

INSTITUT DE PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES, SERPUKHOV

Rapport IFVE INZH 68-63

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00100573

PARAMETRES DU LINAC I-100

LORS DE L'ACCELERATION DE FAISCEAUX DE HAUTE INTENSITE

par

S.A. Il'evskij, I.M. Kapchinskij, B.I. Polyakov,
L.M. Popinenkova, V.A. Teplyakov, V.G. Tishin

Traduit au CERN par A. Golovanoff

(Original : russe)

(CERN Trans. 69-16)

Genève

Mai 1969

En décembre 1967, étaient achevés les principaux travaux expérimentaux avec un faisceau de faible intensité, qui ont permis de préciser les paramètres de travail du linac : valeur de seuil du champ d'accélération dans chacun des trois résonateurs; valeurs optimales du déphasage des oscillations HF dans les résonateurs adjacents; énergie d'injection d'équilibre; dimensions des zones de stabilité des oscillations des phases pour différentes intensités des champs supérieures aux valeurs de seuil; coefficients de capture, etc. Ces travaux se sont achevés par l'obtention à la sortie du linac d'un faisceau de protons d'une énergie de 100 MeV et de l'intensité prévue de 50 mA. Par la suite, on a réalisé les expériences orientées vers une augmentation considérable de l'intensité du faisceau, jusqu'à une valeur de 100 mA. Le succès de ces dernières expériences avait été préparé par le fait qu'à la sortie du for-injecteur on pouvait obtenir un faisceau de protons à densité de phase du courant très élevée, de l'ordre de 700-900 mA/cm mrad^{1/}. Le canal accordé entre le for-injecteur et l'entrée du linac, composé de six paires de lentilles quadripolaires, permettait de faire varier de façon souple la focalisation compte tenu de l'augmentation de la densité de charge de l'espace du faisceau après le Buncher^{2/}. La méthode de mesure de l'enveloppe du faisceau le long du linac, fondée sur le débranchement successif et combiné des unités de focalisation, a permis de localiser au préalable et d'éliminer l'important décalage de l'un des tubes de drift à la fin du premier résonateur.

La figure 1 représente les principales étapes de l'augmentation de l'intensité du faisceau accéléré à la sortie du linac. On a porté en abscisses le courant à l'entrée de l'accélérateur, et en ordonnées le courant à sa sortie. Les points 1, 2, 3 correspondent au régime avec le buncher débranché. Le courant à l'entrée du linac était varié au moyen d'un système de diaphragmes de différents diamètres à la sortie du for-injecteur. Le point 4 est obtenu après mise en fonctionnement du buncher et détermination de la phase optimale des oscillations du champ groupeur. Un courant de faisceau de 70 mA (point N° 5) est atteint à la suite de la simple augmentation du courant à l'entrée du canal d'accord, et le courant de 80 mA (point N° 6) à la suite de l'optimisation ultérieure du régime du buncher, en particulier après augmentation de l'intensité dans le groupeur. Il est intéressant de remarquer qu'avec l'augmentation du courant du for-injecteur (points 5, 6), le coefficient de capture diminue par rapport au cas N° 4. L'élévation du courant du faisceau accéléré jusqu'à 100 mA (point 7) a été obtenue après augmentation jusqu'à certaines nouvelles valeurs optimales des gradients du champ de focalisation dans les deux derniers doublets quadripolaires du canal d'accord, disposés entre le buncher et le linac. Cela montre que la diminution de la capture dans les cas 5 et 6 était liée à une altération de la focalisation du faisceau due à l'élévation de la densité de charge dans le processus de bunching. La section de faisceau de protons d'une intensité de 100 mA à la sortie du linac a la forme d'une ellipse irrégulière étirée horizontalement, de dimensions

17 x 15 mm; au moins 90 % du courant se trouvant alors dans un noyau d'une hauteur de 10 mm.

Pour accélérer le faisceau de protons d'une intensité de 100 mA, on dépense une puissance HF d'environ 10 MW distribuée comme suit selon les résonateurs : $P_1 = 3,7$ MW; $P_2 = 3,5$ MW; $P_3 = 2,75$ MW. Actuellement, il n'est pas possible d'introduire au cours de l'impulsion du courant de protons une puissance HF supplémentaire dans chaque résonateur. L'accélération du faisceau intense s'effectue principalement au détriment de la réserve d'énergie HF accumulée dans les résonateurs. Au cours de l'impulsion de protons, le niveau du champ accélérateur dans chaque résonateur tombe. Les figures 2a, 2b, 2c représentent les oscillogrammes des enveloppes de la tension HF dans le premier, deuxième et troisième résonateurs respectivement. La tension HF est prélevée à partir de boucles disposées dans la partie médiane des résonateurs ^{/3/}. La tension de sortie de chaque résonateur est limitée et le sommet de l'impulsion après le limitateur est amplifié en complément. Les oscillogrammes représentent aussi l'impulsion du courant de protons à la sortie du résonateur correspondant. Les oscillogrammes représentés sur la figure 2 sont relevés pour un courant de faisceau à l'entrée du linac de 120 mA et un courant à la sortie de 50 mA. Le courant du faisceau est limité dans le temps par le condensateur de verrouillage et présente une durée de 15 μ sec. Il résulte de ces oscillogrammes que pendant la durée de l'impulsion du courant le champ HF baisse selon des lois approximativement linéaires; la diminution du champ se prolonge même après

la fin de l'impulsion de courant principale, coupée par le condensateur de verrouillage, du fait de la coupure incomplète de la partie restante du faisceau. La vitesse relative de diminution de la tension sur la boucle u , conditionnée par la charge du faisceau, est à peu près proportionnelle, dans la zone linéaire, à la puissance P prélevée par le faisceau au champ dans le résonateur :

$$\frac{1}{u} \frac{du}{dt} \approx - \frac{P}{2W}$$

où W - énergie emmagasinée dans le champ électromagnétique du résonateur. Vers la fin de l'impulsion du courant de protons, d'une durée τ_n , la baisse relative du champ s'écrit :

$$\frac{|\Delta u|}{u} \approx \frac{P \tau_n}{2W}$$

Les valeurs calculées de l'énergie HF, emmagasinée dans chaque résonateur, s'élèvent respectivement à : $W_1 = 150$ joule; $W_2 = 120$ J; $W_3 = 90$ J. L'énergie dépensée pour l'accélération pour un courant de faisceau de 50 mA est deux fois plus petite que les valeurs indiquées ci-dessus. Il en résulte que :

$$\frac{|\Delta u|_1}{u_1} \approx 0,09; \quad \frac{|\Delta u|_2}{u_2} \approx 0,11; \quad \frac{|\Delta u|_3}{u_3} \approx 0,115$$

Ces valeurs calculées de la baisse relative du champ sont très voisines des valeurs mesurées dans des conditions réelles.

L'abaissement du niveau du champ accélérateur dans les résonateurs entraîne une modification du régime d'accélération au cours de l'impulsion du courant de protons. En particulier, la valeur absolue de la phase synchrone diminue; par suite, la zone de stabilité se resserre, ce qui peut entraîner une réduction du coefficient de capture le long de l'impulsion. Toutefois, cet effet n'est pratiquement pas observé expérimentalement. Les figures 3a, b, c, représentent les oscillogrammes de l'impulsion des protons à l'entrée de l'accélérateur, à la sortie du premier résonateur et à la sortie du second résonateur. La forme de l'impulsion du courant, aux erreurs de mesure près, se répète sur toutes les sondes inductives. L'amplitude du courant à l'entrée de l'accélérateur $I_2 = 120$ mA; l'amplitude du courant, mesurée par l'ensemble des sondes inductives, est égale à $I_4 = I_5 = I_6 = 50$ mA avec une erreur possible, due aux erreurs de calibrage, de ± 2 mA. La forme et la grandeur du courant à la sortie du linac restent inchangées pendant la mesure au moyen d'un cylindre de Faraday fermé par une plaquette arrêtant les particules d'une énergie inférieure à 90 MeV, ainsi que lors de la mesure du courant total de protons d'une énergie de 100 ± 3 MeV après l'analyseur magnétique.

Sur la base des mesures effectuées, on peut affirmer que la baisse du champ dans les résonateurs lors de l'accélération du faisceau d'un courant de 50 mA et d'une durée de 15 μ sec n'entraîne pas de variation du coefficient de capture dans l'accélérateur.

Plus précisément, la variation du coefficient de capture ne dépasse pas 7 % (ce chiffre est estimé d'après la variation possible de la pente du sommet de l'impulsion du courant accéléré). Les figures 4a, b, représentent les oscillogrammes des impulsions de protons à l'entrée et à la sortie du linac, relevés sur l'écran d'un oscillographe à mémoire lors de l'accélération d'un faisceau à courant de sortie de 100 mA. Le courant d'entrée atteignait alors 270 mA, la durée de l'impulsion de courant à la base - 30 μ sec.

Il ressort de ces oscillogrammes que dans le dernier cas le coefficient de capture reste à peu près constant tout au cours de l'impulsion du courant de protons. A notre avis, il faut chercher l'explication de ce fait dans ce que le faisceau groupé au préalable occupe sur le plan des phases des oscillations synchrotroniques une surface beaucoup plus petite que la surface de la séparatrice avec le niveau de champ nominal. De plus, avec la diminution du niveau du champ d'accélération, la séparatrice se resserre d'abord relativement lentement; elle subit une variation rapide seulement au niveau de champ très voisins de la valeur de seuil.

La figure 5 représente le spectre d'énergie du faisceau de faible intensité, obtenu lors du travail de l'accélérateur sans buncher. Le courant de sortie du faisceau est égal à 6,5 mA pour un courant d'entrée de 25 mA. L'intensité du faisceau est choisie aussi faible, afin d'éviter toute diminution du champ ^{au} cours de l'impulsion des protons. On a porté en abscisses la différence relative des impulsions

$$g = \frac{P - P_0}{P_0} \cdot 100 \% ,$$

où P_0 - impulsion des protons pour une certaine énergie fixée voisine de 100 MeV. Le spectre de la figure 5 permet d'estimer la limite supérieure de l'erreur de mesure conditionnée par la largeur finie de la fente de l'écran avant le cylindre de Faraday, et par la dispersion angulaire des trajectoires dans le faisceau découpé par les deux fentes avant l'aimant analyseur. Cette erreur entraîne un étirement apparent du spectre non supérieur à 0,1 % dans chaque sens. Par largeur de spectre Δg , nous entendrons la largeur de la courbe mesurée au niveau 0,2 du maximum. Alors, la dispersion relative correspondante des énergies s'écrit :

$$\frac{W - W_s}{W_s} = 1,9 \Delta g.$$

Les notations de la figure 5 sont les suivantes : I_2, I_6 - courants à l'entrée et à la sortie de l'accélérateur; U_1, U_2, U_3, U_4 - tensions sur les boucles de mesure des résonateurs correspondants et du buncher; L_{11}, L_{12}, L_{23} - longueurs des lignes de mesure des discriminateurs de phase. Le spectre de la figure 5 est caractérisé par la largeur $\Delta g = 0,5 \%$, ou $\frac{\Delta W}{W} = 0,95 \%$. Les particules, qui se rangent dans la bande spectrale $\Delta g = 0,5 \%$, présentent une dispersion des impulsions autour de la valeur d'équilibre de $\pm 0,25 \%$. Cette grandeur est voisine de la valeur idéale, compte tenu de

l'amortissement adiabatique des oscillations longitudinales en l'absence de défauts du système d'accélération. Ainsi, les oscillations longitudinales des protons subissent actuellement de très faibles perturbations lors du déplacement des particules le long de l'axe de l'accélérateur. On constate donc que les méthodes d'ajustement des tubes de drift et d'égalisation du champ HF ^{/4/}, élaborées et réalisées par les collaborateurs du RAIAN, E.A. Khesed, V.G. Kul'man et al., se sont révélées très efficaces et ont permis d'effectuer au cours des travaux de lancement et de mise au point un ajustement très minutieux du linac.

Le spectre énergétique constitue le paramètre du faisceau le plus sensible aux modifications du régime d'accélération. Les figures 6 et 7 représentent les spectres du faisceau, avec un courant d'entrée de 120 mA et de sortie de 50 mA, pour différentes conditions initiales du champ HF dans les résonateurs. Ces spectres ont une largeur $\Delta g = 0,95 \%$ sur la figure 6, et $\Delta g = 1,05 \%$ sur la figure 7. La figure 8 représente le spectre énergétique du faisceau pour un courant de 270 mA à l'entrée et de 100 mA à la sortie; la largeur du spectre est $\Delta g = 1,25 \%$. Tous ces spectres sont sensiblement plus larges que le spectre du faisceau à basse intensité de la figure 5. L'élargissement des spectres peut être expliqué qualitativement par l'abaissement des niveaux du champ HF dans les résonateurs au cours de l'impulsion de courant de protons. Tout d'abord, il convient de

remarquer que la forme de l'impulsion de courant sur le cylindre de Faraday après l'aimant analyseur est différente de la forme de l'impulsion du courant à la sortie de l'accélérateur. Premièrement, l'impulsion de courant sur le cylindre de Faraday présente une forme en cloche, d'une durée sensiblement inférieure à celle de l'impulsion du courant à la sortie de l'accélérateur. Deuxièmement, la position du pic dans le temps dépend du courant de l'aimant analyseur. Il ressort que le faisceau de protons présente à tout instant donné un spectre relativement étroit, mais ce spectre se déplace en permanence pendant l'impulsion du courant de protons. Les spectres des figures 6, 7, 8 constituent les enveloppes des spectres instantanés du faisceau pour toute la durée du courant de protons.

Les importances inégales de la descente du champ dans les différents résonateurs entraînent l'apparition d'un saut complémentaire de la phase entre résonateurs et, par conséquent, l'excitation d'oscillations synchrones cohérentes. Les oscillations cohérentes peuvent apparaître non seulement par suite du saut de phase entre les résonateurs, mais aussi à cause des erreurs dans l'accord des paquets et de la séparatrice à l'entrée de l'accélérateur. Enfin, la diminution de la valeur absolue de la phase synchrone entraîne une variation du déphasage des oscillations synchrones dans les résonateurs, ce qui peut amener, en présence d'oscillations cohérentes, un déplacement du spectre énergétique des particules à la sortie de l'accélérateur. Les figures 9a, b, illustrent l'influence du saut

de la phase entre les résonateurs sur le spectre de sortie des particules. On donne sur ces figures quatre spectres relevés pour un courant de faisceau faible et avec un fort déphasage, spécialement introduit entre les champs du premier et du deuxième résonateurs (Fig. 9a) et le même déphasage entre les champs du deuxième et du troisième résonateurs (Fig. 9b). Le déphasage des champs provoque l'apparition d'oscillations cohérentes avec une différence relative d'amplitude des impulsions

$$g_a = \frac{\Omega}{\omega} |\Delta\varphi| ,$$

où $\frac{\Omega}{\omega}$ - rapport de la fréquence des oscillations longitudinales à la fréquence du champ d'accélération. A la fin du premier résonateur $\frac{\Omega}{\omega} \approx 0,03$, valeur qui varie peu par la suite. Pour $|\Delta\varphi| = 12^\circ$ ou $\frac{\pi}{15}$ radian, nous avons $g_a \approx 0,6 \%$. Cette valeur constitue l'écart maximal, approximativement atteint sur la figure 9b. Les autres spectres des figures 9a, b, correspondent à des valeurs plus favorables du déplacement de la phase des oscillations longitudinales. En particulier, le saut de la phase entre le premier et le deuxième résonateurs n'a pas d'influence sensible sur la forme des spectres de la figure 9a. Bien sûr, ce dernier cas s'applique seulement pour un certain choix cohérent des champs dans les résonateurs.

Estimons l'ordre de grandeur de l'élargissement possible du spectre lors de l'accélération d'un faisceau intense. Pour une intensité du faisceau de 50 mA, le champ dans chaque résonateur tombe d'environ 10 %. La grandeur $\cos \varphi_s$ augmente de $\cos \varphi_s \approx 0,8$ à $\cos \varphi_s \approx 0,9$. Rapportons toutes les perturbations cohérentes possibles des oscillations synchrones à l'intervalle entre le premier et le deuxième résonateurs, et supposons que le saut de la phase correspond à un écart des niveaux des champs de 5 %. Alors,

$$|\Delta\varphi| = |\operatorname{ctg} \varphi_s| \frac{\Delta u}{u} \approx 2 \times 0,05 = 0,1 \text{ radian.}$$

L'amplitude des oscillations de la différence relative des impulsions sera

$$\varepsilon_a = \frac{\Omega}{W} |\Delta\varphi| \approx 0,3 \text{ \%}.$$

Le déphasage des oscillations synchrones dans le deuxième et le troisième résonateurs s'élève à $\Delta\psi \approx 3,6$. La variation du déphasage au cours de la descente du champ ^{/5/} sera :

$$\delta(\Delta\psi) = \frac{|\Delta\varphi_s|}{\sin 2|\varphi_s|} \cdot \Delta\psi.$$

La variation totale de la phase synchrone s'écrit $|\Delta\varphi_s| = 0,19$ radian; d'où

$$\delta(\Delta\psi) = \frac{0,19}{0,96} \Delta\psi \approx 0,2 \pi.$$

Ainsi, au cours du temps de descente du champ, la variation du déphasage des oscillations longitudinales parcourt un intervalle de zéro jusqu'à une valeur dépassant $\frac{\pi}{2}$ et, donc, le déplacement du spectre peut atteindre à un certain moment sa valeur maximale g_a . La largeur du spectre intégral passe de 0,5 % à 0,8 %, ce qui correspond bien par l'ordre de grandeur aux valeurs mesurées.

Par un choix judicieux des champs dans les résonateurs, on peut parvenir à des déplacements de phase $\Delta\varphi$ entre résonateurs et à des déphasages $\Delta\Psi$ dans les résonateurs, tels que les perturbations cohérentes se compensent mutuellement, si bien que le spectre du faisceau à la sortie de l'accélérateur soit assez étroit. La figure 10 représente le spectre du faisceau d'une intensité de 50 mA à l'entrée pour un régime d'accélération spécialement choisi. La largeur du spectre de la figure 10 est $\Delta g = 0,56 \%$, ce qui est à peine supérieur à la largeur du spectre d'un faisceau de faible intensité (Fig. 5). Le resserrement du spectre d'un faisceau intense est aussi possible pour un autre choix du régime, différent de celui de la figure 10, ce qui est illustré par le spectre de la figure 11. Toutefois, il est pratiquement impossible de reproduire et de maintenir de tels régimes, du fait de leur caractère critique. Vers la fin de l'impulsion de courant, la phase synchrone diminue en valeur absolue jusqu'à $|\varphi_s| = 0,45$ et le déphasage des oscillations longitudinales le long de l'ensemble de l'accélérateur jusqu'à $\Delta\Psi \approx 10,4\pi$. Alors :

$$\delta(\Delta\psi) = \frac{\Delta\psi}{2 \sin^2 \psi_s} \cdot \frac{\Delta u}{u} \approx 25\pi \cdot \frac{\Delta u}{u}.$$

Une variation du réglage initial des champs dans les résonateurs de 1 % seulement entraîne déjà un déplacement du déphasage d'une grandeur $\delta(\Delta\psi) \approx \frac{\pi}{4}$, ce qui modifie sensiblement le tableau des oscillations cohérentes et la distribution des spectres instantanés. Cependant, un réglage initial du champ avec une précision meilleure que 0,5 % n'est pas prévu dans le projet et il n'est pas nécessaire puisqu'une telle stabilisation des champs dans le temps n'est pas assurée.

En examinant les résultats des mesures des paramètres du faisceau pour des intensités de protons de 6,50 et 100 mA, effectuées sur l'injecteur, il convient d'indiquer que :

- 1) le spectre du faisceau de faible intensité témoigne de la haute qualité de l'ajustement du système d'accélération. La largeur de ce spectre est voisine de la valeur théorique idéale.
- 2) La variation des niveaux des champs dans les résonateurs, qui se produit lors de l'accélération de faisceaux intenses d'un courant de 50 et de 100 mA, est pratiquement sans influence sur le coefficient de capture, autrement dit sur la forme de l'impulsion du faisceau accéléré.

3) Les spectres des faisceaux intenses d'un courant de 50 et 100 mA sont beaucoup plus larges que les spectres des faisceaux de faible intensité. Toutefois, la largeur totale de ces spectres ne dépasse pas 1,5 %, soit, $\pm 0,75$ %. La valeur indiquée est voisine de la valeur prévue dans le projet, calculée pour un faisceau de faible intensité, compte tenu des imperfections possibles du système d'accélération.

Les paramètres du débuncher sont calculés pour permettre une diminution de l'épaisseur du spectre des impulsions de $\pm 1,2$ % à $\pm 0,3$ % pour 90 % des protons accélérés dans l'injecteur. La largeur du spectre des impulsions $\pm 0,3$ % correspond à la tolérance de la capture en régime d'accélération du synchrotron. Ainsi, les dispersions des impulsions des faisceaux intenses jusqu'à 100 mA, obtenues à la sortie du linac, permettent d'affirmer que le débuncher doit assurer une capture pratiquement totale des particules dans le synchrotron.

Les résultats expérimentaux précédents précisent considérablement nos idées sur la possibilité d'accélérer des faisceaux intenses au moyen de l'énergie HF emmagasinée dans les résonateurs. Au moment de l'établissement du projet d'injecteur, on ne disposait, ni en Union Soviétique, ni à l'étranger, des données expérimentales nécessaires, car alors il n'existait pas d'accélérateur linéaire à protons d'une intensité pulsée supérieure à 15 mA. C'est pourquoi on

avait fixé dans le projet des tolérances sur la constance du champ, qui devaient garantir de façon évidente une dispersion des impulsions assez petite. Pour le cas où une augmentation considérable de l'intensité s'avère possible, le projet prévoit la possibilité de doubler le nombre des cascades terminales d'amplification de la puissance HF. De plus, on élaborera des méthodes de compensation des pertes d'énergie dans l'accélération /6/.

Y a-t-il lieu de renoncer maintenant à doubler le nombre des générateurs HF ? A notre avis, la nécessité de doubler le nombre des cascades terminales conserve son actualité, compte tenu du problème visant à assurer une fiabilité élevée du travail du synchrotron à protons de l'IFVE. L'installation sur chaque résonateur d'une cascade d'amplification supplémentaire augmente considérablement la fiabilité de l'injecteur. Il sera possible d'alléger sensiblement le régime de chacune des lampes de puissance et d'augmenter de plusieurs fois leur longévité. La détérioration d'une lampe ne provoquera pas l'arrêt de l'injecteur et donc de l'anneau.

Si, de pair avec le dédoublement de la puissance HF installée, on réalise par la suite des circuits de compensation des pertes, de nouvelles possibilités seront ouvertes pour l'amélioration de la stabilité du fonctionnement du synchrotron à protons, car alors le choix et le maintien des paramètres du débuncher seront moins critiques. Ce fait sera particulièrement important en régime d'accélération de faisceaux d'énergie maximale. Le resserrement du spectre

énergétique des faisceaux intenses directement à la sortie du linac allègera considérablement les conditions de travail du debuncher. La compensation des pertes au cours de l'accélération permettra aussi d'effectuer des expériences d'injection multitours de faisceaux intenses.

Les mesures ont été effectuées avec la participation des collègues de la Division de l'Injecteur de l'LEVE : A.G. Afonin, E.D. Derienko, V.A. Konov, V.A. Mirgorodskij, V.V. Nizhegorodtsev et al.

REFERENCES

- 1 V.A. Batalin, B.K. Kondrat'ev et al., PTE N° 5, 1967.
- 2 V.A. Batalin, I.M. Kapchinskij et al., PTE N° 5, 1967.
- 3 A.D. Belov, B.P. Murin, L.Yu. Solov'ev. Comptes rendus de la conférence internationale sur les accélérateurs à Dubna. M. Atomizdat, p. 471, 1964.
- 4 V.G. Kul'man, V.B. Chistov. Comptes rendus de la conférence internationale sur les accélérateurs. Dubna, M. Atomizdat, p. 468, 1964
- 5 I.M. Kapchinskij : Dynamique des particules dans les accélérateurs linéaires résonants. M. Atomizdat, 1966.
- 6 I.M. Kapchinskij, V.G. Kul'man, I.V. Lazarev., B.P. Murin, I.Kh. Nevyazhskij, V.K. Plotnikov, B.I. Polyakov; Comptes rendus de la conférence internationale sur les accélérateurs, Dubna. M. Atomizdat, p. 462, 1964.

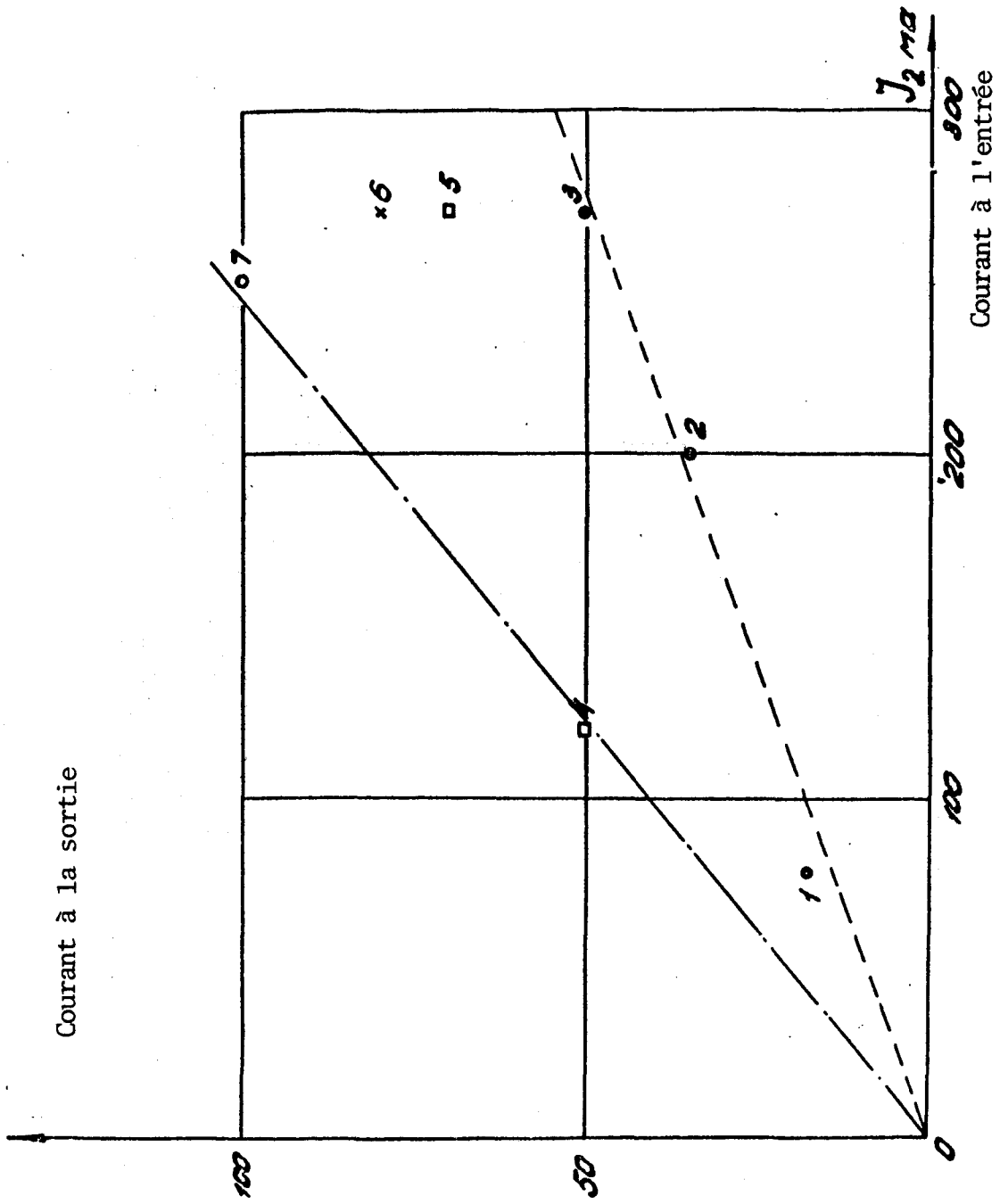


Fig. 1

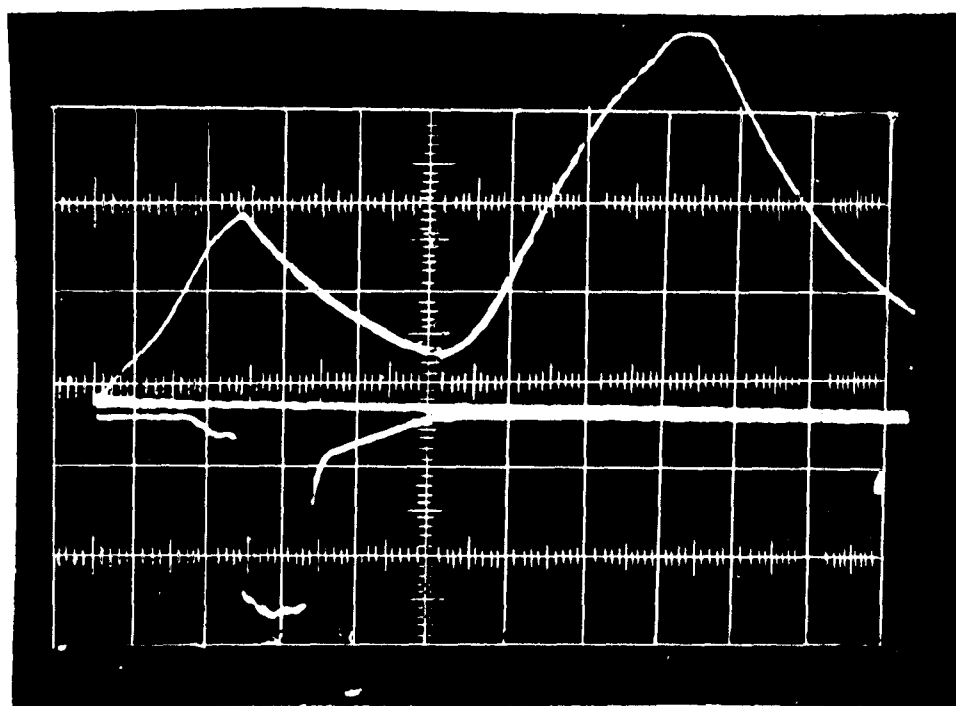


Fig. 2a

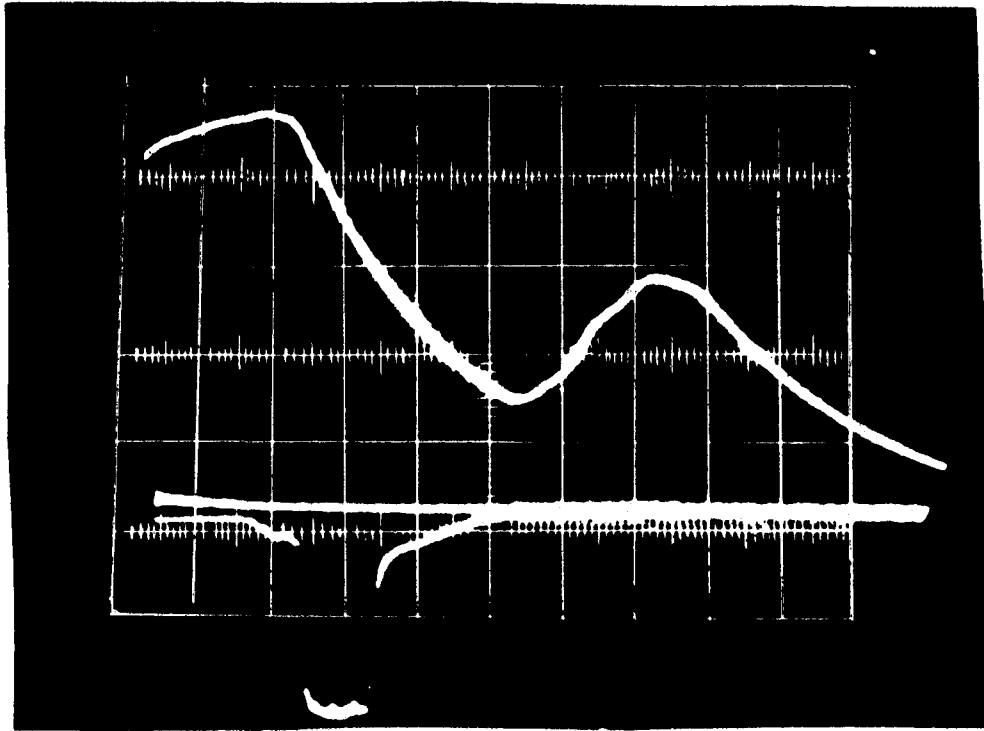


Fig. 2b

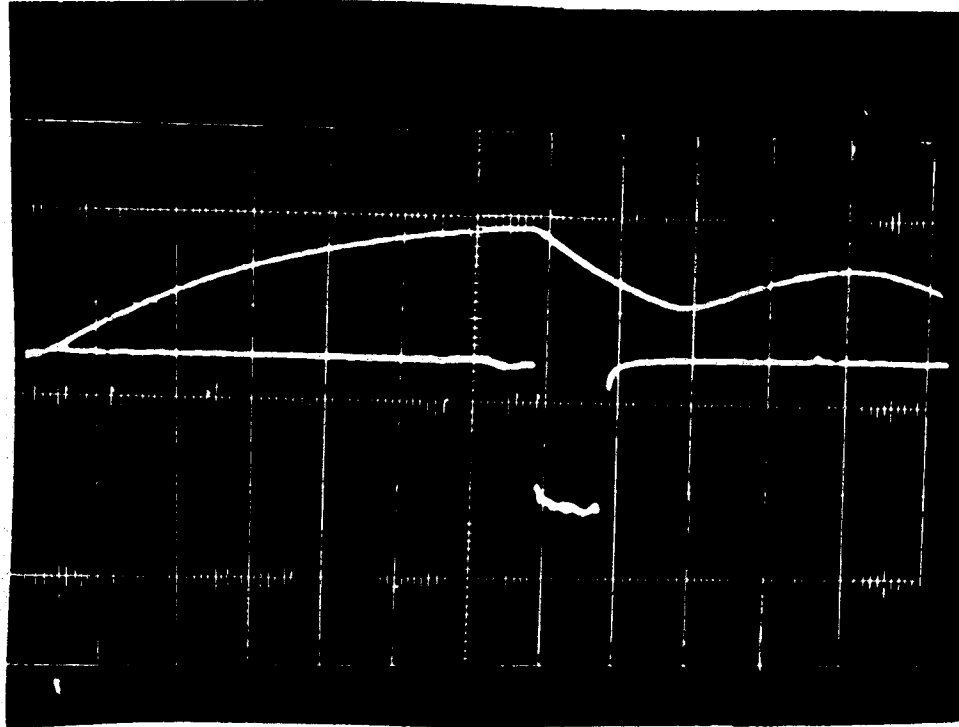


Fig. 2c

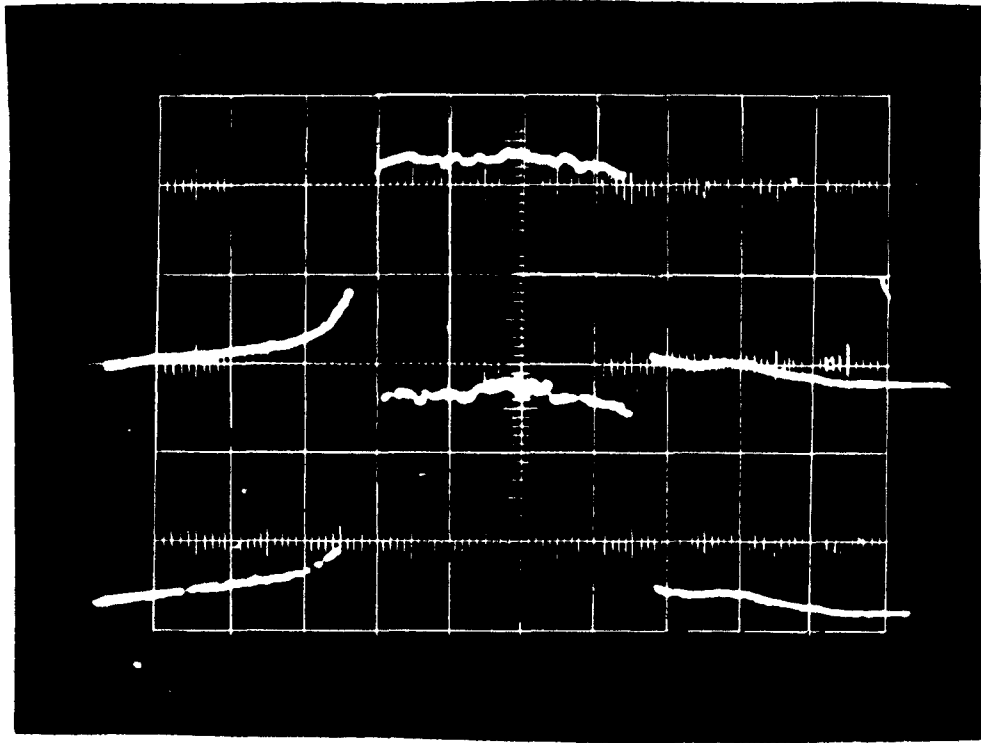


Fig. 3a

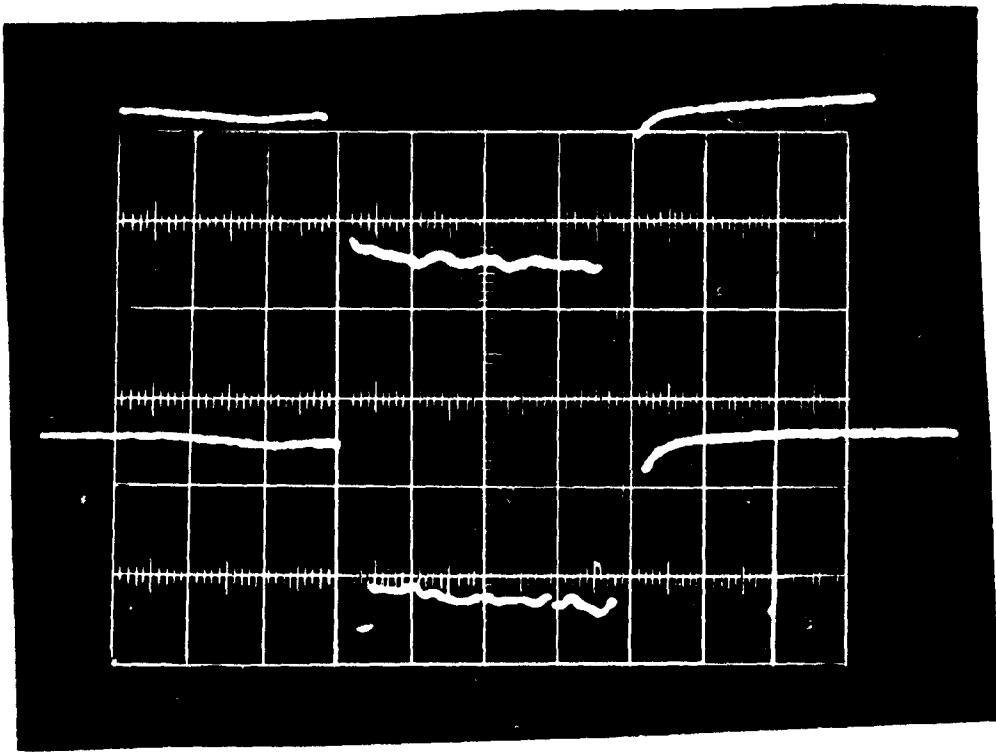


Fig. 3b et c

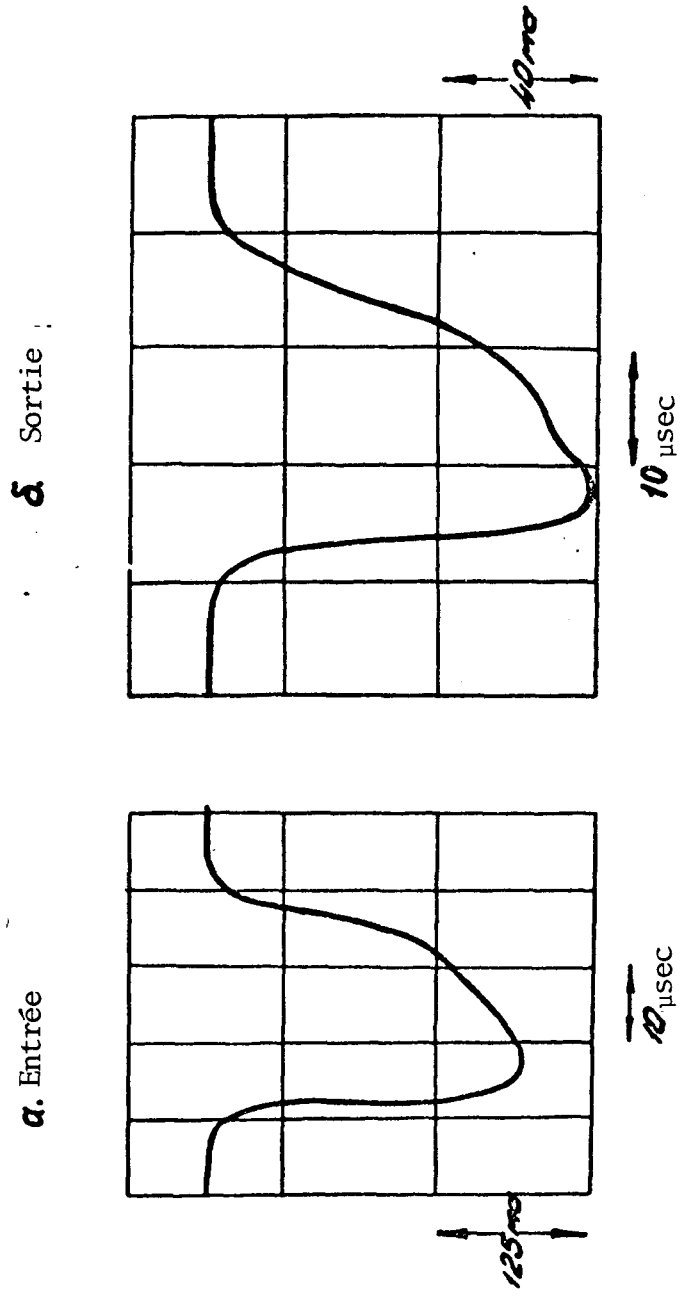


Fig. 4

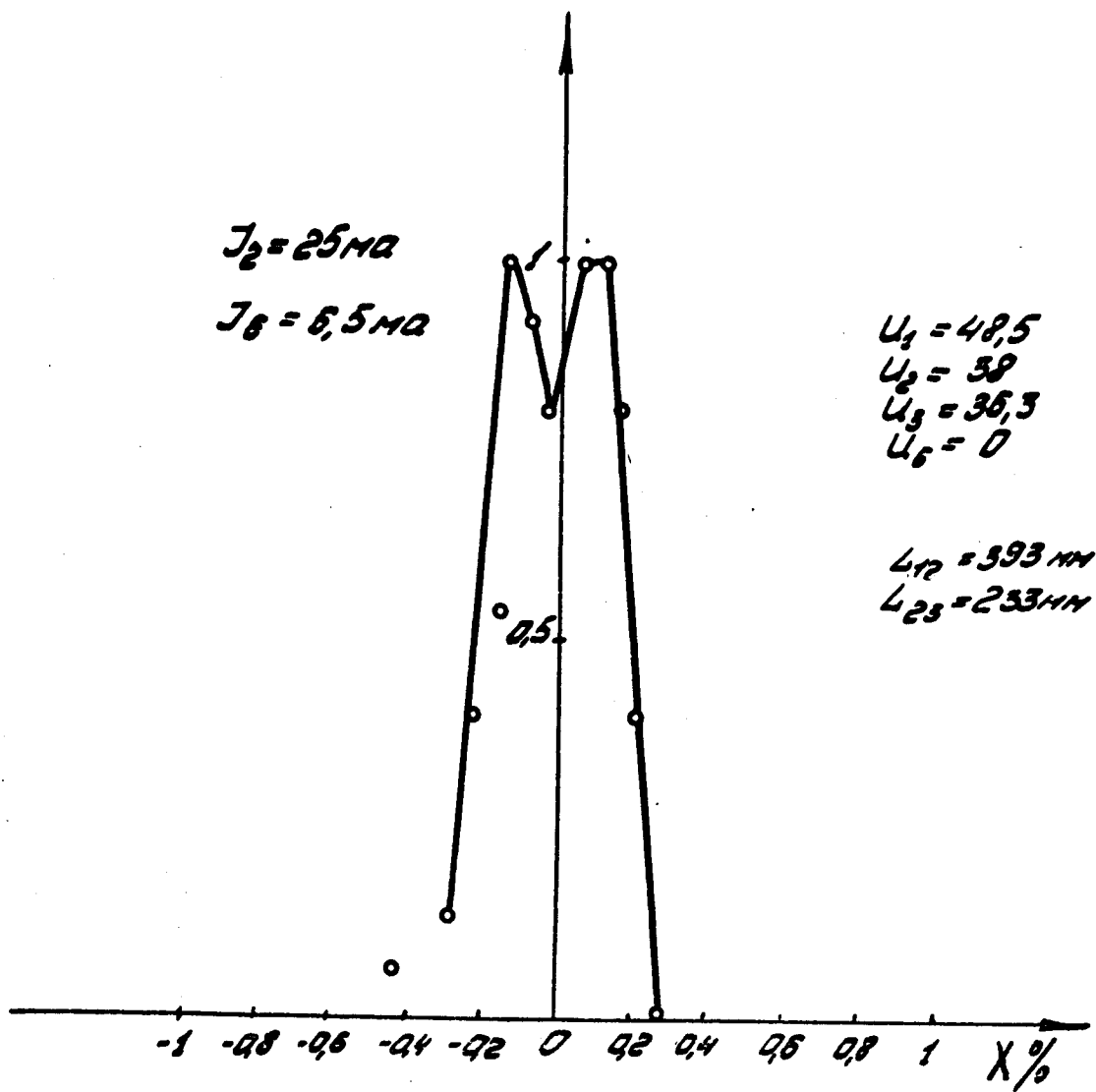


Fig. 5

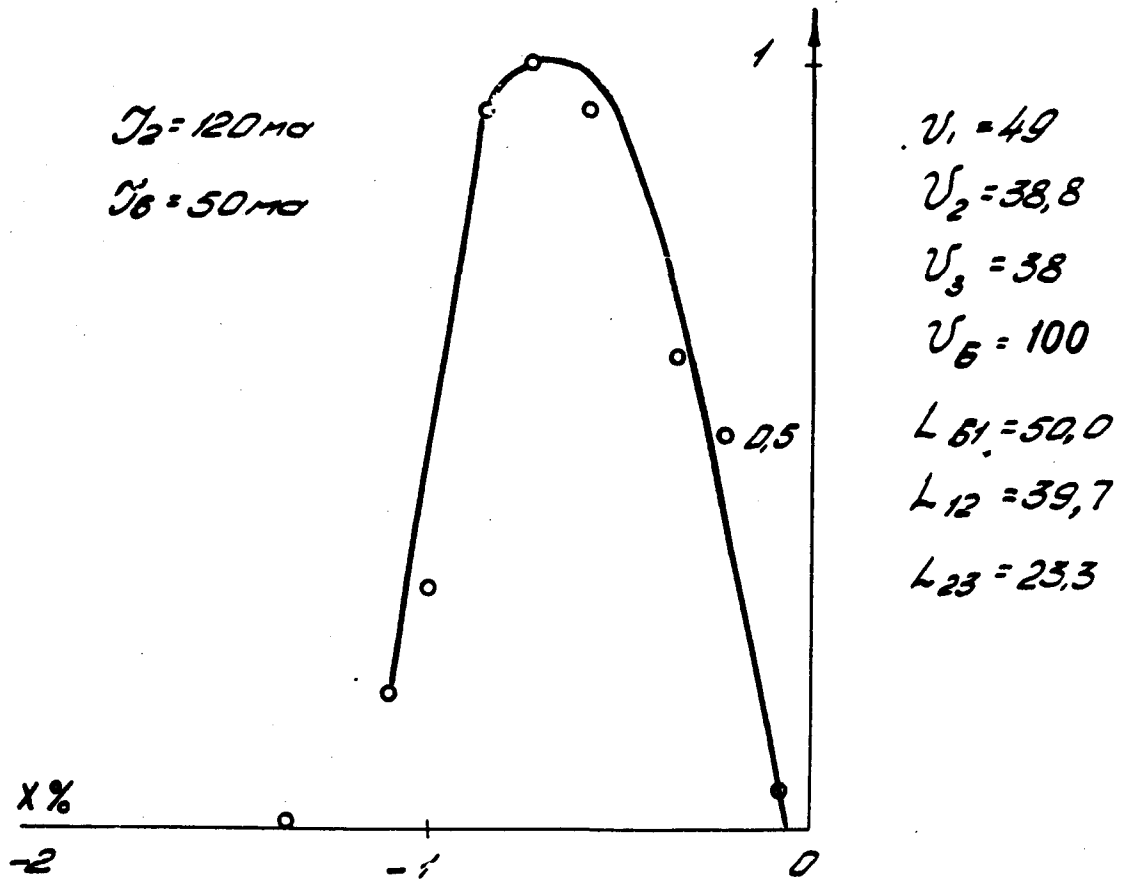


Fig. 6

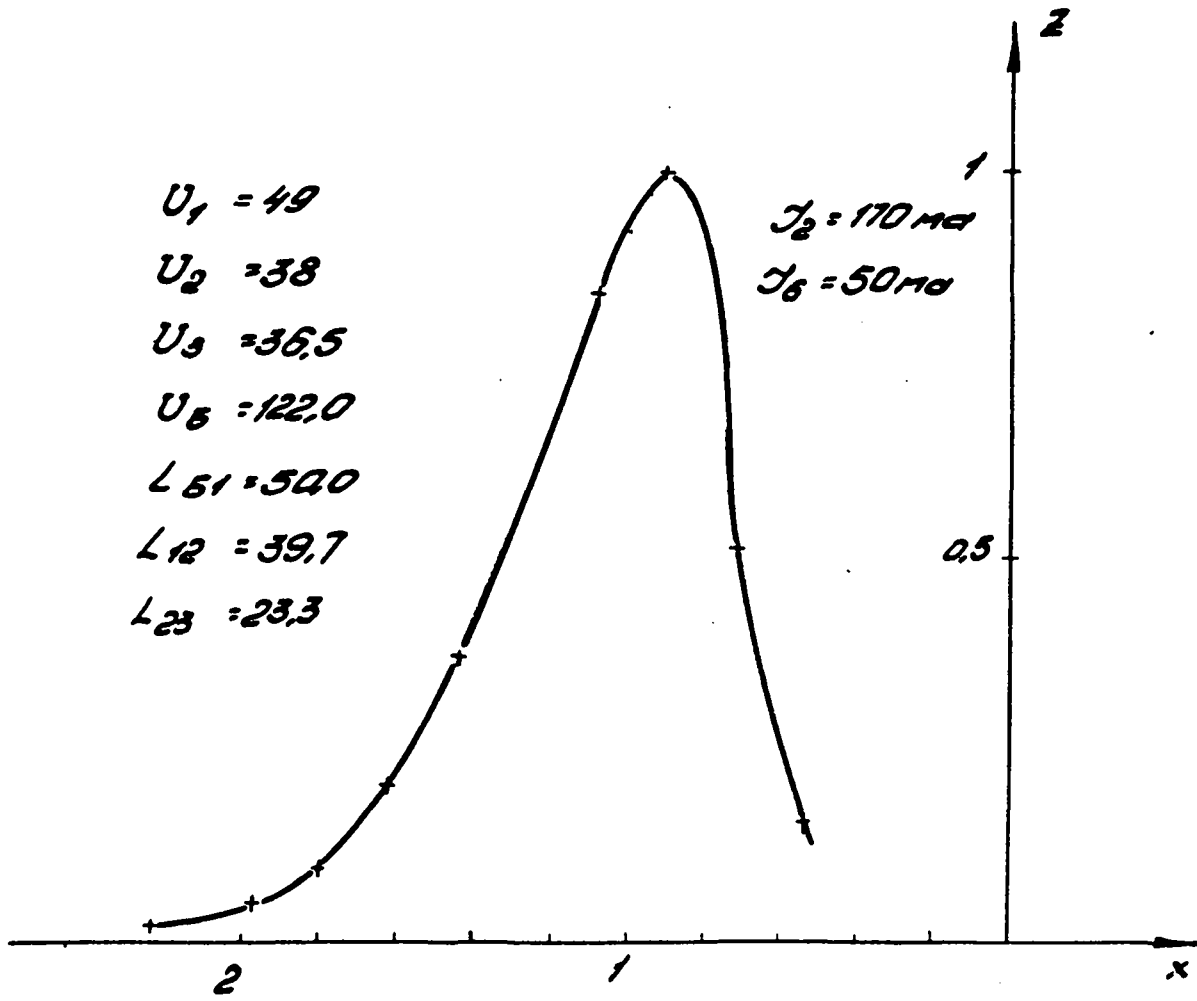


Fig. 7

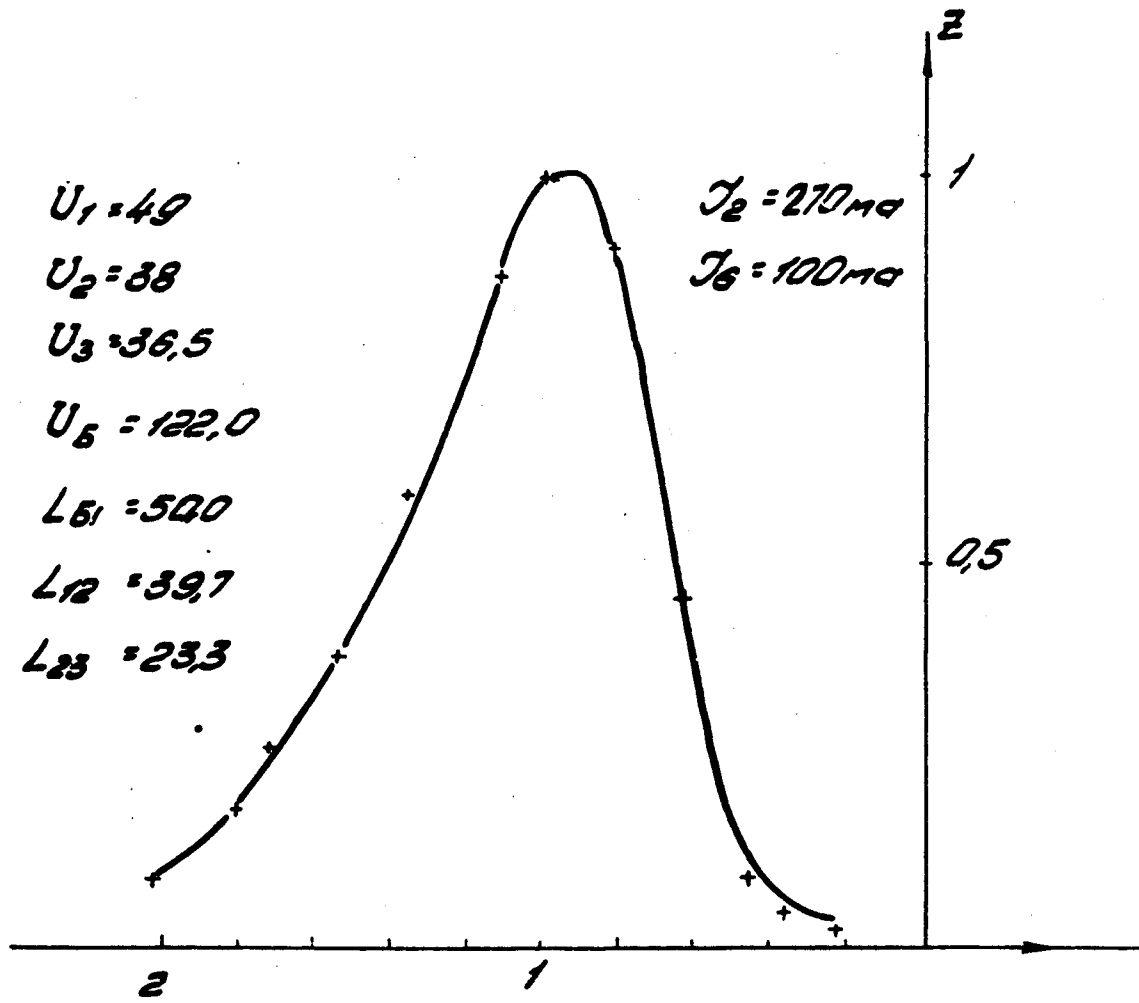


Fig. 8

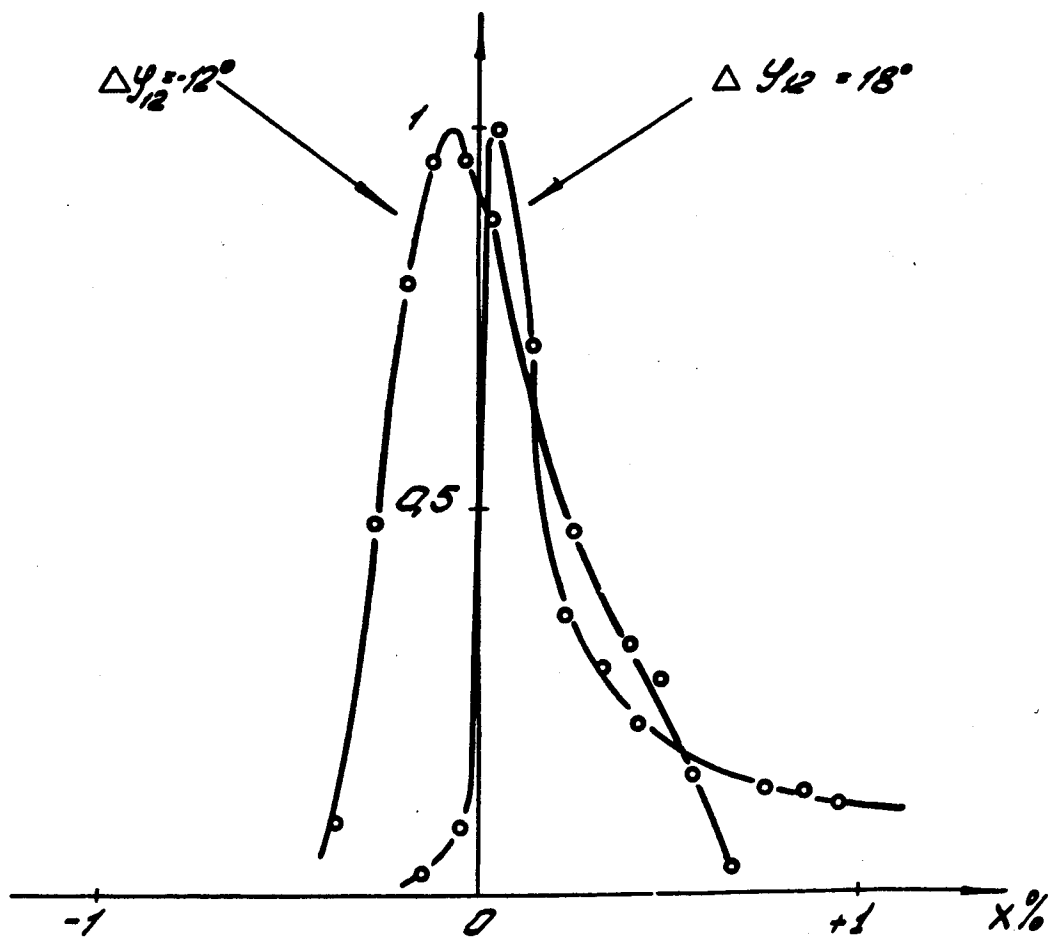


Fig. 9a

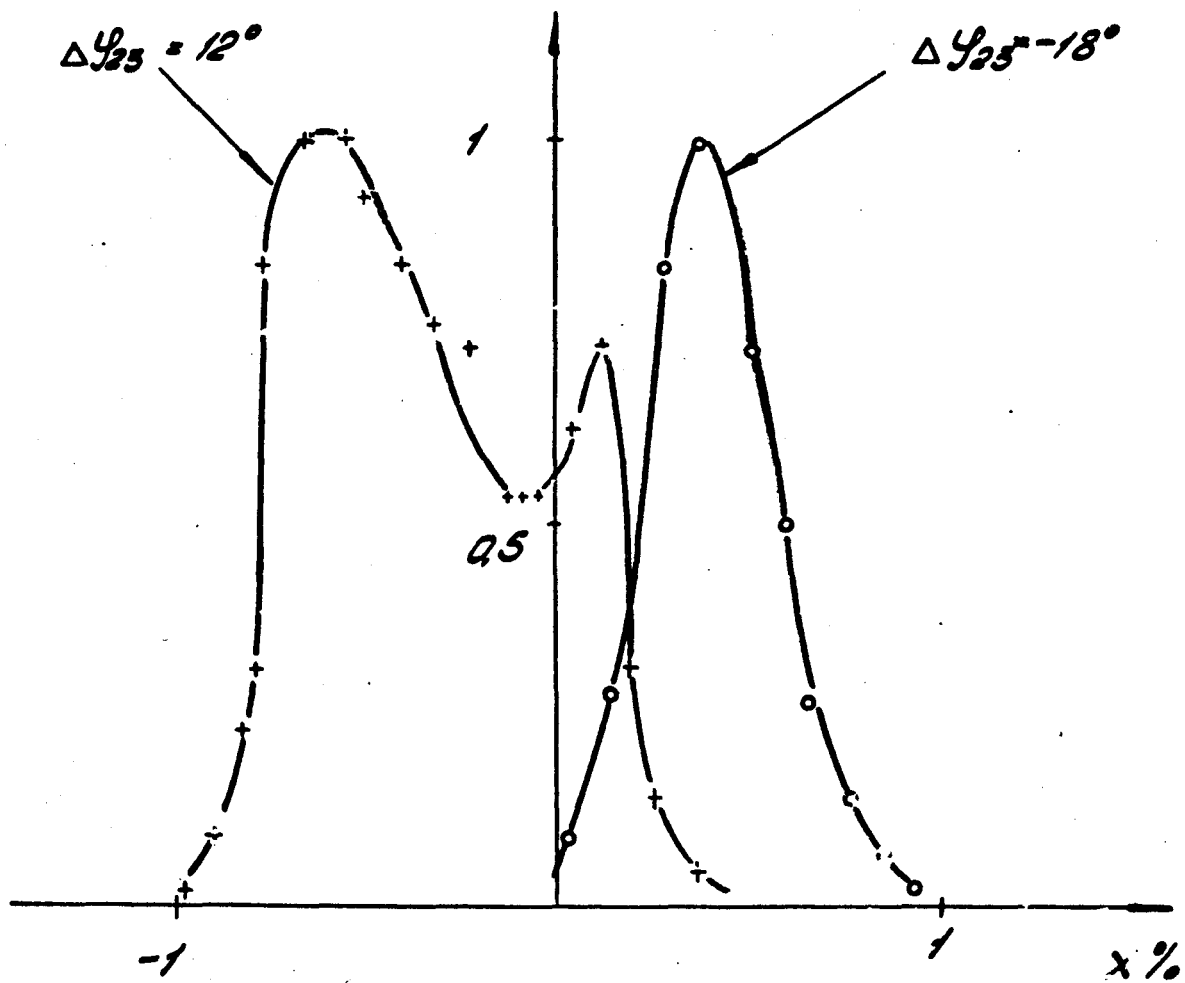


Fig. 9b

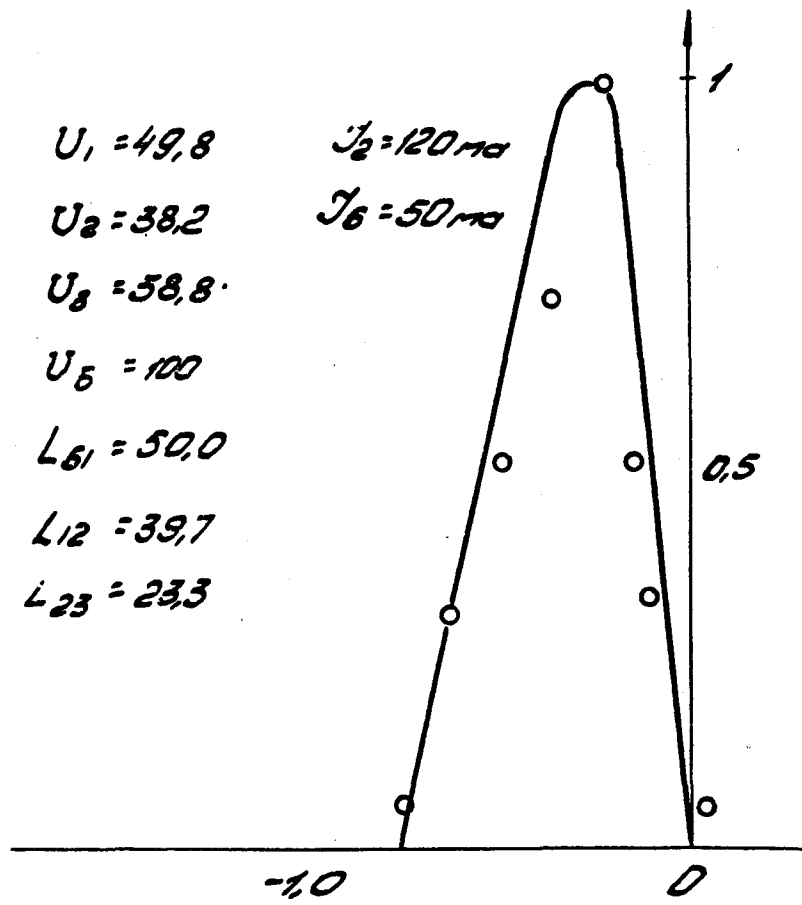


Fig. 11

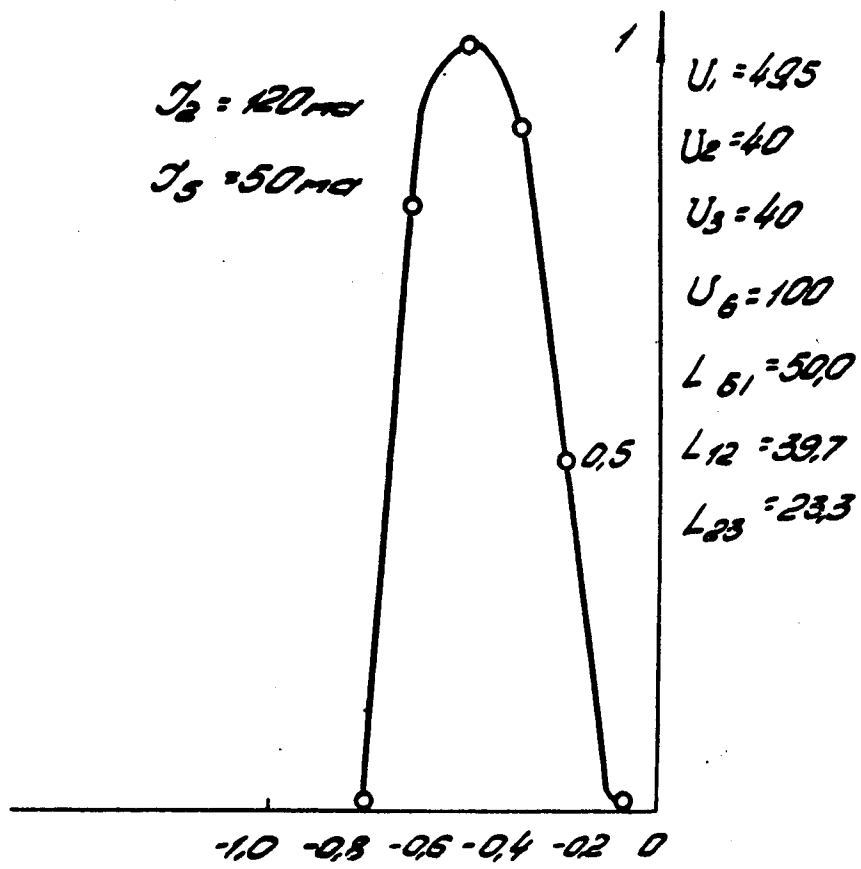


Fig. 10