



HAL
open science

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE DE LA PHOTOIONISATION DU CÉSIUM ET DE LA RECOMBINAISON ÉLECTRON-ION CÉSIUM

J. David, F. Floret, V. Kaftandjian, J. Millet, J. Pascale

► **To cite this version:**

J. David, F. Floret, V. Kaftandjian, J. Millet, J. Pascale. CONTRIBUTION A L'ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE DE LA PHOTOIONISATION DU CÉSIUM ET DE LA RECOMBINAISON ÉLECTRON-ION CÉSIUM. Journal de Physique Colloques, 1968, 29 (C3), pp.C3-15-C3-22. 10.1051/jphyscol:1968302 . jpa-00213540

HAL Id: jpa-00213540

<https://hal.science/jpa-00213540>

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.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE DE LA PHOTOIONISATION DU CÉSIIUM ET DE LA RECOMBINAISON ÉLECTRON-ION CÉSIIUM (*)

J. P. DAVID, F. FLORET, V. KAFTANDJIAN, J. MILLET et J. PASCALE
Laboratoire de Physique (SPCN III), Faculté des Sciences, Marseille

Résumé. — Nous avons examiné théoriquement et expérimentalement quelle pouvait être l'action d'un rayonnement électromagnétique (flash à xénon, laser à rubis) sur la vapeur de césium et plus particulièrement dans les cas suivants : ionisation thermique, processus d'ionisation par étapes (absorption de deux photons dans le cas du césium) et processus multiphotonique ; bremsstrahlung inverse.

Nous proposons, d'autre part, une méthode de détermination des coefficients de recombinaison radiative électron-ion Cs^+ .

Abstract. — Various ionization processes of caesium vapour under the action of visible electromagnetic radiation (xenon flash, ruby laser) — thermal, cascade (two photon absorption in the case of caesium) and multiphoton ionization, inverse bremsstrahlung — are studied from both a theoretical and an experimental point of view. A method for measurement of the radiative electron-ion Cs^+ recombination coefficients is proposed.

Introduction. — Dans le domaine des longueurs d'onde du spectre visible ou proche ultra-violet, les photons sont insuffisamment énergétiques pour conduire à une ionisation directe des atomes et cela, même dans le cas du césium pour lequel l'énergie d'ionisation est $eV_i = 3,89$ eV.

Nous nous sommes proposés d'étudier les effets du rayonnement sur la vapeur de césium, en particulier dans le cas de fortes puissances lumineuses.

Dans ces conditions, l'existence d'atomes excités par le rayonnement peut modifier le rendement d'ionisation thermique ; la grande valeur de l'intensité lumineuse permet d'envisager des processus par étapes à deux photons et, dans le cas d'illumination par laser à rubis, des processus multiphotoniques à trois photons.

L'action du rayonnement peut se manifester également sur les électrons libres qui sont accélérés dans le champ d'un noyau par absorption d'un quantum lumineux.

Nous décrivons ici quelques expériences réalisées avec le rayonnement d'une lampe flash à xénon ou d'un laser à rubis et indiquons les interprétations des phénomènes observés que nous avons cru pouvoir avancer.

(*) Ce travail a reçu l'aide matérielle de la D. R. M. E. (contrat 66/2).

I. Influence du rayonnement sur le fonctionnement d'un convertisseur thermoionique à césium.

— L'étude expérimentale est destinée à étudier l'influence d'un rayonnement visible sur le fonctionnement d'un convertisseur thermoionique pour divers régimes de fonctionnement.

1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL. — Les convertisseurs utilisés sont schématisés figure 1. L'émetteur (A) est constitué d'un tube de molybdène chauffé par bombardement électronique. Sur un même support (G) sont soudés l'émetteur (A), un cylindre de garde (F) et les électrodes isolées servant au bombardement.

Un support (H) soutient le collecteur (B) en acier inoxydable relié directement au queusot (E) qui contient le césium, et une fenêtre en saphir (D) permet d'introduire le rayonnement dans l'espace interélectrode.

Dans certaines de nos réalisations, le collecteur était solidaire d'un soufflet métallique permettant de modifier l'espace interélectrode ; un trou latéral percé dans le collecteur permet à la vapeur de césium d'emplir l'enceinte.

Le raccordement des deux supports (G) et (H) se fait à l'aide d'un tube d'alumine assurant l'isolement électrique.

Les supports sont constitués d'un assemblage de

différentes pièces réalisées avec du titane et de l'acier inoxydable NS 22 S. L'appareil est relié par l'intermédiaire du queusot (E) à une pompe VARIAN

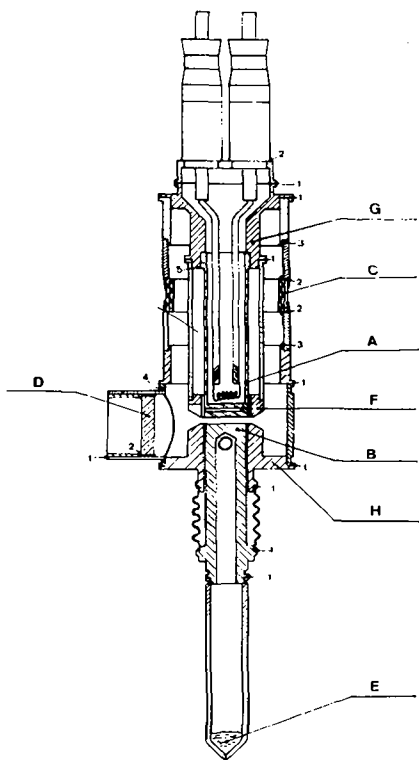


FIG. 1. — Schéma du convertisseur.

de 40 l/s. Une ampoule de césium est introduite avant pompage dans le queusot et brisée après étuvage à l'aide d'une pince avant d'effectuer le scellement ; un pincement du queusot entre l'ampoule et l'emplacement du scellement évite que des morceaux de verre pénètrent dans l'enceinte.

L'ensemble est étuvé au préalable à 400 °C pendant 24 heures. Seule, la partie contenant l'ampoule de césium est maintenue à la température ambiante.

Sur la figure, les indices (1), (2), (3), (4) et (5) sont relatifs aux modes d'assemblage suivants : soudure argon-arc (1) ; brasure à l'eutectique argent-cuivre (2) ; brasure à l'alliage cuivre-fer (50 %, (50 %), (3) ; brasure au cuivre pur (4), brasure au cuivre pur avec addition de nickel (5).

Le montage d'étude comprend :

- un dispositif de chauffage de l'émetteur par bombardement électronique et son système de régulation ;
- un dispositif de chauffage et de régulation de la température de Cs que l'on a fait varier entre 150 et 350 °C ;

- un dispositif de chauffage du corps de l'enceinte ;
- un dispositif de mesure permettant le relevé de T_e , T_{Cs} , le tracé des caractéristiques $I = f(V)$ avec un ampèremètre et un voltmètre, leur enregistrement sur une table traçante XY et l'examen à l'oscillographe de la variation de I en fonction du temps ;

— un dispositif d'illumination utilisant une lampe flash au xénon « Verre et Quartz » de 1 600 J, alimentée par une batterie de capacités chargées sous 8 kV et placée au foyer d'un miroir elliptique dont l'autre foyer coïncide avec l'espace interélectrode.

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — La figure 2 donne les caractéristiques (relevées à l'enregistreur XY) de

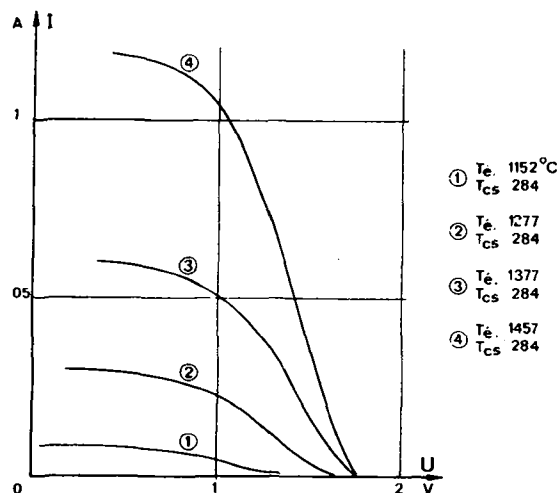


FIG. 2. — Caractéristiques $I = f(V)$.

l'un des convertisseurs expérimenté dans les conditions suivantes :

$$T_{Cs} = 284 \text{ °C}$$

$$T_e = 1\,152 \text{ °C} - 1\,277 \text{ °C} - 1\,377 \text{ °C} - 1\,457 \text{ °C} ;$$

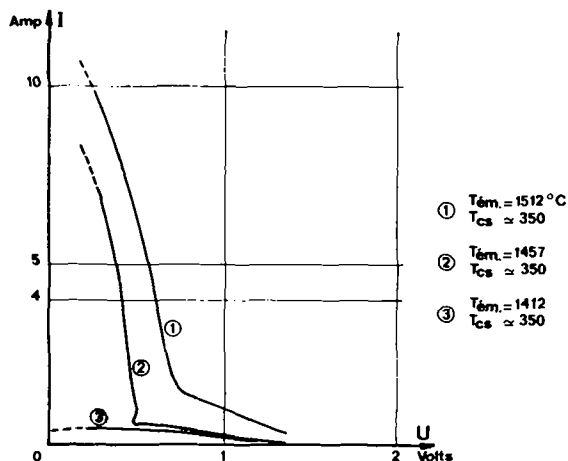
espace interélectrode 0,5 mm
surface émissive 1 cm².

Ces courbes concernent le régime à basse pression de césium (courbes ayant un palier horizontal). La figure 3 donne les caractéristiques du même convertisseur dans les conditions suivantes :

$$T_{Cs} = 350 \text{ °C}$$

$$T_e = 1\,412 \text{ °C} - 1\,457 \text{ °C} - 1\,512 \text{ °C} .$$

La caractéristique (3) relevée pour $T_e = 1\,412 \text{ °C}$ est une caractéristique analogue à celles relevées sur la figure précédente. Les caractéristiques (2) et (1) correspondent au régime d'arc. Les intensités augmentent considérablement et ont dépassé la valeur de 10 A.


 FIG. 3. -- Caractéristiques $I = f(V)$.

La figure 4 montre la variation du courant débité dans la charge (R faible) lorsqu'on illumine avec le flash à xénon l'espace interélectrode du convertisseur fonctionnant dans les conditions suivantes :

$$T_{Cs} = 350 \text{ } ^\circ\text{C}, \quad T_e = 1412 \text{ } ^\circ\text{C}, \quad I = 0,2 \text{ A.}$$

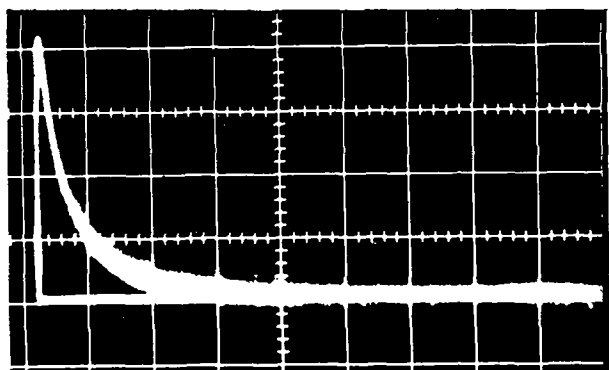


FIG. 4. — Variation $I = f(t)$ sous l'action du flash
 $T_{Cs} = 350 \text{ } ^\circ\text{C}$; $T_e = 1412 \text{ } ^\circ\text{C}$; $I_0 = 0,2 \text{ A}$,
 dév. horizontale : $1 \text{ cm} = 2 \text{ ms}$,
 dév. verticale : $1 \text{ cm} = 50 \text{ mA}$.

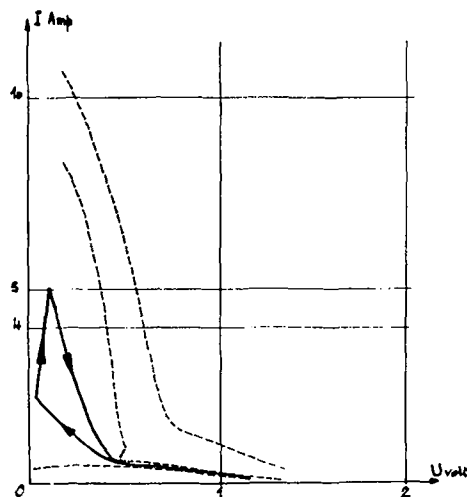
Nous pouvons noter une variation de la tension aux bornes de la résistance de charge de l'ordre de $0,4 \text{ V}$ correspondant approximativement à une variation d'intensité de 100% . A titre de comparaison, l'oscillogramme pris dans les mêmes conditions de fonctionnement du convertisseur, immédiatement après l'expérience précédente, montre qu'aucun phénomène comparable ne peut être observé lorsque la fenêtre de saphir est obstruée par un cache opaque.

Ces expériences qui mettent en évidence l'influence du rayonnement sur la neutralisation de la charge

d'espace sont en accord avec les résultats de J. Ben-simon [1] obtenus dans des conditions expérimentales différentes.

Une autre expérience confirmant cet effet a été réalisée en faisant fonctionner le convertisseur dans des conditions voisines de celles correspondant à l'apparition du régime d'arc ($1412 \text{ } ^\circ\text{C} < T_e < 1457 \text{ } ^\circ\text{C}$, $T_{Cs} = 350 \text{ } ^\circ\text{C}$, $I = 2 \text{ A}$, $V = 0,1 \text{ V}$) ; en éclairant avec la lampe à xénon, nous constatons que le courant passe brusquement à une valeur égale à 5 A et s'y maintient, cependant que la tension V croît dans le même rapport.

Si, maintenant, on augmente la résistance de charge jusqu'à annuler pratiquement le courant, et si on la ramène à sa valeur initiale, on revient à $I = 2 \text{ A}$. Ce cycle, que nous avons schématisé sur la figure 5 peut être reproduit plusieurs fois de suite.


 FIG. 5. — Caractéristiques $I_e = f(V)$ perturbées pour l'action du flash.

3. ESSAI D'INTERPRÉTATION. — Pour expliquer ces phénomènes, nous avons considéré que le rayonnement reçu dans l'espace interélectrode excitait des atomes de césium, ce qui se traduit par une modification des conditions d'ionisation à la surface de l'émetteur et dans le volume interélectrode.

a) *Ionisation de surface.* En désignant respectivement par μ^+ et μ'_0 les flux d'ions et d'atomes neutres émis par unité de surface de la cathode et par μ_0 le flux d'atomes neutres incidents, le rendement d'ionisation thermique s'écrit :

$$\frac{\mu^+}{\mu_0} = \left\{ 1 + 2 \exp \frac{q(V_i - \varphi_e)}{kT_e} \right\}^{-1}$$

(V_i , potentiel d'ionisation, φ_e , potentiel d'extraction, T_e , température d'émetteur) avec :

$$\mu_0 = \mu^+ + \mu'_0.$$

Si, par suite de l'absorption de photons appropriés, le flux μ_0 comprend μ_{01} atomes neutres et μ_{02} atomes excités, on obtient :

$$\mu_0 = \mu_{01} + \mu_{02} = \mu^+ + \mu'_{01} + \mu^{+*} + \mu'_{02}$$

μ^{+*} désignant maintenant le flux d'ions émis par la cathode à partir d'atomes excités. En posant :

$$\varepsilon = \frac{\mu_{02}}{\mu_0}.$$

Le rapport $\frac{\mu^{+*}}{\mu^+}$ s'écrit : [2], [3]

$$\frac{\mu^{+*}}{\mu^+} = \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \left\{ \frac{1 + 2 \exp \frac{q(V_i - \varphi_e)}{kT_e}}{1 + 2 \exp \frac{q(V_i^* - \varphi_e)}{kT_e}} \right\}.$$

Si l'on prend

$$V_i = 3,89 \text{ V}, \quad V_i^* = 2,44 \text{ V}, \quad T_e = 1\,300 \text{ °K}, \quad \varepsilon = 10^{-2},$$

$$\mu_0 = 10^{+19} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1},$$

on trouve que le rapport $\frac{\mu^{+*}}{\mu^+} = 10^2$.

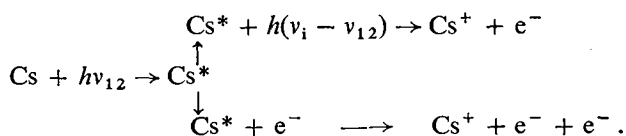
$$\text{Pour } T_e = 1\,500 \text{ °K}, \quad \varepsilon = 10^{-2}, \quad \mu_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1},$$

on trouve $\frac{\mu^{+*}}{\mu^+} = 10$.

b) *Ionisation en volume.* La présence d'atomes excités par absorption d'un premier photon $h\nu_{12}$ dans le volume interélectrode peut permettre d'aboutir à la création d'ions Cs^+ , soit par absorption d'un autre photon d'énergie $h\nu \geq h(\nu_i - \nu_{12}) = h\nu_{2i}$ ou par intervention d'un électron d'énergie cinétique

$$\frac{p^2}{2m} \geq h(\nu_i - \nu_{12}).$$

Ces processus réactionnels peuvent être schématisés comme ci-dessous :



On peut calculer la proportion d'atomes ionisés N^+

par rapport aux atomes neutres N_1 . Pour le premier mécanisme, on trouve : [4]

$$\left(\frac{N^+}{N_1}\right)^2 = \frac{1}{N_1} \frac{B_{12} u(\nu_{12})}{\alpha_T - \alpha_{i2} + \frac{\alpha_T A_{12}}{\int B_{2i}(\nu) u(\nu) d\nu}}$$

B_{12} et A_{12} étant les coefficients d'Einstein relatifs aux transitions entre l'état fondamental et l'état excité, $B_{2i}(\nu)$ la probabilité pour qu'une transition bound-free ait lieu par absorption d'un photon d'énergie $h\nu \geq h\nu_{2i}$, $u(\nu)$ la densité spectrale monochromatique, α_T et α_{i2} les coefficients de recombinaison total et partiel sur l'état excité considéré. Ce processus est favorisé par une densité d'atomes faible et une forte densité photonique. Le calcul du rendement d'ionisation nécessite la connaissance des coefficients de recombinaison α_T et α_{i2} .

Pour le second processus, on obtient de même : [1]

$$\frac{N^+}{N_1} = \frac{1}{\alpha_T} \int_{\nu_i}^{\infty} \left(\frac{2eV}{m}\right)^{1/2} f_e(V) \sigma(V) u(\nu_{12}) \frac{c^3}{8\pi h\nu_{12}^3} dV$$

où $\sigma(V)$ est la section efficace d'ionisation à partir de l'état excité, $f_e(V)$ la fonction de distribution des électrons exprimée en fonction du potentiel V .

J. Bensimon a calculé numériquement, moyennant quelques hypothèses, la valeur de ces rendements en fonction de la température électronique [1]. Pour des températures inférieures à 2 000 °K, ces rendements ne dépassent jamais 10^{-4} . Il semble donc que, dans le cas de rayonnement issu de sources classiques, les phénomènes de surface prennent le pas devant les phénomènes en volume.

C'est effectivement ce que nous avons observé avec un convertisseur dans lequel l'anneau de garde masquait pratiquement l'émetteur et qui, illuminé dans les mêmes conditions que précédemment, n'a donné aucun effet mesurable.

II. Etude de la recombinaison électron-ion Cs^+ . —

Dans le domaine des basses pressions de vapeur du césium (10^{-4} torr), nous avons étudié les phénomènes de recombinaison électron-ion Cs^+ . Les diverses expériences faites jusqu'à ce jour dans ce domaine ont porté essentiellement sur la détermination de la courbe donnant la densité électronique en fonction du temps lors de la post-décharge. On détermine ainsi le coefficient de recombinaison total α_T .

Dans le but d'atteindre plus spécialement les coefficients de recombinaison $\alpha(p)$ relatifs aux divers niveaux d'énergie p du césium neutre, qui sont beaucoup moins connus [5] et [6], nous avons étudié la variation en

fonction du temps de l'intensité lumineuse des diverses raies du spectre du césium. Des recherches similaires ont été faites [7], [8], [9], mais l'étude n'a pas été systématique et surtout ne donne pas d'interprétation théorique complète. Nous avons plus particulièrement étudié l'influence de la recombinaison radiative électron-ion Cs^+ sur l'intensité des diverses raies étudiées.

1. MONTAGE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Nous avons utilisé une lampe à vapeur de césium et la décharge ionisante est produite par un condensateur (5 000 pF) chargé sous une tension variable de l'ordre de 5 000 volts. La durée de la décharge dans nos expériences est de l'ordre de 10 μs . Le faisceau lumineux émis par la colonne positive de la décharge est concentré sur la fente d'entrée d'un monochromateur à la sortie duquel est placé un photomultiplicateur. Le signal est ensuite reçu sur un oscillographe.

L'allure des courbes obtenues [10], [11] est donnée par la figure 6 qui montre en même temps la reproductibilité du phénomène.

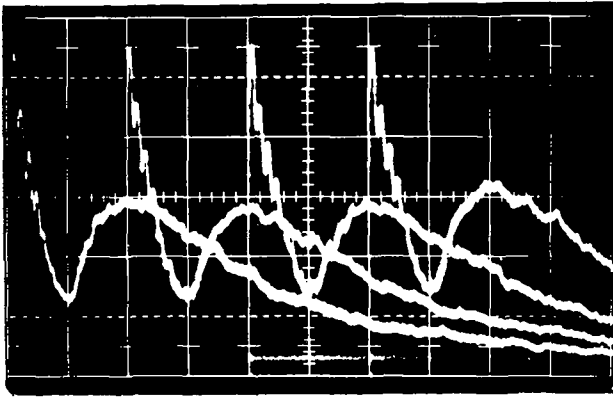


Fig. 6. — Courbe $I_\lambda = f(t)$ pour $\lambda = 8521 \text{ \AA}$ ($1 \text{ c} = 10 \mu\text{s}$).

On observe deux valeurs maximales I_0 et I_2 , au temps t_0 et t_2 la deuxième valeur étant obtenue après la fin de la décharge. Soit I_1 la valeur minimale obtenue au temps t_1 .

Nous interprétons cette variation comme étant due à l'influence de la recombinaison radiative électron-ion Cs^+ qui augmente la population du niveau supérieur de la transition étudiée, après la fin de la décharge.

2. INTERPRÉTATION THÉORIQUE. — Dans le cas d'un plasma optiquement fin, l'intensité lumineuse d'une raie, de fréquence $\nu(p, q)$ est proportionnelle à la population du niveau supérieur de la transition p .

Les équations générales donnant $n(p)$ et la densité électronique (ou ionique) dans le cas d'un plasma électriquement neutre sont :

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dn(p)}{dt} &= -n(p) \left\{ \sum_{q < p} A(p, q) + \right. \\ &\quad \left. + n_e \sum_{q \neq p} X(p, q) + n_e S(p, \infty) \right\} \\ &\quad + n_e \sum_{q \neq p} n(q) X(q, p) + \sum_{q > p} n(q) A(q, p) + \alpha(p) n_e^2 \\ \frac{dn_i}{dt} &= n_e \sum_p n(p) S(p, \infty) - \alpha_T n_e^2 \\ \alpha_T &= \sum_p (\alpha_p) \end{aligned} \right.$$

où X , A et S désignent respectivement les coefficients d'excitation, d'absorption et d'ionisation.

Dans le cas d'une brève décharge électrique, nous séparons l'échelle des temps en deux intervalles : $t_0 < t < t_1$ et $t > t_1$. t_1 représente pratiquement la fin de la décharge.

Nous négligeons entre t_0 et t_1 les phénomènes d'excitation par collision devant les mécanismes d'émission spontanée. Après t_1 , les mécanismes de recombinaison interviennent. Nous ne retenons que la recombinaison radiative, car nous nous plaçons à faible pression de la vapeur du césium (10^{-4} torr) et nous négligeons les phénomènes de diffusion.

Les équations précédentes se réduisent à :

$$\begin{aligned} t_0 < t < t_1 \quad \frac{dn(p)}{dt} &= -An(p) \\ t > t_1 \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{dn(p)}{dt} &= -An(p) + \alpha_T(p) n_i^2 \\ \frac{dn_i}{dt} &= -\alpha_T n_i^2 \end{aligned} \right. \end{aligned}$$

avec

$$A = \sum_{q < p} A(p, q) - \sum_{q > p} k(q, p) A(q, p).$$

Les solutions sont :

$$n(p) = n^0(p) e^{A(t_0 - t)} \quad (\text{pour } t_0 < t < t_1)$$

et

$$\begin{aligned} n(p) &= n^0(p) e^{A(t_0 - t)} + \alpha(p) n_i^{02} e^{A(t_1 - t)} \times \\ &\quad \times \int_{t_1}^t \frac{e^{A\tau} d\tau}{(1 + u\tau)^2} \quad (\text{pour } t > t_1) \end{aligned}$$

où $n^0(p)$ représente la valeur de $n(p)$ à $t = t_0$, n_i^0 la valeur de la densité ionique à $t = t_1$, et $u = \alpha n_i^0$.

L'étude de ces courbes montre que nous obtenons après la fin de la décharge t_1 , une deuxième valeur maximale, au bout d'un temps t_{max} qui n'est fonction

que de A et de αn_i^0 . La figure 7 représente les courbes théoriques obtenues donnant t_{\max} en fonction de u .

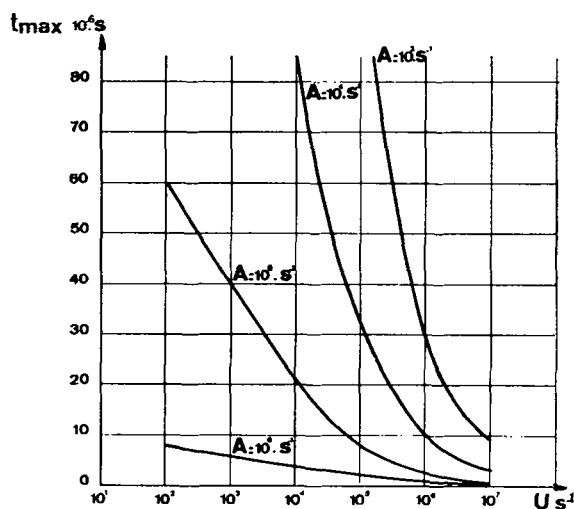


FIG. 7. — Courbes donnant t_{\max} en fonction de $u = \alpha n_i^0$ pour divers A .

La détermination expérimentale de A et de t_{\max} à partir d'un exemple concret représenté par la figure 6 a donné les résultats suivants : (Fig. 8)

$$t_{\max} = 10 \mu\text{s} \quad \text{et} \quad A = 2,4 \times 10^5 \text{ s}^{-1}.$$

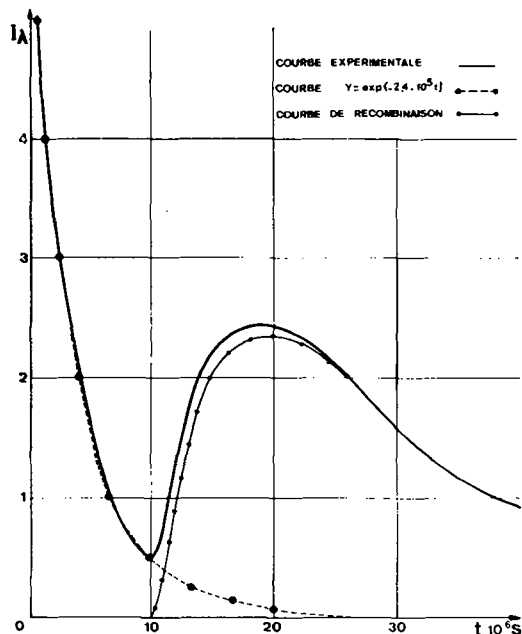


FIG. 8. — Utilisation des courbes $I_\lambda = f(t)$ de la figure 6. On a représenté la fonction $y = \exp(-2,4 \times 10^5 t)$ et la « courbe de recombinaison ».

La courbe théorique $t_{\max} = f(\alpha n_i^0)$ pour un A donné permet de trouver la valeur du produit αn_i^0 , donc le coefficient de recombinaison total α , moyennant la détermination de n_i^0 . D'autre part, la pente de la courbe $y_2 = \alpha(p) n_i^{0,2}$ au point $t = t_1$ est égale à $\alpha(p) n_i^{0,2}$ ce qui fournit en principe un moyen d'atteindre les coefficients $\alpha(p)$.

III. Ionisation par laser. — 1. RÉSULTATS. — Nous avons également essayé de déterminer l'action d'un rayonnement laser sur la vapeur de césium. Dans ce cas, les processus qui entrent en jeu sont d'un autre ordre que l'ionisation photoélectrique directe ou à partir d'un état excité, car le rayonnement utilisé possède une fréquence inférieure à la fréquence d'ionisation et différente d'une fréquence d'excitation ($h\nu = 1,78 \text{ eV}$).

Il se caractérise d'autre part par une très grande intensité : (1,2 J en 30 ns). (Laser C. S. F. LA 632.)

Afin de mettre en évidence une création d'ions à partir d'un tel rayonnement, le faisceau laser est focalisé au centre d'une petite enceinte en niobium comportant trois fenêtres en saphir disposées perpendiculairement et deux sondes électriques permettant de récolter les ions ou les électrons créés ou de mesurer les variations de potentiel.

Les sondes étant reliées entre elles à travers une grande résistance (les températures de l'enceinte et du queusot étant respectivement

$$T_{\text{en}} = 340 \text{ }^\circ\text{C}, \quad T_{\text{Cs}} = 200 \text{ }^\circ\text{C}),$$

nous obtenons les courbes de la figure 9 qui donnent la variation du courant de sonde et de l'intensité lumi-

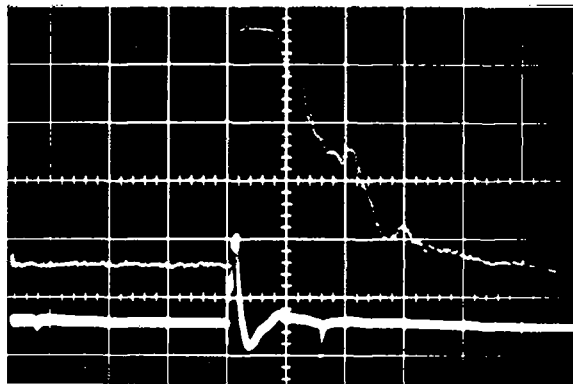


FIG. 9.

Courbe du haut : réponse du photomultiplicateur 1 cm = 1 V.
Courbe du bas : réponse de la sonde 1 cm = 50 mV.
Balayage : 100 μs = 1 cm.

neuse réémission en fonction du temps pour la transition $6 P 3/2 - 6 S 1/2$, $\lambda = 8 521 \text{ \AA}$.

En établissant entre les sondes une différence de potentiel de 25 V et pour des températures T_{vn} et T_{Cs} identiques, nous obtenons les courbes de la figure 10.

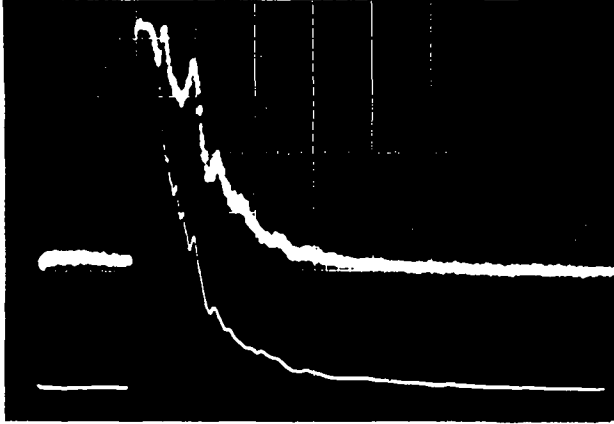


FIG. 10.

Courbe du haut : réponse du photomultiplicateur $1 \text{ cm} = 1 \text{ V}$.
 Courbe du bas : réponse de la sonde $1 \text{ cm} = 50 \text{ mV}$.
 Balayage $200 \mu\text{s} = 1 \text{ cm}$.

Dans le premier cas, le courant de sonde peut présenter des oscillations avant de revenir à sa valeur initiale. Nous avons effectué ces manipulations sur un milieu neutre pour plus de facilité et pour avoir par la suite un modèle théorique plus simple à traiter.

2. INTERPRÉTATION. — L'explication théorique des processus d'ionisation par laser peut se faire en considérant ou les transitions multiphotoniques ou le phénomène de bremsstrahlung inverse qui suppose au préalable la présence d'électrons.

Les transitions multiphotoniques sont produites par l'absorption simultanée de n photons et ont été étudiées par différents auteurs [12], [13], [14], [15]. Elles font intervenir des éléments de matrice de la forme :

$$\langle f | H_i^n | i \rangle = H_{fi}^{(n)} = \sum_{\substack{p'' \dots p \\ n}} \times \\ \times \frac{\langle f | H_i | p'' \rangle \langle p'' | H_i | p' \rangle \langle p' \dots p \rangle \langle p | H_i | i \rangle}{(E_i - E_{p''})(E_i - E_{p'}) \dots (E_i - E_p)}$$

où H_i est l'hamiltonien d'interaction et où $|i\rangle$ et $|f\rangle$ sont les états initiaux et finals du système, $|p''\rangle$, $|p'\rangle$, $|p\rangle$ des états intermédiaires. La probabilité de transition est alors donnée par [12] :

$$W_{fi}^{(n)} = 2 \pi \hbar (2 \pi \alpha F \omega)^n |K_{fi}^{(n)}|^2 \rho(E)$$

$\rho(E)$ étant la densité d'états finals, $\alpha = e^2/\hbar c$ la constante de structure fine, F le flux de photons de pulsation ω , $K^{(n)}$ une matrice de la forme :

$$K_{fi}^{(n)} = \sum_{a_v} \frac{\langle f | Z^{n-v} | a_v \rangle \langle a_v | Z^v | i \rangle}{(\omega_{a_v, i} - v\omega) \prod_{\substack{\mu=1 \\ \mu \neq v}}^{n-1} (\omega_v(\mu) - \mu\omega)}$$

où Z est égal à $e^{ik \cdot x} \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{x}$ (\mathbf{e}_k , vecteur polarisation) et a_v représente un état intermédiaire tel que la différence d'énergie $\hbar\omega_{a_v, i}$ par rapport à l'état initial correspond sensiblement à $v(\hbar\omega)$, $\omega_v(\mu)$ étant une fréquence moyenne.

Dans le cas du césium, il est possible d'envisager l'ionisation avec des photons d'énergie 1,78 eV par un processus à trois photons.

La figure 11 empruntée à H. Bebb [13], donne pour le césium la probabilité de transition totale, $\delta^{(n)} = \frac{W^{(n)}}{F^n}$ ramenée à un photon, en fonction de l'énergie du

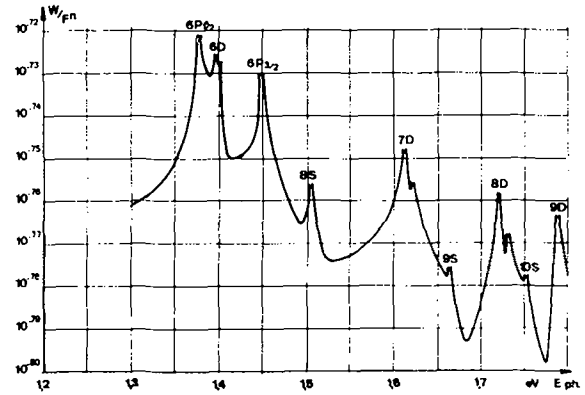


FIG. 11. — Probabilité totale (ramenée à un photon) en fonction de l'énergie du photon dans le cas d'un processus multiphotonique à 3 photons (d'après H. Bebb [13]).

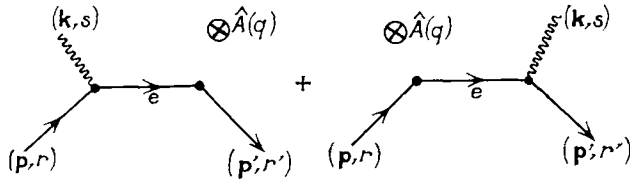
photon. Cette courbe permet de calculer le flux nécessaire pour obtenir la photoionisation qui s'écrit :

$F = N_0^{1/n} \left(\frac{\tau}{\delta^{(n)}} \right)^{1/n}$, N_0 étant la densité d'atomes neutres et τ le nombre de transitions obtenues par seconde. Ce flux est donc d'autant plus faible que N_0 est faible.

L'autre processus envisagé pour expliquer l'ionisation par laser est le bremsstrahlung inverse. Il consiste en l'absorption d'un photon par un électron dans le champ créé par un noyau.

L'électron peut ainsi acquérir une énergie cinétique suffisante pour ioniser par choc un atome neutre ou excité. La matrice de transition relative à l'absorp-

tion d'un photon (\mathbf{k}, s) par un électron (\mathbf{p}, r) est obtenue par la contribution des deux diagrammes suivants :



La section efficace calculée dans le cas de l'approximation non relativiste, en considérant les photons incidents perpendiculaires à la direction de l'électron est donnée par la relation :

$$\sigma_0 = 2,7 \times 10^{-38} \frac{\sqrt{E_e E_p}}{E_e E_p^3} \times \left[1 + \frac{E_e - E_p}{\sqrt{E_e^2 + E_e E_p}} \operatorname{Log} \left| \frac{E_e^{1/2} - (E_e + E_p)^{1/2}}{E_e^{1/2} + (E_e + E_p)^{1/2}} \right| \right]$$

E_e et E_p désignant les énergies de l'électron et du photon.

Conclusion. — L'impulsion laser va donc entraîner au sein de la vapeur neutre ou déjà partiellement ionisée, la création d'ions et d'électrons supplémentaires. En faisant l'hypothèse classique que les ions ont une vitesse négligeable par rapport à celle des électrons, en supposant que le gradient de pression électronique est nul, et qu'il n'y a pas de corrélation entre les diverses fonctions de distribution (les particules chargées ne sont soumises qu'aux seules forces appliquées et au champ de charge d'espace et leur fonction de distribution satisfait à une équation de Vlasov), il est possible de relier analytiquement l'évolution du potentiel en un

point x du gaz à la densité des charges créées initialement et au coefficient de recombinaison.

Cette méthode devrait permettre, en examinant, après la perturbation, le retour à l'équilibre, d'évaluer les sections efficaces d'ionisation et les coefficients de recombinaison. Nous nous préoccuons actuellement de ce problème qui nécessite la détermination de l'expression analytique du potentiel, la réalisation d'une enceinte expérimentale permettant de faire varier les conditions initiales (potentiel local, champ extérieur, pression, densités ioniques et électroniques) et l'adaptation de la technique de mesure par sondes.

Bibliographie

- [1] BENSIMON (J.), Thèse, Paris, juin 1966.
- [2] FLORET (F.), Thèse de 3^e cycle, Marseille, février 1967.
- [3] DAVID (J. P.), MILLET (J.), POUCEL (Ch.), FLORET (F.), Bulletin du C. O. M. P. L. E. S., 1965, n^o 9, p. 71.
- [4] DAVID (J. P.), BENSIMON (J.), MILLET (J.), Bulletin du C. O. M. P. L. E. S., 1965, n^o 8, p. 177.
- [5] MOHLER (F. L.) et BOECKNER (C.), *Bur. Stand. J. Research*, 1929, 3, 303.
- [6] AGNEW (L.) et SUMMERS (C.), Proc. VII Inter. Conf. on phenomena in ionized gases Belgrade, 1965.
- [7] PAVLICHENKO (O. S.) et DUSHIN (L. A.), *Optics and spectroscopy*, 1962, 12, 301.
- [8] HINNOV (E.) et HIRSCHBERG (J. G.), *Phys. Rev.*, 1962, 125, 795.
- [9] ALESKOVSKII (Y. U. M.), *Soviets Physics, J. E. T. P.*, 1963, 17, 570.
- [10] KAFTANDJIAN (V.), Thèse de 3^e cycle, Marseille, 1967.
- [11] DAVID (J. P.), KAFTANDJIAN (V.), MILLET (J.), TALIN (B.), JARRY (G.), *Journal de Physique*, 1967, 28, 514.
- [12] BEBB (H.) et GOLD (A.), *Phys. Rev.*, mars 1966, vol. 143, n^o 1, p. 143.
- [13] BEBB (H.), *Phys. Rev.*, janvier 1967, vol. 153, n^o 1, p. 23.
- [14] GONTIER (Y.) et TRAHIN (M.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, t. 264, 1967, Série B 499-502.
- [15] NELSON (P.), Rapport C. E. A., R 2888, 1965.