

LE PROJET CRYEBIS

J. ARTANER

C. GOLDSTEIN

FR 9901500
IPNO-77-02

LE PROJET CRYEBIS

I - LES CHOIX TECHNOLOGIQUES

J. ARIANER

ET C. GOLDSTEIN

Décembre 1976

Résumé :

Ce rapport décrit et justifie les options technologiques prises pour le dessin d'une source à faisceau électronique confiné adaptable sur le synchrotron SATURNE II, en vue de produire des noyaux et des ions polarisés. Ces options sont principalement :

- un canon extérieur et son focalisateur solénoïdal classique
- une injection colinéaire du faisceau électronique par jet
- un solénoïde cryogénique à fort diamètre intérieur (3 T., 1,50 m)
- un pompage U.V. par cryosorption.

Abstract :

The main characteristics of the new multipurpose electron beam ion source of the Synchrotron SATURNE II are described.

The different parts of the scheme are discussed and the choices justified. This source will use :

- an external gun with a variable post-magneto compression
 - an atomic beam generator injecting through the gun cathode either polarized particles or heavy atoms.
 - A superconducting solenoid (1,5 m - 3 T.) with a room temperature inner diameter.
 - An ultra high vacuum produced into the source by mean of a liquid helium cooled cryopanel.
-

Dans ce rapport est décrit un nouveau type de source d'ions dont l'invention revient à Donetz E.D et dont nous avons étudié un modèle à l'Institut de Physique Nucléaire.

Ce projet est le fruit de nombreux calculs, de discussions et d'expériences longues et délicates commencées dès 1971. Beaucoup de personnes ont participé à ces études, dont beaucoup aussi et malheureusement sont parties du groupe. Nous ne sommes donc pas les seuls signataires de ce rapport et nous tenons à mentionner ceux qui ont collaboré par le passé de près ou de loin à l'élaboration de ce projet :

Pour les études théoriques : Mmes Ulrich M. et Macfarlane J.,
MM. Baron E., Cabrespine A., Ton That T., Deschamps G.

Pour les expériences : MM. Briant M., Lièbe A., Sérafini A. et Richard A.

et pour les réalisations : MM. Steinegger A., Jacquet B., Julou P. et Perthuis C.

LA SOURCE D'IONS A CONFINEMENT DE SATURNE II

Introduction.

L'utilisation d'ions lourds sur le nouveau synchrotron de Saclay "Saturne II" pourrait ouvrir de nouveaux domaines de recherches notamment en astrophysique nucléaire et en radiobiologie. Le générateur d'ions est restreint à fournir des particules de rapport charge sur masse 0,5 pour qu'elles soient accélérables par la machine. Les travaux de Donetz ont montré qu'une source à confinement linéaire ¹⁾ de type EBIS (electron beam ion source) peut produire des noyaux jusqu'au néon avec une intensité convenable et un cycle qui s'adapte parfaitement à celui d'un synchrotron.

Le schéma d'une source adaptable à Saturne II s'est fait courant 1975 ²⁾ avec l'idée de base que le confinement serve aussi à l'accumulation de particules polarisées ³⁾⁴⁾. Le fait qu'elle soit placée sur une plateforme haute-tension (400 KV) nous a conduit, mais ce n'est pas la seule raison, à utiliser amplement les techniques cryogéniques d'où son nom : CRYEBIS (cryogenic electron beam ion source). Ce rapport justifie les options que nous avons prises pour le dessin final de CRYEBIS. Nous parlerons du futur de cette source, particulièrement en ce qui concerne son adaptation sur d'autres machines dans le rapport suivant.

I - Paramètres de base.

Nous ne reviendrons pas sur le principe de cette source qui a été largement développé par ailleurs ¹⁾⁵⁾. Juste quelques mots concernant le processus de formation des noyaux : au départ d'un cycle, on introduit N_0 atomes neutres dans le volume de source (injection), ceux-ci perdent un à un les

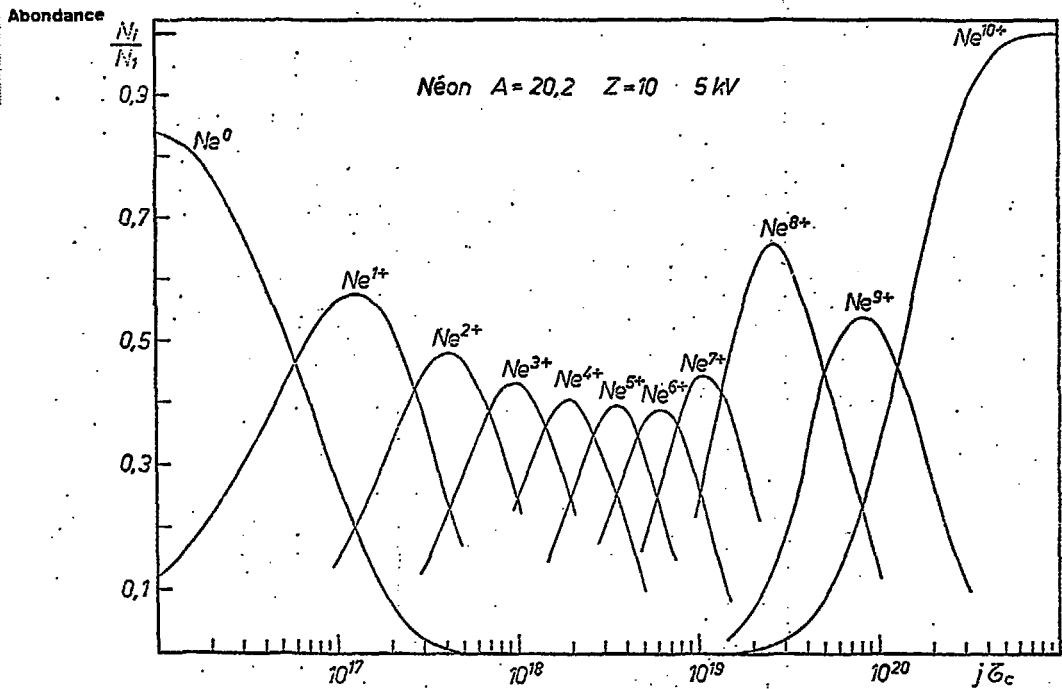


FIG.1

électrons de leur cortège, l'évolution des populations des différents états de charge obéit au système :

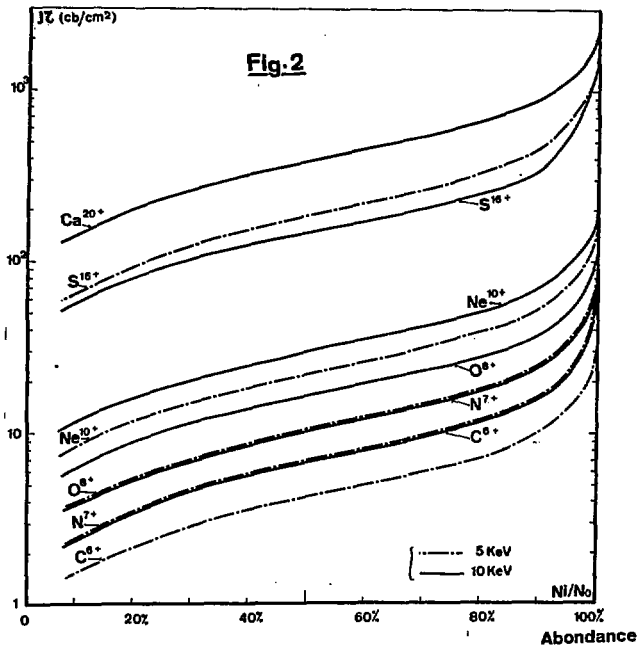
$$\begin{array}{l}
 \text{neutres} \quad N_0 = -N_0 j \sigma_{0 \rightarrow 1} \\
 \text{1 fois chargé} \quad N_1 = -N_1 j \sigma_{1 \rightarrow 2} + N_0 j \sigma_{0 \rightarrow 1} \\
 \text{noyaux} \quad N_{Ze} = N_{2e-1} j \sigma_{2e-1} + Ze
 \end{array} \quad (I-1)$$

$\sigma_{j \rightarrow j+1}$ étant la section efficace correspondant à la formation de l'ion $Z e_{A^X(j+1)^+}$ à partir de l'ion $Z e_{A^X j^+}$, et j la densité électronique exprimée en $\text{el.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La figure 1 montre l'exemple d'une telle évolution dans le cas du néon pour une énergie électronique de 5 keV. En abscisse est porté le paramètre fondamental des EBIS : le facteur d'ionisation $j \tau_c$ qui est le produit de la densité électronique (exprimée tantôt en el.cm^{-2} , tantôt en A.cm^{-2}) par le temps de confinement exprimé en secondes. Dans le cas des EBIS monopulses (c'est-à-dire fonctionnant devant un synchrotron et fournissant des pulses de courant largement espacés) ce facteur doit avoir au moins une certaine valeur pour une abondance correcte du noyau désiré qui est fonction du numéro atomique de l'atome à ioniser⁶⁾ (Fig.2).

Il n'est pas aisé de donner une valeur arbitrairement grande à ce facteur pour des raisons technologiques que nous allons voir. Notre but est l'obtention de noyaux Ne^{10+} ce qui nécessite un facteur d'ionisation $j \tau_c \approx 50 \text{ Cb.cm}^{-2}$. La borne supérieure du temps de confinement est le temps au bout duquel la charge d'espace électronique est neutralisée par les ions issus du gaz résiduel, cette borne appelée temps de neutralisation τ_N est, dans le cas d'une atmosphère composée principalement d'hydrogène, donnée par⁷⁾ :

$$\tau_N = \frac{1,5 \cdot 10^{-10} \sqrt{V_e}}{\bar{P}_T \log_{10} 3,076 V_e} \quad (I-2)$$

où V_e est l'énergie électronique exprimée en volts et \bar{P}_T la pression résiduelle moyenne dans la région d'ionisation exprimée en Torr. En fait, il faut que ces ions parasites ne polluent qu'une faible partie du puits (<10%) ce qui donne une borne supérieure à $\tau_c \sim \frac{\tau_N}{10}$. Si la pression la plus basse que l'on puisse raisonnablement obtenir dans les tubes est $\bar{P}_T \sim 10^{-10}$ Torr,



ceci limite τ_c à 100 ns et la densité électronique nécessaire pour faire correctement des noyaux Na^{10+} est $J \sim 500 \text{ A.cm}^{-2}$. Ces 2 valeurs

$$\begin{aligned} \bar{P}_T &\sim 10^{-10} \text{ Torr} \\ J &\sim 5 \cdot 10^2 \text{ A.cm}^{-2} \end{aligned} \quad (I-3)$$

conditionnent quasi complètement le dessin de source.

Les densités de cet ordre ne sont pas obtenues aisément à partir d'un canon à électrons, par ailleurs la production de particules polarisées nous impose, nous le verrons plus tard, des densités plus faibles. Cette adaptation de la densité à la "race" des particules ne nous permet pas d'utiliser une compression électromagnétique simple comme le fait l'équipe de Francfort^{B)}. Nous avons résolu le problème en utilisant un canon extérieur injectant un "flot de Brillouin" dans un premier solénoïde, et la magnéto-compression variable existant entre ce solénoïde et le solénoïde principal dans l'axe duquel est placé le volume d'ionisation.

Les ions sont piégés ou expulsés longitudinalement au moyen de potentiels appliqués sur une série de tubes disposés le long du volume d'ionisation, la conductance de ces tubes est très faible et la pression moyenne exigée nécessite, outre l'emploi des techniques d'ultravide, d'abaisser le flux de dégazage de ces tubes. Deux solutions sont possibles :

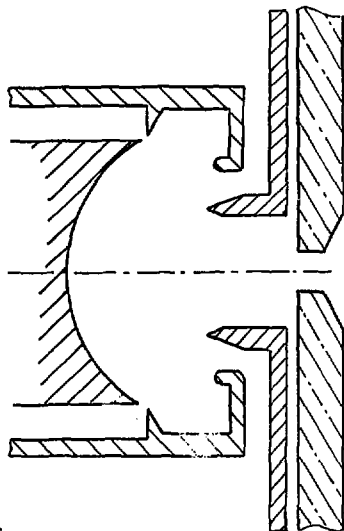
- un étuvage prolongé à haute température,
- l'abaissement de la température des tubes de sorte qu'ils deviennent cryosorbants.

Le choix de l'une ou l'autre de ces solutions est lié à la présence ou non de chocs de particules sur la paroi interne des tubes. Nous savons que, dans le cas des CRYON¹⁾ où les tubes sont à $\sim 5^\circ\text{K}$, le dégazage dû à ces chocs est négligeable; placés dans une situation un peu similaire, nous avons opté pour une structure placée dans un panneau cryogénique refroidi à l'hélium liquide (LHe), mais nous avons gardé la possibilité de revenir à la première solution. Cette sécurité nous a conduit à choisir un solénoïde ayant un fort diamètre intérieur, dont le cahier des charges comprend les impératifs suivants :

- haute induction pour un confinement correct du faisceau électronique,

- fort diamètre intérieur "chaud" pour y loger une chambre éventuellement étuveable,
- haute homogénéité azimutale de l'induction pour assurer une transmission totale de l'intensité électronique,
- faible consommation électrique du fait de la situation à 400 KV de la source.

Ces impératifs ne peuvent conduire qu'au choix d'un solénoïde supraconducteur qui a été construit conjointement par la SEDAP du CEA de Saclay et le laboratoire des basses températures de l'IPN d'Orsay.



éch.: 3,6

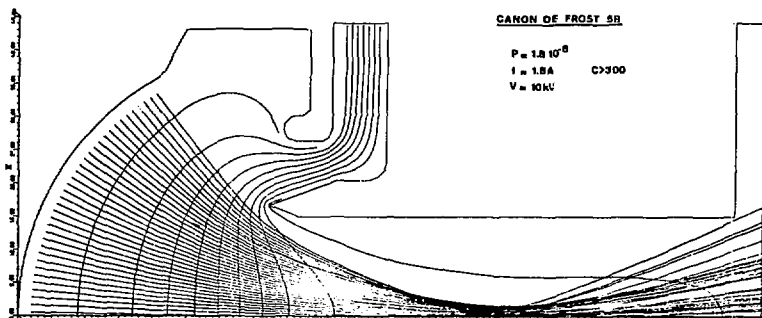


Fig. 3

Compression électrostatique seule

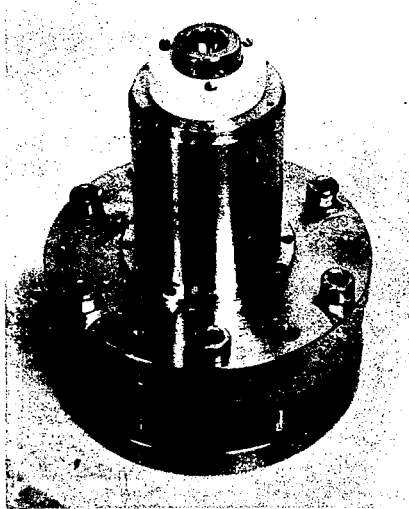
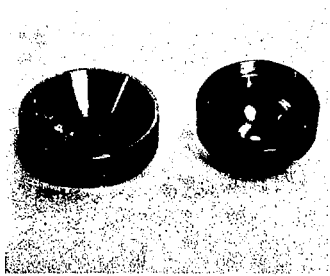


fig-4

II - COMPTABILITÉ D'IONISATION DES PARTICULES POLARISÉES ET DES ATOMES LOURDS DANS CRYEBIS ⁹.

Il nous est apparu rapidement que vouloir faire des ions polarisés impose d'avoir le générateur de jet au potentiel de la terre injectant les atomes coaxialement et dans le même sens que le faisceau électronique. Nous avons vu dans le précédent paragraphe les conditions de production des noyaux. On peut, dans CRYEBIS, produire de deux façons différentes les ions polarisés :

- en ionisant de façon classique, en vol, pendant l'acceptance de la machine ($\sim 500 \mu\text{s}$) et en expulsant de façon continue les ions polarisés formés.

- en accumulant les ions formés pendant un intervalle de temps plus ou moins long et en expulsant cette réserve pendant l'acceptance de la machine.

Nous reviendrons en détail sur ce problème dans le chapitre VII sur l'injection, d'ores et déjà on peut dire que le premier procédé impose d'avoir un facteur J tel que le temps d'ionisation soit inférieur au temps de transit des atomes neutres le long de la source, ce qui se traduit par :

$$J \sim 200 \text{ A.cm}^{-2}$$

(II-1)

Une densité nettement supérieure (soit un faisceau de section plus faible) amène à une mauvaise utilisation de la section du jet et donc à une perte de rendement. Tout le problème de la compatibilité se résume à savoir s'il est possible de faire de très hautes densités de façon variable dans la gamme 100 à 1000 A.cm^{-2} . Le seul moyen souple est de produire d'abord un flot électronique propre à densité basse ($\sim 100 \text{ A.cm}^{-2}$) et de faire agir sur lui une post-magnéto compression variable ce qui justifie l'emploi des deux premiers solénoïdes de CRYEBIS.

III - LE CANON A ELECTRONS. L'INJECTION ÉLECTRONIQUE.

Les exemples de production de très hautes densités sont rares¹⁰⁾ quoique le processus soit classique ; on utilise un canon à électrons à forte compression électrostatique¹¹⁾ et l'on place un échelon de champ magnétique près du "cross-over" du canon de sorte que le faisceau électronique garde un diamètre constant peu différent de celui qu'il a à la sortie de l'anode du canon. C'est l'injection en "flot de Brillouin". Deux gros problèmes technologiques à résoudre :

- Les canons à forte compression électrostatique consistent en un empilage d'une cathode sphérique, d'un Wehnelt et d'une anode centrés les uns par rapport aux autres de façon très stricte (tolérance au 1/100 mm).
- Un échelon de champ magnétique est une vision mathématique, le front réel ressemble à une portion de sinuséide ; la réalisation du front adéquat et la position du cross-over du canon par rapport à lui sont très critiques pour obtenir un flot quasi laminaire.

III.1. Le canon à électrons.

Les canons convergents étant d'étude délicate, nous avons choisi un canon connu : le modèle 5B de Frost¹¹⁾ (Fig.3 et 4), dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau suivant (T.I).

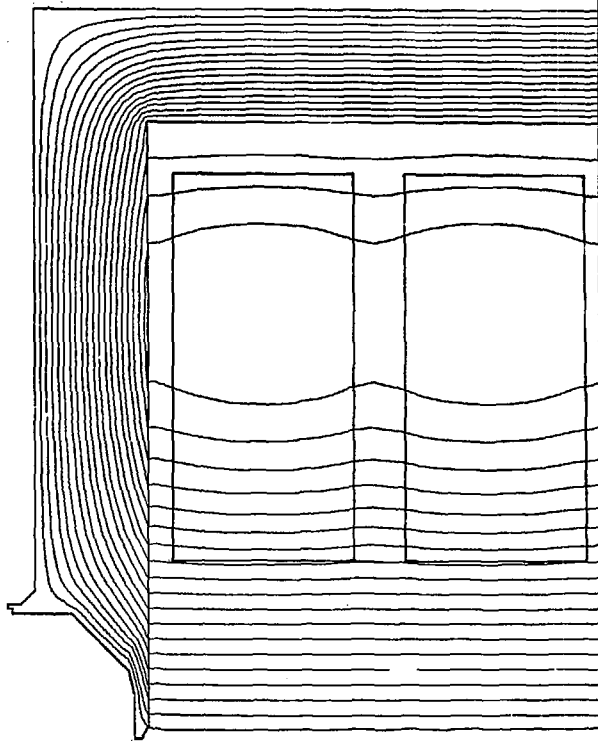
Compression	Pervéance	δ_K	δ_{Co}	$\Delta_{Co-Anode}$
$C = \frac{J_{Co}}{J_K} / 300$	$1,8 \cdot 10^{-6}$	18 mm	0,75 mm	5,25 mm

T.I

La pervéance d'un dispositif générateur d'électrons est le quotient de l'intensité produite par la puissance 3/2 de la tension d'accélération des électrons.

Blindage de FRECH1

Fig. 5



$$P_{U[\text{Pervs}]} = \frac{I}{2} [A] \cdot V_{[v]}^{-3/2} \quad (\text{III-1})$$

Pour conserver le bénéfice de la compression électrostatique du canon, il faut, après le cross-over, utiliser un dispositif "focalisant". Une des solutions possibles est l'emploi d'une induction solénoïdale. L'enveloppe du faisceau est constante (c'est-à-dire sans oscillations) si l'induction B_B remplit la condition de Brillouin :

$$\hat{B}_B^2 = 6.9 \cdot 10^{-7} \frac{I}{\sqrt{V} r_F^2} \quad (\text{III-2})$$

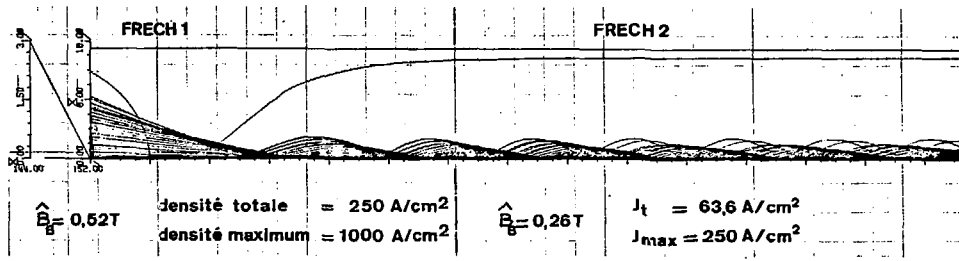
r_F étant le rayon d'équilibre du faisceau dans le solénoïde qui est peu différent du rayon de cercle de moindre confusion au cross-over du canon. Un problème très délicat à résoudre est celui du comportement du faisceau dans la région de transition entre le champ nul et le champ B_B que l'on appelle "front de montée de l'induction". En utilisant le principe de retour inverse des électrons¹²⁾, il est possible de connaître l'action focalisante de ce front de montée en fonction de sa longueur et de sa forme. Théoriquement cette action doit contrebalancer les effets défocalisants de la charge d'espace après le cross-over. On s'aperçoit par cette méthode que la position du front par rapport au canon est très critique. Il reste, connaissant l'induction maximale, à réaliser pratiquement un blindage fournissant le dit front avec la longueur et la forme correctes³⁾. La figure 5 montre l'arrangement des blindages et des bobines par une injection optimale à partir du canon de Frost et la figure 6 montre le comportement du faisceau dans ce front après l'anode; on voit que le flot résultant est tourmenté et ne répond pas à la définition d'un flot de Brillouin, ce pseudo-flot de Brillouin obtenu à $\hat{B}_B = 0,52 \text{ T}$ est un moindre mal dans le sens où les oscillations d'enveloppe sont, pour cette induction, rendues minimales. On peut résumer les caractéristiques de cette injection dans le tableau suivant (T.II) :

\hat{B}_B	A_{front}	r_F	J
0.52 T	~ 10 mm	0.5 mm	250 A.cm ⁻²

T.II

Ces considérations préliminaires ne font pas intervenir les impératifs de source :

INJECTION



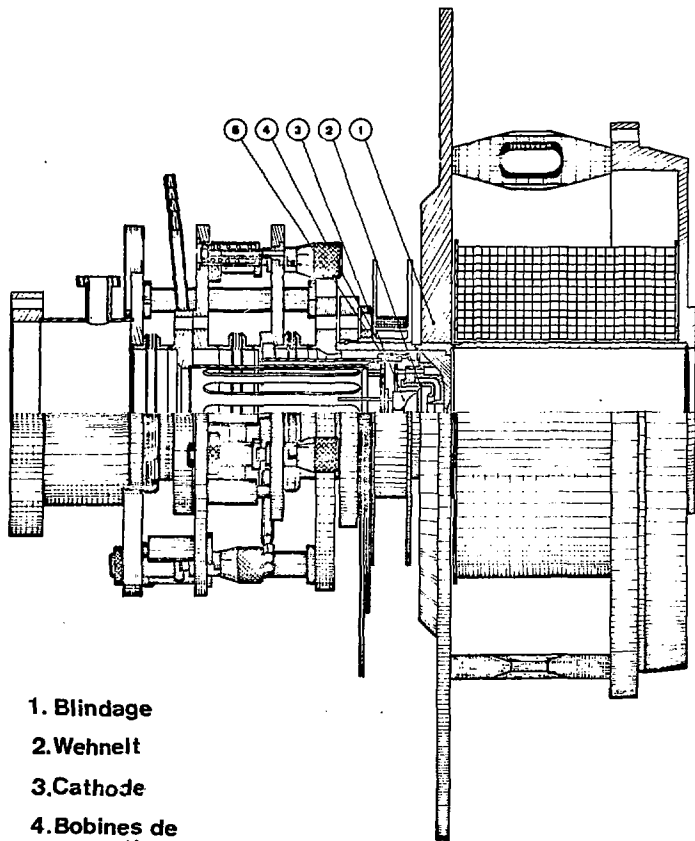
MAGNETOCOMPRESSION



$\hat{B}_B = 2 \text{ T}$ $J_t = 890 \text{ A/cm}^2$
 $J_{\max} = 3640 \text{ A/cm}^2$

$\hat{B}_B = 1 \text{ T}$ $J_t = 225 \text{ A/cm}^2$
 $J_{\max} = 910 \text{ A/cm}^2$

FIG. 6



- 1. Blindage
- 2. Wehnelt
- 3. Cathode
- 4. Bobines de correction
- 5. Anode

Fig. 7

- le premier de ceux-ci est lié à l'injection d'atomes neutres à travers la cathode qu'il faut percer à cet effet.
- le deuxième est lié aux rendements en particules polarisées qui, nous le verrons, exigent un diamètre de faisceau électronique $2\bar{r}_F = 2$ mm dans le volume d'ionisation. Avec le canon ci-dessus (FRECH 1)¹³⁾, on ne peut répondre aisément à ces impératifs, c'est pourquoi nous avons décidé de construire un nouveau canon qui lui est exactement homothétique dans un rapport $\times 2$ mais avec une perversence inchangée pour CRYEBIS (FRECH 2), le premier canon servant sur SILFEC II. Les caractéristiques de l'injection finale sont :

\bar{A}_B	Δ_{front}	\bar{r}_F	\bar{J}
0.26 T	~ 20 mm	1 mm	63.6 A, cm ⁻²

T.III

La figure 7 montre l'injecteur électronique de CRYEBIS complet avec les réglages micrométriques de cathode par rapport au Wehnelt et de canon par rapport au front.

III.2. La magnétocompression.

C'est la compression du rayon du faisceau électronique qui intervient entre les solénoïdes d'injection (SOLIN) et principal (SOLO).

- Si la région de transition est longue devant le pas de l'hélice d'une trajectoire électronique, la compression est adiabatique.
- Si le flot est de Brillouin, le rayon du faisceau s'ajuste de sorte qu'en tous points soit remplie la condition III.2, ce qui amène à un taux de magnétocompression K

$$K = \frac{B_{\text{SOLO}}^2}{E_{\text{SOLIN}}^2} \quad (\text{III.3})$$

- Dans le cas d'un pseudo-flot de Brillouin, la partie laminaire obéit à la magnétocompression précédente, l'autre partie est plus ou moins compressée selon son défaut de laminarité (fig.6), ce qui se traduit par l'accentuation de la pointe de densité existant au centre du faisceau. Les chiffres indiqués sur cette figure doivent être considérés comme assez indicatifs, la magnétocompression n'y étant pas adiabatique. Les canons semi-immergés¹⁴⁾

fournissent des flots encore plus tourmentés que les pseudo-flots de Brillouin, dans leur cas, la densité est proportionnelle à l'induction, on peut raisonnablement en conclure que notre magnétocompression de rapport K' est telle que :

$$\frac{B_{\text{SOLO}}}{B_{\text{SOLIN}}} < K' < \frac{B_{\text{SOLO}}^2}{B_{\text{SOLIN}}^2} \quad (\text{III.4})$$

Un ajustement de B_{SOLO} à B_{SOLIN} constant permet d'ajuster la densité de travail selon la race des ions. Un paramètre de réglage supplémentaire est le champ parasite B_K que l'on peut placer sur la cathode qui dégrade la densité d'un facteur K''

$$K'' = 1 + C^2 \frac{B_K^2}{B^2} \quad (\text{III.5})$$

C étant la compression définie dans le tableau T.I, on voit qu'un champ de 15G entraîne un accroissement du rayon faisceau de 2. Ces deux artifices combinés permettent d'obtenir pour :

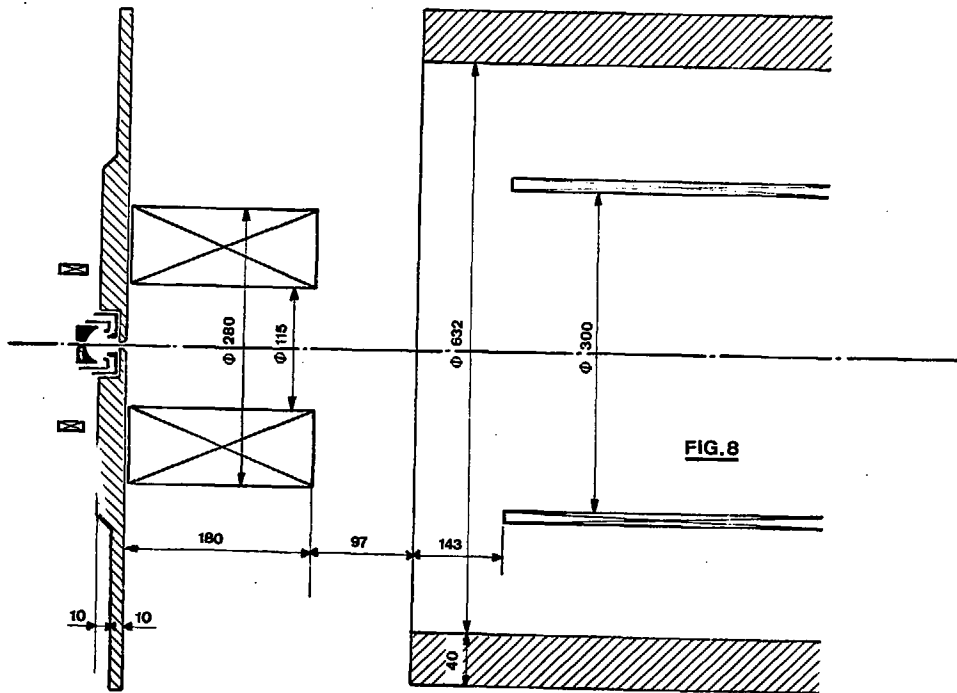
$$B_{\text{MIN}} = 0.5T < B_{\text{SOLO}} < B_{\text{MAX}} = 3T \quad (\text{III.6})$$

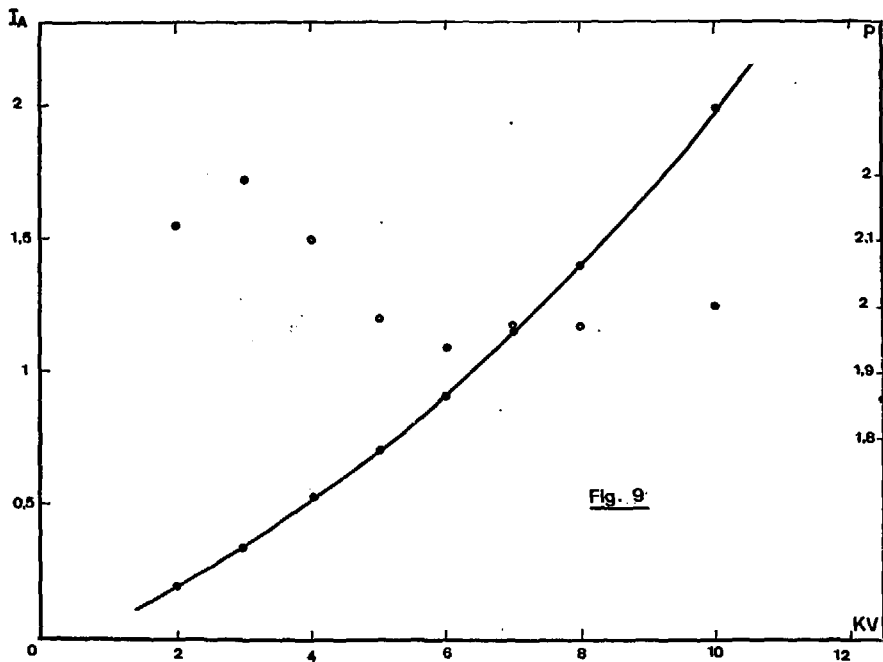
une densité dans la gamme (en combinant III.4 et III.5)

$$63 \text{ A.cm}^{-2} < J < 8600 \text{ A.cm}^{-2} \quad (\text{III.7})$$

Reste maintenant à examiner les modalités techniques d'application de cette magnétocompression. Justifions d'abord la limite supérieure B_{MAX} : elle doit permettre dans le cas pessimiste de la formule III.4, d'obtenir une abondance correcte de Ne^{10+} , pour $3T$, $J \sim 725 \text{ A.cm}^{-2}$ et $J_T \sim 72.5 \text{ Cb/cm}^2$. Un coup d'oeil sur la fig.2 montre que l'abondance en Ne^{10+} est supérieure dans le cas à 90%.

L'option sur le diamètre de bobinage s'est faite en considérant qu'il doit y avoir un pompage derrière le canon évacuant le volume d'ionisation, les pressions souhaitées exigent des conductances importantes donc des tubulures de fort diamètre ($\sim 10 \text{ cm}$). Cette distance sépare SOLIN de SOLO, mais la continuité de l'induction est absolument nécessaire pour préserver la stabilité du faisceau électronique donc l'induction de SOLO doit "baver" suffisamment pour se raccorder à celle de SOLIN, on peut réaliser cette bavure :





1) en utilisant un solénoïde de fort diamètre de bobinage (ce qui est nécessaire par ailleurs pour le pompage de la structure).

2) avec une induction de travail telle que cette bavure reste suffisante en valeur absolue pour un raccordement efficace.

Nous avons choisi un diamètre de bobinage de $\phi_{\text{bob}} = 30$ cm ce qui donne comme borne supérieure de l'induction principale pour répondre à la condition 2) $B_{\text{Min}} = 0.5$ T.

Le figure 8 montre l'arrangement des bobinages et blindages autour de SOLIN et SOLO compte tenu des exigences du pompage et le tableau T.IV résumant les caractéristiques électriques de ces deux solénoïdes. On voit sur la fig.8 une modification du blindage de FRECH 2 du fait de la bavure très importante de SOLO à 3T.

	V_{MAX} I_{MAX}	B_{MAX}	ϕ_{ext}	ϕ_{int}	l	conducteur	type
SOLIN	200 A 85 V	0.45 T	272 mm	115 mm	180 mm	5 x 3 mm	classique refroidi
SOLO	650 A	3 T	340 mm	300 mm	2500mm	2 x 1 mm	suprac. Nb-Ti

T.IV

III.3. Résultats expérimentaux du canon FRECH 1.

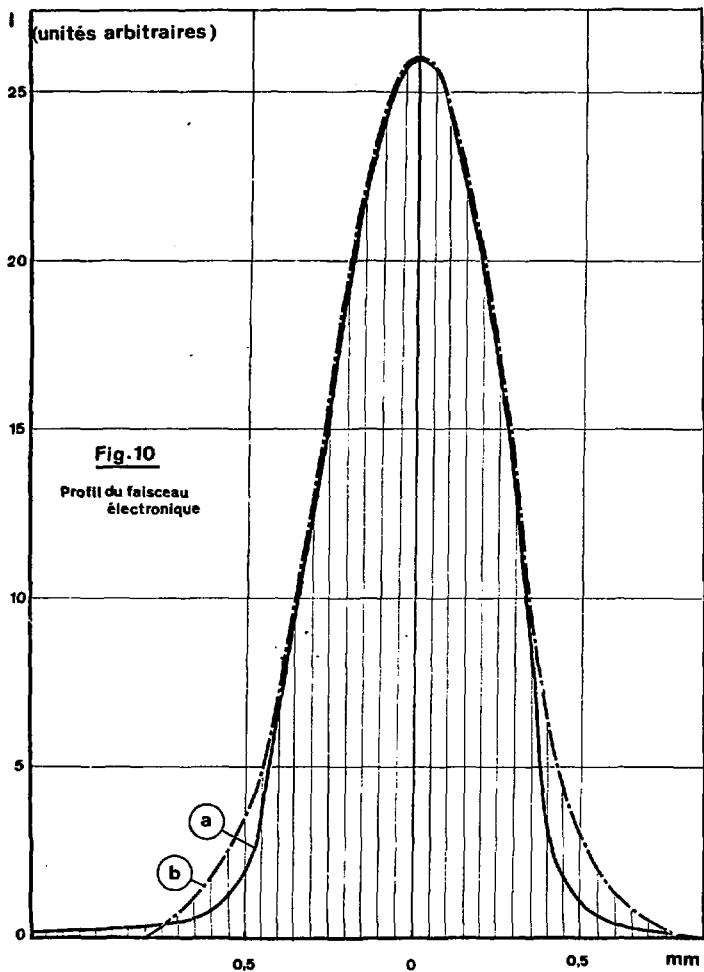
Les essais sur banc du canon FRECH 1 ont permis de montrer que l'on pouvait faire confiance aux programmes GUNELC, IDEAL et POISSON³⁾ pour déterminer une géométrie de canon et son front de champ associé. Ce canon a été essayé jusqu'à 12.5 KV. La figure 9 montre le courant débité par le canon en fonction de la tension. On en déduit l'évolution de la pénétrance avec la tension. Sa valeur moyenne est :

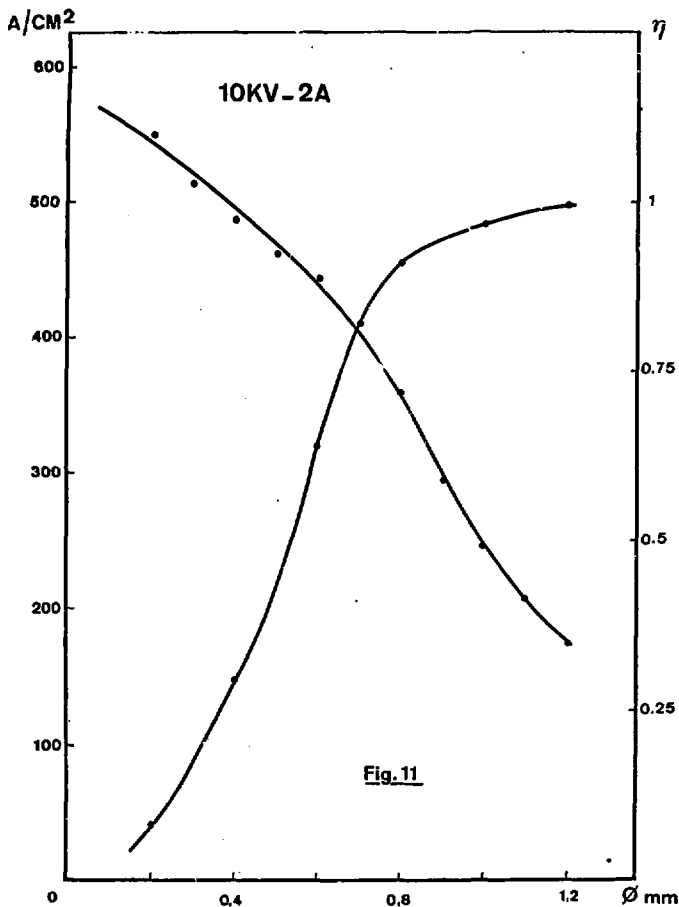
$$P_M = 2.03 \pm 0.16 \cdot 10^{-6} A \cdot V^{-3/2} \quad (\text{III.8})$$

La figure 10 donne 2 profils du faisceau mesurés par excursion d'un fil de tungstène d'1/10 mm dans sa section¹³⁾.

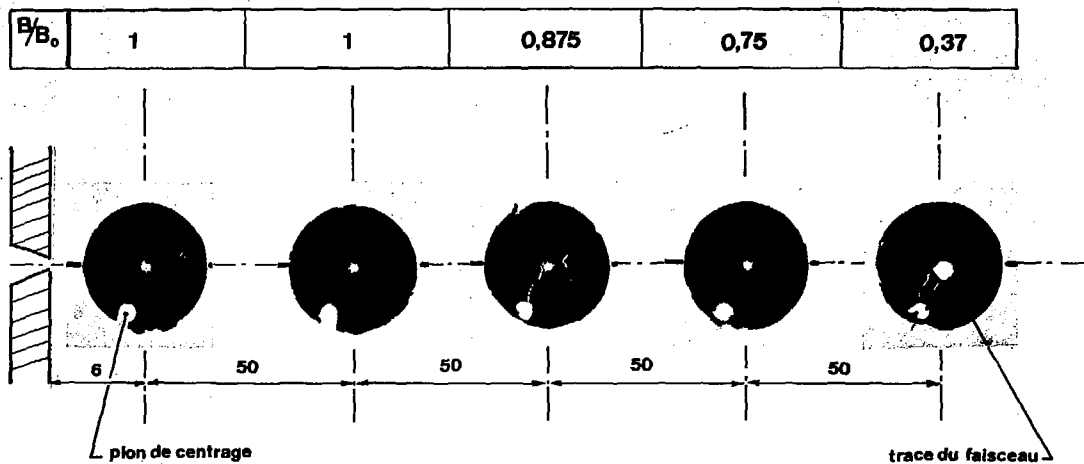
La courbe a est tracée pour 1.5 KV et $\hat{B}_B = 0.25$ T
 " " b " " " " 10 KV et $\hat{B}_B = 0.58$ T

A 10 KV le coeur du faisceau est à 550 A.cm⁻². Ces chiffres obtenus dans





feuille : éch.2



Trace du faisceau dans les feuilles minces
d'aluminium

FIG. 12

SOLIN sont évidemment multipliés par le facteur de magnétocompression.

La figure 11 montre l'évolution de la densité en fonction du diamètre et le pourcentage d'intensité transportée correspondant.

La figure 12 représente la position réelle du faisceau électronique dans SOLIN repérée par perçage de minces feuilles d'aluminium. Cette expérience est très enrichissante, elle permet d'ores et déjà de montrer que le décentrement de la cathode par rapport à l'axe de SOLIN est inférieur à 1/10 mm.

IV - LE SOLÉNOÏDE CRYOGÉNIQUE SOLO. LES ALIGNEMENTS MAGNÉTIQUES

IV.1. Description sommaire ¹⁵⁾.

Nous en avons donné quelques caractéristiques au chapitre précédent. Ajoutons que le bobinage comporte 8 couches de 700 spires et que l'énergie stockée est de 400 KJ. Le solénoïde est court-circuité sur lui-même en fonctionnement ¹⁶⁾ mais est constamment raccordé à des résistances de protection. Il est placé dans un réservoir contenant 841 d'hélium liquide, les écrans étant refroidis par les vapeurs issues du réservoir. La consommation prévue est ~ 5 l/h du fait des connexions non escamotées ¹⁷⁾. Des tiges en résine époxyde empêchent les déplacements longitudinaux du solénoïde résultant des efforts de traction dus à la proximité de SOLIN et de SOLEX (cf. Extraction). Pour limiter les efforts accidentels dus à l'approche d'outils magnétiques par exemple, le solénoïde est entouré d'un blindage en acier doux de 4 cm d'épaisseur sauf sur ses faces latérales.

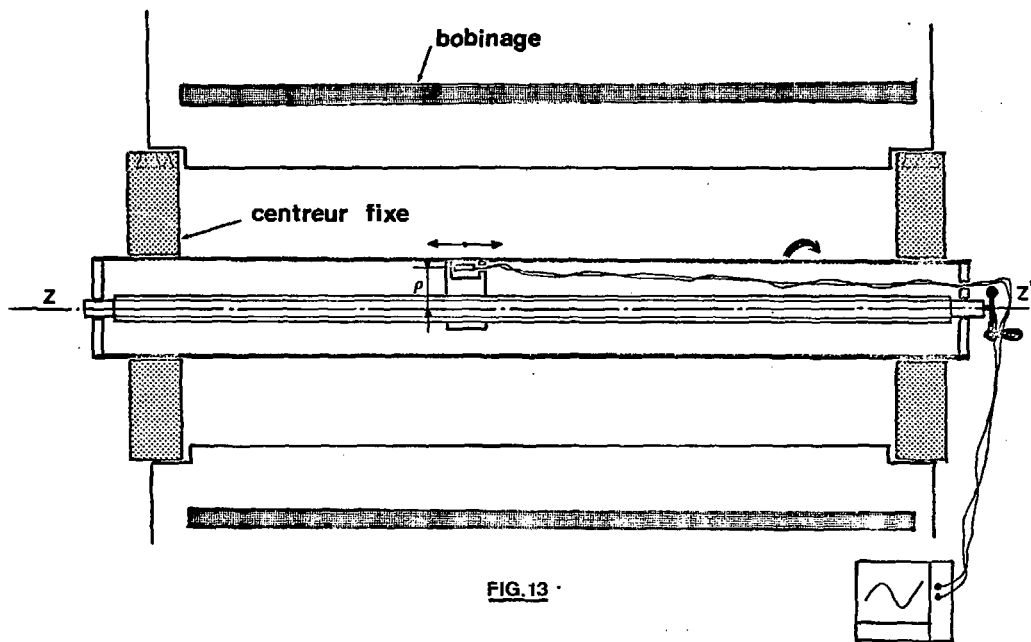
IV.2. Centrages.

Si un faisceau électronique est injecté avec une vitesse tangentielle à une surface équipotentielle dans un solénoïde, il ne quitte plus cette surface si son énergie mécanique ne change pas. Ce faisceau est censé traverser une série de tubes géométriquement alignés, nous avons donc intérêt à ce que la surface équipotentielle contenant le faisceau soit en tous points la plus proche possible de l'axe géométrique. Ce cas idéal est obtenu si :

- les axes magnétiques des solénoïdes successifs sont droits,
- ils sont colinéaires et confondus avec l'axe géométrique,
- le faisceau est injecté sur l'axe magnétique du premier solénoïde.

L'opération se fera en deux temps :

- Le canon FRECH 2 étudié sur banc sera considéré comme opérationnel si le faisceau est conforme au point de vue densité et s'il est centré sur



un axe géométrique repérable que l'on saura faire coïncider avec celui de SOLO (aux tolérances près).

- L'axe magnétique de SOLO sera repéré et aligné avec l'axe géométrique repérable du tube intérieur du cryostat. Ce réglage se fera grâce aux degrés de liberté ménagés intentionnellement aux deux bouts du réservoir d'hélium solide du mandrin de bobinage.

IV.3. L'axe magnétique d'un solénoïde.

C'est le lieu géométrique des points tels que :

$$B_r(r,z) = 0 \text{ ou } \frac{\delta B_z(r,z)}{\delta r} = 0 \quad (\text{IV.1})$$

L'axe magnétique n'est jamais une droite d'une part parce que le bobinage présente des dissymétries au bout des couches, d'autre part du fait que les connexions induisent (à moins de précautions très sévères¹⁸⁾) des composantes de champ perpendiculaires au champ principal et ceci d'autant plus que le courant est élevé et que le conducteur est gros. Le choix d'un bobinage supraconducteur minimise évidemment ces défauts.

La méthode de localisation de l'axe¹⁹⁾ consiste à mesurer en suivant un axe instrumental $\vec{Z}'Z'$ (en général l'axe géométrique du solénoïde) la composante :

$$B_r = f(\theta)$$

en plaçant une sonde à effet Hall sensible à une distance ρ constante de l'axe $\vec{Z}'Z'$ (fig.13). Le dispositif doit être soigneusement réalisé de sorte que ρ ne dépende pas de θ , par contre la tolérance sur la constance de ρ en fonction de z est moins draconienne. Pour un pas instrumental ΔZ , on obtient un réseau de courbes comparables à celles de la figure 10 duquel on déduit assez simplement :

a) quelle que soit l'homogénéité du champ, l'angle ψ entre le plan origine Π_0 (qui contient $\vec{Z}'Z'$, le centre de la sonde et qui coupe l'alidade de repérage de θ à $\theta = 0$), et le plan Π contenant $\vec{Z}'Z'$ et la trace de l'axe magnétique \vec{B}^*B sur un plan normal à $\vec{Z}'Z'$ à l'abscisse Z considérée.

b) Si le champ est faiblement inhomogène, l'angle δ entre l'axe $\vec{Z}'Z'$ et la projection de \vec{B}^*B sur Π :

$$|\delta| = \frac{B_1}{2B_z(\sigma, z)} \quad \text{(IV.2)}$$

Si à une abscisse z_0 , une ligne équiflux coupe l'axe instrumental et si le champ est continûment croissant ou décroissant, on peut déduire le décalage de cette ligne avec $\vec{z}'z'$ après n pas de mesures

$$\Delta \approx \sum_{i=1}^{i=n} \Delta z_i \delta_i \quad \text{(IV.3)}$$

c) Si le champ est fortement inhomogène, l'écart Δ entre ces mêmes axes :

$$\Delta = \frac{B_1}{\frac{\partial B_z}{\partial z}(\sigma, z)} \quad \text{(IV.4)}$$

Si l'on connaît précisément la position de $\vec{B} \cdot \vec{B}$ en un point, on déduit la précession de cet axe en fonction de z représenté par $\Delta = f(\varphi, z)$ (Fig.14). Des shims peuvent être appliqués sur le pourtour des solénoïdes pour diminuer le rayon moyen de cette précession. Le verdict final est donné par le faisceau électronique lui-même. On perce une succession de grilles ou de feuilles métalliques avec le faisceau, on en déduit la forme de la surface équiflux qu'il a suivie et on peut en tirer des conclusions sur la rectilinéarité de l'axe magnétique.

IV.4. Tolérances d'alignement.

On peut se demander pourquoi le faisceau électronique doit être centré. La réponse se situe en bout de source, là où ce faisceau éclate et où avant d'éclater il a conalisé par sa charge d'espace le faisceau d'ions. Si le décentrement est très important, le système de déviateurs peut ne pas le corriger d'où la perte des ions ; s'il n'est pas très important les lentilles rencontrées avant les déviateurs sont abordées de travers d'où des aberrations et une déformation de la figure d'émission. Par ailleurs, comme la structure est centrée, le faisceau fait apparaître des images électriques par rapport aux tubes qui l'attirent le font osciller autour de l'axe de ces tubes, ce phénomène peut induire des résonances fatales pour la transmission.

Supposons que le canon FRECH 2 et son focalisateur soient mécaniquement décentrés de Δr_2 et Δr_1 par rapport à $\vec{z}'z'$ de SOLO, et que le faisceau

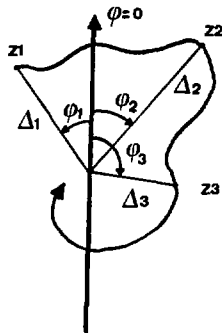
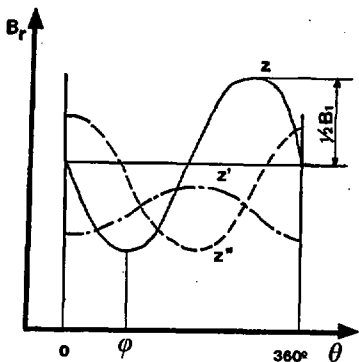
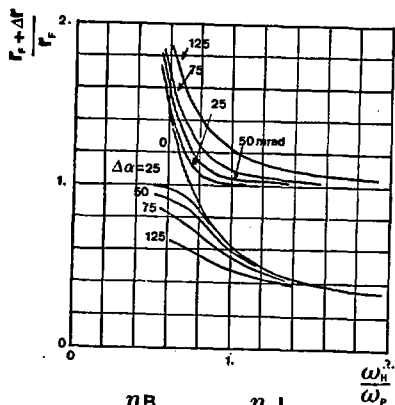


FIG. 14



$$\omega_H = \frac{\eta B}{2} \quad \omega_p = \frac{\eta I}{\pi r_f^2 \epsilon_0 \sqrt{2} \eta V}$$

$$\text{si } B = B_B \quad \omega_H = \frac{\sqrt{2}}{2}$$

Fig. 15

électronique soit décentré de Δr_1 dans SOLIN : au point de raccordement des inductions $B = 0.3 \text{ T}$ le faisceau électronique va, au pire, globalement suivre la ligne équipotentielle $\psi = 0.3 (\Delta r_1^2 + \Delta r_2^2)$ dans le volume d'ionisation où $B = 3 \text{ T}$ le faisceau sera décalé de Δr :

$$\Delta r = \sqrt{0.2(\Delta r_1^2 + \Delta r_2^2)} \quad (\text{IV.5})$$

Si l'on souhaite à 3T que $\Delta r < 5/100 \text{ mm}$, la tolérance est :

$$\Delta r_1 + \Delta r_2 \leq 2.5/10 \text{ mm} \quad (\text{IV.6})$$

L'action de $\Delta \alpha$ se traduit par une oscillation du faisceau autour de sa ligne équipotentielle, c'est le problème de l'amplitude de l'oscillation de la trajectoire d'un électron issu d'un canon immergé en fonction de l'angle d'émission, on sait²⁰⁾ que cela se traduit par un accroissement de Δr faible ($< 1/10$) pour $\Delta \alpha < 10 \text{ mrad}$. Fig. 15. On peut donc résumer les tolérances par :

$$\Delta r_{\text{sortie SOLIN}} + \Delta r_{\text{entrée SOLO}} < 2.5/10 \text{ mm}$$

$$\Delta \alpha_{\text{sortie SOLIN} - \text{entrée SOLO}} < 10 \text{ mrad}$$

Une remarque s'impose : on souhaite à 3T avoir $\Delta r < 5/100 \text{ mm}$ parce que le rayon faisceau est très faible ($\sim 5/10 \text{ mm}$), il vaudrait mieux parler d'exigences concernant l'incertitude relative de positionnement

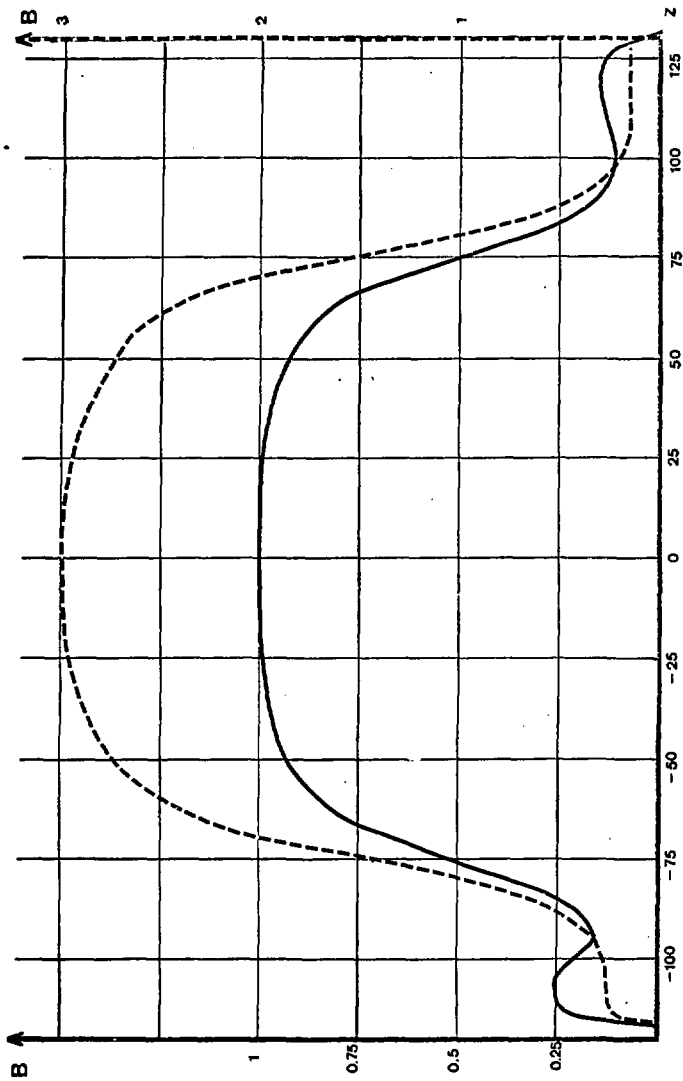
$$\frac{\Delta r}{2r_F} \approx 1/10 \quad (\text{IV.7})$$

IV.5. Courbes de champ.

La figure 16 représente le graphe de l'induction en fonction de Z , l'origine étant au milieu de SOLO. On voit qu'à 1T le creux de champ entre SOLIN et SOLO est très accusé. Cette décompression (suivie de la magnéto-compression précédemment étudiée) n'est, en principe, pas gênante si la variation en valeur relative de l'induction est faible le long de la longueur d'onde de Larmor

$$\lambda_L = \frac{2\pi}{B} \sqrt{\frac{2V}{|n|}} = 2.12 \cdot 10^{-5} \frac{\sqrt{V}}{B} \quad (\text{IV.8})$$

Fig. 16



avec

$$\eta = -\frac{e}{m} = -1.759 \cdot 10^{11} \text{ MKSA}$$

(IV.8)

Pour des électrons de 10 keV à 0.15T, $\lambda_L = 14.1$ mm, dans la région considérée $\frac{\Delta B}{B} \sim 5\%$, ce que l'on peut appeler une variation faible. Une remarque s'impose : nous avons parlé de longueur d'onde de Larmor exprimée à partir de la fréquence de Larmor qui est ici égale à la fréquence cyclotron. En fait avec la charge d'espace¹²⁾, la fréquence de Larmor est divisée par 2 (dans le cas du flot de Brillouin), ce qui multiplie par 2 la longueur d'onde d'où $\frac{\Delta B}{B} \sim 10\%$ ce qui est encore faible.

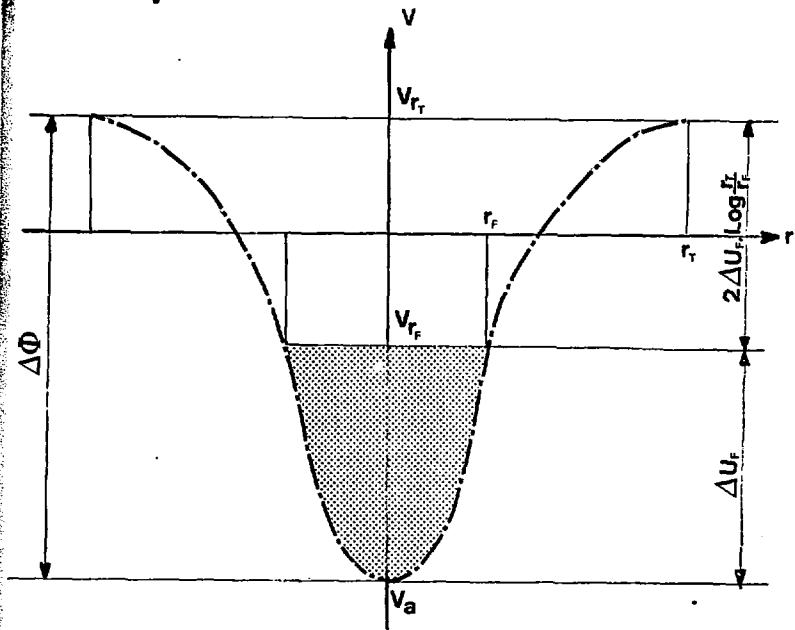
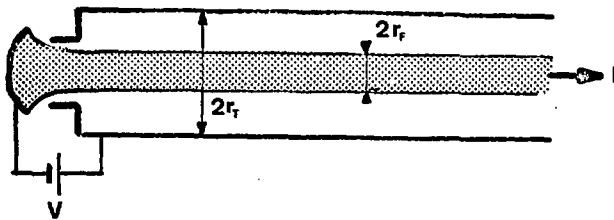


Fig.17

V - LE CONFINEMENT ET L'EXPULSION.

Dans ce chapitre nous allons étudier le mécanisme fondamental de la source en l'idéalisant, d'une part parce que nous connaissons encore mal le devenir des électrons issus de l'ionisation, d'autre part parce que nous allons faire abstraction des causes de destruction de ce confinement. En effet, nous sommes placés avec

$$J = 500 \text{ A.cm}^2$$
$$\text{nombre d'électrons/cm}^3 = 10^{11}$$

dans des conditions assez lointaines de celles d'un plasma de fusion et nous savons que CRYON II ¹⁴⁾ a fonctionné correctement dernièrement avec des paramètres semblables.

Ce confinement est nécessaire pour maintenir pendant le temps τ_c les ions sous le bombardement électronique; il doit être efficace, c'est-à-dire qu'il doit exister dans toutes les directions: c'est le faisceau électronique lui-même qui va jouer, par sa charge d'espace, le rôle de piège radial, une configuration à basses électrostatiques assurant le piégeage longitudinal. Nous verrons que, pour un canon et une gamme d'inductions figés, la réalisation correcte de ce confinement n'est obtenue que pour un choix restreint de diamètres intérieurs des tubes de glissement.

Enfin nous étudierons un des modes possibles d'expulsion des ions vers la machine adapté à Saturne II (et aux synchrotrons en général).

V.I. Le puits de potentiel radial.

Il est dû, nous l'avons dit, à la charge d'espace qui règne dans tout faisceau électronique. Considérons un faisceau électronique (F.E.) de diamètre $2r_f$ circulant dans un tube de diamètre $2r_T$, accéléré sous une tension V et transportant une intensité I , il règne en son sein un puits de potentiel radial de profondeur (fig.17)

$$\Delta U_F = V_{r_F} - V_a = 1.54 \cdot 10^4 \frac{I}{\sqrt{V_a}} \quad (V.1)$$

V_{r_F} étant le potentiel sur le bord du faisceau, V_a le potentiel au centre. Cette formule n'est valable que si le faisceau est stable, c'est-à-dire si l'on peut négliger les effets de la charge d'espace longitudinale. En outre, elle est établie pour le flot de Brillouin, mais on constate qu'elle est valable quel que soit le flot pour $\frac{\Delta U_F}{V_a} < 20\%$.

La dépression de potentiel exprimée à partir du potentiel sur le tube V_{r_T} (en général égal à V) s'écrit :

$$\Delta \phi = V_{r_T} - V_a = 1.54 \cdot 10^4 \frac{I}{\sqrt{V_a}} (1 + 2 \log \frac{r_T}{r_F}) \quad (V.2)$$

On voit de suite qu'un choix inconsidéré pour r_T peut amener à une dépression telle que le faisceau soit complètement décéléralé dans le tube (cathode virtuelle). Les paramètres fixés sont I , V et r_F , ce dernier par la densité, les premiers par la pervéance du canon ; il reste à définir r_T sachant qu'il ne doit pas être trop grand pour éviter une trop forte dépression ni trop petite.

- a) pour des problèmes de réalisation et d'alignement,
- b) pour que les atomes neutres venant du jet ne frappent pas les parois dans la zone cryosorbante.

V.2. Les ions dans la puits.

Au cours du confinement, des ions apparaissent dont la charge globale atténue la charge d'espace électronique, une expression plus réaliste de la profondeur du puits de potentiel se fait en faisant intervenir la densité volumique moyenne $\langle \rho \rangle$ (qui peut être positive ou négative) que l'on peut supposer homogène dans la section du faisceau

$$\Delta U_F = \frac{\langle \rho \rangle}{4\epsilon_0} r_F^2 \quad (V.3)$$

$$\Delta \phi = \Delta U_F (1 + 2 \log \frac{r_T}{r_F})$$

On peut, dans une première étape, supposer qu'il existe un temps τ_M au bout duquel la somme des charges positives Q^+ est égale à la somme des charges négatives.

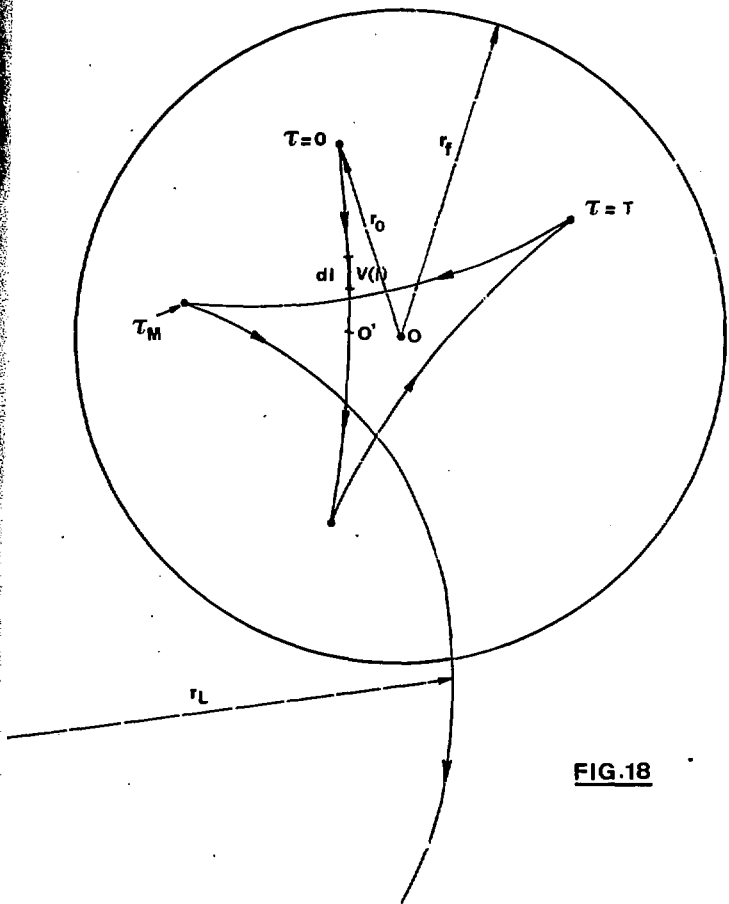


FIG.18

tives contenues dans la source : $Q^+ = Q^-$ (V.4)

ce qui entraîne $\langle p \rangle = 0$ et $\Delta U_F, \Delta \phi = 0$.

τ_M est appelé temps de nivellement du puits.

Examinons maintenant ce qu'il advient à un ion de charge $Z_1 e$ et de masse atomique A placé dans ce puits avant et après τ_M . Les équations de sa trajectoire en coordonnées cylindriques sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \ddot{r} = \frac{-Z_1 e I r}{2\pi \epsilon_0 A m_0 \sqrt{2|\eta|V} r_F^2} - \frac{Z_1^2 e^2 B^2 r}{4A^2 m_0^2} \\ \ddot{\theta} = \frac{Z_1 e B}{2A m_0} \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2}\right) \\ \ddot{z} = 0 \end{array} \right. \quad (V.5)$$

m_0 étant la masse du proton et r_0 le rayon de production de l'ion considéré dans le faisceau électronique ($r_0 < r_F$). La figure 18 montre la forme générale de cette trajectoire. Dans le cas d'un puits constant, l'ion oscille en atteignant la même élongation radiale r_0 . La période d'oscillation T est :

$$T = \int dt = \oint \frac{dz}{\left[\frac{2Z_1 e}{Am_0} (V(r_0) - V(z)) \right]^{1/2}} \quad (V.6)$$

On peut approximer cette intégrale curviligne en supposant que la trajectoire est suffisamment tendue et passe par 0 ($\neq 0'$) elle s'écrit dans ce cas :

$$T = 4 \int_0^{r_0} \frac{dr}{\left\{ \frac{2Z_1 e}{Am_0} [V(r_0) - V(r)] \right\}^{1/2}} = 2\pi r_F \left(\frac{Am_0}{2Z_1 e \Delta U_F} \right)^{1/2} \quad (V.7)$$

Ce qui est la période de rotation de l'ion sur une trajectoire circulaire de rayon r_F quand il a été accéléré sous ΔU_F . Prenons-nous dans le cas du Ne^{10+} avec $\Delta U_F = 310$ V et $r_F = 2 \cdot 10^{-4}$ m, on obtient :

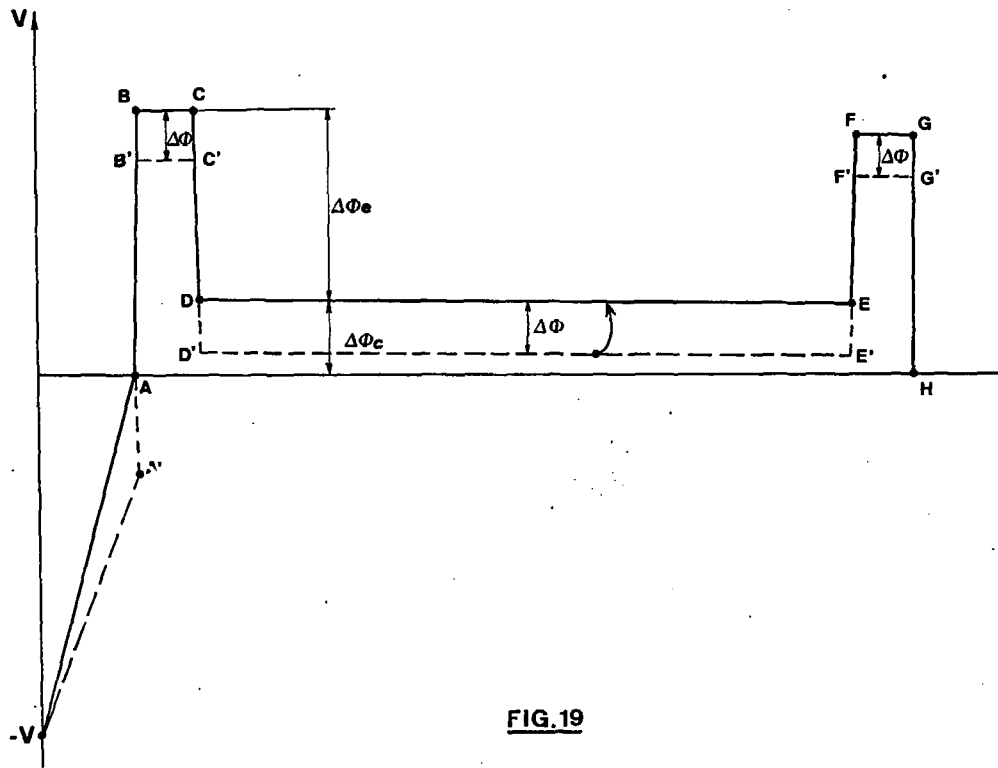


FIG.19

$$\tau = 7.3 \cdot 10^{-8} \text{ s}$$

Si le puits se nivèle, l'énergie potentielle de l'ion étant constante (en l'absence de gradient de champ), il augmente son élongation radiale et peut s'échapper avant la neutralisation complète du F.E. Les ionisations successives lui font statistiquement perdre en amplitude d'élongation ⁽²¹⁾ tandis que le rayon moyen de courbure de sa trajectoire diminue. Au temps τ_M cette trajectoire devient un cercle ayant un rayon de Larmor égal à :

$$r_L = \sqrt{\frac{2 E_p A m_0}{Z_i e B}} \quad (V.8)$$

E_p étant l'énergie potentielle de l'ion due au puits au moment de sa création. Prenons l'exemple du Ne^{10+} à 3T à l'énergie potentielle maximale de 310 eV :

$$r_L = 2.68 \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

On voit que ce rayon est nettement inférieur au rayon des tubes ce qui signifie que, malgré que la stabilité radiale due aux électrons disparaît à l'instant τ_M , il est possible de conserver les ions dans l'espace longitudinal de confinement sans qu'ils touchent une paroi.

V.3. Le confinement longitudinal.

Il est réalisé par 2 bosses électrostatiques placées aux extrémités de la source de hauteur $\Delta\phi_a$ par rapport au "plateau" de potentiel de hauteur $\Delta\phi_c$ qui existe tout au long du volume d'ionisation (fig.19). Les ions formés dans la région DE quasiment sans énergie cinétique (sauf celle des neutres correspondants), mais avec une énergie potentielle $E_p(r)$ ne peuvent franchir les "trappes" terminales, ce qui veut dire que le potentiel sur l'axe des trappes est toujours égal à :

$$\Delta U = \Delta\phi_a + \Delta\phi_c - \Delta\phi \quad (V.9)$$

et l'énergie électronique y est équivalente à :

$$V_c = V + \Delta U \quad (V.10)$$

Sur l'axe dans la région d'ionisation, le potentiel est déprimé de $\Delta\phi$ à $r=0$ ($D'E'$) et l'énergie électronique est de $V + \Delta\phi_c - \Delta\phi$.

L'apparition de charges positives pendant le confinement nivèle le puits radial jusqu'à l'instant τ_M où les densités volumiques s'équilibrent. Dans la région d'ionisation le potentiel évolue de $\Delta\phi_c - \Delta\phi$ à $\Delta\phi_c$ et il ne subsiste un confinement longitudinal que si :

$$\Delta U > \Delta\phi_c \quad (V.11)$$

C'est-à-dire si :

$$\Delta\phi_c > \Delta U \quad (V.12)$$

On voit l'incidence de ce résultat sur la technologie de la structure qui doit consister en une succession de tubes sur lesquels on applique cette distribution de potentiels élevés ($\Delta U \sim 1000$ V).

On peut se demander si, du point de vue ondulatoire, les barrières de potentiel ne présentent pas une certaine transparence. Posons $FG = 2a$ (Fig.15) et supposons que la trappe soit abordée par des ions d'énergie

$$\frac{1}{2} Am_0 v_0^2 = Z_1 e V_0 \quad \text{avec} \quad V_0 < \Delta\phi_e \quad (V.13)$$

L'intégration de l'équation de Schrödinger est classique dans ce cas²², posons

$$\alpha^2 = \frac{2 Am_0 Z_1 e (\Delta\phi_e - V_0)}{\hbar^2} \quad (V.14)$$

et $X = \frac{V_0}{\Delta\phi_e}$

Le facteur T de transparence est donné par :

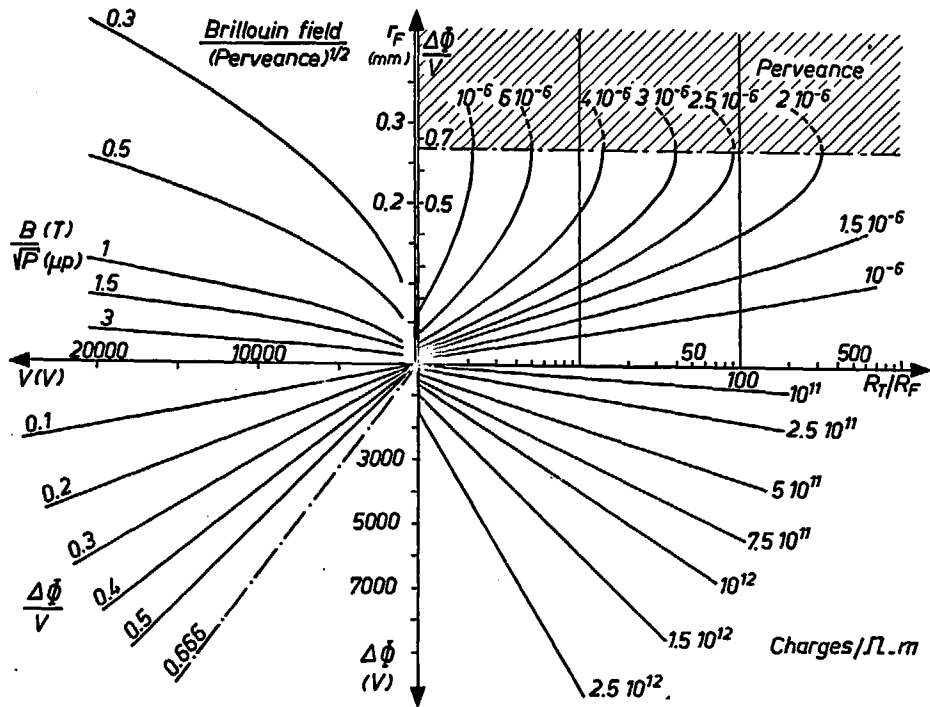
$$T^{-1} = 1 + \frac{\alpha^2}{4X(1-X)} \quad (V.15)$$

Pour $\frac{\tau_M - \tau}{\tau_M} < 10^{-2}$, cette fraction a un numérateur très grand $T^{-1} \sim \infty$ et la transparence est quasi nulle pour $a \sim 1$ cm. Il faudrait avoir des barrières d'épaisseur $\sim 10^{-9}$ m pour risquer des pertes par effet Tunnel, ce résultat est extrêmement important pour l'étude des extractions HF.

V.4. Baignoire de potentiel - Capacité - Choix des paramètres géométriques de source.

L'ensemble des configurations radiale et longitudinale peut être

Fig.20



comparé à une "baignoire" de potentiel à 4 dimensions. L'ionisation remplit cette baignoire de charges positives. Si l'on suppose que cette baignoire est pleine à τ_H (ce qui est très discuté à l'heure actuelle), la capacité totale est égale au nombre de charges négatives présentes dans la source :

$$Q^- = 1.053 \cdot 10^{11} \frac{I [a]}{\sqrt{V_a [v]}} \lambda_B [cm] \quad (V.16)$$

λ_B étant la longueur du volume d'ionisation. Cette capacité fonction de V_a est directement liée à $\Delta\phi$ donc à r_T . Le diagramme représenté sur la figure 20 exprime les interdépendances entre les formules (V.2), (V.16) et (III.2). Compte tenu de (V.12) et qu'une limite raisonnable pour les tensions est de ~ 5000 V, on en déduit, pour $P\mu = 2 \cdot 10^{-6}$, une limite inférieure pour $\frac{r_T}{r_F}$ liée au faible rayon r_F en ions lourds ($\sim 2/10$ mm)

$$\frac{r_T}{r_F} > 10 \quad (V.17)$$

Si l'on se fixe en outre un objectif de 4 à 8 10^{11} charges confinées, on peut en déduire une valeur pour r_T :

$$r_T = 2.5 \text{ mm} \quad (V.18)$$

et un ensemble de paramètres (pour une magnétocompression de Brillouin)

ions lourds

$$B = 3T$$

$$r_F = 4 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$$

$$\frac{r_T}{r_F} = 67$$

$$\Delta\phi_0 = 3600 \text{ V}$$

$$Q^+ = 5 \cdot 10^{11}$$

polarisés

$$B = 0.5T$$

$$r_F = 0.25 \text{ mm}$$

$$\frac{r_T}{r_F} = 10$$

$$\Delta\phi_0 = 1800 \text{ V}$$

$$Q^+ = 5 \cdot 10^{11}$$

On constate que l'on pourrait augmenter la capacité du puits en polarisés en accroissant $\Delta\phi_0$ de 1800 à 3600 V par le truchement d'une décélération du faisceau électronique dans le volume d'ionisation.

Ces valeurs de r_F et $\Delta\phi_0$ sont calculées au centre de SOLO, l'induction n'étant pas homogène sur la distance $DE = \lambda_B = 1.5$ m, le fond de la bai-

gnoire n'est pas plat, ce qui n'a pas d'importance pour la capacité totale de source. En effet, les ions formés les premiers combent la partie la plus profonde, ce qui fait remonter le fond et renouvelle la distribution. L'inconvénient de ceci est que les ions ont une énergie cinétique qui les fait osciller entre les 2 trappes.

V.5. L'expulsion.

C'est le processus qui consiste à éjecter les particules ionisées dans la source vers l'utilisation. Sur SILFEC I, il suffisait d'abaisser la trappe terminale et de basculer la baignoire, ce qui avait l'inconvénient d'introduire une dispersion en énergie assez élevée pour des temps d'expulsion courts ($< 100 \mu s$). Dans CRYEBIS, le temps d'expulsion doit être assez long ($\sim 400 \mu s$) mais la dispersion en énergie doit être faible. Par ailleurs, il est intéressant d'avoir des particules déjà énergiques à la sortie de source pour, par exemple :

- minimiser l'action des défauts de champ dans la zone d'expansion des lignes équiflux.

- avoir une conduite de faisceau à l'intérieur de la plateforme au potentiel de l'électrode (c'est-à-dire à la masse locale). On atteint ces buts en relevant le fond de la baignoire jusqu'à la hauteur des bosses tout en basculant ce fond pour avoir une expulsion totale et dirigée dans le bon sens. Il faut donc appliquer le long de la source une distribution de potentiel variable au cours du temps et différemment suivant l'abscisse, ce qui justifie que la structure de source soit constituée dans le volume d'ionisation d'une série de tubes isolés les uns des autres. Ces potentiels variables sont réglés à l'extérieur de la source et sont conduits aux différents tubes par un système de connexions présentant une forte impédance thermique (les tubes étant à la température de l'hélium liquide).

V.5.1. L'expulsion continue

Ce mode est utilisé lorsque l'on produit des particules polarisées sans accumulation pendant le temps d'acceptance de la machine. La distribution est telle que la particule sort avec une certaine énergie si possible indépendante du lieu d'ionisation dans la source. Il suffit pour y parvenir d'avoir sur l'axe de source une distribution semblable à celle schématisée

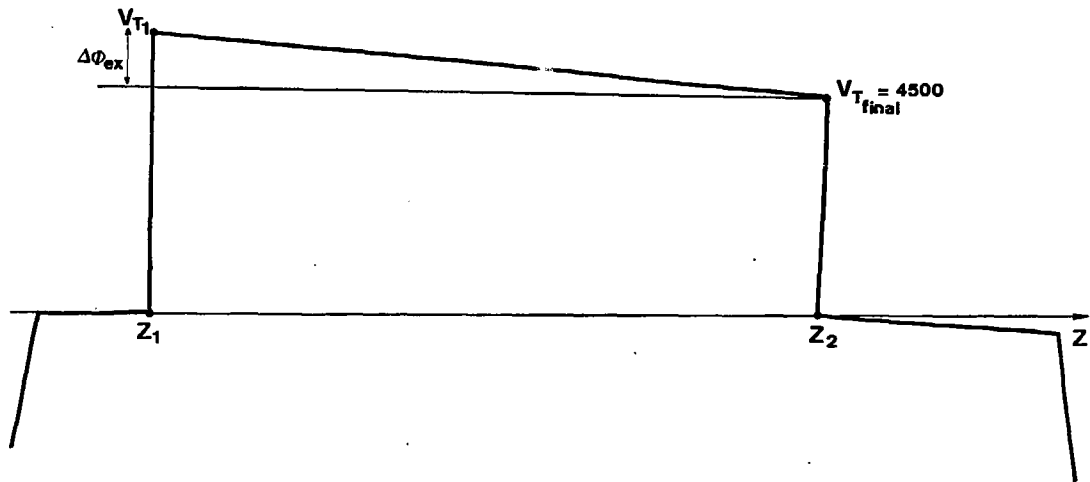
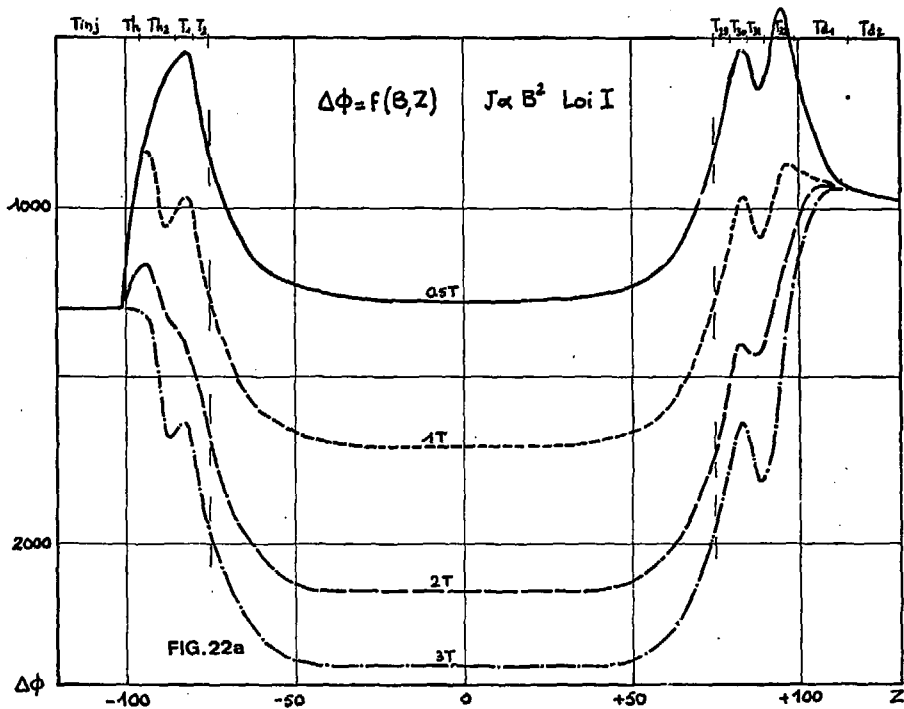
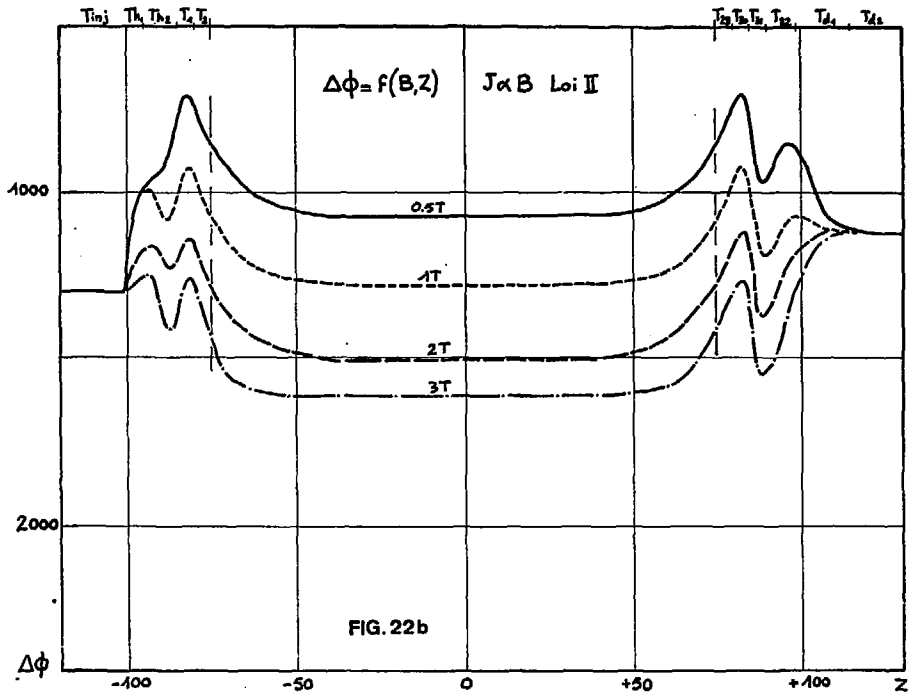


FIG. 21





		T ₁₆	T ₁₇	T ₁₈	T ₁₉	T ₂₀	T ₂₁	T ₂₂	T ₂₃	T ₂₄	T ₂₅	T ₂₆	T ₂₇	T ₂₈	T ₂₉	T ₃₀	T ₃₁	T ₃₂	T ₃₃		
r mm		2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	5	5	5	5	
\bar{z} cm		1,7	9	14	20	26	31	37	43	48	54	59	65	71	77	82	88	94	108	123	
OST	B	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,45	0,43	0,48	0,47	0,45	0,43	0,39	0,3	0,22	0,45	0,09	0,06	0,43	0,45	
	F LI	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,53	0,53	0,54	0,55	0,58	0,6	0,67	0,87	1,18	1,73	2,88	4,33	2	1,79	
	F LII	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,74	0,74	0,76	0,78	0,82	0,93	1,09	1,32	1,7	2,08	1,41	1,32		
	$\Delta\phi$ LI	12,75	12,75	12,75	12,75	12,75	12,63	12,63	12,62	12,60	12,58	11,87	11,20	9,58	7,70	5,35	6,48	3,96	8,72	9,62	
	$\Delta\phi$ LII	10,66	10,66	10,66	10,66	10,66	10,66	10,58	10,58	10,41	10,25	9,95	9,47	8,49	7,61	6,78	8,48	10,88	11,28		
	V _r LI															52,76	50,25	54,45	4,896	11,25	11,25
V _r LII															33,19	53,39	53,29	53,88	11,25	11,25	
1T	B	1	1	1	1	1	0,98	0,97	0,96	0,94	0,9	0,86	0,78	0,6	0,44	0,3	0,18	0,43	0,44	0,45	
	F LI	0,26	0,26	0,26	0,26	0,26	0,27	0,27	0,27	0,28	0,29	0,3	0,33	0,43	0,59	0,87	1,44	2,04	1,86	1,73	
	F LII	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,53	0,54	0,55	0,58	0,66	0,77	0,93	1,20	1,41	1,36	1,32	
	$\Delta\phi$ LI	17,62	17,62	17,62	17,62	17,62	16,79	16,79	16,79	16,56	16,35	16,14	15,53	13,92	11,97	9,58	10,75	8,60	9,17	9,62	
	$\Delta\phi$ LII	12,75	12,75	12,75	12,75	12,75	12,75	12,75	12,75	12,63	12,52	12,40	12,08	11,28	10,33	9,17	11,87	10,88	11,10	11,28	
	V _r LI															56,77	54,79	55,55	3,604	11,25	11,25
V _r LII															65,53	55,83	55,57	55,88	11,25	11,25	
	B	2	2	2	2	1,98	1,96	1,94	1,92	1,88	1,8	1,72	1,56	1,2	0,88	0,6	0,33	0,22	0,44	0,45	
	F LI	0,43	0,43	0,43	0,43	0,43	0,43	0,43	0,43	0,45	0,44	0,45	0,45	0,47	0,21	0,3	0,43	0,79	1,18	1,86	1,73
	F LII	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,37	0,37	0,37	0,38	0,39	0,41	0,47	0,54	0,66	0,89	1,09	1,36	1,32	
	$\Delta\phi$ LI	21,29	21,29	21,29	21,29	21,29	21,29	21,29	21,29	21,06	20,83	20,62	20,41	19,64	18,94	16,44	13,92	11,45	11,97	9,17	9,62
	$\Delta\phi$ LII	15,02	15,02	15,02	15,02	15,02	14,85	14,85	14,85	14,68	14,52	14,22	13,97	12,52	11,28	13,71	12,46	11,10	11,28		
	V _r LI															61,44	58,46	59,75	5,097	11,25	11,25
V _r LII															37,52	57,48	57,50	57,96	11,25	11,25	
	B	3	3	3	3	2,97	2,94	2,91	2,88	2,82	2,7	2,53	2,31	1,8	1,32	0,9	0,6	0,33	0,44	0,45	
	F LI	0,27	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28
	F LII	0,29	0,29	0,29	0,29	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3
	$\Delta\phi$ LI	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69	23,69
	$\Delta\phi$ LII	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14	16,14
	V _r LI															63,95	60,85	62,85	5,944	11,25	11,25
V _r LII															58,78	58,78	58,78	58,78	11,25	11,25	

	T_{10j}	T_{11j}	T_{12j}	T_1	T_2	T_3	T_4	T_5	T_6	T_7	T_8	T_9	T_{10}	T_{11}	T_{12}	T_{13}	T_{14}	T_{15}
r_{mm}	5	4	4	25	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
\bar{z} cm	-107	-94	-88	-82	-77	-71	-65	-59	-54	-48	-43	-37	-31	-26	-20	-14	-9	-27
B	0.26	0.14	0.12	0.15	0.22	0.3	0.39	0.43	0.45	0.47	0.48	0.49	0.49	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
r_{LI}	1	1.86	2.47	1.73	1.18	0.87	0.47	0.6	0.58	0.55	0.51	0.53	0.53	0.52	1.52	0.52	0.52	0.52
r_{LII}	1	1.36	1.47	1.32	1.00	0.93	0.82	0.78	0.76	0.74	0.74	0.73	0.73	0.73	0.73	0.73	0.73	0.73
$\Delta\phi_{LI}$	1300	773	684	575	770	358	1120	1187	1202	1210	1232	1243	1258	1275	1275	1275	1275	1275
0.5T $\Delta\phi_{LII}$	1300	372	324	301	219	217	225	1623	1641	1632	1651	1666	1666	1666	1666	1666	1666	1666
$V_T LI$	1054	2162	3162	4216	5276													
$V_T LII$	1063	2427	3451	4255	5343													
B	0.26	0.45	0.2	0.3	0.44	0.6	0.78	0.86	0.9	0.94	0.96	0.97	0.98	1	1	1	1	1
r_{LI}	1	1.73	1.18	0.87	0.53	0.43	0.33	0.3	0.28	0.27	0.27	0.27	0.26	0.26	0.26	0.26	0.26	0.26
r_{LII}	1	1.32	1.44	0.93	0.77	0.66	0.58	0.55	0.54	0.53	0.52	0.52	0.52	0.52	0.52	0.52	0.52	0.52
$\Delta\phi_{LI}$	1300	224	1606	938	1107	1332	1555	1614	1635	1679	1679	1679	1702	1702	1702	1702	1702	1702
1T $\Delta\phi_{LII}$	1300	934	1681	3147	1633	1122	1208	1210	1252	1263	1275	1275	1275	1275	1275	1275	1275	1275
$V_T LI$	1140	2279	3419	4557	5687													
$V_T LII$	1166	2813	3319	4626	5333													
B	0.1	0.26	0.33	0.6	0.78	1.2	1.56	1.72	1.8	1.88	1.92	1.94	1.96	1.98	2	2	2	2
r_{LI}	1	1	0.79	0.43	0.3	0.21	0.47	0.45	0.44	0.43	0.43	0.43	0.43	0.43	0.43	0.43	0.43	0.43
r_{LII}	1	1	0.89	0.66	0.51	0.47	0.41	0.33	0.38	0.37	0.37	0.37	0.36	0.36	0.36	0.36	0.36	0.36
$\Delta\phi_{LI}$	1300	1162	1367	1332	1614	1234	1264	2641	2643	2422	2429	2423	2423	2429	2423	2423	2423	2423
2T $\Delta\phi_{LII}$	1300	1162	1233	1422	1252	1337	1422	1452	1468	1485	1485	1485	1502	1502	1502	1502	1502	1502
$V_T LI$	1227	2445	3668	4821	6444													
$V_T LII$	1150	2300	3451	4601	5752													
B	0.26	0.33	0.6	0.9	1.32	1.8	2.34	2.58	2.7	2.82	2.88	2.91	2.94	2.97	3	3	3	3
r_{LI}	1	0.79	0.43	0.29	0.43	0.44	0.41	0.4	0.09	0.09	0.09	0.09	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08
r_{LII}	1	0.89	0.66	0.51	0.41	0.38	0.33	0.32	0.31	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.29	0.29	0.29	0.29
$\Delta\phi_{LI}$	1300	1317	1682	1633	1855	2643	2432	2231	2356	2356	2356	2362	2363	2369	2343	2343	2343	2343
3T $\Delta\phi_{LII}$	1300	1233	1444	1252	1378	1468	1555	1574	1594	1614	1614	1614	1614	1614	1614	1614	1614	1614
$V_T LI$	1270	2552	3827	5146	6335													
$V_T LII$	1175	2351	3526	4762	5978													

sur la figure 17. Les ions quittant la source dès leur formation, la charge d'espace électronique n'est pas neutralisée et la remarque concernant la variation du puits suivant Z de la fin du §V.4 est ici très importante; il faut appliquer sur les électrodes une succession de potentiels telle que sa résultante avec la dépression due au puits en fonction de Z donne, sinon la distribution de la figure 21, du moins une distribution continûment décroissante. Ces différents potentiels sont obtenus avec un potentiomètre, cette distribution doit donc être valable à une affinité orthogonale près pour toutes les valeurs d'induction et suffisamment générale pour pallier à notre méconnaissance de la loi exacte de magnétocompression. Soit $\Delta\phi_{ex}$ la dénivellation de potentiel entre les tubes délimitant le volume d'ionisation, en l'occurrence n°2 et n°3. Par définition :

$$\begin{aligned} V_{T_2} &= 4500 \text{ V} + \Delta\phi_{ex} + \Delta\phi_2 \\ V_{T_{29}} &= 4500 \text{ V} + \Delta\phi_{29} \end{aligned} \quad (V.19)$$

Le tableau T.V donne les valeurs de $\Delta\phi$ pour $B = 0.5 - 1.2. 3$. T selon les 2 cas extrêmes $LI + J \ll B^2$ et $LII + J \ll B$ et selon la position des tubes, du canon au collecteur d'électrons, l'origine des abscisses étant prise au centre de SQU avec, comme données de base, celles réunies dans le tableau T.III.

Traçons sur la figure 22 $\Delta\phi = f(B, Z)$. On voit que dans la région d'ionisation, les courbes sont très semblables malgré la différence de loi de magnétocompression. Montrons que dans cette région les courbes $\Delta\phi = f(B, Z)$ sont superposables ou encore que $\Delta\phi$ ne dépend que de Z.

Attribuons l'indice 0 aux valeurs initiales du tableau T.IV. La formule (V.3) peut s'écrire :

$$\Delta\phi(z) = \Delta U_F [1 + 2 \text{Log } r_T - 2 \text{Log } r_F] \quad (V.20)$$

r_F peut s'exprimer par :

$$r_F(z) = \frac{r_0 B_0^n}{B^n(z)} \quad (V.21)$$

n étant l'exposant caractéristique de la compression magnétique ($n = 1$ pour la loi I, $n = 2$ pour la loi II). (V.20) devient :

$$\Delta\phi(z) = \Delta U_F [1 + 2 \text{Log } r_T - 2 \text{Log } r_0 - 2n \text{Log } B_0 + 2n \text{Log } B(z)] \quad (V.22)$$

Dist. Trappes ————
 Dist. sens expulsion - - - - -
 Dist. expulsion totale ······
 Dist. avec transfert -·-·-·-

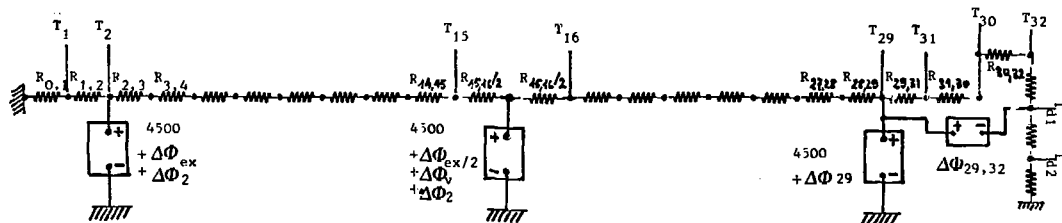
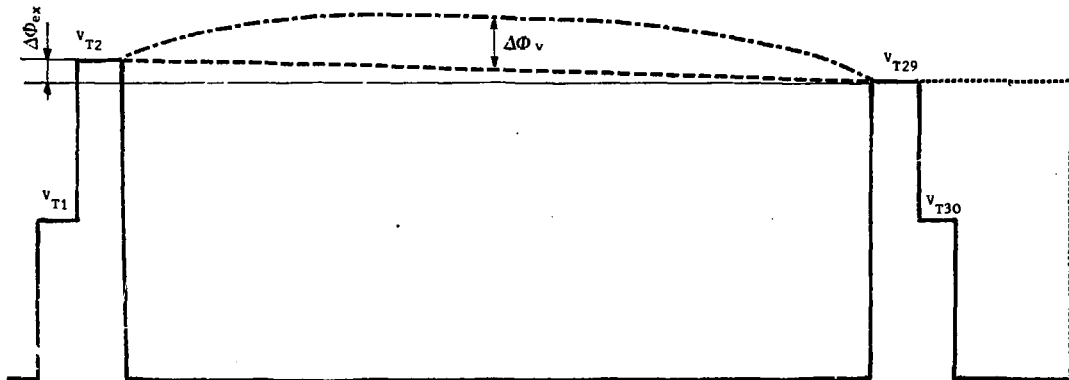


FIG. 23

Les courbes $B(z) = f(z)$ sont homothétiques puisque le champ est solénoïdal, et l'on peut toujours écrire dans ce cas :

$$B(z) = K g(z) \quad (V.23)$$

(V.22) peut s'écrire :

$$\Delta\phi(z) = C_1 + C_2 g(z) \quad (V.24)$$

ce qui montre que $\Delta\phi(z)$ est indépendant de B pour une loi de compression donnée ; on peut calculer $\Delta\phi_V$ qui est la profondeur maximale de la cuvette de potentiel

$$\Delta\phi_V = \Delta\phi_{15} - \Delta\phi_2 = \Delta\phi_{16} - \Delta\phi_{29} \quad (V.25)$$

Avec (V.22) on déduit :

$$\Delta\phi_V = 2n\Delta U_F \text{ Log } \frac{B(Z_{T_{15}})}{B(Z_{T_2})} \quad (V.26)$$

Cette formule est valable non seulement pour l'amplitude de la cuvette mais aussi pour la profondeur de cette cuvette calculée au niv. au de n'importe quel tube T_1

$$\Delta\phi_{1,n} = 2n\Delta U_F \text{ Log } \frac{B(Z_{T_1})}{B(Z_{T_2})} \quad (V.27)$$

formule qui montre que la forme de la cuvette se déduit, quelle que soit la loi de magnétocompression, par une affinité orthogonale d'une forme normée que l'on va définir. Ce résultat est très important : la distribution à appliquer sur les électrodes pourra être obtenue simplement par une division potentiométrique fixe, la voute qu'elle présente (symétrique des cuvettes de la figure 22) sera variable au moyen d'une seule tension centrale $\Delta\phi_V$, le sens d'éjection étant fixé par une distribution en escalier de dénivellation $\Delta\phi_{ex}$ (Fig.23). Calculons $\Delta\phi_V$ pour les 2 lois de compression

$$\Delta\phi_{V,I} = 420 \text{ V} \quad \Delta\phi_{V,II} = 210 \text{ V} \quad (V.28)$$

On peut calculer maintenant la forme normée en fonction des numéros des tubes en faisant les rapports :

$$\varphi(i) = \frac{\Delta\phi_{i,n}}{\Delta\phi_{v,n}} = \frac{\text{Log } B(Z, T_1) / B(Z, T_2)}{\text{Log } B(Z, T_{15}) / B(Z, T_2)} = f(i) \quad (\text{V.29})$$

On obtient le tableau de valeurs suivant T.VI pour $2 < i < 29$.

N° Tubes	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16
$\varphi(i)$	0,26	0,64	0,78	0,85	0,91	0,94	0,956	0,97	0,99	1	1	1	1

T.VI

De ce tableau se déduisent très simplement les résistances $R_{2,3}$, $R_{3,4}$... $R_{28,29}$ constituant le potentiomètre. La résultante de cette distribution voutée avec le puits devient la simple ligne inclinée Z de la figure 19.

On peut maintenant se demander quelle longueur on doit donner à chaque tube. La ddp entre tubes agit surtout sur une distance $2r_T$, pour évacuer les ions pendant le temps d'acceptance de la machine, il faut que, par leur vitesse propre (due au mode d'injection ou thermique) ils aient le temps de franchir la longueur d'un tube, temps au bout du. si ils sont accélérés par la succession des intervalles qu'ils rencontrent. Plaçons-nous dans le cas où les ions ont pour énergie mécanique totale l'énergie d'atigition thermique des neutres dont ils sont issus

$$E_M = 0,025 \text{ eV} \quad (\text{V.30})$$

Si le temps de transit le long d'un tube doit être

$$T_T < 300 \text{ } \mu\text{s} \quad (\text{V.31})$$

On en déduit une limite supérieure pour la longueur des tubes l_T

$$l_T < 11,6 \text{ cm} \quad (\text{V.32})$$

Ious avons pris $l_T = 5,6 \text{ cm}$ ce qui assure un faible coefficient de sécurité (des ions pouvant avoir des composantes initiales de vitesse opposées au mouvement d'expulsion).

Passons au problème de la dispersion en énergie cinétique, nous avons vu précédemment qu'il y a au moins deux causes de dispersion en énergie des ions polarisés.

1) La distribution est inclinée de $\Delta\phi_{ex}$ volts, un ion pouvant être produit n'importe où sur cette distribution, ce qui introduit une dispersion de :

$$\Delta E_c \leq \Delta\phi_{ex} \quad (V.33)$$

2) Ce même ion peut être produit à n'importe quel rayon r_0 dans la F.E. avec une énergie potentielle variable E_p telle que :

$$0 < E_p < \Delta U_F \quad (\text{eV}) \quad (V.34)$$

La première cause de dispersion peut être limitée. La deuxième est bien aussi une cause de dispersion en énergie cinétique puisque le moment magnétique μ d'une particule étant invariant dans le passage d'un gradient de champ faible (23,24)

$$\mu = \frac{E_p}{Bz} = \text{inv} \quad (V.35)$$

on peut écrire :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} A m_0 \dot{z}^2 \right) = - \frac{d}{dt} E_p = -\mu \frac{dB}{dz} \dot{z} \quad (V.36)$$

(ce gradient est situé entre les tubes T_{29} et T_{32}), au vu de la formule (V.36), il apparaît que l'énergie potentielle de l'ion va se transférer en énergie cinétique, ce qui est évidemment favorable pour l'émission mais défavorable pour la dispersion en énergie cinétique totale qui devient :

$$0 < \Delta E < \Delta U_F + \Delta\phi_{ex} \quad (V.37)$$

On peut remarquer que le transfert d'énergie n'ayant pas de sens préférentiel, peut aussi s'effectuer vers le canon et doit être contrebalancé par l'inclinaison de la distribution. Entre T_{15} et T_2 , la formule (V.35) montre que l'énergie cinétique transférée est de l'ordre de la moitié de ΔU_F (puis que $\frac{Bz_{T_2}}{Bz_{T_{15}}} = \frac{1}{2}$) soit 150 eV, on en déduit que :

$$\Delta\phi_{ex} > 300 \text{ eV} \quad (V.38)$$

Si les ions sortent de la source avec une énergie moyenne de 4500 eV, on peut résumer ce que l'on vient de dire par :

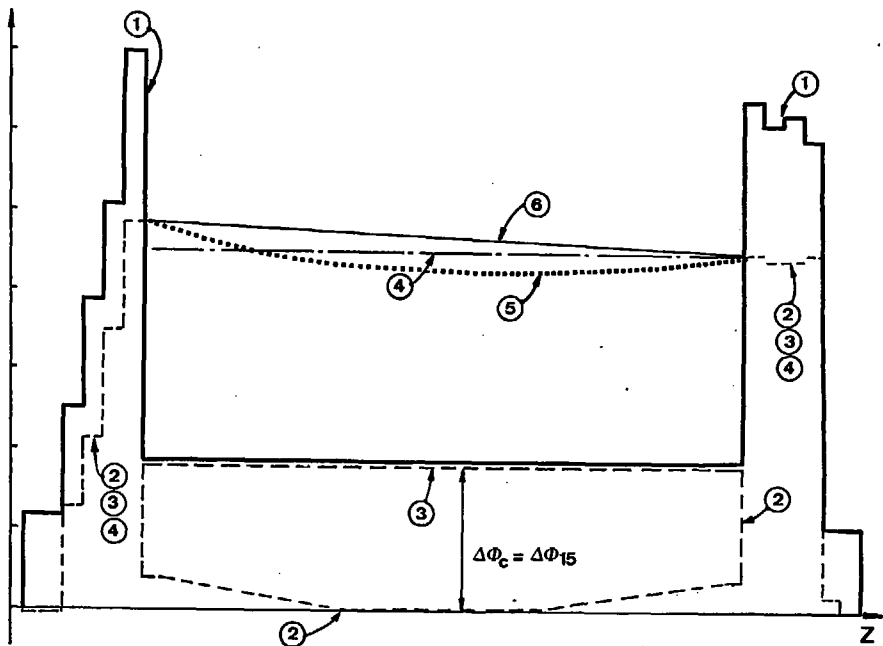


FIG. 24

Tube	Potentiel à appliquer	Potentiel résultant sur l'axe
T_{1j}	$V_{T_2}/5$	$V_2/5 - \Delta\phi_{T_{1j}}$
Th_1	$2V_{T_2}/5$	$2V_{T_2}/5 - \Delta\phi_{Th_1}$
Th_2	$3V_{T_2}/5$	$3V_{T_2}/5 - \Delta\phi_{Th_2}$
T_3		$4V_{T_2}/5 - \Delta\phi_{T_3}$
T_2	$4500 + \Delta\phi_{ex} + \Delta\phi_{T_2}$	$4500 + \Delta\phi_{ex}$
π	$4500 + \Delta\phi_v \cdot \rho(l) + \Delta\phi_{ex} (29-l)/27$	$4500 + \Delta\phi_{ex} (29-l)/27$
T_{29}	$4500 + \Delta\phi_{T_{29}}$	4500
T_{30}	$4500 + 2 \times \Delta\phi_{29,32}/3$	$4500 + 2\Delta\phi_{29,32}/3 - \Delta\phi_{30}$
T_{31}	$4500 + \Delta\phi_{29,32}/3$	$4500 + \Delta\phi_{29,32}/3 - \Delta\phi_{31}$
T_{32}	$4500 + \Delta\phi_{29,32}$	$4500 + \Delta\phi_{29,32} - \Delta\phi_{32}$
Td_1	$4500/4$	$1125 - \Delta\phi_{Td_1}$
Td_2	$4500/4$	$1125 - \Delta\phi_{Td_2}$

T. VII

	T_{inj}	T_{h1}	T_{h2}	T_1	T_2	$T_4 \rightarrow 29$	T_{30}	T_{31}	T_{32}	T_{d1}	T_{d2}
$V_{1a} LI$	-246	1329	2478	3681	4500	4500	4485	4497	4500	253	163
$V_{1a} LII$	-237	1155	2267	3554	4500	4500	4638	4357	4500	37	-3
$V_{1a} LI$	-160	1455	2358	3600	4500	4500	4515	4510	4500	208	163
$V_{1a} LII$	-194	1222	2238	3509	4500	4500	4652	4364	4500	15	-3
$V_{1a} LI$	-73	1283	2361	3499	4500	4500	4454	4530	4500	208	163
$V_{1a} LII$	-150	1138	2218	3473	4500	4500	4620	4379	4500	15	-3
$V_{1a} LI$	-21	1251	2155	3481	4500	4500	4460	4426	4500	208	163
$V_{1a} LII$	-125	1148	2108	3450	4500	4500	4623	4317	4500	15	-3

T.VIII

$$\Delta E \leq 600 \text{ eV}$$

$$\Delta E \leq 13.5 \%$$

$$\bar{E}$$
expulsion
continue

(V.39)

Pour respecter les conditions (V.35) il faut que le transfert se fasse lentement, ce qui revient à dire que l'accélération à 4500 V doit se faire après le gradient et donc que la distribution soit prolongée jusqu'au tube T_{32} (fig.23 1). Le potentiel sur l'axe entre les tubes T_{29} et T_{30} doit être à peu près constant, ce qui n'est pas simple si l'on considère les courbes de la figure 18. On peut résoudre le problème en plaçant une polarisation variable $\Delta\phi_{29,32}$ entre les tubes T_{29} et T_{32} , de sorte que la distribution soit à peu près plate. Le tableau T.VII donne sous forme littérale les potentiels à appliquer sur les tubes pour obtenir une configuration semblable à celle de la figure 24 (lignes 2 et 4); le tableau T.V donne les valeurs réelles de ces potentiels pour $\Delta\phi_{ex} = 0$ et $\Delta\phi_{29,32} = \Delta\phi_{29} - \Delta\phi_{32}$ et le tableau T.VIII la résultante sur l'axe. Le résultat n'est pas parfait, mais comme ces potentiels restent ajustables, nous pourrions pendant les expériences les adapter au mieux.

V.5.2. L'expulsion cyclique.

C'est l'expulsion classique utilisée après le confinement des ions lourds ou l'accumulation des ions polarisés. Pour bien comprendre le phénomène, il faut revenir à l'évolution du confinement en présence d'ions. On voit sur la figure 24, la distribution de potentiel appliquée aux tubes à 3T pour la loi I (1) la résultante sur l'axe du faisceau sans ions (2), $\Delta\phi_C$ ayant été pris égal à $\Delta\phi_{15}$, afin d'avoir un F.E. à 10 KV dans les tubes, la résultante avec les ions pour T_M (3). La remontée jusqu'à (4) constitue le début de l'expulsion, le puits se recreuse dès que les ions s'écoulent (5) et une partie est retenue malgré le basculement, seule la voute superposée permet une expulsion totale (6). Pendant les 500 μ s de processus il faut donc

- remonter le fond rapidement jusqu'à affleurer V_{T30} .
- expulser en basculant et en voutant simultanément la distribution.

Quelle que soit la loi de magnétocompression, il faut, pour avoir la capacité maximale, prendre :

$$\Delta\phi_C = \Delta\phi_{15}$$

(V.40)

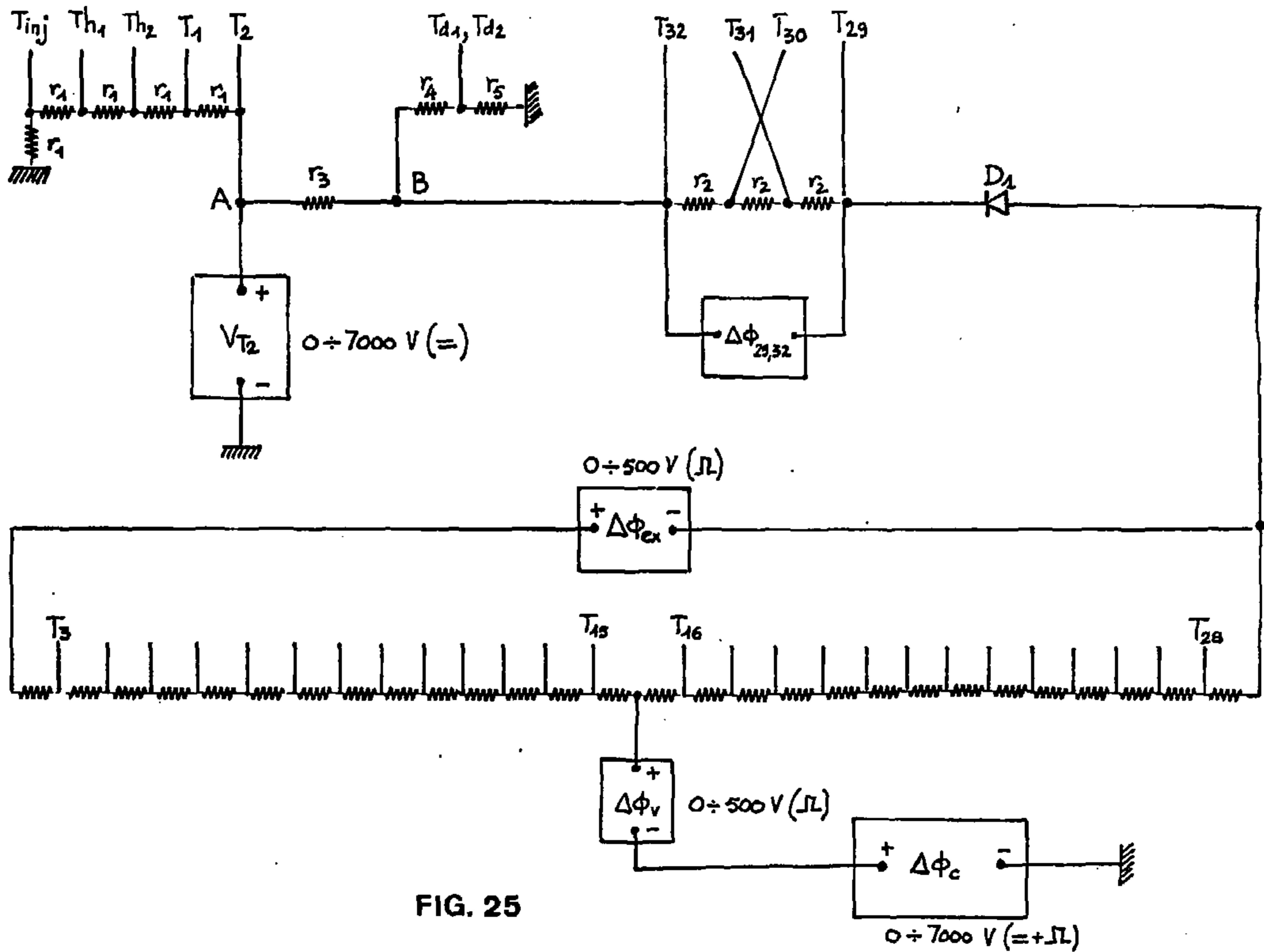


FIG. 25

Il est clair qu'à τ_M , l'énergie électronique devient :

$$V_e = 10 + \Delta\phi_{15} \text{ keV} \quad (V.41)$$

d'où une perte en capacité, puis

$$V_e = 14.5 \text{ keV pendant l'expulsion} \quad (V.42)$$

Du fait que l'énergie des ions dépend de la situation du plateau, on peut dans ce mode d'expulsion diminuer très sérieusement la dispersion en énergie cinétique : en effet si l'on a :

$$V_{T_{32}} - \Delta\phi_{32} = 4500 \text{ V} \quad (V.43)$$

$$V_{T_{29}} - \Delta\phi_{29}, V_{T_{30}} - \Delta\phi_{30}, V_{T_{31}} - \Delta\phi_{31} < 4500 \text{ V} \quad (V.44)$$

avant l'expulsion, ne pourront sortir que les ions ayant une énergie mécanique totale juste supérieure à la bosse T_{32} qui est après le gradient de champ, on peut donner une telle énergie à tous les ions si en fin d'expulsion les potentiels sur l'axe le long de la source sont juste supérieurs à 4500 V. Cette considération modifie très sensiblement le schéma de la figure 23 qui devient celui de la figure 25 conciliant à la fois les exigences du confinement et de l'expulsion (sans être, nous le verrons, définitif). Ce schéma nécessite quelques commentaires :

- r_4, r_5 sont ajustés pour obtenir 1125 V sur T_4 et T_2
- r_3 est ajusté pour que le potentiel sur l'axe de T_2 soit toujours supérieur à n'importe quel potentiel le long de la source.
- l'alimentation $\Delta\phi_{29,32}$ permet de réaliser l'inéquation (V.44) son impédance est telle qu'en fin d'expulsion, le potentiel ramené à travers D_1 assure $V_{T_{29}} \approx V_{T_{32}}$ pour une éjection totale des particules.
- l'alimentation $\Delta\phi_{ex}$ a une impédance interne faible pour que pendant le confinement $V_{T_{28}} \approx V_{T_{32}}$.
- on peut remarquer que le fond de la baignoire peut être plat si l'on maintient $\Delta\phi_v$ constant à la fois pendant le confinement et l'expulsion.

Cet arrangement permet d'après la formule (V.37) d'abaisser d'un facteur 10 la dispersion en énergie cinétique due à l'énergie potentielle initiale. Ainsi on peut conclure en donnant en ions polarisés les chiffres suivants :

$\Delta E \approx 30 \text{ eV}$ $\frac{\Delta E}{E} \approx 6.7 \cdot 10^{-3}$	P.P (1T) exp. cycl.	(V.44)
---	------------------------	--------

En ions lourds, la dispersion relative est, de plus, amortie par l'accroissement de la charge jusqu'à Z_e

$\Delta E \approx 30 \text{ eV}$ $\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{6.7 \cdot 10^{-3}}{Z_e}$	I.L (3T) exp. cycl.	(V.45)
---	------------------------	--------

On voit que ces dispersions en énergie dépendent de la profondeur du puits ΔU_F , par ailleurs, avant l'expulsion, en polarisés, une énergie potentielle constante est une cause importante de pertes radiales; on peut imaginer une formation des ions une fois chargé à faible intensité électronique (ΔU_F tombe à 30 V pour $V = 957$ V) que nous examinerons en détail au chapitre de l'injection.

V.6. Les propriétés optiques de source.

En ce qui concerne la dispersion en énergie, les formules (V.39), (V.44) et (V.45) montrent que l'on a intérêt à utiliser l'expulsion cyclique.

Expérimentalement, on dispose de peu de données tant pour la dispersion que pour l'émission, juste une valeur approximative pour celle-ci correspondant assez bien aux calculs (25,26,27)

$$E_N \approx 6 \cdot 10^{-8} \text{ m. rad} \quad (V.46)$$

La ligne de faisceau de CRYEBIS a été étudiée pour une émission bien supérieure²⁸⁾ du fait de notre méconnaissance de sa valeur réelle.

Nous avons vu au paragraphe précédent, l'extrême importance du transfert d'énergie potentielle en énergie cinétique; s'il n'est pas fait complètement, il peut en résulter une vitesse radiale des ions importante et donc une mauvaise émission.

V.7. Remarques sur la capacité.

Nous avons parlé de capacité de baignoire et de temps de nivellement sans nous préoccuper de ce qu'il advenait des électrons lents issus de l'ionisation. Nous allons montrer qu'ils ne peuvent plus s'échapper de la source autrement que par des instabilités. Posons comme hypothèse de départ que le mouvement d'un électron lent est périodique et que la période spatiale est suffisamment petite pour que le champ radial de charge d'espace E_r soit localement considéré comme uniforme : les équations du mouvement s'écrivent dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau, en posant

$$\omega_e = \eta B \quad \text{et} \quad \rho = \frac{Er}{B\omega_c} \quad (V.47)$$

$$\begin{cases} x = \rho(\omega_c t - \sin\omega_c t) \\ y = \rho(1 - \cos\omega_c t) \end{cases} \quad (V.48)$$

qui sont les équations paramétriques d'un cycloïde, dont l'amplitude A est égale à :

$$A = \frac{2Er}{\eta B^2} \quad (V.49)$$

et la période spatiale Λ

$$\Lambda = 2\pi A = \frac{4\pi Er}{\eta B^2} \quad (V.50)$$

Si l'on prend pour valeur maximale le champ de charge d'espace au bord du faisceau :

$$E_r = \frac{\langle \rho \rangle r_F}{2c_0} \quad (V.51)$$

et si l'on ne considère que les électrons rapides, on a :

$$\langle \rho \rangle = \frac{I}{\pi r_F^2 Z} \quad (V.52)$$

Dans notre cas, on en déduit si l'électron est pris sur le bord du F.E. ;

$$E_{r_F} = 3.04 \cdot 10^4 \cdot I \cdot V^{-1/2} \cdot r_F^{-1}, \quad A = 8.6 \cdot 10^{-6} \text{ m}, \quad \Lambda = 5.4 \cdot 10^{-5} \text{ m} \quad (V.53)$$

ce qui justifie notre hypothèse de départ, les électrons lents restent quasi-stationnaires, leur excursion ne dépassant pas 1% du diamètre du faisceau électronique et leur énergie potentielle au sommet de l'arche de cycloïde étant = 0.6 eV ; s'ils ont une énergie initiale de 10 eV, l'amplitude est

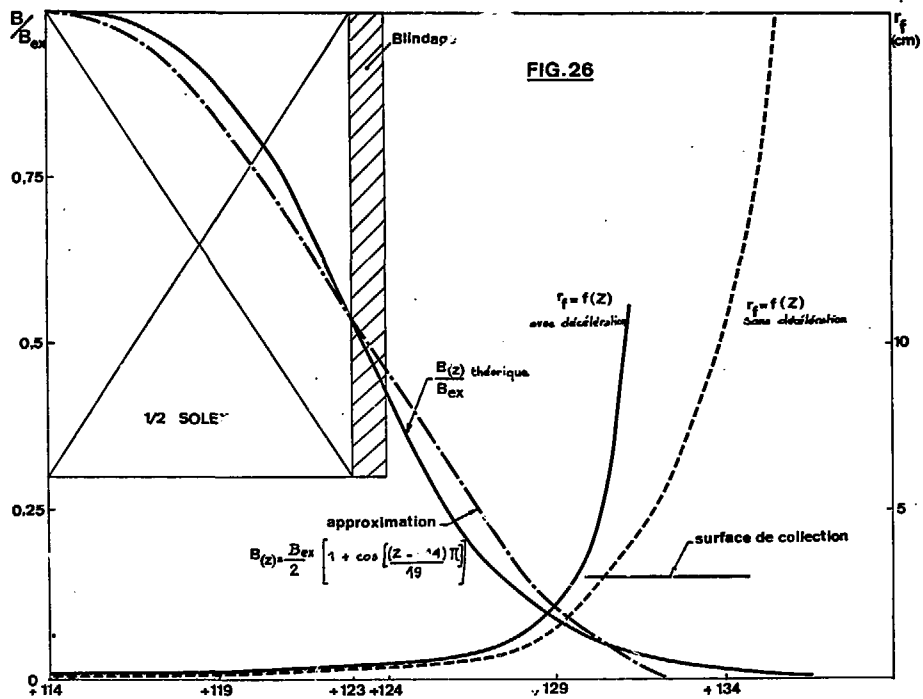
augmentée de 15%, dans le cas bien impossible d'une énergie initiale de 100 eV, elle est augmentée de 190%. Puisque ces électrons lents ne peuvent s'échapper radialement, examinons leur comportement longitudinal: on sait que l'ionisation confère à l'électron éjecté une énergie faible qui lui permet un déplacement longitudinal, il franchit les bosses et est réfléchi aux extrémités de source au niveau des tubes T_{d1} et T_{h1} dans une induction encore très élevée. La question est de savoir à quel moment ces électrons s'éliminent !

Si l'on suppose qu'ils restent dans la source pendant le confinement, le puits n'est jamais nivelé et la limitation de capacité n'existe plus ! Ceci correspond aux observations sur SILFEC I ²⁹⁾, où la distribution de charge évoluait bien au-delà du temps de neutralisation (~ 50 ms), le Xe^{21+} ayant été obtenu à 200 ms, et où des taux de neutralisation légèrement supérieurs à 1 ont été observés. Cette limite continue d'exister dans les dispositifs actuels parce que le mode d'extraction draine les électrons lents vers la cathode du canon et fait apparaître par là-même une charge d'espace positive très défocalisante éjectant radialement les ions en surnombre. Par ailleurs, le phénomène est borné, puisque ces électrons approfondissent le puits dans les trappes et aux points de réflexion et peuvent limiter l'intensité du faisceau primaire (la pénétrance limite pouvant être atteinte). L'intérêt de cette remarque est évident dans le cas d'un canon à très faible pénétrance, mais à forte densité et constitue un des principaux thèmes de nos recherches théoriques de par l'enjeu qu'il représente pour l'adaptation des EBIS sur les machines à cycle rapide.

VI - L'EXTRACTION, LA COLLECTION ÉLECTRONIQUE.

Le dénomination est impropre, les ions ne sont pas extraits mais expulsés. En fait, lorsque le champ magnétique est près de s'annuler, il faut procéder à la décélération des électrons et à l'accélération des ions, ce double but est atteint grâce à une électrode appelée extracteur (par analogie avec l'arrangement d'un duoplasmatron), placée juste à l'endroit de l'annulation du champ et polarisée de sorte que les électrons ne puissent la franchir. Le faisceau électronique triplement défocalisé frappe alors une électrode appelée collecteur, refroidie puisqu'elle absorbe la puissance transportée par le faisceau (ce qui n'est qu'approximativement exact, tout dépend de la polarisation du collecteur). Cette géométrie est de mise au point délicate³⁰⁾ et il est donc nécessaire que sa position soit fixe quelle que soit l'induction principale, en conséquence il faut avoir un solénoïde supplémentaire en sortie (SOLEX) qui assure, au moyen d'un blindage, un lieu d'annulation fixe de l'induction (Cf. fig.16). L'approche théorique du problème est connue^{12,27)}, plus délicate dans le cas de SILFECI qui utilise un canon immergé, nous pouvons dans le cas de CRVEBIS ne pas recommencer les longs calculs qui nous ont permis de cerner les paramètres-clés, et se contenter, pour un exposé clair, d'une approximation. Les deux faisceaux ont des comportements largement découplés puisque les charges d'espace ne se compensent plus : les ions sont accélérés sous 4500 V dans SOLEX, puis à 10 kV dans l'espace d'extraction, les mêmes potentiels décélérant les électrons.

L'extraction des ions est un problème d'optique ionique classique : le faisceau d'énergie $4500 \times Ze$ eV aborde une lentille symétrique accélératrice-décélétrix à 3 électrodes²⁸⁾, la charge d'espace électronique ajoutant à cette focalisation.



La collection électronique est un problème plus complexe, il faut :

- localiser précisément le point de chute des électrons périphériques pour positionner le cylindre de collection.
- s'assurer que l'éclatement est suffisamment doux pour que la répartition de puissance sur le collecteur se fasse sur une grande surface avec la meilleure homogénéité possible.

Ce deuxième point a été traité avec les programmes SPACH et IDNEL [31,32] pour SILFEC I. Les conclusions sont transposables à CRYEBIS : le demi-profil de densité du F.E se retrouve projeté sur le collecteur, ce qui, dans le cas de FRECH2 (fig.10) n'est pas très favorable du point de vue de la répartition de puissance. La puissance moyenne transportée par le faisceau est de 2 KW (20 KW crête), on sait que le limite de dissipation par une enveloppe en cuivre est $\sim 100 \text{ W.cm}^{-2}$, il faudrait donc que le faisceau soit dilué sur $S > 20 \text{ cm}^2$. Calculons l'abscisse Z_c , où l'électron le plus extérieur touche le collecteur de rayon r_c . Si l'on suppose que la décompression est adiabatique, et que la relation (V.21) se conserve, on a, en flot de Brillouin :

$$r_c = r_F(Z_c) = \frac{r_0 B_0}{B(Z_c)} \quad (\text{VI.1})$$

en supposant en outre que la charge d'espace des ions ne retarde pas la défocalisation des électrons. Avec nos conditions, on en déduit :

$$B(Z_c) = \frac{0,26 \cdot 10^{-3}}{r_c} \quad (\text{VI.2})$$

La figure 26 montre la décroissance de l'induction dans la zone d'extraction que l'on peut simuler dans la gamme :

$$+ 114 < Z < +133 \text{ cm}$$

par la fonction analytique :

$$B(Z) = \frac{B_{ax}}{2} [1 + \cos \pi (Z-114)/19] \quad (\text{VI.3})$$

B_{ax} étant l'induction du solénoïde d'extraction (0,17 T). Nous avons tracé aussi sur la même figure $r_F = f(Z)$ dans le cas réel ; en suivant l'évolution d'un électron restant à $r_F/10$, on peut dresser un tableau donnant pour différentes valeurs de r_c le point de chute du premier électron Z_c et la surface de collection de 90% de la puissance : T.IX.

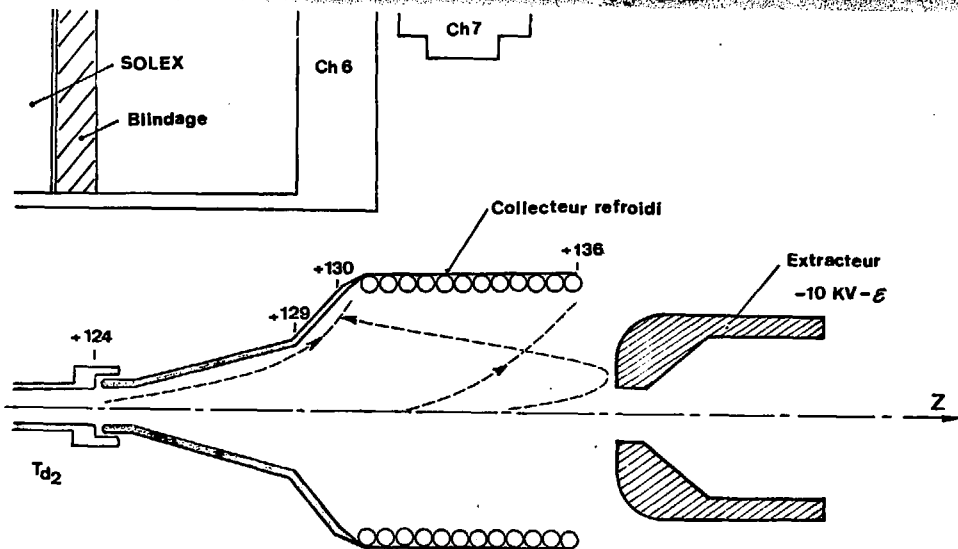


FIG. 27

r_c (cm)	z_c (cm)	S (cm ²)
1	+128.2	37.7
2	+129.6	80.42
3	+130.4	120.64
4	+131.15	130
5	+131.9	144.5

T.IX.

On en déduit l'arrangement de la géométrie d'extraction-collection (fig.27) en choisissant $r_c = 3$ cm pour des considérations d'encombrement dans l'enceinte de SDLEX (chambre 6). Ceci amène à une surface collectrice de 120 cm², et donc une puissance moyenne de 8 W/cm² évacuée par un débit de 0.1 l/s dans un tube $\phi 4$. Du point de vue du dégazage, la notion de puissance moyenne est simpliste; en fait, pendant l'impulsion électronique, la température du collecteur s'élève fortement, ce qui accélère la désorption. Nous avons donc envisagé de faire une décélération des électrons dans cette zone pour diminuer la puissance crête collectée et même récupérer de la puissance. L'ensemble source n'étant qu'une électrode de focalisation à 10 KV agissant sur un faisceau de quelques centaines de volts d'énergie. Ce type de décélération a déjà fonctionné dans un dispositif semblable au nôtre³³). L'idée de base consiste à employer le principe du retour inverse des électrons et à faire une homothétie de la géométrie de canon dans l'espace d'extraction, évidemment pour éviter des réflexions, les électrons ne sont pas complètement ralentis et la puissance collectée n'est pas nulle. On peut, par un calcul simple, se donner une idée de l'évolution du diamètre du faisceau, dans une géométrie décélétratrice à champ électrique constant (ce calcul néglige la charge d'espace longitudinale). Toujours dans l'hypothèse d'une décompression adiabatique d'un pseudo-flot de Brillouin, on a :

$$r_F(Z) = \frac{r_0 B_0}{B(Z)} \cdot \frac{\sqrt[4]{V_0}}{\sqrt[4]{V(Z)}} \quad (VI.4)$$

$V_0 = 10$ KV énergie initiale des électrons. Prenons pour $V(Z)$ une forme décroissant linéairement dans l'espace d'accumulation de l'induction :

$$V(Z) = V_0 - \frac{(Z-114)}{19} (V_0 - V_c) \quad (VI.5)$$

V_c étant la tension de collection (~ 500 V). Avec nos conditions :

$$r_F(z) = \frac{0.26 \cdot 10^{-3}}{0.085[1 + \cos\pi(Z-114)/19]^4 \sqrt{1 - (\frac{Z-114}{19})^{0.95}}} \quad (\text{VI.6})$$

on obtient les valeurs suivantes T.X :

Z	114	115	116	117	118	119	210
r_F	$1.52 \cdot 10^{-3}$	$1.56 \cdot 10^{-3}$	$1.61 \cdot 10^{-3}$	$1.69 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$1.95 \cdot 10^{-3}$	$2.16 \cdot 10^{-3}$
Z	212	222	223	224	225	226	227
r_F	$2.43 \cdot 10^{-3}$	$2.79 \cdot 10^{-3}$	$3.28 \cdot 10^{-3}$	$3.96 \cdot 10^{-3}$	$4.94 \cdot 10^{-3}$	$6.42 \cdot 10^{-3}$	$8.77 \cdot 10^{-3}$
Z	128	129	130	131	132		
r_F	$1.28 \cdot 10^{-2}$	$2.05 \cdot 10^{-2}$	$3.79 \cdot 10^{-2}$	$9.07 \cdot 10^{-2}$	$3.99 \cdot 10^{-3}$	$3.99 \cdot 10^{-1}$	

T.X

Si l'on trace sur la fig.26 $r_F = f(Z)$ dans ce cas, on voit une explosion plus rapide du faisceau, celui-ci étant collecté alors qu'il possède encore une énergie élevée, l'étude que nous menons à l'heure actuelle à l'aide du programme GUNELC consiste à mieux positionner la décélération par rapport au front de descente de l'induction afin d'avoir, pour un diamètre de collection donné, une énergie résiduelle plus basse; nous nous attachons aussi à obtenir un taux de réflexion rigoureusement nul, une réinjection se terminant forcément par une collection sur un des tubes de source et donc un flux de dégazage parasite dans le volume d'ionisation. Terminons ce paragraphe en donnant les caractéristiques de SOLEX (T.XI)

SOLEX	I_{MAX}	B_{MAX}	ϕ_{ext}	ϕ_{int}	l	conducteur	type
	V_{MAX}						
	20A	0.179 T	260 mm	103 mm	180 mm	4 x 1 mm	classique
	100V						

T.XI

VII - L'INJECTION DE NEUTRES.

Pour produire des ions, il faut injecter dans la source des atomes neutres. Cette injection dépend fondamentalement de la race d'ions produite et du mode de production : continu ou après accumulation, elle dépend aussi de la machine qui suit la source. Nous allons traiter le cas de CRYEBIS devant SATURNE II dans ce paragraphe.

VII.1. Les particules polarisées.

La production d'ions polarisés impose un mode d'injection des neutres à travers la cathode parce que :

- le flux est faible et l'on a intérêt à avoir un volume d'interaction maximal, ce qui est le cas d'un jet colinéaire au F.E.

- l'orientation du spin des particules polarisées reste inchangée pour une injection suivant l'axe des solénoïdes.

Ces neutres polarisés sont produits par un générateur de jet volumineux que l'on ne peut pas mettre sur la plate-forme de source, de ce fait, il est reporté au potentiel de la terre à 3 mètres du volume d'ionisation. Deux modes de production des ions polarisés ont été envisagés au f.V., nous allons calculer les rendements de source suivant ces deux modes et mettre en évidence les paramètres importants pour une éventuelle amélioration des performances.

VII.1.1. L'expulsion continue³⁴.

C'est, nous l'avons dit, le mode utilisé lorsque l'on produit des ions pendant le temps d'acceptance de la machine, le jet est stoppé par un obturateur mécanique en dehors de ces périodes pour éviter une pollution inutile de la source par l'hydrogène ou le deutérium atomiques.

Appelons ϕ le flux du jet en atomes.cm⁻².s⁻¹ et j la densité du F.E. en électrons.cm⁻².s⁻¹. Soient $N_0(t)$ et $N_1(t)$ les nombres d'atomes et d'ions polarisés présents dans la source, nous avons à résoudre le système :

$$\left. \begin{aligned} dN_0 &= \phi \pi r_F^2 dt - dN_1 - N_0 \frac{v}{\lambda_B} dt \\ dN_1 &= j \sigma_{0 \rightarrow 1} N_0 dt \end{aligned} \right\} \quad \text{(VII.1)}$$

v est la vitesse des atomes du jet (considéré comme monocinétique)
 $\sigma_{0 \rightarrow 1}$ la section efficace de première ionisation à 10 keV.

Avec les notations des paragraphes précédents, ce système admet la solution :

$$N_1 = \frac{I \phi}{e C_1} \left[t - C_2 (1 - e^{-C_1 t}) \right]$$

avec
$$C_1 = \frac{I \sigma}{e \pi r_F^2} + \frac{v}{\lambda_B} \quad \text{(VII.2)}$$

$$C_2 = \frac{\lambda_B}{v} - \frac{1}{C_1}$$

Le temps d'acceptance est de 400 μ s, avec les paramètres suivants :

$$\begin{aligned} \sigma_{0 \rightarrow 1} &= 1.4 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2 & \lambda_B &= 1.5 \text{ m} \\ \phi &= 10^{15} \text{ at.cm}^{-2}.\text{s}^{-1} & v &= 3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1} \end{aligned}$$

On déduit le tableau T.XII de variation du nombre d'ions polarisés produits en fonction du rayon du faisceau électronique.

r_F (mm)	0.2	0.5	1	1.5	5
$N_1 \times 10^9$	0.92	2.56	3.23	3.37	3.49

T.XII

On voit que l'asymptote est atteint pour $r_F = 1$ mm, ce qui justifie une magnéto-compression unitaire dans ce cas précis. Les 2 paramètres importants pour un accroissement ultérieur du rendement sont l'intensité électronique I et le flux ϕ .

VII.1.2. L'accumulation.

En utilisant la distribution de confinement, on peut stocker les ions produits, la capacité de source est limitée à celle de la baignoire (à la remarque V.VII près) qui est 45.10^{11} charges que l'on libère pendant le temps d'acceptance. On peut calculer le temps τ_g nécessaire pour produire ces 5.10^{11} charges avec un F.E. de 1 mm de rayon, il est solution de :

$$5.10^{11} = 6.84 \cdot 10^{12} [\tau_g - 0.109 \cdot 10^{-3} e^{-2557.04\tau_g}] \quad (\text{VII.3})$$

avec les conditions précédentes. Le terme exponentiel est négligeable pour $\tau_g > 1$ ms, on trouve :

$$\tau_g = 73.1 \text{ ms}$$

temps pendant lequel sont entrés $2.29 \cdot 10^{12}$ atomes neutres soit une efficacité d'ionisation de 0.22. Les paramètres importants sont les mêmes que dans le cas précédent, on peut gagner en efficacité d'ionisation si la perversance du canon est augmentée.

VII.2. Les atomes lourds.

Le problème est plus complexe du fait que la baignoire ne doit être polluée ni par des ions issus du gaz résiduel, ni par des ions de basse charge venant, en fin de confinement, cotoyer les noyaux à cause d'une injection floue en temps. Parmi tous les modes d'injection possibles, on peut en retenir deux :

- une injection d'atomes lourds à partir du générateur de jet moyen-vent quelques modifications au niveau de la tuyère et de l'écorceur, ce dispositif est idéal parce que le flux de neutres est très dirigé et très bien défini, il peut donc être mécaniquement pulsé de façon précise ; son éloignement diminue le flux utile.

- une injection d'atomes lents, localisée et continue du type de celle utilisée par Donetsk. Dans ce cas, c'est le nombre d'ions monocharge qui est bien défini par un contrôle électronique, l'inconvénient est un flux continu de neutres qu'il faut cryosorber.

VII.2.1. Utilisation d'un générateur de jet

Nous ne décrivons pas dans ce rapport le générateur qui est classique. Calculons en fonction du flux délivré par ce générateur le temps d'injection nécessaire pour qu'en fin de confinement la baignoire soit pleine dans deux cas

- courant électronique maximal (2A, $\Delta U_F = 308$ V),
- courant électronique faible de sorte que l'énergie potentielle initiale des ions E_p soit elle aussi faible.

A. Courant électronique maximal.

Le faisceau électronique est à intensité maximale (2A) et l'énergie potentielle de l'ion formé est comprise entre 0 et 308 eV. Le danger de ce type d'injection a été dénoncé par Donetz¹¹ ; cette énergie se conserve au cours de l'ionisation et il faut conserver une profondeur de puits à l'expulsion au moins égale à

$$\delta U = \frac{308}{Z} \quad (\text{VII.4})$$

pour éviter une perte radiale des ions, ce qui limite la capacité de la baignoire. Cet argument peut s'avérer faux pour deux raisons :

- la première est, nous l'avons dit, que le processus de nivellement doit faire intervenir la charge d'espace des électrons lents qui devraient permettre le maintien d'un puits radial en fin de processus, par ailleurs le rayon de Larmor d'un ion ayant 308 eV d'énergie est très faible (V.I), ce qui prouve que nivellement ne veut pas forcément dire perte sur les tubes.

- la seconde est que les ionisations successives diminuent l'élongation radiale maximale d'un ion²¹ (puisqu'elles n'interviennent pas toutes au point haut de l'ionisation), ce qui a pour conséquence d'enrichir la région centrale en ions très chargés et donc d'amener, au temps de nivellement une perte préférentielle des basses charges.

Le temps d'injection se calcule très simplement à partir de la formule (VII.2), si l'on sait que pour le mode ions lourds, l'efficacité d'ionisation est peu différente de 1 ; avec nos notations habituelles, on obtient :

$$\phi \cdot \tau_{inj} = \frac{Q^+}{Z_a \cdot \pi r_F^2} \quad (\text{VII.5})$$

D'après Compargue³⁵⁾, en augmentant la pression en amont de la tuyère et en diminuant le diamètre de celle-ci et de l'écorceur, on peut atteindre les intensités de l'ordre de $J = 5 \cdot 10^{20}$ atomes $\text{ster}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Si on appelle α le parallaxe de la section du premier tube de glissement vu de l'écorceur et si le jet est homogène, on peut exprimer le flux par :

$$\phi \quad [\text{at. cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}] = \frac{J}{\Delta^2 (\text{cm})} \quad (\text{VII.6})$$

Δ étant la distance tuyère-source (3m).

Dans le cas du Ne^{10+} , pour une capacité $Q^+ = 5 \cdot 10^{11}$ à $J \sim 500 \text{ A. cm}^{-2}$, on obtient :

$$\tau_{inj} = 2.3 \text{ ms}$$

Si l'on prend le cas plus délicat du C^{6+} avec $J = 10^{20}$ at. $\text{ster}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, on obtient :

$$\tau_{inj} = 18.2 \text{ ms}$$

Ces chiffres sont nettement plus élevés que ceux cités par Donetz avec son type d'injection¹⁴⁾, mais restent raisonnables. Ils supposent, néanmoins, une possibilité de changer l'ensemble tuyère-écorceur sur le générateur lorsque l'on travaille en ions lourds.

B. Courant électronique faible.

Supposons que l'on souhaite travailler avec $\Delta U_F \sim 30 \text{ V}$, l'expression de ΔU_F en fonction de la pervéance

$$\Delta U_F = 1.54 \cdot 10^4 P_{\mu} \cdot V \quad (\text{VII.7})$$

permet de déduire les paramètres du canon :

$$V = 975 \text{ V} \quad I = 0.061 \text{ A}$$

L'efficacité d'ionisation pendant le temps de vol d'un atome neutre dans la source devient ~ 0.1 , ce qui est traduit par une augmentation d'un facteur

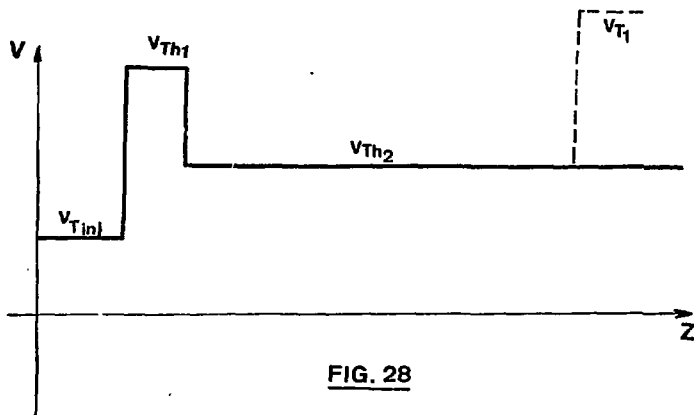
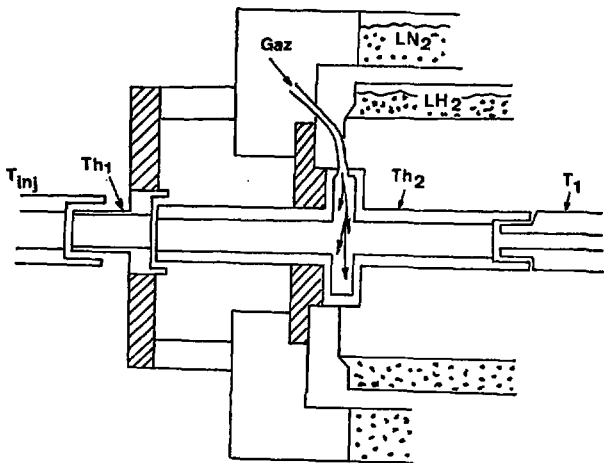


FIG. 28

10 des temps d'injection précédemment calculés. C'est donc un mode de fonctionnement peu compatible avec ce mode d'injection.

VII.2.2. Injection croisées sans jet avec contrôle électronique.

C'est la méthode utilisée sur CRYDON II. Les tubes Th_1 et Th_2 (Fig. 28) sont à une température voisine de 77°K puisqu'ils sont mécaniquement solidaires du panneau LN_2 . Ils permettent la transition entre la température ambiante de T_{inj} et la température de l'hélium liquide de T_1 , leurs pièces de maintien font partie intégrante de l'écran anti-rayonnement protégeant le panneau LHe. Le flux de gaz arrive avec une vitesse faible dans la chambre de détente située au niveau de Th_2 mais de façon continue (la pulsation risque d'être moyennée par la conductance faible du tube amenant ce flux). La trappe T_2 est baissée et le plateau est prolongé à gauche jusqu'à Th_2 , un potentiel de blocage est appliqué sur Th_1 . Les ions formés dans la zone d'interaction emplissent le volume de confinement temporairement prolongé; lorsque le nombre d'ions monochargés est suffisant pour qu'en fin de processus la baignoire soit pleine, on rétablit la trappe T_2 et l'on abaisse la trappe Th_1 . Le nombre d'ions injectés est simplement réglable au moyen du temps d'interaction avec le flux et d'un déplacement approprié des potentiels de blocage à l'entrée de source d'où l'appellation. Le volume d'ionisation est protégé des neutres qui continuent d'affluer par la cryosorption dans les tubes T_1 et T_2 et des ions créés par le potentiel V_{T_2} qui les refoulent vers le canon où ils sont focalisés dans l'espace anode-cathode et projetés à travers le trou cathodique vers l'arrière du canon. Examinons plus en détail les modalités d'application de cette "injection électronique".

A. La distribution.

Il faut évidemment modifier le schéma du potentiomètre de la figure 25 pour réaliser correctement cette injection. Au début du processus, on fait $V_{T_2} = \Delta\phi_c = \Delta\phi_{15}$, la cuvette du profil ② de la figure 24 se prolonge dans le tube T_2 . On place une alimentation V_{Th_1} qui fixe le potentiel du tube Th_1 (fig.29). La chaîne potentiométrique est rampue en A et l'alimentation V_{T_2} devient pulsée à fond continu réglable. Les potentiels appliqués et résultants dans cette zone sont indiqués dans le tableau T.XIII. On voit

T.XIII

Distribution pendant l'injection							
	T_{inj}	T_{th1}	T_{th2}	T_1	T_2	T_{15}	$\Delta\phi_{15}$
Potentiel's appliqués	$V_{Th1}/2$	V_{Th1}	$\frac{2(V_{Th1} - V_{T2})}{3}$	$\frac{V_{Th1} - V_{T2}}{3}$	$\Delta\phi_{A5}$	$\Delta\phi_{15}$	
Potentiel's résultants	$V_{Th1}/2$ $-\Delta\phi_{Tinj}$	V_{Th1} $-\Delta\phi_{Th1}$	$\frac{2(V_{Th1} - V_{T2})}{3}$ $-\Delta\phi_{Th2}$	$\frac{V_{Th1} - V_{T2}}{3}$ $-\Delta\phi_{T1}$	$\Delta\phi_{15} = \Delta\phi_{T2}$	0	
Loi I	A	1000	2000	2043	2086	2129	
	R	-300	838	736	694	515	0
Loi II	A	1000	2000	1834	1668	1502	0
	R	-300	838	601	540	250	0
Loi I	A	1500	3000	2794	2588	2383	
	R	200	1693	1112	953	488	0
Loi II	A	1250	2500	2205	1910	1614	
	R	-50	1267	787	658	236	0

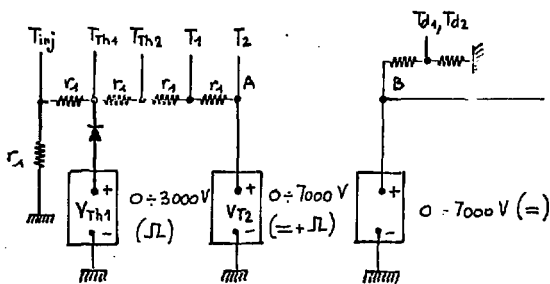


FIG. 29

que V_{Th_1} peut atteindre 3000 V. Par ailleurs, les changements brutaux de diamètre de tube entre Th_2 et T_1 perturbent la régularité de la distribution ce qui a pour effet de donner aux ions des énergies cinétiques élevées. Une détermination plus précise de la loi de magnétocompression permettra de réduire très notablement ce phénomène.

B. Le flux à injecter et les problèmes qui en découlent.

Le diamètre $2r_F$ est de l'ordre du mm dans Th_2 . Si l'on considère que la section efficace d'ionisation apparente est :

$$\sigma = \sigma_0 \times 1 \times \frac{r_F^2}{r_T^2} \quad (\text{VII.8})$$

la probabilité d'ionisation $P = j\sigma$ est de l'ordre de 30 et le nombre d'ions monochargés créés est :

$$\Delta N_1 \approx N_0 P \tau_{inj} \quad (\text{VII.9})$$

Si l'on veut des temps d'injection inférieurs à 1 ms, pour produire au maximum 10^{11} ions, il faut que

$$N_0 \approx 3.10^{12} \text{ atomes}$$

ce qui nécessite, au pire, un flux à injecter de $\sim 10^{-4}$ Torr.l.s⁻¹. Donetz, dans les mêmes conditions, injecte 5.10^{-6} Torr.l.s⁻¹ pour un temps d'injection de 100 μ s. La partie ionisée étant faible, ces neutres doivent être pompés avant qu'ils n'atteignent le volume de confinement. Si l'on néglige la contribution de la pompe ionique à ce niveau, le flux doit être cryosorbé sur les tubes T_1 et T_2 . Pour les corps utilisés (C_2H_4 ou C_5H_{12} , N_2 , D_2 , Ne) à la température de LN_2 , le coefficient de capture sur une paroi à 10°K est supérieur à 0.95³⁷⁾, ce qui permet de supposer qu'après 3 réflexions dans le tube T_1 tout atome neutre est cryosorbé, le régime étant moléculaire et l'injection dirigée, ces 3 réflexions se font dans les premiers cm de T_1 . Reste à examiner l'effet de ce condensat : pour un diamètre molaire de $\sim 5.10^{-8}$ cm, il faut trois mois pour obtenir un givre de 1mm d'épaisseur sur les 2 tubes, ce qui montre la nécessité de dégivrer à intervalle de temps régulier. L'élévation de température à travers ce givre est $\sim 1/10^6$ K ce qui n'affecte donc pas les propriétés cryosorbantes des tubes au cours du temps³⁶⁾. Après le temps d'injection, les ions retournent vers le canon et bombardent la face dorsale de la cathode, ils transportent

un courant de 16 μ A soit une puissance de 0.16W qui participent au chauffage de la cathode sans la détériorer. Il est à remarquer que le tube d'amenée du gaz doit être isolé de la masse.

Le mode d'injection à courant réduit est très problématique tant que l'on ne connaît pas la loi de magnétocompression expérimentale.

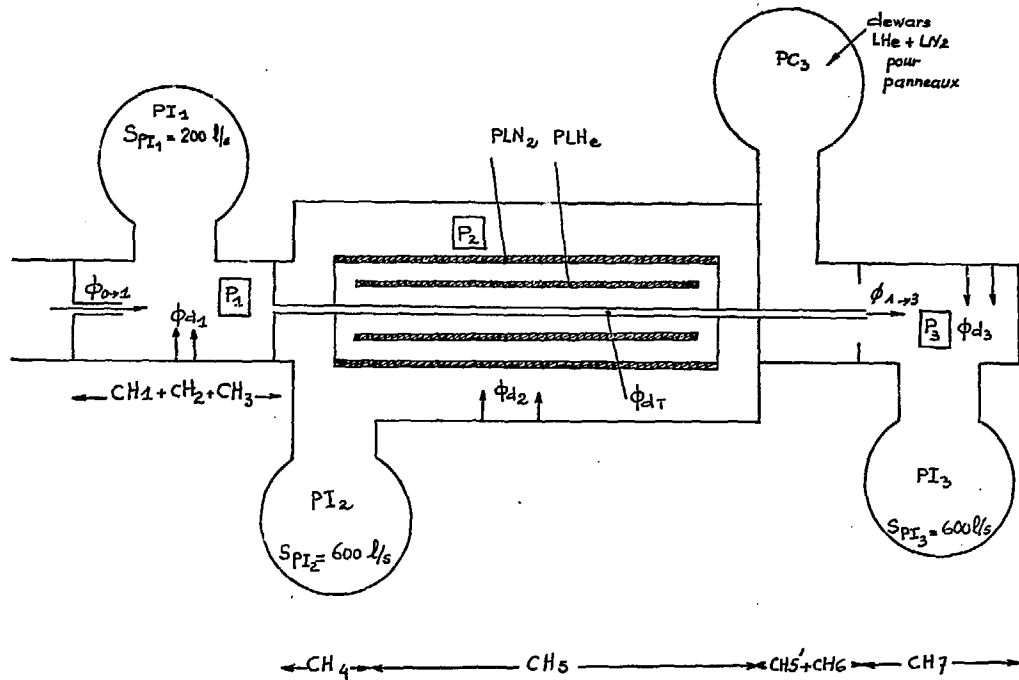


FIG. 30

VIII - LE VIDE.

Nous avons vu au chapitre I qu'un des paramètres essentiels pour un fonctionnement correct de la source est la pression résiduelle moyenne \overline{P}_T régnant dans le volume d'ionisation. Notre but est de montrer que l'on peut atteindre :

$$\overline{P}_T < 1.10^{-10} \text{ Torr} \quad (\text{VIII.1})$$

en prenant un certain nombre de précautions.

Nous allons calculer la pression statique le long de la source liée aux portes de pompage disséminés de part et d'autre du cryostat, puis examiner en quoi le faisceau électronique contribue à l'abaissement de la pression à l'intérieur des tubes enfin la pression "dynamique" après la mise en froid des panneaux LN₂ et LHe.

VIII.1. La pression statique.

Du point de vue du vide, CRYEBIS peut se schématiser par la figure 30. Trois groupes distincts d'enceintes :

1. Les chambres 1, 2, 3 reçoivent :

- a) un flux venant du tube isolant 400 KV en alumine $\phi_{0 \rightarrow 1}$ passant par un diaphragme tubulaire.
- b) un flux venant de la désorption à chaud du canon.
- c) un flux de désorption des parois ϕ_{d_2} .

Ce groupe est vidé par une pompe ionique PI₁ de 200 l/s possédant des éléments supplémentaires actifs sur l'hydrogène.

2. Les chambres 4 et 5 séparées des chambres précédentes par le canon. Ce groupe est complètement isolé, la structure très close obstruant

les 2 extrémités et court-circuitant du point de vue des flux les groupes 1 et 3. La pompe ionique PI_2 de 600 l/s absorbe les flux venant des parois et des panneaux (ceux-ci étant chauds dans ce paragraphe), des parois extérieures des tubes de glissement et des isolateurs en alumine.

3. Les chambres 5, 6 et 7 reçoivent un flux $\phi_{1,3}$ somme des flux de désorption du canon, des tubes et du collecteur. Les pompes ioniques PI_3 de 600 l/s et cryogénique PC_3 évacuent en plus de $\phi_{0 \rightarrow 3}$ le flux du jet supersonique qui est suffisamment collimaté pour traverser la source sans être capté et qui passe au plus 10% du temps et le flux de désorption ϕ_d assez important du fait de la présence d'un grand nombre d'alumines isolant les éléments d'optique.

VIII.1.1. Pressions statiques dans les 3 enceintes.

Evaluons les différents flux contribuant à la dégradation des pressions P_1 , P_2 et P_3 .

1. Groupe 1.

- Le flux venant du tube isolant à travers le premier tube diaphragme a été évalué par ailleurs³⁸⁾ pour une pression amont de 10^{-7} Torr et une conductance de 0.1 l.s^{-1} soit 10^{-8} Torr l.s^{-1} .

- Le flux de désorption du canon peut être évalué à partir des essais faits sur banc¹³⁾ où la pression remonte de 1 à $5 \cdot 10^{-8}$ Torr pour une vitesse de pompage de 300 l.s^{-1} soit $1.5 \cdot 10^{-6}$ Torr l.s^{-1} . La structure du canon est assez ajourée du côté de la chambre 3 pour que l'on considère que tout ce flux est évacué de ce côté, une partie très faible passe au travers de la structure dans la chambre 7.

- Le flux venant des parois internes des tubes de la structure se partage équitablement entre les groupes 1 et 3; on peut assimiler cette structure à un tube d'acier inoxydable de longueur 2.10 m et de diamètre intérieur 5 mm. Pour un flux spécifique de 10^{-8} Torr $\text{l.s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, le flux total est : $\sim 3.3 \cdot 10^{-6}$ Torr l.s^{-1} .

- Le flux de dégazage des parois et éléments annexes constitués en majorité d'acier inoxydable peut être estimé à $9.5 \cdot 10^{-5}$ Torr l.s^{-1} . On voit qu'il est de loin supérieur aux autres. Si la vitesse de pompage au col de

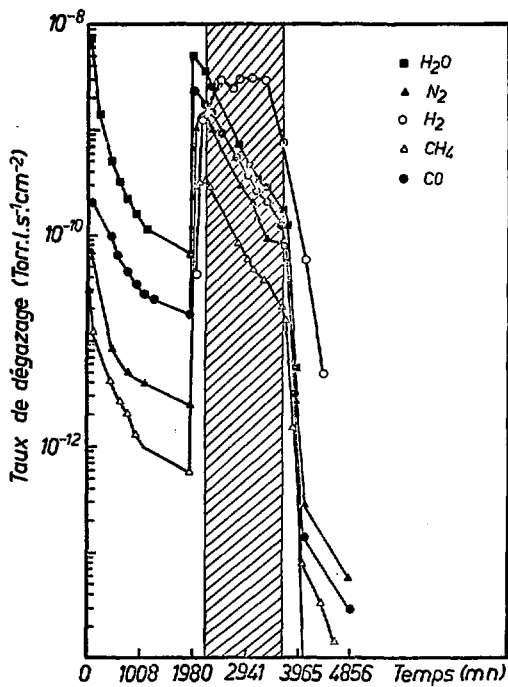


FIG. 31

PI_1 est de l'ordre de 100 l.s^{-1} , la pression statique $P_{1,1h}$ dans la première heure de pompage sera de l'ordre de 1.10^{-6} Torr . On sait que le flux spécifique de dégazage de l'inox a s'écrit en fonction du temps t en heures :

$$a = a_0 10^{-t/10} \quad a_0 = 1.10^{-8} \text{ Torr.l.s}^{-1} \text{.cm}^{-2} \quad (\text{VIII.2})$$

dans le cas où il n'est pas étuvé, par contre un étuvage modéré à 150°C donne un flux spécifique et une composition conforme à la fig.31³⁹). On en déduit un chiffre raisonnable après une semaine de pompage ou deux jours d'étuvage classique à basse température, du flux spécifique

$$a_{100h} = 1.10^{-10} \text{ Torr.l.s}^{-1} \text{.cm}^{-2} \quad (\text{VIII.3})$$

soit $P_{1,100h} = 1.10^{-8} \text{ Torr} \quad (\text{VIII.4})$

2. Groupe 2.

Les éléments dégazants de ce groupe sont les enceintes ($S = 2 \text{ m}^2$) et les 4 parois des 2 panneaux cryogéniques ($S = 1.88 \text{ m}^2$) soit un flux $\approx 3.9 10^{-4} \text{ Torr.l.s}^{-1}$ auquel il convient d'ajouter le flux dû aux alumines ($4 \times 8 \text{ cm}^2$, $a_0 \sim 10^{-7} \text{ Torr.l.s}^{-1} \text{.cm}^{-2}$), ce qui donne un flux de désorption total de ce groupe :

$$\phi_{d_2} = 4.10^{-4} \text{ Torr.l.s}^{-1} \quad (\text{VIII.5})$$

En suivant le raisonnement précédent :

$$P_{2,100h} = 1.3 10^{-8} \text{ Torr} \quad (\text{VIII.6})$$

le dégazage étant absorbé par PI_2 dont la vitesse effective de pompage au col $\approx 300 \text{ l.s}^{-1}$.

3. Groupe 3.

Les principaux éléments dégazants de cette chambre sont le collecteur d'électrons, les écrans à chevrons de protection du panneau LHe, les 40 isolateurs en verre transmettant les potentiels aux tubes, les éléments d'optique et leurs supports isolants et les enceintes. Sans entrer dans le détail, le flux de désorption est $\sim 1.7 10^{-4} \text{ Torr.l.s}^{-1}$ auquel il faut ajouter les quelques 10^{14} atomes du jet pendant 10% du temps soit un flux

négligeable de 3.10^{-7} Torr.l.s⁻¹, on en déduit :

$$P_{3,100h} = 6.10^{-8} \text{ Torr} \quad (\text{VII.7})$$

La désorption sous l'effet d'un impact électronique obéit à une loi semblable à celle de l'ionisation, avec une section efficace maximale entre 70 et 150 eV et décroissant avec l'énergie⁴⁰. S'il n'y a pas d'élévation de température au niveau du collecteur, on revient au bout d'un temps court (2 jours) à une désorption classique, la monocouche absorbée étant rediluée dans le volume du collecteur à chaque pulse de source.

On voit que les pressions P_1 , P_2 et P_3 sont assez élevées, même après 100h de pompage et ceci principalement à cause de surfaces dégazantes très importantes. Cette source fonctionnant sur un accélérateur, il n'est pas question d'attendre plus d'une semaine pour la réutiliser après une entrée d'air : il faut donc trouver une procédure de traitement préalable des matériaux et d'étuvage permettant à la fois une réduction importante du temps de pompage et un flux de dégazage spécifique de l'inox $\leq 10^{-10}$ Torr.l.s⁻¹.cm⁻². Ce problème a été traité aux anneaux de stockage du CERN, et notre procédure s'établit comme suit :

1. Avant assemblage :

- dégraissage par solvant (Forane, Methylal, Trichloréthylène)
- traitement dans un bain décontaminant basique (PBS 25 ou 50)
- rinçage à l'eau chaude
- rinçage à l'eau déminéralisée
- séchage à l'air chaud (120°C)
- maintenance sous plastique
- manipulation avec gants.

2. Après assemblage :

- gonflage des enceintes avec de l'azote sec (les enceintes sont toujours, lors d'une rupture de vide, pressurisées à l'azote sec avec une légère surpression par rapport à l'air ambiant).
- étuvage à 150°C pendant 2 heures sous pression.
- pompage par pompe turbomoléculaire jusqu'à 10^{-5} Torr puis par les pompes ioniques. Dégazage des jauges.
- arrêt de l'étuvage, retour à la température ambiante.

Ce cycle de 12 heures permet d'atteindre pratiquement :

$$e_{O,inox} \approx 1 \cdot 10^{-12} \text{ Torr} \cdot \text{l} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$$

soient :

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= 1 \cdot 10^{-10} \text{ Torr} \\ P_2 &= 1.3 \cdot 10^{-10} \text{ Torr} \\ P_3 &= 6 \cdot 10^{-10} \text{ Torr} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.8})$$

Ces pressions permettront une vérification du bon fonctionnement de la source sans mettre les panneaux en froid, ce qui est extrêmement intéressant lors de manipulations de mise au point, où la fréquence des ruptures de vide peut être de 2 à 3 par semaine.

VIII.1.2. Pression statique dans les tubes⁷⁾

On peut simuler la structure de source en l'assimilant à un tube uniformément dégazant en acier inoxydable de longueur $2L = 2.1$ m et de diamètre intérieur $2r_T = 0.5$ cm pompé à ses deux extrémités. Appelons $P(x)$ la pression à l'intérieur du tube mesurée à partir d'une des extrémités (abscisse en cm), a le flux de dégazage spécifique et C la conductance d'un demi-tube

$$C_{(\text{l} \cdot \text{s}^{-1})} = 12.1 \frac{(2r_T)^3 (\text{cm})}{L (\text{cm})} = 7.2 \cdot 10^{-3} \text{ l} \cdot \text{s}^{-1} \quad (\text{VIII.9})$$

Un calcul classique⁴²⁾ fournit la répartition de pression à l'intérieur du tube, P_e étant la pression dans une des enceintes terminales (P_1 et P_3) :

$$P(x) - P_e = 2a \pi r_T \left(\frac{x}{C} - \frac{x^2}{2CL} \right) \quad (\text{VIII.10})$$

La pression moyenne dans la source est :

$$\overline{P}_T = \frac{1}{2L} \int_0^{2L} P(x) dx + P_e = \frac{2}{3} a \pi r_T \frac{L}{C} + P_e \quad (\text{VIII.11})$$

Ces tubes ne peuvent être aussi efficacement évacués que les parois puisqu'ils sont thermiquement très bien isolés, si l'on prend pour a la décroissance de la formule (VIII.2), on peut écrire :

$$\overline{P}_T = 0.76 \cdot 10^{-1} a_0 \cdot 10^{-t/10} \quad (\text{VIII.12})$$

soit par exemple :

$$\overline{P}_{T,100h} = 0.76 \cdot 10^{-6} \text{Torr} \quad (\text{VIII.13})$$

ce qui donne un temps de neutralisation $\tau_N \sim 1$ ms soit $J_{T_0} = 6 \cdot 10^{17}$ ce qui permet l'observation d'un spectre du gaz résiduel avec C^{2+} et C^{3+} en charges optimales et donc une possibilité d'optimiser divers paramètres de source avec les panneaux "chauds".

VIII.2. Le pompage électronique.

Le faisceau électronique ionise le gaz résiduel. Si la distribution de potentiel correspond à l'expulsion, les ions formés sont évacués vers le groupe de chambre 3 : il y a alors "pompage électronique" de la structure. Examinons les conditions pour qu'il soit efficace et pour cela reprenons l'équation d'évolution du nombre $N_0(t)$ de neutres présents à l'instant t dans la source (le gaz résiduel étant de l'hydrogène selon le diagramme de la figure 31), en faisant la même remarque que celle qui a conduit à l'écriture de la formule (VII.I) :

$$\dot{N}_0(t) = -N_0(t) J \sigma_{0+1} \frac{r_F^2}{r_T^2} \quad (\text{VIII.14})$$

On peut se demander si un terme constant de dégazage doit s'ajouter. En fait, cela se traduirait mathématiquement sans faisceau électronique, par un accroissement continu de $N_0(t)$; ce terme disparaît parce que l'équilibre statique est atteint auparavant et que ce qui est dégazé en permanence est évacué par les extrémités de source. Numériquement l'équation (VIII.14) s'écrit :

$$\dot{N}_0(t) = -89.1 N_0(t) \quad (\text{VIII.15})$$

sachant que $N_0(0)$ peut s'écrire en fonction de $\overline{\Delta P} = \overline{P}_T - P_0$

$$N_0(0) = 3.53 \cdot 10^{16} \frac{\overline{\Delta P}}{x} \cdot 2\pi r_T^2 \times 2L \quad (\text{VIII.16})$$

(Torr) (cm) (cm)

$$\text{ou encore} \quad N_0(0) = 2.21 \cdot 10^{22} a \quad (\text{VIII.17})$$

Le solution de (VIII.15), qui donne la décroissance en fonction du temps des atomes "stagnant" dans la source et contribuent de ce fait à la distribution parabolique de la pression en son sein est :

$$N_0(t) = 2.21 \cdot 10^{22} a \exp(-89.1)t \quad (\text{VIII.16})$$

Nous pouvons dresser un tableau (T.XIV) de l'évolution de N_0 .

t	0	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	$2 \cdot 10^{-1}$
$e^{-89.1t}$	1	0.91	0.41	$1.35 \cdot 10^{-4}$	$1.82 \cdot 10^{-8}$
$N_0(t)/a$	$2.21 \cdot 10^{22}$	$2.01 \cdot 10^{22}$	$0.91 \cdot 10^{22}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-8}$

(T.XIV)

On voit que le pompage électronique est effectif après 50 ms, ce qui donne pour $\bar{P}_T = 0.76 \cdot 10^{-6}$ une vitesse de pompage de 1.65 l/s ; cette vitesse est relativement faible parce que le $F.E$ ne remplit pas le tube et que la section efficace est divisée par $\frac{r_1}{r_F}$ soit $\sim 10^4$ dans notre cas. Dans un modèle avec $r_T = 0.5$ mm, la vitesse de pompage passerait à 400 l/s, et les panneaux cryogéniques ne seraient plus nécessaires (une faible partie du temps canon 2% servant à pomper la source).

Nous avons parlé au chapitre I de la possibilité d'avoir à travailler sans panneaux cryogéniques, si par exemple les impacts à l'intérieur des tubes avaient pour effet de trop contaminer la baignoire. Nous avons les éléments pour déterminer les options qu'il faudrait prendre :

- Cycle d'étuvage des enceintes pour obtenir statiquement les pressions VIII.8.

- Etuvage, par l'intérieur, de la structure de façon à obtenir dans les tubes un flux de dégazage spécifique de 10^{-12} Torr.l.s⁻¹.cm⁻², soit une pression statique $\bar{P}_T = 8 \cdot 10^{-9}$ Torr.

- Pompage électronique pendant 30 à 50 ms pour abaisser cette pression à $\sim 5 \cdot 10^{-10}$ Torr ($\bar{P}_1 + \bar{P}_3$).

Ces options amèneraient à refaire une chambre 5 isolée thermiquement du cryostat et étuvable, à supprimer les panneaux et la cryopompe PC₃, et à prévoir un étuvage par bombardement de la structure à partir d'un filament

de tantale tenu sur les aluminos de source (éventualité envisagée lors du dessin de ces isolants).

VIII.3. Les panneaux cryogéniques.

Leur rôle est d'assurer très confortablement de bonnes conditions de vide dans le volume d'ionisation, les groupes se chargeant d'assurer une pression correcte ailleurs. On arrive au domaine de pression souhaité assez aisément, comme nous le verrons, en utilisant la cryosorption mais au prix d'une sérieuse complication technologique. Ce sont les tubes de glissement eux-mêmes qui jouent le rôle de cryosurface, puisqu'ils sont placés dans un dewar et qu'ils prennent, plus ou moins vite, la température de celui-ci. Dans le cas où l'on remplit le dewar d'hélium liquide, il faut l'écranter très sérieusement par un panneau à la température de l'azote liquide, la chaleur latente de vaporisation de LHe étant très faible. Nous allons envisager deux cas :

- le premier est une version économique de fonctionnement où les 2 panneaux sont remplis d'azote liquide, toujours pendant les périodes de mise au point.

- le deuxième étant la version nominale, chaque panneau ayant reçu son liquide propre.

VIII.3.1. Cas des tubes à 77°K.

La mise à la température de LN₂ des dewars d'hélium et d'azote les rend cryosorbants pour la vapeur d'eau, le condensat étant lui-même cryopigeant pour l'hélium et l'hydrogène. Ce phénomène, quoique très intéressant, est secondaire par rapport à l'abaissement du flux de dégazage des tubes sous l'action de ce refroidissement de la structure. Il n'existe pas, à notre connaissance, de littérature précise sur l'évolution des taux de dégazage avec la température en-dessous de 300°K, toutefois nous allons montrer qu'un gain d'un facteur ≈ 4 sur la température absolue permet un gain appréciable sur \bar{P}_T . Si n est l'ordre de la désorption, le flux de dégazage spécifique peut s'écrire^{40,43} :

$$a_{(T)} = K \cdot v_n \cdot \Sigma \cdot T^{1/n} \exp(-E_d/RT) \quad (\text{VIII.19})$$

(Torr.l.s⁻¹.cm⁻²) (moles.cm⁻²) (Kcal.mole⁻¹)

K est une constante de correspondance des unités, v_n le coefficient de la désorption considérée, Σ la densité superficielle de couverture du matériau désorbant et E_d l'énergie de désorption. Prenons une énergie de désorption constante avec T de l'ordre de 2 Kcal.mole⁻¹ (40) pour faire un calcul très approximatif et $R = 1.98 \text{ cal.}^\circ\text{K}^{-1}.\text{mole}^{-1}$, on peut alors écrire :

$$\frac{a_{(T_1)}}{a_{(T_2)}} = (T_1 T_2^{-1})^{1/n} \left[\exp(-E_d/RT_2) \right] \frac{T_2 - T_1}{T_1} \quad (\text{VIII.20})$$

soit avec $T_2 = 300^\circ\text{K}$ et $n = 2$

$$a_{(77^\circ\text{K})} \approx 2 \cdot 10^{-5} a_{(300^\circ\text{K})} \quad (\text{VIII.21})$$

soit, en vertu de (VIII.12), une pression $\overline{P_T}$ qui peut être inférieure à 10^{-8} Torr (si P_1, P_2, P_3 ont les valeurs VIII.8). Cet arrangement (utilisé sur SILFEC II) permet d'éliminer quasi complètement la voute parabolique de pression dans la structure et d'avoir $\overline{P_T} \approx P_g$.

Par ailleurs, la diffusion de l'hydrogène (qui est le principal élément dégazé par l'acier inoxydable) est ralentie dans les mêmes proportions puisque son coefficient suit la loi³⁹ :

$$\theta = K' \cdot \Delta P^{1/2} \exp(-E_a/RT) \quad (\text{VIII.22})$$

ΔP étant la différence entre la pression d'équilibre du gaz dissous dans le matériau et la pression dans le système à vide, E_a l'énergie d'activation de dissolution du gaz dans le matériau et K' un facteur de forme.

Cette solution permet donc une mise au point de la source déjà élaborée sans toutefois autoriser des temps de neutralisation suffisants pour faire du Ne¹⁰⁺, du fait de faibles capacités de cryopiage du condensat de glace sur H₂, He, N₂, O₂ et Ne dégazés ou injectés dans la source.

VIII.3.2. Cas des tubes à 4,2°K

Le panneau cryogénique à l'hélium liquide joue trois rôles :

- il abaisse la pression dans l'intervalle entre sa paroi externe et le panneau LN₂.
- il abaisse la pression dans son volume interne et réduit ainsi le flux de gaz qui pénètre dans le volume d'ionisation par les intervalles d'isolement entre les tubes.
- il abaisse par conduction la température des tubes.

Les 2 premiers rôles sont ceux d'une cryopompe de surface :

$$A_c = \pi D \ell_g$$

D étant le diamètre du panneau. Sa vitesse de pompage est dans les 2 cas :

$$S = G \cdot A_c \left(\frac{k T_g}{2\pi M} \right)^{1/2} \left[1 - \frac{P_c}{P_g} \left(\frac{T_c}{T_g} \right) \right]^{1/2} \quad (\text{VIII.23})$$

G est le rendement de la cryopompe, T_g la température du gaz, T_c celle du panneau, P_g la pression partielle du gaz, P_c sa pression de vapeur à T_c, M sa masse molaire. Malgré que la distribution maxwellienne des vitesses soit perturbée par l'arrangement des panneaux, on peut calculer S pour les constituants autres que H₂ et He qui subsistent aux basses pressions, c'est-à-dire³⁶ N₂, CO, O₂, CH₄, CO₂ et A. en prenant un rendement ~ 0.5³⁷ et en supposant que T_g = 300°K (ce qui est certainement faux, puisqu'une molécule frappe d'abord le panneau LN₂ qui est mis en froid avant le panneau LHe : le résultat sera donc pessimiste).

Pour tous les gaz cités P_c << P_g, ce qui donne, en prenant D = 7 cm, une expression simplifiée de S :

$$S \approx 1.10^5 M^{-1/2} \quad (\text{VIII.24})$$

(l/s) (g)

dans le cas de N₂ et CO : S ≈ 20000 l/s :

Pour He et H₂, il faut cryopiéger avec un condensat d'azote ou d'argon renouvelé à intervalle de temps régulier (10⁻² Torr.l par semaine au début et par mois après 15 jours de pompage), la vitesse de pompage étant du même

ordre. On peut espérer obtenir des pressions de l'ordre de 10^{-13} Torr dans les environs de ce panneau⁴⁵⁾.

Le troisième rôle est le plus important puisque l'action se fait au cœur même de la source :

- Le dégazage et la diffusion sont annulés quasi complètement.
- Les coefficients de capture pour des gaz à la température de l'azote liquide étant supérieurs à 0.99, le flux venant des extrémités de source est négligeable. Malgré que l'hydrogène atomique issu des protons polarisés recombinaison soit moins bien cryopréparé (coefficient de capture estimé à $0.2 \div 0.5$ ⁴⁴⁾, la pression \bar{P}_T peut descendre elle aussi très bas ($< 10^{-13}$ Torr). Elle est limitée par une éventuelle désorption due soit aux rayonnements (transfert d'énergie par oscillations HF), soit à des impacts de particules (électrons lents ou ions échappés de la baignoire).

En conclusion, on peut constater que la pression requise est théoriquement atteinte : les expériences de Donetz sur CRYON l'ont montré. Cela ne veut pas dire que cette solution soit applicable à n'importe quel mode de fonctionnement, ou même en mode synchrotron, à n'importe quel triplet de valeurs ($I, \frac{T}{F}, \tau_c$). Cette solution est idéale si l'on a la certitude que la température des tubes ne s'accroît pas pendant le pulse électronique. N'ayant pas cette certitude, nous avons défini un projet pouvant évoluer dans une autre voie, à savoir : le retrait des panneaux et la descente en pression par étuvage.

SOURCE CRYEBIS

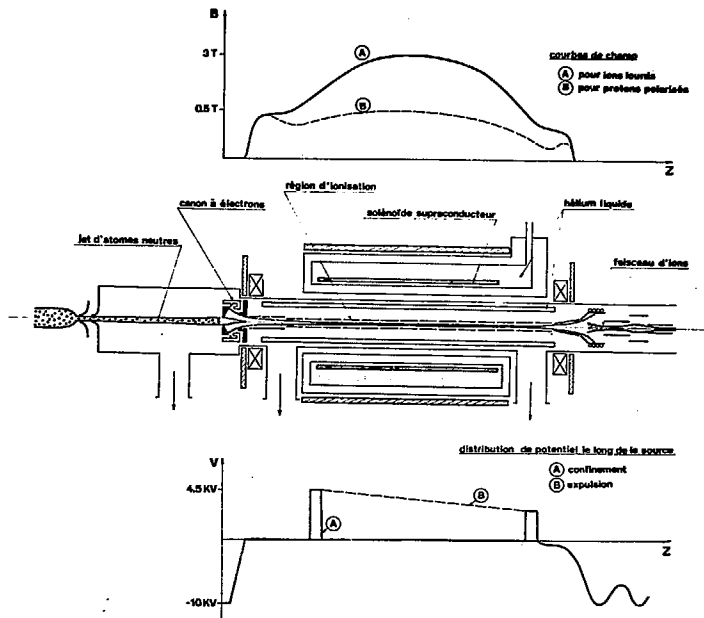


FIG.32

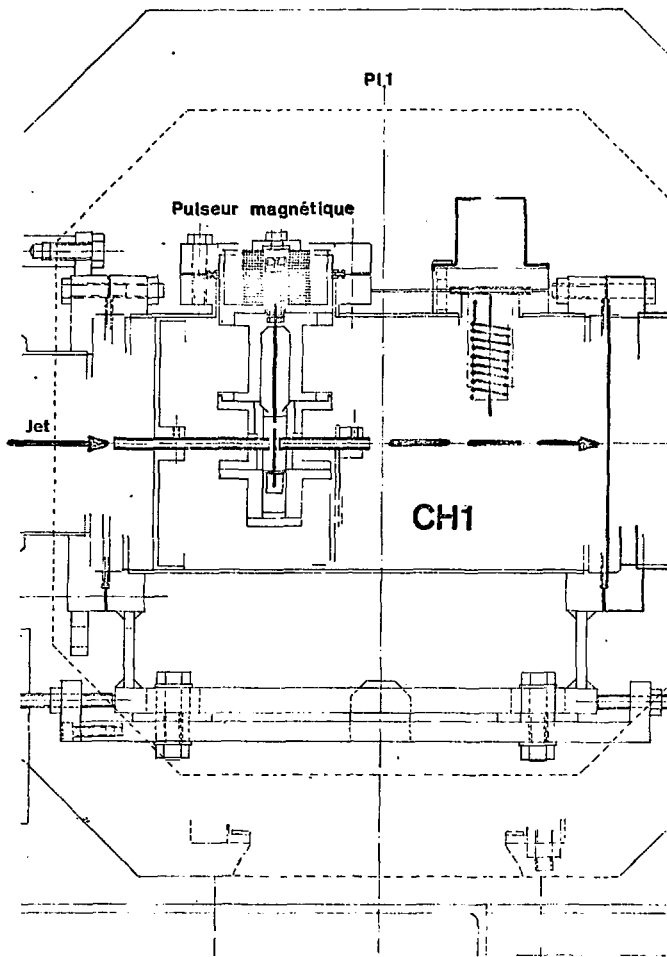


FIG.33a

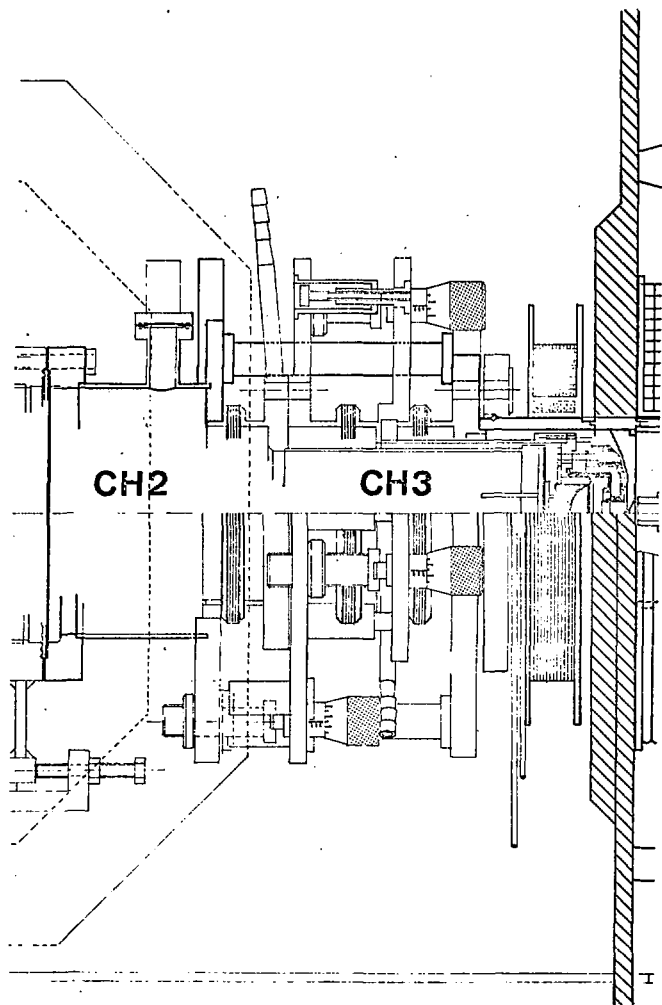


FIG.33b

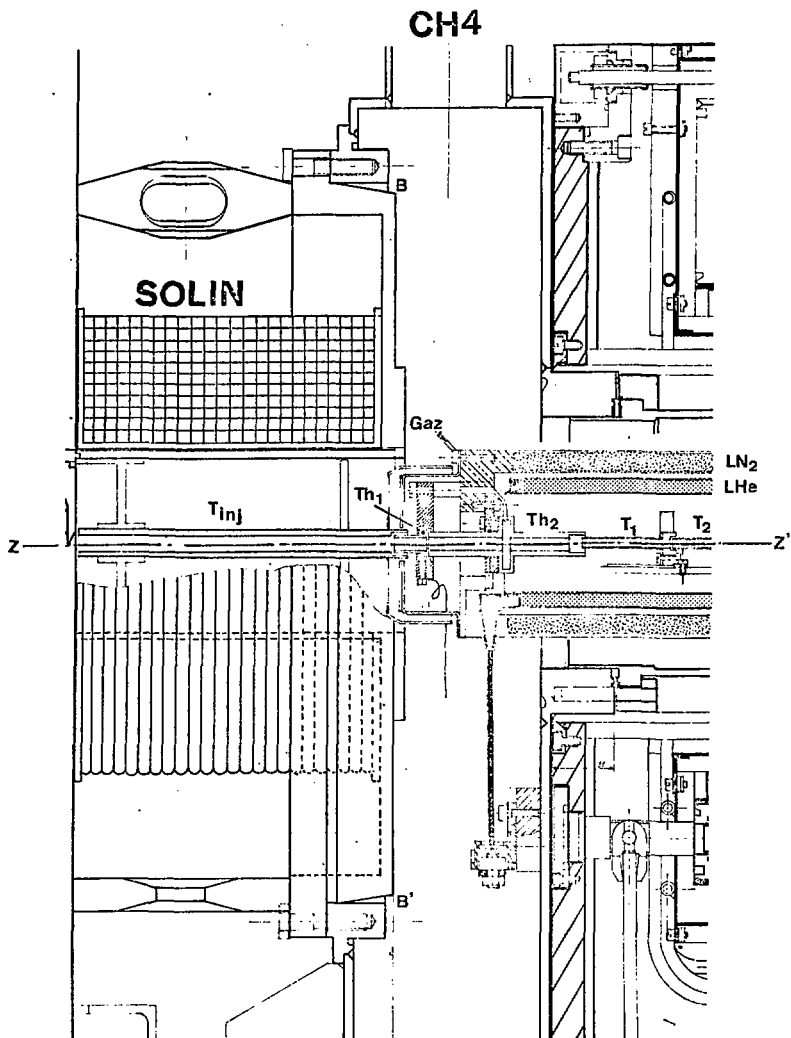


FIG.33c

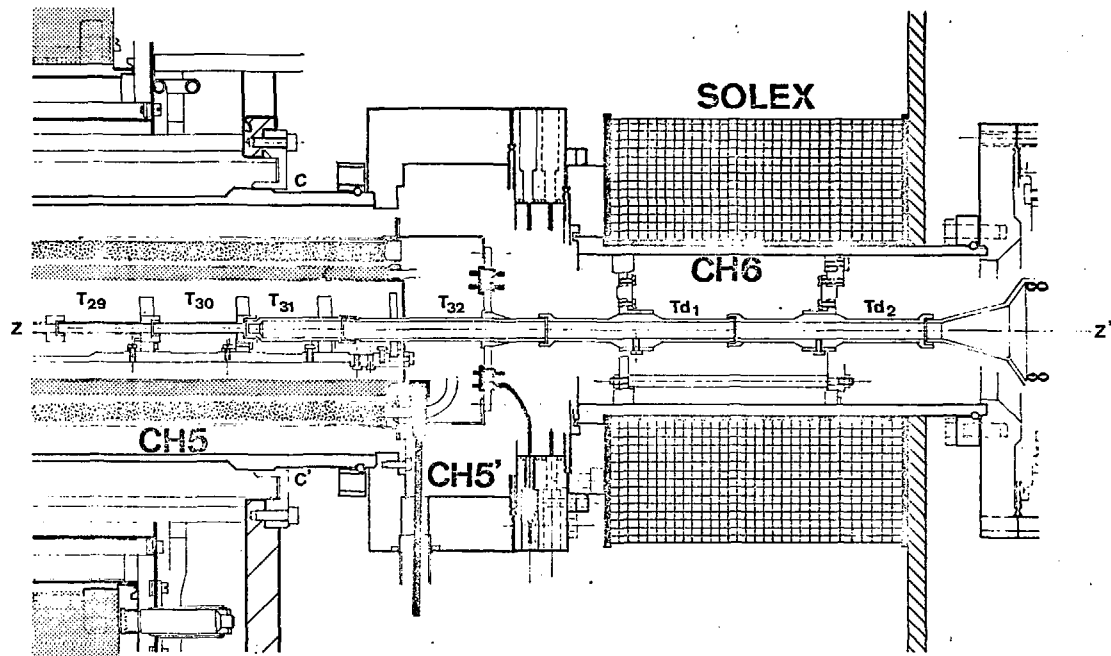


FIG. 34

IX - DESCRIPTION DE LA SOURCE. RENDEMENTS.

IX.1. Description de la source.

Nous possédons maintenant tous les éléments de définition de la source proprement dite. Le schéma de la figure 32 est un récapitulatif des éléments de source et donne une idée de la disposition des 3 solénoïdes et des enceintes à vide. Le générateur de jet à la masse possède un système de tuyère interchangeable pour travailler dans des conditions optimales en ions lourds ou ions polarisés. Le jet passe dans le premier tube isolant de 1.2 de long et est haché par l'obturateur mécanique situé dans la chambre 1 (CH1, fig.33). Il passe ensuite successivement le trou de cathode (\varnothing 6 mm) et le trou de diaphragme magnétique (\varnothing 4.2 mm) pour arriver dans la structure. L'alésage BB' usiné dans la chambre 4 (CH4) est très précis, son centre constitue un des points de définition du maître axe $\overline{ZZ'}$, le deuxième point est le centre de l'alésage CC' support de la chambre 5 (CH5, fig.34). Le canon, amovible, est emmanché dans l'alésage BB' et les tolérances d'alignement sont données par rapport au maître axe. La structure est une succession de tubes en acier inoxydable Z3CN 18-10 ; le premier, T_{10j} , est solidaire du canon, il est séparé de Th_1 par un intervalle tel qu'il n'y ait jamais contact entre ces tubes quelle que soit la température de Th_1 . Th_1 et Th_2 sont solidaires du panneau LN₂, ils sont alignés sur le maître axe par retouches et visées successives. L'arrangement terminal est similaire : T_{d1} et T_{d2} sont solidaires de CH6 et T_{32} du panneau LN₂. Les 31 autres tubes sont placés dans le panneau LHe, leur longueur est de 55.7 mm avec un intervalle d'isolement de 1 mm ; leurs extrémités se recouvrent pour diminuer le flux parasite venant de l'extérieur et pour drainer par capacité les oscillations HF. Ils sont maintenus à une extrémité par une alumine assurant le maintien de l'écheveau des connexions. Il est prévu de les solida-

riser par leur alumine sur une réglette en alliage léger présentant une forte inertie à la torsion mais épousant de façon souple la forme du tube intérieur du panneau LHe. Chaque tube est aligné sur le maître axe par calage de son alumine par rapport à la réglette, son défaut initial étant repéré, ceci après que le panneau LHe soit lui aussi aligné (ses extrémités du moins) au moyen des 2 trios de tirants epoxy placés aux extrémités. L'écheveau de connexions est réparti sur l'alumine de maintien du tube 32, un système de mini-fiches banane permet un raccord aisé aux isolateurs ultravide (fig.34). Les connexions se font avec des fils de constantan isolés au téflon pour éviter les courts-circuits thermiques, l'isolant est enlevé dès que les fils sont guidés par les alumines supports de tubes.

La chambre CH6 est réalignée sur \vec{ZZ}' par l'anneau de centrage piétié dans la bride de connexion. Les axes magnétiques des 3 solénoïdes coïncident avec \vec{ZZ}' par calage respectif des bobinages par rapport à leur support. La tolérance d'alignement dans le volume d'ionisation entre \vec{ZZ}' et chaque tube est 1/10 mm, l'écart entre \vec{ZZ}' et l'axe magnétique de SOLO n'excédera pas 1/10 mm. La réglette support des tubes porte en 5 points dans le tube LH_c, mais les surfaces d'appui sont suffisamment larges pour permettre un bon contact thermique avec le panneau. La mise à température des tubes ne devant pas excéder 1 jour, nous avons utilisé l'alumine pour sa forte conductibilité thermique avec l'inconvénient d'un prix élevé pour l'usinage, le problème du dégazage étant éliminé à très basse température.

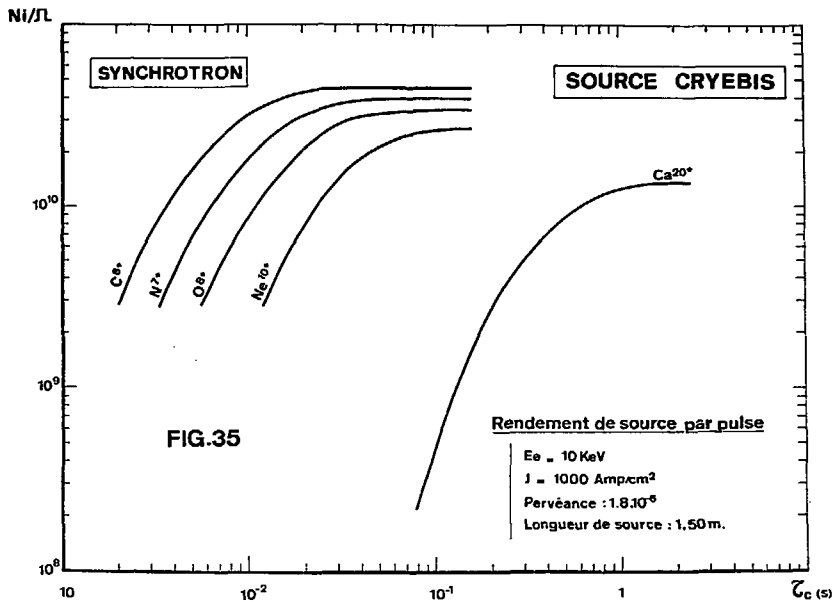
Les tubes T_{d1} et T_{d2}, à température ambiante, constituent une conductance très faible pour le dégazage du collecteur, ce qui est un atout maître de cette source, où les éléments éventuellement dégazants sont situés à plus de 25 cm du volume d'ionisation.

IX.2. Rendements.

IX.2.1. Noyaux lourds.

Nous avons dit auparavant qu'une limite raisonnable du nombre Q⁺ de charges positives que l'on peut accumuler dans ce type de source est :

$$Q^+ = 1.053 \cdot 10^{11} \cdot \frac{I \text{ (A)}}{\sqrt{V_0 \text{ (V)}}} \cdot \frac{L}{B} \text{ (cm)} \quad \text{(IX.4)}$$



D étant le degré de neutralisation de la charge d'espace.

Nous avons tracé pour $D = 1$, en fonction du temps de confinement τ_c , et pour une densité de 1000 A.cm^{-2} , le nombre de noyaux N_1/Ω que l'on obtient avec CRYEBIS pour $P_\mu = 1.8 \cdot 10^{-6}$; fig.35.

$$N_1/\Omega = 1.053 \cdot 10^{11} D \cdot K \frac{P_\mu V_a \ell_a}{Z_B} \quad \text{(IX.2)}$$

soit :
$$N_1/\Omega = 2.84 \cdot 10^{11} \frac{K}{Z_B} \quad \text{(IX.3)}$$

K étant l'abondance du noyau de numéro atomique Z_B considéré par le $J\tau_C$ correspondant⁶⁾ (fig.2). On voit clairement la limitation actuelle en intensité, tant que τ_c est supérieur au temps d'acceptance de la machine.

IX.2.2. Particules polarisées.

Nous avons vu dans le chapitre VII qu'il existe deux moyens de produire un tel type de particules: par expulsion continue, CRYEBIS est capable de fournir en $400 \mu\text{s}$

$$N = 3.2 \cdot 10^{-6} Q \quad \text{(IX.4)}$$

par accumulation, et le nombre d'ions produits est limité uniquement par la capacité (théorique) de source :

$$Q^- = 1.053 \cdot 10^{11} \frac{I}{\sqrt{V_a}} \ell_a \quad \text{(IX.5)}$$

Peut-on accroître cette capacité? On peut ralentir le faisceau électronique adiabatiquement entre SOLIN et SOLO sans violer ce que l'on appelle les limites de pervéance: la puits de profondeur

$$\Delta U = 1.54 \cdot 10^4 \frac{I}{\sqrt{V_a}} (1 + 2 \text{Log} \frac{r_T}{r_F}) \quad \text{(IX.6)}$$

ne peut pas se croiser indéfiniment; sa profondeur limite est atteinte lorsque l'énergie cinétique des électrons est nulle, ce qui se produit dans le cas d'un frot confiné pour :

$$\frac{I}{V_a^{3/2}} = P_\mu = \frac{25.4 \times 10^{-6}}{1 + 2 \text{Log} \frac{r_T}{r_F}} \quad \text{(IX.7)}$$

P_{μ} étant la pervéance apparente de la géométrie dans lequel passe le faisceau électronique considérée comme un générateur d'électrons. Dans le cas de CRVEBIS en ions polarisés, la pervéance apparente des tubes est :

$$P_{\mu} = 5.7 \cdot 10^{-6} \quad (\text{IX.8})$$

elle peut donc être accrue par décélération des électrons jusqu'à 5000V soit un gain de 1.4 sur la capacité, ce qui donnerait :

$$N = Q^{-} = 4.5 \cdot 10^{11} \quad (\text{IX.9})$$

Il ne faut pas croire qu'une autre géométrie puisse donner une capacité notablement plus élevée ; la capacité de CRYON I est plus élevée mais ne permet pas la production d'ions polarisés par jet colinéaire. Nous sommes convaincus que la limite actuelle pourra être repoussée si l'on comprend mieux le devenir des électrons lents.

IX.3. Description sommaire de la ligne de faisceau interne.

Cette ligne est décrite plus en détail dans la note GEIL 76-31²⁸⁾. Elle est conditionnée par :

- la direction de sortie des ions à 90° de l'axe de la source.
- la nécessité de présenter correctement le spin des particules polarisées avant leur accélération.

La déviation est assurée par un déflecteur électrostatique. Le spin dirigé suivant l'axe de source est rendu vertical par une précession dans un petit solénoïde (identique à SOLEX). Trois lentilles électrostatiques assurent un transport correct pour $\epsilon_N < 10^{-6}$ m.rad et pour un courant de 150 μ A. La symétrie de révolution est conservée grâce à l'emploi d'un déflecteur sphérique.

L'analyse se fait par une méthode de temps de vol le long de cette ligne⁴⁶⁾, le modulateur est placé à la suite d'une paire de déviateurs électrostatiques derrière l'extracteur et la première lentille L_1 . La cage de Faraday sera placée à la masse pour faciliter la lecture du spectre.

IX.4. Description sommaire de la plate-forme.

La plate-forme, placée à 375 KV, est un caisson de 5 x 3.5 x 3 m monté sur 4 pieds constitués par les 3 transformateurs d'isolement et le

- 1 SUPERSOLO
- 2 DEVAR DU PANNEAU LHE
- 3 ELECTRONIQUE
- 4 GENERATEUR DE JET
- 5 INFLECTEUR
- 6 SOLENOIDE DE PRESSION DU SPIN

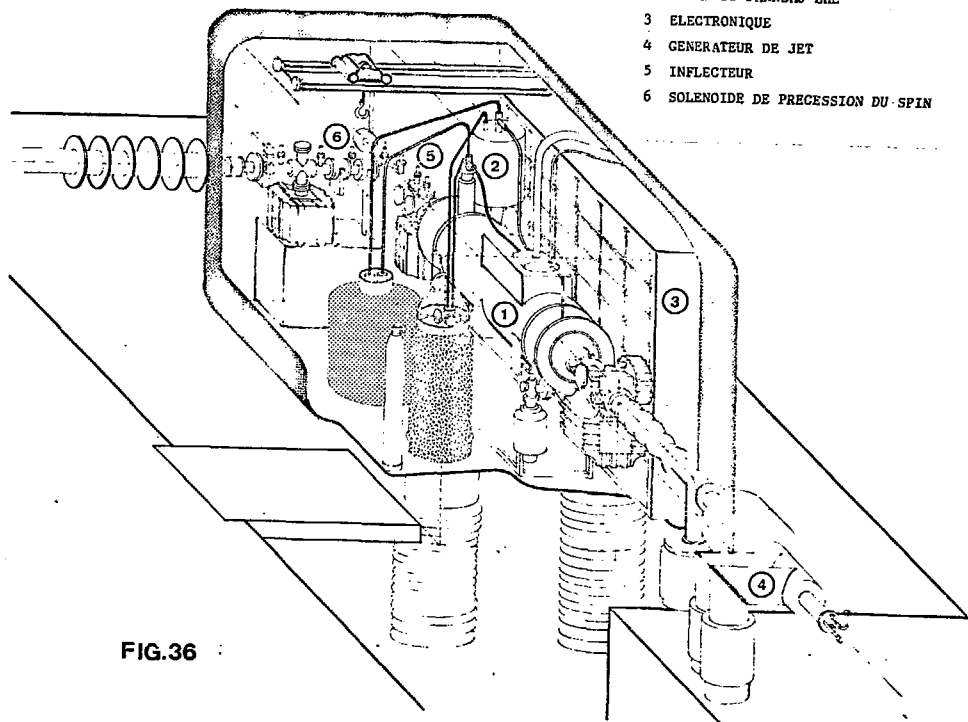


FIG.36

générateur HF (fig.36). Les fluides cryogéniques sont amenés au moyen d'un pont-levis et les vapeurs sont réchauffées et récupérées à travers des conduites isolantes. Le refroidissement est assuré par de l'eau déminéralisée ($\rho > 5 \text{ M}\Omega \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$). L'ensemble de source est piloté par un micro-processeur, les informations étant transmises dans les deux sens par diode infrarouge.

X - LISTE ET CALENDRIER DES EXPÉRIENCES.

Nous allons dresser une liste non exhaustive des montages et expériences à réaliser pour faire fonctionner correctement et mieux comprendre les mécanismes de cette source. Cette liste constitue un minimum en-dessous duquel des impasses graves seraient faites. Nous ne détaillerons pas certains montages ni certains plans de réalisation comme le solénoïde cryogénique, les panneaux et la plate-forme qui sont et seront décrits par ailleurs. Les opérations sont numérotées pour simplifier l'écriture du calendrier sans que ces numéros soient dans un ordre absolu. Un grand nombre d'abréviations sera utilisé dont la compréhension est évidente.

X.1. Liste des montages et expériences.

- L'injecteur électronique FRECH 2 + SOLIN

0105	Montage FRECH 2 sur banc.
0110	Mesures de champs MC sur SOLIN dans CH3.
0115	Mesure $P_{\mu} = f(V_g)$.
0120	Mesure $2r_F = f(V_g)$.
0125	Profil de densité = $f(V_g)$.
0130	$2r_F = f(B_K)$.
0135	Centrage faisceau dans SOLIN.
0140	Mesure $2r_F = f(\text{distance cross-over-front})$.

* On tire un ensemble de conclusions de ces expériences dont les principales concernent la pénétrance réelle, la densité dans SOLIN, les tolérances de centrage réelles à la sortie de SOLIN.

- Tests ultravide.

- 0205 Montage banc prévidage turbomoléculaire.
- 0210 Montage GRII (CH4+CH5+fausse CH5'+vannes+PI II)
- 0215 Montage GRIII (CH6+CH7+vannes+PI III)
- 0220 Montage GRI (CH1+vannes+PI I)
- 0225 } Tests U.V avec détection de fuites après étuvage modéré,
- 0230 } analyse de gaz pour réception des chambres.
- 0235 }

+ Conclusions sur les pressions statiques à vide P_1^X, P_2^X, P_3^X .

- Tests préliminaires de source.

- 0305 Montage et présentation de la structure sur la réglette n°1.
- 0310 Essais de visée sur le trou de chaque alumine.
- 0315 Alignement par réglage individuel de chaque tube.
- 0320 Présentation de l'ensemble dans un tube $\varnothing_{int} = 60$ mm.

+ Conclusions sur les qualités mécaniques de la réglette n°1 et sur les difficultés de mise en évidence d'un mauvais alignement.

- 0330 Montage d'une fausse structure avec feuilles d'aluminium pour perçage par le F.E et test de centrage.
- 0340 Montage CH4+CH5+fausse CH5'+CH6+SOLEX.
- 0345 Mesures de champs SOLO seul.
- 0350 M.C. SOLO+SOLEX.
- 0355 Montage FRECH 2+SOLIN.
- 0360 M.C. SOLO+SOLIN.
- 0365 Montage de la fausse structure.
- 0500 Essais de centrage du faisceau tout au long de la source.
- 0370 Montage du beam tester sur CH6.
- 0505 Mesure de la densité dans SOLO, de la décompression entre SOLO et SOLEX, direction à la sortie de SOLEX.

+ Conclusions sur les propriétés de centrage du faisceau comparées aux prévisions, estimation de la magnétocompression, densité et son profil dans la région d'ionisation, direction du F.E à l'extraction.

- 0375 Montage des alumines sur la réglette définitive.
- 0380 Présentation dans panneau LHe.
- 0385 Montage des panneaux cryogéniques dans CH5 + CH5' + bride connexions. Démontage FRECH 2.
- 0390,1 Visée individuelle de chaque alumine sous vide à froid.
- 0395,6 Réglage individuel de chaque tube.
- 0400 Remontage FRECH 2 + structure complète + CH1 + CH7 raccordement des connexions.
- 0510 Mesure de la consommation LHe, LN₂ des panneaux.
Temps de mise en froid de la structure. $P_1, P_2, P_3 = f(t)$.
- 0405 Montage du collecteur et de l'optique dans CH7 + ligne de temps de vol + diagnostics + raccordement au potentiomètre.
- 0515 Tests de l'électronique, tenue en tension inter-tubes.
- 0520 Essais de transmission du F.E. Mesures des courants recueillis sur I_{d1} et I_{d2} .

+ Conclusions sur l'alignement des tubes, le vide dynamique, sur la transmission du F.E, sur ses instabilités éventuelles, sur la réflexion d'électrons primaires et la réinjection d'électrons secondaires, fiabilité de l'électronique.

- Tests à la masse de CRYEBIS.

- | | | |
|------|--|-------------------------------------|
| 1000 | $Q^+ = f(\tau_{c^+}, B_{SOLO}, V_0)$ à $\Delta\phi = 0$ V_{T2} max | $T_{exp} = 500 \mu s$
cycle lent |
| 1010 | $Q^+ = f(V_{T2}, \Delta\phi_c)$ à B_{SOLO} et V_0 cts | |
| 1020 | $Q^+ = f(\Delta\phi_v)$ à V_{T2} , $\Delta\phi_c$, B_{SOLO} , V_0 cts | |
| 1030 | $Q^+ = f(\tau_{exp}, \Delta V_{ex})$ | |

+ Conclusions sur le temps de neutralisation, la pression interne, le cryopompage des panneaux, la capacité de baignoire et les paramètres clés (comparaison avec la théorie), sur la stabilité du plasma pendant le confinement avec l'accroissement de la densité.

- 1100 Essais de transmission des ions jusqu'à la cage de Faraday.
Mesure du coefficient de transmission $\eta = f(V_{T2}, V_{L1})$
- $$\eta = f(V_{\text{extracteur}}, V_{\text{collecteur}})$$
- $$\eta = f(V_{\text{déviateurs}}).$$

1110 Augmentation de la fréquence de récurrence f .

$$P_3 = f\{f\}$$

$$P_T = f\{f\}$$

1120 Fonctionnement du modulateur. Mesure de la résolution.

Action de V_{Mod} , τ_{Mod} .

+ Conclusions sur la description du collecteur et la nécessité de décélérer, premières estimations des propriétés optiques de la source, la capacité de réaligement des déviateurs.

1200 Distribution de charges = $f(V_e, B_{SOLD}, f)$ à τ_c max.

+ Conclusions sur l'efficacité de cryopompage des tubes terminaux, sur les sections efficaces, sur les pertes par micro-instabilités avec la densité, sur une éventuelle compression par annulation de charge d'espace.

1300 Essais d'injection pulsée.

$$Q^+ = f(\tau_c) \text{ en injectant et en bloquant par } V_{T2}.$$

Comparaison avec 1000.

$$\tau_N = f(\text{flux injecté}, \tau_{inj})$$

$$P_1 = f(\text{flux injecté}).$$

1310 $Q^+ = f(\text{mode de remontée du fonds de baignoire})$

$$D. \text{ charges} = f(\tau_c, V_e, B_{SOLD})$$

+ Conclusions sur la capacité de la baignoire avec injection et sur la cryosorption de T_1 et T_2 . Action sur le canon. Performances de la source. Rendement en ions lourds. Conclusions sur la dispersion en énergie en injectant à courant max ou non, sur la fuite des électrons lents, sur le dégazage des cryosorbats par impact électronique.

1400 Mesures d'émission $\epsilon_N = f(B_{SOLD}, I, Z_e)$.

+ Conclusions sur l'action du mode de remontées du fonds de baignoire et du taux de neutralisation sur les propriétés optiques.

1500 Essais avec l'hydrogène.

Expulsion continue, stockage.

+ Conclusions sur le rendement en protons, sur l'efficacité de cryosorption de l'hydrogène par des condensats solides.

A ce stade des expériences, la source doit être opérationnelle, la majorité des éléments sont connus et on peut connaître à partir de ceux-ci les performances de ce type de source en mode synchrotron. La suite de la liste des expériences est beaucoup plus succincte, nous n'allons en donner que les grandes lignes.

- Tests du pré-injecteur complet.

2000 Montage de la source dans la plate-forme.
2005 Montage de la ligne à 90°.
2010 Montage du générateur de jet.
2015 Montage des tubes isolants.
2020 Montage des diagnostics en sortie du 2ème tube.
2025 Montage des télécommandes.
2030 Implantation du hard ware du pilotage automatique.
2100 Mise en route et étude des différentes séquences de conduite par le microprocesseur.
2110 Montées en tension sur la plate-forme (50 à 100 KV).
2120 Essais d'injection en hydrogène (comparaison avec 1500).
2130 Essais d'injection en atomes lourds (comparaison avec 1000).

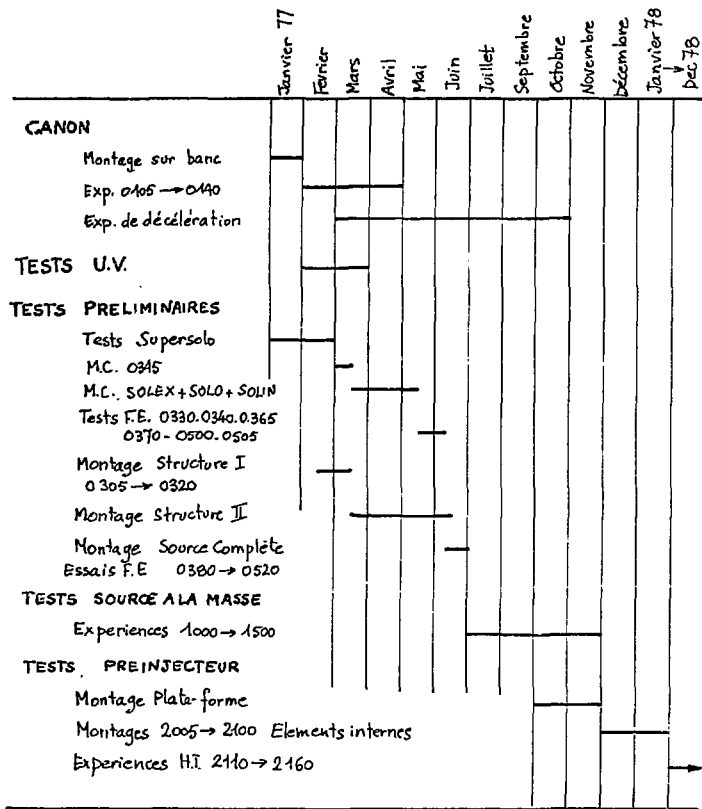
+ Conclusions sur le flux injectable avec le générateur de jet, la fiabilité du pilotage, sur les difficultés d'approvisionnement en fluides cryogéniques et de récupération de l'hélium gazeux à partir d'un terminal HT.

2140 Spectres avec la ligne à 90° et un vol plus long.
2150 Mesure de la dispersion en énergie.

+ Conclusions sur la transmission globale, les tolérances d'alignement des éléments d'optique, l'amélioration de la résolution de l'analyse en temps de vol. Performances du pré-injecteur.

2160 Essais de décélération du F.E. Essais en continu.
Montage en récupération d'énergie.

+ Conclusions sur l'accroissement de pénétrance possible, le gain en abondance d'ions lourds, le dégazage des panneaux en faisceau continu, le dessin définitif de l'alim canon, les rendements en mode cyclotron.



X.2. Calendrier.

Compte tenu des problèmes de personnel que connaît l'Institut de Physique Nucléaire, le calendrier que nous proposons est très approximatif. Il peut être raisonnablement respecté dans l'hypothèse où l'équipe expérimentale se compose de :

- 2 ingénieurs,
- 1 ATP + 1 TS ,
- 2 mécaniciens,
- 1 projeteur ,
- 2 électroniciens dont 1 logicien.

Ce calendrier n'a pas été très décomposé pour qu'il soit plus clair. On peut le résumer comme suit :

La source sera testée à la masse et opérationnelle en novembre 77. Remontée dans sa plate-forme, les tests à la haute-tension de fiabilité de la source et de ses annexes seront faits courant 78. Les expériences annexes et les améliorations seront faites en 78 sans qu'elles constituent une remise en cause profonde de la première géométrie.

XI - CONCLUSIONS.

Le dessin actuel de la source est sûrement criticable, notre propos a été de faire une extrapolation pas trop audacieuse des modèles actuels sans prendre de risques technologiques. Nous sommes convaincus qu'une future source pourrait être moins volumineuse, mais nous n'avons pas suffisamment de résultats d'expérience indubitables pour éliminer tel ou tel élément apparemment superflu.

Dans ce rapport certains aspects n'ont pas été abordés : la recombinaison, les pertes de polarisation, les instabilités de plasma, les méthodes de production de neutres métalliques, parce que ce sont des approches théoriques compliquées peu susceptibles d'édulcoration comme celles que nous avons exposées. D'ores et déjà, ces thèmes seront abordés dans le rapport suivant où nous traiterons de l'adaptation de CRYEBIS à d'autres types de machine ainsi que des moyens pour que cette adaptation soit la plus satisfaisante qu'il soit possible.

RÉFÉRENCES

- 1) Donetz E.D., Conférence de Gatlingsburg (10.1975), IEEE Trans. on Nucl. Sc. NS 23, 2, 897-903.
- 2) Arianer J., Rapport IPND-75-09, Orsay (1975).
- 3) Goldstein C. et Ulrich M., Rapport IPNO-75-08, Orsay (1975).
- 4) Goldstein C. et Ulrich M., Note sur le choix des paramètres d'une source à confinement, Orsay (9.1975).
- 5) Arianer J. et Goldstein C., Conférence de Gatlingsburg (10.1975), IEEE Trans. on Nucl. Sc. NS 23, 2, 979-986.
- 6) Arianer J. et Macfarlane J., Rapport IPNO-76-03, Orsay (1976).
- 7) Arianer J., Rapport IPND-PhN-75-04, Orsay (1975).
- 8) Becker R. et Klein H., Conférence de Gatlingsburg (10.1975), IEEE Trans. on Nucl. Sc. NS 23, 2, 1017-1022.
- 9) Cabrespine A., Rapport GEIL 13, CEA (1975).
- 10) Kikushima L. et Johnson C.C., Technical Report NSF 3 (4.1963), Microwave devices department, University of Utah.
- 11) Frost R.D., Purl O.T. and Johnson H.R., Proc. IRE 50, 8 (1962).
- 12) Arianer J. et Ulrich M., Rapport IPND-75-04, Orsay (1975).
- 13) Goldstein C. et al., Rapport IPNO-76-07, Orsay (1976).
- 14) Donetz E.D. et Ovsianikov V.P., Rapport Dubna 7.9799 (1976).
- 15) Kircher F. et Perot J., Rapport CEA STIPE/76-75 (1976).
- 16) Kircher F. et Perot J., Rapport CEA SEDAP/75-144 SOLD (1975).
- 17) Donetz E.D. et al., Rapport Dubna P8-8563 (1975).

- 18) Timonin A.M., Sov. Phys. Techn. Physics 17, 11 (1973).
- 19) Terada M. et Nishihara H., J. Applied Phys. 39, 10 (1968) et 41,8 (1970).
- 20) Brewer G.R., Focusing of charged particles CH3, Academic Press (1967).
- 21) Janes G.S., Levy R.H., Bethe H.A. and Feld B.T., Physical Review 145, 3 (1966).
- 22) Salmon J. et Gervat A., Mécanique quantique, Tome I, Masson (1967).
- 23) Schmidt G., Physics of high temperature plasmas, Academic Press (1966).
- 24) Spitzer L., Physics of fully ionized gases, Interscience Publishers (1956).
- 25) Becker R., Klein H. et Schmidt W., ICOM CHISAAS, IEEE Trans. on Nucl. Sc. NS 19, 2 (1972).
- 26) Repoux M., Rapport GEIL 27, CEA (1976).
- 27) Ariener J. et Ton That T., NIM 118 (1974).
- 28) Repoux M., Repport GEIL 76-31,CEA (1976).
- 29) Ariener J. et al., NIM 124 (1975).
- 30) Ton That T., Thèse, Orsay (1972).
- 31) Ariener J. et Ton That T., Rapport IPND-72-05 (1972).
- 32) Ariener J. et Ton That T., Rapport INPO-72-01 (1972).
- 33) Abramyan E.A. et Sharepa A.N., Pribery i Tekhn. Eksp. 2 (1971).
- 34) Cabrespine A., Note SEA, Orsay (1976).
- 35) Campargue R., Repport CEA R. 4213 (1972).
- 36) Mullen L.O., Vacuum Technology at low temperatures AI CHE symposium series n°125-Vol.66.
- 37) Thibault J.J., "Le cryopompe", Rapport Air Liquide (1970).
- 38) Rommel G., Rapport GEIL 16 (1976).
- 39) Wheeler R.W., Physics Today (6.1972).
- 40) Redhead P.A., Hobson J.P. et Kornelsen E.V., The physical basis of ultra high vacuum. Chapman et Hall (1968).

- 41) Samuel R.L., Thizy F. et Neil K.S., Vuoto 7, 2 (1974).
- 42) Mongodin G. et Delafosse J., "Les calculs de la technique au vide", SFITV (1981).
- 43) Henry R.P., "Cours de technique du vide", SFITV (1971).
- 44) Donetz E.D., "Communication privée sur les essais de CRYPDL".
- 45) Feekes F. et Tornay F.L., Trans. AVS Vac symp. 10, 257 (1963).
- 46) Deschamps G., Note GEIL (1977) à paraître.

