

ETUDE PRELIMINAIRE D'UN FAISCEAU DE PROTONS à 70 GeV/c  
PRODUIT PAR DIFFUSION ELASTIQUE A PARTIR D'UNE CIBLE INTERNE  
DANS LE CANAL A DE SERPUKHOV

par B. Langeseth, P. Lazeyras, J.M. Maugain, W. Venus

-----

Introduction :

Ce rapport a pour but d'évaluer le flux de protons produits par diffusion élastique à 70 GeV/c à partir d'une cible interne et que l'on est capable de collecter en utilisant le transport de faisceau pulsé du canal A lequel, en fait, est prévu pour transporter un faisceau rapide éjecté.

Il rassemble certaines considérations et certains calculs préliminaires qui nous permettent d'arriver au résultat et qui situent les problèmes techniques mis en jeu. Il est clair que cette étude est préliminaire et que l'on ne s'est pas attaché à une recherche d'un optimum pour tous les paramètres impliqués. Dans cette perspective, nous avons repris exactement la même disposition des quadrupôles et aimants de déflexion que celle prévue pour le faisceau rapide éjecté avec cible externe (cf réf. 1 et 2 et fig.1) Nous négligeons la déflexion de + 2 mV de HD1 si bien que la ligne optique S (éléments du transport de faisceau pulsé) ne comporte que 4 quadrupôles et 2 régions soumises au champ magnétique de la machine.

Positions possibles de la cible pour des protons diffusés à 70 GeV/c

Soit M le point d'intersection de l'axe optique du transport de faisceau pulsé avec le plan qui définit la fin du champ magnétique de l'aimant 2.7. Nous définissons  $\vec{M}$  ( $S = 0.502^m$ ,  $Y = 0.2147^m$ ,  $A = 24.6$  mV) comme étant l'entrée du transport de faisceau pulsé.

Si l'on veut pouvoir utiliser le transport de faisceau sans aucun changement exceptés les gradients de quadrupôles et si l'on s'intéresse à des protons produits par diffusion élastique à 70 GeV/c, la cible doit se trouver sur la trajectoire unique qui vient se raccorder au point  $\vec{M}$ .

Nous avons calculé cette trajectoire (cf Réf. 2) au moyen du programme W 106 (cf réf.3) pour des particules à 70 GeV/c dans le synchrotron à 70 GeV/c (en réalité les protons émis par une cible à un angle  $\theta$  par rapport à la direction incidente subissent une perte d'impulsion  $\Delta p = \frac{(p\theta)^2}{2m}$  avec  $m$  = masse au repos du proton et  $p$  = impulsion du proton incident, ce qui donne par exemple pour  $\theta = 11$  mr,  $p = 0,31$  GeV/c. Nous avons négligé cet effet.)

Pour des raisons techniques, la cible doit se trouver dans une plage telle que  $-30 < Y < +30$  mm. Au-delà de ces valeurs, le réglage du faisceau interne devient difficile et s'accompagne de fortes pertes.

Nous avons ainsi une portion de trajectoire ab (voir fig 2) le long de laquelle nous pouvons disposer une cible. Entre a et b,  $11 < A < 11,5$  mr Selon D. Dekkers, la position  $t_1$  ( $S = -2,5$ m,  $Y = 0$ mm) est préférable à cause d'une commodité de manoeuvre du faisceau interne.

Nous avons fait les calculs pour une cible se trouvant en  $t_2$  (milieu de SS2.7,  $Y = +26$  mm,  $A = 11,5$  mr) mais il est clair que les résultats ne seraient pas très différents pour une cible en  $t_1$  (distance  $t_1 t_2 = 2,5$ m).

Remarques :

La trajectoire ab est la même si nous considérons des protons diffusés pour une autre impulsion  $p'$ . Dans ce cas le champ magnétique du synchrotron est réglé pour une énergie  $p'$  et l'on retrouve la même trajectoire se raccordant au point  $\vec{M}$ .

Si l'on ne veut pas disposer la cible le long de ab, il est possible de trouver une trajectoire issue du point choisi et aboutissant en M, mais l'angle A ne correspond pas alors à celui de l'axe optique du transport. Il faut alors un aimant de déflexion permettant de corriger cette erreur. Le seul aimant qui le permette est HD1 mais comme il ne dispose que d'une capacité de déflexion de  $\pm 3$  mr à 70 GeV/c, on est ramené à rester au voisinage de la trajectoire ab.

Acceptance du transport de faisceau pulsé à 70 GeV/c

Nous considérons donc une cible située en t2 (milieu de SS27, Y = + 26mm, A = 11.5 mr) et nous formons pour des protons diffusés de 70 GeV/c émis selon un angle de  $\theta = 11.5$  mr une image en C située à 4.5m en aval du centre de Q4 (cf fig 1).

Nous avons utilisé le programme MIRABO de J. Geibel dans lequel nous avons introduit pour les portions de trajectoire qui traversent le champ magnétique de la machine les matrices de transfert suivantes :

$$H \begin{pmatrix} 1.91175 & 16.0268 & 0.33433 \\ 0.15331 & 1.80830 & 0.05301 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

t<sub>2</sub> - milieu de SS 2.8

$$V \begin{pmatrix} 0.29610 & 9.02059 \\ -0.09901 & 0.36104 \end{pmatrix}$$

$$H \begin{pmatrix} 1.61754 & 14.21815 & 0.12183 \\ 0.08394 & 1.35604 & 0.01686 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

centre HD1 - milieu de  
SS 2.9

$$V \begin{pmatrix} 0.46062 & 10.2673 \\ -0.06645 & -0.68975 \end{pmatrix}$$

Nous trouvons ainsi les gradients suivants pour 70 GeV/c.

	Go(T/m)	'longueur(m)'	Ro(mm)
Q1	74.80	0.78	15
Q2	20.94	1.56	35
Q3	30.41	3.12	35
Q4	34.35	3.12	35

Pour déterminer l'acceptance du système nous avons utilisé la méthode décrite par J. Fronteau (cf réf 4).

Le point  $x_0, x'_0$  du plan de phase de la source a pour transformé un point  $x, x'$  dans un plan situé à une distance  $s$  ou existe un diaphragme qui limite l'élongation  $x$  :  $-k \leq x \leq +k$

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ \frac{\delta p}{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b & e \\ c & d & f \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ \frac{\delta p}{p} \end{pmatrix}$$

Ainsi  $-k \leq ax_0 + bx'_0 + e \leq +k$  définit dans le plan de phase de la source 2 droites entre lesquelles doit se trouver la trace  $x_0, x'_0$ .

Dans notre cas nous avons considéré que les quadrupôles constituent des diaphragmes de section carrée pour lesquelles nous avons adopté les valeurs suivantes

	k (mm)
Q1	13
Q2	25
Q3	25
Q4	25

Nous avons résumé sur différentes tables les valeurs aux différents diaphragmes de la ligne S (cf fig 3) qui nous ont permis de tracer les polygones d'acceptance "aval" pour les plans horizontal et vertical au niveau de la cible.

table 1 : Matrices horizontales et verticales (70 GeV/c) entre la cible et les différents diaphragmes de la ligne S.

table 2 : Limitations dans les plans horizontal et vertical dues aux différents diaphragmes de la ligne S calculées pour 70 GeV/c au niveau de la cible.

Les démagnifications pour les plans horizontal et vertical étant

$dH = 0.567, dv = 0.107$ , nous avons retenu comme section de la cible :

$$h = 4 \text{ mm}, v = 8 \text{ mm}$$

- Fig 14 donne les contours des polygones d'acceptance "aval" au niveau de la cible pour les plans H et V,
- Fig 5 représente les polygones d'acceptance "amont" au niveau de la cible et caractérisant l'émission des particules par la cible dans les plans horizontal et vertical
- Fig 6 représente les polygones d'acceptance "aval" au niveau du point C, milieu du collimateur, c'est-à-dire représente les images horizontale et verticale de la cible qui constituent la source pour les éléments du faisceau SU.

Nous avons ainsi trouvé :

$$\text{taux de transmission horizontal } \mathcal{C}_h = 0.60$$

$$\text{taux de transmission vertical } \mathcal{C}_v = 1.0$$

$$\text{soit } T = \mathcal{C}_h \cdot \mathcal{C}_v = 0.60$$

L'acceptance globale du système est  $\overline{\Delta\Omega} = (\Delta x'o) \cdot (\Delta y'o) \cdot T$

$$\text{avec } \Delta x'o = 2.30 \text{ mr}$$

$$\Delta y'o = 1.3 \text{ mr}$$

$$\text{donc } \boxed{\overline{\Delta\Omega} = 1.8 \cdot 10^{-6} \text{ ster}}$$

### Variations de l'acceptance

#### (a) variations dues aux courants pulsés

L'impulsion la plus courte a lieu dans Q1 et correspond à une demie alternance sinusoidale de 1 ms.

Afin de ne pas introduire une erreur en gradient  $\frac{\Delta G}{G}$  supérieure à 0.5 %, nous nous limitons à utiliser le transport de faisceau pendant un temps  $\mathcal{C} = 100 \mu\text{s}$  au sommet de la 1/2 alternance.

Comme la ligne S ne comporte pas de déflexion excepté celle due au champ magnétique de la machine, les seules erreurs introduites pendant 100  $\mu\text{s}$  sont des erreurs de chromatisme dues à une variation  $\frac{\Delta G}{G} \leq 0.5 \%$  dans Q1, Q2, Q3, Q4. Nous avons vérifié que les polygones d'acceptance sont pratiquement inchangés.

Notons qu'il est possible sans grande difficulté technique de réaliser si nécessaire un temps d'utilisation  $\mathcal{C} = 200 \mu\text{s}$  avec  $\frac{\Delta G}{G} \leq 0.5 \%$ .

Dans toute la suite nous nous basons sur  $\boxed{\mathcal{C} = 100 \mu\text{s}}$

#### (b) variations avec la quantité de mouvement

Le spectre des protons diffusés à 70 GeV/c est un pic aigu dont la bande supposée est  $p \approx \pm 70 \text{ Mev/c}$ .

c'est-à-dire  $\frac{\Delta p}{p} \approx 1\%$ . Il est donc clair que cette bande est intégralement transmise. Comme on l'a vu plus haut, nous avons introduit les termes e et f dans les matrices horizontales des portions de trajectoire situées dans le champ magnétique de la machine, ce qui permet de tenir compte de l'effet de dispersion qu'elles entraînent.

On pourra réaliser une analyse en quantité de mouvement préliminaire grâce à la diffusion due au champ de la machine en plaçant en C un collimateur de longueur 1 m, dont l'ouverture sera calculée pour entraîner une résolution de quelques %.

L'analyse en quantité de mouvement finale sera obtenue au moyen des éléments du faisceau SU qui permettent une résolution  $\frac{\Delta p}{p} = \pm 2.5\%$  (cf réf. 5).

#### Efficacité de la cible

Pour cette partie, nous nous sommes basés sur les résultats présentés dans le rapport CERN 65-1 (cf réf 6) et sur une communication privée de D. Dekkers (cf réf 7). Nous avons essayé d'extrapoler à 70 GeV/c et à nos conditions expérimentales les renseignements ainsi tirés.

Nous rappelons que l'efficacité d'une cible dans un synchrotron est le rapport du nombre des protons accélérés qui donnent lieu à une interaction nucléaire sur le nombre de protons accélérés.

Cette efficacité est fonction des paramètres suivants :

- matière de la cible
- volume (cf fig 8)
- longueur
- position radiale (cf fig 9)
- longueur du "burst" (ici 100  $\mu$ s) (cf fig 10 et 11)
- vitesse de déplacement du faisceau interne (cf fig 8)
- impulsion des protons incidents (cf fig 12)

Nous joignons certaines courbes tirées du rapport CERN 65-1 illustrant l'effet de ces différents paramètres pour des cibles Be.

(1) choix de la cible

Pour nos conditions expérimentales, il semble préférable de retenir une cible en Be de dimensions : 4 X 8 X 100 mm ( le Be donne en effet une meilleure efficacité pour les "short bursts" que les autres métaux.

(2) techniques de déplacement latéral du faisceau interne

Pour un "burst" de 100  $\mu$ s, nous sommes amenés à envisager les trois modes opératoires suivants :

- "steering" : le faisceau est déplacé le plus rapidement possible vers l'intérieur ou l'extérieur en produisant un déphasage dans la fréquence d'accélération (d'où une vitesse de 4-10 mm/ms et un burst qui peut être d'1 ms si la cible est grosse ce qui est le cas).

- "rapid beam deflector" : un aimant défecteur rapide pulsé par décharge de condensateurs déplace le faisceau vers l'intérieur ou l'extérieur de la chambre. Il est ainsi possible de réaliser un burst de 100 à 200  $\mu$ s avec une vitesse de l'ordre de 100 mm/ms.

- "radio frequency knock-out" ce procédé crée des oscillations bétatroniques libres qui viennent s'ajouter à celles existant déjà. La vitesse d'augmentation en amplitude est ainsi de l'ordre de 100 mm/ms et peut donner lieu à un burst de 100  $\mu$ s mais cette méthode est très délicate.

(3) efficacité E pour la cible retenue en fonction du mode opératoire

Nous considérons une cible en Be 4 X 8 X 100 mm.

	Vitesse	E à 20 Gev		E à 70 Gev	
		"burst" de 1 ms (cf fig 8)	"burst" de 100 $\mu$ s	"burst" de 1 ms (cf fig 12)	"burst" de 100 $\mu$ s (cf fig 10)
"steering"	8 à 10 mm/ms	55 %		80 %	8 %
"rapid beam deflector"	100 mm/ms		40 % (cf fig 11)		50 à 60 %
"radio frequency knock-out"	100 mm/ms		40 % (cf fig 11)		50 à 60 %

Calcul de l'intensité du faisceau de protons

$$N = \text{No.} \cdot \mathcal{E} \cdot \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab.}}}{\sigma_{\text{tot}}} \Delta\Omega$$

No = nombre de protons accélérés

$\mathcal{E}$  = efficacité de la cible

$\Delta\Omega$  = acceptance en ster. du transport de faisceau

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab.}}$  = section efficace différentielle en  $\text{cm}^2/\text{ster.}$  pour la diffusion élastique à 70 GeV/c selon un angle  $\theta = 11.5$  mr calculée dans le système du laboratoire.

$\sigma_{\text{tot}}$  = section efficace totale

(1) calcul de  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab.}}$

Pour les conditions indiquées, le processus physique est une diffusion proton-nucléon plutôt qu'une diffusion cohérente proton-noyau qui se rapporte à des angles plus petits et les nucléons peuvent, avec une bonne approximation être considérés comme libres. La variation de  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$  avec l'angle de diffusion  $\theta$  a été calculée avec ces hypothèses en utilisant la pente asymptotique bien connue pour la diffusion en avant proton-proton.

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=T} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} \cdot e^{-10 T}$$

et en calculant  $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}$  à partir de  $\sigma_{\text{tot}}$  (=40 mb) en utilisant le théorème optique et en admettant que l'amplitude de la diffusion est purement imaginaire. Les résultats sont indiqués sur la figure 7 conformément aux calculs faits par J.V. Allaby. (réf 8)

$$\text{Nous trouvons ainsi } \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab.}}}{\sigma_{\text{tot}}} = \frac{1.3 \times 10^{-25}}{40 \times 10^{-27}} \text{ (ster)}^{-1}$$

Il faut tenir compte maintenant des effets nucléaires : le flux secondaire est diminué par le "mutual shadowing" des nucléons dans le noyau et la distribution des particules secondaires en fonction de l'impulsion aura une largeur finie à cause de l'impulsion de Fermi et de l'excitation nucléaire. Pour des noyaux ayant un nombre de masse  $A > 6$ , Belletini et al. (réf 9) trouvent que le nombre des nucléons qui contribuent est approximativement  $1.6 A^{1/3}$  plutôt que  $A$  à cause du "shadowing" et si l'on veut que



la perte d'impulsion du proton incident mesurée avec une précision de  $\pm 70$  MeV/c soit en accord avec celle qui correspond à la diffusion élastique. Ceci indique que, pour une cible en beryllium, la valeur de  $\frac{(d\sigma)}{(d\Omega)/\sigma_{tot}}$  calculée ci-dessus doit être réduite par un facteur 2.5 et que les particules secondaires correspondantes doivent être contenues dans une bande d'impulsion de largeur  $\pm 70$  MeV/c (c'est-à-dire  $\pm 1$  %) autour de la valeur  $p - \frac{(p\theta)^2}{2m}$ , où  $p$  est l'impulsion des protons accélérés.

(2) calcul de l'intensité

Nous admettons  $N_0 = 5 \cdot 10^{11}$  protons/burst"

- avec "steering":  $\epsilon \simeq 8$  %

$$N \simeq 9.3 \times 10^4 \text{ protons / "burst"}$$

- avec "rapid beam deflector" ou "R.F knock-out"

$$\epsilon \simeq 50$$
 %

$$N \simeq 5.8 \times 10^5 \text{ protons / "burst"}$$

Conclusion : Il apparaît que l'intensité du faisceau que l'on peut obtenir ( $9.3 \times 10^4$  protons / "burst" à  $5.8 \times 10^5$  protons / "burst") dépend des facteurs suivants :

- (1) choix de la cible
- (2) emplacement de la cible
- (3) conditions de focalisation imposées à Q1, Q2, Q3, Q4
- (4) technique de déplacement du faisceau interne sur la cible

Nous avons montré l'influence de chacun de ces points. Il semble que les deux premiers points ne permettent pas d'envisager un gain très appréciable par rapport aux nombres indiqués.

Pour le point No 3, il est possible d'augmenter encore l'acceptance du système en acceptant une démagnification moins poussée dans le plan vertical.

Mais il est clair que le point No 4 est fondamental et dépend de la méthode qui est techniquement utilisable à Serpukhov. A ce stade, c'est donc la question qu'il s'agit de résoudre.

Cette étude a été menée en recherchant un maximum de protons diffusés (sans avoir toutefois fait une recherche systématique d'un optimum). Un aspect que l'on doit envisager est l'utilisation de ces protons. Pour une chambre à bulles, une vingtaine de protons par "burst" suffisent. Il y a donc un facteur de l'ordre de  $10^4$  qu'il faut supprimer. Dans ce sens on est alors amené à utiliser une cible petite, tout en ne demandant qu'une fraction des protons accélérés, l'autre fraction restant disponible pour des expériences parallèles. Il semble par ailleurs que l'intensité maximum ( $N \approx 5,8 \times 10^5$  protons par "burst") ne permette pas de s'intéresser à l'utilisation d'une 2ème cible extérieure .

Remerciements : Nous tenons à remercier Dr J.V. Allaby et D. Dekkers pour l'aide qu'ils ont bien voulu nous apporter et nous remercions Dr C.A. Ramm pour nous avoir encouragé dans cette étude.

Matrices (0, j)	Plan Horizontal				Plan Vertical			
	a	b	c	d	a	b	c	d
(0,3)	1.8143	14.878	0.1533	1.8083	0.3589	8.7913	-0.0990	0.3610
(0,4)	1.7558	14.814	-0.3009	-1.9697	0.3148	9.9545	-0.0160	2.6698
(0,7)	-2.9438	-12.353	-0.2633	-1.4448	-0.1961	38.537	-0.0318	1.1614
(0,8)	-3.6981	-16.068	-0.7213	-3.4044	-0.2229	36.139	-0.0018	-4.1787
(0,9)	-5.2562	-23.422	-0.7213	-3.4044	-0.2270	27.113	-0.0018	-4.1787
(0,10)	-5.5117	-24.842	0.4023	1.6322	-0.2670	24.656	-0.0508	0.9457
(0,12)	-4.0660	-18.594	1.4019	6.1650	-0.3340	30.222	-0.1162	6.3779
(0,13)	-3.5333	-16.251	1.4019	6.1650	-0.4382	32.646	-0.1162	6.3779
(0,15)	-1.8650	-9.046	0.8003	3.3460	-0.5328	36.341	-0.00138	-1.7824
(0,16)	-0.8845	-5.177	0.4939	1.7610	-0.4423	27.411	0.1139	-9.3235
(0,17)	0.3208	-0.8805	0.4939	1.7610	-0.1642	4.6617	0.1139	-9.3235
(0,19)	0.5677	0.0000	0.4939	1.7610	-0.1072	0.0000	0.1139	-9.3235
(0,21)	0.8147	0.8805	0.4939	1.7610	-0.0502	-4.6617	0.1139	-9.3235

Table 1 : Matrices horizontales et verticales (70 GeV/c) entre la cible et les différents diaphragmes de la ligne S.

Diaphragmes (j)	Limitations horizontales	Limitations verticales
(3)	$-0.013 \leq 1.8143 x_0 + 14.878 x'_0 \leq 0.013$	
(7)		$-0.025 \leq -0.1961 y_0 + 38.537 y'_0 \leq 0.025$
(10)	$-0.025 \leq -5.5117 x_0 - 24.842 x'_0 \leq 0.025$	
(15)		$-0.025 \leq -0.5328 y_0 + 36.341 y'_0 \leq 0.025$

Table 2 : Diaphragmes dans le plan horizontal et vertical à 70 GeV/c limitant l'acceptance au niveau de la cible de production.

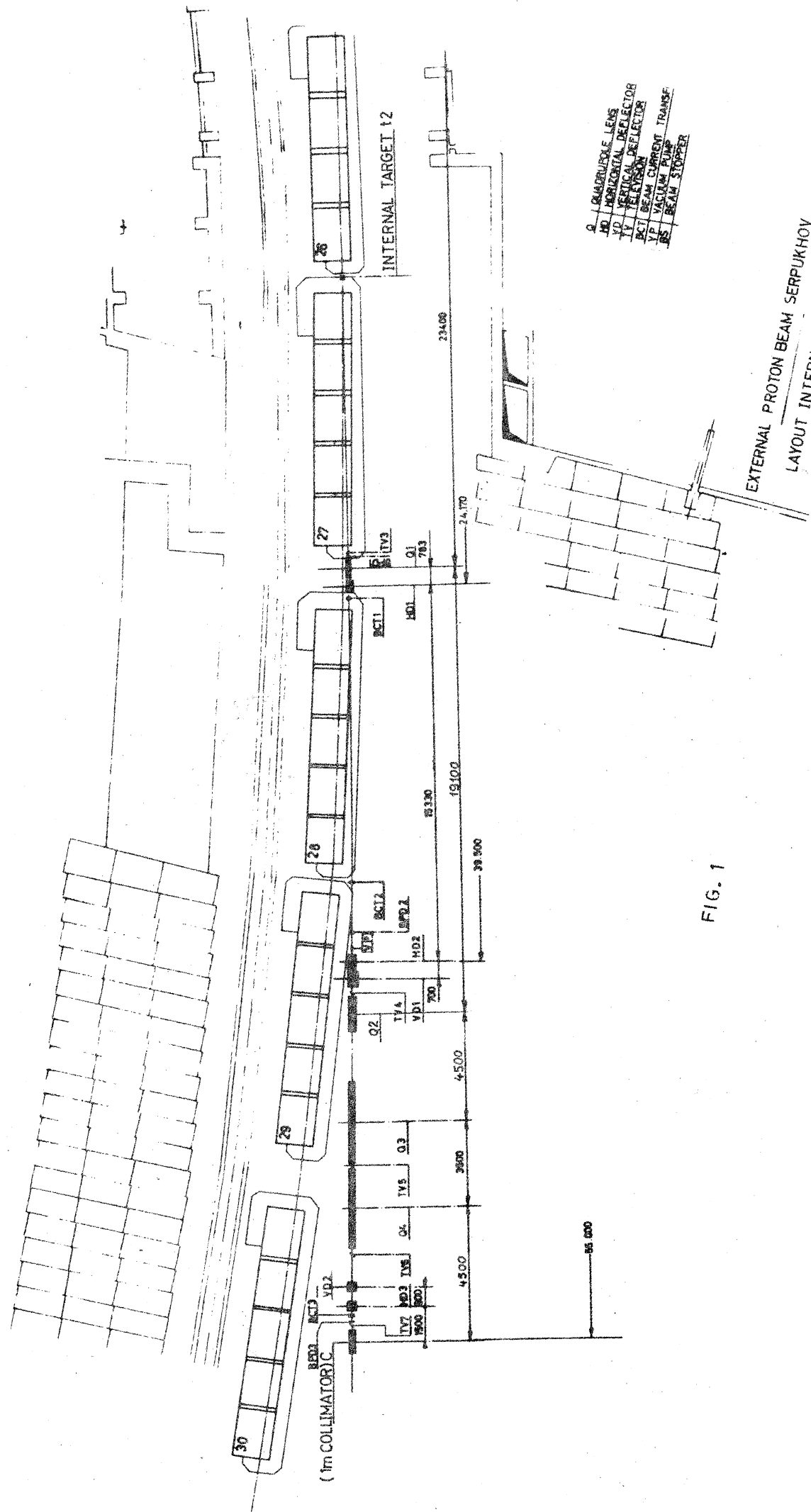
Références :

- 1) B. Langeseth, J.M. Maugain, F. Völker - Project study and technical proposal for the external proton beam channel for the CERN-Serpukhov collaboration (NPA/Int. 68-6).
- 2) J.M. Maugain - Calculs d'optique relatifs au transport du faisceau de protons pour le canal A de Serpukhov (NPA/Int. 68-5).
- 3) I. Fedotov, J. Fronteau, R. Keyser : a preliminary note on a program to calculate particle trajectories in the magnetic field of the Serpukhov-accelerator, CERN/DD/CO 67/5.
- 4) J. Fronteau - Some aspects of trace-space computation for high-energy charged particle-beams - MPS/Int. MU/EP 64-11.
- 5) P. Bernard, P. Lazeyras, H. Lengeler et A.V. Samoilov - Preliminary study of a R.F separated beam SU for the Serpukhov-accelerator CERN/TC/BEAM 66-2.
- 6) H.G. Hereward, J. Ranft, W. Richter - Efficiency of multitraversal targets - CERN 65-1.
- 7) D. Dekkers : communication privée.
- 8) J. Allaby : communication privée.
- 9) G. Bellettini, G. Cocconi, A.N. Diddens, E. Lillethun, J.P. Scanlon A.M. Wetherall - Nuc. Phys. 79, 609 (1966).

## Liste des figures

- Fig 1 : external beam transport layout with internal target.
- Fig 2 : positions possibles de la cible.
- Fig 3 : diaphragmes de la ligne optique S.
- Fig 4 : polygones d'acceptance "aval" 70 GeV/c au niveau de la cible pour les plans horizontal et vertical.
- Fig 5 : polygones d'acceptance "amont" 70 GeV/c au niveau de la cible pour l'émission des protons dans les plans horizontal et vertical.
- Fig 6 : polygones d'acceptance "aval" au niveau du point C (milieu du collimateur) pour les plans horizontal et vertical.
- Fig 7 : section efficace différentielle pour l'interaction élastique p - p à 70 GeV/c en fonction de  $\theta$ .
- Fig 8\* : efficacité en fonction du volume de la cible pour une cible Be à 20 GeV/c et pour différentes vitesses de déplacement du faisceau interne.
- Fig 9\* : efficacité de la cible Be ( $3 \times 2 \times 38 \text{ mm}^3$ ) en fonction de la position radiale pour différentes énergies.
- Fig 10\* : efficacité d'une cible en Cu ( $3 \times 4 \times 38 \text{ mm}^3$ ) à  $\Delta r = 0$  et 19 GeV/c en fonction de la durée du "burst" pour "beam steering" et "R.F k.O."
- Fig 11\* : efficacité d'une cible en Be de  $500 \text{ mm}^3$  en fonction de la durée du "burst" avec "Rapid Beam Deflector".
- Fig 12\* : efficacité de la cible en Be ( $3 \times 2 \times 38 \text{ mm}$  avec  $\Delta r = 15 \text{ mm}$  et à 8 mm/ms) en fonction de l'énergie (extrapolée) pour un "burst" de 1 ms.

\* Ces figures ont été extraites du rapport CERN 65-1



- Q1 QUADRUPOLE LENS
- Q2 HORIZONTAL DEFLECTOR
- Q3 VERTICAL DEFLECTOR
- Q4 TELEVISION DEFLECTOR
- Q5 BEAM CURRENT TRANSF
- Q6 VACUUM PUMP
- Q7 BEAM STOPPER

FIG. 1

EXTERNAL PROTON BEAM SERPUKHOV  
 LAYOUT INTERNAL TARGET  
 Scale 1/200 9.5.68

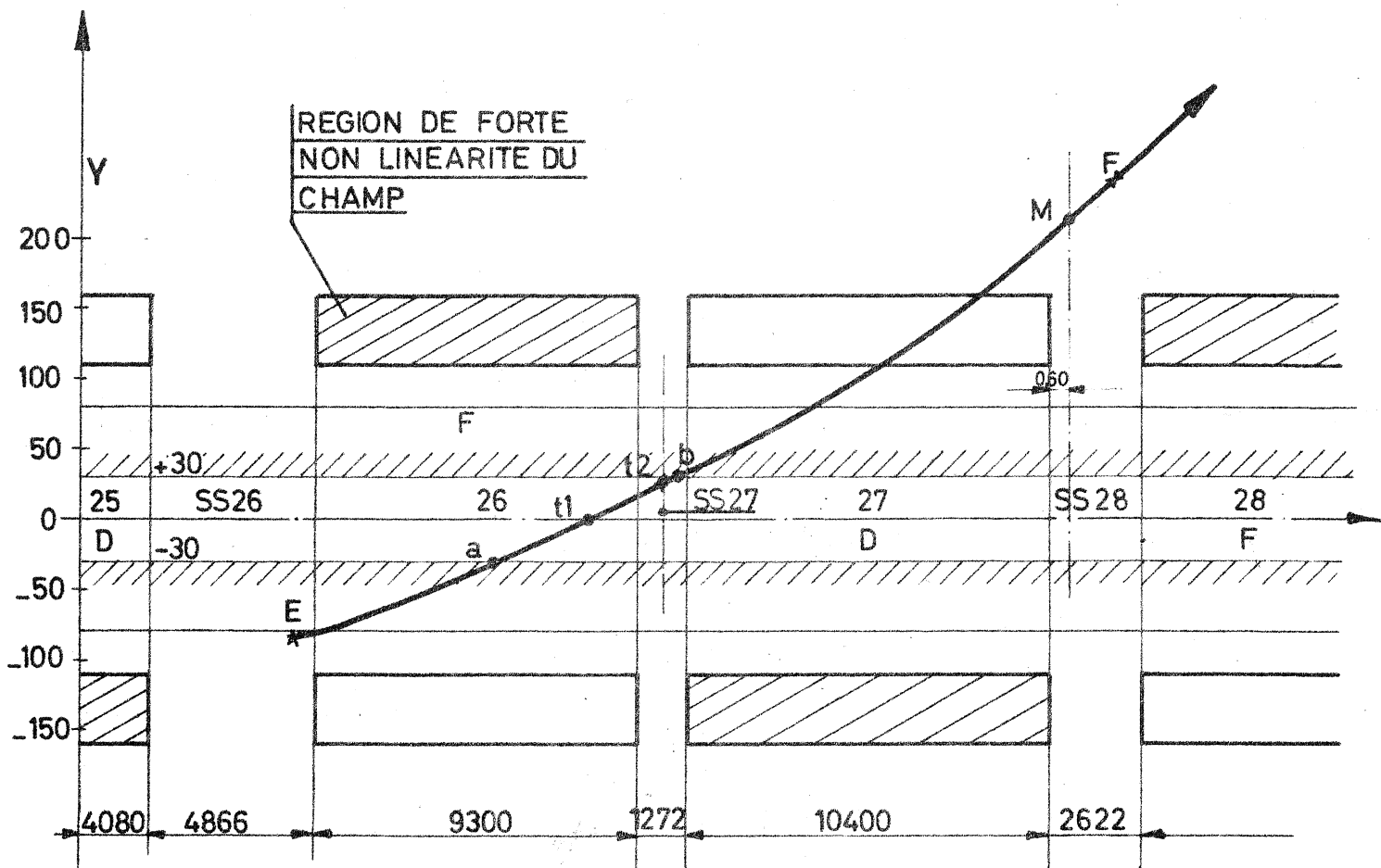


FIG 2a

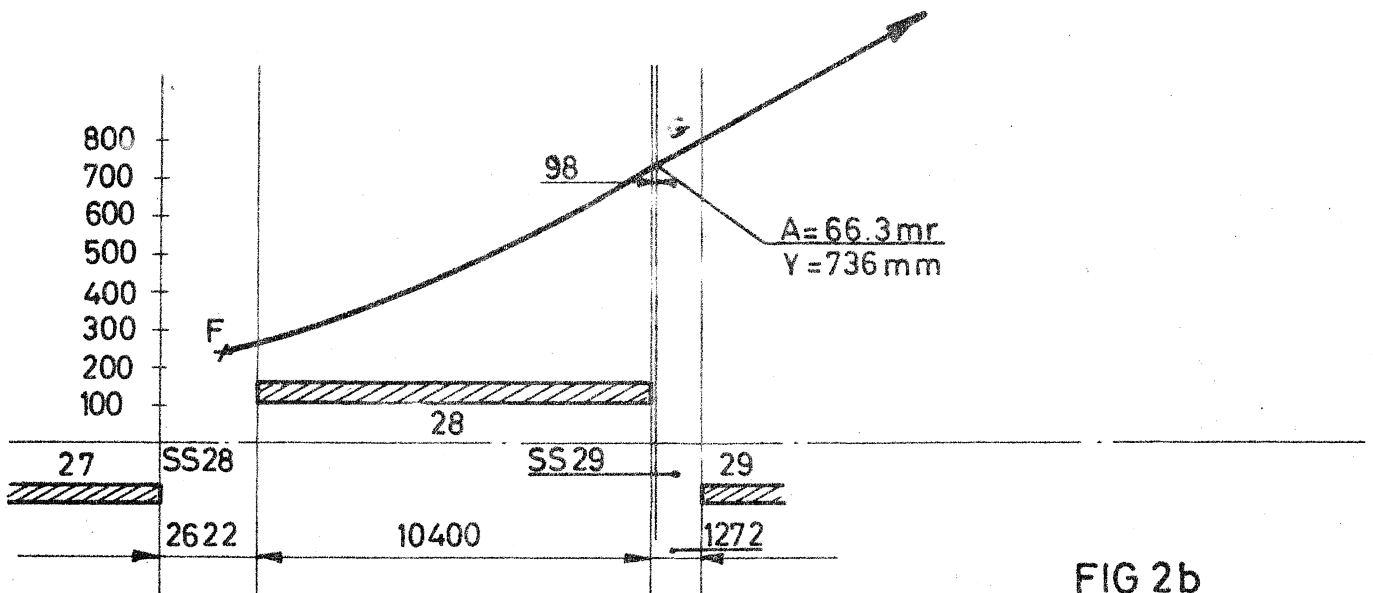


FIG 2b

FIG.2 POSITIONS POSSIBLES POUR LA CIBLE INTERNE ET AXE OPTIQUE DU TRANSPORT DE FAISCEAU

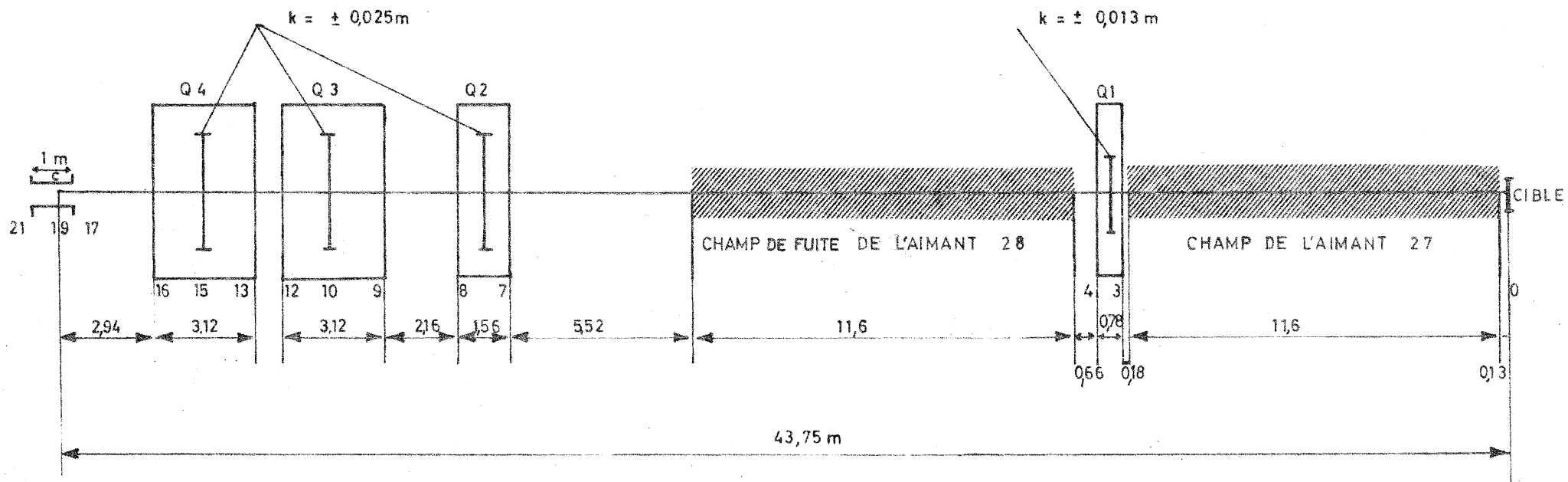


FIG. 3 DIAPHRAGMES DE LA LIGNE OPTIQUE S



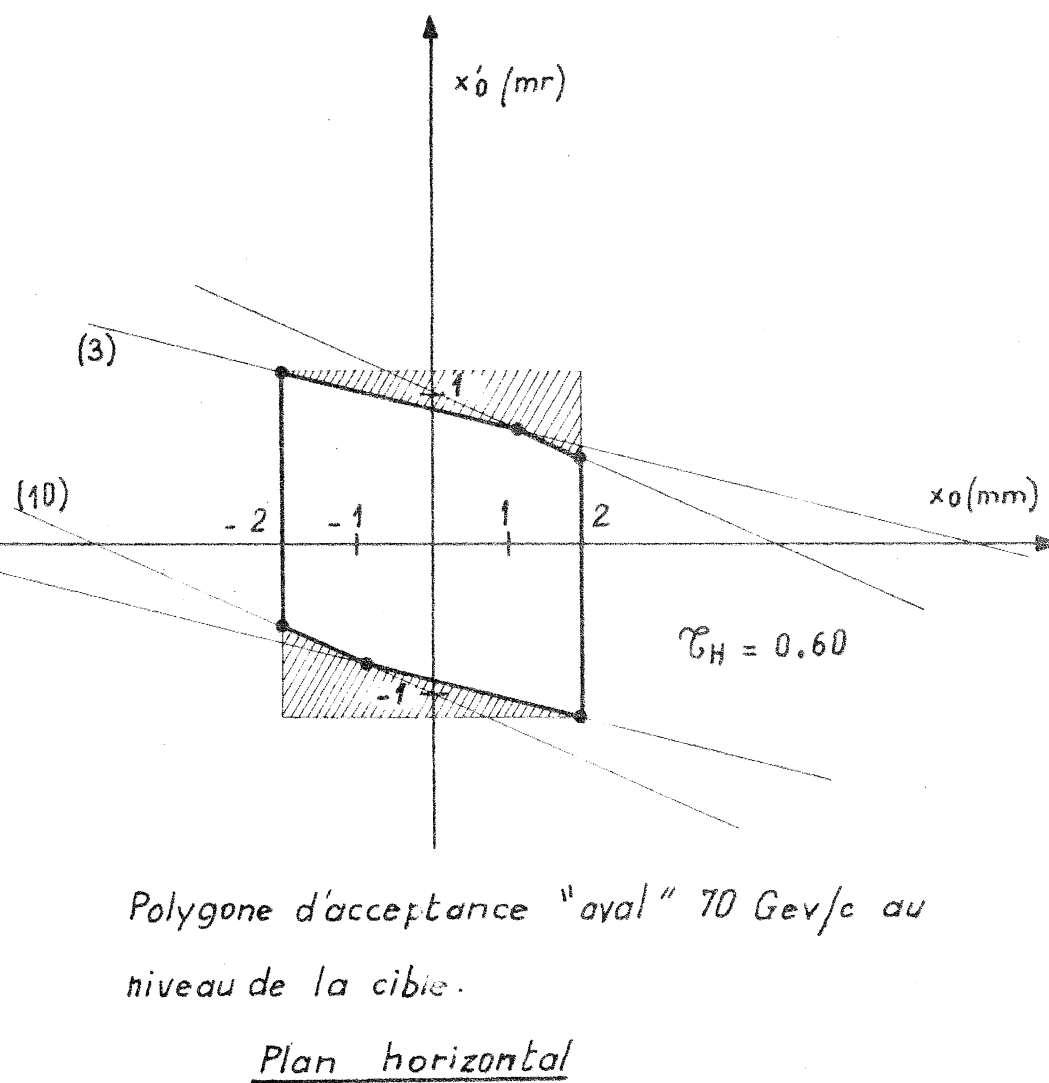
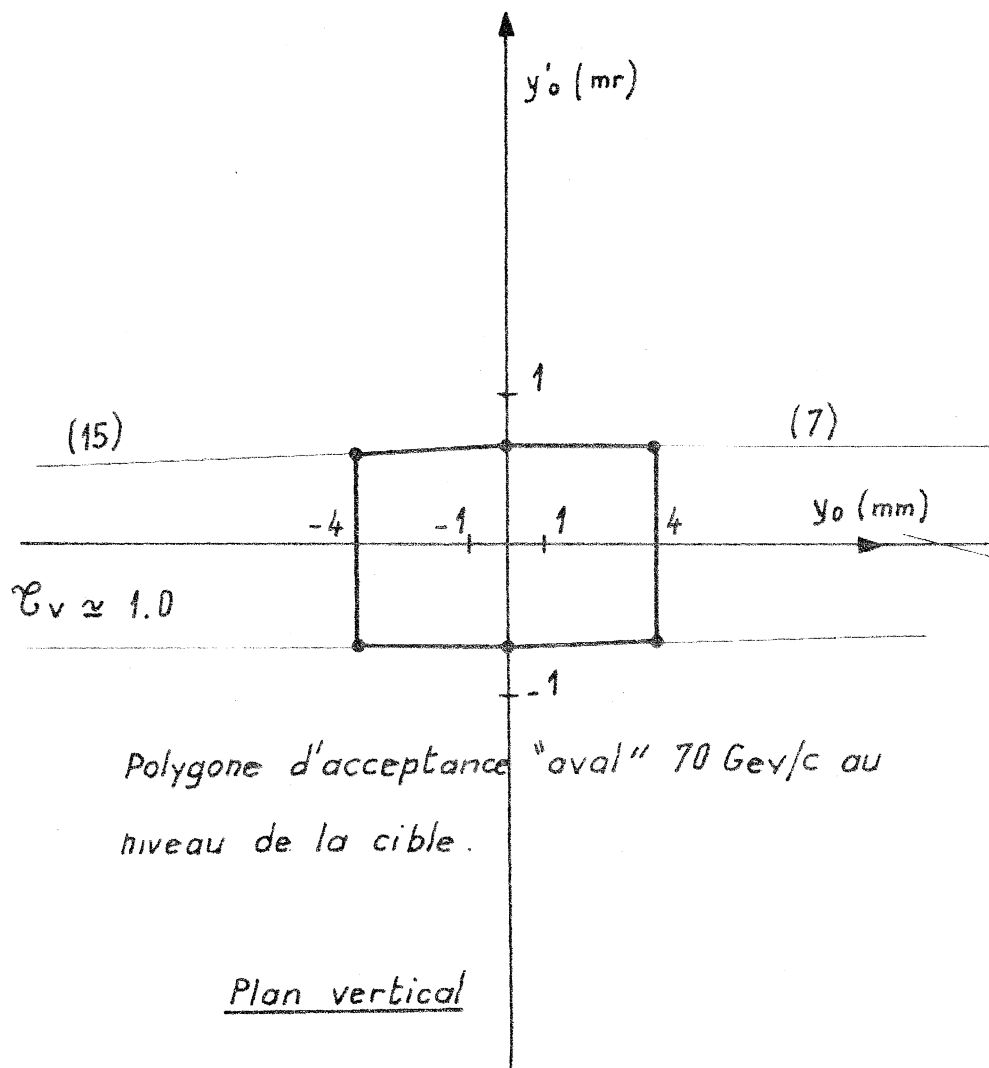
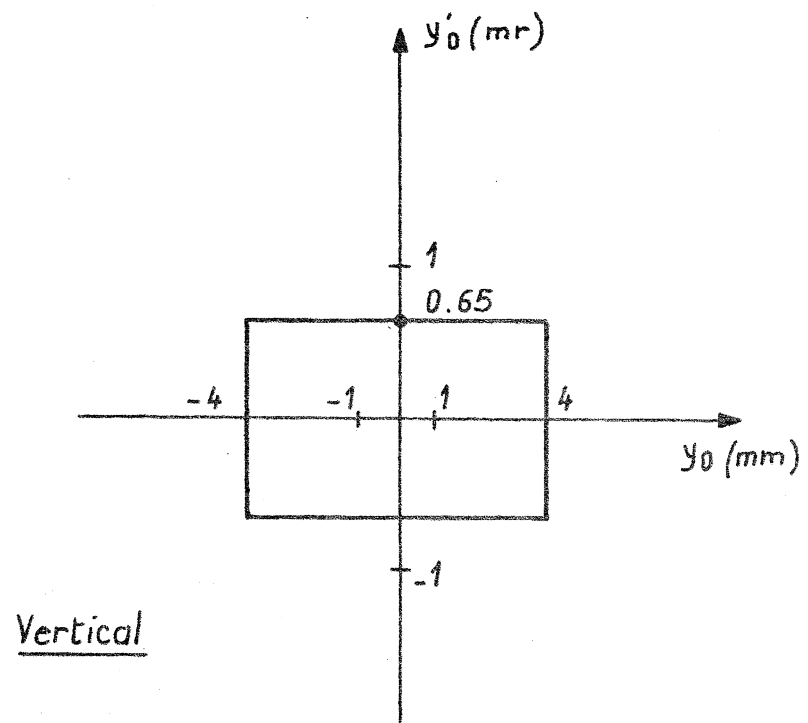
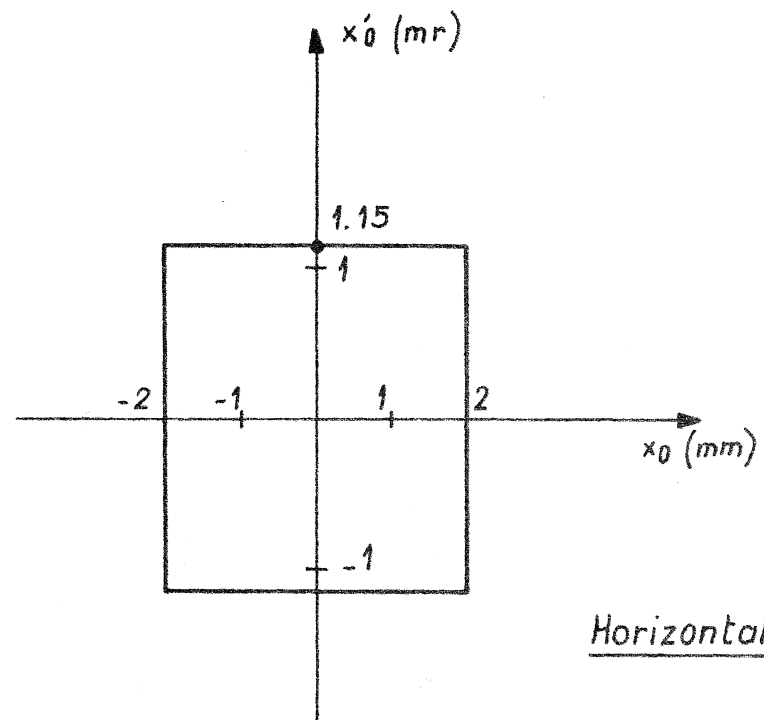


Fig. 4



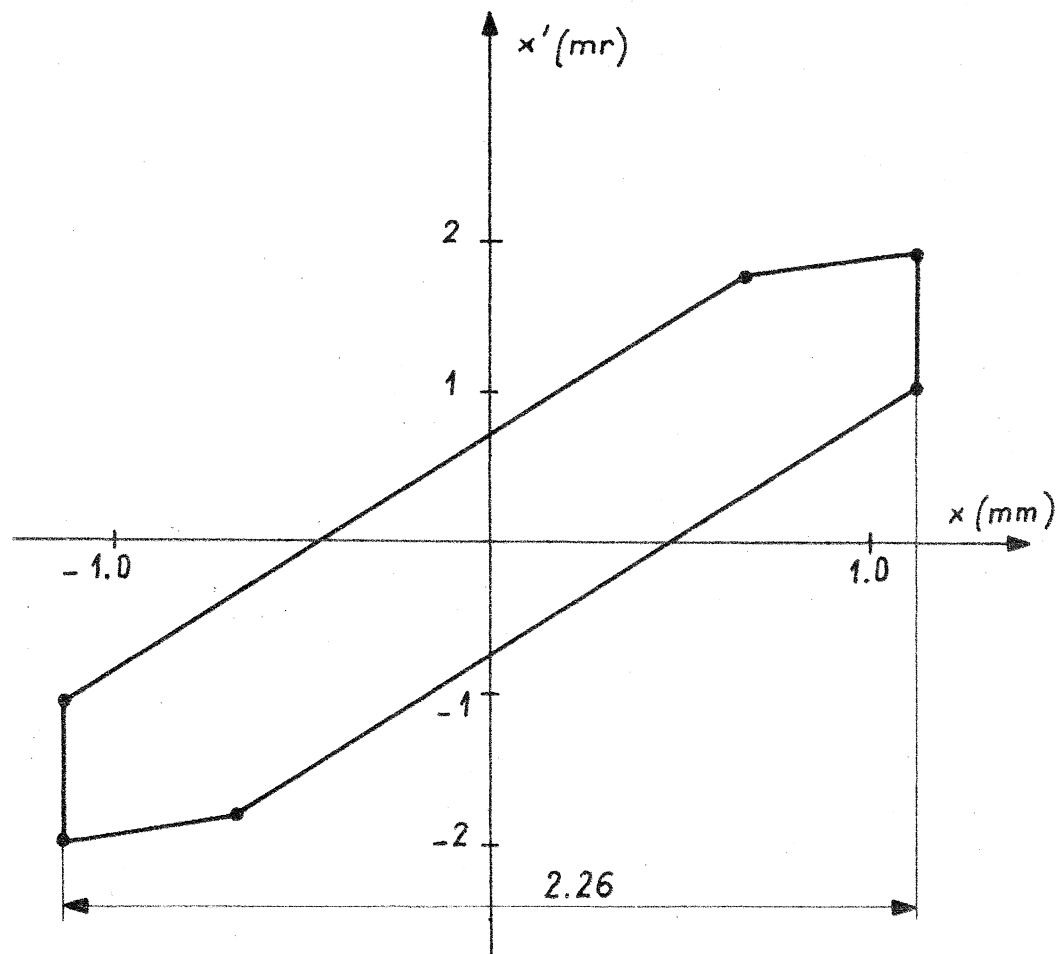
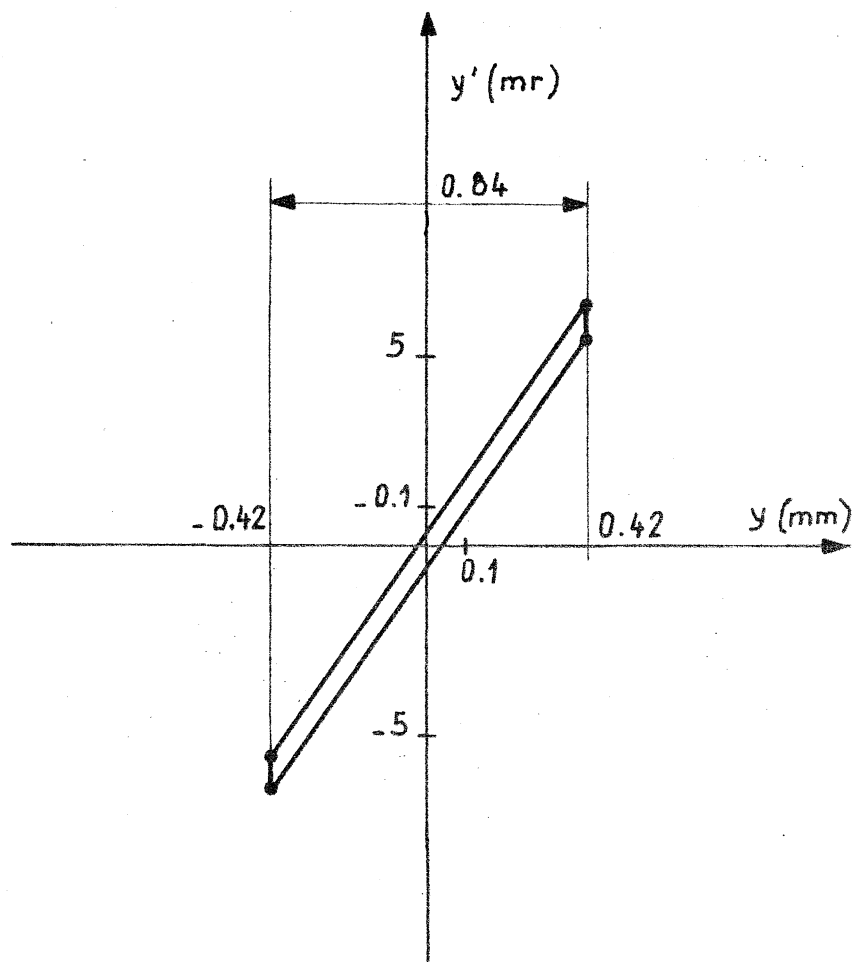
Vertical



Horizontal

Polygones d'acceptance "amont" 70 Gev/c  
au niveau de la cible

Fig. 5



Polygones d'acceptance "aval" 70 Gev/c au niveau de C

Plan vertical

Fig. 6

Plan horizontal

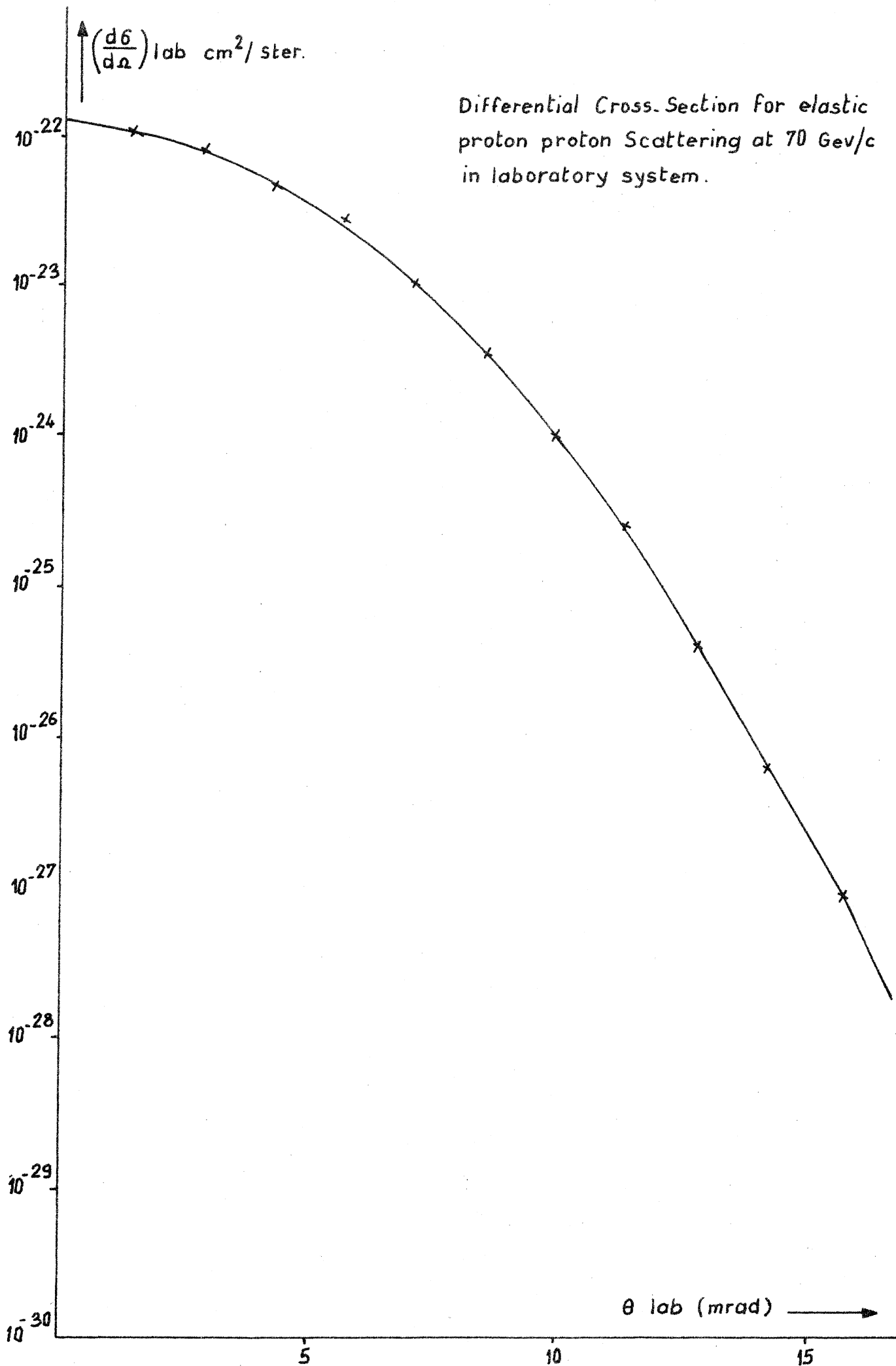
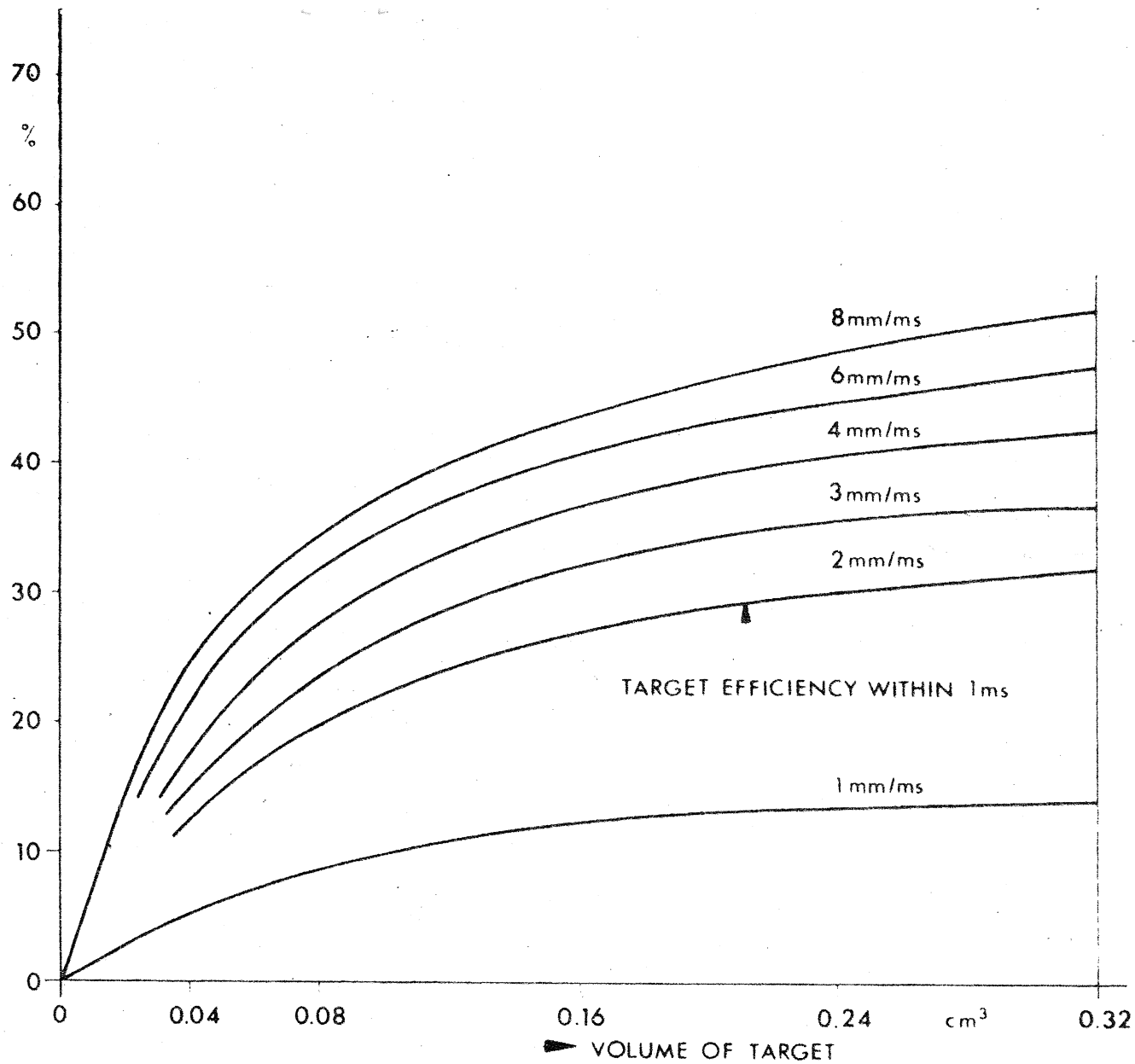


FIG. 7

ER 14.5.68



Be - TARGET E = 20 GeV SUPPORT: 2 x 2 mm Al

FIG.8

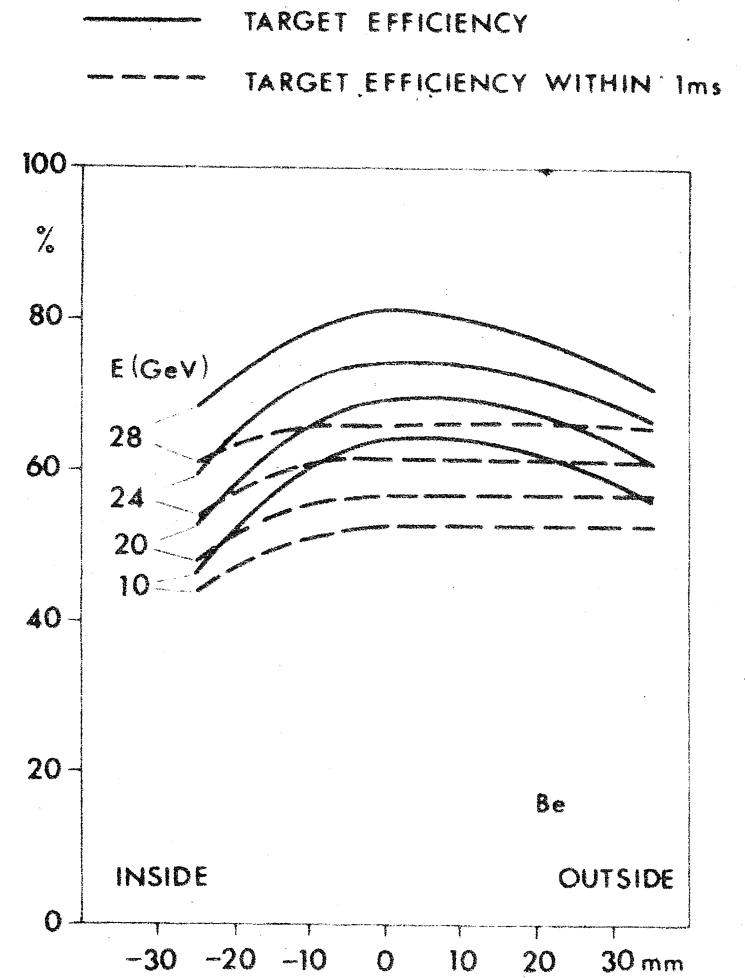


FIG.9

TARGETS: 3 x 2 x 38 mm  
 SUPPORTS: 2 x 2 mm Al  
 BEAM STEERING TO OUTSIDE WITH 8 mm/ms

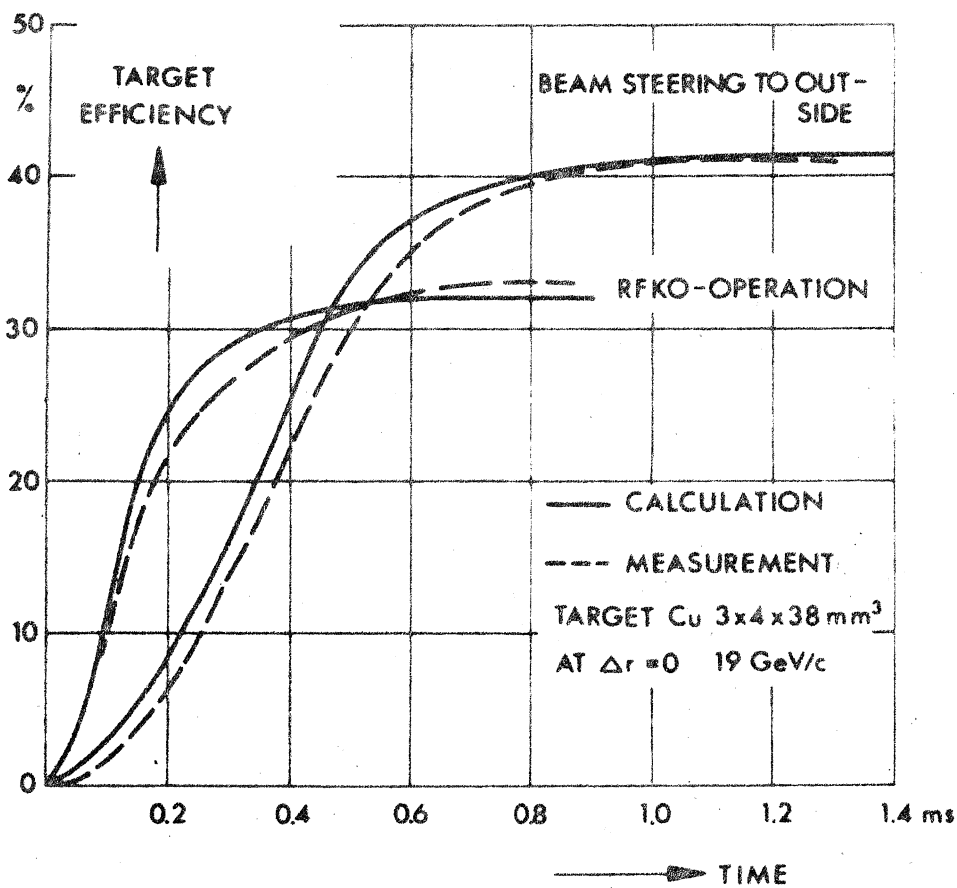


FIG 10

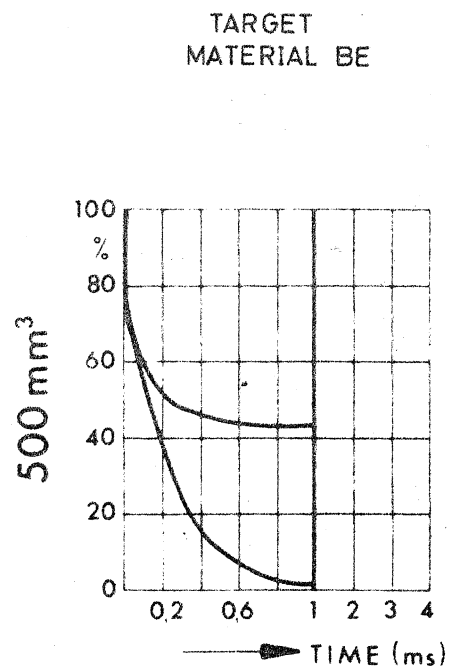


FIG 11

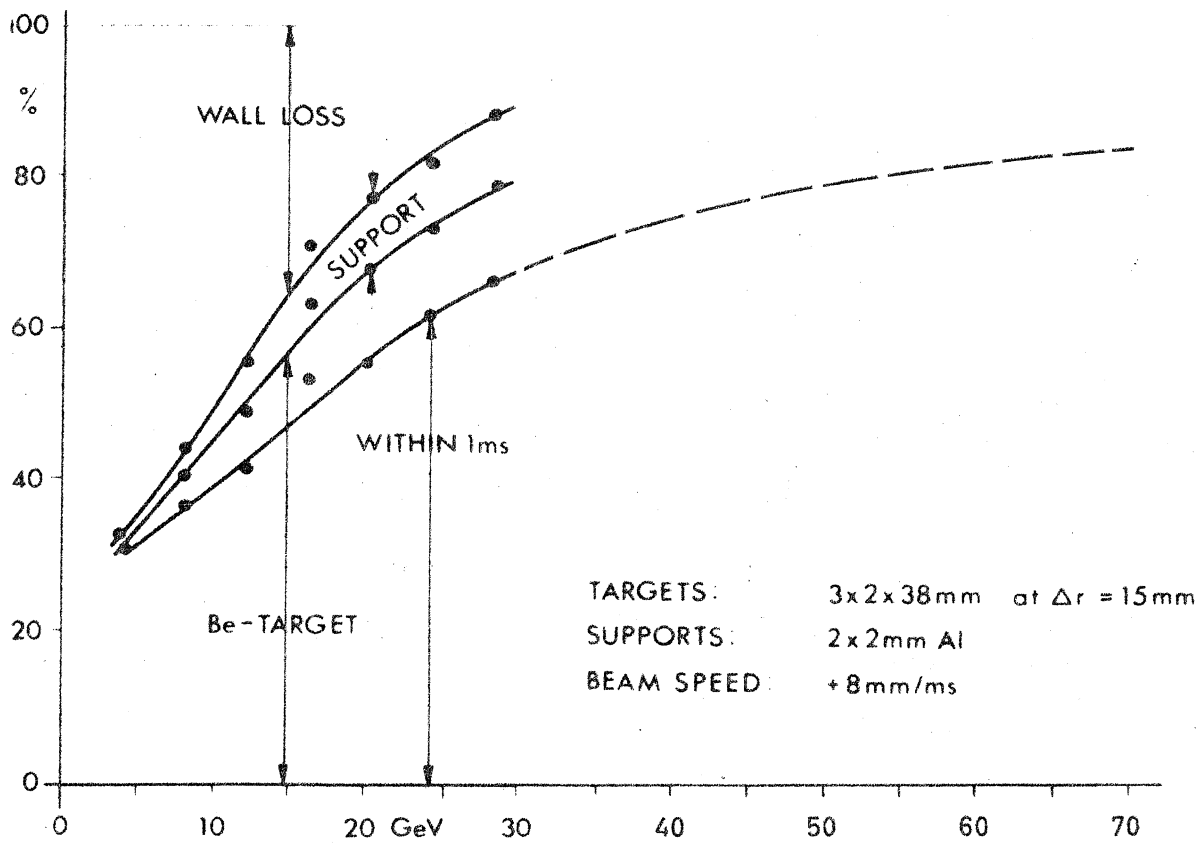


FIG 12