

CEA
EURATOM

ASSOCIATION EURATOM-C.E.A.

DEPARTEMENT DE RECHERCHES
SUR LA FUSION CONTROLEE

DRFC-SCP

EUR-CEA-FC-1243

INJECTEURS DE NEUTRES A HAUTE ENERGIE A PARTIR

D'IONS POSITIFS

PROPOSITION DE DEVELOPPEMENT

- I - Principes

- II - Conception de l'injecteur

J. DRUAUX

Juin 1985

ANNEXE III

UTILISATION DE JETS SUPERSONIQUES DE CO₂ ou Ne POUR LA NEUTRALISATION DES FAISCEAUX D'IONS

La caractéristique principale des jets supersoniques nécessaire à une neutralisation partielle d'ions très énergétiques (100 à 400 kV) est d'obtenir un rideau de gaz ou de vapeur dont l'épaisseur est de l'ordre de $\langle n_l \rangle = 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

De tels jets ont été calculés et réalisés par M. BACAL [1] de la manière suivante :

Par exemple pour le CO₂ :

1) Vitesse sonique :

$$a_0 = \left[\gamma \frac{kT_e}{m} \right]^{1/2} \quad \gamma = \frac{C_D}{e_v} = 1,3$$

$$k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg/}^\circ\text{K}$$

$$m = 44 \times 1,673 \cdot 10^{-24} \quad g = 7,36 \cdot 10^{-23} \text{ g}$$

avec

$$T = 300 \text{ }^\circ\text{K} \quad a_0 = 2,7 \cdot 10^4 \text{ cm.s}^{-1}$$

2) Le flux par une fente (J.B. ANDERSON [2])

est tel que :

$$F_N = L d a_0 n_0 \left[\frac{\gamma+1}{2} \right]^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma+1)}} \quad \left| \begin{array}{l} L \text{ longueur de fente} \\ d \text{ largeur de fente} \end{array} \right.$$

$$\approx 1,15^{-\frac{(2,3)}{0,6}} L d a_0 n_0$$

$$\approx 0,585 L d a_0 n_0$$

$$F_N = 912,6 T_0^{1/2} L d n_0 \quad \left| \begin{array}{l} P_0 \text{ Torr} \\ T_0 \text{ }^\circ\text{K} \end{array} \right.$$

$$n_0 = 5,656 \cdot 10^{18} \frac{P_0}{T_0} \quad \left| \begin{array}{l} n_0 \text{ cm}^{-3} \end{array} \right.$$

$$P_o = 16 \text{ Torr}$$

$$L = 15 \text{ cm}$$

$$T_o = 300 \text{ }^\circ\text{K}$$

$$d = 0,2 \text{ cm}$$

ce qui donne :

$$F_N = 2,44 \cdot 10^{22} \frac{\text{mole CO}_2}{\text{sec}}$$

Le débit massique étant :

$$G = F_N m_{\text{CO}_2} = 1,8 \text{ gr s}^{-1}$$

ou

$$6,48 \text{ kg/heure}$$

3) Caractéristique de Schimmer (Éplucheur)

$$n_o d \approx 5,55 M_t \left(\frac{R_S}{D} \right)$$

$$M_S = n_l \text{ épaisseur de cible} = 10^{16} \text{ cm}^{-2}$$

$$d = 0,2 \text{ cm (largeur de fente)}$$

$$R_S = 0,5 \text{ cm (distance tuyère-éplucheur)}$$

$$D = 0,3 \text{ cm (largeur de l'éplucheur)}$$

$$\frac{R_S}{D} = 1,67$$

$$M_t = \frac{n_o d}{5,55 \left(\frac{R_S}{D} \right)}$$

$$n_o = 9,656 \cdot 10^{18} \frac{P_o}{T_o} = 5,15 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

$$M_t = 1,110^{16}$$

4) Calcul du nombre de Mach

$$M = 3,06 \left(\frac{R}{d} \right)^{1/3} = 4,14 \quad \frac{n}{n_o} = 0,18 \left(\frac{R}{d} \right)^{-1} \quad \frac{T}{T_o} = 0,32 \left(\frac{R}{d} \right)^{-2/3}$$

5) Rapport des flux Skimmer F_S et jet F_N

$$\frac{F_S}{F_N} = \sin \left[k_1 \operatorname{tg}^{-1} \frac{D}{2R_S} \right] \quad k_1 = 1,12$$

$$\operatorname{tg} \frac{D}{2R_S} = \operatorname{tg} \frac{0,3}{2 \times 0,5} = \operatorname{tg} 0,3$$

$$\operatorname{tg}^{-1} \frac{D}{2R_S} = 0,292 \rightarrow 16^\circ 43' \text{ angle du jet}$$

$$\frac{F_S}{F_N} = \sin 1,12 \times 0,292 = 0,321$$

$$n_g = n_o \times 0,18 \left(\frac{R_S}{d} \right)^{-1} = 3,7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$$

Densité dans le jet

A 10 cm des bases

$$n = 5,15 \cdot 10^{17} \times 0,18 \times \frac{0,2}{10} = 2 \cdot 10^{15}$$

ce qui donne une largeur utile à 10 cm de

$$l = \frac{1,1 \cdot 10^{16}}{2 \cdot 10^{15}} = 5,5 \text{ cm}$$

On obtient donc un neutraliseur court au prix d'un débit de CO_2 en masse de $1,8 \text{ gr.s}^{-1}$ que l'on peut pulser pendant le temps de l'existence du faisceau d'ions (5 secondes) toutes les 10 minutes par exemple soit 37 grammes de CO_2 soit 8 heures de travail.

Épaisseur sur cible argon à N_2 liquide 0,21 mm cette épaisseur permet d'assurer la condensation.

CONCLUSION

Les calculs exacts des jets en détente supersoniques confirment bien les ordres de grandeurs obtenus par des considérations d'effusion thermique parce que les vitesses du CO_2 sont comparables. Cependant ces calculs plus précis permettent d'évaluer l'angle du jet et le dépôt sur le Skimmer.

Nous remercions Madame BUCAL de son aimable contribution à ce travail.

- [1] Gas Dynamics V₄ J.B. ANDERSON
- [2] M. BACAL et al. RSI 53(2) 1982 (159-167).

INJECTEURS DE NEUTRES A HAUTE ENERGIE

A PARTIR D'IONS POSITIFS

PROPOSITION DE DEVELOPPEMENT

(I) PRINCIPES

J. DRUAUX

ASSOCIATION EURATOM-CEA SUR LA FUSION

Département de Recherches sur la Fusion Contrôlée
Centre d'Etudes Nucléaires

Boite Postale n° 20, 92260 FONTENAY-AUX-ROSES (FRANCE)

Résumé

Pour les machines Tokamak du type réacteur l'énergie nécessaire pour la pénétration avec a/λ de l'ordre de 2,5 et $a = 2$ mètres est de l'ordre de 300 KeV pour D_1^+ . A ces énergies le rendement de neutralisation ordinaire avec le gaz D_2 est très faible (6 %). Cependant il est possible d'améliorer considérablement cette situation sans faire appel aux ions négatifs ou aux ions lourds par 3 méthodes.

- L'utilisation de neutraliseurs au CO_2 ou au Néon (Gain de l'ordre de 2 sur la neutralisation).
- Effectuer un recyclage des ions restant défléchis avec une double neutralisation (Gain de l'ordre de 2).
- Utiliser une récupération d'énergie électrique des ions restants après séparation des ions. Ou une récupération Electrostatique de l'énergie.

Compte tenu de cela on peut obtenir un rendement de neutralisation d'au moins 20 % sur les ions de pleine énergie injectés dans la machine et utiliser les neutres d'énergie moitié. La récupération électrostatique de l'énergie restante est facilitée par la séparation et la focalisation des ions. Par exemple 4 sources rectangulaires (15 x 45) cm fournissant 160 A extrait à 300 kV D_1^+ avec 80 % de protons donnent ensemble 8 MW de neutres dans $0,2 \text{ m}^2$ soit 40 MW/m^2 à 300 keV D_1^+ . Ce qui n'est jamais obtenu avec la neutralisation classique même à 50 kV (D_1^+).

I. INTRODUCTION

Le chauffage des plasmas dans les machines toriques (Tokamaks ou Stellarators) de grande dimension nécessite de grandes puissances injectées de l'ordre de 100 MW.

Dans le cas du chauffage par injection de particules rapides, la pénétration de ces particules vers le centre du plasma implique des énergies de l'ordre de 150 à 300 keV suivant qu'il s'agit de $\bar{H}_1^0$ ou $\bar{D}_1^0$ ou de 1 ou plusieurs GeV pour les ions lourds. [1]. Avec les particules légères (H_1^+, D_1^+) il est nécessaire de neutraliser les ions rapides après leur accélération dans un champ électrostatique pour qu'ils pénètrent dans la configuration magnétique de confinement du plasma des machines. Cette obligation pénalise les ions positifs pour lesquels le rendement de neutralisation diminue fortement avec l'énergie par Nucléon ($\eta_N = 6\%$ pour D_1^+ de 300 keV).

Il semble donc que le développement des injecteurs à ions positifs soit limité vers 200 keV pour cette raison physique, et qu'il faut faire appel aux ions négatifs ou aux ions lourds pour des énergies plus élevées.

Cependant d'autres possibilités sont offertes par la nature :

- 1.1) Il est possible de neutraliser avec un meilleur rendement les ions (+) sur des cibles de gaz plus lourds que H_2 ou D_2 [2]. On peut ainsi gagner un facteur 2 à 3 à haute énergie avec CO_2 ou Ne.
- 1.2) Il est possible d'effectuer un ou plusieurs recyclages des ions non neutralisés. C'est l'objectif du présent travail. Le gain est d'un facteur proche de 2 à haute énergie par double neutralisation.

En utilisant simultanément ces deux méthodes on peut donc gagner un facteur de l'ordre de 4 sur l'énergie injectée à l'aide des mêmes sources d'ions à 200 ou 300 kV D_1^+ .

- 1.3) Il est possible de récupérer l'énergie des ions restants par une décélération électrostatique après déflexion et focalisation magnétique de ces ions [3].
- 1.4) Les propriétés focalisantes des champs magnétiques permettent d'obtenir au 2ème étage des faisceaux de neutres focalisés par suite de la focalisation des ions avant leur neutralisation.

Ces 4 apports nouveaux se traduisent bien sûr par une plus grande complexité des injecteurs. Cependant celle-ci doit être examinée de manière comparative par rapport à celle qui fait appel aux ions (-) [4]. De plus il faut noter la difficulté de produire des neutres à partir des ions (-) sans produire corrélativement des ions (+).

II. ENERGIES NECESSAIRES POUR LA PENETRATION DANS LES GRANDES MACHINES

(a) étant le rayon du plasma

(n) sa densité

(λ) le libre parcours moyen des neutres pour l'atténuation $1/e$ on a :

pour $\hat{H}_1^+$	$n\lambda = 5,5 \cdot 10^{17} V$	Vk Volts
pour $\hat{D}_1^+$	$n\lambda = 2,7 \cdot 10^{17} V$	$n (m^{-3})$
		$\lambda (m)$

la pénétration des neutres est peu dépendante de la température des ions et des électrons [5]. On travaille en général avec $a/\lambda \sim 2,5$.

Par des machines de rayon $a = 2$ mètres $\lambda = 0,8$ mètre.

Avec $\langle n \rangle = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ il faut $V_{D1^+} = 150 \text{ kV}$.

La Fig. 1 montre V_{D1^+} en fonction de a pour plusieurs conditions sur $\langle n \rangle$ et a/λ .

Nous verrons que malgré la moindre pénétration on a intérêt à travailler avec des faisceaux de Deutérium entre 150 à 200 keV ce qui est par ailleurs compatible avec le procédé d'accélération à 3 ou 4 électrodes [6].

III. COMPARAISON DES METHODES D'INJECTION

Nous envisageons 3 méthodes d'injection de particules rapides.

- A partir d'ions (+) ; d'ion (-) ; d'ions lourds. Une comparaison quantitative fait intervenir plusieurs notions :

3.1) La puissance totale de neutres injectée

$$P_0 = IV f(V).$$

$f(V)$ est une fonction qui contient la transmission géométrique η_T , le rendement de neutralisation η_N fonction de V ; $f(V) = \eta_T \eta_N(V)$.
On prendra $\eta_N = 0,9 \frac{F_0}{F_0^\infty}$ (près de l'équilibre).

3.2) La transmission optique ionique η_T dépend des pertes dans le système d'extraction, de la divergence du faisceau et de la distance Source-Machine (Z). En posant $\theta = \frac{R}{Z}$

$$\eta_T = K (1 - e^{-(\theta/\alpha)^2}) \quad R \text{ rayon de l'entrée dans la machine}$$

pour un faisceau Gaussien sans convergence magnétique.

K coefficient < 1 tenant compte globalement des pertes à l'extraction et dans le neutraliseur.

3.3) La puissance de neutres par Ampère d'ions transmis

$$\frac{P_0}{\eta_T I} = R(V) = V \eta_N(V) \quad \text{KW de neutres pleine énergie par Ampère d'ions transmis.}$$

Cette valeur $R(V)$ permet de caractériser une injection indépendamment de la transmission géométrique η_T et de la source.

3.4) Courant total des faisceaux pour P_0 donné à V

$$I = S \cdot T \cdot j = \frac{P_0}{V(f)(V)} = \frac{P_0}{\eta_T R(V)}$$

S : surface des Sources ; T : transparence des grilles ; j : densité de courant extraite.

Cette relation permet la comparaison des surfaces de sources nécessaires pour produire la puissance à injecter :

$$S = \frac{P_0}{V \cdot j \cdot T \cdot \eta_T \cdot \eta_N(V)}$$

Une grande surface se traduira par une plus grande distance Source-Machine et une transmission plus faible et plus de réionisation. S est couplé avec η_T par l'intermédiaire de Z et $\theta = R/Z$. On peut définir un facteur de mérite comme étant la puissance de neutres injectée par unité de surface de source P_0/S .

$$\text{par exemple : } j_0^H = \frac{(j_T \cdot n_T \cdot n_N(V))^+}{(j_T \cdot n_T \cdot n_N(V))^-}$$

entre injecteurs avec ions (+) et ions (-) ou entre 2 injecteurs comportant des ingrédients différents. Nous faisons cette comparaison dans le Tableau (I) pour 1 MW de neutres injectés, avec les hypothèses suivantes :

$$\begin{array}{ll} j^+ = 0,15 \text{ A/cm}^2 & j^- = 0,02 \text{ A/cm}^2 \\ n_T^+ = 0,7 & n_T^- = 0,7 \\ T^+ = 0,4 & T^- = 0,4 \end{array}$$

IV. INJECTION DE NEUTRES A HAUTE ENERGIE A PARTIR D'IONS POSITIFS

4.1) Principe de neutralisation multiples

Sur un faisceau d'ions (+) accélérés à la tension V on effectue une neutralisation avec $n_1 > 1$; au voisinage de l'équilibre on a pour l'énergie V, $n = 0,9 F_0^m$ rendement de Neutralisation.

La fraction ionique restante est $(1 - n)$. Pour effectuer une 2ème neutralisation utilisable pour une machine, il faut séparer ces ions par une déflexion magnétique dans une direction qui permet l'injection des nouveaux neutres dans cette machine (Fig. 2) et introduire ensuite une 2ème cible $< n_1 >_2$.

Pour 2 neutralisations on a :

$$n_2 = n + (1 - n) \quad n = n(2 - n)$$

Pour 3 neutralisations on a :

$$\begin{aligned} n_3 &= n + n(1 - n) + n(1 - n)^2 \\ &= n(3 - 3n + n^2) \end{aligned}$$

La formule générale du gain pour p étages :

$$\frac{n_p}{n} = G_p = \sum_{m=1}^p (1 - n)^{m-1}$$

Pratiquement des considérations géométriques limitent l'opération à 2 ou 3 neutralisations qui donnent un gain proche de 2 à 3 si n est faible à haute énergie [2]

4.2) La comparaison précédente montre que l'injection de neutres à partir d'ions positifs est compétitive avec celle utilisant des ions (-) au moins jusqu'à 400 keV.

La Fig. 3 représente $R_V = V n_H(V)$.. fonction de l'énergie d'accélération des ions H_1^+ et D_1^+ et pour plusieurs neutraliseurs : D_2 ; CO_2 ; Ne. Cela pour la simple et la double neutralisation. Nous voyons que jusqu'à 400 keV ($\bar{D}_1^+$) avec Néon comme neutraliseur et double neutralisation on obtient 60 kW/Amp. d'ions Transmis. Alors que à 100 keV ($\bar{D}_1^+$) avec D_2 comme neutraliseur et 1 seule neutralisation on obtient 50 kW/Amp. d'ions transmis. Cette valeur de 50 kW/Amp. transmis est le maximum et correspond à 100 kV d'énergie. On retrouverait cette valeur vers 450 kV. Ceci montre l'intérêt de ce procédé pour l'injection de neutres à haute énergie. D'autre part on voit que $R_{D1}^+ = 2 R_{H1}^+$.

4.3) Réduction de l'importance relative de l'énergie moitié :

La neutralisation est concomitante avec la dissociation

La Fig. 4 représente $\frac{n_{V/2}}{n_V} = \varphi(V)$

Si α_1 est la proportion de D_1^+ extraits
 α_2 " " " D_2^+ "

$$\text{On a : } R_{D2}^+ = 2 \left(\frac{V}{2} \right)^{n_{V/2}} \alpha_2$$

$$R_{D1}^+ = V n_V \alpha_1.$$

d'où

$$\frac{R_{D2}^+}{R_{D1}^+} = \frac{n_{V/2}}{n_V} \frac{\alpha_2}{\alpha_1}$$

Nous voyons que dans le cas d'une injection classique : 1 seul neutraliseur D_2 :

Avec $\alpha_1 = 70\%$ de D_1^+ (200 kV)

$\alpha_2 = 30\%$ de D_2^+ (200 kV)

$$\text{On a } \frac{R_{D_2^+}}{R_{D_1^+}} = 3,5 \frac{0,3}{0,7} = 1,5$$

C'est-à-dire 1,5 fois plus de puissance de neutres injectée par Amp. d'ions transmis à l'énergie moitié qu'à pleine énergie. Ce qui montre l'importance des sources à fort taux de protons surtout à haute énergie. Dans le cas de la double neutralisation avec le Néon à 200 kV,

$$\text{on a : } \frac{R_{D_2^+}}{R_{D_1^+}} = 1,5 \frac{0,3}{0,7} = 0,64$$

Le poids énergétique de l'espèce d'énergie moitié est pratiquement 2 fois moins grande que dans le cas précédent.

Cette propriété permettra de tolérer l'espèce V/2 en proportion plus grande que dans la méthode classique.

4.4) La Fig. 5 montre un cas typique d'injection avec 4 sources fournissant 160 A extraits et 113 A d'ions utilisables après transmission jusqu'au queuebot d'une machine. Dans le cas $\alpha_1 = 100\%$ de Deutons sur Néon avec double neutralisation. En fonction de V on voit augmenter l'énergie à récupérer, celle-ci devient importante par rapport à l'énergie des neutres vers 300 kV (D_1^+)

4.5) La Fig. 6 montre le cas du même groupe de 4 sources d'ions avec $\alpha_1 = 70\%$ de Deutons D_1^+ à pleine énergie et $\alpha_2 = 30\%$ D_2^+ α_3 étant négligé. La neutralisation double étant effectuée sur le Néon :

On obtient à 200 KV

7,2 MW de D_1^+ de 200 KeV

2,4 MW de D_2^+ de 100 KeV

10 MW de D_1^+ de 200 KeV

5,6 MW de D_1^+ de 100 KeV

Soit 9,6 MW de neutres au total

et 15,6 MW d'ions à récupérer en D_1^+ (200 et 100 KeV)

4.6) La Fig. 7 montre la comparaison entre les puissances de neutres injectées par les ions (+) et les ions (-) pour la même surface de source $4(15 \times 45) \text{ cm}^2$ et pour $j^+ = 150 \text{ mA/cm}^2$ et $j^- = 20 \text{ mA/cm}^2$ avec une neutralisation $\eta_N = 0,6$ constante en fonction de V. Nous voyons que dans ces conditions on peut obtenir la même puissance de neutres de 5,6 MW à pleine énergie pour 440 kV.

Ce n'est qu'au delà de cette énergie par particule que les ions négatifs sont plus efficaces que les ions positifs pour ces valeurs de densité de courant et de transmission.

Sur la Fig. 7 on a tracé les puissances de neutres injectées pour plusieurs procédés de neutralisation

A	$D_1^+ + D_2$
B	$2(D_1^+ + CO_2)$
C	$2(D_1^+ + Ne)$
D	$D_1^- + D_2$

4.7) Sur la Fig. 8 nous avons représenté le rendement de neutralisation utilisable η_N après n opérations de recyclage des ions restants et cela pour plusieurs valeurs de neutralisation initiale $\eta_1(V)$.

En limitant le nombre d'opérations de recyclage à $n = 2$ et en utilisant des jets supersoniques (CO_2) comme neutraliseurs on passe de η_1 (300 kV) Deutérium de 6 % à η_2 (300) CO_2 de 32 % soit un gain de 5,3.

Avec trois opérations de recyclage dans les mêmes conditions on obtient η_3 (300) $CO_2 = 45 \%$ soit un gain de 7,5 au prix d'un allongement de la ligne $L \sim 10$ metres et un angle des faisceaux extrêmes de $\sim 45^\circ$.

Sur cette fig. 8 on peut également constater l'intérêt de cette méthode même lorsque l'énergie d'accélération est plus faible que 300 kV.

Par exemple à 100 kV (D_1^+)

La neutralisation initiale est

$$\eta_1 (100 \text{ kV})_{\text{CO}_2} = 0.4 \quad \text{et} \quad \eta_2 (100 \text{ kV})_{\text{CO}_2} = 0,65$$

$$\eta_3 (100 \text{ kV})_{\text{CO}_2} = 0,72$$

CONCLUSIONS

L'ensemble des méthodes utilisées pour la production de neutres à haute énergie (200 à 400 kV). Avec : Neutralisation par jets supersoniques CO_2 ou Ne. Double neutralisation et récupération d'énergie des ions restants sur les ions (+) rendent crédible l'utilisation des ions (+) à ces énergies compte tenu de la complexité et du coût des mêmes performances avec les ions (-).

L'utilisation de sources rectangulaires à fort taux de neutrons [7] qui peuvent fournir environ 80 % de D_1^+ sont très favorables pour ces méthodes.

D'autre part des résultats récents permettent d'envisager la possibilité d'injecter l'énergie moitié sans inconvénient pour les plasmas.

Nous tiendrons compte de ces remarques pour concevoir un injecteur basé sur ces principes, dans la deuxième partie de ce travail.

TABLEAU I
Calcul des paramètres d'injection pour 1 MW de neutres D_1 Injectés
Divergence = $0,7^\circ$ pour $\alpha_1 = 100\%$ de Deutons

V kV	j A/cm ²	η_T	η_N	I _{ext} A	T	S cm ²	Z m	$\frac{R}{Z} - \beta$ degrés	P _{ext} MW	$\eta_T \frac{P_{ext} - P_N}{MW}$ à récupérer	R V η_N kW/A	Type d'injecteur
100	0,15	0,7	0,5	30	0,4	476	6	2,86	3	1,1	50	$D_1^+ + D_2$ (1 Neutraliseur)
100	0,15	0,7	0,6	24	0,4	400	7	2,45	2,4	0,68	60	$D_1^+ + Ne$ (2 Neutraliseurs)
200	0,15	0,7	0,16	45	0,4	740	6	2,86	9	5,3	32	$D_1^+ + D_2$ (1 Neutraliseur)
200	0,15	0,7	0,2	36	0,4	600	5	3,43	7	3,9	40	$D_1^+ + Ne$ (1 Neutraliseur)
200	0,15	0,7	0,4	18	0,4	300	7	2,45	3,6	1,5	80	$D_1^+ + Ne$ (2 Neutraliseurs)
200	0,15	0,7	0,5	15	0,4	240	12	1,43	3	1,1	100	$D_1^+ + Ne$ (3 Neutraliseurs)
300	0,15	0,7	0,24	20	0,4	330	7	2,45	6	3,2	72	$D_1^+ + Ne$ (2 Neutraliseurs)
300	0,15	0,7	0,33	14,4	0,4	240	12	1,43	4,3	2	100	$D_1^+ + Ne$ (3 Neutraliseurs)
300	0,02	0,5	1	6,7	0,6	560	12	1,43	2	0	300	$D_1^+ + Laser$ (1 Neutraliseur)
300	0,02	0,7	0,6	8	0,6	660	12		2,4	1,66	180	$D_1^+ + D_2$ (1 Neutraliseur)
700	0,02	0,7	0,6	3,4	0,6	283	12		2,37	0,66	420	$D_1^+ + D_2$ (1 Neutraliseur)

REFERENCES

- [1] R. Deicas, Proc. 3rd point Varenna - Grenoble Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasma COMO (1982). 87.
- [2] L.R. Grisham, D.E. Post Nuc. Tech. Fusion V2 Janv. 1982, p. 104-109.
- [3] M. Fumelli, P. Raimbault, 10th Symp. on Fusion Tech. Padova (1978).
- [4] R.V. Pyle, Proc. Int. Ion Eng. Congress IPAT (1983) p. 423-434.
- [5] P. Raimbault, J.P. Girard, Physica Scripta V23 107-114 (1981).
- [6] Fumelli - Raimbault. et Al. 13^e Symp. Fusion. Techn. Varese, (1984).
- [7] Matsuda and Al. Proc. Int. Symp. ROMA (1984).VII p. 1225-1232.

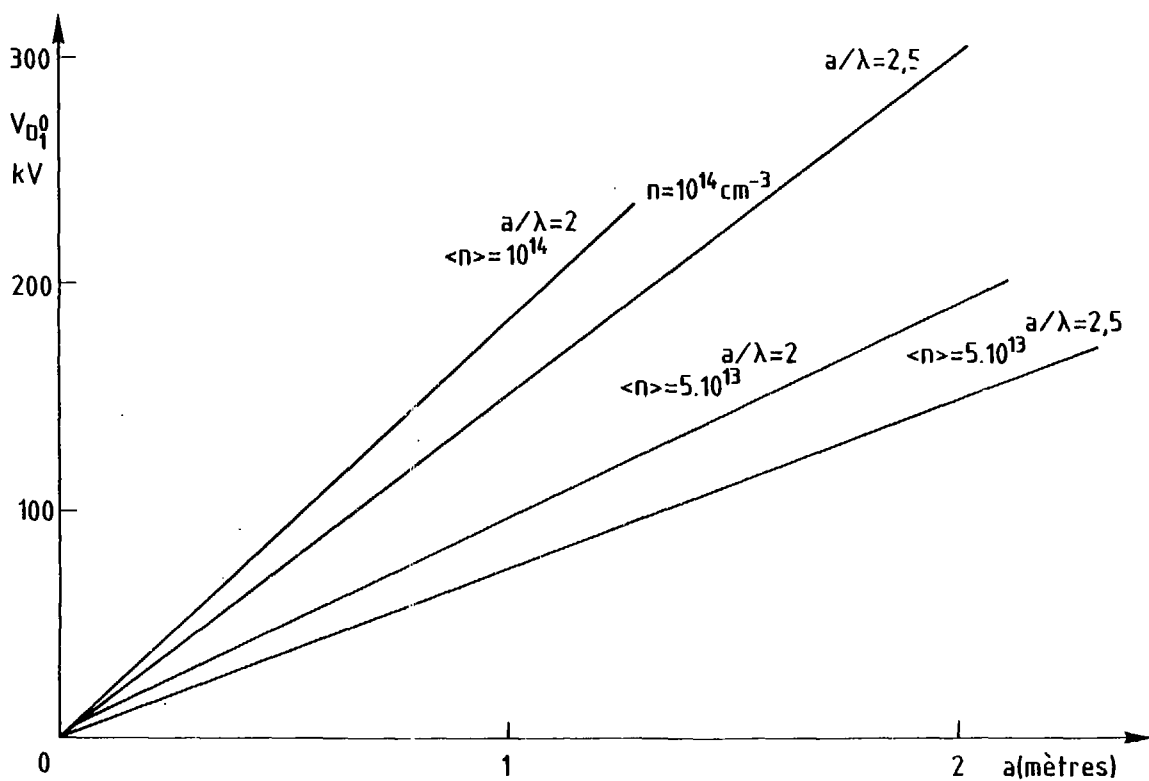


Fig. 1 - Pénétration de Deutérium $\tilde{D}_1^0$ (V)

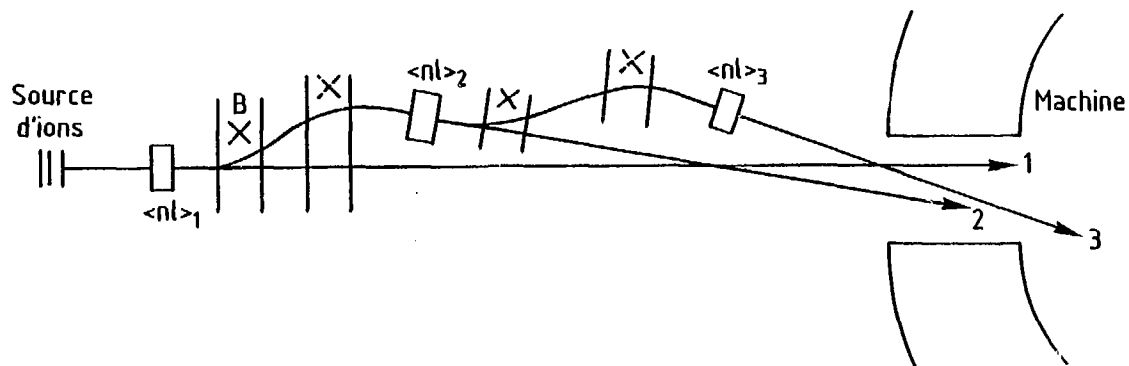


Fig. 2 - Principe de la Neutralisation multiple

$R = V\eta_v$
(kW/A transmis)

H ↑ D

60 120

50 100

40 80

30 60

20 40

10 20

0

50

100

100

200

150

300

200

400

$V_{H_1^+}$

$V_{D_1^+}$

(kV)

60%
 H^-
 D^-

— Avec 1 seule neutralisation

- - - Avec 2 neutralisations

Ne 2 neutraliseurs

CO₂ 2 neutraliseurs

Ne 1 neutraliseur

H₂ 2 neutraliseurs

CO₂ 1 neutraliseur

H₂ 1 neutraliseur

Fig. 3 - Rendement de puissance de neutres transmis

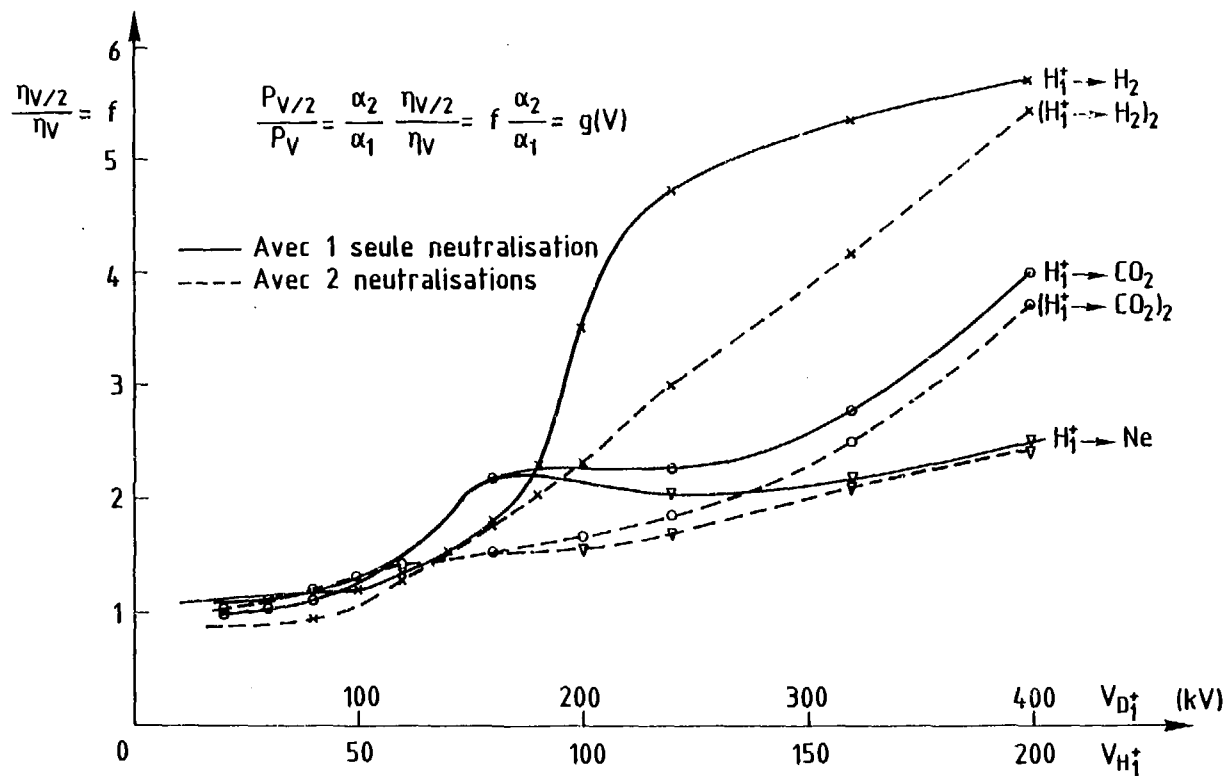


Fig. 4 - Variation de la proportion d'énergie transmise

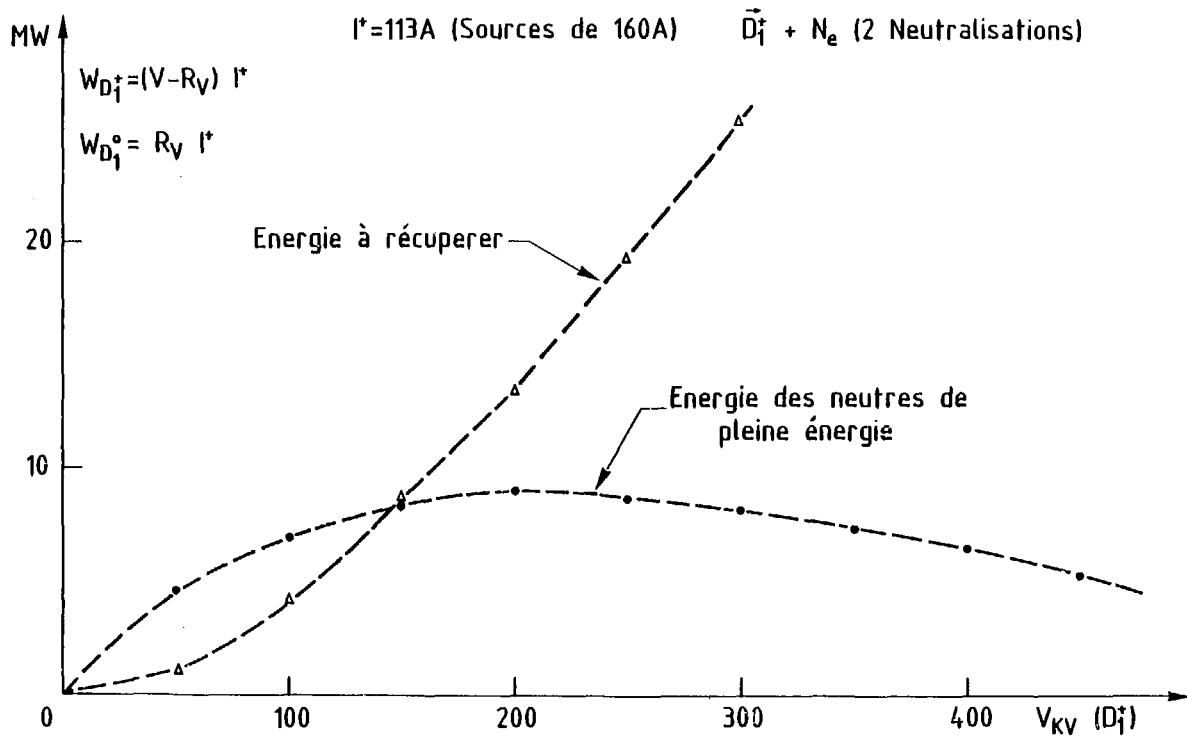


Fig. 5 - Puissance de neutre et puissance ionique restante dans le cas $\alpha_1 = 100\%$ de deutons

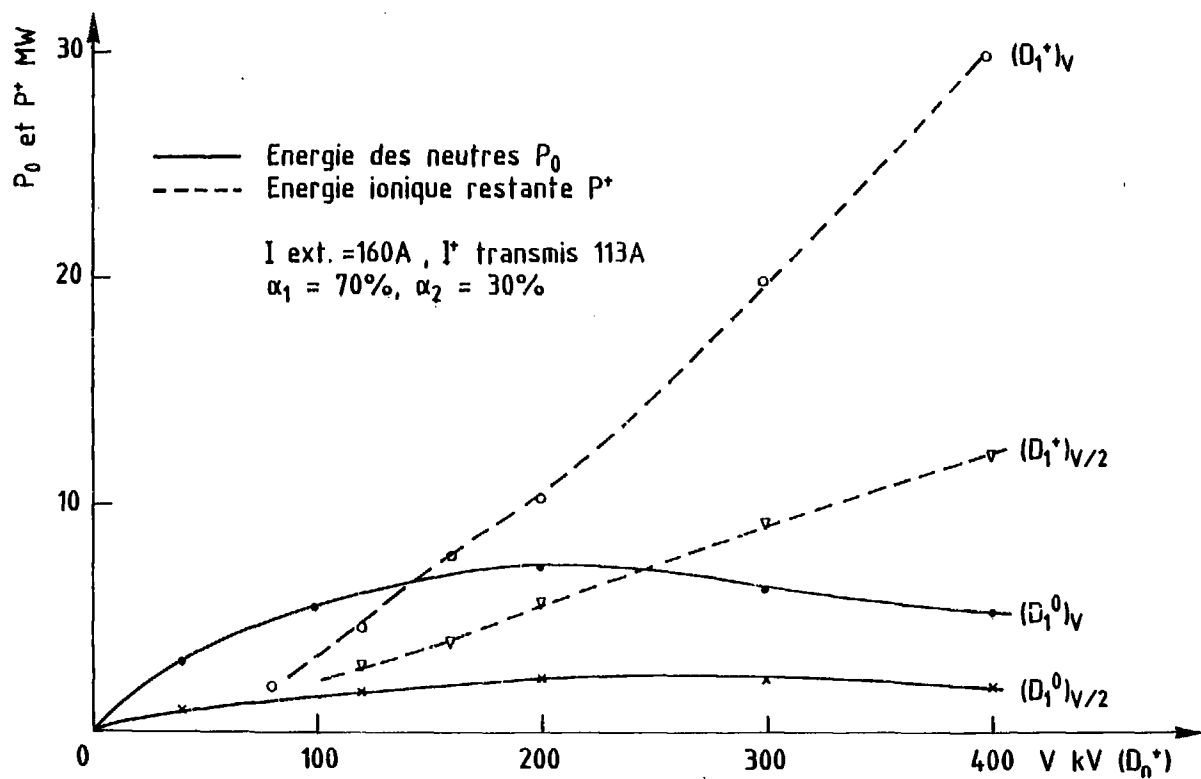


Fig. 6 - Puissance de neutres et puissance ionique restante
 dans le cas $\alpha_1=70\%$, $\alpha_2=30\%$

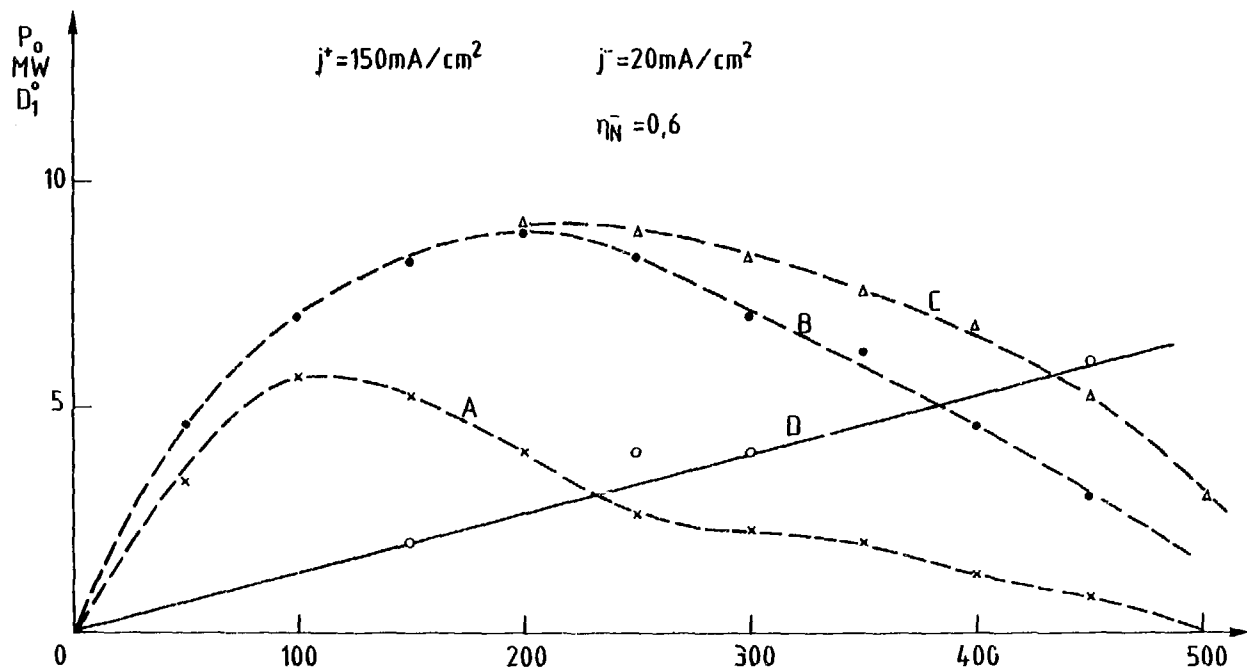


Fig. 7 - Comparaison des puissances de neutres injectées par ions (+) et ions (-). Pour 4 sources $(15 \times 45) \text{ cm}^2$ à courant extrait constant en $f(V)$.

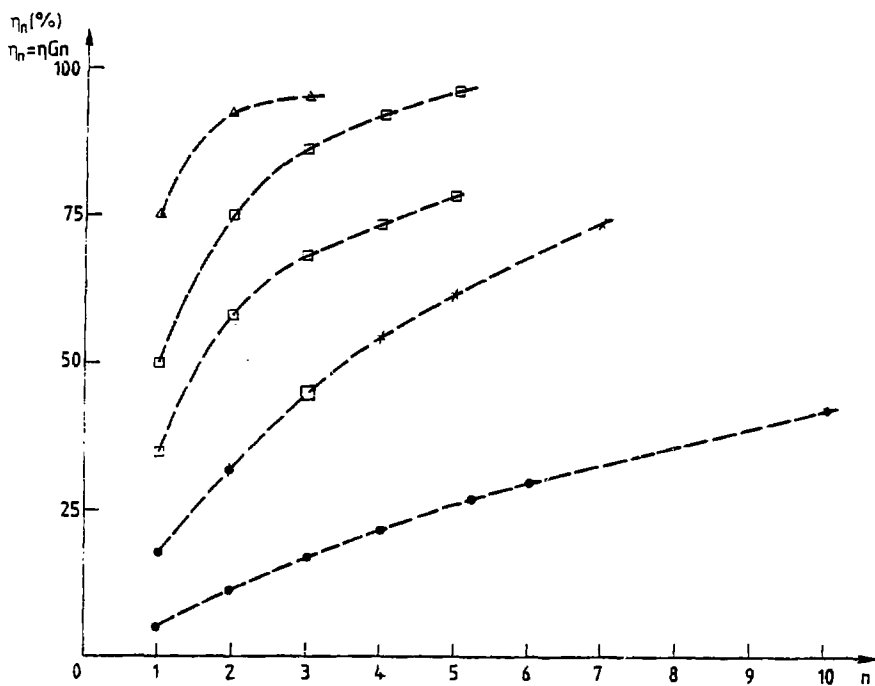


Fig. 8 - Rendement de neutralisation η_n après n opérations de recyclage pour plusieurs valeurs initiales $\eta(v)$

INJECTEURS DE NEUTRES A HAUTE ENERGIE

A PARTIR D'IONS POSITIFS.

PROPOSITION DE DEVELOPPEMENT

(II) Conception de l'injecteur

J. DRUAUX

1). CONCEPTION DE L'INJECTEUR

L'étude précédente (I) a montré l'intérêt de réaliser à la fois une neutralisation des ions par un gaz plus lourd que D_2 , par exemple CO_2 ou Ne, une double neutralisation et une récupération de l'énergie des ions restants.

La neutralisation par CO_2 ou Ne doit se faire par jets supersoniques. Soit CO_2 avec cryogénie à l'Azote liquide. Soit Ne avec cryogénie à l'Hélium liquide. (Annexe III).

2). PROBLEME DE LA NEUTRALISATION DE LA CHARGE D'ESPACE DES FAISCEAUX D'IONS (N.C.E.)

Avec la seule accélération électrostatique des ions dans un système d'accélération à 3 électrodes et la neutralisation par le gaz de la source nous avons pris l'habitude de neutraliser la charge d'espace du faisceau d'ions à haute pression ($3 \text{ à } 5 \cdot 10^{-3} \text{ T}$) au voisinage des grilles G_2 et G_3 et dans le neutraliseur. Avec une telle pression, l'épaisseur de la gaine du plasma secondaire du neutraliseur est très faible ($\sim 1 \text{ mm}$), et de plus ce niveau de pression permet de réduire le temps de neutralisation de charge d'espace, qui correspond à la vitesse de création d'électrons lents dans le gaz neutre près de G_2 , à une valeur de l'ordre de $0,1 \mu \text{ sec}$, $\tau_n = (n_0 \sigma_1 v_1)^{-1}$; σ pour la réaction $\bar{D}_1^+ + D_2 \rightarrow \bar{D}_1^+ + D_2^+ + e^-$. Ceci permet la Neutralisation de la Charge d'Espace des faisceaux même bruyants pour des fréquences de l'ordre de 10 MHz . Le défaut de N.C.E. est $\frac{\Delta j}{j}$ pour $(\Delta j)_f$ avec $f > 10 \text{ MHz}$. On est donc ass. é de bénéficier de la bonne optique ionique à l'extraction (Divergence de l'ordre de $0,6 \text{ à } 0,7^\circ$). Dans le cas d'une extraction à plus basse pression il faut que ces conditions soient conservées. Pour cela nous devons maintenir G_3 aussi près que possible de G_2 pour minimiser la divergence de charge d'espace entre G_2 et G_3 .

D'autre part la double neutralisation nécessite la séparation spatiale des ions par rapport aux neutres déjà formés dans la 1ère cellule à gaz $\langle n \rangle > 1$. Il faut s'assurer que la N.C.E. est réalisée dans le faisceau ionique y compris dans le champ magnétique (qui ne fait que réduire la mobilité des e^- lents dans les directions $\perp B$). Cette seconde condition ne pose pas de problèmes : elle a été réalisée dans les Calutrons d'Oak Ridge et les autres séparateurs d'isotopes électromagnétiques dans les années 40 et 50 pour des faisceaux de l'ordre de 1'Ampère à 30 keV, les résolutions $\Delta M/M$ étaient de 200 pour l'Uranium ou le Mercure par exemple [1][2][3][4]. Bien que des confirmations expérimentales s'imposent pour vérifier ces 2 points nous supposons par la suite qu'elles sont réalisées.

3). SEPARATION DES IONS PAR RAPPORT AUX NEUTRES

Pour une source d'ions de dimensions (y_s, x_s) la neutralisation multiple des ions doit comporter plusieurs opérations :

- Séparer les ions des neutres déjà formés dans la 1ère cellule d'échange de charge, par une déflexion d'amplitude supérieure à la hauteur y_s de la source.
- Orienter les trajectoires moyennes des ions vers le queusot d'injection de la machine pour préparer la 2ème neutralisation, par une inflexion du même ordre que la déflexion précédente.
- Réduction du chromatisme d'énergie, de manière à pouvoir injecter simultanément l'énergie V et l'énergie moitié $V/2$.
- Focalisation des ions dans la direction de la petite dimension du queusot d'entrée (focalisation parallèle à $\vec{B}$).

Pour réaliser ces opérations sans affecter l'optique du faisceau donné à l'extraction (conserver la N.C.E.). Il faut utiliser la mise en série de 2 secteurs magnétiques de champs opposés qui constituent ensemble un Doublet Magnétique Quasi Achromatique (D.M.A.) montré sur la Fig. 1.

4) PROPRIETES DES TRAJECTOIRES DANS LE D.M.A.

Prenons 2 faisceaux d'ions caractérisés par la masse M_1 et l'énergie V_1 et la masse M_2 , énergie V_2 . La déflexion dans l'aimant Δ_1 est telle que les trajectoires sont des arcs de cercles :

$$(4.1) \quad y_{11} = \rho_{11} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta_1}{\rho_{11}} \right)^2} \right) = \frac{\Delta_1^2}{2 \rho_{11}} \text{ si } \Delta_1 / \rho_{11} \ll 1 \text{ avec } \rho_{11} = \frac{144 \sqrt{M_1 V_1}}{B_1}$$

$$(4.2) \quad y_{12} = \rho_{12} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta_1}{\rho_{12}} \right)^2} \right) = \frac{\Delta_1^2}{2 \rho_{12}} \text{ avec } \rho_{12} = \frac{144 \sqrt{M_2 V_2}}{B_1}$$

$$(4.3) \quad \text{et } \frac{y_{12}}{y_{11}} = \frac{\rho_{11}}{\rho_{12}} \frac{\left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta_1}{\rho_{11}} \right)^2} \right)}{\left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta_1}{\rho_{12}} \right)^2} \right)} \neq \sqrt{\frac{M_1 V_1}{M_2 V_2}}$$

Les angles après Δ_1 sont tels que :

$$(4.4) \quad \text{tg } \phi_{11} = \frac{\Delta_1 / \rho_{11}}{\sqrt{1 - (\Delta_1 / \rho_{11})^2}} \neq \frac{\Delta_1}{\rho_{11}} \text{ et } \text{tg } \phi_{12} = \frac{\Delta_1 / \rho_{12}}{\sqrt{1 - (\Delta_1 / \rho_{12})^2}} \neq \frac{\Delta_1}{\rho_{12}}$$

La translation au niveau de l'entrée dans l'aimant Δ_2 est :

$$(4.5) \quad y_{21} = y_{11} + \frac{\Delta_1 \Delta_2}{\rho_{11} - y_{11}} \neq \frac{\Delta_1^2}{2 \rho_{11}} + \frac{\Delta_1 \Delta_2}{\rho_{11}}$$

$$(4.6) \quad \text{et } y_{22} = y_{12} + \frac{\Delta_1 \Delta_2}{\rho_{12} - y_{12}} \neq \frac{\Delta_1^2}{2 \rho_{12}} + \frac{\Delta_1 \Delta_2}{\rho_{12}}$$

$$(4.7) \quad \text{et } \frac{y_{22}}{y_{21}} \neq \sqrt{\frac{M_1 V_1}{M_2 V_2}}$$

Pour annuler l'angle de déflexion $\phi_{11} = \frac{\Delta_1}{\rho_{11}}$; il faut une inflexion

$$(4.8) \quad \phi_{31} = \frac{\Delta_1}{\rho_{21}} = - \frac{\Delta_1}{\rho_{11}}$$

avec $(9.4)_p = 144 \frac{\sqrt{M_1 V_1}}{B_2}$ et $\phi_{32} = \frac{\Delta_1}{\rho_{22}} = - \frac{\Delta_1}{\rho_{12}}$

Comme $\frac{\rho_{11}}{\rho_{12}} = \frac{\rho_{21}}{\rho_{22}} = \sqrt{\frac{M_1 V_1}{M_2 V_2}}$ on en déduit que pour le même Δ_3 les 2

trajectoires des ions $(M_1 V_1)$, $(M_2 V_2)$ sont achromatiques pour les angles, mais non pour les translations qui sont telles que :

$$(4.10) \quad \frac{y_{21}}{y_{11}} = \sqrt{\frac{M_1 V_1}{M_2 V_2}} = \frac{\rho_{11}}{\rho_{12}}$$

Si l'on veut que les trajectoires moyennes convergent vers $y = 0$, il faut ajouter un aimant de largeur Δ'_3 avec le même champ B_2 .

On aura, alors les angles de sortie du 2ème aimant :

$$(4.11) \quad \phi_{41} = \frac{\Delta'_1}{\rho_{21}} \text{ et } \phi_{42} = \frac{\Delta'_1}{\rho_{12}}$$

Ce qui donne les distances de convergence pour les 2 espèces :

$$(4.12) \quad \Delta_{41} = \Delta y_1 \frac{\rho_{21}}{\Delta'_1} \text{ et } \Delta_{42} = \Delta y_2 \frac{\rho_{22}}{\Delta'_1} = \Delta_{41}$$

On voit qu'il y a achromatisme rigoureux pour les trajectoires moyennes aux faibles angles puisque nous avons assimilé $\frac{\Delta'_1}{\rho_{21}} = \tan \theta_{41} = \theta_{41}$ etc... L'écart à l'achromatisme fait l'objet de l'Annexe I. Ce système D.M.A. présente un grand intérêt et compte tenu des conclusions de l'étude précédente (I) nous avons la possibilité d'injecter la pleine énergie et l'énergie moitié, (l'énergie 1/3 étant éliminée sur une cible adaptée). La récupération électrique d'énergie des ions restants est préparée par une troisième déflexion magnétique focalisante sur les 2 espèces restantes séparées spatialement (Fig. 2) ou dans un "beam dump" électrostatique.

5. DETERMINATION DE LA LONGUEUR DE LA LIGNE

Sur la Fig. 2 nous voyons les différents paramètres et leurs définitions. Nous avons 5 paramètres fixés :

$$x_s, y_s, y_1, y_Q, \Delta_Q, \rho_{12} = \frac{\rho_{11}}{\sqrt{2}}$$

Mais y_1 sera éliminé par convergence géométrique initiale et 7 paramètres libres :

$$\Delta_0, \Delta_1, \Delta_{11}, \Delta_2, \Delta_3, \Delta'_3, \Delta_4$$

Une condition de séparation des ions telle que :

$$(5.1) \quad y_1 = A \cdot y_s \quad A = 1,2$$

$$(5.2) \quad (y_M)_1 = y_s (1 + A) \text{ pour la pleine énergie}$$

$$(5.3) \quad (y_M)_2 = y_s (1 + A \sqrt{2}) \text{ pour l'énergie } V/2$$

Une condition d'entrée dans la machine de l'espèce $V/2$ telle que :

$$(5.4) \quad \frac{(y_M)_2 - y_Q}{\Delta_Q} = \frac{(y_M)_2}{\Delta_s} = \frac{\Delta'_s \sqrt{2}}{\rho_{21}} = \frac{y_s (1 + A \sqrt{2})}{\Delta_s}$$

5.1 Longueur de la ligne

Avec ces conditions on peut calculer la longueur de la ligne qui sera la même pour les 2 espèces à 10 % près. La longueur de la ligne est :

$$(5.5) \quad Z = \Delta_0 + \Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3 + \Delta'_3 + \Delta_4$$

Δ_0 Dépend de la longueur du 1er neutraliseur et de la valeur tolérée du champ magnétique résiduel du 1er aimant dans le neutraliseur et la source. On prendra

$$(5.6) \quad \Delta_0 = B x_s \quad (B = 4)$$

Δ_1 Dépend de la largeur de l'entrefer du 1er aimant pour avoir une portion suffisante de champ uniforme. x_s est de l'ordre de l'entrefer, d'autre part l'aimant réel a une largeur (5.7) $\delta_1 = \Delta_1 - 2 x_s$. On aura $\Delta_1 = C x_s$ avec $C = 4$

Δ_2 et ρ seront déterminés :

- par la condition de translation du faisceau :

$$(5.8) \quad y_{11} = \rho_{11} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta_1}{\rho_{11}} \right)^2} \right) \quad (\text{Fig. 1})$$

$$(5.9) \quad y_{12} = \rho_{12} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta_1}{\rho_{12}} \right)^2} \right)$$

Avec $\frac{\Delta_1}{\rho_{11}} = 0,5$ donne

$$\begin{cases} \rho_{11} = 120 \text{ cm} \\ \rho_{12} = \frac{120}{\sqrt{2}} = 84,8 \text{ cm} \end{cases}$$

$$(5.10) \quad \text{tg } \phi_{11} = \frac{\Delta_1 / \rho_{11}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\Delta_1}{\rho_{11}} \right)^2}} = 0,577 \quad (\phi_{11} = 30^\circ)$$

$$(5.11) \quad \text{tg } \phi_{12} = \frac{\Delta_1 / \rho_{12}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\Delta_1}{\rho_{12}} \right)^2}} = 1 \quad (\phi_{12} = 45^\circ)$$

$$(5.12) \quad y_{21} = A y_s = y_{11} + \Delta_2 \text{tg } \phi_{11}$$

$$\text{d'où (5.13) } \Delta_2 = \frac{A y_s - y_{11}}{\text{tg } \phi_{11}} \quad \begin{matrix} y_s = \text{Ex}_s \\ y_{11} = \frac{C x_s}{4} \end{matrix}$$

En tenant compte des relations précédentes on obtient

$$\Delta_2 = x_s \left(A E - \frac{C}{4} \right) \times 1,73$$

$$(5.14) \quad \Delta_3 = \Delta_1 = C x_s$$

$\Delta_4 = D y_s$ D est défini à partir de la condition d'entrée de l'espèce V/2 dans le queueot de la machine par :

$$(5.15) \quad \frac{(y_M)_2}{\Delta_4} = \frac{y_s (1 + A \sqrt{2})}{D y_s} = \frac{1 + A \sqrt{2}}{D} \quad (\text{Fig. 1})$$

$$(5.16) \quad \Delta_4 = \text{Ex}_s \frac{\Delta_0}{y_2} (1 + A \sqrt{2})$$

De la valeur de Δ_4 on peut déduire celle de Δ'_3 pour l'inflexion des faisceaux par :

$$(5.17) \quad \frac{(y_M)_2}{\Delta_4} = \frac{\Delta'_3 \sqrt{2}}{\rho_{21}}$$

$$\text{d'où (5.18) } \Delta'_3 = \sqrt{2} C x_s \frac{y_0}{\Delta_0}$$

D'où la longueur de la ligne

$$\begin{aligned} Z &= \Delta_0 + \Delta_1 + \Delta_2 + \dots \\ &= B x_s + C x_s + (AE x_s - \frac{C x_s}{4}) 1,73 + \dots \\ &\quad + \Delta_3 + \Delta_4 + \Delta'_3 \\ &\quad C x_s + E x_s \frac{\Delta_Q}{y_Q} (1 + A \sqrt{2}) + \sqrt{2} C x_s \frac{y_Q}{\Delta_Q} \end{aligned}$$

où

$$\frac{Z}{x_s} = B + 2C + (AE - \frac{C}{4}) 1,73 + \frac{\Delta_Q}{y_Q} (1 + A \sqrt{2}) + C \sqrt{2} \frac{y_Q}{\Delta_Q}$$

(voir Tableau (I) pour les valeurs numériques)

Cette expression représente un maximum de longueur de la ligne pour plusieurs raisons :

- Il n'a pas été tenu compte des convergences géométriques des grilles des sources vers le centre du plasma.
- D'autre part nous avons considéré que les 2 aimants ont des faces parallèles. Or nous verrons au chapitre (8) que le fait d'utiliser des secteurs d'angle faible γ_1 et γ_2 permet des convergences supplémentaires qui réduiront les dimensions verticales du faisceau et la longueur Z pour un x_s donné.

5.2) Avec convergence géométrique

Les calculs précédents étant déjà relativement lourds, la procédure consiste à se servir de l'étude précédente pour donner des valeurs aux distances et épaisseurs des aimants et à tracer les trajectoires sur épure avec orientation de la source vers le centre du plasma et en tenant compte de la focalisation géométrique des grilles, mais aussi d'une divergence initiale des faisceaux de $0,7^\circ$ par exemple.

TABLEAU (I)
 LONGUEUR DE LA LIGNE EN FONCTION DES DIMENSIONS DE LA SOURCE (x_s, y_s)
 AVEC AIMANTS PLATS SANS CONVERGENCE GEOMETRIQUE

Z	x_s	y_s	A	B	C	E	y_Q	Δ_Q	y_{Mz}	δ_1	δ_3	Δ_2	Δ_4	Δ'_3	ϕ_1	ϕ_2	ρ_{11}
cm	cm	cm					cm	cm	cm	cm	cm	cm	cm	cm			
611	15	40	1,2	4	4	2,66	50	150	107	30	58	74	321	28	30	45	120

Rappel des définitions

$$y_{11} = A y_s = AE x_s$$

$$\Delta_0 = B x_s$$

$$\delta_1 = \Delta_1 - 2 x_s$$

$$\text{Entrefer} = x_s$$

$$\Delta'_2 = \Delta_2 + 2 x_s$$

$$\rho_{11} = 2 C x_s$$

$$y_s = E x_s$$

$$\Delta_1 = C x_s = \Delta_3$$

$$\delta_3 = \Delta_3 - 2 x_s + \Delta'_3$$

$$y_{Mz} = y_s (1 + A \sqrt{2})$$

6). ORGANISATION DES ELEMENTS DE LA LIGNE

6.1 Nous prenons la largeur (x_s) de la source comme étant de l'ordre de l'entrefer des aimants ceci compte tenu des diaphragmes limitant l'ouverture des faisceaux et de la convergence géométrique dans les 2 directions (x,y) de la source.

6.2 Les aimants réels auront une largeur suivant z qui est $\delta = (\Delta - 2 x_s)$ en posant x_s = Entrefer car les trajectoires circulaires sont prises sur Δ pour un aimant réel ($\Delta - 2 x_s$). Ceci revient à considérer que le champ de fuite est localisé sur 1 entrefer (approximation classique).

6.3 La courbure géométrique des grilles, ou le beam steering dans la direction y de la source doit correspondre à une courbure analogue des aimants de telle sorte que les angles d'attaque des faisceaux soient les mêmes tout le long de la source. Ceci permettra de préparer la réalisation d'une convergence dans la direction (x) parallèle au champ (B) par orientation de l'angle d'attaque faisceau-face d'entrée et de sortie (voir 8). Pour cela on utilise la composante du champ de fuite des aimants qui donne une force de rappel vers le plan médian des aimants.

6.4 La disposition des pièces polaires et des bobines magnétisantes des aimants est symétrique par rapport au plan médian des injecteurs pour 2 sources comme indiqué Fig. (3) ou pour 4 sources. Fig. 4.

6.5 Une évaluation du pompage différentiel est donnée en Annexe IV.

7). EXTRACTION DES IONS

Un élément supplémentaire pour le choix de la hauteur (y_s) de la source est la puissance extraite qui est liée à la densité de courant pour 200 kV (D_p) par exemple et à la transparence des grilles pour les temps de pulses longs.

Le système d'extraction à 3 électrodes a été étudié et expérimenté à FAR jusqu'à 160 kV [3]. Une extrapolation à 200 kV donne des densités de courant de l'ordre de 150 mA/cm². En effet on a $j_v = k V^{-\frac{1}{2}}$ compte tenu de la tenue en tension $V_{MAX} = k d_{1-2}$ et de la relation de Langmuir. La puissance par source est alors $P_s = g V^{\frac{3}{2}}$. Pour une unité de source de dimensions $x_s = 15$ cm ; $y_s = 45$ cm travaillant à 0,15 A /cm² avec une transparence

$T = 0,4$ nécessitée par les impulsions longues avec grilles refroidies. On a à 200 kV :

$$I_s = x_s \cdot y_s \cdot j_v \quad T = 40 \text{ A}$$

$$\text{soit } P_s = 200 \times 40 = 8 \text{ MW}$$

Pour 300 kV on aurait $I_s = 40 \text{ A}$ et $P_s = 12 \text{ MW}$

Compte tenu du rendement de transmission (0,7) et de la neutralisation à 2 étages (0,4) on aura :

$$P_o = 8 \cdot 0,7 \times 0,4 = 2,24 \text{ MW par source à 200 kV}$$

et

$$P_o = 12 \cdot 0,7 \times 0,23 = 1,9 \text{ MW par source à 300 kV}$$

Nous voyons que la dimension de source $(15 \times 45) \text{ cm}^2$ est bien adaptée au but recherché. Par ailleurs ces sources rectangulaires sont opérationnelles sur J.E.T.

8). FOCALISATION DES FAISCEAUX DANS LA DIRECTION (x) PARALLELE A $\vec{B}$ ET (y) PERPENDICULAIRE A $\vec{B}$ DANS LES AIMANTS

Il est connu que la focalisation horizontale (x) dans les aimants dépend de l'angle d'attaque des faisceaux sur les faces des aimants aussi bien à l'entrée (ϵ'_1) qu'à la sortie (ϵ''_1).

La convergence ou divergence $||B$ dans les aimants est due à l'existence de champs de fuite qui donnent une composante B_z et une force $f_x = q v_y B_z$ (v_y $||$ à la face 1).

La règle de convergence dans la direction x || à B due au champ de fuite est que : lorsque la trajectoire et le centre de courbure (o) sont du même côté de la normale à la face considérée de l'aimant, l'action de la composante B_z est convergente et divergente dans le cas contraire. On a alors un angle de convergence en (x) :

$$\alpha_i = \frac{X_i}{\rho_i} \operatorname{tg} \epsilon_i$$

X_i demi largeur du faisceau

ρ_i rayon de courbure dans l'aimant

ϵ_i angle d'attaque sur l'aimant (i)

φ_i angle du secteur magnétique (i)

ϕ_i déviation du faisceau dans l'aimant (i)

δ_i angle entre direction initiale et face de l'aimant.

L'origine des angles dans le plan y A_1 z est prise à partir de la direction du faisceau initial.

Compte tenu des relations géométriques entre les angles, les 4 angles d'attaque sur les aimants sont :

$\epsilon'_1, \epsilon''_1, \epsilon'_2, \epsilon''_2$ selon les notations d'Herzog (Fig. 2)

$$\epsilon'_1 = \delta'_1$$

$$\epsilon''_1 = \phi_1 - (\epsilon'_1 + \varphi_1), \delta''_1 = \delta'_1 + \varphi_1$$

$$\epsilon'_2 = \epsilon''_1 + (\delta''_1 - \delta'_2) = \phi_1 - \delta'_2$$

$$\epsilon''_2 = \phi_2 - (\epsilon'_2 + \varphi_2) = \phi_2 - \phi_1 + \delta'_2 - \varphi_2$$

La somme des convergences peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^4 \alpha_n &= \frac{X_3}{2\rho_1} \operatorname{tg} \epsilon'_1 + \frac{X_2}{2\rho_1} \operatorname{tg} (\phi_1 - (\epsilon'_1 + \varphi_1)) \\ &+ \frac{X_3}{2\rho_2} \operatorname{tg} (\phi_1 - \delta'_2) + \frac{X_4}{2\rho_2} \operatorname{tg} [\phi_2 - \phi_1 + \delta'_2 - \varphi_2] \end{aligned}$$

Les données sont $X_3, \rho_1, \rho_2, \epsilon'_1, \phi_1, \phi_2$

Les variables libres $\varphi_1, \varphi_2, \delta'_2$ et $(X_1 = X_{i-1} - \alpha_{i-1} \rho_i \phi_i)$

Nous voyons que si l'on veut adapter $\Sigma \alpha$ à l'entrée dans le queu-

sot de la machine avant que se produise le cross over pour l'espèce de pleine énergie, nous devons choisir φ_2 par la condition $\frac{X_4}{2} = \frac{X_s}{2} - \Delta_4 \alpha_4$

$$\text{soit } \alpha_4 = \frac{X_s - X_4}{2 \Delta_4} = \frac{X_s}{2 \rho_2} \operatorname{tg} (\phi_2 - \phi_1 + \beta'_2 - \varphi_2)$$

La valeur de β'_2 étant prise égale à β''_1 . Dans ce cas les faces de sorties de ① et d'entrée de ② sont parallèles et si ϵ'_1 est tel que $\alpha_1 = \alpha_0$ on conserve un faisceau parallèle en x jusqu'à la sortie de l'aimant ②

8.1 Application numérique

Le principe utilisé est de se servir de l'aimant 1 pour faire monter le faisceau de $\Delta y_1 = 1,2 y_s$, mais aussi pour faire converger le faisceau dans la direction (x) de sa divergence "naturelle", de manière à annuler cette divergence (α_0), du moins dans la direction x. Ceci est obtenu en inclinant l'aimant ① de ϵ'_1 sur la trajectoire initiale. Ensuite on ajuste φ_1 et ρ_1 du secteur ① pour annuler ϵ''_1 . Cette orientation est conservée pour la face d'entrée du secteur ② soit $\epsilon'_2 = 0$. Le faisceau reste donc parallèle en (x) jusqu'à la sortie de ②.

L'inflexion dans le secteur ② est alors ajustée par β''_2 et φ_2, ρ_2 , pour que les faisceaux convergent dans le queusot de la machine ce qui donne :

$$\operatorname{tg} \beta''_2 = \frac{\Delta y_1}{\Delta_4} = \operatorname{tg} (\beta'_2 - \varphi_2)$$

On ajuste alors φ_2 de manière à ce que :

$$\alpha_4 = \frac{X_s}{2 \rho_1} \operatorname{tg} (\phi_2 - \phi_1 + \beta'_2 - \varphi_2) = \frac{X_s - X_4}{2 \Delta_4} = \frac{X_s}{2 \rho_2} \operatorname{tg} \epsilon''_2$$

X_4 étant la largeur du faisceau dans le queusot après la convergence α_4 due à ϵ''_2 . On a donc :

$$\frac{\rho_2}{\Delta_4} (1 - \frac{X_4}{X_s}) = \frac{\operatorname{tg} (\phi_2 - \phi_1 + \beta'_2 - \varphi_2)}{\operatorname{tg} (\beta'_2 - \varphi_2)}$$

Les conditions initiales pour le faisceau sont :

- divergence de l'ordre de $1^\circ = \alpha_b$
- demi largeur $X_s/2 = 7,5 \text{ cm}$

La 1ère condition donne $\alpha_b = \frac{X_s}{2p_1} \text{tg } \epsilon'_1$
 pour $p_1 = 120 \text{ cm}$ (voir calculs en 5)
 $\epsilon'_1 = \beta'_1 = 16^\circ$

La 2ème condition choix de φ_1 pour annuler ϵ''_1 compte tenu de la déflection ϕ_1

$$\phi_1 = 30^\circ \text{ et } \epsilon''_1 = 0 = \phi_1 - \varphi_1 - \epsilon'_1$$

$$\text{soit } \varphi_1 = 14^\circ \text{ et } \beta''_1 = \epsilon'_1 + \varphi_1 = 30^\circ$$

La 3ème condition : orientation de l'aimant ②

$$\epsilon'_2 = 0 \text{ pour } \beta'_2 = \beta''_1 = 30^\circ$$

La 4ème condition : inflexion des faisceaux sur l'axe après $\Delta_4 = 400 \text{ cm}$

$$\text{On trouve } \phi_2 = 45^\circ ; \varphi_2 = 17^\circ ; \epsilon''_2 = 26^\circ ; \alpha_4 \approx 1,74^\circ$$

$$\text{tg } \beta''_2 = \frac{\Delta y}{\Delta_4} = \frac{60}{400} = 0,15 , \beta''_2 = 8,5^\circ$$

Il faut refaire le même calcul pour le faisceau situé à 40 cm au dessus du 1er en y.

La Fig. 5 montre l'ensemble des faisceaux d'énergie V et V/2 en (y) et en (x).

On voit que le faisceau d'énergie V à un cross over à $L = 246 \text{ cm}$ de l'aimant 2 et que la largeur du faisceau dans le queusot est $(2 \times 4,7) = 9,4 \text{ cm}^2$

9). TRAJECTOIRES DES IONS D'ENERGIE V/2

L'utilisation de la méthode graphique et les relations du 8 donnent les résultats suivants :

$$\alpha_{12} = \frac{X_s \sqrt{2}}{2p_1} \text{tg } \epsilon'_1 = \alpha_{11} \sqrt{2} = \alpha_b \sqrt{2}$$

Il en résulte que la convergence initiale de l'espèce V/2 sera
(- 0,41°)

$$\frac{x_{12}}{2} = \frac{x_s}{2} - (\alpha_{12} - 1) \Delta_1 = 7,5 - 60 \operatorname{tg} (0,4^\circ) = 7,08 \text{ cm}$$

A la sortie de l'aimant ① $\epsilon''_{12} = \phi_{12} - \phi_1 - \epsilon'_1 = 5^\circ$

et $\alpha_2 = \alpha_3 = \frac{x_{12} \sqrt{2}}{\rho_1} \operatorname{tg} \epsilon''_{12} \quad \epsilon'_{12} = \epsilon''_{12} = 5^\circ$

$$\frac{x_{22}}{2} = \frac{x_{12}}{2} - \alpha_2 \Delta_2 = 7,08 - 7,3 \cdot 10^{-3} \dots \text{ cm}$$

$$\frac{x_{32}}{2} = \frac{x_{22}}{2} - \alpha_3 (\Delta_3 + \Delta'_3) = 6,6 - 6,8 \cdot 10^{-3} \times 110 = 5,85 \text{ cm}$$

$$\frac{x_{42}}{2} = \frac{x_{32}}{2} - \alpha_4 \Delta_4 = 5,85 - 4,83 \cdot 10^{-2} \times 400 = - 13 \text{ cm}$$

Le cross over de l'espèce V/2 est situé à 121 cm de la face de sortie de l'aimant 2.

Dans la direction horizontale (x) il n'y a pas achromatisme pour un système aussi simple que 2 aimants en série (il faudrait 4 aimants).

10). REGLAGES DU SYSTEME DES 2 AIMANTS

- β'_1 par inclinaison de l'aimant ① pour la convergence $\alpha_1 = \alpha_2$
- ρ_1 par réglage des Ampères tours de l'aimant ① pour ajuster Δy_1
- ρ_2 sur l'aimant ② pour régler l'entrée des faisceaux dans la machine.

11). CONCLUSIONS

11.1*) Cette étude montre la possibilité d'effectuer l'opération de double neutralisation d'un faisceau rectangulaire (45 x 15) cm². Nous avons pris un exemple simple pour pouvoir calculer les trajectoires des ions d'énergie V et V/2 dans les 2 directions (x,y) en fonction de z, longueur de la ligne.

D'autres configurations magnétiques pourraient être envisagées avec plus de précision par des calculs numériques à la machine : effets de bords des aimants, secteurs à indice de champ etc...Cependant il s'agissait ici d'établir la validité du principe d'une telle opération.

Nous constatons que l'utilisation simultanée des 2 espèces (V) et

(V/2) n'est que partiellement réalisable, à cause de l'absence de compensation : déflexion-inflexion dans la direction horizontale (x). Ceci nous amène à choisir des sources à fort taux de protons ou deutons. Ce qui est compatible avec l'évolution des techniques dans ce domaine.

11.2°) Cependant la différence essentielle entre le faisceau primaire (1ère neutralisation) et le faisceau secondaire est que ce dernier est convergent et de ce fait donnera une transmission plus élevée que le 1er (Annexe II).

Ceci suggère une autre application du Doublet Magnétique quasi Achromatique (D.M.A.). C'est la formation de faisceaux de neutres convergents.

Afin de mieux préciser ce point très important, une étude ultérieure sera faite pour étudier l'évolution des profils des faisceaux et la transmission en fonction de la divergence initiale pour une configuration magnétique donnée.

A ce sujet compte tenu du problème de l'injection dans de larges ouvertures je fais une distinction entre les termes de "focalisation" et de "convergence".

Pour l'injection, seule la convergence est nécessaire, alors que la focalisation exacte dans les 2 directions est inutile. Cette remarque simplifie beaucoup les systèmes d'aimants utilisables pour l'injection de neutres.

Nous aboutissons donc à la conception d'injecteurs de neutres de la 2ème génération basée sur l'utilisation des ions positifs qui mérite un développement pour les réacteurs (N.E.T.).

ANNEXE I

ECART A L'ACHROMATISME DANS LE SYSTEME D.M.A.

Lorsque les approximations des petits angles de déflexion ne sont plus valables l'achromatisme de convergence par déflexion dans l'aimant Δ_1 , suivit de l'inflexion dans l'aimant Δ_3 et Δ'_3 n'est plus rigoureux.

Pour évaluer cet écart nous reprenons les valeurs exactes dans l'approximation de trajectoires circulaires dans les 2 aimants d'épaisseurs Δ_1 et Δ_3 avec un intervalle Δ_2 entre les aimants et avec distance de convergence Δ_4 à partir du 2ème aimant Fig. (1). Dans le 1er aimant d'épaisseur Δ_1 on a une déflexion :

$$y_{11} = \rho_{11} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta_1}{\rho_{11}} \right)^2} \right) \neq \frac{\Delta_1^2}{2\rho_{11}}$$

et

$$y_{12} = \frac{\rho_{11}}{2} \left(1 - \sqrt{1 - 2 \left(\frac{\Delta_1}{\rho_{11}} \right)^2} \right) \neq \frac{\Delta_1}{2\rho_{11}}$$

Pour chacune des 2 espèces d'énergie V et V/2 les approximations $\frac{\Delta_1^2}{2\rho_{11}}$ n'étant valables que lorsque :

$$\frac{\Delta_1}{\rho_{11}} \ll 10^{-1}$$

Dans l'intervalle Δ_2 entre le 1er et le 2ème aimant la translation du faisceau d'ions s'accroît et donne :

$$\Delta y_1 = y_{11} + \frac{\Delta_1 - \Delta_3}{\rho_{11} - y_{11}} \text{ pour l'espèce (V)}$$

et

$$\Delta y_2 = y_{12} + \frac{\Delta_1}{\rho_{12} - y_{12}} \text{ pour l'espèce (V/2)}$$

Dans le 2ème aimant nous prenons $B_1 = B_2$ c'est-à-dire $\rho_{11} = \rho_{31}$ et $\rho_{12} = \rho_{32}$. Ainsi les trajectoires sont symétriques et on aura :

$$y_{31} = y_{11} \text{ et } y_{32} = y_{12} \text{ pour } \Delta_1 = \Delta_3$$

La translation totale sera :

$$(\Delta y_1)_{\text{MAX}} = 2 y_{11} + \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\rho_{11} - y_{11}}$$

$$\text{et } (\Delta y_2)_M = 2 y_{21} + \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\rho_{12} - y_{12}}$$

Cette translation réalise le même angle qu'à l'entrée du 1er aimant on réalise donc l'achromatisme sur les angles.

Pour effectuer l'inflexion qui ramènera les faisceaux vers la direction initiale on ajoute une épaisseur d'aimant supplémentaire sur le 2ème aimant.

Soit Δ'_3 cette épaisseur. On aura alors :

$$-\Delta y_{31} = \rho_{11} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta'_1}{\rho_{11}} \right)^2} \right)$$

et

$$-\Delta y_{32} = \frac{\rho_{11}}{\sqrt{2}} \left(1 - \sqrt{1 - 2 \left(\frac{\Delta'_1}{\rho_{11}} \right)^2} \right)$$

La somme déflexion plus inflexion finale sera :

$$\Delta y_{11} - \Delta y_{31} = (2 y_{11} - y_{31}) + \left(\frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\rho_{11} - y_{11}} - \frac{\Delta'_1 - \Delta_{31}}{\rho_{11} - y_{31}} \right)$$

et

$$\Delta y_{12} - \Delta y_{32} = (2 y_{12} - y_{32}) + \left(\frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\rho_{12} - y_{12}} - \frac{\Delta'_1 - \Delta_{32}}{\rho_{12} - y_{32}} \right)$$

$$\text{Posons } \Delta y_{11} - \Delta y_{31} = 0$$

$$2 y_{11} + \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\rho_{11} - y_{11}} - y_{31} = \frac{\Delta'_1 - \Delta_{31}}{\rho_{11} - y_{31}}$$

et

$$\Delta_{41} = \left(\frac{\rho_{11} - y_{31}}{\Delta'_1} \right) (2 y_{11} - y_{31} + \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\rho_{11} - y_{11}})$$

$$\Delta_{42} = \left(\frac{\rho_{12} - y_{32}}{\Delta'_1} \right) (2 y_{12} - y_{32} + \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\rho_{12} - y_{12}})$$

L'achromatisme pour les positions des trajectoires implique $\frac{\Delta_{v1}}{\Delta_{v2}}$
 = 1 réalisé lorsque $\rho_{11} \gg y_{11}, y_{31}$ l'écart à l'achromatisme s'exprime par :

$$\Gamma = \frac{\frac{\Delta_{v1}}{\Delta_{v2}}}{\frac{\rho_{11} - y_{31}}{\rho_{12} - y_{32}}} = \frac{2 y_{11} - y_{31} + \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\rho_{11} - y_{11}}}{2 y_{12} - y_{32} + \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\rho_{12} - y_{12}}}$$

Dans lequel la valeur de Δ'_3 n'intervient pas sauf par l'intermédiaire de y_{31} et y_{32} qui sont très faibles vis à vis de ρ_{11} et ρ_{12} .

On peut donc simplifier l'expression de Γ :

$$\Gamma = \frac{2 y_{11} + \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\rho_{11} - y_{11}}}{2 y_{12} + \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\rho_{11} - y_{12}}}$$

Pour la convergence on peut dire que en 1ère approximation on a

$$\Delta_1 \Delta_2 = \Delta'_3 \Delta_4$$

Si l'on veut $\Delta_4 = 500$ cm avec $\rho_{11} = 120$ cm

Avec $\Delta_1 = 60$ cm et $\Delta_2 = 59$ cm $\Delta_1 \Delta_2 = 3540$

On aura $\Delta'_3 = \frac{\Delta_1 \Delta_2}{\Delta_4} = 7$ cm

$$y_{31} = 120 \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{7}{120} \right)^2} \right) = \frac{\Delta'_3}{2\rho_{11}} = 0,209 \text{ cm}$$

$$y_{32} = 84,85 \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{7}{84,85} \right)^2} \right) = \frac{\Delta'_3}{2\rho_{11}} = 0,295 \text{ cm}$$

$$y_{11} = 16 \text{ cm et } y_{12} = 24,85 \text{ cm}$$

$$\Gamma = \frac{2 \times 16 + \frac{3540}{120 - 16}}{1,41 \times 24,84 + \frac{3540}{120 - 24,85}} = 0,913$$

D'où $\Delta_{41} = 500$ cm + $\Delta_{42} = 547$ cm. L'achromatisme de position est réalisé à 10 % près.

ANNEXE II

GAIN SUR LES PUISSANCES DE NEUTRES ENTRE 1 ET 2 ETAGES DE NEUTRALISATION LORSQUE LES NEUTRALISATIONS ET LES TRANSMISSIONS SONT DIFFERENTES

Lorsque les neutralisations η_{N1} et η_{N2} sont égales ainsi que les transmissions η_1 et η_2

On a :

$$G = (2 - \eta_N) < 2$$

Dans le cas où elles sont différentes on a :

$$\eta_1 \eta_{N1} + \eta_{N2} \eta_2 - \eta_{N2} \eta_{N1} \eta_2 = U$$

et
$$G = 1 + \frac{\eta_{N2} \eta_2}{\eta_{N1} \eta_1} - \eta_{N2} \frac{\eta_2}{\eta_1}$$

Nous voyons que cette valeur peut être > 2

Exemple :

La neutralisation à 200 kV du 1er étage s'effectue avec le Deutérium de la source + $\eta_{N1} = 0,06$ Le faisceau de neutres étant divergent la transmission est de $\eta_1 = 0,6$

Dans le 2ème étage la neutralisation est faite avec du Néon $\eta_{N2} = 0,12$. Le faisceau de neutres est convergent + $\eta_2 = 0,8$

Dans ce cas :

$$G = 1 + 2 \cdot \frac{0,8}{0,6} - 0,12 \frac{0,8}{0,6} = 3,5$$

Dans le cas où les neutralisations seraient les mêmes :

$$\eta_{N1} = \eta_{N2} = 0,12 \quad G = 1 + 1,33 - 0,12 \times 1,33 = 2,17$$

En général les ci constances sont en faveur du 2ème étage.

ANNEXE III

Utilisation de jets supersoniques de CO_2 ou Ne pour la neutralisation des faisceaux d'ions.

1) Considérations générales

Le réglage de 2 aimants du Doublet Magnétique Achromatique (DMA) permet d'ajuster la position géométrique des faisceaux d'ions d'énergie V et V/2 par rapport au faisceau primaire divergent de neutre issu du 1^{er} étage de neutralisation.

D'autre part, l'effet de convergence des aimants inclinés et en secteurs, réduit les dimensions des faisceaux secondaires dans la région de la 2^{ème} neutralisation à environ 30 cm.

Compte tenu de cela on peut évaluer les caractéristiques nécessaires pour un jet supersonique de CO_2 ou de Néon étant entendu que le CO_2 sera piégé à l'azote liquide et le Néon à la température de l'Hélium liquide.

2) Neutralisation par jet de CO_2

L'épaisseur de cible nécessaire à la neutralisation des ions $D_1^+(V)$ est telle que $\langle n l \rangle = 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

La meilleure technique pour obtenir des jets intenses d'atomes ou de molécules croisées avec un faisceau d'ions rapides est la buse de Kontrowitz et Grey [5] en régime visqueux à haute pression qui produit un jet supersonique [4], [9], [10].

Le gaz du jet est ensuite récupéré par cryogénie à une température compatible avec une pression de vapeur faible (10^{-7} à 10^{-8} T).

Une telle buse a les propriétés suivantes :

- elle donne un jet divertif d'environ $\pm 30^\circ$ total [4] .
- la distribution de vitesses des molécules du jet est "piquée" de telle sorte que l'on peut considérer que toutes les vitesses sont comprises entre 1 à 2 fois la vitesse moyenne maxwellienne.

$$v_m = \sqrt{\frac{8 k T}{\pi m}} \quad T \text{ température du réservoir de gaz}$$

Le flux nécessaire à la neutralisation est tel que :

$$S_{\phi} = \langle n1 \rangle L v_m \cdot N$$

N : nombre de Mach

v_m : vitesse moyenne

L : Hauteur du jet de l'ordre de y_g hauteur du faisceau

l : largeur du jet

n : densité du jet

$$\text{Pour } N = 2 ; v_m = 3,5 \cdot 10^4 \text{ cm s}^{-1}$$

$$l = 20 \text{ cm} \quad L = 30 \text{ cm} \quad n1 = 10^{16}$$

$$S_{\phi} = 10^{16} \times 30 \times 7 \cdot 10^4 = 2 \cdot 10^{22} \text{ particules/sec.}$$

Ce qui correspond à :

$$G = \frac{M}{N} (S_{\phi}) = \frac{44}{6 \cdot 10^{23}} \times 2 \cdot 10^{22} = 1,54 \text{ gr/s}^{-1}$$

$$\text{ou } q = \frac{2 \cdot 10^{22}}{3,5 \cdot 10^{19}} = 600 \text{ IT s}^{-1}$$

Soit environ 10 fois le débit des neutraliseurs Maxwelliens.

La pression de CO_2 nécessaire dans le réservoir est :

$$p_r = 0,75 \cdot 10^{-3} \frac{G}{\Delta s} \sqrt{\frac{2 \pi R T}{M}}$$

Δs surface ouverte de la fente de sortie de la base produisant le jet

$$\Delta s = (41 \times 40) = 4 \text{ cm}^2 \text{ donne : } p_r = 15,5 \text{ Torr}$$

3) Quantité de CO_2 nécessaire pour 1 journée

Pour 8 heures de travail et 1 choc de 10 secondes toutes les 10 minutes

$$TG = \left(\frac{8 \times 60}{10} \right) \times 10 \times 1,54 = 75 \text{ gr de } \text{CO}_2$$

Soit. $V = 22,4 \times \frac{75}{44} = 38$ litres à 1At.

L'épaisseur de la couche de CO_2 pour une densité de 1 gr/cm^3 sera

$$e_{\text{CO}_2} = \frac{M}{\rho_s}$$

S surface de réception du jet sur le piège

$$S = (40 \times 2 \times 40) \text{ cm}^2, = 3,2 \cdot 10^3 \text{ cm}^2$$

$$e_{\text{CO}_2} = \frac{75}{3,2 \cdot 10^3} = 0,24 \text{ mm.}$$

Cette épaisseur permet de continuer la condensation de CO_2

4) Régénération de la surface contenant CO_2 solide

Le jet de CO_2 est piégé à l'azote liquide la régénération s'effectue par réchauffement du piège à la température ambiante.

Si on laisse CO_2 se détendre dans le caisson de l'injecteur on obtiendra une pression maximum telle que $p V = P v$; V volume de Caisson. Soit par exemple $p = P \frac{v}{V} = 750 \frac{38}{15 \cdot 10^3} = 2 \text{ Torr.}$

Une autre méthode consiste à rétracter le piège dans un sas et à effectuer le dégazage sur pompe primaire ($100 \text{ m}^3/\text{heure}$) après réchauffement. Cette procédure est indispensable pour ne pas polluer les pompes au Titane.

La Fig. 6 représente le dispositif permettant la formation du jet et sa cryogénie. la distance entre le jet et la source d'ions tient compte de l'atténuation de la pression résiduelle sur les bords du jet.

Celle-ci dépend du rapport x/d , x ouverture de la fente de réservoir d distance entre fente de source par exemple pour $x = 1 \text{ cm}$ et $d = 20 \text{ cm}$ on a :

$$T_1 / T_F = 10^{-3} \text{ pour } T_F = 300^\circ\text{K}, \quad T_1 = 0,3^\circ\text{K}$$

$$p_1 = A n k T_1$$

Pour $n = 2.10^{14} \text{ cm}^{-3}$ dans le jet on a :

$$p_1 = 6 \cdot 10^{-6} \text{ T à } 20 \text{ cm du jet}$$

Cette pression s'atténuant en $1/d^2$

5) Cas du Néon

La comparaison entre CO_2 et Ne sont résumées dans le tableau ci dessous avec $\mathcal{N}_0 = 2$.

Gaz	n_1	T_F OK	v_m	S_ϕ	G gr.s^{-1}	P_r Torr	Cryogénie
CO_2	10^{16}	243	7.10^4	2.10^{22}	1.54	15,5	N_2 liquide
Ne	10^{16}	90	$6,2.10^4$	$1,85.10^{22}$	.62	5,6	He liquide
Ne	10^{16}	273	$10,8.10^4$	$3,2.10^{22}$	1.08	9,8	He liquide

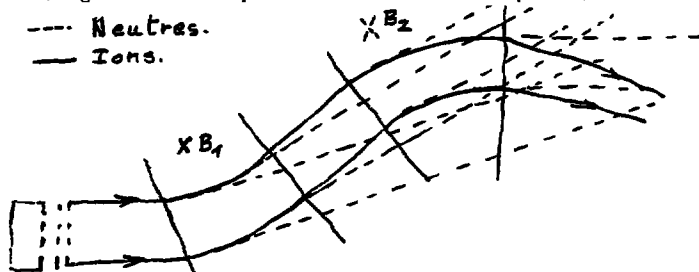
ANNEXE IV

Evaluation du pompage

1) Considération générale

Sur la fig (7) nous voyons qu'il est indispensable d'effectuer 3 pompages différentiels : entre source et le 1^{er} aimant de D.M.A. ; entre les 2 aimants et après le 2^{ème} aimant.

En effet les pressions résiduelles produisent des neutres à partir des ions. Dans le 1^{er} aimant ceci se traduira par une perte de puissance ionique par neutralisation le long de l'entrefer, une partie des trajectoires des particules étant moins défléchies. Ce phénomène est moins important à haute énergie et aura lieu préférentiellement sur les espèces V/2 et V/3.



Pour plus de clarté on a représenté les trajectoires des neutres secondaires pour la seule espèce à pleine énergie V. On voit que ces neutres vont bombarder le neutraliseur $\langle n \rangle > 2$.

Le débit en gaz des 4 sources fournissant environ 160 A avec un rendement en gaz de 30 % et avec un taux de Deutons de l'ordre de 80 % est de 30 lTs^{-1} le procédé de neutralisation par jet supersonique permet un pompage différentiel sur les sources pour réduire le débit de gaz dans le 1^{er} compartiment à 15 lTs^{-1} .

2 pompes au Titane de 35 cm de diamètre chacune 4 mètres de hauteur donnent 6.10^5 ls^{-1} . Ce qui réduit la pression au niveau de 1^{er} aimant à $\frac{15}{6.10^5} \approx 2.5.10^{-5} \text{ T. [g]}$

Ceci ne donnera qu'une faible neutralisation dans l'aimant (1).

2) Conductance des entrefers des aimants

Ces conductances ont une forme parallélépipédique de largeur x_s ; longueur Ky_s ; profondeur δ_1 ou δ_3 . Pour D_2

$$C_1 = 120 \frac{x_1^2 K^2 y_s^2}{(x_s + K y_s) \delta_1} \text{ en } \text{ls}^{-1}$$

pour $x_s = 15 \text{ cm}$; $Ky_s = 150 \text{ cm}$; $\delta_1 = 60 \text{ cm}$, $C_1 = 60.000 \text{ ls}^{-1}$

Nous voyons que pour garder une pression dans l'entrefer de l'ordre de $2 \cdot 10^{-5} \text{ T}$ il est nécessaire de réduire les courants d'ions parasites et les dégazages associés à une valeur de l'ordre de :

$$q = p C_1 = 2 \cdot 10^{-5} \times 6 \cdot 10^4 = 1,2 \text{ lTs}^{-1}$$

ce qui correspond à 12 Ampères sans dégazage mais seulement à 4A par source avec dégazage $\gamma = 3$ soit $\frac{4}{40} = 10 \%$ des courants sources ou 90 % de transmission au niveau du 1^{er} aimant dans la direction ||B. La convergence du faisceau d'ions ||B nous aidera à réaliser cette condition du moins pour la partie ionique, la divergence de $0,7^\circ$ du faisceau de neutres primaires nécessite un scrapper vertical pour limiter les impacts sur les pièces polaires.

REFERENCES PARTIE II

- [1] R. BERNAS J. Phys Radium 1953 (14-34)
- [2] C.P. KEIM Nature G.B. 175.4446 (1955)
- [3] C.E. NORMAND et All "Electromagnetically enriched Isotopes"
Harwell 1956
- [4] R. BERNAS et All. J. Phys. Radium 15 273 (1954)
- [5] M. FUMELLI et All 13^e Symp. Fusion Techn. Varese (1984)
- [6] R. DEICAS et All. 6^{eme} Symp. Fusion Techno. 1970 p. 35
- [7] Gas Dynamics V₄ JAMES. ANDERSON "Molecular Beam".
- [8] Z. SLEDZIEWSKI 13^e Symp. Fusion Techn. Varèse (1984)
- [9] G. LA BAUNE, Thèse ORSAY 1978.
- [10] M. BACAL et All., RSI 53(2) 1982 (159-167).

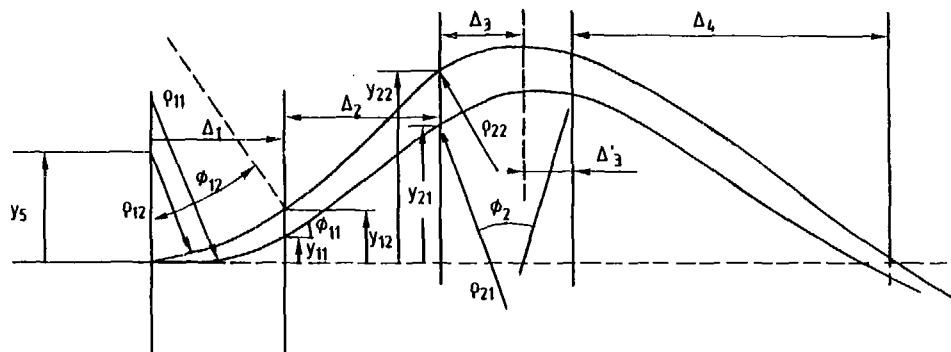


Fig. 1 - Système D.M.A

Origine des angles : Direction initiale du faisceau

$$\begin{aligned}\beta_1' &= \varepsilon_1' \\ \beta_1'' &= \varepsilon_1' + \psi_1 \\ \varepsilon_1'' &= \phi_1 - \psi_1 - \varepsilon_1' \\ \varepsilon_2' &= \varepsilon_1'' + \beta_1'' - \beta_2' = \phi_1 - \beta_2' \\ \beta_2'' &= \beta_2' - \psi_2 \\ \varepsilon_2'' &= \phi_2 - \psi_2 - \varepsilon_2' = \phi_2 - \phi_1 + \beta_2' - \psi_2\end{aligned}$$

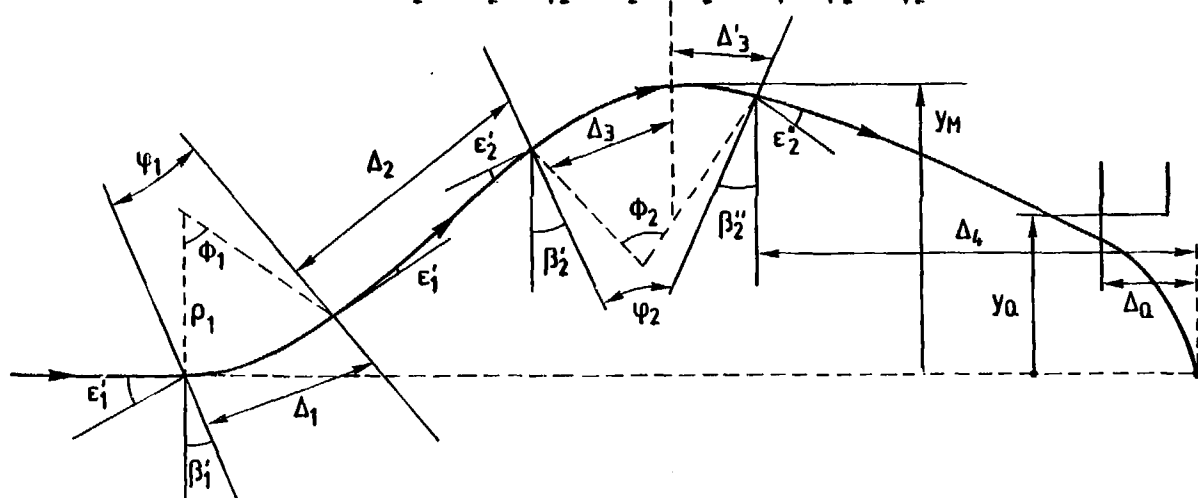
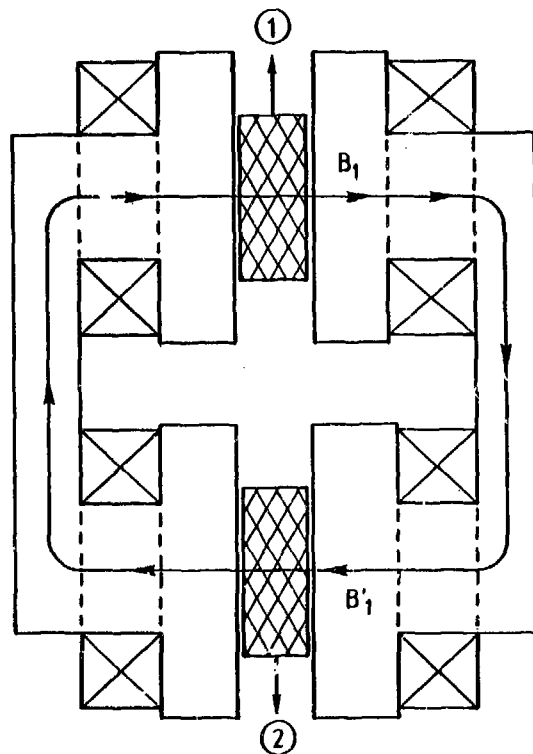


Fig. 2 - Paramètres et définitions dans le D.M.A. convergent



$$D_1^* \rightarrow M=2$$

$$\rho_1 = 120 \text{ cm}$$

$$V = 300 \text{ kV}$$

$$B_1 = \frac{14.4 \sqrt{MV}}{\rho_1}$$

$$B_1 = 930 \text{ gauss}$$

$$2B_1 x_s = 4\pi 10^{-7} NI$$

$$NI = 2.4 \cdot 10^6$$

$$I = 200 \text{ A}$$

$$N = 12.000 \text{ Spires}$$

Ech: 1/10

Fig. 3 - Aimant pour la déflexion de 2 faisceaux ① et ②

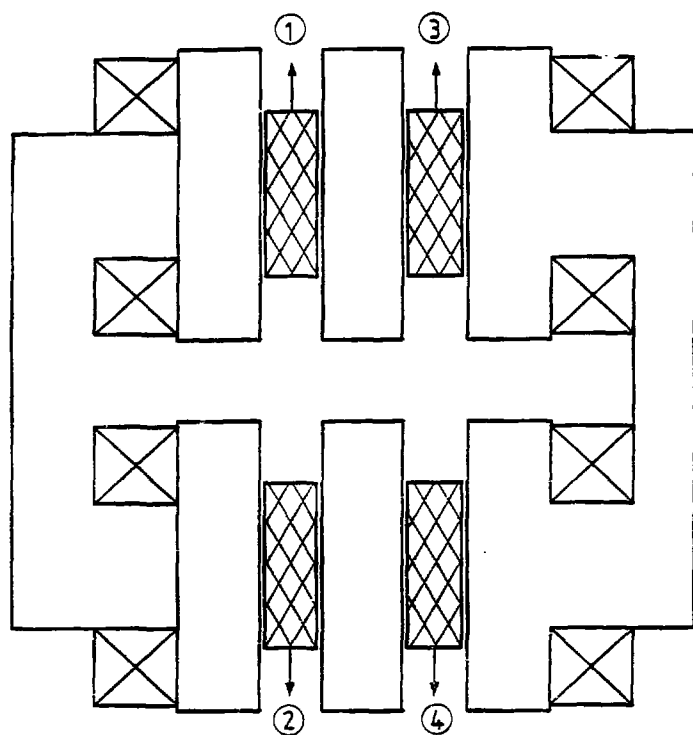


Fig. 4 - Aimant pour la déflexion de
4 faisceaux ① ② ③ ④

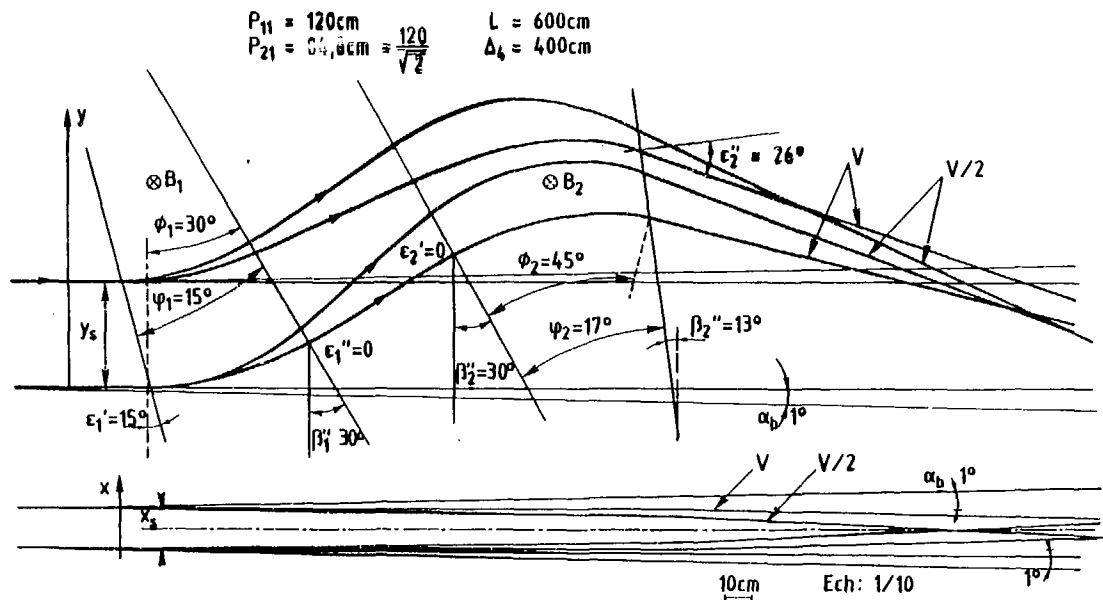


Fig 5 - Double neutralisation Trajectoires convergentes horizontale et verticale par D.M.A.

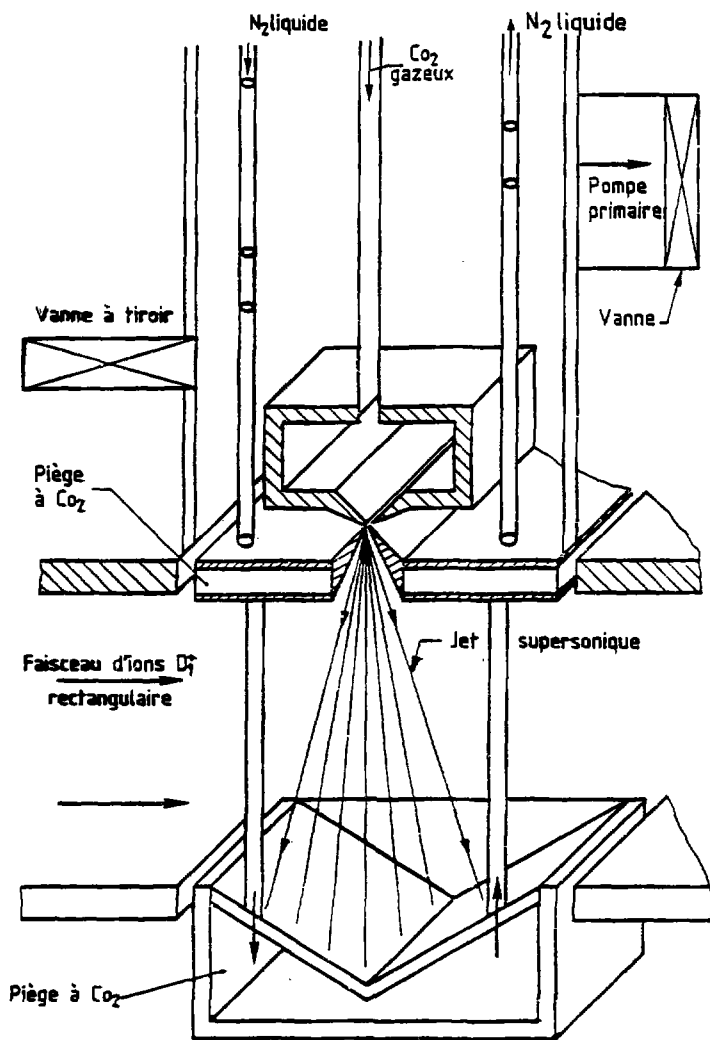


Fig. 6 - Générateur de jet supersonique

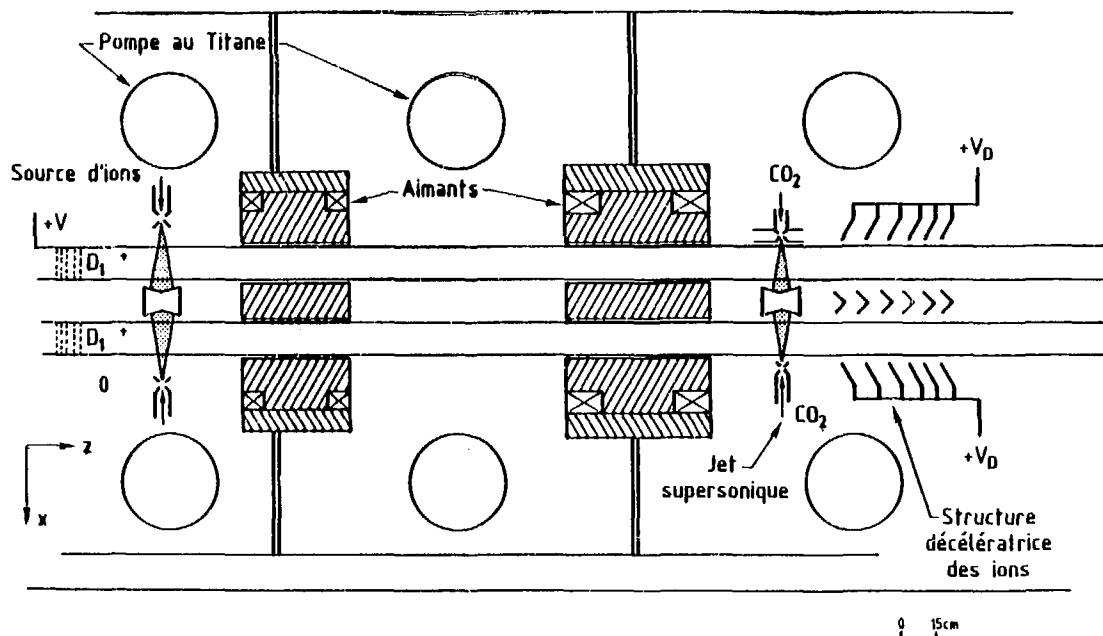


Fig. 7 - Pompage différentiel - Neutraliseurs par jets et récupération d'énergie des ions restants dans le D.M.A.

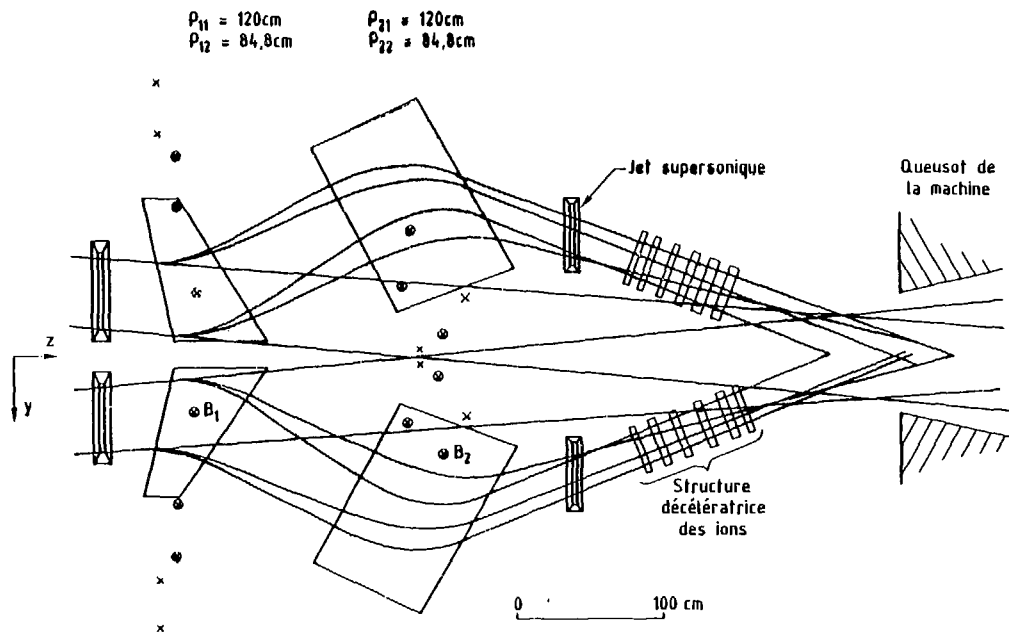


Fig. 8 - Ensemble des éléments d'une ligne avec double neutralisation par jets supersoniques avec récupération de l'énergie des ions restants