



HAL
open science

APPLICATION DU LASER CO₂ POUR LA RÉALISATION D'UNE SOURCE D'IONS MULTICHARGES

M. Bajard, A. Perez

► **To cite this version:**

M. Bajard, A. Perez. APPLICATION DU LASER CO₂ POUR LA RÉALISATION D'UNE SOURCE D'IONS MULTICHARGES. Journal de Physique Colloques, 1973, 34 (C2), pp.C2-23-C2-28. 10.1051/jphyscol:1973207 . jpa-00215254

HAL Id: jpa-00215254

<https://hal.science/jpa-00215254>

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.

APPLICATION DU LASER CO₂ POUR LA RÉALISATION D'UNE SOURCE D'IONS MULTICHARGES

M. BAJARD (*) et A. PEREZ

Commissariat à l'Énergie Atomique, Centre d'Études de Limeil
BP 27, 94190 Villeneuve-Saint-Georges, France

Résumé. — Les caractéristiques de l'émission ionique lors de l'interaction d'un faisceau laser sur une cible lourde sont bien établies en monocoup.

Ces caractéristiques font apparaître différentes possibilités de mise en faisceau des particules en vue de leur accélération, qu'elle soit à cyclage lent (synchrotron) ou à cyclage rapide (linéaire, cyclotron). Si le faisceau doit être étalé, on pourra songer à une décélération, un glissement naturel ou un confinement ; s'il doit être raccourci, on réalisera une extraction en vol. La cadence de fonctionnement dépendra essentiellement du laser.

L'apparition des lasers moléculaires de puissance, de grande longueur d'onde et pouvant avoir des taux de répétition élevés permet d'envisager une source utilisant un tel dispositif.

Abstract. — In laser-matter experiments, the characteristics of ion emission are well-known for the case of single laser pulse.

These characteristics show different possibilities to produce beams in view of their acceleration either at slow repetition (synchrotron) or at fast repetition (linear, cyclotron). If the beam must be spread in time, the solution could be a deceleration, a natural shift or a confinement ; if it must be shortened, a flight extraction will be performed. The working frequency will depend essentially on the laser.

The development of high-power molecular lasers, with long wavelength and with high repetition rates allows us to plan a source based on such a scheme.

1. Introduction. — L'impact d'un faisceau laser sur une cible est responsable de nombreux phénomènes, dont la création d'ions lourds très fortement chargés [1], [2], [3].

Or, de tels ions prennent une importance de plus en plus grande aujourd'hui, non seulement pour le physicien nucléaire (possibilité de réaction d'un noyau complexe sur un autre, synthèse de nouveaux isotopes instables, recherche d'éléments superlourds...), mais aussi pour le physicien du solide (implantation de certaines substances ioniques dans les semi-conducteurs), le physicien atomique et l'astrophysicien (mesure des sections efficaces d'ionisation et de recombinaison, des durées de vie de niveaux fortement excités...), le médecin (pour les irradiations...).

L'interaction laser-matière permet d'atteindre aisément des rapports charge sur masse $\varepsilon > 0,1$ pour les éléments les plus lourds ; il paraît donc souhaitable d'effectuer une mise en faisceau des ions les plus chargés, afin de pouvoir réaliser une accélération efficace, d'autant que les contraintes imposées à la source par le laser diminuent grâce aux progrès récents obtenus dans le développement des lasers, en particulier le laser moléculaire CO₂.

Dans le cas d'une ionisation multiple, les conditions de formation des ions multichargés s'écrivent :

$$\left. \begin{array}{l} 10 < Z < 50 \\ 10^{10} < n_e \tau < 10^{13} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s} \\ 50 < T_e < 2\,000 \text{ eV} \end{array} \right\} \begin{array}{l} a \\ b \\ c \end{array} \quad (1)$$

Les plasmas créés par laser ayant des densités très élevées (10^{19} cm^{-3} lorsqu'on utilise un laser à CO₂), le critère *1b* impose une durée de chauffage $\tau \sim 10^{-7} \text{ s}$ qui est généralement atteinte grâce au confinement initial propre à ce genre de plasmas. Mais, s'il est possible de créer des ions multichargés, la réalisation d'une source dépend des qualités spécifiques de l'impulsion d'ions telles que : courant délivré, géométrie du faisceau et durée du cycle.

2. Caractéristiques de l'impulsion ionique. — Nous rappellerons brièvement les principaux résultats :

— *Degré de charge.* — Il est possible de relier le potentiel d'ionisation (où le degré de charge maximal atteint dans le plasma) au flux laser. La figure 1 [4] indique cette dépendance.

On peut remarquer que les éléments lourds imposent de créer un éclairement plus intense pour obtenir une charge donnée, bien que $\chi(Z)$ ait une valeur plus petite.

(*) De l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, 43, boulevard du 11-Novembre-1918, 69-Villeurbanne.

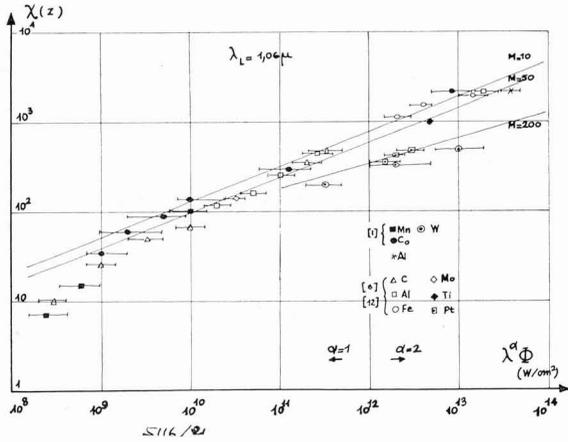


FIG. 1. — Potentiels d'ionisation atteints en fonction du flux laser. D'après G. Tonon [4].

— Nombre d'électrons créés au niveau de la cible.

— La figure 2 présente le nombre d'électrons créés par mètre carré de cible et par seconde (mesuré par interférométrie) en fonction du flux laser $\lambda^2 \Phi$. λ est la longueur d'onde du laser, α le coefficient compris entre 1 et 2 et Φ l'éclairement. Nous voyons qu'aux flux très élevés, un laser de grande longueur d'onde est plus efficace.

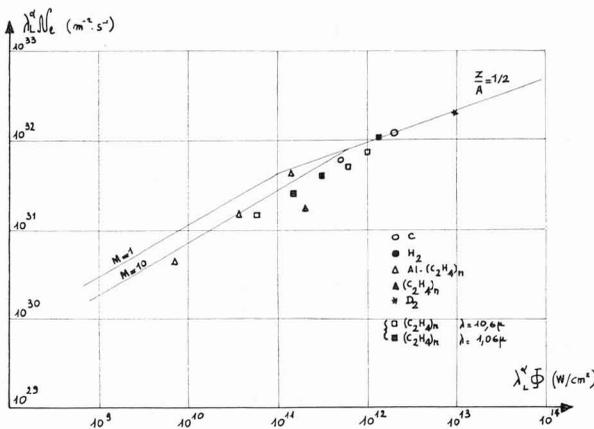


FIG. 2. — Nombre d'électrons créés au niveau de la cible en fonction du flux laser. D'après G. Tonon [4].

— Energie des ions. — Des mesures à flux constant avec des collecteurs placés à différentes distances ont montré que l'énergie maximum des particules se conservait. Cependant si le flux varie on observe une relation de la forme :

$$W = k\Phi^n \quad (2)$$

avec :

$$\frac{1}{2} < n < \frac{2}{3}$$

Pour une cible en fer, l'énergie maximum atteint une centaine de keV à des flux de 2×10^{13} W/cm².

Sur la figure 3 on a représenté $W_{max} = f(\Phi)$ pour deux cibles en fer et en aluminium (laser néodyme 30 J-30 ns). Dans le cas de l'aluminium, la rupture de pente peut s'expliquer par la réflexion du flux incident et par le degré d'ionisation atteint. En effet, à de tels flux (10^{13} W/cm²), on est à la limite d'arrachement des deux électrons K de l'atome d'Al.

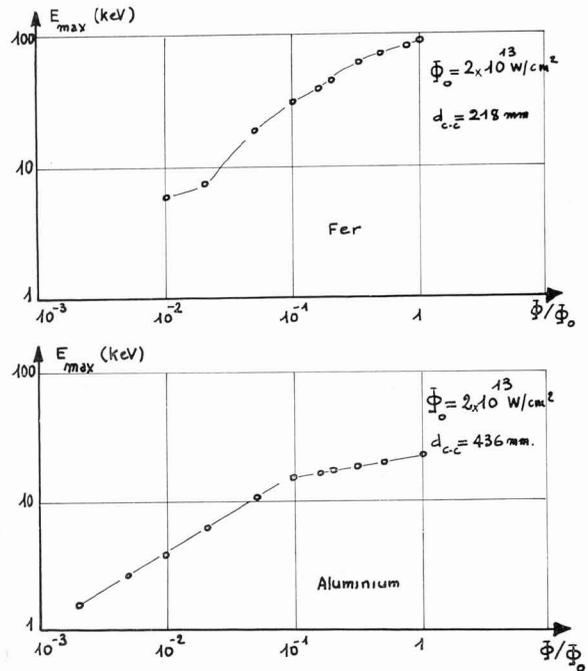


FIG. 3. — Variation de l'énergie maximum des signaux collecteurs en fonction du flux laser pour Al et Fe.

— Distribution spectrale. — A l'aide d'un analyseur électrostatique couplé à une base de temps de vol, on peut déterminer le spectre $dN/dW = f(W)$ pour différentes cibles. A partir des spectres des figures 4 et 5 [1], [6], il est possible d'établir deux relations empiriques

$$\frac{\langle W_Z \rangle}{Z} = a \quad (3)$$

$$\frac{\Delta W_Z}{\langle W_Z \rangle} = b \quad (4)$$

a et b sont deux constantes. a est de l'ordre de 1,5 keV pour Al et Fe, tandis que b peut être pris égal à 1/2.

On peut également déduire les rapports N_Z/N_T pour divers Z à flux constant [7]. La décroissance atteint 10^{-2} pour Al^{+11} .

— Emission préférentielle. — Des mesures effectuées à différents angles par rapport à la perpendiculaire à la cible [6] il ressort que les ions multichargés sont les plus rapides et que, de plus, la distribution n'est pas sphérique, mais présente une forte asymétrie vers l'avant [8].

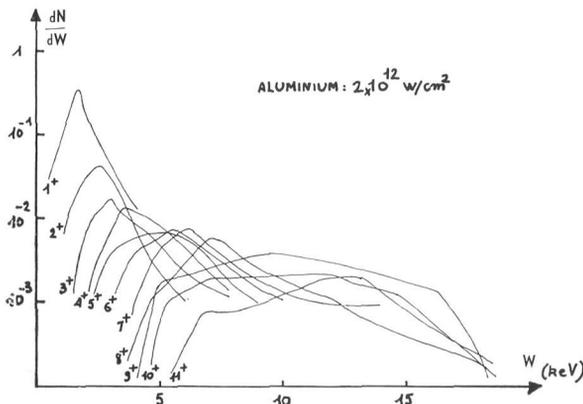


FIG. 4. — Distribution spectrale des ions Al. D'après A. Perez [6].

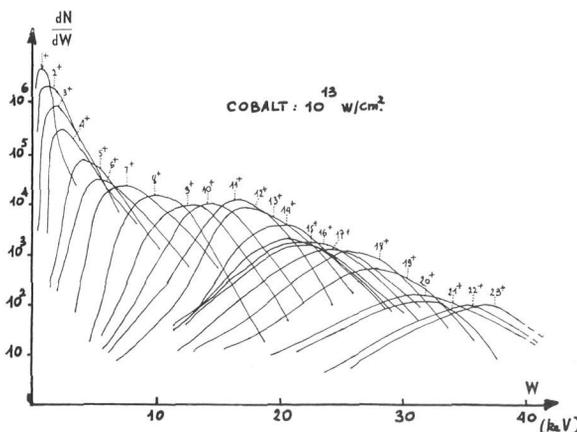


FIG. 5. — Distribution spectrale des ions Co. D'après Yu. A. Bykovskii *et al.* [1].

3. Sources pour accélérateurs. — Une source mettant en jeu un laser devra fournir des ions dont le rapport $\epsilon = Z/A$ soit au moins supérieur à $0,1(U^{+24})$, le nombre de particules étant de l'ordre de $10^{12}-10^{13} \text{ s}^{-1}$.

Si l'on considère le cycle utile, on voit que pour une machine HF, la fréquence laser devra être de 10^5 à 10^6 Hz. Actuellement, les lasers CO₂ atteignent seulement 10^3 Hz mais on peut imaginer un stockage des particules. Cependant, pour d'autres accélérateurs dont le cyclage est de quelques Hz, il est possible d'envisager une source avec un laser CO₂ (10 Hz, 50 J par exemple).

3.1 SOURCE LASER POUR ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE A INDUCTION. — L'accélérateur linéaire à induction suivi d'un anneau de lissage a été proposé par H. Brück [9].

— *Etat de charge.* — Le linéaire ayant une tension totale d'accélération $V_a = 60$ MV et l'énergie finale devant être égale à $E_f = 7$ MeV/nucléon pour l'uranium, la charge sera :

$$Z = A \frac{E_f}{V_a} \quad (5)$$

d'où :

$$Z = 28.$$

Si de plus, nous envisageons d'accélérer Al^{+13} et Fe^{+24} les énergies finales seront respectivement 29 et 27 MeV/nucléon (Fig. 6).

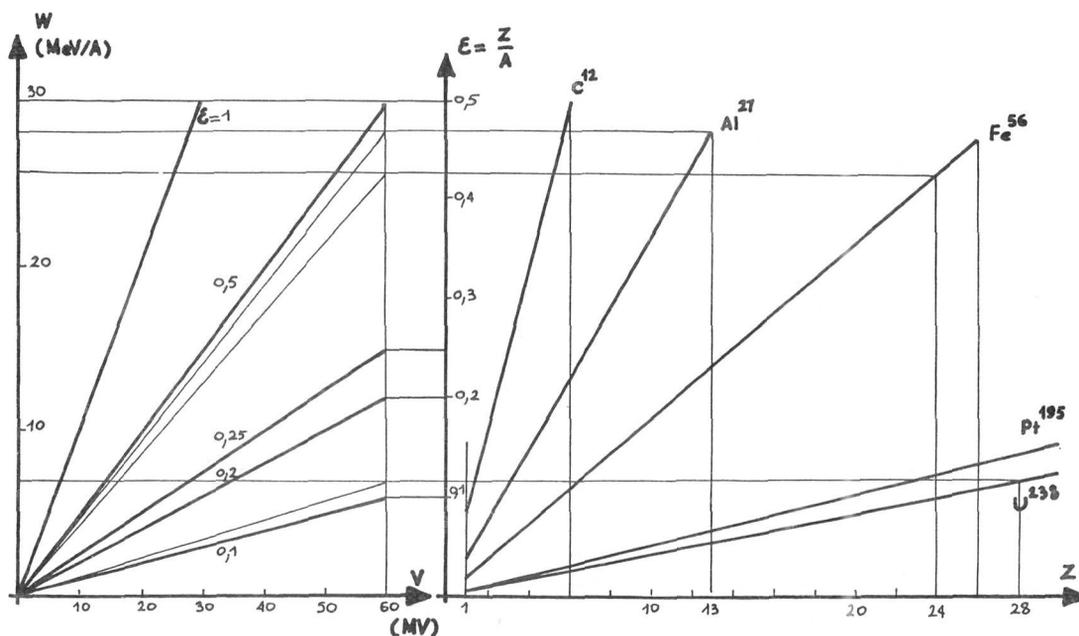


FIG. 6. — Energie finale en fonction de la tension d'accélération et de $\epsilon = Z/A$.

— *Eclairage laser.* — Les potentiels d'ionisation à atteindre pour Al^{+13} , Fe^{+24} , U^{+28} sont respectivement 2 200, 2 000 et 850 eV [10]. D'après la figure 1 nous voyons qu'il faudra mettre en jeu des éclairagements :

$$\lambda^2 \Phi = 10^{14} \text{ W/cm}^2 \quad (6)$$

et puisque l'on a intérêt à mettre en jeu des grandes longueurs d'onde ($\lambda = 10,6 \mu$ pour le laser à CO_2) :

$$\Phi = 10^{12} \text{ W/cm}^2 \quad (7)$$

— *Puissance laser.* — Pour un rayonnement laser limité par la diffraction, la tache focale due à l'objectif a un rayon :

$$r_d = 1,22 \frac{\lambda}{\Theta} \quad (8)$$

où Θ est l'ouverture de l'objectif éclairé sur un diamètre D . Θ est pris égal à 10^{-1} et comme le faisceau laser a une certaine divergence, nous considérerons que le rayon de la tache focale sera 3 fois plus grand que r_d soit $r_L = 3 r_d$ d'où :

$$S = 2,8 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \quad (9)$$

La puissance laser à mettre en jeu devient donc $P = 2,8 \times 10^9 \text{ W}$ et si la durée de l'impulsion est 60 ns, l'énergie a une valeur de 170 J.

Les lasers à CO_2 devraient permettre très prochainement de fournir cette énergie avec une cadence de l'ordre de 10 Hz.

— *Nombre d'électrons créés.* — Avec les données ci-dessus et la figure 2 on a :

$$N_e = 8,5 \times 10^{16} \quad (10)$$

— *Conception de source.* — Elle est schématisée sur la figure 7. On focalise le faisceau laser sur une cible tournante ; le plasma se détend dans une cuvette au même potentiel que la cible. Après un parcours L_c , les ions sont accélérés sur une distance L_e .

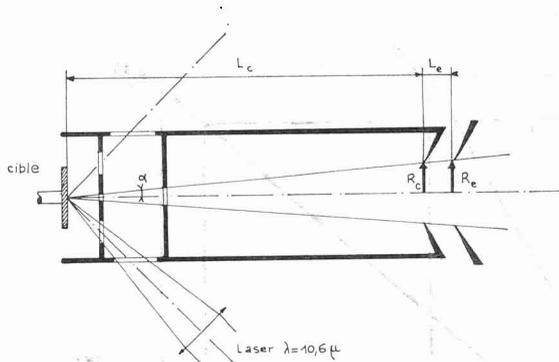


FIG. 7. — Schéma de la source.

Supposons réaliser une extraction pendant un temps $\Delta\tau$ de l'ordre de 150 ns. Nous sélectionnerons ainsi une partie des ions de la bouffée dont la vitesse moyenne tirée de (3) est (Fig. 8) :

$$V_Z = 4,35 \times 10^5 a^{1/2} \left(\frac{Z}{A}\right)^{1/2} \text{ m/s} \quad (11)$$

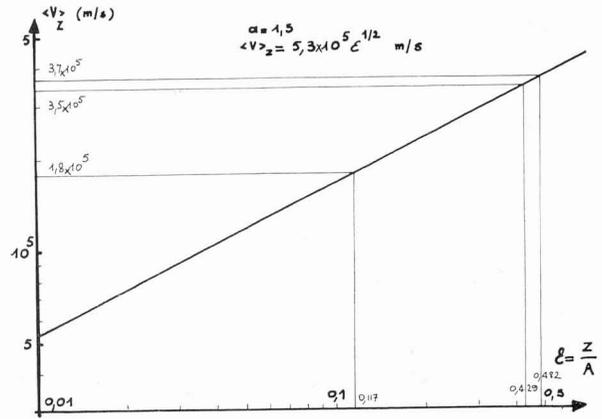


FIG. 8. — Vitesse moyenne des ions de charge Z en fonction de ϵ .

Le nombre de degrés de charges ainsi sélectionnés à la distance L_c est :

$$\Delta Z = 2 \langle Z \rangle \frac{\Delta\tau}{\tau_c} \quad (12)$$

$$= 8,7 \times 10^{-2} \langle Z \rangle \Delta\tau a^{1/2} \left(\frac{Z}{A}\right)^{1/2} L_c^{-1} \quad (13)$$

(ns) (keV) (cm)

Par exemple pour le fer, si on prend $\langle Z \rangle = 24$, on aura une sélection jusqu'au Fe^{+20} .

— *Courant extrait.* — Le courant extrait est limité soit par le plasma, soit par la charge d'espace.

3.1.1 *Limite due au plasma.* — La densité de courant ionique s'écrit dans le cas où on dépeuple le plasma complètement :

$$j_p = en_e v_Z \quad (14)$$

puisque l'expansion des ions et des électrons s'effectue à la même vitesse.

Si nous tenons compte de la recombinaison (coefficient ξ faible), de l'assymétrie du plasma (coefficient η) et d'une loi de variation de la densité électronique en $1/t^3$ lors de l'expansion il vient :

$$n_e = \xi \eta \frac{n_{e0}}{t^3} \quad (15)$$

Alors :

$$j_p = 7 \times 10^{-12} \eta \xi \frac{n_{e0}}{t^3} a^{1/2} \left(\frac{Z}{A}\right)^{1/2} \quad (16)$$

En prenant $a = 1,5 \text{ keV}$, $n_{e0} = 10^{-5}$ on a

$$j_{pfer} = 12 \xi \eta A / \text{cm}^2$$

Ceci représentant une somme de courants centrés sur la charge moyenne.

Le plasma peut fournir pendant un temps dt un nombre de particules :

$$\frac{dN_{\langle Z \rangle}}{dt} = \frac{jS}{e \langle Z \rangle}$$

d'où :

$$N_{\langle Z \rangle} = 2,58 \times 10^{23} \eta \xi \frac{n_{e0}}{\langle Z \rangle} \alpha^2 a^{3/2} \left(\frac{Z}{A}\right)^{3/2} \times \ln \left(1 + \frac{\Delta\tau}{\tau_c}\right) \quad (17)$$

où α est le demi-angle au sommet du cône contenant les particules $\Delta\tau$ le temps d'extraction, τ_c le temps de parcours dans la cuvette. Si

$$a = 1,5 \text{ keV} ; \Delta\tau = 150 \text{ ns} ;$$

$$\alpha = \frac{1}{17} \text{ rd} ; N_{\text{Fe}} = 1,3 \times 10^{13} \text{ ions} .$$

3.1.2 Limite due à la charge d'espace. — La densité de courant limitée par la charge d'espace s'écrit si V est la tension d'extraction et d la limite entre le plasma et l'électrode d'extraction.

$$j_c = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{M}} \frac{1}{\sqrt{A}} \frac{V^{3/2}}{d^2} \sum_{z-\Delta z}^{z+\Delta z} \sqrt{Z} . \quad (18)$$

D'après [11] on n'extrait que pendant un temps correspondant à une distance de $4/5 L_e$ dans l'espace interélectrodes d'où :

$$d = L_e - v_z \Delta t \quad (19)$$

avec :

$$\Delta t = \frac{4}{5} \frac{L_e}{v_z} .$$

Si l'on prend $\langle Z \rangle = 24$ pour le fer, $V = 750 \text{ kV}$, $L_e = 6,6 \text{ cm}$, $\Delta t = 150 \text{ ns}$, on a $j_{c \text{ fer}} = 11 \text{ A/cm}^2$.

Il apparaît donc que le plasma ne limite pas le courant tant que $\xi\eta > 1$, ce qui est certainement le cas.

— *Emittance.* — Aucune mesure n'a encore été effectuée, mais étant donné l'émission ponctuelle du plasma et le faible rapport entre la température et l'énergie dirigée ($\sim 10^{-2}$), l'émittance doit être bonne.

3.2 SOURCE LASER POUR ACCÉLÉRATEUR MÉDICAL D'IONS LOURDS. — Pour un accélérateur type synchrotron, cyclé à 1 Hz, accélérant des ions de masse moyenne comprise entre 14 et 40 une source laser est intéressante à envisager. L'intensité sur cible devant être $8 \times 10^6 \text{ pps}$, nous nous fixerons 10^8 pps au niveau de la source dans une impulsion de $3 \mu\text{s}$.

Le rapport charge sur masse des ions doit être élevé. Il sera pris dans une fourchette $0,310 \div 0,360$ mais nous effectuerons les calculs pour $\varepsilon = 0,325$ (C_{a40}^{+13}).

— *Etat de charge.* — La figure 9 indique les ions à produire, ce qui pourra être réalisé grâce à une

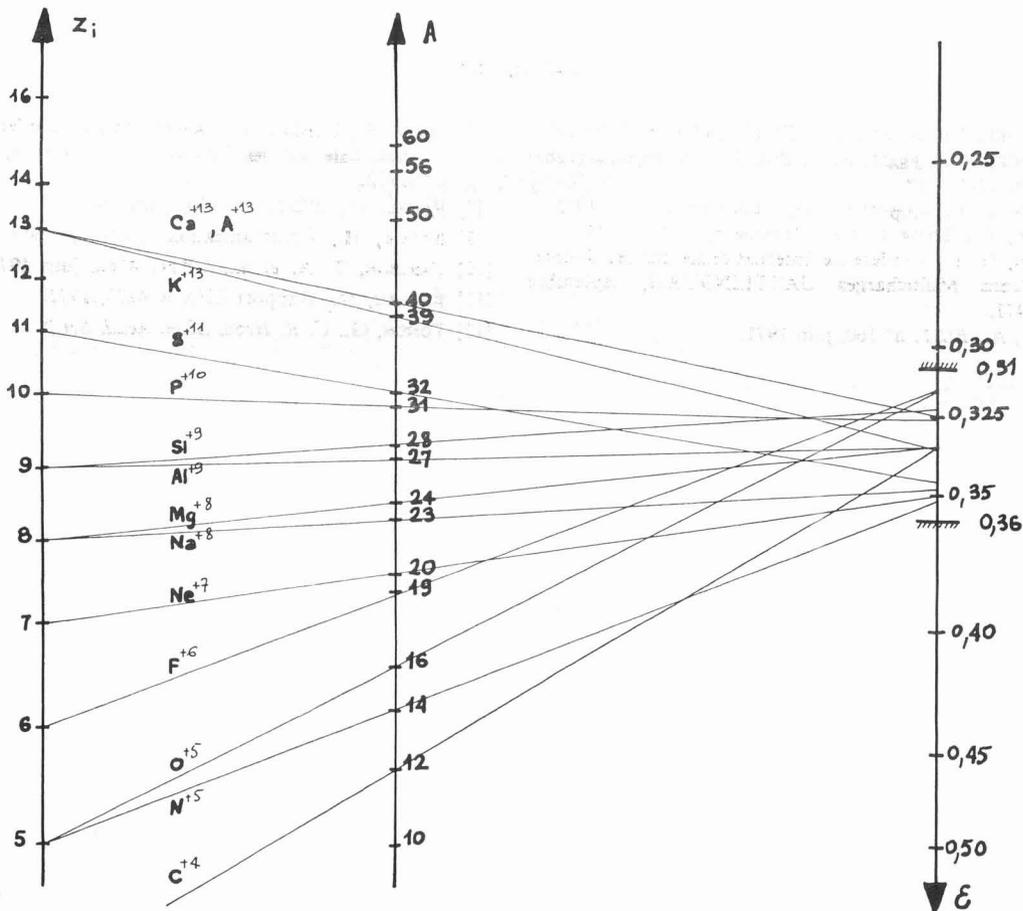


FIG. 9. — Charge des ions de masse comprise entre 12 et 40 pour ε compris entre 0,31 et 0,36.

source laser soit à partir de solides, soit à partir de glaçons.

Le potentiel d'ionisation maximum étant 724 eV [10] (C_{a40}^{+13}) le flux laser à mettre en jeu, compte tenu de $\alpha = 1$ et $\lambda = 10,6 \mu$ (Fig. 1) sera :

$$\Phi = 10^{11} \text{ W/cm}^2. \quad (20)$$

— *Puissance laser.* — Soit un diamètre de tache focale de 150μ une durée d'impulsion laser de $3 \mu\text{s}$ (cela paraît possible avec un laser CO_2) il vient :

$$P = 1,75 \times 10^7 \text{ W} \quad \text{et} \quad E = 53 \text{ J}. \quad (21)$$

Le nombre d'électrons créé étant (Fig. 2) :

$$N_e = 4 \times 10^{16}. \quad (22)$$

— *Conception de source.* — Elle peut être identique à celle décrite précédemment. L'impulsion laser sera prise bien rectangulaire de durée $3 \mu\text{s}$. L'émission se fera ainsi pendant $3 \mu\text{s}$ (ce sera donc notre durée d'extraction).

A partir de (3) en prenant $a = 1,5 \text{ keV}$ et $\varepsilon = 0,325$ la vitesse des particules sera $v = 3 \times 10^7 \text{ cm/s}$ et si on laisse se détendre le plasma pendant $3 \mu\text{s}$ avant de l'extraire : $L_c = 90 \text{ cm}$. Le nombre de particules à extraire étant réduit, cette grande longueur n'est pas gênante à condition d'opérer dans un bon vide.

Evidemment la variation de ε pour les différents

ions entraînera une variation de L_c . Dans notre cas elle est de 7 cm .

Si le diamètre du faisceau est de 2 cm alors :

$$\alpha = \frac{1}{90} \text{ rd}.$$

— *Courant extrait.* — Les calculs effectués sur le modèle décrit précédemment montrent que le courant est très supérieur aux exigences de l'accélérateur, mais qu'il est possible de tout extraire de la surface de plasma. On cherchera donc à réduire L_c jusqu'à une valeur compatible avec la tension d'accélération.

4. Conclusion. — On peut donc concevoir une source laser pour divers accélérateurs.

En réalisant un stockage magnétique du plasma, tout en imposant un réchauffage HF, il serait possible d'allonger les impulsions ioniques, donc d'accroître les possibilités d'adaptation de ces sources sur d'autres machines.

Le problème de la cadence est en bonne voie avec les lasers CO_2 . Quant à ceux liés à l'allongement des impulsions et à l'extraction, ils font l'objet de nos recherches actuelles avec des moyens certes plus modestes que ceux décrits, mais devant permettre une bonne approche de leur solution.

Bibliographie

- [1] BYKOVSKII, Yu. A. *et al.*, *ZETF* **60** (1971) pp. 1306-1319.
- [2] PEACOCK, N. J., PEASE, R. S., *Brit. J. Appl. Phys.*, **2** (1969) pp. 1705-1717.
- [3] TONON, G. F., rapport n° 949, CEA Limeil, mars 1971.
- [4] TONON, G., Thèse Docteur Ingénieur, Lyon, 1973.
- [5] TONON, G. F., Conférence Internationale sur les Sources d'Ions Multichargés GATTLINBURG, septembre 1971.
- [6] PEREZ, A., *BIST*, n° 160, juin 1971.
- [7] PEREZ, A., TONON, G., RABEAU, M., 2^e Conférence Internationale sur les Sources d'Ions Vienne, septembre 1972.
- [8] FAURE, C., *BIST*, n° 160, juin 1971.
- [9] BRÜCK, H., Communication GANIL, mars 1973.
- [10] CARLSON, T. A. *et al.*, ORNL-4562, juin 1970.
- [11] RABEAU, M., Rapport CEA-R 4273, 1972.
- [12] TONON, G., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci B* **26** (1966) 2.