

# INFLECTEUR D'INJECTION ACHROMATIQUE POUR LE SYNCHROTRON À PROTONS DE SACLAY

H. BRUCK, G. GENDREAU et M. SALVAT

CEA — Centre d'Etudes nucléaires, Saclay, France

(présenté par M. Salvat)

L'optique d'injection d'un synchrotron à protons est liée à l'admittance de la chambre, à la méthode d'injection utilisée, au nombre de paramètres indépendants qu'on désire avoir.

L'admittance de chambre limite en particulier l'angle d'injection. Pour un inflecteur qui n'est pas achromatique, les particules qui n'ont pas l'énergie pour laquelle il est réglé arrivent dans la machine avec un angle, ce qui risque de causer leur perte.

La méthode d'injection utilisée étant l'injection à énergie croissante<sup>1)</sup>, ( $V_i/B^2 = \text{cte}$  pendant le pulse d'injection), la montée de tension  $\Delta V_i$  du Van de Graaff sera pour notre machine de 3,4%. Un inflecteur non achromatique introduirait des déplacements de faisceau et des angles, à l'entrée dans le synchrotron, inadmissibles.

Le paramètre indépendant sur lequel nous avons porté notre attention est l'angle d'injection. Nous avons voulu rester maître de cet angle. Pour cela, les particules doivent entrer dans la machine au même point, sous le même angle. L'inflecteur ayant un bout électriquement séparé, on pourra, par des tensions supplémentaires, donner l'angle optimum de départ aux particules.

## L'inflecteur d'injection

Comme conséquence des considérations précédentes l'inflecteur a été choisi avec les deux propriétés : afocal et achromatique.

### I. Afocalité

On demande à l'inflecteur de transmettre la surface de phase du faisceau issu du Van de Graaff sans modifier sa forme (par raison de simplicité). C'est pourquoi le système est afocal avec le grandissement  $-1$ .

Un tel système est facilement réalisable, car il suffit d'associer 2 prismes (ou 2 ensembles de prismes) tels que le foyer objet de l'un coïncide avec le foyer image de l'autre, les distances focales des 2 prismes (ou ensembles de prismes) étant égales en valeur absolue.

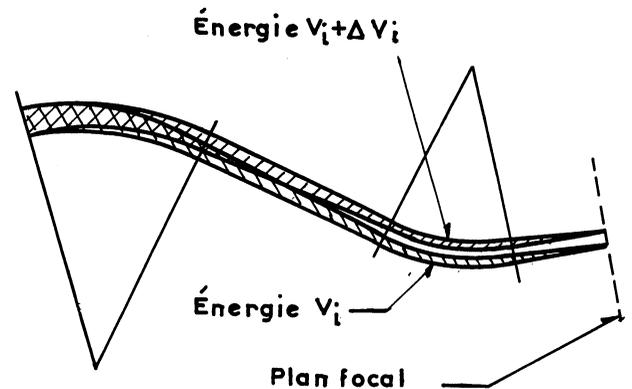


Fig. 1.

### II. Achromatisme

Considérons 2 faisceaux parallèles et confondus d'énergie  $V_i$  et  $V_i + \Delta V_i$ , entrant dans un système optique formé par un ensemble de prismes, tel que celui qui est représenté par la fig. 1.

Dans le plan focal image de cet arrangement, les énergies peuvent être séparées ou confondues. Elles peuvent même être parallèles comme dans le cas de la fig. 1.

Si donc on associe un ensemble où les énergies sont parallèles dans le plan focal, à un autre qui lui soit symétrique par rapport à ce plan, le système entier sera afocal, de grandissement  $-1$ , et totalement achromatique (en angle et position).

### III. Le système choisi

Sur ces bases, on a donc établi un système ayant un plan de symétrie (fig. 2). La symétrie n'est pas une condition nécessaire, mais elle facilite les considérations relatives à l'afocalité et l'achromatisme, et permet une standardisation dans la construction et les alimentations. Les 3 secteurs de la fig. 2 ont même été choisis tous trois électrostatiques et de même rayon.

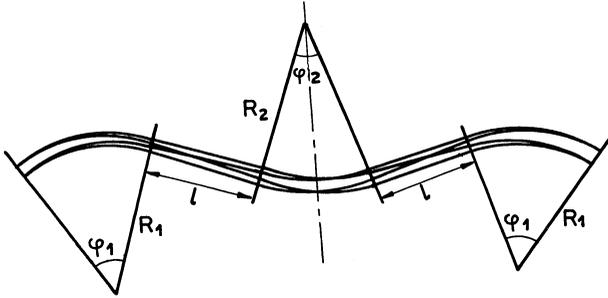


Fig. 2.

Comme on le voit sur cette figure, le plan focal de chacun des 2 ensembles de prismes est situé au milieu du deuxième secteur. L'arrangement ainsi proposé se situe de la façon indiquée fig. 3 par rapport à la machine. L'un des secteurs est donc l'inflecteur proprement dit, logé dans une des parties droites de la machine.

On a choisi  $R_1 = 3$  m.

$$\varphi_1 = 27^\circ$$

(correspondant à un champ de 26,7 kV/cm)  $i = 1,2$ , ce qui a imposé  $l = 1,96$  m. (voir Appendice).

Les calculs relatifs à l'établissement d'un système afocal et de plus achromatique (angle et position) sont donnés dans le dernier paragraphe.

IV. *Avantages du système*

a) La tension  $V_i$  du Van de Graaff doit être contrôlée, c'est-à-dire comparée à la tension commune des plaques grâce à un signal produit sur un système de 2 aiguilles situées de part et d'autre du cross-over au centre du deuxième secteur.

L'aberration chromatique au cross-over dépend du rapport  $V_p/V_i$ . On a :

$$\delta x_{chr} \propto \frac{\delta V_p}{V_p} - \frac{\delta V_i}{V_i} = \frac{\delta V}{V}$$

On maintient  $\delta V/V = 10/1000$  et on permet des variations  $\delta V_p/V_p = \pm \frac{1}{2} \%$  pas trop rapides pour que la tension du Van de Graaff puisse les suivre. La tension  $V_p$  n'a donc pas besoin d'être stabilisée puisque la régulation maintient  $\delta V_p/V_p - \delta V_i/V_i$  dans la limite de  $10/1000$ .

b) Au moment de l'injection, la régulation ne fonctionne plus. Si l'injection a lieu en laissant le Van de Graaff débiter sans compenser les charges qui s'écoulent, la baisse de tension qui en résulte n'introduit aucun angle à l'injection. Si l'injection a lieu en surcompensant les pertes de charges, c'est-à-dire en élevant la tension du Van de Graaff, de façon à injecter les particules constamment sur leur orbite d'équilibre ( $V_i/B^2 = Cte$ ) comme indiqué plus haut, il ne s'introduira aucun angle à l'injection.

Seule la ligne focale servant à la régulation subira un fort déplacement. Dans notre cas  $\delta x = 130 \delta V_i/V_i$  cm, soit pour  $\delta V_i/V_i = 3,4 \%$ ,  $\delta x \approx 4,4$  cm. La distance entre plaques des secteurs est seulement de 2,5 cm, mais à cause de la propriété d'achromatisme, il suffira de pulser la tension  $V_p$  sans aucune précision de façon à ce que le faisceau ne heurte pas les plaques dans le secteur central.

c) Des claquages ou courants transversaux qui pourraient naître au moment du pulse d'injection n'auront d'autre effet que de modifier légèrement la tension plaque  $V_p$ . L'achromatisme du système jouera encore pour que le faisceau entre dans la machine au point choisi sans aucun angle supplémentaire.

d) L'électrode H.T. de l'inflecteur a été partagée en deux parties. En agissant avec des tensions supplémentaires sur les plaques ainsi séparées, et particulièrement, sur le dernier bout, on pourra agir sur l'angle avec lequel le faisceau entre dans la machine. On a vu que pour obtenir l'indépendance de ce paramètre, le système a été choisi achromatique.

En restant maître de l'angle d'injection, nous pourrions, croyons-nous, mieux utiliser l'admittance de chambre, soit pour obtenir l'intensité maximum à chaque pulse, l'angle d'injection étant fixe ou variable au cours du pulse, soit pour programmer l'intensité délivrée par pulse dans le cas d'une planification de l'expérimentation.

APPENDICE

Calculs des conditions d'afocalité et d'anachronisme

Nous voulons nous limiter au calcul des conditions d'afocalité et d'achromatisme pour le système symétrique schématisé dans la figure 2. Les secteurs extrêmes sont identiques. Le secteur du milieu pourra être différent.

L'équation différentielle du mouvement par rapport à la trajectoire moyenne dans chaque prisme est :

$$\frac{d^2 x}{ds^2} + \frac{Q^2 x}{R^2} = 0 \tag{1}$$

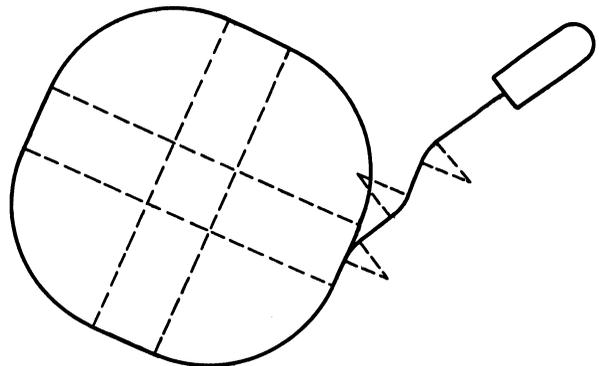


Fig. 3.

et s'il y a aberration chromatique :

$$\frac{d^2 x}{ds^2} + \frac{Q^2 x}{R^2} = \frac{\beta}{R} \frac{\Delta V}{V} \quad (2)$$

avec  $Q_m = \sqrt{1-n_m}$ ;  $\beta_m = \frac{1}{2}$  pour un secteur magnétique

$$\left( n_m = -\frac{R_0}{B_0} \left( \frac{dB_z}{dR} \right)_0 \right)$$

$Q_e = \sqrt{3-n_e}$ ;  $\beta_e = 1$  pour un secteur électrostatique

$$\left( n_e = -\frac{R_0}{E_0} \left( \frac{dE_r}{dR} \right)_0 \right)$$

Pour l'établissement de l'expression de  $Q_e$ , voir <sup>2)</sup>.

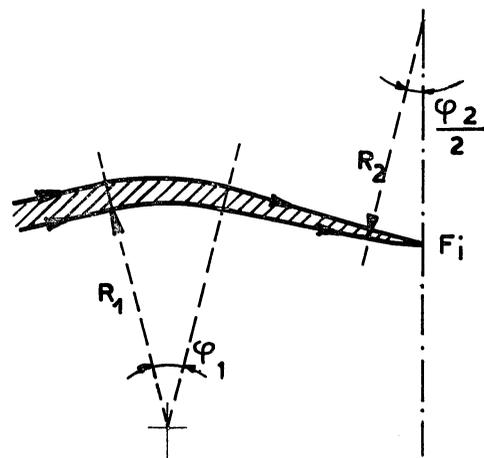


Fig. 4.

### I. Afocalité

La matrice de transfert du  $\frac{1}{2}$  système de la figure 4 est :

$$[T] = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos Q_2 \frac{\varphi_2}{2} & \frac{R_2}{Q_2} \sin Q_2 \frac{\varphi_2}{2} \\ -\frac{Q_2}{R_2} \sin Q_2 \frac{\varphi_2}{2} & \cos Q_2 \frac{\varphi_2}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \cos Q_1 \varphi_1 & \frac{R_1}{Q_1} \sin Q_1 \varphi_1 \\ -\frac{Q_1}{R_1} \sin Q_1 \varphi_1 & \cos Q_1 \varphi_1 \end{bmatrix} \quad (3)$$

Si  $g_i$  désigne la position du foyer image  $F_i$  de cet ensemble par rapport à la face de sortie du deuxième prisme, on veut donc que :

$$g_i = 0 \quad (4)$$

L'expression de  $g_i$  est :

$$g_i = -T_{11}/T_{21} \quad * \quad (5)$$

La condition d'afocalité pour le système entier est donc :

$$T_{11} = 0 \quad (6)$$

soit en explicitant l'élément  $T_{11}$  du produit matriciel (3) et utilisant pour simplifier la notation :

$$Q_1 \varphi_1 = 1, Q_2 \frac{\varphi_2}{2} = 2,$$

$$1 - Q_1 \frac{l}{R_1} \operatorname{tg} 1 - \frac{Q_1 R_2}{Q_2 R_1} \operatorname{tg} 1 \operatorname{tg} 2 = 0 \quad (7)$$

### II. Achromatisme

L'équation (2) peut s'écrire :

$$\frac{d^2 x}{ds^2} + \frac{Q^2}{R^2} \left( x - \frac{\beta R}{Q^2} \frac{\Delta V}{V} \right) = 0 \quad (8)$$

C'est la variable  $(x - \beta R/Q^2 \cdot \Delta V/V)$  qui maintenant entre dans les relations matricielles<sup>4,5)</sup>.

Si  $x_0$  et  $x'_0 (= dx/ds)_0$  sont les conditions pour un rayon à l'entrée d'un prisme;  $x$ ,  $x'$  ( $= dx/ds$ ) les conditions à la sortie, on a, en posant comme précédemment,  $Q_1 \varphi_1 = 1$  :

$$\begin{bmatrix} x - \beta_1 \frac{R_1}{Q_1^2} \frac{\Delta V}{V} \\ x' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos 1 & \frac{R_1}{Q_1} \sin 1 \\ -\frac{Q_1}{R_1} \sin 1 & \cos 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} x_0 - \beta_1 \frac{R_1}{Q_1^2} \frac{\Delta V}{V} \\ x'_0 \end{bmatrix} \quad (9)$$

\* Pour l'expression des éléments optiques d'un système de prisme on pourra voir (3, 4).

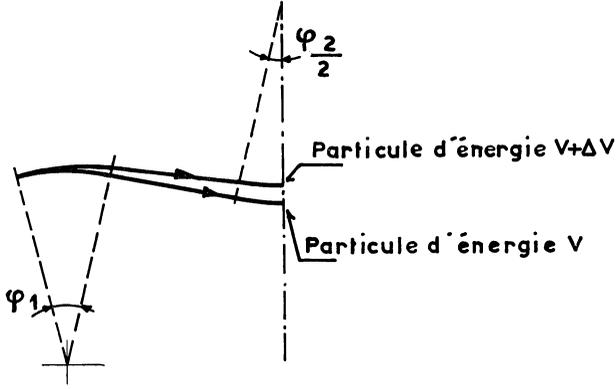


Fig. 5.

Ainsi pour un rayon entrant dans le premier prisme (fig. 5) avec les conditions initiales  $x_0 = x'_0 = 0$ , on obtient à la sortie :

$$x = \frac{R_1}{Q_1^2} \beta_1 (1 - \cos 1) \frac{\Delta V}{V} \quad (10)$$

$$x' = \frac{\beta_1}{Q_1} \sin 1 \frac{\Delta V}{V}$$

À l'entrée du deuxième secteur, on a, compte tenu de la longueur  $l$  de la section droite, les conditions :

$$x = \left[ \frac{R_1}{Q_1^2} \beta_1 (1 - \cos 1) + l \frac{\beta_1}{Q_1} \sin 1 \right] \frac{\Delta V}{V} \quad (11)$$

$$x' = \frac{\beta_1}{Q_1} \sin 1 \frac{\Delta V}{V}$$

Pour le deuxième prisme, on écrira une relation semblable à (9) avec comme conditions initiales  $(x_0, x'_0)$ , les expressions (11), changées de signe car le deuxième secteur a une courbure de sens opposé à celle du premier. On obtient :

$$\begin{bmatrix} x - \beta_2 \frac{R_2}{Q_2^2} \frac{\Delta V}{V} \\ x' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos 2 & \frac{R_2}{Q_2} \sin 2 \\ -\frac{Q_2}{R_2} \sin 2 & \cos 2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} - \left[ \frac{R_1}{Q_1^2} \beta_1 (1 - \cos 1) - l \frac{\beta_1}{Q_1} \sin 1 - \beta_2 \frac{R_2}{Q_2^2} \right] \frac{\Delta V}{V} \\ - \frac{\beta_1}{Q_1} \sin 1 \frac{\Delta V}{V} \end{bmatrix} \quad (12)$$

où on a posé comme plus haut pour simplifier :

$$Q_2 \frac{\varphi_2}{2} = 2$$

En exploitant la relation (12), il vient pour les conditions à la sortie du deuxième prisme (d'angle  $\varphi_2/2$ ) :

$$\begin{aligned} x &= \left[ \beta_2 \frac{R_2}{Q_2^2} - \left( \beta_1 \frac{R_1}{Q_1^2} + \beta_1 \frac{R_2}{Q_2^2} \right) \cos 2 - \beta_1 \frac{R_2}{Q_1 Q_2} \sin 1 \sin 2 - \beta_1 \frac{l}{Q_1} \sin 1 \cos 2 + \beta_1 \frac{R_1}{Q_1^2} \cos 1 \cos 2 \right] \frac{\Delta V}{V} \\ x' &= \left[ \left( \beta_1 \frac{R_1}{Q_1^2} + \beta_2 \frac{R_2}{Q_2^2} \right) \frac{Q_2}{R_2} \sin 2 - \frac{\beta_1}{Q_1} \sin 1 \cos 2 + \beta_1 \frac{Q_2}{Q_1} \frac{l}{R_2} \sin 1 \sin 2 - \beta_1 \frac{R_1}{R_2} \frac{Q_2}{Q_1^2} \sin 2 \cos 1 \right] \frac{\Delta V}{V} \end{aligned} \quad (13)$$

Nous voulons la condition  $x' = 0$ , ce qui s'écrit :

$$\text{tg } 2 = \frac{\frac{\beta_1}{Q_1} \sin 1}{\left( \beta_1 \frac{R_1}{Q_1^2} + \beta_2 \frac{R_2}{Q_2^2} \right) \frac{Q_2}{R_2} + \beta_1 \frac{Q_2}{Q_1} \frac{l}{R_2} \sin 1 - \beta_1 \frac{R_1}{R_2} \frac{Q_2}{Q_1^2} \cos 1} \quad (14)$$

En combinant les relations (7) et (14), on obtient la valeur de  $Q_1\varphi_1$  pour laquelle le système entier de la figure 2 est afocal et achromatique; on a :

$$\frac{1 - Q_1 \frac{l}{R_1} \operatorname{tg} 1}{\frac{Q_1 R_2}{Q_2 R_1} \operatorname{tg} 1} = \frac{\frac{\beta_1}{Q_1} \sin 1}{\left(\beta_1 \frac{R_1}{Q_1^2} + \beta_2 \frac{R_2}{Q_2^2}\right) \frac{Q_2}{R_2} + \beta_1 \frac{Q_2 l}{Q_1 R_2} \sin 1 - \beta_1 \frac{R_1 Q_2}{R_2 Q_1^2} \cos 1} \quad (15)$$

### Cas particulier

Choisissons un système entièrement électrostatique :

$$Q = Q_1 = Q_2 = \sqrt{2}$$

avec des rayons égaux :

$$R = R_1 = R_2$$

on a de plus :

$$\beta = \beta_1 = \beta_2 = 1$$

Il vient pour (7) :

$$\operatorname{tg} 2 = \frac{1 - \sqrt{2} \frac{l}{R} \operatorname{tg} 1}{\operatorname{tg} 1} \quad (16)$$

pour (14) :

$$\operatorname{tg} 2 = \frac{\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 1}{\sqrt{2} + \frac{l}{R} \sin 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \cos 1} ; \quad (17)$$

combinant (16) et (17), on a (en posant  $\sqrt{2} (l/R) = \lambda$ ) :

$$\lambda^2 + 2 \frac{1 - \cos 1}{\sin 1} \lambda + \frac{1 - 2 \cos 1}{\sin^2 1} = 0$$

dont l'une des racines est :

$$\lambda = \frac{2 \cos 1 - 1}{\sin 1} \quad (18)$$

soit :

$$l = \frac{R}{\sqrt{2}} \frac{2 \cos \sqrt{2}\varphi_1 - 1}{\sin \sqrt{2}\varphi_1} ; \quad (19)$$

en portant l'expression (18) dans (16) on obtient :

$$\operatorname{tg} 2 = \frac{1 - \cos 1}{\sin 1}$$

c'est-à-dire :

$$\operatorname{tg} Q_2 \frac{\varphi_2}{2} = \operatorname{tg} Q_1 \frac{\varphi_1}{2}$$

$$\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi \quad (20)$$

On a choisi pour notre système,  $\varphi = 27^\circ$ , et un rayon  $R = 3$  mètres. Ces valeurs portées dans (19) donnent :

$$l = 1,96 \text{ mètre}$$

On peut aussi calculer l'aberration chromatique au crossover à l'aide de (13). On trouve :

$$x_{\text{chr}} = \frac{R}{2} \left( 1 - 2 \cos \frac{\varphi}{\sqrt{2}} \right) \frac{\Delta V}{V} = 130 \frac{\Delta V}{V} \text{ cm}$$

### BIBLIOGRAPHIE

Commissariat à l'énergie atomique. Paris. Rapports internes déclassifiés. (non publiés.)

1. Sur l'optique et la technique d'injection du synchrotron de Saclay. OC-16.
2. Mouvement des particules dans un champ électrique à symétrie cylindrique. OC-7.
3. Etude d'une optique d'injection. OC-10.
4. Système à imagerie ou afocaux achromatiques. OC-23.
5. Observation chromatique d'un système de deux prismes séparés par une section droite. OC-4.

DISCUSSION

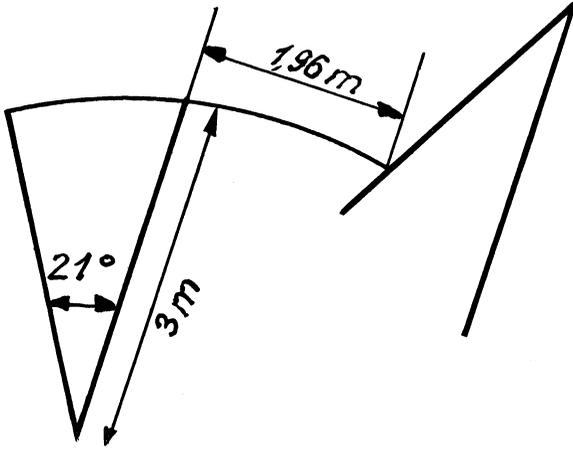


Fig. 1.

*J. P. Blewett* (to *M. Salvat*): What are the actual values of angles in *Salvat's* scheme.

*M. Salvat*: La surface dans le plan des phases pour le faisceau d'entrée se trouve inchangée à la sortie. (Fig. 1)

Le système est achromatique aussi bien par rapport à l'énergie d'injection que par rapport à la tension des électrodes.

*K. D. Sinelnikov*: I would like to make a few comments on the very interesting report of *J. P. Blewett*. I doubt whether it is really convenient to change over from the usual "classical" drift tube (*Alvarez* type) to the highly ingenious but expensive and complicated ellipsoidal tubes. The latter, it is true, give a shunt impedance which is higher by 20%. But the cost of producing each tube individually seems to be unusually high to justify their application. In our laboratory (*Physico-Technical Inst. of the Academy of Sciences, Kharkov*) we constructed 3 proton accelerators of 20 Mev, 10 Mev and 5 Mev, and in all these accelerators we used the usual drift-tubes inside which we set up different types of focusing systems (space-charge lenses of *Gabor*, magnetic and electrostatic quadrupole lenses).

I would like to ask *Blewett* if he has not further increased the difficulties of manipulation at the junctions of the different sections. Our experiments show that even in cavity resonators where the sections are joined very thoroughly, sparking and local reflections are produced which destroy the homogeneity of the field.

In conclusion, I observed that in our laboratory we prefer to work with separate independent cavity resonators because the difficulty in obtaining the required homogeneous distribution of the field along the axis increases rapidly with increase in the length of the resonators.

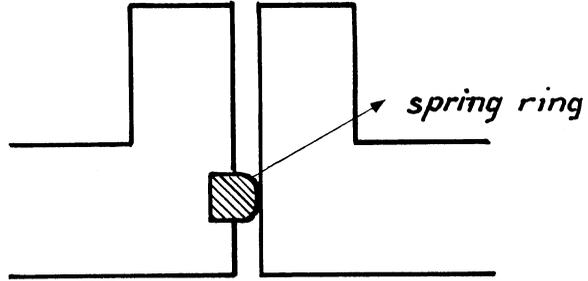


Fig. 2.

*N. C. Christophilos*: Elliptical drift tubes are more expensive but involve less experimental work because all parameters can be calculated theoretically. With such drift tubes we hope that the power dissipation will be about 2.5 MW instead of 4 MW. This justifies the additional cost of drift tubes. If we compare two 2.5 MW accelerators with the same final particle energy, the conventional one would be 50% longer. Another advantage is the possibility of having one tank only, so avoiding all the phasing programs.

*J. P. Blewett*: Yes, we are afraid of sparking and this is why we are building a high power RF model to test spring technique for connection. (Fig. 2)

If this will not be satisfactory, we will try other methods.

We have never flattened a tank as yet. We understand from the *Radiation Laboratory, Berkeley* that measurements of the second derivative of the field along the tank give the necessary information for tank flattening.

*R. V. Williams*: We have built a three section 68 Mev linac. (Fig. 3)

The sections are deformable for flattening and comprise a set of tuners provided to cancel mistuning due to temperature changes. The flattening was done once mechanically (one day) after measuring the RF level along the tank.

*Ia. B. Fainberg*: With drift tubes phenomena of resonance take place which make it impossible to tune them all at once.

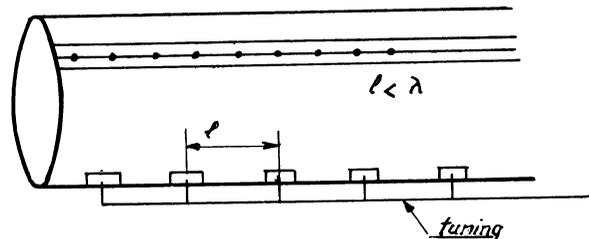


Fig. 3.

1. Does the same phenomenon arise in new J. P. Blewett drift tubes?
2. Is it meant to have a preliminary buncher?

*J. P. Blewett:* We are planning a buncher and a debuncher according to Johnsen's proposal.

*Ia. B. Fainberg:* In ordinary drift tube it is not possible to tune for all values of  $p$  in changing diameter and the

length. This happens for  $\beta = 0,6$  (phase velocity). Will the same sort of resonance take place with elliptical drift tubes?

*J. P. Blewett:* The difference is that as we go from one end to the other, the diameter of drift tubes does not change so much as it does in the case of cylindrical drift tubes.