

Minutes of CERN-PS
 Staff Meeting
 November 18th, 1958

(109)

MISE EN ROUTE DE L'ACCELERATEUR LINEAIRE

Lapostolle parla des problèmes posés par la mise en route de l'accélérateur linéaire.

I. RAPPEL DES PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT

L'accélérateur linéaire comprend essentiellement 3 cavités résonantes portant l'énergie des protons respectivement à 10 MeV, 30 MeV et 50 MeV. L'accélération est obtenue en appliquant un champ électrique E_{010} le long de la cavité. Des tubes de glissement sont placés suivant l'axe des cylindres afin de protéger les particules de l'action du champ électrique pendant le demi-cycle négatif de celui-ci.

1) Condition de synchronisme

La distance entre les centres de deux tubes successifs est prise égale à $L = \beta \lambda_0$, λ_0 étant la longueur d'onde dans le vide correspondant à la fréquence d'attaque et $\beta = v/c$. En raison de l'accroissement de la vitesse des particules, les tubes doivent augmenter en longueur vers la sortie de l'appareil. La présence des tubes a également pour conséquence de renforcer le champ accélérateur dans les interstices. Ce champ est maintenu aussi constant que possible le long de l'accélérateur et sa valeur limite est imposée par les conditions de claquage. Dans le SPC $E_0 = 1,7 \text{ MV/m}$. L'énergie cinétique des particules augmente suivant la loi

$$W_{\text{cin}} = A x + W_0$$

ou encore
$$\frac{mv^2}{2} = A (x + x_0) .$$

Il en résulte pour la longueur des tubes de glissement:

$$L = v T = k \sqrt{x + x_0} .$$

Dans le SPC $x_0 = 30$ cm.

2) Temps de transit

Les particules mettant un temps fini à traverser l'interstice, le champ électrique HF varie en fonction du temps. On aurait intérêt à choisir le temps de transit aussi faible que possible; pratiquement, on est limité par des considérations ayant trait au claquage. Généralement on choisit le temps de transit égal au quart de la période de la tension HF.

Si l'on désire obtenir un champ E_0 , l'on doit appliquer un champ $E_0 \times \frac{1}{\tau}$. Dans le modèle simplifié où le champ est supposé uniforme dans la coupure, on trouve

$$\tau = \frac{\sin \pi g/L}{\pi g/L} ,$$

g étant la longueur de la coupure. Pour $g = L/4$ on trouve $\frac{1}{\tau} = 1,11$. En réalité, le champ pénètre à l'intérieur des tubes de glissement et les bords des tubes sont arrondis. Il en résulte $E = E_0 \times \frac{1}{\tau} \times \frac{1}{f}$, f étant un nouveau facteur de correction. Pour une structure ne comportant pas de grille on trouve

$$f = f_0 = \frac{I_0\left(\frac{2\pi r}{L}\right)}{I_0\left(\frac{2\pi a}{L}\right)} ,$$

a étant le rayon du trou, r la distance à l'axe considérée et $I_0(x) = I_0(ix)$ la fonction de Bessel d'ordre zéro et de première espèce de l'argument imaginaire ix . Si l'on place une grille à l'entrée du tube, on a

$$f = \frac{1}{2} (1 + f_0) .$$

Les calculs donnent $f = 1,02$ à l'entrée de la cavité et $f = 1,10$ à la sortie. Cependant les mesures à la cuve (Harwell et Metropolitan-Vickers) ont fourni respectivement 1,04 et 1,20.

3) Stabilité de phase

On peut admettre qu'il existe toujours une particule cheminant dans l'accélérateur à la même vitesse que l'onde qui l'accélère. Cette particule est appelée synchronone. Si l'on définit alors comme phase d'une particule à l'interstice n l'écart électrique entre le passage de la particule par le centre de l'interstice et le passage de la tension accélératrice par son maximum, la phase ϕ_s de la particule synchronone est indépendante de n . Pour obtenir un fonctionnement satisfaisant de l'accélérateur, il est évidemment nécessaire que le mouvement soit stable au point de vue des phases. Les conditions de stabilité dépendent de la position de la phase de la particule synchronone sur la courbe représentant la tension accélératrice; un raisonnement, maintenant classique, montre que lorsque le point figuratif de la phase synchronone est placé sur la branche ascendante de la sinusoïde d'accélération, la stabilité de phase est assurée. Comme dans le synchrotron, l'équilibre au voisinage de la phase stable se traduit par des oscillations de la phase autour de la phase synchronone.

La région de capture en phase est définie comme l'intervalle de phases où l'effet de groupement a lieu. Pour des particules injectées à l'énergie correcte, elle est sensiblement donnée par

$$- 2 \phi_s < \phi < + \phi_s$$

et s'étend par conséquent approximativement sur $3 \phi_s$. On aurait donc intérêt à choisir ϕ_s aussi grand que possible. P.ex. pour $\phi_s = - 30^\circ$, la proportion des particules accrochées serait $i/i_0 = 0,25$.

Pour obtenir un champ E_0 agissant sur la particule synchronone, l'on devra appliquer un champ

$$\frac{E_0}{\cos \phi_s} \times \frac{1}{r} \times \frac{1}{f}$$

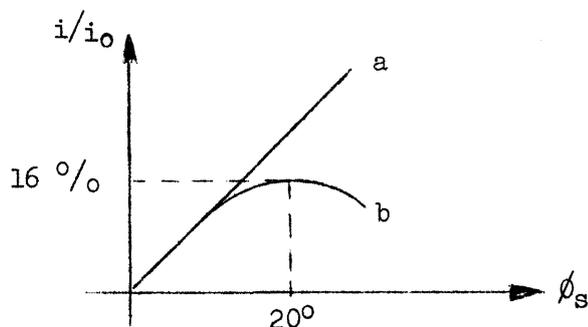
à la structure accélératrice.

4) Focalisation

On peut montrer qu'il y a incompatibilité entre les conditions de stabilité radiale et stabilité en phase; aucun artifice de géométrie ne saurait y remédier.

L'effet de défocalisation radiale est d'autant plus fort que le champ accélérateur augmente davantage lors de la traversée d'un interstice, c'est-à-dire que la phase ϕ_s est plus grande. Pour combattre cet effet, on peut utiliser soit des grilles placées à l'entrée des tubes de glissement, soit des dispositifs à focalisation alternée.

Au lieu de suivre le contour théorique (a), la courbe i/i_0 passe, pour un appareil muni de grilles de focalisation, par un maximum (b) qui se situe aux environs de 20° . Le rendement est alors de l'ordre de 16% .

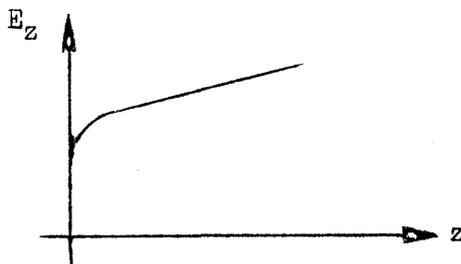


II. MISE EN PLACE DE L'ACCELERATEUR ET AJUSTAGE DU CHAMP

Un système optique a été utilisé pour la mise en place et l'alignement précis des tubes de glissement; les écarts d'alignement ne dépassent pas quelques dixièmes de mm.

Le temps de transit a été déterminé par le calcul, mais en pratique les dimensions géométriques de la cavité ne peuvent être réalisées avec une précision extrême. Ainsi, au lieu d'être uniforme, le champ varie le long de l'accélérateur et le coefficient de temps de transit variera en même temps.

Le champ optimum $E_z(z)$ a été déterminé par le calcul



et des possibilités ont été prévues pour ajuster le champ en cours de réglage. La cavité comporte en effet à certains endroits une paroi déformable et un changement local de volume se traduit par une variation locale du champ. L'opération ("flattening") s'avère toutefois extrêmement délicate.

La mesure du champ a été effectuée par deux méthodes. On peut d'abord placer une petite boule métallique dans un endroit où le champ électrique existe et mesurer la perturbation de la fréquence de résonance $\Delta f \sim E^2$ causée par la présence de la boule. Dans le SPC $f = 202,5$ Mc/s et $\Delta f \approx 50$ c/s. La mesure est donc très délicate; elle est rendue encore plus difficile par la présence des grilles.

Une autre méthode consiste à mesurer le champ magnétique au voisinage de la paroi de la cavité (le champ électrique est maximum sur l'axe et s'annule sur la paroi). On peut alors mettre en oeuvre des sphères plus grandes (3 cm au lieu de 3 mm), mais la relation exacte entre E et H n'est pas bien connue et l'interprétation des résultats de mesure s'avère peu sûre.

Pour régler l'angle de phase de la cavité, un moyen pratique consiste à agir sur le champ. En théorie, le problème est simple: il s'agit d'envoyer assez de puissance dans la cavité; 0,8 MW sont en principe nécessaires pour un angle de 20° et un coefficient de surtension de 65.000. Pratiquement, la transmission de la puissance dans des câbles coaxiaux à travers des fenêtres étanches pose des problèmes ardues qui seront encore plus difficiles à résoudre dans les cavités II et III. L'augmentation de la puissance injectée ne constitue pas une solution, d'autant moins que cela conduirait à augmenter l'angle de phase et à diminuer par conséquent la focalisation. La mesure de la puissance fournie à l'accélérateur pose également des problèmes. On peut, en principe, mesurer la puissance injectée et le facteur de surtension. Mais une puissance de 1 MW à 200 Mc/s et un $Q = 65.000$ sont difficiles à mesurer avec précision. Une autre méthode consiste à introduire une boucle dans la cavité et à mesurer le champ induit; l'inconvénient de ce procédé est dû au fait que la surface effective de la boucle est mal connue.

III. MISE EN ROUTE DE LA PREMIERE CAVITE

Un certain nombre de difficultés ont été rencontrées lors de la mise en route de la première cavité: source de protons capricieuse, étalonnage incertain à 500 kV, claquages dans la fenêtre empêchant de pousser la HF, impossibilité d'obtenir le faisceau en présence de la HF, etc. Une des principales difficultés rencontrées consista dans le refus de la cavité d'accepter la puissance HF en présence du faisceau. Cet effet est dû au phénomène d'avalanche ("multipactor effect").

Les données suivantes montrent l'amélioration de la situation:

10 MeV	Courant sortie cavité	Courant entrée cavité	Diamètre diaphragme	Courant/Courant sortie / entrée	Augmentation champ E_z entrée - sortie
Avril	2 μ A	4 mA	5 mm	1/2000	+ 38 %
Mai	25	25	30	1/1000	+ 21 %
Juin	65	5	5	1/80	+ 8 %
Juillet	230	25	30	1/110	+ 8 %
Août	250	15	30	1/60	- 2 %

Le rendement en particules accélérées est comparable à celui que l'on obtient à Berkeley et à Minneapolis.

IV. PROGRAMME FUTUR

Actuellement la première cavité est démontée pour le montage des quadripôles de focalisation dont la mise en oeuvre devrait se traduire par une certaine amélioration du rapport de transmission.

Une nouvelle source de protons est à l'essai ainsi qu'un nouveau système de focalisation à l'entrée de l'accélérateur linéaire.

Les cavités II et III sont en cours de montage. Leur installation devrait être finie au début de l'année prochaine.
