

INSTITUT DE PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES, SERPUKOV
Rapport IFVE 68-49

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00100566

METHODE DE DETERMINATION DU REGIME D'ACCELERATION
DE L'INJECTEUR DE SYNCHROTRON A PROTONS DE L'IFVE

par

A.G. Afonin, S.I. Il'evskij, I.M. Kapchinskij,
L.M. Popinenkova, V.A. Teplyakov

Serpukhov, 1968

Traduit au CERN par A. Golovanoff
(Original : russe)

(CERN Trans. 69-9)

Genève
Février 1969

Les principales données relatives au régime prévu pour l'accélérateur I-100 sont présentées sous la référence /1/. Dans ce régime, l'accélérateur doit fonctionner avec une phase synchrone $\varphi_s = 37^\circ$, une énergie d'entrée de 699 keV et une énergie de sortie de 100 MeV. Ce régime a déjà été approximativement atteint au moment de la mise en route physique. Dans le présent travail, on expose la méthode utilisée pour définir le régime nominal. Le procédé exposé peut-être appelé méthode de courant nul. Cette méthode permet, nous semble-t-il, d'obtenir des valeurs plus précises des champs de seuil dans les résonateurs et des différences de phase entre eux, en comparaison des autres méthodes utilisées auparavant /2, 3/.

Examinons d'abord la méthode de détermination de la valeur de seuil du champ HF dans le deuxième résonateur.

L'entrée du deuxième résonateur reçoit le faisceau de protons d'une énergie de 37,8 MeV. Grâce à l'amortissement adiabatique des oscillations longitudinales, le faisceau en ce point est déjà groupé en paquets d'une longueur de phase relativement faible, de l'ordre de 0,3 radian. Le courant de protons accélérés dans le deuxième résonateur était mesuré dans ces expériences à la sortie du linac (après le troisième résonateur) à l'aide d'un cylindre de Faraday fermé par une plaquette éliminant toutes les particules non accélérées.

Comme il n'y a pas de perte de faisceau dans le deuxième et le troisième résonateurs, le courant ainsi mesuré est égal au courant du faisceau capturé en régime d'accélération dans le deuxième résonateur.

Le courant des particules accélérées dépend de l'amplitude et de la phase de la tension HF dans le deuxième résonateur, et pour chaque valeur de la phase dans le deuxième résonateur il existe une certaine valeur de la tension U pour laquelle un courant de particules accélérées apparaît. Dans l'expérience, on établissait la relation entre la tension U et la phase du champ dans le deuxième résonateur pour des niveaux et des phases fixés dans le premier et le troisième résonateurs.

Les résultats d'une série d'expériences sont donnés à la Fig. 1. La phase de la tension dans le deuxième résonateur était contrôlée par une ligne de mesure d'un discriminateur de phases L_{12} par comparaison avec la phase de la tension dans le premier résonateur. Les grandeurs L_{12} (en cm) sont portées en abscisses. On représente en ordonnées la tension (volt) appliquée à la boucle de mesure médiane. Elle est proportionnelle au niveau du champ dans les résonateurs. La tension U était déterminée par extrapolation de 0 d'après plusieurs valeurs du courant de particules accélérées. La Fig. 2 montre la

méthode de mesure : on a représenté sur le plan des phases (coordonnées : phase d'une particule φ , écart relatif de l'énergie de la particule par rapport à une particule synchrone $\frac{w - w_s}{w_s}$), les séparatrices du premier et du deuxième résonateurs et la zone de capture qui est occupée par les états des particules du paquet à la sortie du premier résonateur. Le paquet se trouve quelque part à l'intérieur de la séparatrice du premier résonateur mais pas nécessairement en son centre. La ligne du discriminateur de phases L_{12} mesure la différence des phases des tensions HF $\omega t_{II} - \omega t_I$ (aux erreurs des facteurs d'étalonnage et à un glissement constant près). On a mesuré pour différentes grandeurs de L_{12} les valeurs de la tension dans le deuxième résonateur U pour lesquelles les états de certaines particules du paquet entrent dans la séparatrice du deuxième résonateur. Sur la figure 2, les points φ_I et φ_{II} correspondent aux phases nulles des tensions dans les résonateurs; $\omega t_{II} - \omega t_I \sim L_{12} + \text{const.}$

En principe, il est possible de déterminer la valeur de seuil de la tension U_n d'après le minimum de la courbe de la figure 1. Mais une telle mesure est entachée d'une erreur considérable, puisque pour $U = U_n$, la section de l'accélérateur devient "courte" (longueur de phase nulle). C'est pourquoi les particules instables peuvent être aussi accélérées. En outre, par suite du nombre peu élevé de mesures, l'erreur fortuite est

importante. La méthode proposée met en oeuvre pour la détermination du champ de seuil non seulement la valeur minimale de la courbe de la Fig. 1 mais aussi l'ensemble des points expérimentaux qui la sous-tendent.

On a construit d'après la formule :

$$\varphi_s = \arccos \frac{U_n}{U} \quad (1)$$

sur la Figure 3, la courbe de phase synchrone du rapport de la tension agissant dans le résonateur à sa valeur de seuil $\frac{U}{U_n}$. La courbe de la figure 3 est évidemment valable pour les trois résonateurs. Après avoir choisi une certaine valeur fixée de U_n , établissons la relation entre la phase synchrone φ_s et la tension U . Cela peut être fait à l'aide du normogramme de la figure 3. Sur la figure 3, on a porté l'échelle verticale des tensions. Les droites obliques correspondent à différents choix de champs de seuil.

La figure 3 permet de reconstruire la courbe de la figure 1 dans les coordonnées (φ_2, φ_s) , où

$$\varphi_2 = 360^\circ \frac{L_{12}}{\lambda} = 1,78 L_{12} ;$$

φ_s - phase synchrone dans le deuxième résonateur, correspondant

à la tension U de la figure 1 pour une certaine valeur fixée de U_n . La valeur de seuil U_n doit être choisie de telle sorte que la courbe de la figure 1 en coordonnées (φ_2, φ_s) soit représentée par trois segments de droite, de pente déterminée :

$$\frac{d\varphi_s}{d\varphi_2} \approx \frac{1}{2}; 0; -1.$$

Les points de la Figure 4 sont construits pour $U_n = 33$ V. A cette même valeur du champ de seuil correspond la deuxième droite en haut de la figure 3. Il semblerait que $U_n = 33$ V devrait être pris pour valeur de seuil du deuxième résonateur. Mais l'aspect des courbes de la figure 4 appelle quelque doute. En effet, la sensibilité de l'appareillage utilisé pour mesurer le courant de particules accélérées est assez élevée. L'absence d'indications témoignait de façon sûre que le paquet de particules n'entrait pas dans la séparatrice du deuxième résonateur. Donc, les droites de la figure 4 doivent couper l'axe des abscisses en deux points, dont la distance est égale à la longueur de phase du paquet. De plus, aux erreurs de détermination de la valeur de seuil $\lambda / (33 \pm 0,3)$, il résulte de la figure 4 que les paquets ont une longueur de phase nulle. D'après les mesures, une longueur de phase nulle du paquet peut se former dans le cas où l'énergie moyenne des particules à la sortie du premier résonateur est différente de la valeur d'équilibre.

Cela peut se produire si le paquet accomplit des oscillations cohérentes. En modifiant l'énergie d'injection, on peut faire varier l'énergie des particules à la sortie du premier résonateur. Dans l'ensemble des courbes, semblables à celles représentées sur la figure 1, choisissons une courbe pour laquelle la valeur de seuil soit minimale. La figure 5 donne une telle courbe pour le deuxième résonateur ($U_n = 31, 0$) et la figure 6 pour le troisième résonateur. La mesure de la valeur de seuil dans le troisième résonateur ($U_n = 30,0$) a été effectuée comme pour le deuxième. La figure 3 donne les courbes obliques correspondant aux valeurs précises trouvées des champs de seuil dans le deuxième et troisième résonateurs. Les valeurs de travail de la différence de phases entre les résonateurs sont déterminées avec une précision suffisante d'après les courbes expérimentales des figures 5 et 6.

La mesure de la valeur de seuil dans le premier résonateur peut être effectuée de manière analogue, si le paquet de particules est formé à l'entrée de l'accélérateur à l'aide d'un groupeur, mais une autre variante de la méthode de courant nul est possible : pour une tension HF fixée dans le premier résonateur, on mesure l'énergie minimale des particules à l'entrée de l'accélérateur, pour laquelle l'accélération est encore possible.

La tension maximale appliquée au tube accélérateur du pré-injecteur, pour laquelle l'accélération est encore stable, dépend de la phase synchrone dans le premier résonateur. Dans une approximation conservatrice,

$$U_{0\min} = U_0 \left(1 - 2 \sqrt{\frac{2W\lambda\gamma}{\pi\beta}} \cdot \sqrt{\operatorname{tg} \varphi_s - \varphi_s} \right). \quad (3)$$

Portons dans cette formule les valeurs calculées /1/ :

$U_0 = 699$ kV - tension nominale du tube du pré-injecteur;

$W\lambda = 2,72 \cdot 10^{-3}$ - accélération spécifique; $\frac{\beta}{\gamma} = 0,0386$. Le

calcul selon la formule (3) permet de construire la courbe de

la figure 7. Le calcul numérique de la relation de la figure 7

dans une approximation non conservatrice, effectué par A.P.

Mal'cev, donne une correction insignifiante pour $\varphi_s > 20^\circ$,

pouvant être négligée devant les erreurs expérimentales.

La figure 8 représente la dépendance expérimentale entre le courant de particules accélérées et l'énergie d'injection pour différentes valeurs du champ HF dans le premier résonateur. On a porté en ordonnée le rapport du courant de protons d'énergie 100 MeV (I_{HF}) et du courant à la sortie du pré-injecteur (I_2) en pour-cent. La grandeur I_{HF}/I_2 diffère un peu de la valeur théorique du coefficient de capture des protons en régime d'accélération, et on ne peut établir de proportionnalité entre ces grandeurs. Cela est lié, tout d'abord,

au fait que la composante protonique représente une certaine partie du courant I_2 . En outre, lorsque l'énergie d'injection varie dans certaines limites, la divergence angulaire du faisceau se modifie ainsi que la focalisation du faisceau par les lentilles du canal d'accord pour un réglage fixé de ce dernier. En définitive, la capture suivant les coordonnées transversales tombe.

Toutefois, la diminution de la capture réelle n'est pas importante pour la détermination de l'énergie minimale d'injection pour laquelle il existe encore un courant de particules accélérées.

Les points expérimentaux, relevés des courbes de la figure 8, sont donnés sur la figure 7. Pour comparer la tension de la boucle de mesure du premier résonateur à la phase synchrone, on a choisi la valeur de seuil de la tension dans le premier résonateur $U_n = 39,0$ V (voir figure 3).

Les mesures faites permettent d'établir les tensions appliquées aux boucles de mesure des résonateurs $U_1 = 48,8$; $U_2 = 38,8$; $\varphi_s = 37,5$, pour lesquelles la phase synchrone est égale à $\varphi_s = 37^\circ$. Les courbes de la figure 8 confirment l'exactitude de la graduation du voltmètre qui a servi à mesurer la tension accélératrice appliquée au tube haute tension du pré-injecteur.

Comme on l'a remarqué plus haut, les valeurs du déphasage entre les résonateurs peuvent être tirées de courbes analogues à celles des figures 5 et 6. Ces grandeurs peuvent être aussi trouvées par une autre méthode plus simple. Appliquons aux boucles des résonateurs une tension voisine à la tension de seuil (plus grande que 0,2 V). En mesurant le courant des particules accélérées, on peut trouver sa valeur maximale en mettant les résonateurs en phase correspondante. Si les valeurs de seuil des champs ont été déterminées exactement, l'accélérateur reste phasé exactement pour des phases synchrones quelconques. Le spectre des énergies des particules à la sortie de l'accélérateur constitue l'indicateur le plus sensible de l'exactitude du régime établi. Lors d'une modification du déphasage entre les résonateurs, des oscillations cohérentes du faisceau apparaissent et provoquent un déplacement du spectre dans son ensemble, l'élargissent et le rendent moins symétrique. Si des oscillations cohérentes du paquet sont déjà apparues, le déplacement du spectre est très sensible vis-à-vis des variations de l'amplitude de la tension dans les résonateurs par suite de la variation du déphasage des oscillations cohérentes du paquet.

Sans décrire ici la méthode de mesure du spectre d'énergies des particules à la sortie de l'accélérateur, donnons seulement deux spectres de particules à 100 MeV. La figure 10a

représente le spectre du faisceau avec un courant de 6,5 mA et la figure 10b le spectre d'un faisceau avec un courant de 50 mA. En dépit d'une baisse de la tension dans les résonateurs, qui pour 50 mA atteignait 7,5 %, la largeur des spectres était voisine de la valeur théorique ^{/1/} (en abscisse, on a porté la dispersion relative des impulsions, $g = \frac{p - p_s}{p_s}$ en pour-cent). Il semble que les erreurs fortuites d'ajustage des tubes de drift n'entraînent pas d'élargissement sensible du spectre. Une analyse plus détaillée du faisceau à la sortie du linac est décrite ailleurs.

Il est possible d'obtenir un meilleur régime de groupement par plusieurs méthodes. Le spectre de particules à la sortie de l'accélérateur constitue l'indicateur le plus sensible pour guider le choix du meilleur régime.

La phase de la tension dans le buncher est choisie de telle façon qu'une variation de la tension HF dans le buncher n'entraîne pas de déplacement du spectre de particules à la sortie de l'accélérateur. De façon préliminaire, l'amplitude de la tension dans le premier résonateur était établie (elle varie dans les limites $U_1 = 48,8 \pm 0,3$) de telle façon que le déplacement du spectre de particules à la sortie soit le plus sensible aux variations de la phase dans le buncher. Par là même, le déplacement de la phase des oscillations cohérentes

devient égale à un demi-nombre entier π . L'amplitude de la tension dans le buncher est choisie de façon à obtenir le courant maximal à la sortie de l'accélérateur. La tension optimale dans le buncher dépend de la valeur du courant accéléré. Ainsi, lors d'une accélération d'un courant de 50 mA de protons, la tension optimale appliquée à la boucle de mesure du buncher $U_b = 100$ V, et avec un courant accéléré de 100 mA - $U_b = 120$ V.

La différence de phase des tensions dans le buncher et dans le premier résonateur ne dépend pas du courant et on la maintient constante pendant l'expérience, ce qui est contrôlé par un discriminateur de phases à boucle de mesure.

Ont participé à ce travail : E.D. Derienko, V.A. Konov, E.A. Konoplev, V.A. Mirgorodskij, ainsi que les opérateurs assurant la marche de l'accélérateur. Les auteurs ont l'agréable obligation de remercier V.G. Tishin et les collaborateurs du RAIAN, B.I. Polyakov, L.G. Lomize et d'autres, qui ont élaboré le système d'alimentation HF et le système de mesure du courant du faisceau utilisés dans le présent travail.

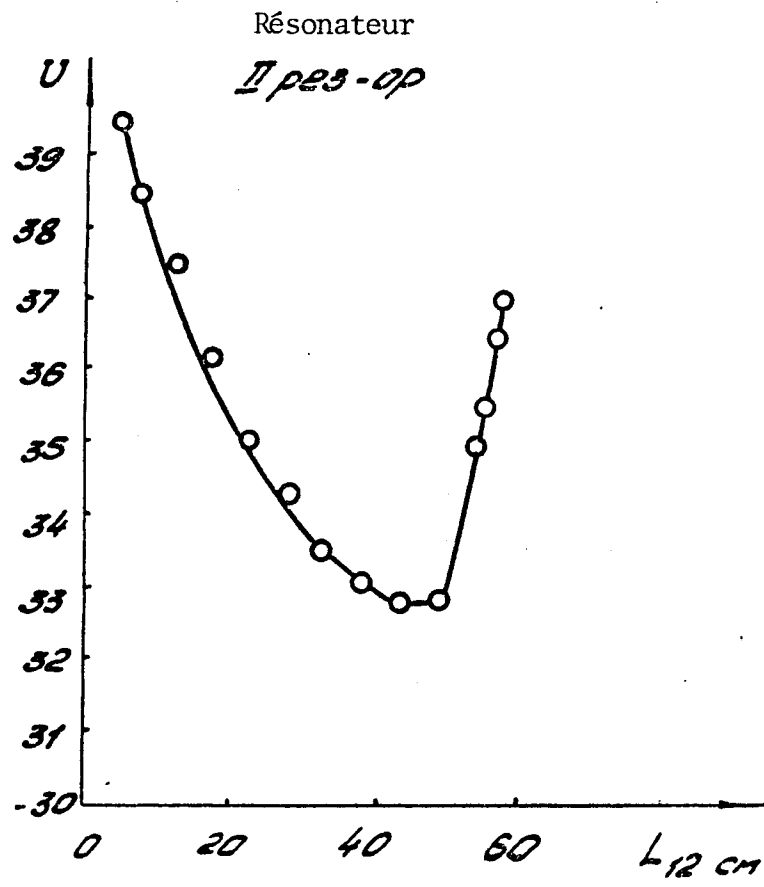


Fig. 1

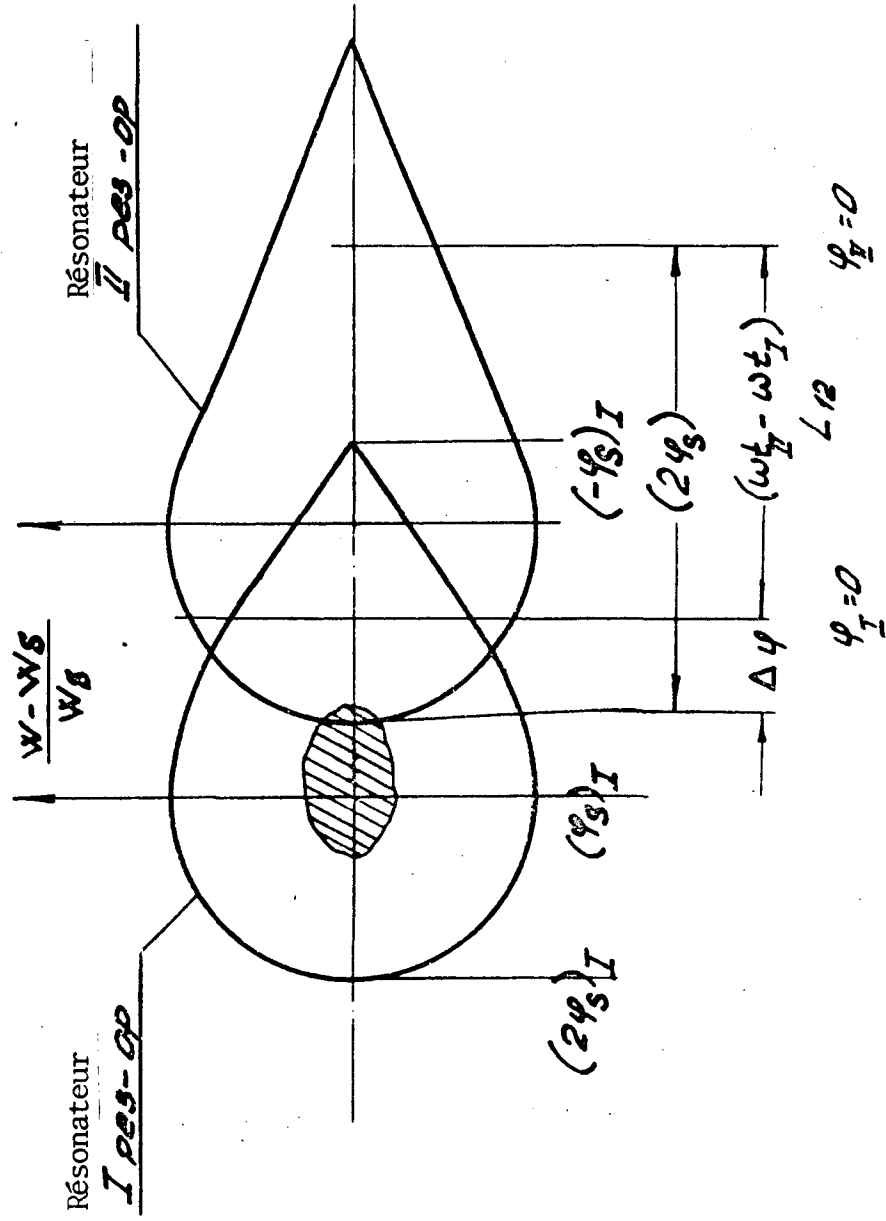


Fig. 2

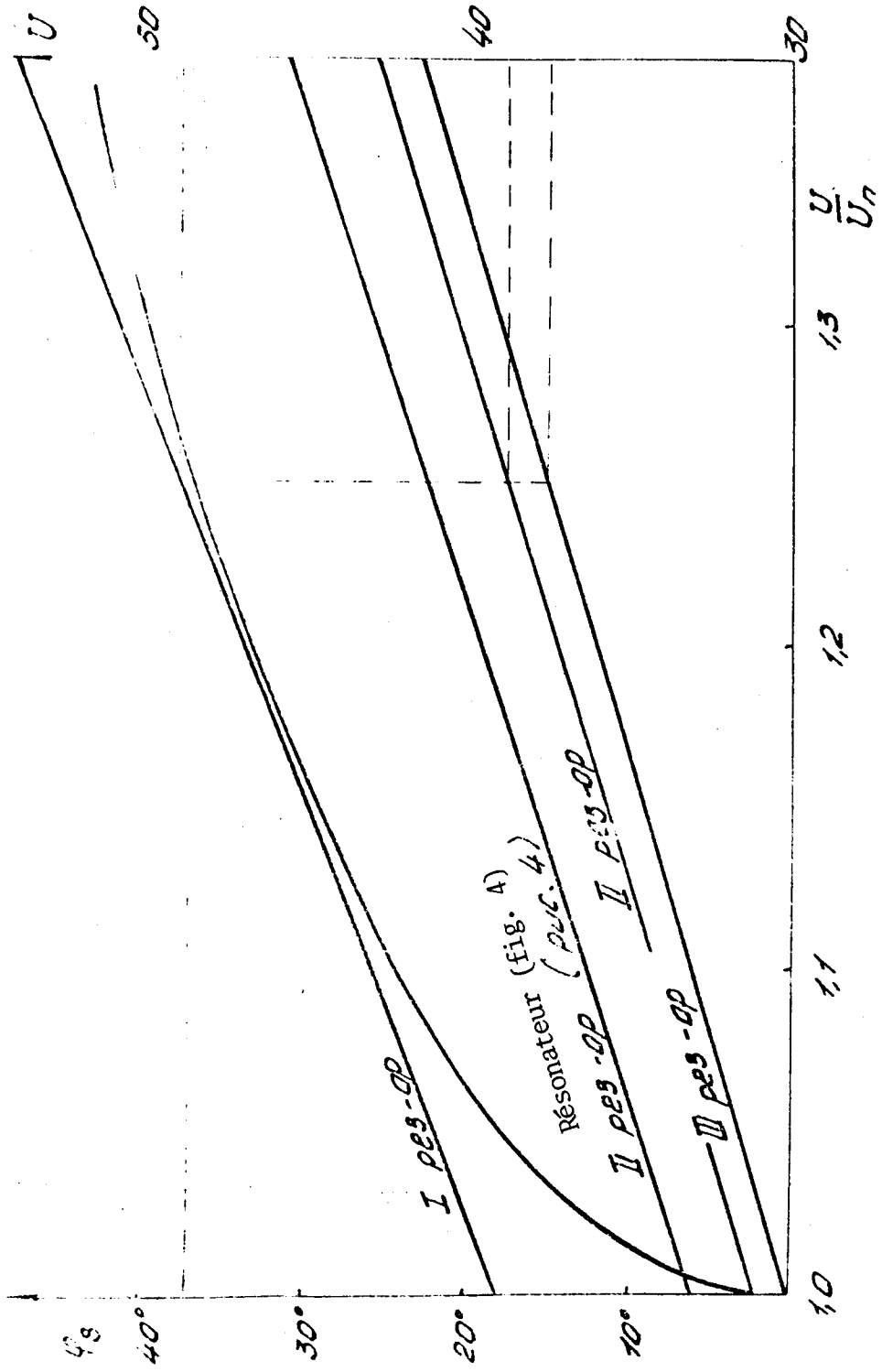


Fig. 3

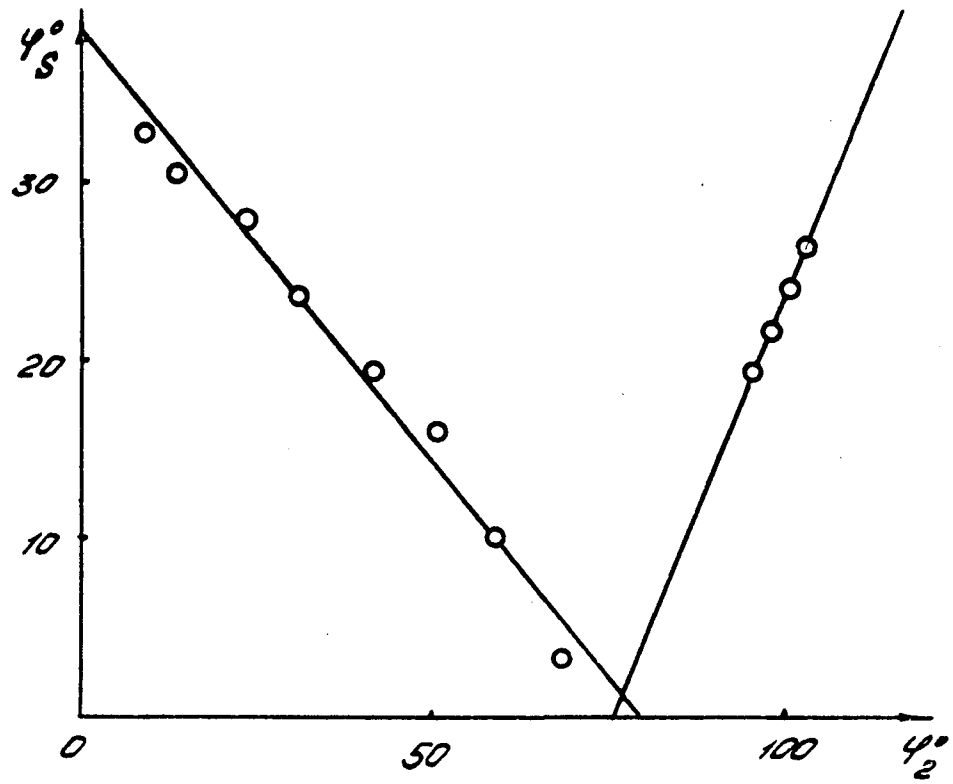


Fig. 4

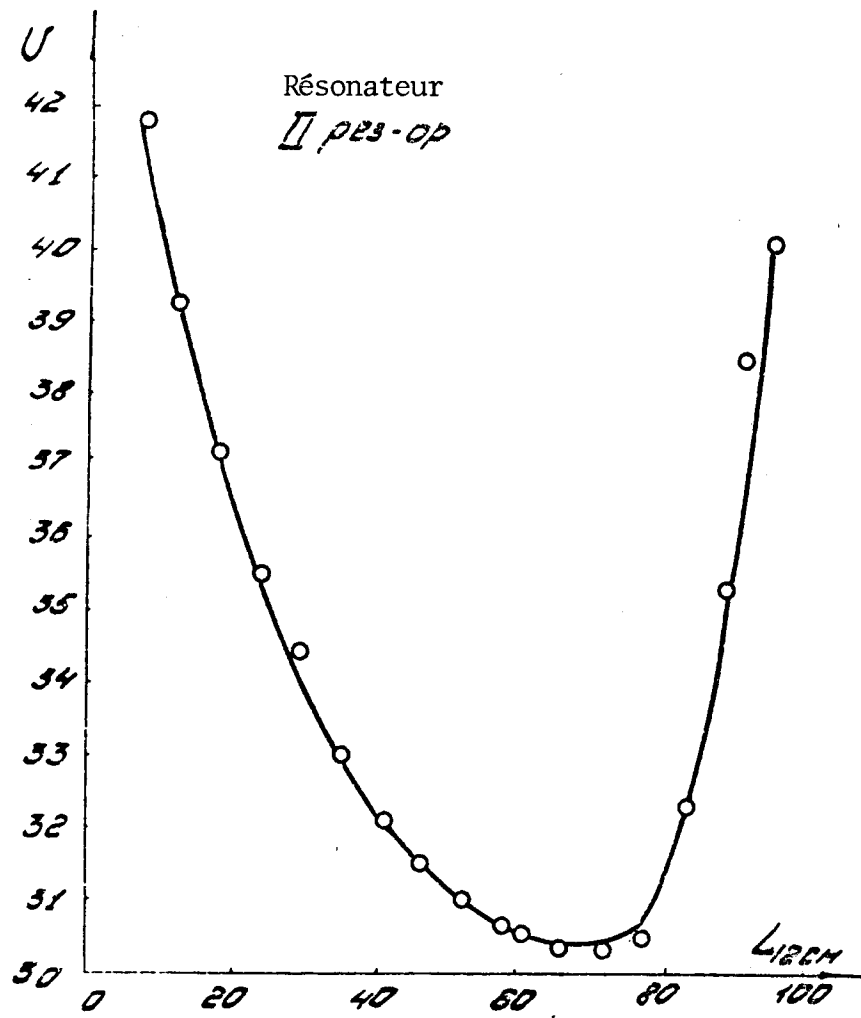


Fig. 5

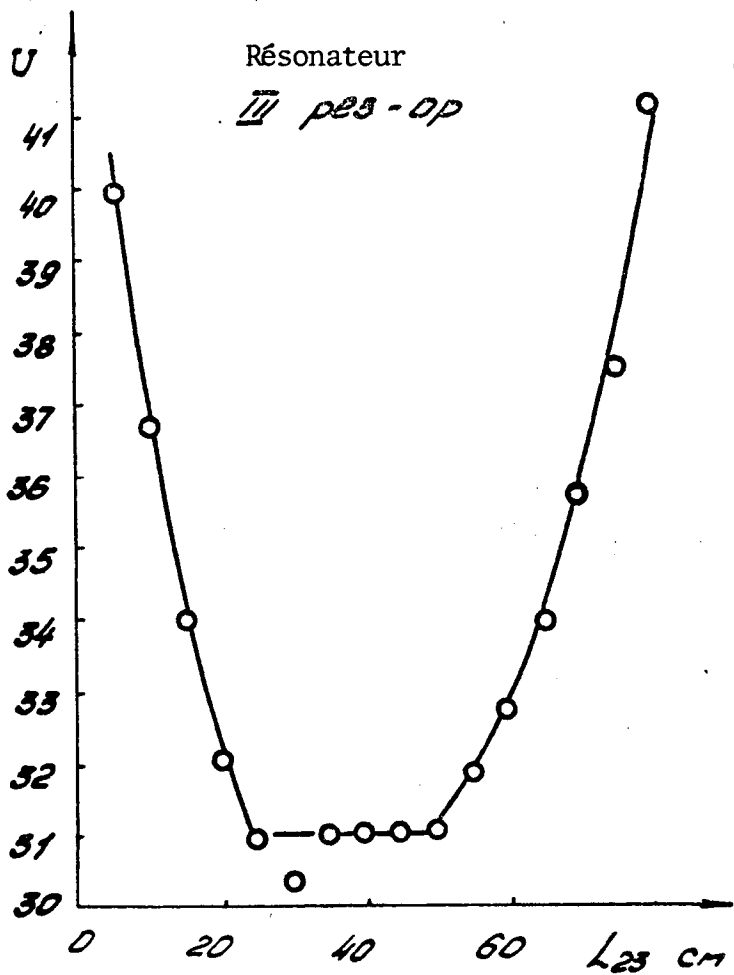


Fig. 6

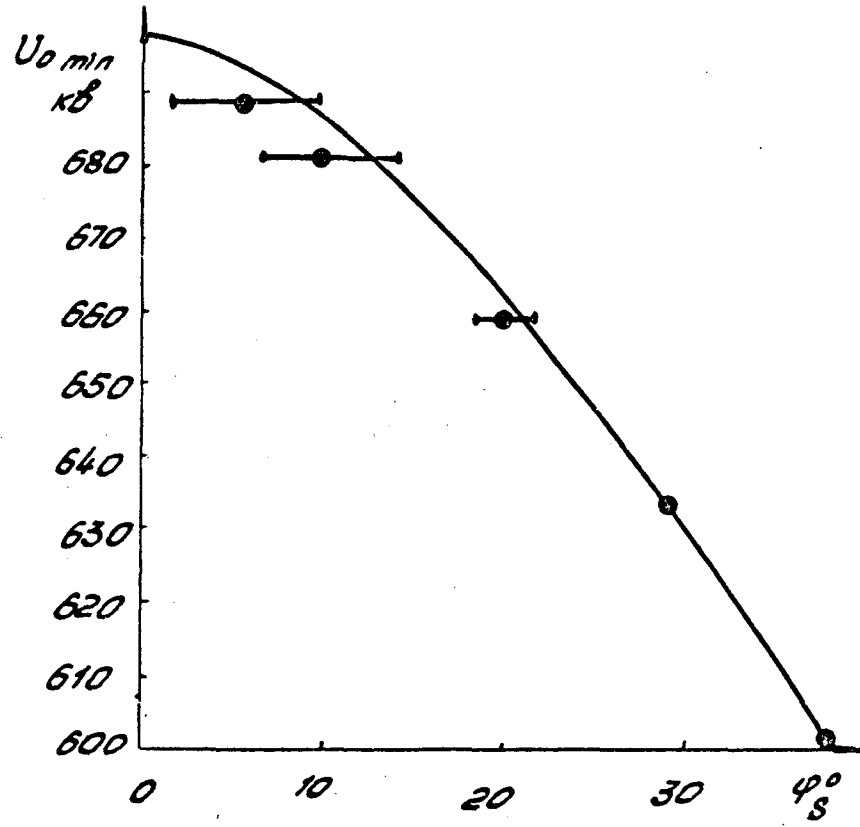


Fig. 7

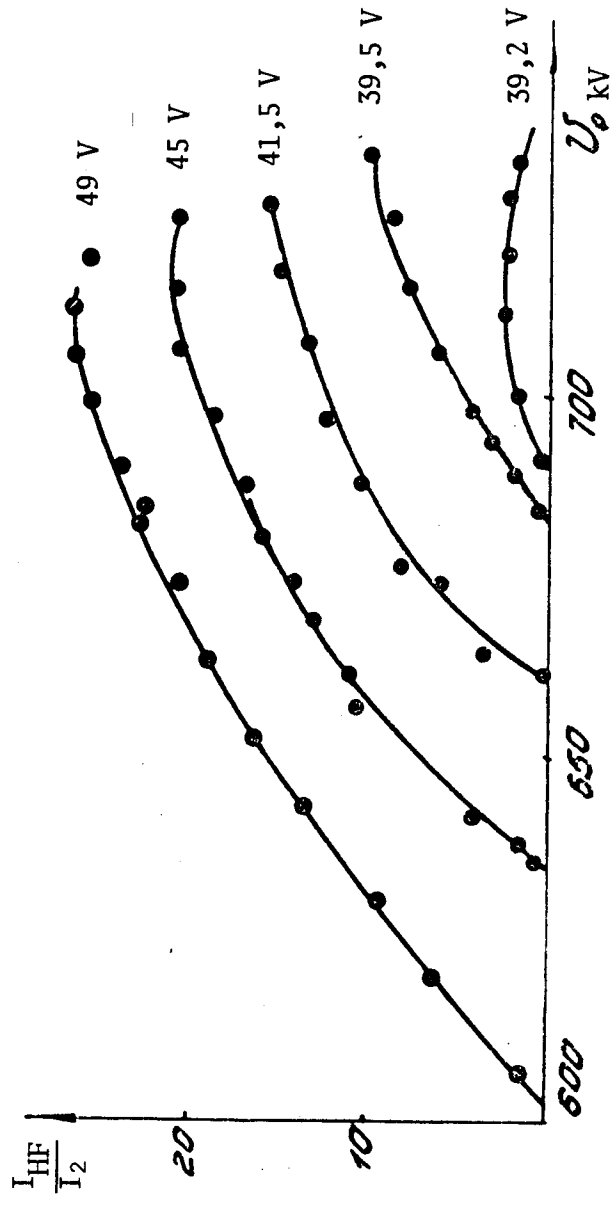


Fig. 8

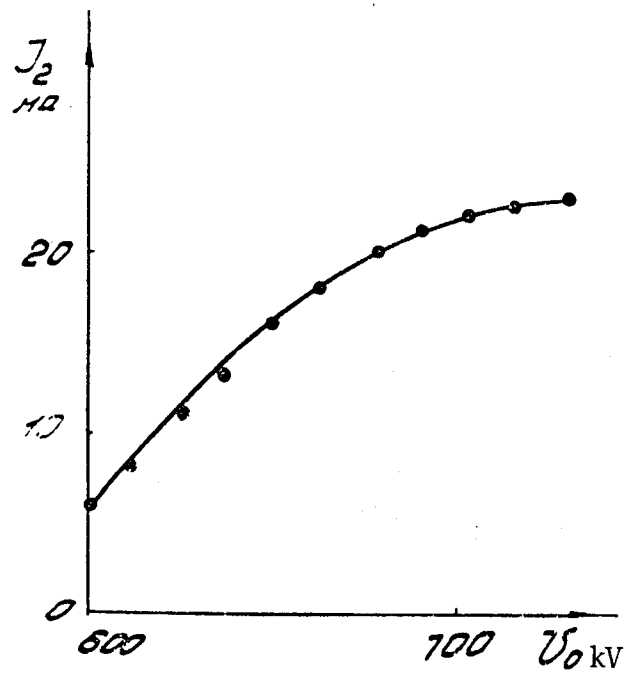


Fig. 9

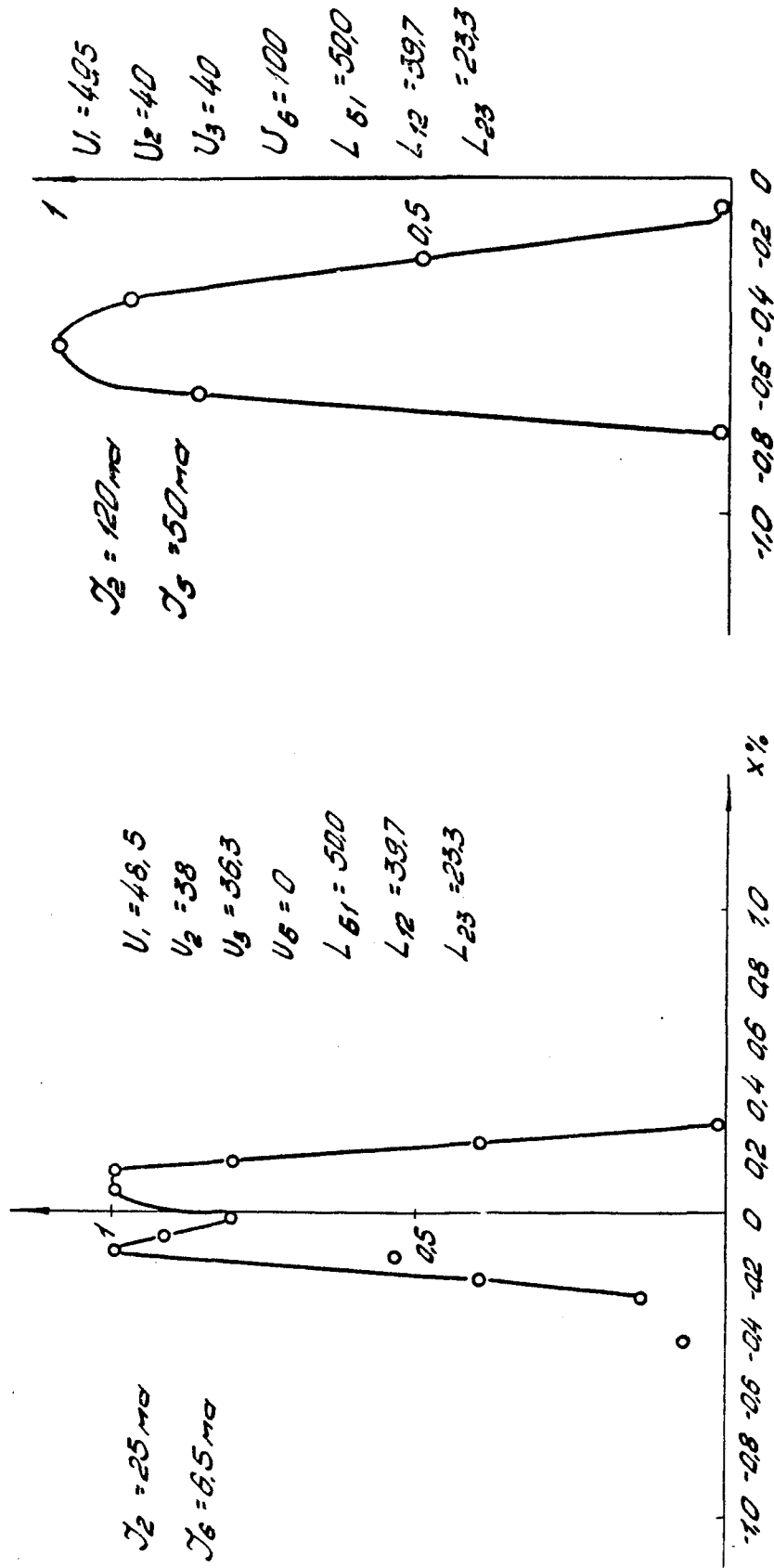


Fig. 10a

Fig. 10b

REFERENCES

1. I.M. Kapchinskij, V.G. Kulman et al. Compte rendu de la conférence internationale sur les accélérateurs. M. Gosatomizdat, 1964, page 462.
2. V.A. Batalin, I.M. Kapchinskij et al. PTE, N° 5, 65 (1967)
3. RHEL/R 110, Rutherford Laboratory, Report, 1967.