



HAL
open science

Étude expérimentale du rayonnement de freinage inverse électron-atome neutre et étude théorique de l'avalanche

A. Blanc, A. Decoster, M. Louis-Jacquet

► **To cite this version:**

A. Blanc, A. Decoster, M. Louis-Jacquet. Étude expérimentale du rayonnement de freinage inverse
électron-atome neutre et étude théorique de l'avalanche. *Journal de Physique*, 1978, 39 (2), pp.153-157.
10.1051/jphys:01978003902015300 . jpa-00208748

HAL Id: jpa-00208748

<https://hal.science/jpa-00208748>

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
 34.00 — 52.00

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU RAYONNEMENT DE FREINAGE INVERSE ÉLECTRON-ATOME NEUTRE ET ÉTUDE THÉORIQUE DE L'AVALANCHE (*)

A. BLANC, A. DECOSTER et M. LOUIS-JACQUET

Commissariat à l'Énergie Atomique, Centre d'Études de Limeil,
 B.P. n° 27, 94190 Villeneuve-Saint-Georges, France

(Reçu le 22 décembre 1976, révisé le 15 septembre 1977, accepté le 21 octobre 1977)

Résumé. — Nous présentons une expérience d'interaction laser-gaz mettant en évidence le rayonnement de freinage inverse électron-atome neutre et fournissant une mesure du paramètre caractéristique de l'avalanche électronique pour l'argon et le xénon à la pression atmosphérique.

Par une méthode aux valeurs propres tout à fait générale, nous résolvons l'équation microscopique qui gouverne l'avalanche. Les coefficients caractéristiques mesurés sont en bon accord avec ceux déduits des résultats du calcul théorique.

Abstract. — A laser-gas interaction experiment giving evidence of inverse bremsstrahlung is presented. A characteristic parameter of electron cascade is measured for argon and xenon at atmospheric pressure.

By means of a general eigenvalue method we solve the microscopic equation governing the cascade. The measured coefficients are in good agreement with those deduced from our theoretical calculations.

1. Introduction. — Depuis 1963, année de la mise en évidence du claquage des gaz par un faisceau laser [1], de nombreuses expériences ont été entreprises pour en déterminer les mécanismes physiques responsables. Il est désormais admis que l'initiation du claquage, produit par des impulsions laser d'une durée de l'ordre de la nanoseconde, est due aux premiers électrons arrachés aux atomes ou molécules par ionisation multiphotonique.

Ces électrons accélérés par rayonnement de freinage inverse dans le champ électromagnétique acquièrent une énergie suffisante pour provoquer une ionisation en cascade.

Cette avalanche conduisant au claquage est alors contrôlée soit par la durée de l'impulsion laser, soit par la diffusion ou la recombinaison en fonction de la pression du gaz et des dimensions de la zone de focalisation du faisceau. Dans le cas d'interaction avec des lasers picoseconde, il semble que ces derniers mécanismes ne puissent expliquer, seuls, les résultats expérimentaux.

De toutes les expériences faites avec des impulsions nanoseconde, quoique étant interprétées par le rayon-

nement de freinage inverse électron-atome neutre qui fournit aux électrons l'énergie nécessaire à la cascade, aucune n'a été conduite spécialement pour l'étudier. L'expérience et son interprétation présentées dans cet article sont destinées tout particulièrement à faire une analyse de ces mécanismes.

2. Principe et description de l'expérience. — Dans un plasma faiblement ionisé l'évolution de la densité électronique macroscopique $n(t)$ est gouvernée par l'équation :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = AI^k + bNIn + D \nabla^2 n - \alpha n^2, \quad (1)$$

où les principaux termes sont dans l'ordre, relatifs à : l'ionisation multiphotonique d'ordre k (N étant la densité d'atomes neutres et I l'intensité laser), le rayonnement de freinage inverse et la cascade, la diffusion, la recombinaison...

Pour examiner seulement le rayonnement de freinage inverse et la cascade, nous avons choisi des conditions expérimentales telles que les autres mécanismes décrits dans l'équation (1) n'influent pas sur le processus d'avalanche.

Une estimation de ces conditions peut être obtenue en supposant, pour simplifier, que l'éclairement laser I est réparti uniformément dans un cylindre de rayon r_0

(*) Communication présentée à la Conférence Nationale de Physique des Plasmas, Paris, 6-10 décembre 1976.

et est constant pendant une durée τ . Moyennant ces hypothèses, l'avalanche pourra avoir lieu si :

$$bNI\tau \gg 1. \quad (2)$$

Par ailleurs, la comparaison des termes de (1) rend compte de l'importance des autres mécanismes. L'ionisation multiphotonique, la diffusion et la recombinaison seront négligeables, respectivement si :

$$bNIn \gg AI^k, \quad (3)$$

$$bNI \gg \frac{D}{(2r_0)^2}, \quad (4)$$

$$bNI \gg \alpha n. \quad (5)$$

Compte tenu de (2), ces inégalités se réduisent à :

$$\frac{I^k \tau}{n} \ll \frac{1}{A}, \quad (6)$$

$$\frac{(2r_0)^2}{\tau} \gg D, \quad (7)$$

$$n\tau \ll \frac{1}{\alpha}. \quad (8)$$

Si l'on choisit, par exemple, d'étudier l'argon à la pression atmosphérique, les valeurs des paramètres sont typiquement :

$$D \simeq 10^3 \cdot 10^4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad [3]$$

$$\alpha \simeq 7 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad [4]$$

$$A \simeq 10^{-103} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} (\text{W} \cdot \text{cm}^{-2})^{-k} \quad [5]$$

$$k \simeq 10,3. \quad [5]$$

Nous devons donc vérifier, qu'avec les valeurs de I , r_0 et τ , choisies pour nos expériences, les valeurs correspondantes obtenues pour n sont telles que les conditions (6), (7) et (8) sont effectivement satisfaites.

Le dispositif expérimental [2] (Fig. 1) est constitué d'une enceinte contenant le gaz et dans laquelle se trouve une paire d'électrodes planes et parallèles

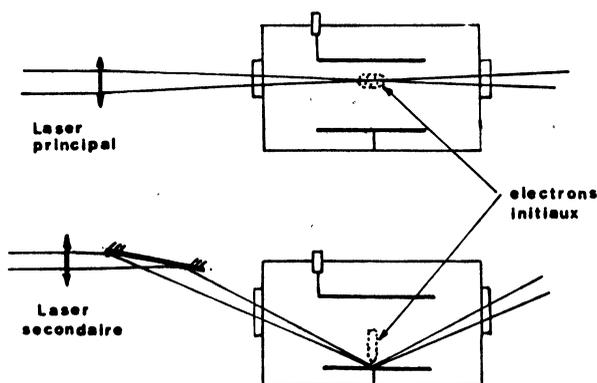


FIG. 1. — Dispositif expérimental.

[Scheme of the experimental set-up.]

destinées à collecter les charges libérées pendant l'avalanche. L'initiation de ce mécanisme nécessite la présence d'électrons libres. La probabilité de trouver de tels électrons produits par des moyens naturels tels que la radioactivité ou le rayonnement cosmique étant trop faible pendant la durée de l'impulsion laser, on crée ces premiers électrons par ionisation multiphotonique des atomes de la cathode en l'éclairant par un laser déclenché annexe qui délivre une impulsion de 1 J en 30 ns. La bouffée d'électrons est drainée vers les électrodes par un champ électrique statique (300 V/cm). Quand ils arrivent dans la zone où doit se produire le mécanisme qui est l'objet de notre étude, on déclenche la source de rayonnement principale constituée par un laser électro-optique monomode à néodyme ($\lambda = 1,06 \mu\text{m}$) qui délivre une impulsion de 10 J en 25 ns. Le faisceau laser est focalisé au moyen d'une lentille de grande distance focale ($> 1 \text{ m}$). La zone d'interaction se présente alors sous la forme d'un cylindre de grande longueur ($> 3 \text{ cm}$) et de diamètre caractéristique $2r_0 \simeq 550 \mu\text{m}$. Si la densité d'énergie laser est suffisante il se développe une avalanche qui est traduite par une augmentation du signal électrique recueilli sur les électrodes. Le coefficient d'amplification A du signal est caractéristique de la multiplication électronique.

Le laser annexe est réglé de façon que la préionisation conduise à une densité électronique initiale $n_0 \sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$. L'intensité du laser principal est choisie pour que la densité finale ne dépasse jamais l'ordre de 10^{11} cm^{-3} . Dans ces conditions, les inégalités (7) et (8) sont vérifiées. D'après (6), l'ionisation multiphotonique des atomes est négligeable si I est inférieur à $3 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$; c'est ce qui est toujours réalisé dans les expériences. Cependant, il peut exister dans le gaz, des impuretés non contrôlées dont le potentiel d'ionisation, faible, favorise l'ionisation multiphotonique. Dans une expérience donnée, effectuée avec préionisation, on s'assure que le rôle de l'ionisation multiphotonique est négligeable en vérifiant qu'avec la même intensité laser, mais sans préionisation, aucune ionisation appréciable n'est obtenue.

Dans ce qui précède, nous avons supposé que l'absorption des photons se faisait suivant le processus de rayonnement de freinage inverse électron-atome neutre. C'est effectivement ce qui se passe au début de la cascade, mais lorsque les densités électronique et ionique croissent elles peuvent rendre dominante l'absorption par rayonnement de freinage inverse électron-ion. Pour nos conditions d'expérience, le calcul qui suit montre qu'il est raisonnable de négliger ce dernier mécanisme.

Comme dans [6] comparons les coefficients d'absorption dans les deux cas :

$$\frac{a_{e-i}}{a_{e-n}} = \frac{\pi}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\pi a_0^2}{\sigma_m(\varepsilon + \hbar\omega)} \cdot \left(\frac{2 I_H}{\varepsilon + \hbar\omega} \right)^2, \quad (9)$$

où a_0 est le rayon de Bohr, I_H le potentiel d'ionisation de l'hydrogène, σ_m la section efficace de transfert de la quantité de mouvement de l'électron, ε l'énergie de l'électron et $\hbar\omega$ l'énergie du photon.

Pour l'argon, et des électrons de faible énergie (~ 5 eV), a_{e-i}/a_{e-n} est voisin de 2.

Il s'ensuit que le rayonnement de freinage inverse électron-ion est négligeable si $n \cdot a_{e-i} \ll N \cdot a_{e-n}$; ce qui est toujours vérifié dans les expériences.

Les résultats obtenus pour deux gaz rares différents à la pression atmosphérique (Ar et Xe) sont présentés sur la figure 2, en fonction de la densité d'énergie laser $W/\pi r_0^2$. On constate que A prend une allure exponentielle quand W/S_0 croît.

Celle-ci est à comparer à celle que l'on obtient en intégrant l'équation

$$\frac{\partial n}{\partial t} = bNI n, \quad (10)$$

obtenue en ne conservant de l'équation (1) que le terme relatif à la cascade.

En effet, si l'on suppose que la répartition de l'éclairement a la forme

$$I = I_0 e^{-(t/\tau)^2} e^{-(r/r_0)^2},$$

ce qui représente assez bien la réalité, on en déduit la valeur de A :

$$A = \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2 \int_{Be-(r_1/r_0)^2}^B \frac{e^u}{u} du, \quad (11)$$

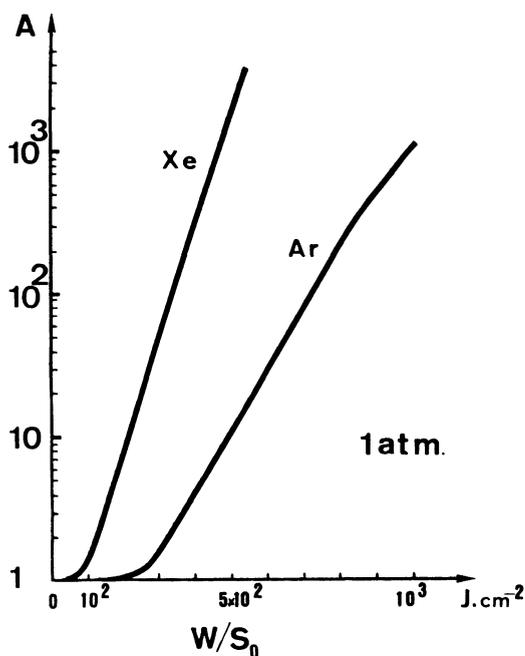


FIG. 2. — Coefficient d'amplification en fonction de la densité d'énergie laser.

[Multiplication coefficient of the electron number versus laser fluence.]

où

$$B = bNI_0 \tau \sqrt{\pi} = bNW/S_0, \quad S_0 = \pi r_0^2,$$

et $r_1 \gg r_0$ est le rayon caractéristique de la bouffée d'électrons initiaux.

Lorsque W/S_0 croît, le coefficient d'amplification A prend la forme asymptotique :

$$A \approx \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2 \frac{e^{bNW/S_0}}{bNW/S_0}. \quad (12)$$

Ce calcul, exécuté en supposant b constant, révèle la forme exponentielle de A , constatée dans les expériences.

Ce modèle simple et cohérent avec les résultats expérimentaux peut être justifié par la théorie de l'avalanche que l'on décrit ci-après.

3. Théorie de l'avalanche [7]. — L'équation (10) est une relation macroscopique simple dont l'aspect cache les phénomènes microscopiques complexes que sont l'absorption et l'émission de la lumière, l'excitation et l'ionisation des atomes. Tenant compte des simplifications imposées par l'expérience, on écrit l'équation microscopique exacte qui définit l'évolution de la partie isotrope de la fonction de distribution des électrons $f(\varepsilon, t)$ telle que :

$$\frac{\partial f(\varepsilon, t)}{\partial t} = -K(\varepsilon) f(\varepsilon, t) + \int_0^\infty K(\varepsilon, \varepsilon') f(\varepsilon', t) d\varepsilon', \quad (13)$$

où

$$\begin{aligned} K(\varepsilon, \varepsilon') &= IN[a(\varepsilon') \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar\omega) + \\ &+ b(\varepsilon') \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar\omega)] + \sum_j R_j(\varepsilon') \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \varepsilon_j) \\ &+ S(\varepsilon') [\delta(\varepsilon' - \varepsilon - \varepsilon_i) + \delta(\varepsilon)], \\ K(\varepsilon) &= IN[a(\varepsilon) + b(\varepsilon)] + \sum_j R_j(\varepsilon) + S(\varepsilon). \end{aligned}$$

a et b sont respectivement des coefficients d'absorption et d'émission rayonnement de freinage (et inverse), R_j la fréquence d'excitation des atomes sur le niveau d'énergie ε_j , S la fréquence d'ionisation, ε_i étant l'énergie d'ionisation et $\delta(\varepsilon)$ la distribution de Dirac.

Dans ce modèle on suppose qu'un électron issu de l'ionisation lors d'un choc possède une énergie nulle, et que les atomes, une fois excités, ne participent plus au processus suivant. Cette dernière hypothèse est justifiée par le fait que les densités des particules ionisées et excitées sont très faibles par rapport à la densité d'atomes neutres.

Comme l'équation (13) est linéaire en f on peut examiner le problème aux valeurs propres.

$$Af_i(\varepsilon) = \lambda_i f_i(\varepsilon),$$

où A est l'opérateur qui traduit le second membre de l'équation (13) et, λ_i et f_i en sont les éléments propres.

La solution générale de l'équation prend alors la forme :

$$f(\varepsilon, t) = \sum_i \alpha_i f_i(\varepsilon) e^{\lambda_i t}. \quad (14)$$

On montre [8] que le spectre est constitué par un continuum tel que ε est racine de l'équation $\lambda + K(\varepsilon) = 0$. Le spectre est en réalité constitué de ce continuum négatif et d'un ensemble de valeurs propres discrètes positives.

D'après la forme de la solution, seule la valeur propre positive la plus grande est l'élément fondamental du développement de l'avalanche électronique. Cependant, la solution complète du problème, quelle que soit la durée de l'interaction, implique la connaissance de toutes les fonctions propres de l'opérateur adjoint car A n'est pas hermitien. Cela n'est nécessaire que si :

$$\text{Re}(\lambda_1 - \lambda_2) \tau \ll 1, \quad (15)$$

où Re désigne la partie réelle de $\lambda_1 - \lambda_2$, λ_1 étant la plus grande valeur propre et λ_2 celle qui la précède.

Dans le cas contraire la solution approchée de (13) est :

$$f(\varepsilon, t) \simeq \alpha_1 f_1(\varepsilon) e^{\lambda_1 t}, \quad (16)$$

et le nombre total d'électrons est :

$$n(t) \simeq \alpha_1 e^{\lambda_1 t}. \quad (17)$$

Nous avons effectué un calcul numérique des valeurs propres pour les gaz étudiés dans nos expériences.

Tout d'abord, on représente l'opérateur A par une matrice après avoir discrétisé le domaine des énergies électroniques ε , limité à ε_L , suivant un pas égal à un sous-multiple de l'énergie du photon laser $\hbar\omega$. Ces derniers sont choisis en fonction de la rapidité et du critère de convergence de la méthode. En pratique, on utilise un pas égal à $\hbar\omega/2$ et une énergie limite $\varepsilon_L = 3 \cdot \varepsilon_i$. Les coefficients d'absorption et d'émission sont ceux formulés par Holstein [9] et les sections efficaces qui caractérisent le gaz sont les valeurs expérimentales extraites du livre de Laborie *et al.* [10].

Comme nous l'avons déjà signalé l'ionisation multiphotonique est toujours plus ou moins dissimulée dans une interaction laser-matière. S'étant affranchi, par le choix des conditions expérimentales, d'une telle ionisation intervenant sur les atomes neutres, il n'en reste pas moins une possibilité d'ionisation multiphotonique des atomes excités. Celle-ci est d'autant plus importante que $\varepsilon_i - \varepsilon_j$ est faible. Une expression approchée de la probabilité d'ionisation est donnée par Keldysh [10].

Les résultats du calcul qui correspondent aux gaz étudiés sont présentés sur les figures 3 et 4, où l'on a choisi deux cas extrêmes pour le traitement de l'excitation.

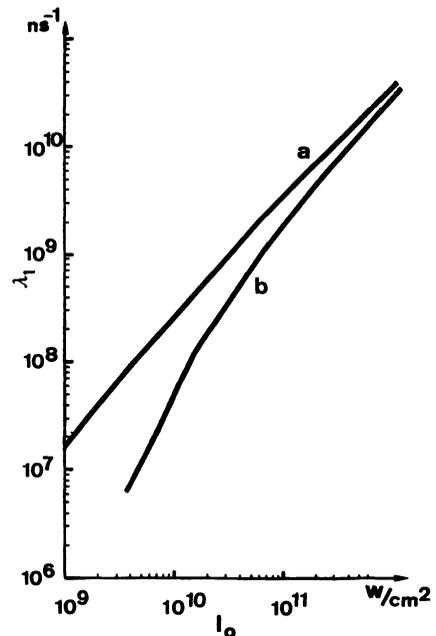


FIG. 3. — Valeur propre la plus grande pour l'argon à la pression atmosphérique, en fonction de l'éclairement laser. a) Les atomes excités peuvent être très vite ionisés par absorption multiphotonique de la lumière ; b) Les atomes, une fois excités, ne participent plus au processus.

[Computed values of the largest eigenvalue for Ar at atmospheric pressure versus laser intensity. a) The excited atoms can be rapidly ionized by multiphoton absorption of laser light ; b) Atomic excitation is considered but not ionization of excited states.]

On constate en première approximation que la valeur propre λ_1 est proportionnelle à l'éclairement I_0 , tout au moins lorsque celui-ci est important.

Ce qui nous donne la relation entre λ_1 et b :

$$b = \frac{\lambda_1}{NI_0}.$$

4. **Résultats.** — Le tableau I résume les résultats du coefficient b déduit des mesures expérimentales et de la théorie.

TABLEAU I

Valeurs expérimentales et théoriques du coefficient b

[Experimental and theoretical values of the b coefficient]

	b ($\text{cm}^5 \cdot \text{J}^{-1}$)		
	exp.	théor.	a
Ar	$3,7 \times 10^{-22}$	$3,7 \times 10^{-22}$	$1,1 \times 10^{-21}$
Xe	$7,7 \times 10^{-22}$	$5,5 \times 10^{-22}$	$2,0 \times 10^{-21}$

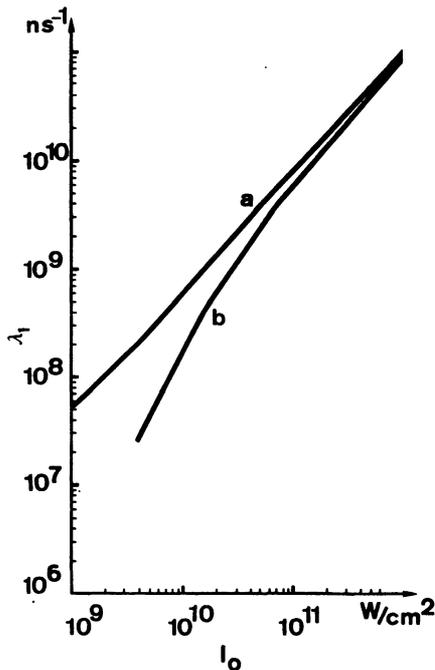


FIG. 4. — Valeur propre la plus grande pour le xénon à la pression atmosphérique, en fonction de l'éclairement laser. *a*) Les atomes excités peuvent être très vite ionisés par absorption multiphotonique de la lumière; *b*) Les atomes, une fois excités, ne participent plus au processus.

[Computed values of the largest eigenvalue for Xe at atmospheric pressure versus laser intensity. *a*) The excited atoms can be rapidly ionized by multiphoton absorption of laser light; *b*) Atomic excitation is considered but not ionization of excited states.]

On remarque pour l'argon, que b_{exp} est très voisin de celui qu'on obtient par la théorie en supposant que

les atomes excités ne peuvent être ionisés par absorption multiphotonique dont la probabilité ($6 \times 10^7 \text{ ns}^{-1}$) est faible pendant la durée de l'impulsion laser.

Dans le cas du xénon, on trouve b_{exp} situé entre les valeurs extrêmes calculées. Ceci s'accorde assez bien avec le fait que cette fois la probabilité de transition multiphotonique des états excités vers l'ionisation est plus importante ($4 \times 10^9 \text{ ns}^{-1}$).

5. Conclusion. — Parmi les mécanismes initiateurs des plasmas laser, le rayonnement de freinage inverse et la cascade électronique jouent un rôle primordial. L'expérience présentée en a fourni un paramètre caractéristique *b*. Pour accorder quelque crédit aux valeurs trouvées, on s'est efforcé d'éliminer par un choix judicieux des conditions expérimentales, tous les autres processus et de vérifier l'absence de leur influence.

Pour étayer l'expérience, nous avons développé une théorie de l'avalanche en résolvant par une méthode aux valeurs propres tout à fait générale l'équation cinétique microscopique de la fonction de distribution des électrons. Les résultats, tirés de cette étude, en bon accord avec ceux de l'expérience, tendent à prouver la validité d'un tel modèle, que l'on pourra appliquer à l'étude d'autres gaz.

Signalons enfin que les résultats expérimentaux confirment que le rayonnement de freinage inverse, traité ici, est monophotonique, ainsi que le prévoit la théorie, car les éclairements lasers utilisés sont nettement inférieurs à celui qui doit être atteint ($\sim 5 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$) pour que le rayonnement de freinage inverse devienne multiphotonique.

Bibliographie

- [1] DAMON, E. K., TOMLINSON, R. G., *Appl. Opt.* **2** (1963) 546.
- [2] LOUIS-JACQUET, M., BLANC, A., *Proc. of the 12th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases* (1975) 27.
- [3] BROWN, S. C., *Basic data of plasma physics* (The M.I.T. Press) 1966.
- [4] BATES, D. R., *Atomic and molecular processes* (Academic Press London) 1962, p. 260.
- [5] AGOSTINI, P., BARJOT, G., MAINFRAY, G., MANUS, C., THEBAULT, J., Multiphoton ionization of rare gases at 1.06 μ and 0.53 μ , *IEEE QE* **6** (1970) 12, p. 782.
- [6] ZELDOVICH, Y. B., RAIZER, Yu. P., *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena* (Ac. Press New York and London) 1966.
- [7] LOUIS-JACQUET, M., DECOSTER, A., Theoretical study of the laser-induced electron cascade in a gas, *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.* **10** (1977) 2, p. 197.
- [8] WILLIAMS, M. M. R., *Mathematical Methods in Particle Transport Theory* (Butterworths : London) 1971.
- [9] HOLSTEIN, T., *Westinghouse Scientific Paper 65-1E2-gases-P2* (1965) unpublished.
- [10] LABORIE, P., ROCARD, J. M., REES, J. A., *Sections efficaces électroniques : coefficients macroscopiques* (Dunod) 1968.
- [11] KELDYSH, L. V., *Sov. Phys. JETP* **20** (1965) 5, 1307.