>) l'expansion est sensiblement sphérique, ce qui justifie notre hypothèse.

— Nous admettons également l'hypothèse de l'équilibre sans gravitation puisqu'elle est comprise dans l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local. De plus, l'action gravitationnelle serait remplacée par l'effet de l'atmosphère froide avec pression initiale  $p_a$

environnant l'étincelle. Les éq. (5), (6) et (8) s'écrivent alors

$$\frac{d}{dr} (p_g + p_r) = 0 \tag{9}$$

$$F_r = - \frac{c}{\kappa\rho} \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{3} aT^4 \right) \tag{10}$$

$$\varepsilon\rho = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 F_r). \tag{11}$$

En ce qui concerne la 3<sup>e</sup> équation, l'énergie  $\varepsilon$  dégagée par unité de masse et de temps dans le centre d'une étoile est, d'un point de vue formel, identique à celle qui serait produite si le laser se trouvait au centre du volume focal. Autrement dit, on identifie la puissance libérée dans le volume focal à la puissance du laser.

Un autre pas consiste à chercher la distribution des températures à l'intérieur de l'étincelle dans des zones éloignées du volume de concentration du laser, c'est-à-dire, dans la partie qui jouerait le rôle de la photosphère pour une étoile.

Si  $r_0$  est le rayon du volume focal, on voit que pour tout  $r > r_0$

$$\varepsilon = 0 \tag{12}$$

$$F_r = \frac{P_L}{4 \pi r^2} \tag{13}$$

où  $P_L$  représente la puissance du laser.

En tenant compte de la validité de la loi des gaz parfaits, nous pouvons écrire, après transformation dans les éq. (9), (10) et (11), l'équation différentielle qui régie la distribution de températures dans la région où  $\varepsilon = 0$  (pour le détail des calculs cf. [7])

$$\frac{dT}{dr} = \frac{1}{r^2} \left( B_2 - \frac{B_1}{r^2} \right) \tag{14}$$

où

$$B_1 = \frac{3 P_L \kappa \mu H (p_a + |p_c|)}{16 \pi \kappa a}$$

et

$$B_2 = \frac{P_L \kappa \mu H}{18 \pi \kappa c}$$

avec  $H$  = masse du proton ;  
 $\mu$  = poids atomique moyen du gaz ionisé ;  
 $k$  = constante de Boltzmann ;  
 $p_a$  = pression initiale mesurée.

Nous voyons apparaître le terme  $|p_c|$  qui est la correction de pression, d'origine coulombienne, ou de Debye-Hückel [15]. En effet, étant donné le domaine de température et de pression nous ne sommes plus rigoureusement en face d'un gaz parfait mais d'un gaz composé d'atomes un ou plusieurs fois ionisés et nous

devons tenir compte des interactions coulombiennes entre les particules chargées. Cette correction est donnée par

$$p_c = -\frac{e^2}{3V^{3/2}} \sqrt{\frac{\pi}{kT}} \left( \sum_i N_i Z_i^2 \right)^{3/2} \quad (15)$$

où  $N_i$  est le nombre total de particules de la sorte  $i$  les  $Z_i$  sont des nombres entiers positifs et négatifs qui représentent les degrés d'ionisation des différents atomes.

L'examen de l'éq. (14) montre deux choses :

— que  $T$  décroît lorsque  $r$  croît ce qui entraîne nécessairement  $dT/dr < 0$ . Ceci nous a conduit à définir une température limite  $T_L$  donnée par

$$T_L = \sqrt[4]{\frac{B_1}{B_2}} = \sqrt[4]{\frac{3(p_a + |p_c|)}{a}}. \quad (16)$$

Ceci signifie qu'une fois les conditions initiales fixées (ici  $p_a$  pour tout  $r > r_0$ ), la température après interaction du gaz avec le rayonnement ne peut être supérieure à une température limite  $T_L$  ;

— du fait que  $\mu$  et  $\kappa$  sont des fonctions de  $r$  l'éq. (14) serait insoluble à moins de connaître  $\mu = \mu(r)$  et  $\kappa = \kappa(r)$ . Pour pouvoir intégrer (14) on fait l'approximation de considérer constantes ces deux grandeurs dans la zone où nous cherchons la distribution des températures. Nous les prenons égales à deux valeurs moyennes  $\bar{\mu} = \bar{\mu}(r)$  et  $\bar{\kappa} = \bar{\kappa}(r)$  respectivement, prises sur le rayon.

Après intégration et compte tenu de quelques approximations nous aboutissons à la distribution des températures pour une puissance donnée du laser

$$T = \left( \frac{15 P_L \bar{\mu} \bar{\kappa} H(p_a + |p_c|)}{16 \pi c k a} \frac{1}{r} \right)^{1/5}. \quad (17)$$

A l'inverse cette expression nous permet de calculer la puissance  $P_L$  après le claquage à partir de cette distribution, soit

$$\bar{P}_L = \frac{16 \pi c k a}{15 H} \frac{T^5 r}{\bar{\mu} \bar{\kappa} (p_a + |p_c|)}. \quad (18)$$

Cette expression n'est valable que si  $\bar{P}_L \geq \bar{P}_T$  où  $\bar{P}_T$  représente la puissance seuil du laser, puissance seuil à partir de laquelle se produit une ionisation visible. Cette formule est applicable pour tout  $r > r_0$  c'est-à-dire dans la région où  $\varepsilon = 0$ .

**3.2 CONDITIONS POUR LE SEUIL DE CLAQUAGE.** — Nous avons vu que, dans les conditions du seuil, Minck [11] n'avait observé que des lignes d'émission correspondant aux atomes une fois ionisés superposées à un fond continu, ceci pour un intervalle de pression correspondant à 0,3-100 atm. Ceci permet donc de supposer que dans un ensemble de couches à l'intérieur de l'étincelle, autour d'un certain rayon  $r_i > r_0$ , on trouvera une température  $T_i$  où le pourcentage d'atomes

une fois ionisés sera maximum. Il est évident que cette température est dans le voisinage de  $T_{m_1}$ , celle-ci étant la température d'un plasma en équilibre thermodynamique pour lequel la fraction d'atomes une fois ionisés, par rapport à celle de l'atome neutre et à celles des autres composants ioniques, est maximum. Cette hypothèse s'avère correcte et a donné des résultats en accord avec l'expérience dans l'intervalle de pression 0,3-100 atm [7], [8].

Etant donné que, d'après les conditions expérimentales, l'intervalle de pression a été fortement élargi, on introduit une autre température caractéristique du plasma  $T_{m_2}$  telle qu'un plasma en équilibre thermodynamique pris à cette température présente une fraction maximum d'atomes deux fois ionisés par rapport à l'atome neutre et aux autres composants ioniques.

Nous allons généraliser les conditions du seuil de claquage de la façon suivante : dans la dernière partie de l'impulsion laser après le passage de l'amplitude maximale et avant son extinction, nous supposons que s'établit une distribution de températures qui contient une certaine température  $T_i$  à une distance  $r_i$  de telle façon que se remplissent simultanément les deux conditions :

$$T_{m_1} \leq T_i \leq T_{m_2} \quad (19)$$

$$r_0 < r_i < r_e \quad (20)$$

$r_e$  étant le rayon extérieur de l'étincelle lié à la largeur à demi-hauteur de l'impulsion laser et à la vitesse de propagation de l'onde de claquage. Donc, on peut simplement obtenir la puissance laser du seuil  $\bar{P}_i$  en introduisant pour chaque pression  $p_a$  le couple  $(T_i, r_i)$  dans la formule (18).

**4. Résultats.** — **4.1 DÉTERMINATION DE  $T_{m_1}$  ET  $T_{m_2}$ .** — La détermination des températures  $T_{m_1}$  et  $T_{m_2}$  a été rendue possible grâce à l'emploi systématique d'un programme de calcul par ordinateur des propriétés thermodynamiques d'un gaz à haute pression et de densité électronique élevée développé à l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA), Laboratoire d'Energétique, Poitiers [16]. Les propriétés thermodynamiques de l'Argon, la composition ionique en équilibre pour des mélanges de A I, A II, A III, A IV, A V, et d'électrons, la densité électronique  $N_e$ , le poids atomique moyen  $\mu$ , et la correction coulombienne de pression  $p_c$  ont été calculés en fonction de la température et de la pression dans les intervalles 18 000-82 000 °K tous les 2 000 °K et de 1-2 040 atm. Le tableau I montre les valeurs  $T_{m_1}$  et  $T_{m_2}$  obtenues pour chaque pression expérimentale et les figures 1, 2 l'allure des courbes obtenues en fonction de la pression. De même le tableau I montre la pression  $|p_c|$  d'origine coulombienne calculée pour des températures comprises entre  $T_{m_1}$  et  $T_{m_2}$  correspondant à chaque pression mesurée étant donné qu'elle entre comme une correction dans la formule (18).

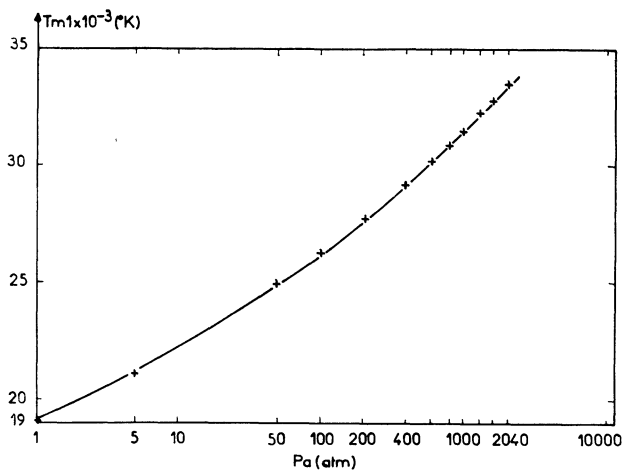


FIG. 1.

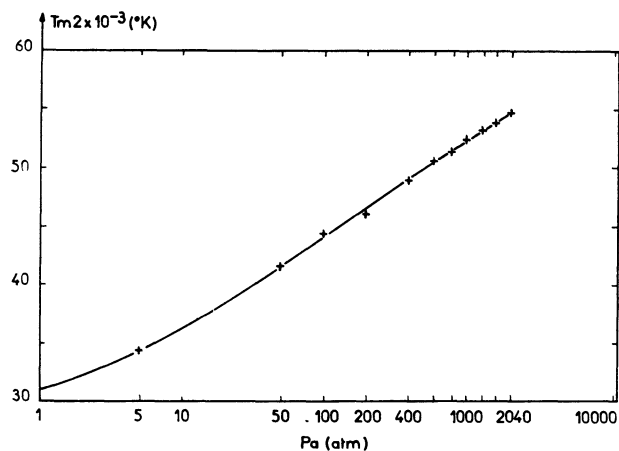


FIG. 2.

TABLEAU I

$p_a$ (atm) (Pression mesurée)	$ p_c $ (atm)	$T_{m1}$ (°K)	$T_{m2}$ (°K)
6,8	0,2	21 640	35 200
13,6	0,6	22 700	37 250
20,4	0,7	23 330	38 500
27,2	0,8	23 800	39 400
34,7	1,3	24 350	40 300
49,7	1,9	24 900	41 600
68,0	2,9	25 440	42 800
96,6	3,4	26 100	44 100
151,5	7,0	26 960	45 500
226,0	14,2	27 890	46 800
302,5	17,7	28 550	47 800
374,0	27,3	29 000	48 700
428,0	32,6	29 330	49 100
585,0	49,1	30 090	50 500
680,0	70,9	30 480	51 000
830,0	78,1	30 960	51 800
1 015,0	101,6	31 460	52 500
1 185,0	125,5	31 900	53 000
1 520,0	172,0	32 640	53 700
1 755,0	207,9	33 000	54 200
2 040,0	252,8	33 500	54 650

TABLEAU II

$T$ (°K)	$p_a$ (atm)	
	$D_n^{(z)}/D_{ff}^{(z)}$	
20 000	1,42 × 10 <sup>7</sup>	2,44 × 10 <sup>4</sup>
60 000	4,75 × 10 <sup>7</sup>	2,60 × 10 <sup>4</sup>
80 000	7,17 × 10 <sup>7</sup>	2,84 × 10 <sup>4</sup>

4.2 CALCUL DU COEFFICIENT MOYEN DE ROSSELAND  $\bar{\kappa}$  (APPROXIMATION DE KRAMERS). — Les valeurs de  $\bar{\kappa}$  ont été calculées à partir de l'expression (7) en remplaçant  $B_v$  et  $k'_v$  par leurs valeurs. Si de plus on effectue le changement de variable  $u = hv/kT$ ,  $\kappa$  s'écrit sous la forme définitive

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{15}{4\pi^4} \int_0^\infty \frac{1}{k_v} \frac{u^4 e^{-u}}{(1 - e^{-u})^3} du \quad (21)$$

où  $k_v$ , est le coefficient d'absorption de masse exprimé en cm<sup>2</sup>/g. Sous cette forme le coefficient d'opacité  $\kappa$  tient compte de l'émission induite.

On montre [13] que l'opacité due aux phénomènes d'absorption par les atomes a pour origine deux sources principales : elle provient, soit de transitions liées-libres, soit de transitions libres-libres. Nous avons calculé le rapport  $D_n^{(z)}/D_{ff}^{(z)}$  [13, p. 265] de ces deux coefficients pour l'argon et nous avons montré (voir Tableau II) que seul était prépondérant le coefficient d'absorption dû aux transitions liées-libres, dans les conditions « d'état final » décrites dans la section 2.

En outre, des expériences faites sur le claquage de

l'argon, en mesurant l'intensité diffusée et en intégrant sur les angles solides, ont montré que l'énergie diffusée du faisceau laser constitue une petite fraction comparée avec celle absorbée par le plasma [17]. Donc, l'attention a été concentrée sur les transitions liées-libres pour étudier le spectre continu d'absorption.

Par suite des complications dues au calcul du coefficient moyen de Rosseland, nous nous sommes limités en prenant les coefficients d'absorption atomique dans ce qu'on appelle l'approximation de Kramers [13, Chap. 7, Sect. 4]. Si on considère un noyau atomique de charge  $Z_e$  avec un électron dans un état de nombre quantique principal  $n$ , le coefficient d'absorption atomique dû aux transitions liées-libres est donné par

$$a_0(\nu, Z, n) = \frac{64 \pi^4 Z^4 m_e e^{10}}{3 \sqrt{3} ch^6} \frac{1}{n^5} \frac{1}{\nu^3} g(\nu, n) \quad (22)$$

$$\nu \geq \nu_n = \frac{x_n}{h}$$

$x_n$  représente le potentiel d'ionisation ou d'excitation dont la fréquence de coupure est  $\nu_n$ . La quantité  $g(\nu, n)$

est le « facteur de Gaunt » qui dépend de  $n$  et de  $\nu$ , et est une fonction croissante à la fois de  $\nu/\nu_n$  et de  $n$ . Dans notre cas  $n = 3$  ou  $4$ ,  $\nu/\nu_n > 1$ , le facteur de Gaunt est très voisin de l'unité.

Revenons à la formule (22). Nous pouvons dire que la contribution à l'absorption due aux électrons liés dans l'état  $n$ , exprimée par gramme de matière et pour un atome peut s'écrire

$$k_\nu(n, \infty) = \frac{a_0(\nu, n)}{A_z H} (\text{cm}^2/\text{g}) \quad (23)$$

où  $A_z$  est la masse atomique de l'élément dont le nombre atomique est  $Z$ ,  $H$  étant la masse du proton.

Maintenant si nous avons  $N_1$  particules de l'espèce I,  $N_2$  particules de l'espèce II, ...  $N_5$  particules de l'espèce V, si  $N_0$  est le nombre total de particules du mélange et si A I, A II, A III, A IV, A V sont les pourcentages des différentes espèces d'ions y compris l'atome neutre (A I), la contribution à l'opacité peut s'écrire d'une façon générale

$$k_\nu(n, \infty) = \frac{a_0^I(\nu, n) N_1}{N_0 A_z H} + \frac{a_0^{II}(\nu, n) N_2}{N_0 A_z H} + \dots + \frac{a_0^V(\nu, n) N_5}{N_0 A_z H} \quad (24)$$

avec

$$N_1 = N_0 \text{ A I}, \quad N_2 = N_0 \text{ A II}, \quad \dots, \quad N_5 = N_0 \text{ A V} \quad (25)$$

Nous remarquons que  $N_1, N_2, \dots, N_5$  sont les populations des ions à l'état fondamental. La formule se généralise pour un état excité « e » d'un atome ou d'un ion d'une même espèce. Par exemple si  $N'_1$  est la population d'un état excité de l'atome d'espèce I, nous devons ajouter à (24) le terme

$$\frac{a_0^{I(e)}(\nu, n) N'_1}{N_0 A_z H} \quad (26)$$

$a_0^{I(e)}(\nu, n)$  étant la nouvelle section efficace d'absorption. Si de plus les populations sont distribuées suivant la loi de Boltzmann, nous aurons la relation

$$\frac{N'_1}{N_1} = \exp\left(-\frac{h\nu_e}{kT}\right) \quad (27)$$

$$N'_1 + N_1 = N_0 \text{ A I} \quad (28)$$

où  $h\nu_e$  est la différence d'énergie entre l'état fondamental et l'état excité. Nous avons vu (cf. éq. [22]), que  $a_0(\nu, n)$  n'était applicable que pour  $\nu \geq \nu_n = \chi_n/h$  ce qui montre le caractère discontinu de la fonction.

Par un changement de variable  $u = h\nu/kT$  l'éq. (21) prend la forme définitive

$$\frac{1}{\kappa} = \text{Cte} \int \frac{1}{a_0(u, n)} \frac{u^7 e^{-u}}{(1 - e^{-u})^3} du \quad (29)$$

où nous voyons que la moyenne de Rosseland est prise avec la fonction de poids  $R(u) = u^7 e^{-u}/(1 - e^{-u})^3$  qui présente un maximum accentué pour  $u = 7$ . C'est-à-dire que dans la moyenne de Rosseland les fréquences élevées ont le plus grand poids autour des valeurs de  $T_{m_1}$  et  $T_{m_2}$ . Le calcul des valeurs de  $\nu$ , qui rendent  $u$  égal à 7 pour des températures s'étendant de 20 000 °K à 62 000 °K, montre que l'absorption est maximum dans un intervalle de fréquences où sont comprises les fréquences de coupures correspondant à l'état fondamental de l'atome neutre, une fois, deux, trois et quatre fois ionisés plus certains états excités des mêmes atomes et ions dont nous donnons la liste dans le tableau III [18]. Nous nous sommes limités aux quatre premiers états excités de chacun des ions se trouvant dans cet intervalle, car on a observé que si on ajoute des états excités successifs autre que  $n \leq 4$  on introduisait des corrections négligeables pour la valeur du coefficient de Rosseland. Ceci justifie le fait que nous ayons intégré dans cet intervalle de fréquences, en remarquant que les populations des états fondamentaux sont plus importantes que pour les niveaux excités. Le plus grand poids est apporté par la région correspondant à la fréquence de coupure de l'atome neutre au fondamental ( $\nu_{10}$ ). Elle donne la limite inférieure d'intégration au-delà de laquelle la moyenne tombe rapidement.

TABLEAU III

Remarque sur la notation  $\nu_{ae}$ . « a » correspond à la catégorie de l'atome, « e » au numéro de l'état dans lequel se trouve l'atome (ex. :  $\nu_{42}$ -deuxième niveau excité ( $e = 2$ ) de l'atome trois fois ionisés ( $a = 4$ )).

Fréquences (s) <sup>-1</sup>	$\lambda$ (Å)	Fréquences (s) <sup>-1</sup>	$\lambda$ (Å)
$\nu_{10}$ 0,331 0 × 10 <sup>16</sup>	787	$\nu_{53}$ 0,921 2 × 10 <sup>16</sup>	325
$\nu_{34}$ 0,427 2 × 10 <sup>16</sup>	702	$\nu_{30}$ 0,981 2 × 10 <sup>16</sup>	303
$\nu_{33}$ 0,457 0 × 10 <sup>16</sup>	656	$\nu_{41}$ 0,102 6 × 10 <sup>17</sup>	292
$\nu_{32}$ 0,539 3 × 10 <sup>16</sup>	556	$\nu_{52}$ 0,115 0 × 10 <sup>17</sup>	261
$\nu_{44}$ 0,563 3 × 10 <sup>16</sup>	532	$\nu_{51}$ 0,137 0 × 10 <sup>17</sup>	219
$\nu_{31}$ 0,623 5 × 10 <sup>16</sup>	481	$\nu_{40}$ 0,144 6 × 10 <sup>17</sup>	207
$\nu_{20}$ 0,668 0 × 10 <sup>16</sup>	449	$\nu_{50}$ 0,181 4 × 10 <sup>17</sup>	165
$\nu_{43}$ 0,772 1 × 10 <sup>16</sup>	388	$\nu_{60}$ 0,220 8 × 10 <sup>17</sup>	136
$\nu_{42}$ 0,913 0 × 10 <sup>16</sup>	328		

Le coefficient moyen de Rosseland dont la forme générale est

$$\frac{1}{\kappa} = \text{Cte} T^3 \left[ A \int_{u_{10}}^{u_{34}} R(u) du + B \int_{u_{34}}^{u_{33}} R(u) du + \dots + K \int_{u_{50}}^{u_{60}} R(u) du \right] \quad (30)$$

(A, B, ..., K sont des expressions rendant compte de la composition ionique du plasma, les  $u_{ae}$  résultant du changement de variable  $u_{ae} = h\nu_{ae}/kT$ ) a été calculé numériquement par la méthode de Simpson dans l'intervalle de pression s'étendant de 1 à 2 040° atm et pour chaque 2 000 °K de 20 000 °K à 62 000 °K<sub>e</sub> (Pour la notation  $\nu_{ae}$  et  $u_{ae}$  voir légende du Tableau III.)

4.3 CALCUL DU CHAMP ÉLECTRIQUE DE CLAQUAGE. — Reportons ces différents résultats dans l'expression de  $P_L$  reliée elle-même au champ électrique  $E_L$  par la formule

$$E_L [V/cm] = \frac{11 \sqrt{2}(P_L [W])^{1/2}}{r_0 [cm]} \quad (31)$$

où  $r_0$  est le rayon du volume focal (ici de  $50 \mu$ ). Le calcul a été effectué de la façon suivante :

— Tout d'abord nous avons calculé le champ électrique de claquage pour la température  $T_{m1}$  ce qui nous a donné une courbe inférieure limite. Le même calcul pour  $T_{m2}$  nous a donné une courbe limite supérieure. Dans ces deux cas nous avons pris le même rayon  $r_t$  calculé en réalisant l'accord avec un point de la courbe correspondant à  $p_a = 96,6$  atm et  $E_L = 3 \times 10^5$  V/cm. La valeur de  $r_t$  est comprise entre

$$5 \times 10^{-3} \text{ cm } (r_0) < r_t (0,275 \text{ cm}) < 0,5 \text{ cm } (r_e) \quad (32)$$

en tenant compte pour obtenir  $r_e$  de la vitesse de l'onde de choc  $V = 10^7$  cm/s et de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion laser dans l'expérience considérée [1], de l'ordre de 50 ns.

Nous avons ainsi délimité une région entre  $T_{m1}$  et

$T_{m2}$  dans laquelle les résultats expérimentaux se trouvent compris. Pour obtenir le meilleur accord dans cette région on fait varier la température  $T$  jusqu'à obtenir  $T_t$  avec le même rayon  $r_t$ . Ces dernières températures sont montrées dans le tableau IV et la figure 3 où la condition  $T_{m1} \leq T_t \leq T_{m2}$  est réalisée.

La valeur de  $\bar{\kappa}$  ainsi que celle du poids atomique  $\bar{\mu}$  ont été obtenues (Tableau IV) en calculant une

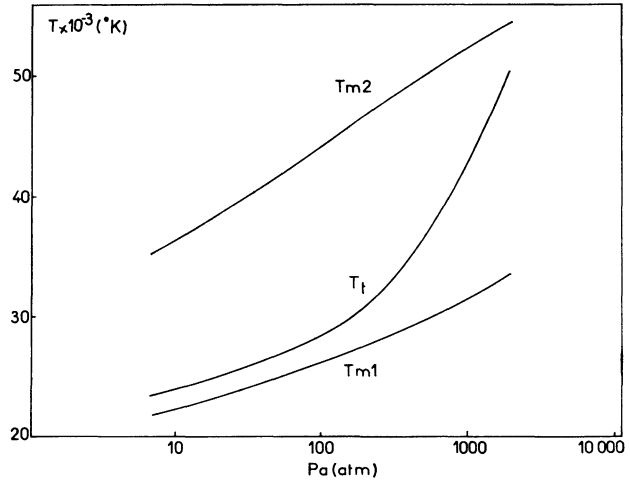


FIG. 3.

TABLEAU IV

Résumé de quelques valeurs caractéristiques d'un plasma d'Argon obtenu sous l'effet du rayonnement d'un laser. Les éclaircissements ont été calculés en fonction du rayon focal ( $r_0 = 5 \times 10^{-3}$  cm) et sont situés entre  $6,2 \times 10^7$  et  $9,6 \times 10^8$  W/cm<sup>2</sup>. Les valeurs de  $\bar{\kappa}$  et  $\bar{\mu}$  ont été obtenues en calculant une moyenne sur la température sur un intervalle dont la limite inférieure sont les  $T_t$ . La variation correspondante de la puissance laser seuil expérimentale est comprise entre  $4,85 \times 10^3$  et  $7,52 \times 10^4$  W (deux dernières colonnes).

$p_a$ (atm.) (Pression mesurée)	$T_t$ (°K)	Eclaircissement ( $10^7$ W/cm <sup>2</sup> )	$10^{-6} \bar{\kappa}$ (cm <sup>2</sup> /g)	$\bar{\mu}$ (Poids atomique moyen)	$10^{-5} E_L$ (Expéri- mental) (V/cm)	$10^{-5} E_T$ (Théorique) (V/cm)
6,8	23 500	84,8	1,49	17,87	8,0	8,0
13,6	24 400	39,8	1,50	17,71	5,5	6,1
20,4	25 150	64,9	1,56	17,68	7,0	5,2
27,2	25 600	25,7	1,62	17,84	4,4	4,7
34,7	26 000	33,1	1,59	18,11	5,0	4,3
49,7	26 850	20,6	1,73	18,64	3,9	3,7
68,0	27 450	16,0	1,80	18,70	3,5	3,3
96,6	28 300	11,9	1,77	18,85	3,0	3,0
151,5	29 150	7,6	2,02	18,95	2,4	2,4
226,0	30 850	6,2	1,73	18,65	2,2	2,5
302,5	33 000	10,6	1,25	17,99	2,8	3,0
374,0	34 750	15,6	0,98	17,51	3,4	3,5
428,0	35 850	25,5	0,84	17,21	4,4	3,8
585,0	38 550	35,6	0,63	16,49	5,2	4,7
680,0	39 800	47,7	0,52	16,20	6,0	5,1
830,0	41 350	40,0	0,44	15,92	5,5	5,5
1 015,0	43 250	49,3	0,37	15,54	6,1	6,2
1 185,0	44 700	72,9	0,33	15,28	7,4	6,7
1 520,0	47 200	72,9	0,27	14,88	7,4	7,5
1 755,0	48 800	72,9	0,25	14,62	7,4	8,0
2 040,0	50 550	95,7	0,23	14,35	8,5	8,5



moyenne sur la température sur un intervalle dont la limite inférieure est chaque valeur de  $T_t$ . Nous avons pris chaque moyenne sur un intervalle égal à 6 000 °K, déterminé d'une façon empirique en considérant les fonctions  $\mu = \mu(r)$  et  $\kappa = \kappa(r)$  comme lentement variables.

De même, le tableau V montre la composition ionique des différents mélanges d'argon : neutre (A I) et multiplement chargés (A II, A III, A IV), ainsi que la densité électronique  $N_e$  ( $e^-/\text{cm}^3$ ) en fonction de la pression mesurée  $p_a$  et de la température  $T_t$  correspondante.

TABLEAU V

$p_a$ (atm) (Pression mesurée)	A I (%)	A II (%)	A III (%)	$10^3$ A IV (%)	$10^{-18} N_e$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
6,8	1,88	44,8	2,85	0,14	1,05
13,6	2,00	44,7	2,88	0,14	1,98
20,4	2,62	41,5	4,80	1,03	2,90
29,2	2,87	41,4	4,80	1,12	3,80
34,7	3,10	42,1	4,21	0,94	4,79
49,7	3,58	44,1	2,71	0,41	6,73
68,0	3,99	43,7	2,88	0,42	8,94
96,6	4,42	43,4	2,91	0,55	12,33
151,5	5,23	42,6	3,16	0,80	18,57
226,0	5,17	41,1	4,22	1,92	26,51
302,5	4,41	37,8	6,66	7,17	34,13
374,0	3,86	35,2	8,56	15,62	41,24
428,0	3,47	33,5	9,81	21,57	46,54
585,0	2,96	28,7	13,13	65,32	61,39
680,0	2,55	26,7	14,22	93,92	70,27
830,0	2,19	24,5	16,06	147,49	84,07
1 015,0	1,83	21,8	17,86	245,77	98,21
1 185,0	1,59	19,8	19,11	350,23	114,90
1 520,0	1,49	18,9	19,62	448,94	142,66
1 755,0	1,09	15,3	21,60	860,09	161,20
2 040,0	0,09	13,7	22,29	1 207,58	183,35

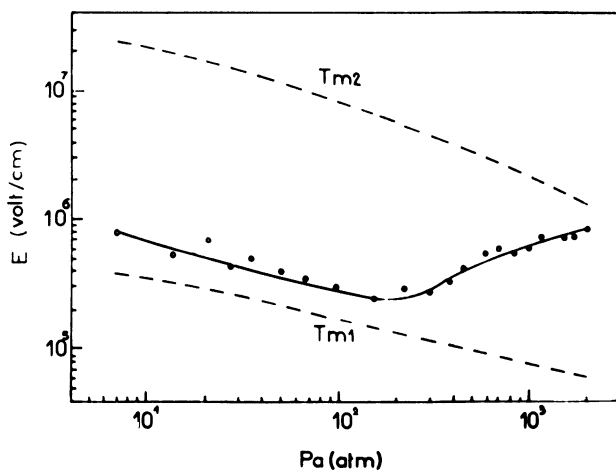


FIG. 4. — Champs électriques seuil en fonction de la pression initiale du gaz. Les valeurs expérimentales (réf. [1]) représentées par des Cercles ; les valeurs théoriques (présent travail) correspondant à  $T_t$ , par une ligne continue ; les limites inférieures et supérieures du champ électrique seuil, correspondant respectivement à  $T_{m1}$  et  $T_{m2}$  par une ligne brisée. Rayon focal mesuré :  $r_0 = 5 \times 10^{-3}$  cm, le rayon théorique  $r_t$  est compris entre  $r_0$  et  $r_e$ , où  $r_e$  est la distance atteinte par l'onde de choc de vitesse  $V = 10^7$  cm/s (réf. [10]) pendant la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser ( $\approx 50$  ns). Les trois courbes théoriques, correspondant aux températures  $T_t$ ,  $T_{m1}$  et  $T_{m2}$  respectivement, ont été calculées avec le même rayon  $r_0 = 0,275$  cm.

En conclusion dans l'intervalle 6,8-151,5 atm les champs électriques calculés avec  $T_t$  s'approchent des valeurs calculées avec  $T_{m1}$ , ce qui est en accord avec les observations de Minck [11] et les résultats théoriques indiqués en [7], [8]. De 151,5 à 2 040 atm les  $T_t$  tendent à se rapprocher de  $T_{m2}$  et atteignent presque  $T_{m2}$  à très haute pression. Le tableau IV résume l'ensemble des calculs ainsi que la figure 4.

Ces résultats peuvent être comparés à ceux obtenus pour l'hélium [9] dans la même gamme de pression. A cette différence près que le minimum de claquage de l'hélium est beaucoup plus aplati [1] que dans le cas de l'argon pour un même accroissement de champ électrique de part et d'autre de ce minimum. Ceci pouvait expliquer que les températures  $T_t$  diffèrent peu des températures  $T_{m1}$  à partir du minimum dans le cas de l'hélium.

**5. Conclusion.** — Le but de ce travail a été de présenter une analyse du claquage de l'argon dans les conditions du seuil, en supposant que l'état final de l'interaction gaz-rayonnement laser était représenté par un plasma en équilibre thermodynamique local. Les états transitoires préalables n'ont pas été étudiés ; on a donc supposé qu'à partir d'un certain instant l'interaction était décrite par une théorie stationnaire et en particulier, on a fait l'hypothèse que la densité de puissance du seuil est indépendante de la durée de l'impulsion laser. Ceci a été confirmé pour l'air atmosphérique, dans des expériences faites avec des largeurs d'impulsions variables dans le temps [19], dans le cas de durées égales ou supérieures à 10 ns.

Evidemment il faut analyser si les températures  $T_t$  et les densités électroniques  $N_e$  données dans les tableaux IV et V garantissent les conditions d'équilibre thermodynamique local complet (ETL), pour l'atome neutre (Ar I) et les atomes une fois et deux fois ionisés (respectivement Ar II et Ar III) pris simultanément. Nous pouvons ajouter qu'un calcul explicite a montré récemment [22] que l'ETL complet de Ar I était obtenu pour les mêmes valeurs de la densité électronique que pour l'hydrogène. On peut calculer ces densités limites qui garantissent les conditions d'ETL pour des atomes et des ions hydrogénoïdes avec les formules données en [20, p. 148 et 151], valables pour des plasmas homogènes et indépendants du temps et dans lesquels les processus collisionnels l'emportent sur les processus radiatifs (conditions que nous pouvons accepter dans cette théorie d'état final dans la région de haute pression pour les couches à une distance  $r_t$  du foyer) :

$$N_e \geq 7 \times 10^{18} \frac{Z^7}{n^{17/2}} \left( \frac{kT}{E_H} \right)^{1/2} \text{ cm}^{-3} \quad (33)$$

et

$$N_e \geq 9 \times 10^{17} \left( \frac{E_2^{-1,a}}{E_H} \right)^3 \left( \frac{kT}{E_H} \right)^{1/2} \text{ cm}^{-3} \quad (34)$$

la première formule étant valable pour les niveaux excités et la seconde pour l'état fondamental.  $E_H$  est le

potentiel d'ionisation de l'hydrogène ;  $E_2^{z-1,a}$  est l'énergie du premier niveau excité correspondant à l'atome d'espèce  $a$ , avec  $Z = 1$  pour l'atome neutre,  $Z = 2$  pour les ions une fois chargés, etc. ;  $n$  est le nombre quantique principal d'un état excité. En appliquant ces formules pour l'hydrogène neutre, pour  $n = 3$  et pour les températures  $T_i$  pour les différentes pressions (Tableau IV) qui varient approximativement entre 2-5 eV, on obtient respectivement les variations de densités comprises entre  $2,4-4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  pour la première formule et  $1,7-2,7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  pour la deuxième. Ces densités sont inférieures aux valeurs données dans ce travail (Tableau V), incluses dans l'intervalle  $10^{18} < N_e < 1,8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .

Ceci montre que, les densités électroniques  $N_e$  prédites ici garantissent pour l'argon I les conditions d'ETL complet entre l'état fondamental et les états excités, et entre ceux-ci et des niveaux supérieurs. On peut dire que l'ETL complet ici considéré apparaît comme une hypothèse plausible, laquelle reste à vérifier quantitativement pour les espèces Ar I, Ar II, Ar III, pris simultanément.

Une formule simple, obtenue auparavant, et qui relie le champ électrique théorique du seuil avec la pression initiale du gaz et de la température, a été confirmée. Nous pouvons remarquer que l'on observe le minimum de claquage à haute pression et pour des fréquences optiques ce qui, jusqu'à maintenant, n'avait été possible qu'à basse pression et dans le domaine des micro-ondes. L'étude nous a permis de définir deux limites, inférieures et supérieures, du champ électrique en fonction de la pression correspondant aux températures  $T_{m_1}$  et  $T_{m_2}$  pour lesquelles le pourcentage d'atomes une fois et deux fois ionisés est respectivement maximum. Le meilleur accord a été obtenu pour une température intermédiaire  $T_i$  avec un rayon  $r_i$  compris entre le rayon  $r_0$  du volume focal et le rayon  $r_e$ , limite de l'expansion du plasma pendant l'impulsion laser. Le minimum du claquage (environ 180 atm pour la fréquence du laser à rubis) semble actuellement un point de changement de la relation entre la fraction du premier ion et celle du deuxième ion où les températures  $T_i$  proches des températures  $T_{m_1}$  aux « basses » pressions, à gauche du minimum, s'en éloignent pour se rapprocher des températures  $T_{m_2}$  au fur et à mesure qu'augmente la pression, bien entendu pour les couches du plasma autour du rayon  $r_i$ .

Ces résultats peuvent être expliqués par le raisonnement suivant. On peut bien admettre que le phénomène qui provoque l'apparition des premiers électrons dans le volume focal est l'absorption multiple de photons due à l'interaction du champ électrique intense avec les atomes. Après cette période, l'absorption du flux lumineux par les électrons du plasma devient important et la température électronique s'élève. Les électrons absorbent le rayonnement laser par le processus du rayonnement de freinage inverse (bremsstrahlung inverse), sont accélérés et provoquent la formation de

la cascade électronique. Ceci explique l'absorption intense par le plasma observée à partir de 9 ns dans les expériences décrites en [17] ; mais on peut considérer cet état comme transitoire et même s'attendre à l'apparition de photons très énergétiques dus au phénomène du rayonnement de freinage. Du fait du grand nombre de collisions, aux pressions élevées, avec les ions et les atomes neutres, les électrons sont « refroidis » en prenant une distribution de vitesses de type aléatoire jusqu'à ce que les différents composants du plasma atteignent la même température cinétique. Or, une des conditions d'équilibre thermodynamique local implique que les températures cinétiques des ions et des atomes neutres soient égales à la température électronique. On peut confirmer le rôle essentiel que jouent les phénomènes de collisions dans cette interprétation en calculant les temps de thermalisation pour les différentes espèces ioniques.

Ces temps de thermalisation ont été calculés à partir des formules données en [20, p. 155] pour des plasmas en régime transitoire. Le temps d'équilibre entre atomes neutres et électrons est :

$$\tau_k^0 = \left[ 3 \times 10^{-7} \left( \frac{E_H}{kT} \right)^{3/2} N_e \right]^{-1} \frac{N_a}{\sum_{z=1}^3 N_a^z} \frac{M}{m_e} \quad (35)$$

Le temps correspondant pour les ions est :

$$\tau_k^z = \left[ 3 \times 10^{-7} \left( \frac{Z^2 E_H}{kT} \right)^{3/2} N_e \right]^{-1} Z \frac{M}{m_e} \quad (36)$$

ici  $Z = 0$  pour les atomes neutres,  $Z = 1, 2, 3$  pour les ions.  $E_H$  est le potentiel d'ionisation de l'hydrogène,  $N_a = \sum_{z=1}^4 N_a^z$  représente la densité totale des espèces considérées (ions multiples chargés  $Z = 1$  à 4).  $M$  et  $m_e$  sont respectivement les masses de l'atome et de l'électron, les valeurs de  $N_e$  ont été tirées du tableau V pour chaque  $T_i$  correspondant à une pression donnée. Le tableau VI donne les temps de thermalisation de l'atome neutre ( $\tau_k^0$ ) une et deux fois ionisés ( $\tau_k^1$  et  $\tau_k^2$  respectivement).

TABLEAU VI

$P_a(\text{atm})$	$\tau_k^0(\text{s})$	$\tau_k^1(\text{s})$	$\tau_k^2(\text{s})$
6,8	$1,34 \times 10^{-8}$	$1,34 \times 10^{-8}$	$0,33 \times 10^{-8}$
302,5	$0,07 \times 10^{-8}$	$0,07 \times 10^{-8}$	$0,02 \times 10^{-8}$
2 040,0	$0,02 \times 10^{-8}$	$0,02 \times 10^{-8}$	$0,006 \times 10^{-8}$

De ceci nous voyons que le temps de thermalisation diminue d'une façon monotone avec la pression et on trouve toujours qu'ils sont moindres que la largeur à demi-hauteur dans l'expérience analysée ( $50 \times 10^{-9}$  s). Donc, on peut dire que s'établit un plasma chaud maintenu par la puissance laser du seuil  $P_T$ , avec la même température cinétique pour tous les composants, dû essentiellement aux phénomènes de collisions dont

les propriétés décrivent l'état final de l'interaction. En plus, on doit s'attendre à ce que les désexcitations et les excitations du type collisionnel aient un rôle prépondérant entre les différents processus qui vont ramener les populations des niveaux quantiques à la distribution de Boltzmann pour des températures bien supérieures à la température initiale, pendant la durée de l'impulsion laser. Aussi, il fallait étudier l'écart par rapport aux conditions finales supposées d'ETL, introduit par l'existence d'états métastables des différents composants ioniques et de l'atome neutre. Evidemment, une théorie plus complète du claquage à haute pression avec des fréquences optiques, dans les conditions du seuil, devrait faire appel aux processus microscopiques, en particulier, analysant l'apparition de la cascade électronique due à un phénomène de rayonnement de freinage inverse [3], [21] et tâcher de prévoir aussi théoriquement le minimum des courbes de claquage. On peut espérer lever ainsi la contradiction de principe qu'introduit l'application directe de la théorie classique du claquage par ionisation HF ou

micro-ondes dans la région des fréquences optiques. Mais nous nous permettons de souligner que toutes ces données donnent lieu à d'autres travaux qui pouvaient compléter l'analyse présentée ici.

Du point de vue expérimental, il serait intéressant en outre, d'obtenir les spectres d'émission à très haute pression afin de comparer les valeurs expérimentales des températures et des compositions ioniques avec celles prévues ici, de mesurer en particulier les températures ioniques, électroniques, et du rayonnement ainsi que la densité électronique en fonction de la pression en tâchant d'obtenir la résolution dans le temps pendant la durée de l'impulsion laser.

**Remerciements.** — Nous exprimons notre reconnaissance à M. P. Fauchais, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Limoges pour avoir aimablement mis à notre disposition son programme de calcul des propriétés thermodynamiques de plasmas à haute pression et par son aide pendant l'application de celui-ci au cas de l'argon.

#### Bibliographie

- [1] GILL (D. H.) and DOUGAL (A. A.), *Phys. Rev. Letters*, 1965, **15**, 845.
- [2] TOZER (B. A.), *Phys. Rev.*, 1965, **137**, A 1665.
- [3] WRIGHT (J. K.), *Proc. Phys. Soc.*, 1964, **84**, 41.
- [4] MEYERAND (R. G.) and HAUGHT (A. F.), *Phys. Rev. Letters*, 1963, **11**, 401.
- [5] MARCHAL (C.), Thèse de 3<sup>e</sup> cycle, Université de Poitiers, 1971.
- [6] WEICHEL (H.), DAVID (C. D.) and AVIZONIS (P. V.), *Appl. Phys. Letters*, 1968, **13**, 376.
- [7] CERNUSCHI (F.), RACHMAN (A.), GIROTTI (H.) and BASSANI (L.), *J. Physique*, 1967, **28**, 401.
- [8] RACHMAN (A.) and BASSANI (L.), *Phys. Letters*, 1967, **25A**, 772.
- [9] RACHMAN (A.) and BASSANI (L.), *Phys. Rev. Letters*, 1969, **23**, 954.
- [10] KOROBKIN (V. V.), MANDEL'SHTAM (S. L.), PASHININ (P. P.), PROKHINDEEV (A. V.), PROKHOROV (A. M.), SUKHODREV (N. K.) and SHCHELEV (Ya.), *Soviet Physics JETP*, 1968, **26**, 79.
- [11] MINCK (R. W.), *J. Appl. Phys.*, 1964, **35**, 252.
- [12] RACHMAN (A.) and MARCHAL (C.), *Phys. Letters*, 1971, **35A**, 354.
- [13] CHANDRASEKHAR (S.), *An Introduction to the study of stellar structure*. Dover Publications, Inc., New York, 1957.
- [14] TONON (G. F.) et RABEAU (M.), Première Conférence Internationale sur les Sources d'Ions, INSTN, Saclay, France, 18-20 juin 1969, pp. 605-606.
- [15] LANDAU (L.) et LIFCHITZ (E.), *Physique Statistique*, Editions Mir, Moscou, chapitre 7, section 75, 1967.
- [16] FAUCHAIS (P.), Laboratoire d'Energétique, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aéro-technique, Poitiers, Rapport Interne N° 4, 1967 (non publié).
- [17] MEYERAND (R. G.) and HAUGHT (A. F.), *Phys. Rev. Letters*, 1964, **13**, 7.
- [18] MOORE (C. E.), *Atomic Energy levels*, Volume 1, Circular 467, National Bureau of Standards, Washington 25, D. C., 1949.
- [19] WANG (C. C.) and DAVIS (L. I., jr), *Phys. Rev. Letters*, 1971, **26**, 822.
- [20] GRIEM (H. R.), *Plasma Spectroscopy*, Mc Graw-Hill Book Company, New York, 1964.
- [21] ZELDOVICH (Ya. B.) and RAIZER (Yu. P.), *Soviet Physics, JETP*, 1965, **20**, 772.
- [22] DEUTSCH (C.) et HERMAN (L.), *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1971, **16**, 210.