

INSTITUT DE PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES, SERPUKHOV  
Rapport IFVE 68-69

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00100582

POSSIBILITES D'EXTRACTION A PARTIR DE CIBLES INTERNES  
DE PARTICULES POSITIVES VERS L'EXTERIEUR DE  
L'ANNEAU DU SYNCHROTRON DE L'IFVE

Yu.M. Sapunov, A.M. Frolov  
Serpukhov, 1968

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

(CERN Trans. 68-25)

Genève  
Octobre 1969

## 1. INTRODUCTION

Les principaux équipements expérimentaux du synchrotron de l'IFVE <sup>/1/</sup> sont disposés dans la partie externe du hall expérimental par rapport à l'anneau de l'accélérateur. Plusieurs éjections de faisceaux intenses de particules secondaires négatives sont prévues et réalisées dans cette zone externe, ainsi que plusieurs éjections du faisceau accéléré de protons, dont le schéma préliminaire, élaboré par les groupes des faisceaux et de l'éjection de l'IFVE, est représenté sur la figure 1. Les canaux 2, 4, 9 sur cette figure sont destinés à la formation de faisceaux de particules négatives non séparées d'impulsions respectives 40-60 GeV/c, 25-40 GeV/c et 30-40 GeV/c pour une énergie de l'accélérateur de 70 GeV. Les éjections de protons vers l'extérieur, représentées sur la figure <sup>/2/</sup>, représentent le développement par le groupe de l'éjection du projet de disposition des faisceaux de protons dans le hall expérimental, publié auparavant <sup>/3/</sup> : A et C - éjections rapides, B - éjections rapide et lente sur une trajectoire commune, D - éjection lente de protons d'impulsions 20-70 GeV/c.

Les conditions optimales de naissance et de formation des faisceaux de particules secondaires positives peuvent être assurées avec des faisceaux de protons primaires extraits de l'accélérateur. Dans des cas particuliers, avec un choix judicieux de l'angle de formation des particules et de la position de la cible, des faisceaux

de particules positives utilisables en pratique peuvent être extraits à partir de cibles internes vers l'extérieur de l'anneau, ce qui élargit considérablement les possibilités expérimentales de l'accélérateur.

On examine dans le présent rapport les schémas d'éjection des faisceaux de protons et de particules secondaires positives, diffusés élastiquement à partir de cibles internes dans la direction et vers la zone des canaux de transport des particules négatives et des éjections externes du faisceau de protons primaire. En dépit de leur caractère concret, ces schémas donnent une représentation suffisamment complète des principales possibilités d'éjection des particules positives vers la zone extérieure de l'anneau de l'accélérateur de l'LFVE.

Les calculs des trajectoires des particules et de la focalisation des faisceaux dans le champ magnétique de l'accélérateur, ainsi que l'estimation des systèmes magnéto-optiques externes, ont été exécutés sur ordinateur à l'aide de programmes spéciaux. Les systèmes de coordonnées, utilisées dans les calculs, sont montrés sur la figure 2.

## 2. EXTRACTION DES FAISCEAUX DE PROTONS DIFFUSES ELASTIQUEMENT

Les possibilités d'extraction de protons diffusés à partir de cibles internes vers l'extérieur de l'anneau aux énergies élevées sont fortement limitées par la petitesse des angles de diffusion et la longueur importante des trajectoires des protons diffusés dans l'accélérateur.

Les distributions angulaires de protons diffusés élastiquement sur des noyaux Be ont été calculées sur la base des modèles de noyaux et des données expérimentales sur la diffusion élastique proton-noyau pour des impulsions  $P \sim 20$  GeV/c, exposées dans le rapport /4/. Dans l'intervalle d'impulsions  $P \sim (20-70)$  GeV/c, les sections totales de l'interaction nucléaire proton-noyau et proton-nucléon peuvent être considérées avec une bonne approximation comme constantes et égales aux valeurs expérimentales pour  $p \approx 20$  GeV/c, citées dans ce même rapport,  $\sigma_t^{p-Be} \approx 278$  mb et  $\sigma_t^{p-N} \approx 42,6$  mb. La valeur du rayon quadratique moyen de la distribution de la densité de la charge électrique dans le noyau de Be est  $a = 3,04$  Fermi /5/. Aux petits angles de diffusion  $\theta \ll 1$ , il est facile d'obtenir /4/ les expressions de la section différentielle de diffusion du proton sur le noyau Be, compte tenu de la diffusion de Coulomb et de la diffusion nucléaire cohérente, ainsi que de la diffusion quasi-élastique sur les nucléons du noyau :

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \frac{1,325 \cdot 10^{-3}}{p^2 \theta^4} \exp(-79,2 p^2 \theta^2) + 1259 p^2 \exp(-77 p^2 \theta^2) \quad (1)$$

pour  $0,03 > (p\theta)^2 \neq 0$ ,

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = 103,39 p^2 \exp(-10 p^2 \theta^2) \text{ pour } (p\theta)^2 \geq 0,06 \quad (2)$$

où  $p$  - impulsion du proton (GeV/c),  $\theta$  - angle de diffusion dans le système de référence du laboratoire (radian),  $\Omega$  - angle solide (stéradian),  $d\sigma_e/d\Omega$  - section différentielle de la diffusion élastique (mb/stéradian).

Dans l'intervalle d'énergies  $0,03 \lesssim (p\theta)^2 \lesssim 0,06$ , les sections différentielles sont tirées de la courbe expérimentale  $d\sigma_e/d\Omega$  en fonction de l'impulsion transmise pour Be avec  $p = 19,3$  GeV/c, donnée dans le rapport /4/, par une variation proportionnelle de l'impulsion  $p$ . Les distributions angulaires calculées des protons diffusés sur Be, sont représentées sur la figure 3. On a porté sur cette même figure les valeurs expérimentales des sections obtenues dans /4/.

Le flux de protons  $N_p$  diffusés sous l'angle  $\theta$ , dans l'angle solide  $\Delta\Omega$ , peut être facilement estimé par la formule \*) :

$$N_p = \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \cdot \frac{I\varepsilon}{\sigma_t^{p-Be}} \cdot \Delta\Omega, \quad (3)$$

---

\*) on néglige la contribution à  $\sigma_t$  de la diffusion coulombienne qui sort le proton de l'interaction du faisceau (Fig. 3).

où  $I$  - intensité du faisceau de protons dirigé sur la cible,  
 $\Sigma$  - efficacité d'interaction avec la cible.

Les estimations montrent que les angles solides de capture des protons diffusés par la cible dans le canal de transport sont de quelques microstéradians ( $\Delta\Omega < 10 \mu\text{stérad.}$ ) pour l'équipement magnétique standard de l'IEVE. Dans l'hypothèse d'un flux minimal utilisable en pratique de protons diffusés dans le canal,  $N_p \sim 10^3 \text{ p}/\mu\text{stérad.cycle}$  avec  $I \sim 10^{12} \text{ p/cycle}$  et  $\Sigma \sim 0,1$  pour une cible en béryllium, on peut calculer les valeurs minimales  $d\sigma_e(\theta) / d\Omega$ , et donc les angles maximaux admissibles de diffusion  $\theta_{\max}$  en fonction de l'impulsion  $p$ . Cette courbe est représentée sur la figure 4 et montre qu'avec la diminution de l'impulsion des protons accélérés, l'intervalle des angles de diffusion utilisable s'élargit de  $\theta_{\max} \sim 16 \text{ mrad}$  pour  $p = 70 \text{ GeV/c}$  à  $\theta_{\max} \sim 44 \text{ mrad}$  pour  $p = 20 \text{ GeV/c}$ . Les caractéristiques géométriques de la trace d'extraction des protons diffusés élastiquement, d'impulsion égale à l'impulsion des protons accélérés, peuvent être considérées comme invariables lors de la variation de l'énergie d'accélération, puisque en tout point du champ magnétique de l'accélérateur  $p/H \simeq \text{const}$ , où  $H$  - intensité du champ magnétique. Cela signifie qu'il n'est pas exclu que l'on puisse extraire, en pratique, des protons diffusés à une énergie réduite de l'accélérateur suivant une trajectoire correspondant à un angle de diffusion relativement grand ( $\theta > 16 \text{ mrad}$ ). Pour les trajectoires correspondant

à des angles de diffusion  $\theta \leq 16$  mrad, on obtient des flux de protons diffusés utilisables en pratique dans tout l'intervalle  $p \lesssim 70$  GeV/c.

On obtient la trajectoire la plus courte pour les protons diffusés dans l'accélérateur en extrayant les particules en évitant au maximum les zones de champ magnétique intense, ce qui peut être assuré dans la combinaison d'unités magnétiques et de sections droites représentée sur la figure 5. Cette combinaison est réalisée, en particulier, dans la zone du canal 2 - unités 22-25 (Fig. 6), si la cible est placée au début de la s.s. 23 (le numéro de la s.s. correspond au numéro de l'unité magnétique qui la suit).

Certaines données sur les extractions des protons diffusés dans la zone optimale de l'anneau figurent dans le diagramme de Michaelis, figure 7. Les combinaisons analogues au secteur des unités 26-29 avec la cible à l'entrée de la ss. 27 sont voisines de l'optimum. Les extractions s'effectuent sur une longueur de  $\sim 2,5$  unités magnétiques, et les protons quittent le champ magnétique sous des angles  $\omega_r \sim 70-100$  mrad pour  $R - R_0 \sim 90$  cm. Dans l'intervalle d'angles de diffusion  $\theta \sim 5-16$  mrad, la longueur de la trajectoire d'éjection dans l'accélérateur varie peu, toutefois la focalisation du faisceau par le champ magnétique de l'accélérateur subit une forte variation. Aux angles  $\theta \sim 5-10$  mrad, lorsque la

trajectoire d'extraction passe au voisinage de la zone de champ non linéaire, le faisceau est fortement défocalisé horizontalement et fortement focalisé verticalement avec une image réelle verticale de la cible à l'intérieur de l'accélérateur.

Aux angles  $\theta > 10$  mrad, le faisceau subit aussi une focalisation horizontale mais elle est beaucoup plus faible; il est focalisé verticalement soit sur une image réelle dans l'espace libre de la région extérieure du champ magnétique, soit sur une image virtuelle à l'intérieur de l'accélérateur. Dans le premier cas ( $\theta < 10$  mrad), les sources virtuelles, correspondant à la cible réelle dans les plans pour le système de focalisation extérieur, se trouvent assez proches de l'entrée du système, ce qui demande des éléments focalisants très puissants. En outre, dans ce cas, les angles verticaux et horizontaux sur la cible réelle peuvent augmenter considérablement dans la transformation en sources virtuelles.

La conséquence de ces deux facteurs peut être qu'aux petits angles de diffusion  $\theta < 10$  mrad et pour une même ouverture d'entrée du système magnéto-optique externe, l'angle solide de capture à partir de la cible réelle peut être 2 à 4 fois plus petit que pour  $\theta > 10$  mrad. Une telle situation se produit, par exemple, pour les extractions des protons diffusés élastiquement de l'orbite d'équilibre vers la zone du canal N° 2, et dans la direction de l'éjection externe des protons A, considérées dans le rapport <sup>/2/</sup>,



pour lesquelles on a respectivement  $\theta = 9$  mrad,  $\Delta\Omega \sim 3 \mu\text{stérad}$ .  
et  $\theta = 13$  mrad,  $\Delta\Omega \sim 7 \mu\text{stérad}$ . avec des lentilles quadripolaires  
de 20 cm d'ouverture. Le faisceau de protons diffusé sous un angle  
 $\theta = 8,3$  mrad dans la zone du canal N° 4 subit aussi une intense  
focalisation (Fig. 8).

Comme le faisceau de protons diffusé est déterminé, en  
particulier, d'après la formule (3), par la section différentielle  
de diffusion  $d\sigma_e(\theta, p) / d\Omega$  et l'angle solide de capture  $\Delta\Omega(\theta)$ ,  
invariables avec  $\theta$  dans le sens inverse, la possibilité d'optima-  
lisation de l'extraction d'après le flux maximal de protons extrait  
par le choix judicieux de l'angle de diffusion n'est pas exclue en  
règle générale. On peut réaliser une certaine optimalisation de  
l'extraction par le choix de la position azimutale et radiale de la  
cible.

Dans le calcul correct de la trajectoire des protons  
diffusés, il faut tenir compte de la perte d'impulsion de ces protons:

$$\Delta p \sim p^2 \theta^2 / 2 M c \text{ pour } (p\theta)^2 \lesssim 0,03, \quad (4)$$

$$\Delta p \sim p^2 \theta^2 / 2 m c \text{ pour } (p\theta)^2 \gtrsim 0,06, \quad (5)$$

où  $M$  et  $m$  - masses du noyau et du proton. Ainsi, par exemple,  
pour  $p = 70$  GeV/c et  $\theta = 9$  mrad, la perte relative d'impulsion

atteint  $\Delta p/p \simeq 0,03 \%$ . Comme l'intervalle angulaire de diffusion des particules, capturées par le canal de transport depuis la cible, est  $\Delta \simeq 1-3$  mrad, la non-monochromaticité des impulsions des faisceaux ne dépasse pas  $0,1 \%$ . Par suite, la forte influence dispersive du champ magnétique de l'accélérateur, qui s'exerce pour  $\theta < 10$  mrad, n'est pas importante pour l'extraction des protons diffusés élastiquement. Une valeur élevée de la dispersion pour  $\theta < 10$  mrad peut avoir un effet complémentaire du point de vue de la purification du faisceau de protons diffusés, des particules secondaires chargées, de la cible.

Examinons les extractions possibles des protons diffusés élastiquement dans les directions concrètes des canaux et des éjections externes de protons à partir d'une cible disposée sur l'orbite d'équilibre théorique  $R_0 = 19412,5$  cm.

La courbe de la figure 7 montre que l'on peut effectuer dans la zone du canal N° 2 les éjections avec  $\theta \gtrsim 5$  mrad. Pour minimiser les modifications de structure du canal, il est commode de réaliser l'éjection décrite dans le rapport <sup>/2/</sup> (Fig. 6), sous un angle de diffusion  $\theta = 9$  mrad sur la cible  $T_2$  disposée sur l'orbite d'équilibre. Le faisceau diffusé est éjecté au centre de l'aimant analyseur du canal. Une certaine optimisation de l'éjection, en ce qui concerne le flux maximal de particules, est possible au prix de petites modifications de la position radiale et azimutale

de la cible dans la zone où le targetting du faisceau de protons est possible ( $R - R_0 \sim \pm 6$  cm). Les considérations sur la possibilité d'envoi dans le canal N° 2 d'un faisceau de protons diffusé élastiquement par la cible placée dans un s.s. 23, ont été exprimées également par J.V. Allaby (CERN).

Les faisceaux de protons diffusés avec  $p \lesssim 70$  GeV/c peuvent être envoyés dans les canaux N° 4 et N° 9, à partir de cibles placées respectivement dans s.s. 25 et s.s. 31 (Fig.8, 9). Pour envoyer les faisceaux sur la trajectoire des canaux 4 et 9, tout comme dans le canal 2, il est nécessaire de déplacer les éléments magnétiques en tête de ces canaux. Les trajectoires représentées sur les figures 8 et 9 correspondent aux faisceaux de protons diffusés vers les centres des aimants analyseurs des canaux 4 et 9. L'angle de diffusion pour des cibles sur l'orbite d'équilibre est  $\theta = 8,3$  mrad pour le canal 4 et  $\theta = 16,2$  mrad pour le canal 9.

Il est également possible d'extraire des protons diffusés élastiquement avec  $p \lesssim 70$  GeV/c, suivant les trajectoires des éjections externes du faisceau de protons accéléré A, B et C (figures 10-12).

La possibilité d'éjection des protons diffusés élastiquement dans la direction de l'éjection externe A, qui est destinée au canal 7 à séparateur HF des particules <sup>/6/</sup>, est examinée aussi dans les rapports <sup>/2,7/</sup>.

Dans le rapport /2/, on décrit les possibilités de formation de particules positives dans la direction du canal 2, avec utilisation du système d'éjection lente du faisceau accéléré de protons D (Fig. 6). Le faisceau de protons accéléré est focalisé sur la cible  $T_1$ , placée dans la zone des enroulements de l'unité magnétique 25. Dans ce cas, il est possible d'envoyer dans le canal des faisceaux assez intenses de particules positives à angle de formation  $\sim 39-47$  mrad dans l'intervalle d'impulsions  $p \lesssim 45$  GeV/c.

En ce qui concerne les faisceaux de protons diffusés élastiquement, remarquons qu'à partir de la même cible  $T_1$  il est possible d'envoyer dans le canal 2 des protons diffusés élastiquement avec  $p \lesssim 20$  GeV/c, avec des flux d'au moins  $10^5$  p/cycle.

Des renseignements plus précis sur l'extraction des protons diffusés élastiquement se trouvent au Tableau 1.

### 3. EXTRACTION DES FAISCEAUX DE PARTICULES SECONDAIRES POSITIVES

Les possibilités d'extraction des particules secondaires positives à partir de cibles internes vers l'extérieur de l'anneau sont très limitées. L'analyse des problèmes montre que des extractions utilisables sont possibles dans les intervalles d'impulsions  $p \sim 10-30$  GeV/c et  $p \sim 50-60$  GeV/c. Dans le premier intervalle, la

possibilité est conditionnée par l'augmentation de la section de formation des particules aux impulsions plus petites, en dépit des angles de formation des particules extraites de l'accélérateur plus importants; dans le deuxième intervalle - par les angles de formation des particules extraites relativement peu élevées, en dépit de la diminution de la section de formation avec l'augmentation de l'impulsion. Dans l'intervalle d'impulsions  $p \sim 30-50$  GeV/c, les extractions sont inacceptables à cause des valeurs assez élevées des angles de formation et des impulsions.

Il est possible d'obtenir, à partir de cibles placées dans la zone où l'on peut envoyer le faisceau de protons accéléré sur la cible, des flux acceptables de particules, avec  $p < 70$  GeV et une composition en masse de  $p/\pi^+ \sim 1-100$ , seulement suivant des trajectoires analogues aux trajectoires A et C (figures 10, 12), par suite de l'éjection naturelle produite par le champ magnétique de l'accélérateur.

En utilisant un aimant de déflexion supplémentaire en tête du canal, il est possible d'introduire des flux acceptables de particules dans le canal 4 (Fig. 8) avec  $p \lesssim 30$  GeV/c. Toutefois, l'utilisation des faisceaux ainsi introduits dans le canal 4 exige la modification du schéma optique du canal.

Les flux de particules secondaires positives d'une cible en béryllium et la composition en masse des faisceaux secondaires

pour une énergie de l'accélérateur  $E_0 = 70$  GeV, évalués sur la base des calculs de A.A. Borisov, S.B. Nurushev et coll. (IFVE) (figure 13), dans l'hypothèse que  $I \sim 10^{12}$  p/cycle,  $\Sigma = 0,1$  et  $\Delta p/p = \pm 1\%$ , sont donnés pour ces faisceaux au Tableau II. Les faisceaux secondaires sont principalement composés de protons.

Les caractéristiques géométriques des différentes trajectoires d'éjection des particules positives à partir de l'orbite d'équilibre sont données sur la courbe de la figure 14. On a aussi porté, pour les valeurs de l'impulsion  $p \sim (20-60)$  GeV/c, les angles de formation maximaux des particules  $\alpha_p$ , pour lesquels l'intensité des faisceaux extraits (protons secondaires) est  $\sim 10^2$  particules/cycle.  $\mu\text{stér.}$  ( $\Delta\Omega > 10 \mu\text{stér.}$ ).

\*\*\*\*\*

L'analyse des éjections des particules positives exposée dans le présent rapport montre qu'en pratique c'est la création de faisceaux extraits de protons diffusés élastiquement qui ouvre le plus de perspectives pour l'accélérateur de l'IFVE.

En conclusion, les auteurs expriment leur profonde gratitude à R.M. Sulayev, Yu.D. Prokoshkin, K.P. Myznikov et V.I. Kotov pour leur intérêt constant et leurs précieuses remarques, ainsi qu'à L.S. Lomonosov et L.M. Komarov pour l'aide apportée dans la préparation et la mise en forme du rapport.

REFERENCES

1. V.V. Vladimirkij et coll. Comptes rendus de la Conférence internationale sur les Accélérateurs. Atomizdat 1964, p. 147.
2. K.P. Myznikov, Yu. M. Sapunov, V.M. Tatarenko, Yu.S. Fedotov, A.M. Frolov. Preprint IFVE 68-56K (1968).
3. K.P. Myznikov, V.M. Tatarenko. Preprint IFVE 67-34K (1967).
4. G. Bellettini, G. Cocconi, A.N. Diddens et al. Nucl. Phys. 79, 609 (1966).
5. Recueil "Problèmes de Physique". Structure électromagnétique des noyaux et nucléons, p. 84, I.L.M., 1958
6. P. Bernard, P. Lazeyras, H. Lengeler, A.V. Samoïlov. CERN/TC/Beam 66-2
7. B. Langeseth, P. Lazeyras, J.M. Maugain, W. Venus. CERN/NPA/Int. 68-14 (1968).

TABLEAU I

CARACTERISTIQUES DES EJECTIONS DES PROTONS DIFFUSES ELASTIQUEMENT  
D'IMPULSION  $p=70$  GeV/c VERS L'EXTERIEUR DE L'ANNEAU \*)

Canal	Cible			Ejection				$N_p$ partic. ( $\mu$ stérad.)	$\Omega$ du canal ( $\mu$ stérad.)	Conditions d'éjection
	unité, paquet	x (cm)	$\theta$ (mrad)	unité, paquet	x (cm)	y (cm)	$\omega_p$ (mrad)			
2	22-5	113	9,0	25-5	332	129	82	$3,2 \cdot 10^4$	3	Naturelles, au centre de l'aimant analyseur
4	24-5	113	8,3	29-3	-32	294	156	$5,4 \cdot 10^6$	2	- idem -
9	30-5	113	16,2	34-2	33	292	139	$5,4 \cdot 10^2$	10	- idem
A	26-5	-17	13	28-5	112	75	61	$4,3 \cdot 10^4$	3	naturelles, dans la direct. A
B	28-1	8	6	31-5	115	107	80	$2,9 \cdot 10^7$	1	naturelles, dans la direct. B
	29-2	-6	16					$7,2 \cdot 10^2$	3	avec utilisat. de l'aimant du système d'éjection, dans la direction B
C	28-1	-158	4	31-5	113	53	43	$1,1 \cdot 10^8$	1	avec utilisat. de l'aimant du système d'éjection, dans la direction C

\*) Remarques :

1. Voir Fig. 6, numérotation des unités et paquets magnétiques.
2. Les cibles sont disposées sur l'orbite d'équilibre de rayon théorique  $R_0 = 19412,5$  cm.
3. Les estimations des flux des protons diffusés sont effectuées dans l'hypothèse que  $I \sim 10^{12}$  p/p et  $\xi \sim 0,1$  pour une cible de béryllium.



TABLEAU II

CARACTERISTIQUES DES EJECTIONS DES PARTICULES SECONDAIRES POSITIVES  
POUR UNE ENERGIE DE L'ACCELERATEUR  $E_0 = 70 \text{ GeV}$  \*)

Canal	p (GeV/c)	Cible			Ejection				$N_p$ particul. ( $\mu\text{stérad.}$ )	$N_{\pi^+}$ particul. ( $\mu\text{stérad.}$ )	$\frac{p}{\pi^+}$	$\Omega$ du canal ( $\mu\text{stérad.}$ )	Conditions d'éjection
		unité, paquet	x (cm)	$\alpha_p$ (mrad)	unité, paquet	x (cm)	y (cm)	$\omega_p$ (mrad)					
4	20	25-5	190	52	28-3	-37	120	78	$8 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^3$	6	30	Naturelles, avec utilisat. d'un aimant supplém.
	30	26-5	81	58					$2 \cdot 10^2$	40	5		
A	30	27-5	25	60	28-5	112	75	61	$2 \cdot 10^2$	40	5	8	Naturelles
	40	27-4	-10	47					50	5	10		
	50	27-3	0	36					$4 \cdot 10^2$	5	80		
	60	27-2	-40	25					$1 \cdot 10^3$	10	100		
C	30	30-4	88	55	31-5	113	53	43	$4 \cdot 10^2$	50	8	10	Naturelles
	40	30-3	72	48					50	5	10		
	50	30-2	10	39					$1 \cdot 10^2$	2	60		
	60	30-1	-169	26					$1 \cdot 10^4$	10	$10^3$		

\*) Remarques :

1. Les cibles se trouvent sur l'orbite théorique de rayon théorique  $R_0 = 19412,5 \text{ cm}$ .
2. Les estimations des flux des particules secondaires sont effectuées dans l'hypothèse que  $I \sim 10^{12} \text{ p/p}$ ,  $\varepsilon \sim 0,1$ ,  $\Delta p/p = \pm 1\%$  pour une cible en béryllium.

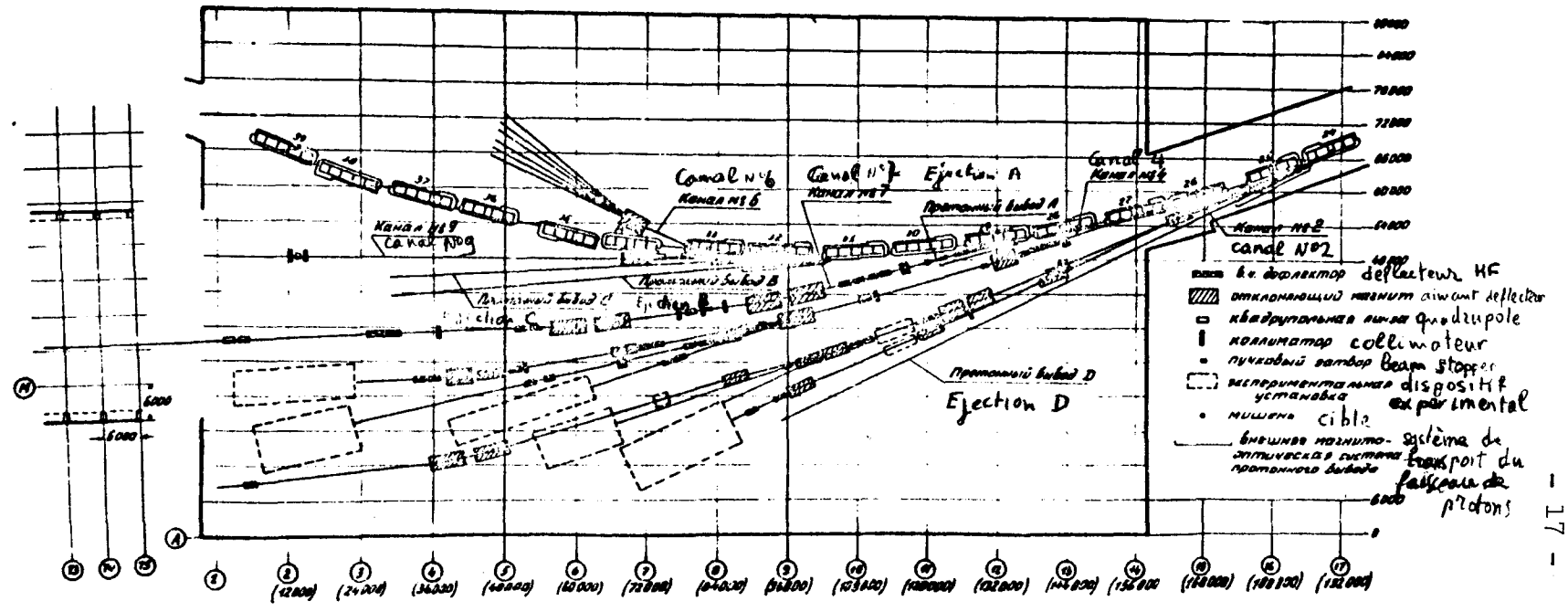


Fig. 1

Schéma des faisceaux dans le hall expérimental.

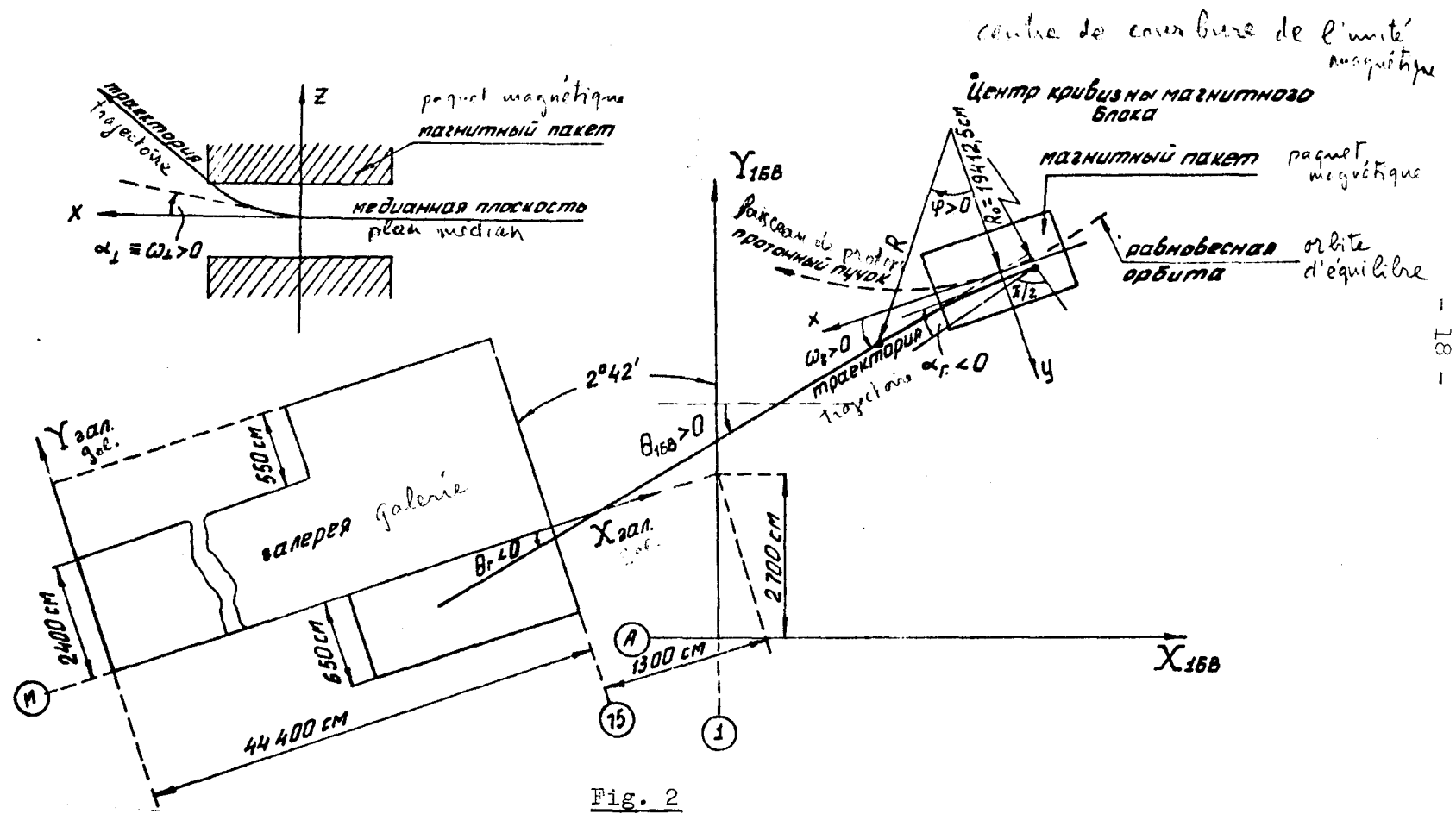


Fig. 2

Systèmes des coordonnées adoptées dans les calculs des éjections de faisceaux.

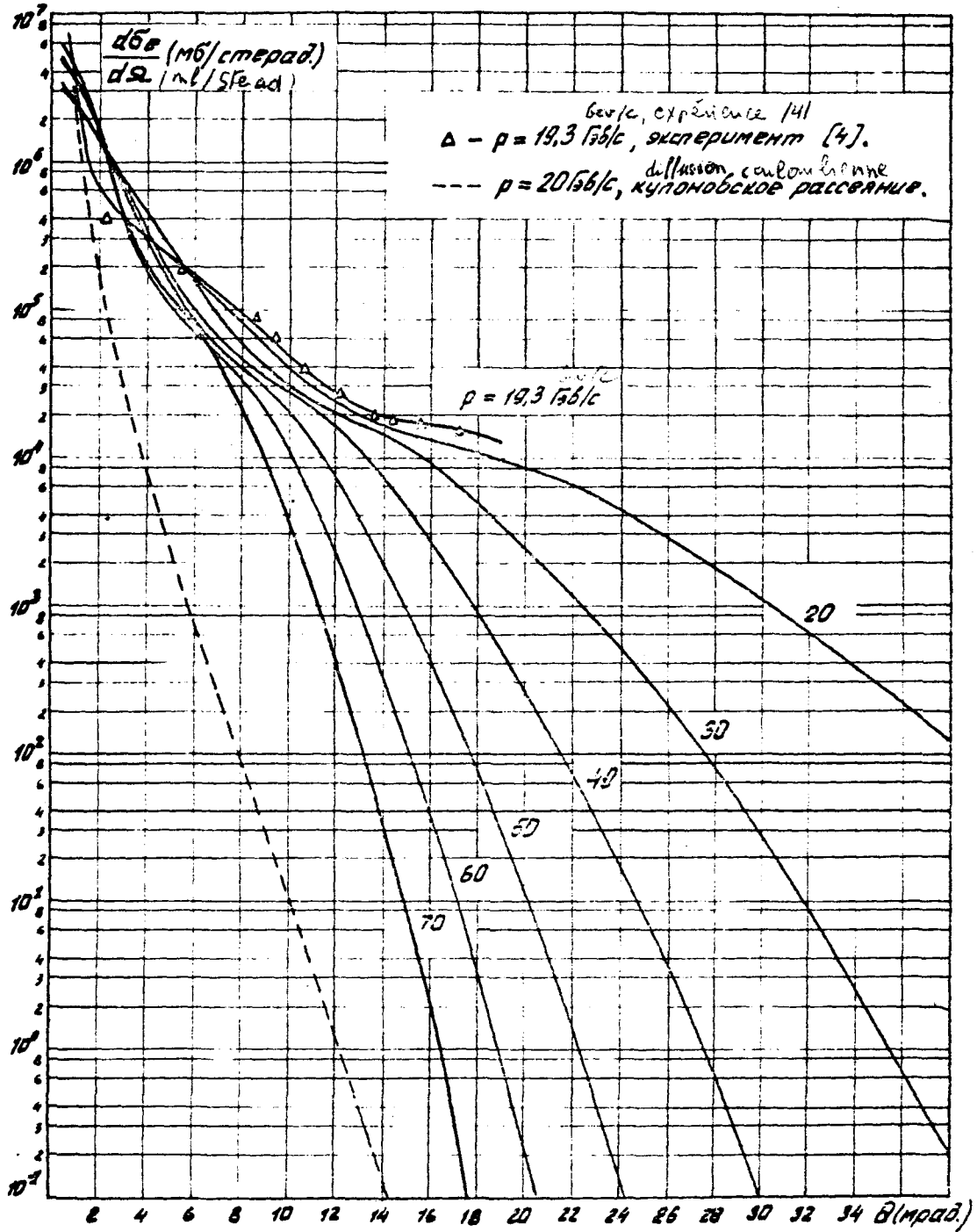


Fig. 3

Distributions angulaires de la diffusion p-Be dans le système de référence du laboratoire.

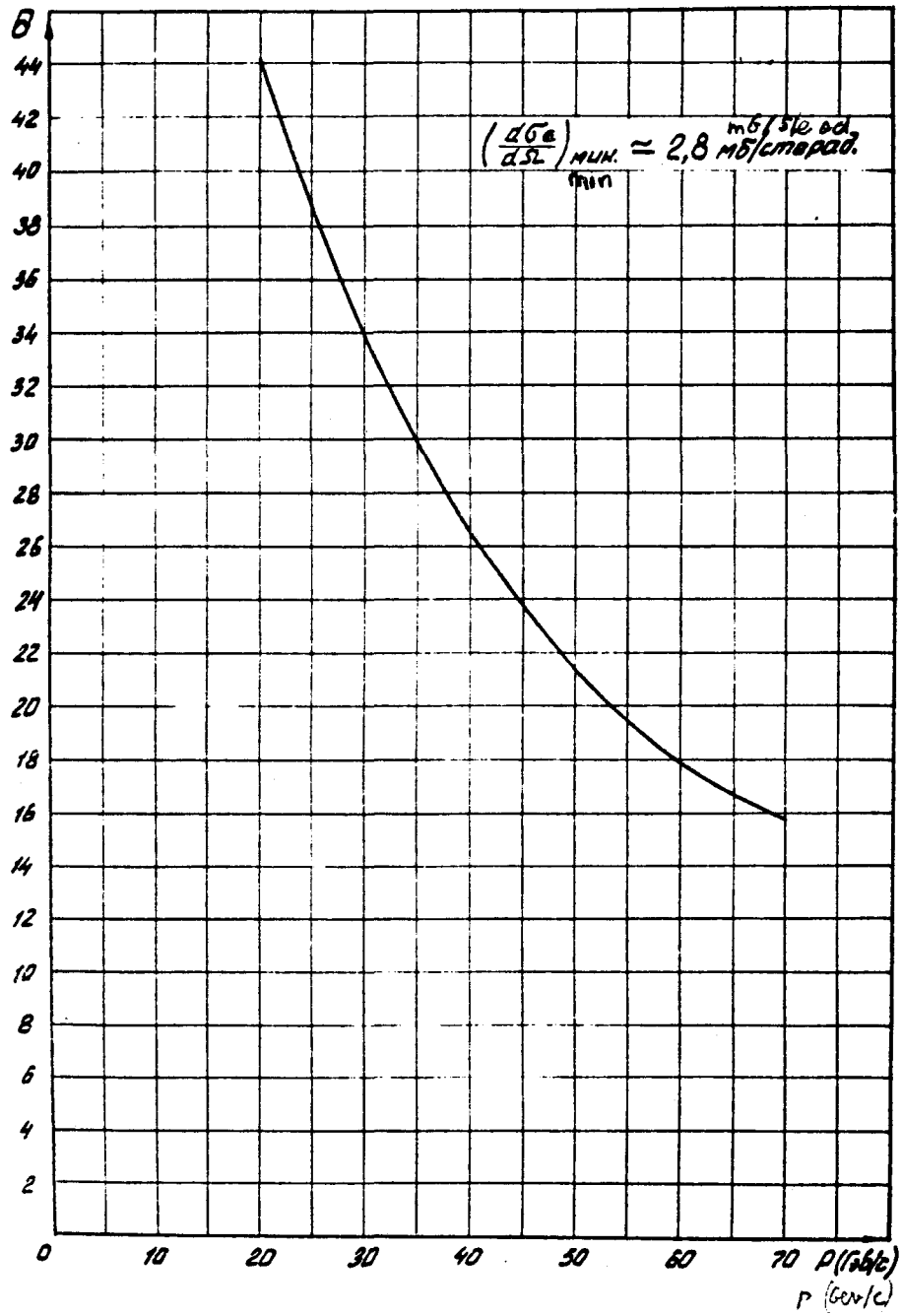
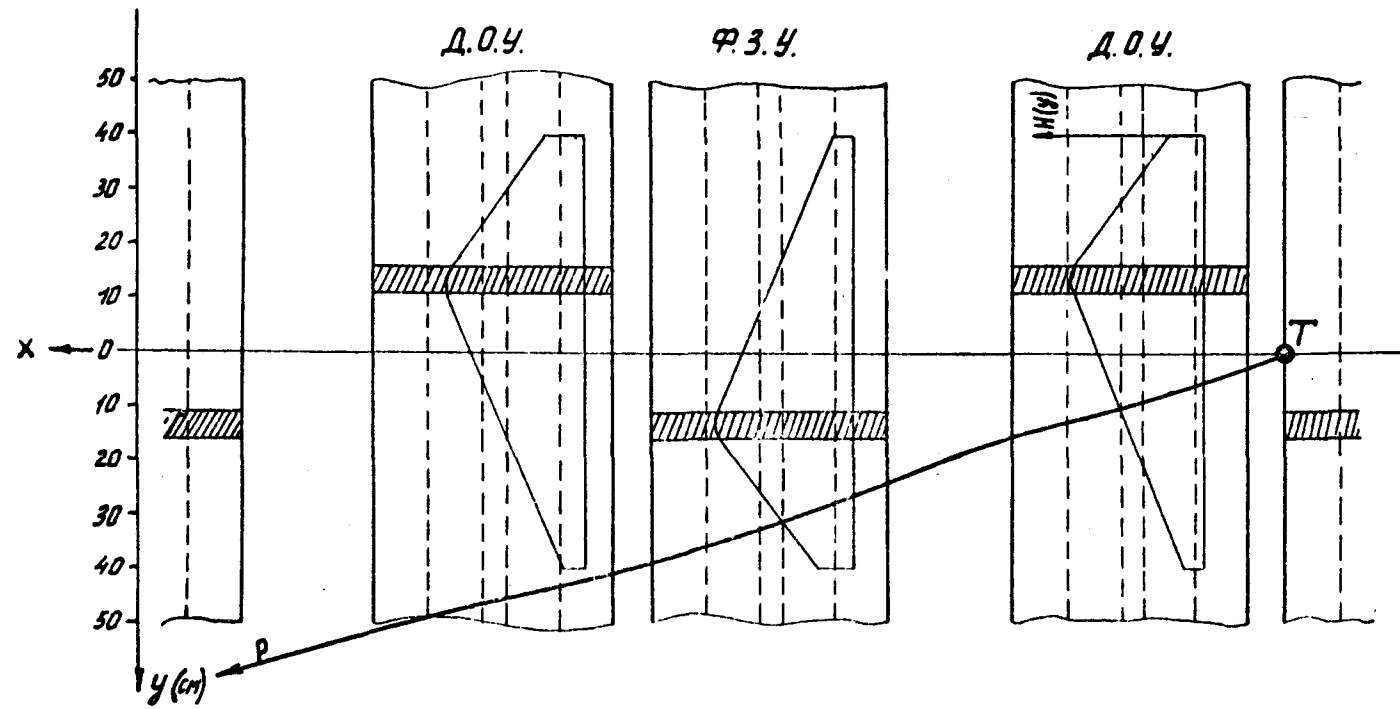


Fig. 4

Valeur maximale acceptable en pratique de l'angle de diffusion  $\theta_{\max}$  sur une cible en béryllium en fonction de l'impulsion des protons.



- φ - focalisant
- Δ - défocalisant
- 0 - type ouvert
- 3 - type fermé
- H - longueur normale
- y - longueur raccourcie

**Fig. 5** : Combinaison optimale des unités magnétiques et des sections droites pour l'extraction des protons diffusés vers l'extérieur de l'anneau.

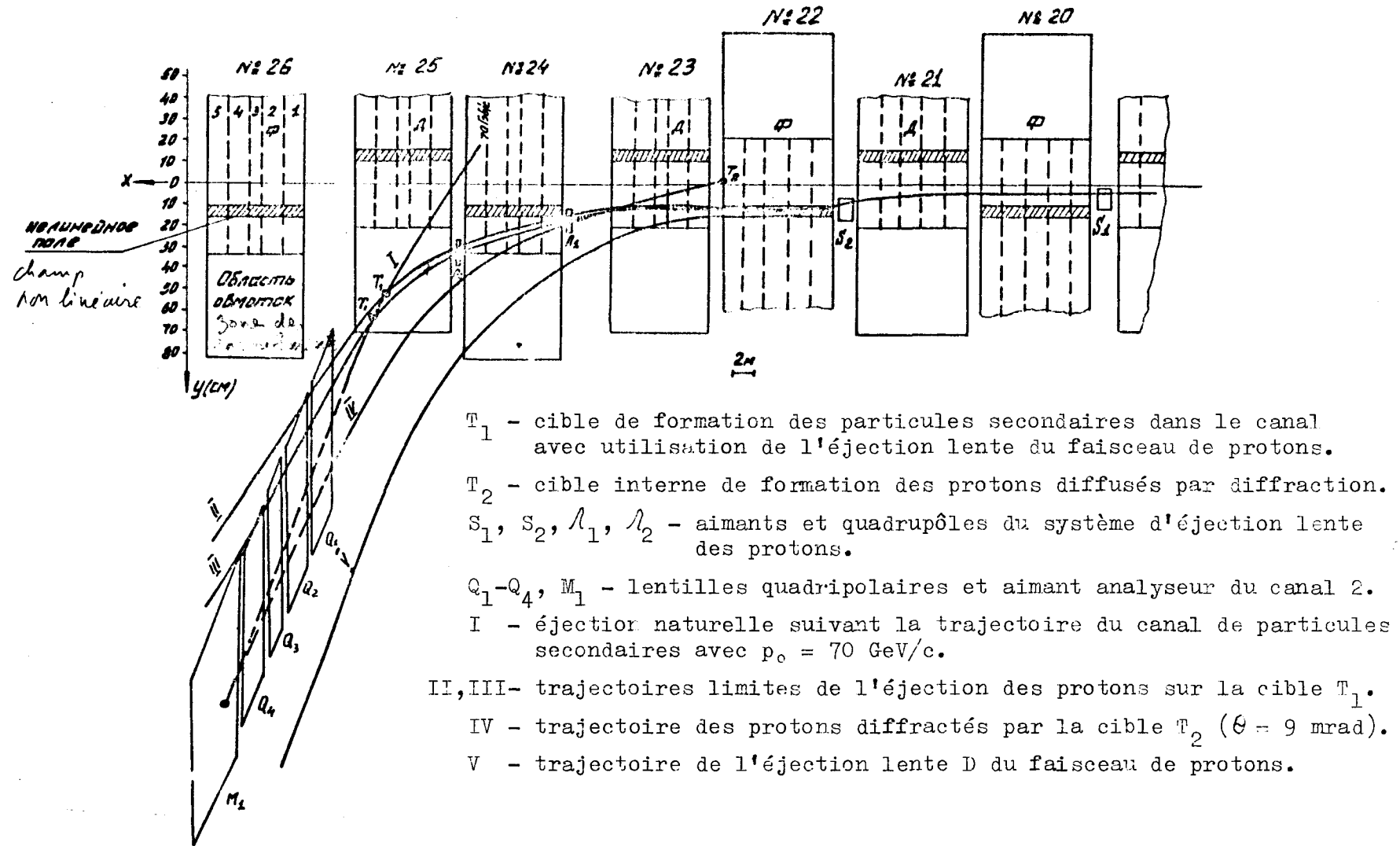


Fig. 6 : Extractions des particules positives dans la zone du canal N° 2.

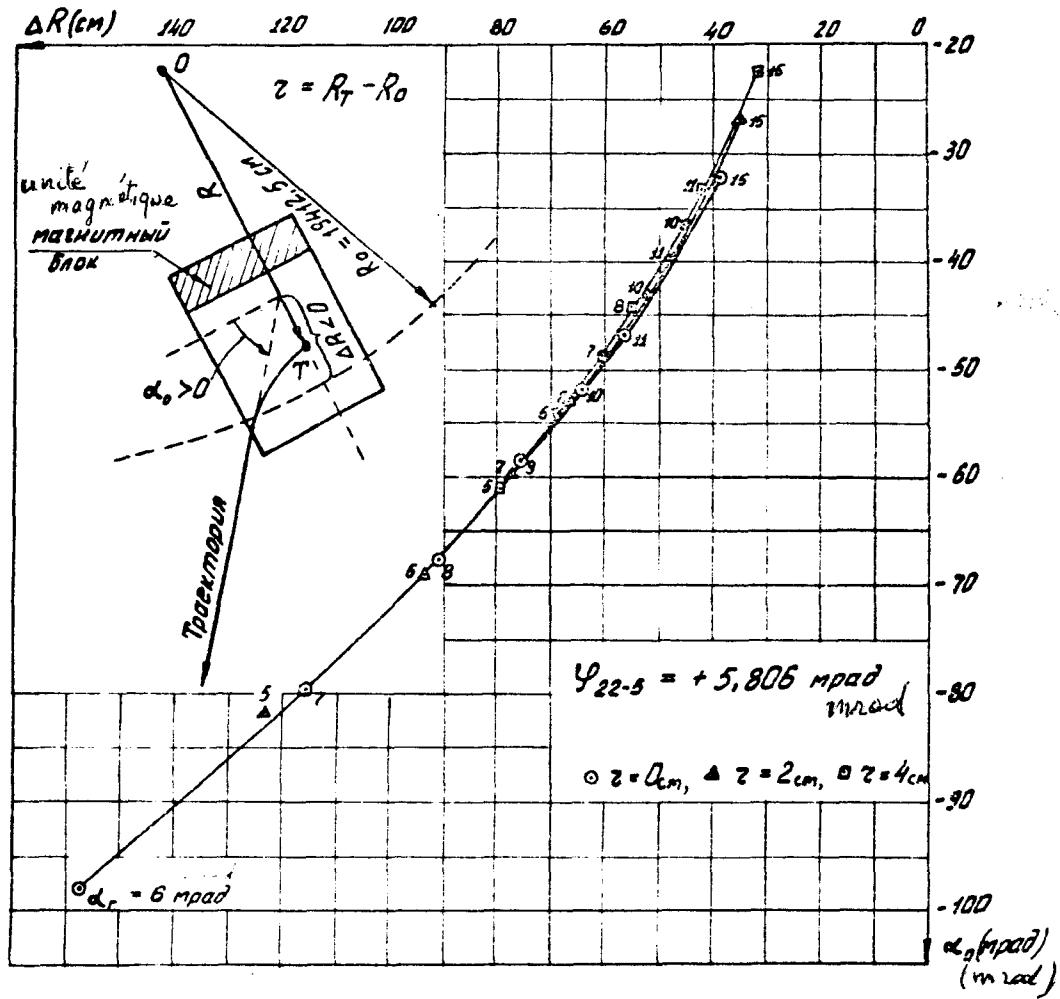


Fig. 7

Diagramme de Michaelis (plan horizontal) pour les éjections des protons diffusés élastiquement dans la combinaison optimale d'unités magnétiques.



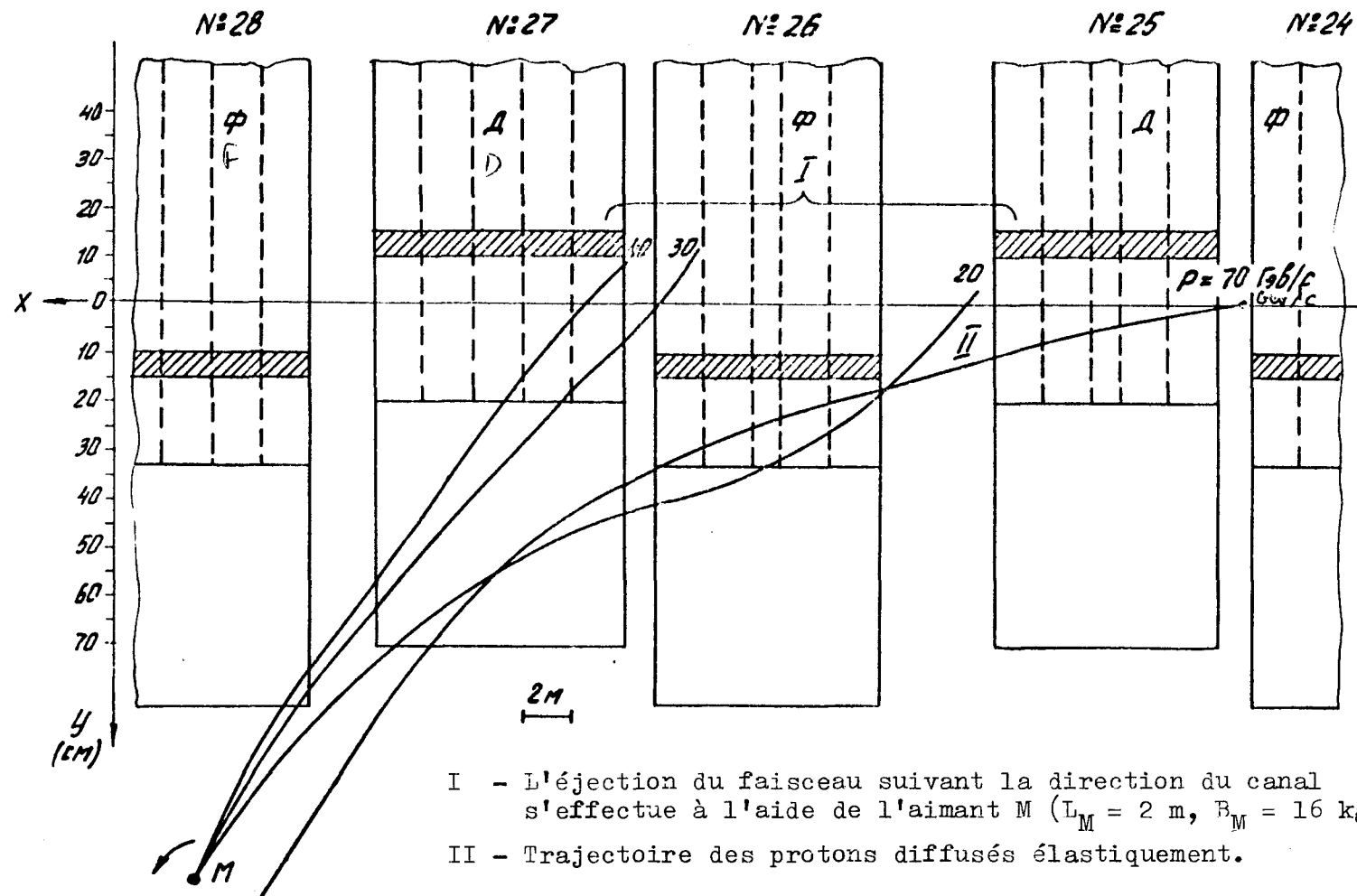


Fig. 8

Ejections des particules secondaires positives et des protons diffusés élastiquement dans la zone du canal 4.

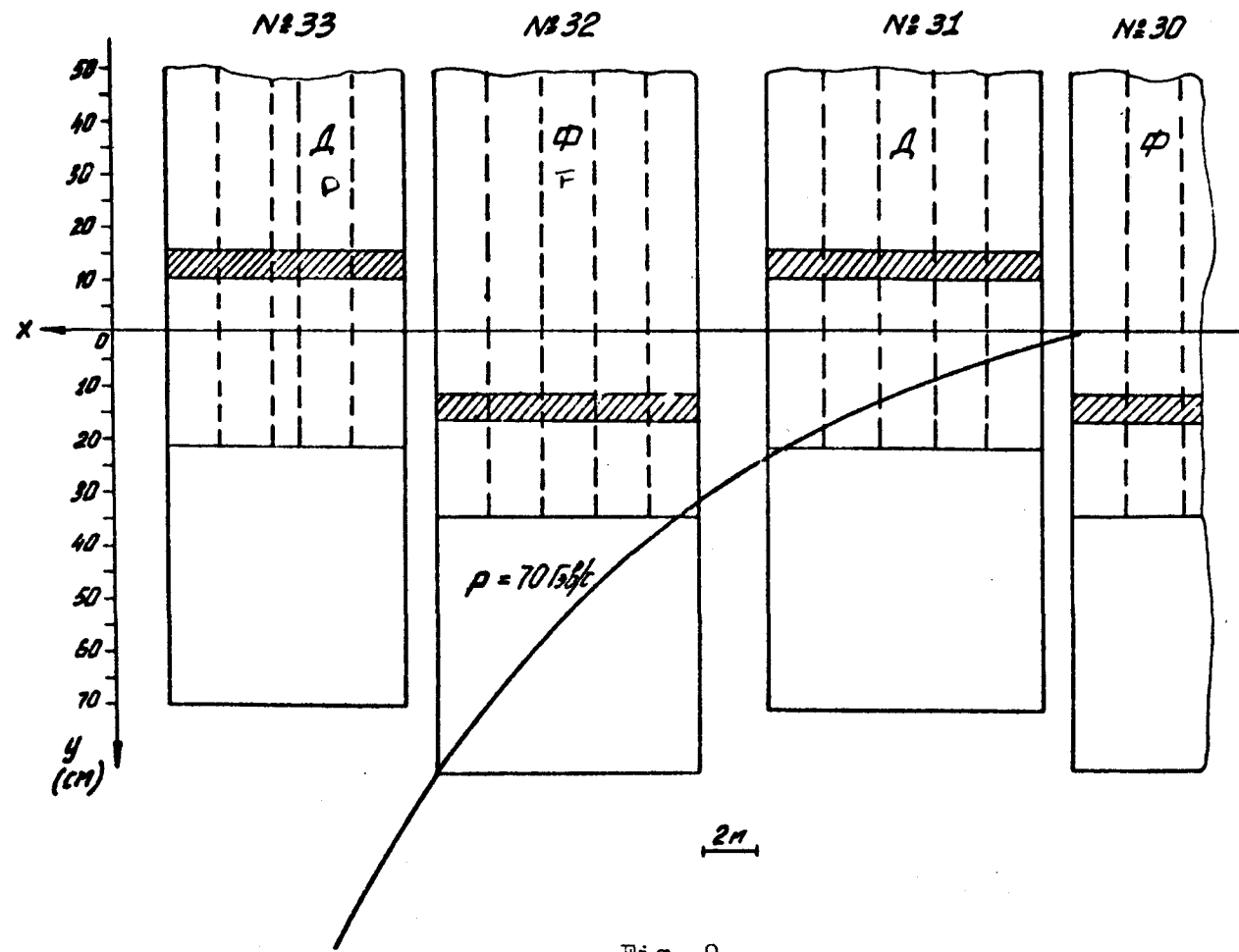


Fig. 9

Ejection des protons diffusés élastiquement dans la zone du canal N° 9.

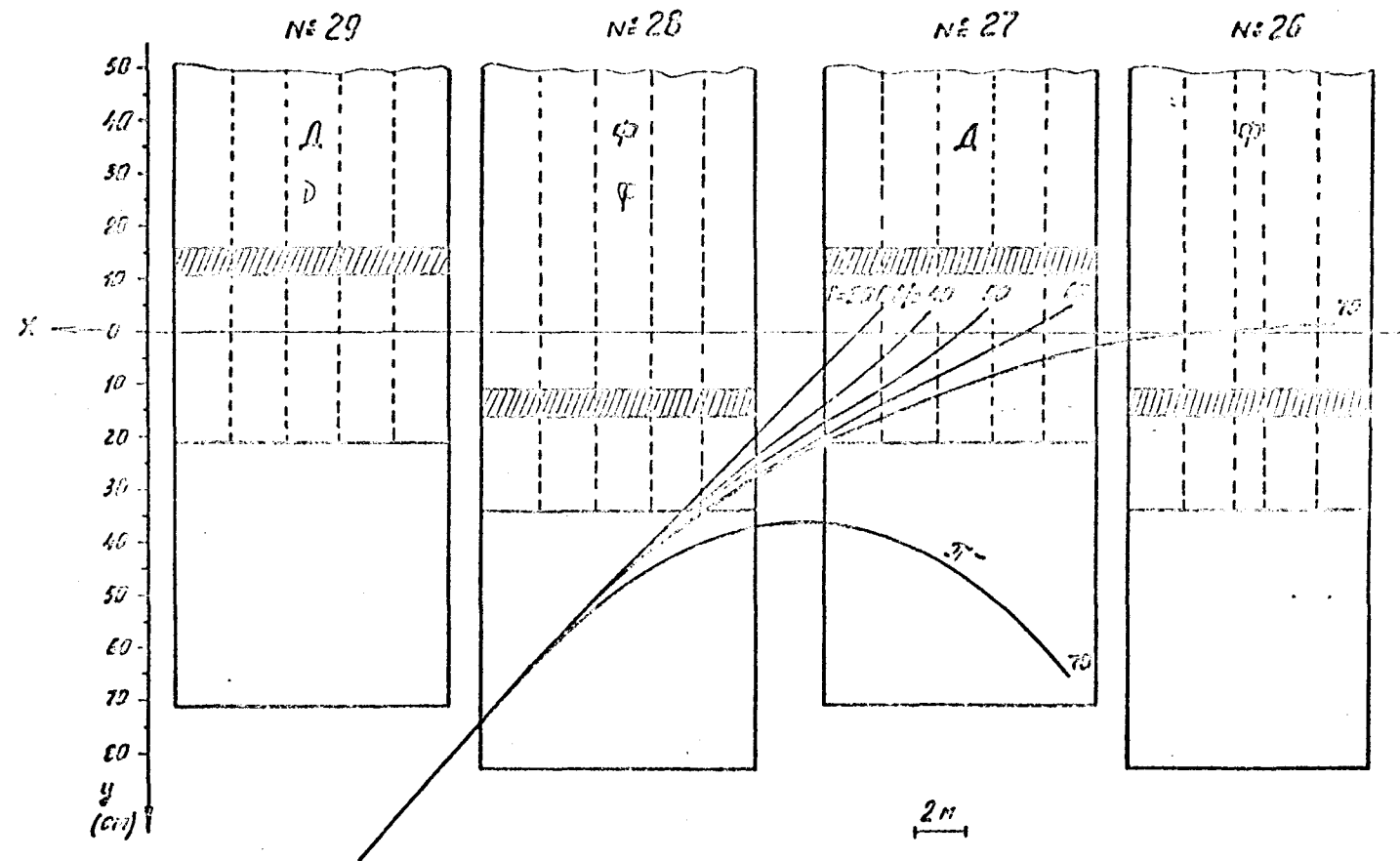


Fig. 10

Ejections des particules positives dans la zone de l'éjection externe des protons A.

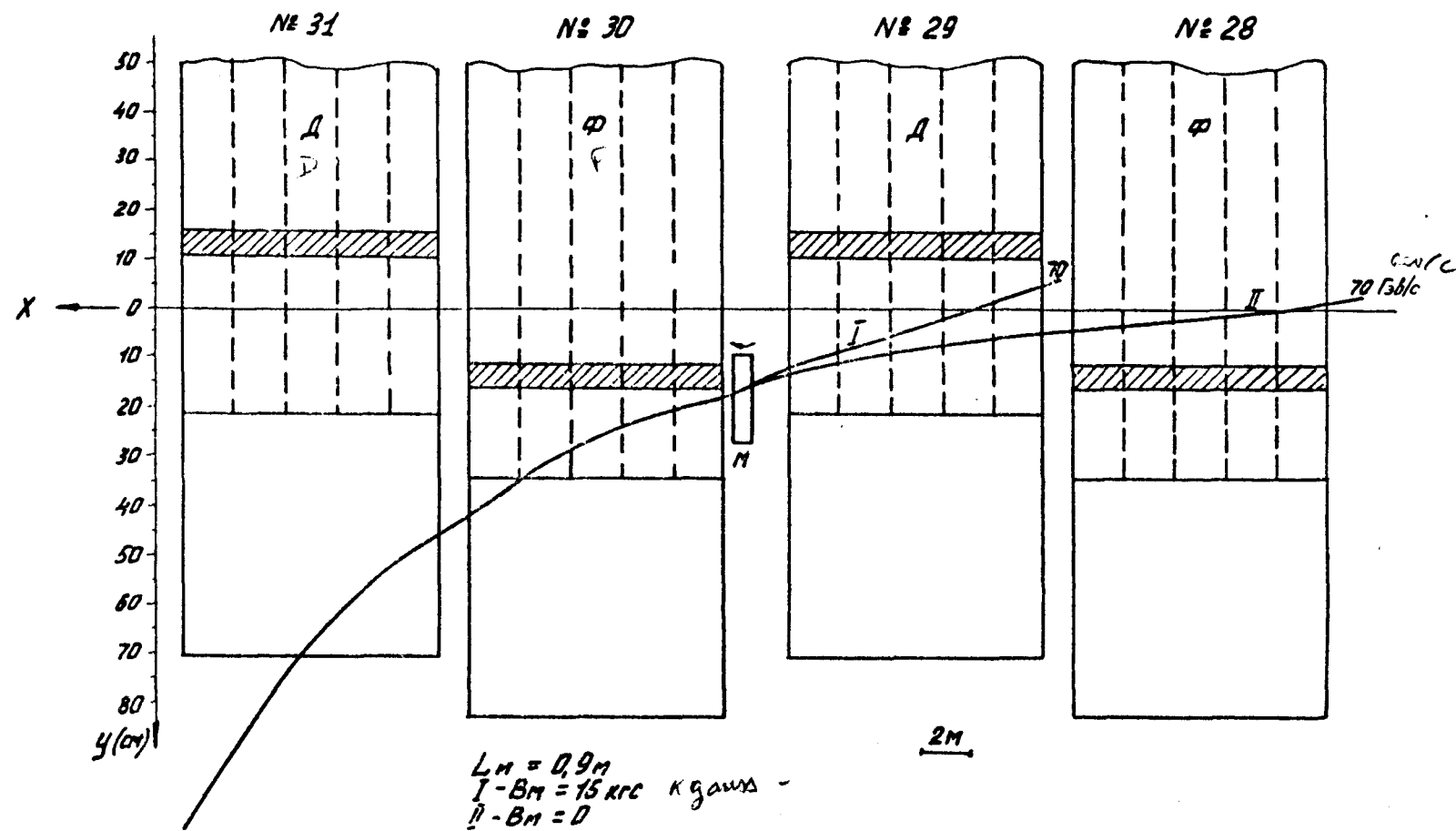


Fig. 11

Ejections des protons diffusés dans la zone de l'éjection externe des protons B.

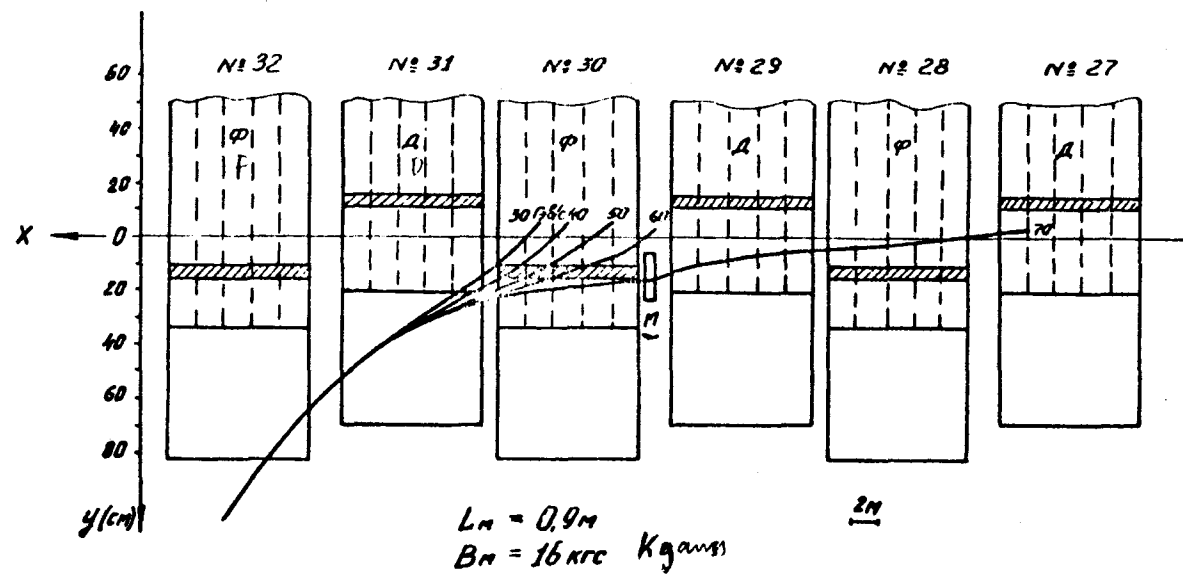


Fig. 12

Ejections des particules positives dans la zone de l'éjection externe des protons C.

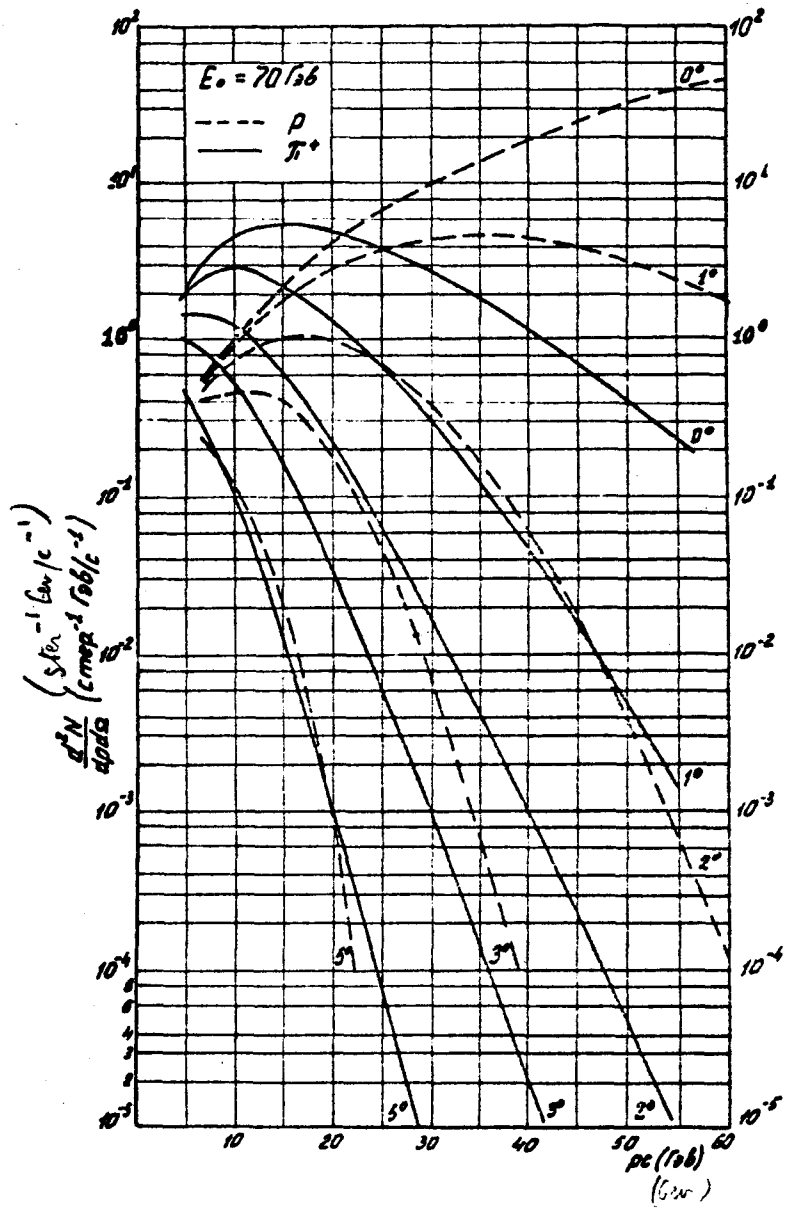


Fig. 13

Spectres des mésons  $\pi^+$  et des protons secondaires formés dans la réaction p-Be à 70 GeV.

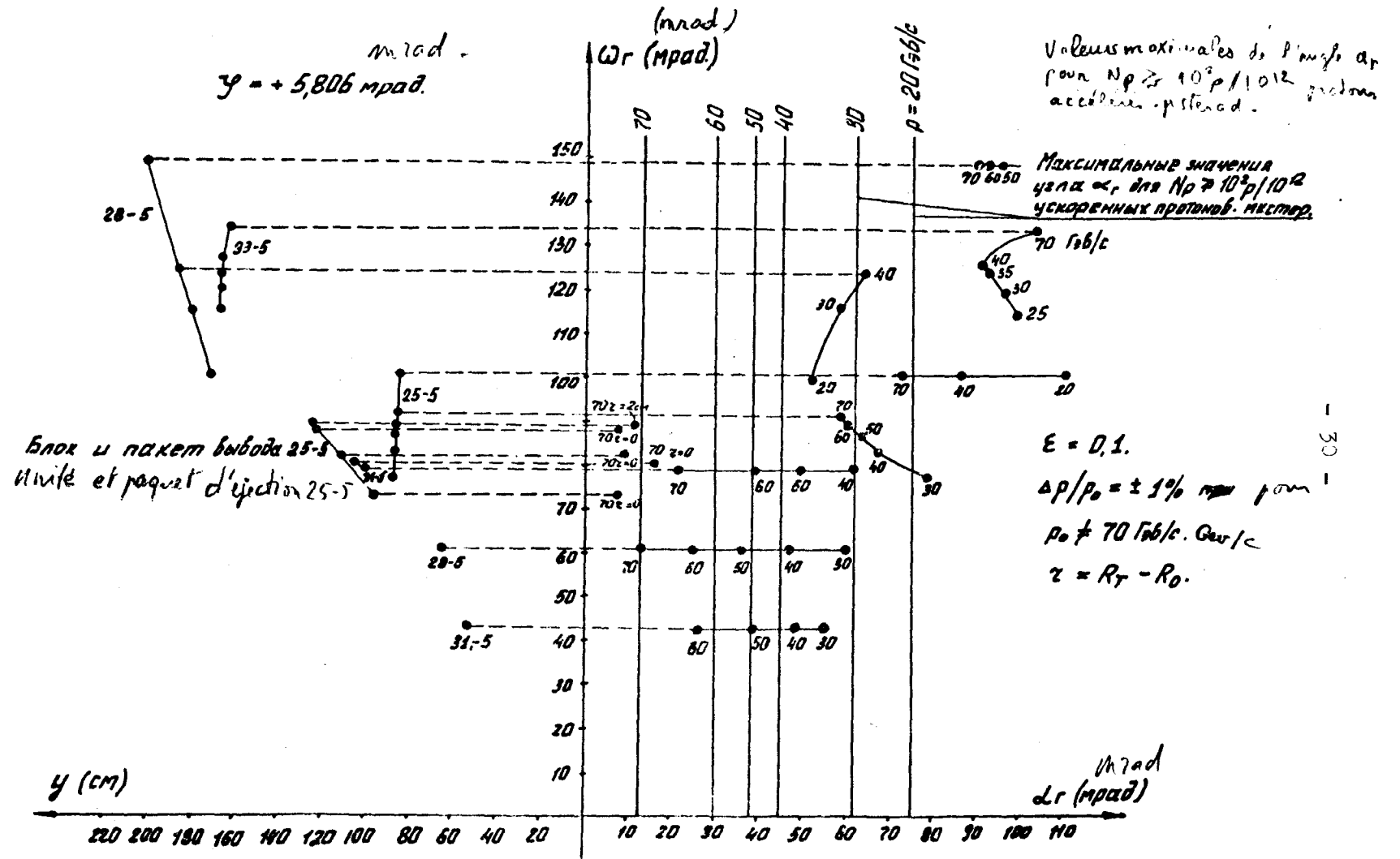


Fig. 14 : Caractéristiques géométriques des trajectoires d'éjection des particules positives par le champ magnétique de l'accélérateur dans la zone des canaux 2, 4, 9 et des éjections des protons A, B et C.