

ETUDES PRELIMINAIRES DU FAISCEAU EJECTE LENT

par

G. Auberson et K.H. Reich

- I. Introduction.
- II. Paramètres initiaux.
- III. Calcul des trajectoires et de l'optique des faisceaux correspondants.
  - 1) Méthode utilisée.
  - 2) Résultats. Propriétés des trajectoires sélectionnées.
  - 3) Distorsions.
  - 4) Correction des distorsions.
- IV. Le faisceau hors du champ magnétique de la machine.
  - 1) Transport.
  - 2) Cibles et blindage.
- V. Conclusions.
- VI. Références.

Distribution : (ouverte)

Personnel scientifique de la Division MPS  
Beam Study Group

## I. Introduction

Actuellement, des faisceaux éjectés "lents" sont en service au Cosmotron <sup>1) 2)</sup> et au Synchrotron de Birmingham <sup>3)</sup>, tandis que leur réalisation se trouve à un stade avancé au Bevatron <sup>4)</sup>, à Saturne <sup>5)</sup>, à l'AGS <sup>6)</sup> et au CEA <sup>7) 8)</sup>. De plus, des études poussées sont en cours au Synchrotron de 12,5 GeV d'Argonne (ZGS) <sup>9) 10)</sup>, à Nimrod <sup>11)</sup> et à DESY <sup>12)</sup>.

L'éjection proprement dite a été basée sur différents principes. La méthode Piccioni-Wright (déplacement de l'orbite par perte d'énergie dans une cible auxiliaire) est (ou sera) appliquée au Cosmotron <sup>1)</sup>, au Bevatron <sup>13)</sup>, à Saturne <sup>5)</sup>, à Nimrod <sup>14)</sup> et à l'AGS <sup>6)</sup>. La diffusion coulombienne est utilisée à Birmingham <sup>15)</sup> et a été proposée pour le CPS <sup>16)</sup>. Enfin une extraction résonnante fondée sur les idées de Tuck et Teng <sup>17)</sup> est prévue au CEA <sup>7)</sup>, à DESY <sup>12)</sup>, au Synchrophasotron de 7 GeV <sup>12)</sup> et au CPS <sup>19)</sup>.

De bonnes propriétés optiques du faisceau éjecté sont toujours souhaitables. Elles deviennent particulièrement intéressantes et désirables pour un faisceau éjecté par un processus de résonance à partir d'un synchrotron à focalisation forte, puisque dans ce cas l'émittance effective est relativement faible <sup>19)</sup>. Dans ces conditions, on peut en principe obtenir qu'une cible externe constitue une source concentrée et intense (même pour des énergies élevées), exigence à laquelle il est nécessaire de satisfaire s'il s'agit d'obtenir des faisceaux séparés\*.

La condition à remplir est évidemment de préserver, pendant son parcours jusqu'à la cible, les qualités optiques du faisceau éjecté, qualités inhérentes à la méthode même d'extraction.

---

\* Bien qu'un faisceau éjecté lent soit en premier lieu destiné à des expériences électroniques effectuées avec des faisceaux non séparés, il n'est pas exclu de produire des faisceaux pour chambre à bulles (d'une durée inférieure à la milliseconde) si l'on utilise l'extraction résonnante. Dans ce cas, il serait toujours nécessaire d'introduire des séparateurs. Cependant, même dans le cadre d'expériences électroniques (ou utilisant des chambres à étincelles), on pourrait être amené dans un avenir pas trop lointain à utiliser des séparateurs.

Ce parcours se compose de deux parties : le passage à travers le champ de fuite de la machine et le passage à travers un canal de guidage approprié (transport de faisceau). Alors que les principes gouvernant la mise en place d'un système de transport sont maintenant assez bien compris <sup>20)</sup>, le passage à travers le champ de fuite constitue un cas spécial nécessitant une étude particulière.

Les buts poursuivis dans le présent travail sont les suivants :

- a) déterminer une trajectoire qui conserve au mieux les qualités optiques du faisceau émergeant de l'aimant d'éjection,
- b) trouver un parcours qui permette des essais du système proposé,
- c) fixer quelques paramètres d'un système amélioré pour la zone expérimentale Est,
- d) obtenir quelques résultats préliminaires concernant le transport du faisceau de protons, la cible extérieure et son blindage.

## II. Paramètres initiaux

La plupart des calculs ont été effectués dans l'hypothèse d'un aimant à "septum" placé dans la position prévue pour la zone Sud (Fig. 1).

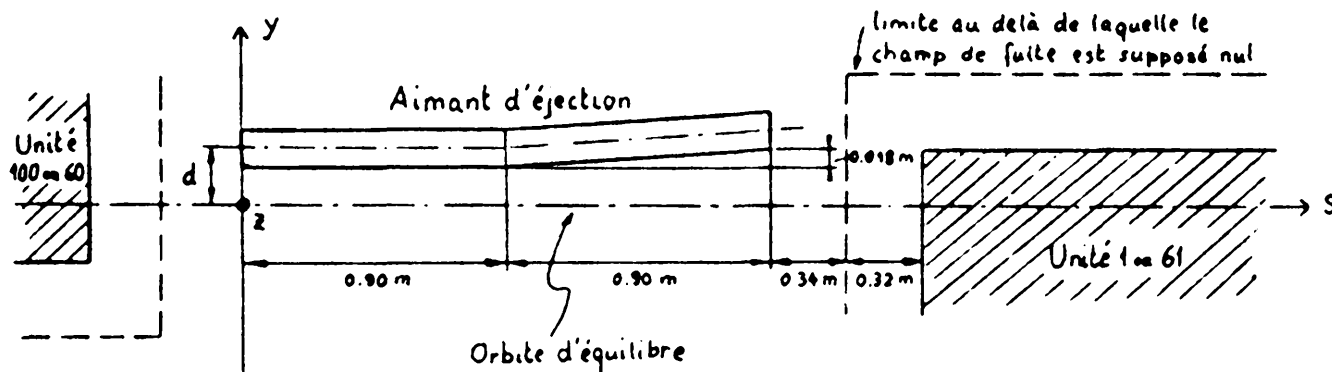


Fig 1

Les seuls paramètres à fixer pour une énergie de machine donnée (c'est-à-dire pour une impulsion  $p$  des protons éjectés) sont alors le champ magnétique  $B$  dans l'aimant d'éjection et la distance  $d$  entre l'orbite d'équilibre et le centre de l'ouverture de l'aimant à l'entrée.

D'une part ces deux paramètres sont entièrement déterminés par un choix "a priori" de la position et de la direction du faisceau éjecté à la sortie du champ de fuite de la machine, d'autre part ils sont soumis aux limitations suivantes :

- le champ  $B$  ne peut dépasser la valeur maximum admissible dans l'aimant d'éjection (10.000 G semble être la dernière limite de cette valeur pour l'aimant à septum actuel). Nous avons admis pour valeur nominale  $B_{\text{nom}} = 6.000 \text{ G}$ .
- la distance  $d$  ne doit pas être trop éloignée de la valeur fournissant le rendement optimum du système d'éjection considéré :  
 $d \approx 2 \text{ cm}$  pour le système basé sur la diffusion coulombienne (Voir 16), Fig.1)  
 $d \approx 6,8 \text{ cm}$  pour le système à extraction résonnante (Voir 19), Fig. VI et VII).

A  $B_{\text{nom}}$ , la déflexion et le déplacement latéral dus à l'aimant d'éjection sont respectivement :

$$\alpha [\text{mrad}] = \frac{328}{p [\text{GeV}/c]} \quad \Delta [\text{cm}] = \frac{29,8}{p [\text{GeV}/c]}$$

A l'entrée de cet aimant, les trajectoires sont définies par :

$$y_0 = d$$
$$y'_0 = \begin{cases} 0 & \text{pour le système utilisant la diffusion coulombienne.} \\ f(d) & \text{donnée par 19), fig. VI pour le système à extraction} \\ & \text{résonnante,} \end{cases}$$

où  $y = r - r_0$  et  $y' = \frac{dy}{ds}$  sont comme toujours rapportés à l'orbite d'équilibre.

### III. Calcul des trajectoires et de l'optique des faisceaux correspondants

---

#### 1) Méthode utilisée

Une fois connues les conditions initiales ( $y_0, y'_0$ ) à l'entrée de l'aimant d'éjection, il est facile d'en déduire les éléments de la trajectoire correspondante à l'entrée du champ de l'unité 1. Le calcul se poursuit à l'aide de la calculatrice Mercury et du programme 193 P 5 qui fournit (CPS User's Handbook, J 2) :

- a) la trajectoire point par point dans le plan médian jusqu'à la sortie définitive du champ,
- b) un certain nombre de matrices de transfert exhibant les propriétés optiques d'un faisceau étroit entourant la trajectoire précédemment calculée.

Remarquons que la table de champ dont se sert le programme 193 P 5 :

- a été établie d'après des mesures effectuées en l'absence des enroulements de correction,
- ne tient pas compte des variations relatives du champ magnétique dues à la saturation du circuit magnétique (en effet, la carte de champ, mesurée pour un champ moyen de la machine  $\bar{B}_0 = 1,186 \text{ Wb/m}^2$ , est simplement multipliée globalement par  $\bar{B}/\bar{B}_0$  lorsqu'on travaille avec un champ moyen  $\bar{B}$ ).

Ajoutons néanmoins que l'effet des enroulements de correction ne se fait sentir qu'à partir d'une impulsion de 19 GeV/c.

A l'aide de a), on peut tracer la trajectoire dans le champ de fuite et calculer l'équation de sa partie rectiligne hors de la machine.

A l'aide des matrices b), il est possible de déterminer pour chaque trajectoire l'évolution d'un faisceau à travers le champ de fuite, en utilisant les deux représentations en phase classiques correspondant au plan médian et au plan vertical. Cette méthode d'investigation implique évidemment que les composantes n-polaires d'ordre supérieur à 4 ne sont pas trop fortes et que le faisceau est suffisamment étroit pour que les termes non linéaires contenus dans les équations de mouvement soient négligeables.

Nous avons constaté que ces dernières hypothèses n'étaient pas toujours satisfaites ce qui nous a amené parfois :

- A) à recalculer différemment des propriétés optiques (voir III.3)
- B) à prévoir une compensation de l'effet des composantes non quadrupolaires lorsque ces dernières affectent par trop les qualités optiques du faisceau (voir III.4).

Notons enfin que dans tous les calculs, on a pris pour configuration en phase du faisceau à l'entrée de l'aimant d'éjection celle qui est fournie par le système à extraction résonnante. Plus précisément :

- dans le plan médian ( $\bar{H}$ ), la configuration est celle représentée dans 19), fig. VI. Etant donné la faible extension angulaire du domaine considéré ( $\Delta y'_0 \approx \pm 0,02$  mrad) et la faible courbure de ses séparatrices, ce domaine a en général été remplacé par un segment de droite ayant pour projection sur l'axe  $y_0$  :  $2|\Delta y_0| = 2,6$  cm  $\cong$  ouverture utile de l'aimant à septum. La courbure des séparatrices et la dilatation du domaine produite par les harmoniques du courant dans l'aimant d'éjection ont néanmoins été prises en considération (sous IV) dans le cas le plus intéressant.
- dans le plan vertical ( $\bar{V}$ ), on a admis que le processus d'éjection ne modifiait pas essentiellement la configuration en phase du faisceau non perturbé. Il s'agit donc d'une surface elliptique qui a été déterminée sur la base du diamètre moyen mesuré (CPS User's Handbook, D 1).

## 2) Résultats. Propriétés des trajectoires sélectionnées

Parmi les trajectoires successivement calculées, tracées et étudiées du point de vue optique, les suivantes nous ont donné des renseignements utiles et nous ont permis de tirer quelques conclusions :

Table 1

Quelques trajectoires sélectionnées

No.	$y_0 \equiv d$ [cm]	$y'_0$ [mrad]	$\beta$ [G]	$p$ [GeV/c]	$\alpha$ [mrad]	Observations
①	6,8	0,22	} $B_{nom} =$ 6000	12	27,3	} Premiers essais
②	6,8	0,22		27	12,1	
③	2	0		12	27,3	
④	2	0		27	12,1	
⑤	3,07	- 0,005		16,9	19,4	→ $c_3$
⑥	6,47	0,02		19	17,3	→ $c_3$ après déflexion supplémentaire à la sortie de l'unité 3
⑦	3,07	} - 0,005	} 12 000	20	16,4	} Variation de $p$ ou $B$ en conservant les paramètres initiaux de ⑤
⑧	3,07			24	13,7	
⑨	3,07			27	12,1	
⑩	3,07			27	24,3	
⑪	3,07			15 000	27	

Table 2

Trajectoires point par point ①, ⑤ et ⑥ dans l'unité 1.

azimuth $\varphi$ [mrad]	Traj. ①		Traj. ⑤		Traj. ⑥		
	$\Delta y$ [cm]	$\Delta y'$ [mrad]	$\Delta y$	$\Delta y'$	$\Delta y$	$\Delta y'$	
1ère demi-unité	0	10,90	27,50	5,52	19,58	8,63	17,45
	6	12,05	27,21	6,34	19,36	9,36	17,14
	12	13,16	25,20	7,12	17,88	10,04	15,00
	18	14,18	23,47	7,84	16,04	10,62	12,61
	24,11	15,14	22,36	8,47	14,05	11,10	10,17
	30,11	16,07	21,95	9,02	11,93	11,48	7,73
	35,02	16,83	22,13	9,40	10,11	11,71	5,74
2e demi-unité	6	17,84	25,96	9,87	12,40	12,01	8,54
	12	19,02	29,95	10,44	14,81	12,43	11,42
	18	20,37	34,11	11,12	17,36	12,97	14,40
	24	21,90	38,45	11,91	20,09	13,64	17,51
	30	23,62	43,04	12,82	23,12	14,45	20,88
	35	25,17	44,04	13,65	23,72	15,21	21,54

Distance de la ligne d'entre-fer minimum à l'orbite d'équilibre : 124 mm.

Distance de la ligne de champ maximum (gradient = 0) à l'orbite d'équilibre : 108 mm.



- a) Les trajectoires ① à ④, calculées pour des impulsions couvrant une bande assez étendue (de 12 GeV/c à 27 GeV/c) fournissent une première indication sur les effets focalisants ou défocalisants des différents secteurs de champ traversés :

La trajectoire ① par exemple ne peut constituer l'axe d'un faisceau satisfaisant, car elle traverse (sous un angle assez faible) la ligne où la distance entre-fer est minimum dans la première demi-unité 1 (voir table 2).

Il en résulterait une défocalisation excessive dans le plan médian

( $\Delta y_0 = \pm 1,3$  cm entraînerait  $\Delta y \cong \pm 6$  cm à la sortie du champ de l'unité 2) et des effets non linéaires beaucoup plus importants.

Ces effets sont réduits pour les trajectoires ②, ③ et ④ qui ne quittent pas la région horizontalement focalisante avant la fin de la première demi-unité 1.

Avec ② par exemple :

$\Delta y_0 = \pm 1,3$  cm  $\rightarrow$   $\Delta y = \pm 2,7$  cm à la sortie du champ de l'unité 2.

Les trajectoires ② et ④ qui correspondent à l'énergie maximum ont le défaut de rester trop longtemps à proximité de la machine (elles ne quittent le champ de fuite qu'à la fin de l'unité 3).

- b) Ces premiers résultats nous ont montré que les conditions optiques doivent être optimum pour des trajectoires sortant du champ au voisinage du faisceau  $c_3$ , et nous ont suggéré de déterminer les conditions initiales d'une trajectoire ⑤ coïncidant avec l'axe de  $c_3$  hors du champ de la machine. L'évolution du faisceau correspondant a d'abord été étudiée en utilisant l'approximation linéaire. Les résultats sont représentés dans les plans de phase à la fig. 2.

Nous voyons que, sous réserve d'effets non linéaires, l'action du champ de fuite sur la première partie de ce faisceau est satisfaisante : faible élargissement dans le plan médian et focalisation dans le plan vertical. Cependant, la distance  $y_0$  n'est que 3,07 cm.

Un faisceau axé sur la trajectoire ⑤ -  $c_3$  présenterait donc les avantages suivants :

- bonne optique

- possibilité pour le système d'éjection basé sur la diffusion coulombienne de travailler avec l'aimant dans la même position ( $d = 3,07$  cm étant suffisamment faible)
- possibilité d'utiliser le canal de guidage du faisceau  $c_3$  pour les premiers tests du système d'éjection.

Les inconvénients seraient :

- la nécessité d'éloigner périodiquement l'aimant de l'orbite d'équilibre, pendant la phase accélératrice de chaque cycle de la machine
  - le rendement moindre du système à extraction résonnante travaillant avec l'aimant à une distance  $d$  aussi faible.
- c) Pour essayer de supprimer ce dernier défaut, nous avons calculé une trajectoire ⑥ partant à une distance suffisante de l'orbite d'équilibre ( $y_0 = 6,47$  cm), et ramenée en coïncidence avec  $c_3$  par le truchement d'un aimant placé à la sortie de l'unité 3. La déflexion produite par cet aimant devrait être de  $1,00$  mrad vers l'extérieur. Malheureusement, la défocalisation (fig. 3) et les distortions dues aux effets non linéaires (voir ci-dessous III.3) ont été trouvées beaucoup plus grandes que pour la trajectoire ⑤. Cela s'explique par le fait que ⑥ passe très près de la ligne d'entre-fer minimum dans la première demi-unité 1.
- d) Retenant provisoirement les conditions initiales de ⑤, nous les avons utilisées pour calculer les trajectoires ⑦ à ⑪. Dans ⑦ à ⑨, le champ magnétique de l'aimant d'éjection a été pris constant  $B = B_{\text{nom}} = 6000$  G et l'impulsion  $p$  variée entre  $20$  GeV/c et  $27$  GeV/c; dans ⑩ et ⑪, on a choisi la valeur maximum de l'impulsion ( $27$  GeV/c) et augmenté le champ magnétique jusqu'à  $15\ 000$  G.

Les fig. 4 et 5 montrent le comportement des faisceaux correspondants, dans l'espace de phase relatif au plan médian, toujours dans l'approximation linéaire.

Les points a, b et c de la fig. 5 sont obtenus à partir de ⑧, ⑦ et ⑤ (fig. 4) on remarquant que le seul rapport  $B/p$  est déterminant dans notre méthode de calcul (puisque l'utilisation du programme 193 P 5 implique  $p \propto \bar{B}$  dans le champ de la machine).

Nous constatons que les extrémités du segment de droite représentant le faisceau se déplacent sur des droites lorsque  $\frac{B}{p} < \frac{9600 \text{ G}}{27 \text{ GeV}/c}$  et que la focalisation est maximum au point M, pour lequel  $\frac{B}{p} \approx \frac{11000 \text{ G}}{27 \text{ GeV}/c}$ . Au point M correspond d'ailleurs une trajectoire qui traverse la ligne d'entrefer minimum exactement à la sortie de la première demi-unité l. On comprend qu'un faisceau axé sur cette trajectoire profite au maximum des propriétés focalisantes (dans (H)) de cette première demi-unité.

Comme d'une part la défocalisation augmente à nouveau lorsque  $\frac{B}{p} > \frac{10000 \text{ G}}{27 \text{ GeV}/c}$ , comme d'autre part la région voisine du point M dans la fig. 5 doit être prohibée en raison des fortes distorsions dues à la proximité de l'entrefer minimum, on voit que le rapport  $\frac{B}{p}$  doit être inférieur à  $\frac{10000 \text{ G}}{27 \text{ GeV}/c}$ .

Si enfin on remarque que la valeur initiale  $d = 3 \text{ cm}$  est le minimum admissible dans le système à extraction résonnante on est amené à cette conclusion qu'il est sans intérêt de prévoir un champ magnétique supérieur à 10 000 G dans l'aimant d'éjection placé dans la section droite No. 1 (61).

### 3) Distorsions

Les résultats représentés par les fig. 2 et 3 résument l'étude d'une optique linéarisée, étude effectuée à partir des matrices de transfert fournies par la calculatrice. Nous avons cherché à évaluer les distorsions dues aux composantes n-polaires d'ordre supérieur à 4 dans les deux cas les plus intéressants (faisceaux (5) et (6)) :

α) Dans le plan (H), nous avons pour cela substitué à l'utilisation des matrices de transfert le calcul individuel des trajectoires entourant la trajectoire axiale.

β) Dans le plan (V), cette méthode n'est pas applicable, car le programme 193 P 5 est incapable de calculer des trajectoires sortant du plan médian. Nous avons alors superposé les différentes configurations en phase résultant des matrices de transfert relatives au plan (V), ces matrices de transfert correspondant chacune à une trajectoire calculée sous α). On obtient ainsi une assez bonne approximation de l'extension de la configuration en phase dans le plan (V).

Les résultats sont représentés par les fig. 6 et 7.

La configuration en phase dans le plan (V) pour le faisceau (5) n'est pas représentée car la distorsion a été trouvée négligeable. Pour (5) toujours, cette distorsion est assez faible dans le plan (H) également. Pour (6) en revanche, elle est importante dans les deux plans, et peut être caractérisée à la sortie du champ de fuite par :

a) un déplacement latéral et angulaire  $\begin{pmatrix} \Delta y \\ \Delta y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,8 \text{ cm} \\ 0,9 \text{ mrad} \end{pmatrix}$  du centre du faisceau dans (H).

b) un étalement de la surface de phase, qui s'accroît par un facteur de 1,7 dans (V).

En conclusion, une compensation de la non-linéarité du gradient du champ de fuite par des lentilles sextupolaires ou par d'autres moyens ne semble pas indispensable dans le cas du faisceau (5).

Pour le faisceau (6) cependant, il faudra d'une part tenir compte du déplacement du centre du faisceau dans (H), d'autre part prévoir une correction des distorsions réduisant l'émittance dans (V) à la sortie du champ. Cette correction est une nécessité si l'on veut avoir des images suffisamment fines dans le plan vertical, ce qui, dans la plupart des cas, est intéressant au premier chef.

#### 4) Correction des distorsions

A priori, les différentes méthodes suivantes semblent pouvoir être utilisées, dans l'ordre croissant de complexité technique :

- A. Introduction des lentilles correctrices sextu- ou octupolaires dans le faisceau (6) avant ou après la sortie du champ magnétique de la machine
- B. Modification du profil polaire de l'aimant d'éjection
- C. Modification du profil ou des enroulements polaires dans un certain secteur de l'aimant de la machine ("shimming").

Nous n'avons étudié que les deux premières possibilités, l'intervention de la méthode C nous semblant ne se justifier qu'après avoir constaté et prouvé l'inefficacité de A et B.

La conclusion essentielle est qu'il ne semble pas possible de compenser les distorsions dans (V) par la méthode A. En effet, en essayant de réaliser une compensation satisfaisante des composantes non linéaires du second ordre (qui sont les plus importantes) au moyen de lentilles sextupolaires insérées dans les sections droites 2 ou 3 (ou même 1, à la sortie de l'aimant d'éjection) on trouve des longueurs tout à fait prohibitives pour ces lentilles (env. 8 m dans la section droite 2 par exemple !).

La méthode B permet au contraire d'agir sur le faisceau assez tôt et assez longtemps (puisqu'on dispose d'une longueur magnétique d'env. 1,8 m).

Il n'est pas possible cependant d'obtenir une composante sextupolaire correctrice suffisamment efficace dans le plan (V) par une modification adéquate du profil polaire puisque le champ principal est vertical.

Une autre solution se présente néanmoins, qui consiste à prévoir un aimant d'éjection non seulement défecteur mais encore focalisant dans le plan (H). Les distorsions dans (V) proviennent en effet essentiellement de la trop grande largeur du faisceau à l'intérieur de toute l'unité 1 : ce faisceau occupe ainsi un domaine latéral à l'intérieur duquel le gradient du champ de la machine peut varier assez fortement. En faisant converger horizontalement le faisceau sur un point judicieusement choisi à l'intérieur de l'unité 1, on peut prévoir que les distorsions produites avant et après le point de focalisation se compenseront (tout au moins partiellement).

Nous avons donc calculé la composante quadropolaire de l'aimant d'éjection (et le profil théorique correspondant) produisant dans (H) une focalisation telle que les distorsions soient réduites au minimum à la sortie de l'unité 1. Les résultats suivants ont été obtenus :

$$\begin{aligned} \text{distance focale } F_H &= 2,63 \text{ m} \\ \text{grad} &= 1530 \text{ G/cm} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{distance entre la sortie de l'aimant d'éjection et le point de focali-} \\ \text{sation } Q &= 1,75 \text{ m} \end{aligned}$$

Le profil polaire hyperbolique correspondant est représenté à la fig. 8. On a admis un champ de 6000 G au centre (sur l'axe du faisceau) et un entre-fer de 3,1 cm en cet endroit.

Remarquons que la réalisation d'un aimant de ce type à faible champ de fuite nécessiterait une étude particulière. Cependant, des aimants spéciaux analogues ont déjà été conçus et utilisés pour l'extraction de particules secondaires du CPS <sup>21)</sup>.

Dans ces conditions, on trouve que l'étalement de la surface de phase dans (V) à la sortie de l'unité 1 est insignifiant (fig. 9).

Malheureusement, le faisceau est maintenant divergent et, sans refocalisation, sa largeur à l'entrée du champ de fuite de l'unité 2 serait de l'ordre de 6 cm. Les composantes non linéaires de ce champ de fuite seraient encore suffisantes pour étaler notablement la surface de phase dans (V).

On évite cet effet en focalisant à nouveau le faisceau dans (H) au moyen d'une lentille quadrupolaire placée dans la section droite 2. Par un calcul tout à fait semblable à celui effectué dans l'unité 1, on trouve les caractéristiques optimum de la lentille :

$$\begin{aligned} \text{pour une longueur } \ell &= 0,8 \text{ m} \\ \text{distance focale } f_H &= 1,66 \text{ m} \\ \text{grad} &= 5200 \text{ G/cm} \end{aligned}$$

La distance entre la sortie de la lentille et le point de focalisation dans (H) est  $q = 2,60 \text{ m}$ .

L'ensemble de la double focalisation dans (H) est reproduit schématiquement à la fig. 10.

La configuration en phase résultante à la sortie du champ de l'unité 2 est représentée dans (II) et (V) à la fig. 11.

La distorsion dans le plan (V) a maintenant presque complètement disparu. Celle qui subsiste dans (H) est due principalement à la composante octupolaire du champ de fuite : il en résulte que l'axe du faisceau n'est pas déplacé. On voit de plus que la non linéarité se traduit, toujours dans (H), par une diminution de l'extension spatiale et angulaire du faisceau.

En conclusion, il est vraisemblable que l'utilisation de cette méthode fournirait des résultats satisfaisants du point de vue des qualités optiques du faisceau.

D'un autre côté, elle se heurte manifestement à un certain nombre de difficultés et de complications :

- étude et réalisation d'un aimant d'éjection d'un type spécial,
- nécessité d'introduire un quadrupôle à gradient élevé dans la section droite 2,
- difficultés supplémentaires dans la première partie du système de transport, dues à la forte défocalisation subie dans le plan (V) (la hauteur du faisceau serait d'environ 13 cm à la sortie de l'unité 2 !).

#### IV. Le faisceau hors du champ magnétique de la machine

##### 1) Transport

Une fois le faisceau sorti du champ magnétique de l'accélérateur, il s'agit de le transporter jusqu'à la cible et probablement de le focaliser sur celle-ci. On peut voir que le transport s'effectuera dans les conditions les plus économiques si l'on parvient à construire un faisceau à peu près parallèle dans les deux plans (H) et (V). Pour le faisceau (5), ce problème a fait l'objet d'une étude préliminaire de N.M. King : une lentille de 1250 G/cm x 0,5 m placée à la sortie du champ de l'unité 2 permettrait effectivement d'obtenir un faisceau bi-parallèle, et un doublet de 555 G/cm x 2 m + 1000 G/cm x 2 m pourrait ensuite le concentrer sur la cible, l'image en cet endroit n'excédant pas 2 mm de haut sur 14 mm de large <sup>22)</sup>.

Pour une étude plus détaillée qui est en cours, et dont les résultats pour le plan (H) sont déjà connus, la configuration en phase à l'entrée de l'aimant d'éjection a été établie à partir de l'acceptance effective, c'est-à-dire en tenant compte de la forme particulière de cet aimant (ouverture de 2,9 cm et "coude" en son milieu) et en admettant une fluctuation relative due aux harmoniques du courant égale à  $\pm 1 \%$ .

Si l'on suppose qu'aucune lentille n'est utilisée dans la section droite 2, les configurations en phase correspondantes à la sortie des unités 1 et 2 sont celles représentées à la fig. 12.

Nous avons également considéré l'effet d'une lentille de 0,5 m horizontalement focalisante et centrée au milieu de la section droite 2, en faisant varier sa "force" (fig. 13). Il apparaît qu'un gradient d'environ 1500 G/cm suffirait à rendre le faisceau approximativement parallèle à la sortie de l'unité 2. Les résultats relatifs au plan (V) ne sont pas encore connus.

Des calculs se poursuivent encore, qui ont pour but d'obtenir un faisceau bi-parallèle à la sortie de l'unité 2, ou, si possible, un faisceau convergent simultanément, dans (H) et (V), sur une cible placée à distance adéquate\*.

## 2) Cibles et blindage

Les paramètres définissant la cible à utiliser dépendent évidemment dans une large mesure de l'expérience de physique nucléaire envisagée.

L'élargissement du faisceau dû à la diffusion coulombienne a été calculé antérieurement pour diverses cibles<sup>23)</sup>. On trouve par exemple, pour une cible de Beryllium ou de Cuivre ayant une épaisseur égale au libre parcours moyen d'interaction nucléaire :

$$\begin{array}{rcl} p & = & 16 \quad 28 \quad \text{GeV/c} \\ \Delta d & = & 0,6 \quad 0,34 \text{ mm,} \end{array}$$

p étant l'impulsion du faisceau circulant et  $\Delta d$  son augmentation en diamètre. Il va sans dire que l'"élargissement angulaire" du faisceau provoqué par la diffusion coulombienne doit également intervenir dans toute considération précise. Mais on observe déjà que l'utilisation d'une cible extérieure n'exclut pas a priori l'utilisation efficace d'un séparateur électrostatique.

Bien que quelques idées préliminaires sur ce sujet aient déjà été communiquées<sup>24)</sup>, l'arrangement des appareils nécessaires autour de la cible assurant sa meilleure utilisation reste à étudier.

Il en est de même des problèmes afférents au blindage.

---

\* Nous remercions N.M. King, qui a pris une large part à ces calculs, d'avoir bien voulu nous prêter son concours et de nous avoir autorisé de communiquer ces premiers résultats.



Notons toutefois qu'un certain progrès a été réalisé récemment, et cela dans deux directions :

- les calculs de blindage effectués dans le cadre de l'expérience neutrino ont fourni plusieurs éléments utiles pour le projet de blindage d'une cible extérieure contre les muons,
- l'expérience "blindage" actuellement en cours au CPS doit donner des informations relatives à l'albédo et la distribution latérale (spectre angulaire) qui pourront être appliquées au calcul des parois latérales.

#### V. Conclusions

Il a été montré qu'une trajectoire peut être trouvée ( $\textcircled{5} \rightarrow c_3$ ) qui préserve les bonnes propriétés optiques d'un faisceau obtenu par le système d'extraction résonnante proposé pour le CPS. De plus, il ne semble pas utile de prévoir, pour ce type de faisceau, un champ magnétique supérieur à 10 000 G dans l'aimant d'éjection. A l'aide d'une lentille unique et d'un doublet, le faisceau peut ensuite être transporté et concentré sur une cible de quelques millimètres de hauteur.

En revanche, il est beaucoup plus malaisé de trouver une solution satisfaisante lorsque l'axe de l'aimant d'éjection est placé à 6 ou 7 cm de l'orbite d'équilibre. Le projet étudié d'une double focalisation mène bien au but, mais aux prix de complications qui paraissent excessives (aimant spécial, difficultés d'ajustement, de transport, etc.). Il reste à étudier les possibilités suivantes :

- a) correction partielle avec une lentille sextupolaire de longueur moindre,
- b) "shimming" de l'électro-aimant du CPS,
- c) utilisation d'une autre section droite.

D'ores et déjà, il semblerait qu'une trajectoire du type  $\textcircled{1}$  partant par exemple de la section droite (courte) 100 (ou 60) doive faciliter considérablement le problème. S'il était loisible de laisser fixe l'aimant d'éjection, il ne serait peut-être pas impossible de le loger en partie entre les bobines de l'électro-aimant de la machine. On disposerait ainsi d'une longueur magnétique d'environ

1,30 m. Un champ de 13 000 G serait alors nécessaire pour obtenir la trajectoire désirée du type  $\text{①}$ , à une impulsion de 27 GeV/c.

#### Remerciements

Il nous est agréable de remercier H.G. Hereward de l'intérêt constant qu'il a porté à cette étude, et des intéressantes suggestions qu'il nous a fournies au cours de plusieurs discussions.

L'un d'entre nous (G. Auberson) tient aussi à remercier très vivement le CERN de son hospitalité, et plus particulièrement, à exprimer sa gratitude aux membres de la division MPS qui, par leurs encouragements et leurs conseils, ont contribué à rendre son séjour agréable autant que fructueux.

## VI. Références

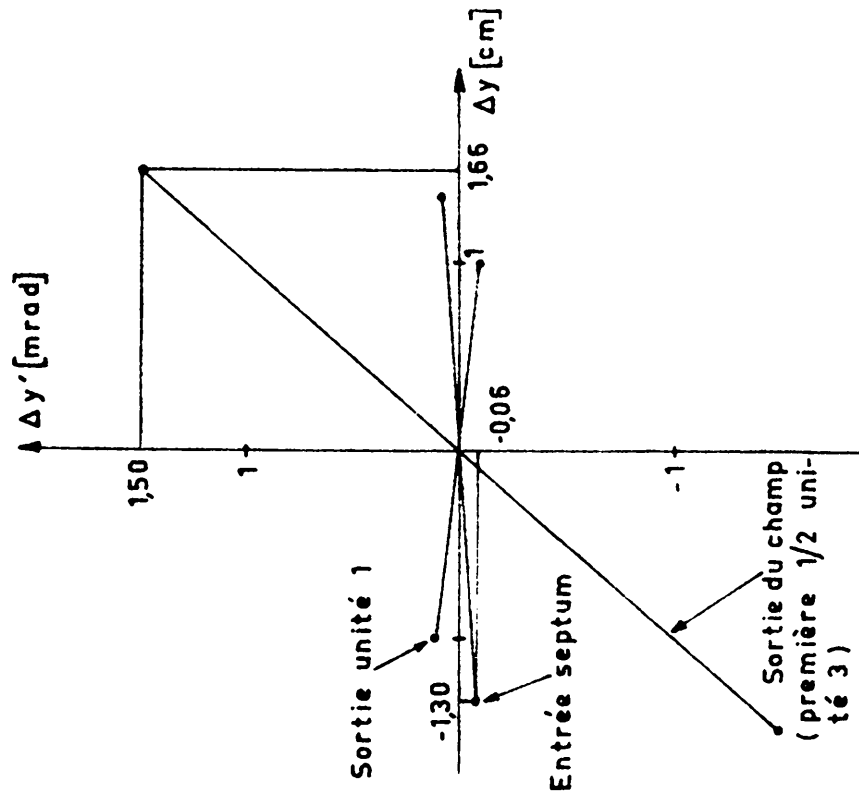
- 1) O. Piccioni, D. Clark, R. Cool, G. Friedlander and D. Kassner : External beam of the Cosmotron; R.S.I. 26, 232-33 (1955), see also BNL 498 I 24 (1958).
- 2) G.B. Collins : The external proton beam at the Cosmotron; Proc. 1956 Conf. at CERN I, 122-32. See also "Cosmotron beams" by L.W. Smith; Proc. 1959 Conf. at CERN 397-400.
- 3) H.B. van der Raay : Focusing of scattered-out beam; Nucl. Instr. 1, 351-53 (1957).
- 4) B. Cork : Private communication.
- 5) R. Lévy-Mandel : Private communication.
- 6) E.D. Courant and R. Cool : Transport and separation of beams from A.G. Synchrotron; Proc. 1959 Conf. at CERN 404-411 and private communication by H.G. Hereward.
- 7) M.S. Livingston : External beam problems in the 6 BeV electron synchrotron; Proc. 1959 Conf. at CERN 414-421.
- 8) F.W. Brasse : Summary of ejection parameters for CEA; Internal memorandum to K.W. Robison daté 22 Nov. 1961.
- 9) A.V. Crewe : Notes on external particle beams from the Argonne 12.5 BeV synchrotron; Proc. 1959 Conf. at CERN 400-02.
- 10) L.G. Ratner : ZGS proton areas : parameters for proton beam transport elements; ANL LGR-3 daté 5 Sept. 1961.
- 11) J.W. Gardner, N.M. King and D. Whiteside : Design studies for the NIMROD external proton beam; NIRL/R/12 daté Janvier 1962.
- 12) F. Brasse : Vorbereitende Untersuchungen zur langsamen Strahlauslenkung I + II; DESY Notiz A2.55 et 66, daté 16.12.1956 et 4.7.1960.
- 13) B.T. Wright : Magnetic deflector for the Bevatron; R.S.I. 25, 429-31 (1954).
- 14) R.G.T. Bennet and J.W. Burren : An achromatic system of extraction for proton synchrotron; I.Nucl. Energy Pt.C 3 14 (1961).
- 15) G.A. Doran, E.A. Finlay, H.R. Shaylor and M.M. Winn : Extraction of protons from the Birmingham 100 MeV synchrotron; Nucl. Instr. 7 225-36 (1960)
- 16) F. Krienen : Report on slow ejection system for 25 GeV PS; CERN 59-21 and Note of Coulomb scattering in thin targets; PS/Int. EA 59-9, 8 July 1959.

- 17) J.L. Tuck and L.C. Teng : Regenerative peeler deflector for the Chicago synchrocyclotron; Chicago synchrocyclotron Progress Report III (July 1949 to July 1950) 62-65.  
Voir aussi l'article par A.V. Crewe et U.E. Kruse : Regenerative beam extraction on the Chicago Synchrocyclotron; Internal Report of Chigago Institute for Nuclear Studies, sans date.
- 18) V.V. Valdimirski, L.L. Goldin, E.N. Daniltser, D.G. Koshkarer et N.N. Meinan : Deflection of the beam of a 7 BeV strong focusing proton accelerator; Proc. of 1956 CERN Conf. I, 133-136.
- 19) H.G. Hereward : The possibility of resonant extraction for the CPS; CERN/AR/Int. GS/61-5 dated 7 December 1961.
- 20) G. Auberson et E.C. Sedman : Transport de faisceaux; CERN/MPS/Int. DL 61-36 et 62-23. On pourra y trouver environ 100 autres références.
- 21) M. Barbier, L. Chareyre, G. Petrucci, M. Sceptycka, L. Solinas : Aimants spéciaux pour l'extraction des particules secondaires du synchrotron à protons; CERN 62-24.
- 22) H.M. King : Preliminary considerations for transport of extracted beam; CERN/MPS/Int. Mi. 62-37.
- 23) G. Auberson : Déplacement latéral dû à la diffusion coulombienne dans diverse cibles; CERN/MPS/Int. DL 61-35.
- 24) G. Auberson, K.H. Reich : Increase of particle fluxes through use of external targets; CERN/MPS/Int. DL 62-11.

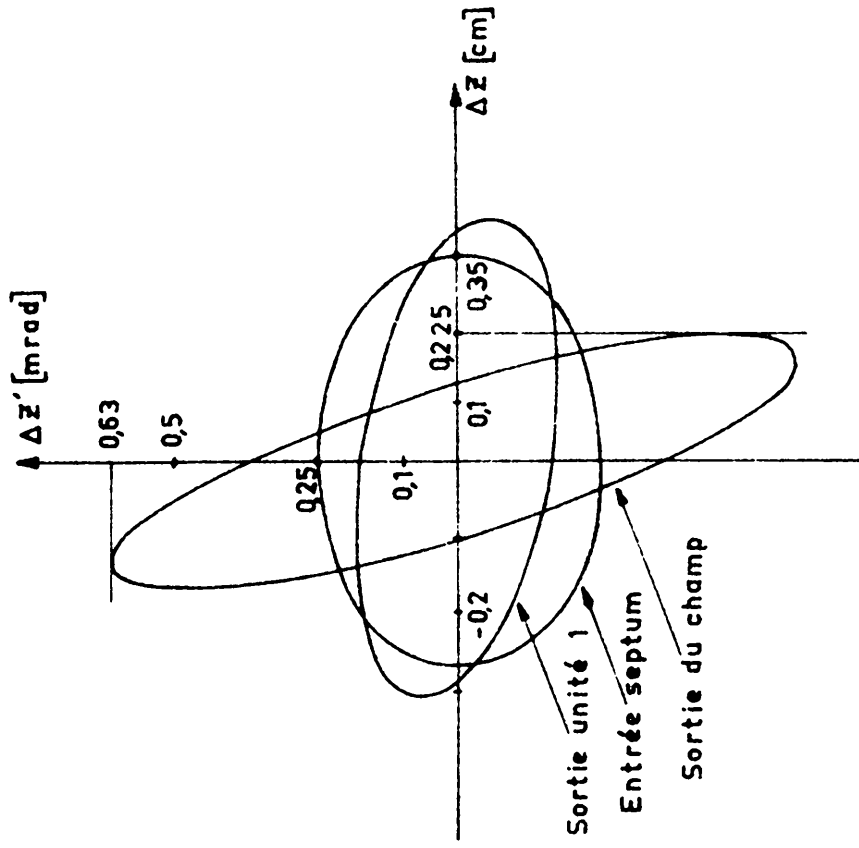
Liste des figures

(Voir Table 1 page 6 pour description des faisceaux)

- Fig. 2 Diagrammes de phase linéarisés pour le faisceau 5.
- Fig. 3 " " " " " " " 6.
- Fig. 4 et 5 Diagrammes de phase linéarisés dans le plan  $\textcircled{H}$  pour les faisceaux 5, 7, 8, 9, 10, 11.
- Fig. 6 Diagrammes de phase dans le plan  $\textcircled{H}$  pour les faisceaux 5 et 6.
- Fig. 7 Diagramme de phase dans le plan  $\textcircled{V}$  pour le faisceau 6.
- Fig. 8 Profil polaire optimum pour l'aimant d'éjection (cas du faisceau 6).
- Fig. 9 Diagrammes de phase pour le faisceau 6 à la sortie de l'unité 1, compte tenu de corrections.
- Fig. 10 Schéma de la double focalisation permettant de corriger les aberrations du faisceau 6.
- Fig. 11 Diagrammes de phase pour le faisceau 6 à la sortie de l'unité 2.
- Fig. 12 Configurations en phase dans le plan  $\textcircled{H}$  pour le faisceau 5, compte tenu de l'acceptance effective de l'aimant d'éjection.
- Fig. 13 Configurations en phase dans le plan  $\textcircled{H}$  pour un faisceau 5 focalisé dans la section droite 2.



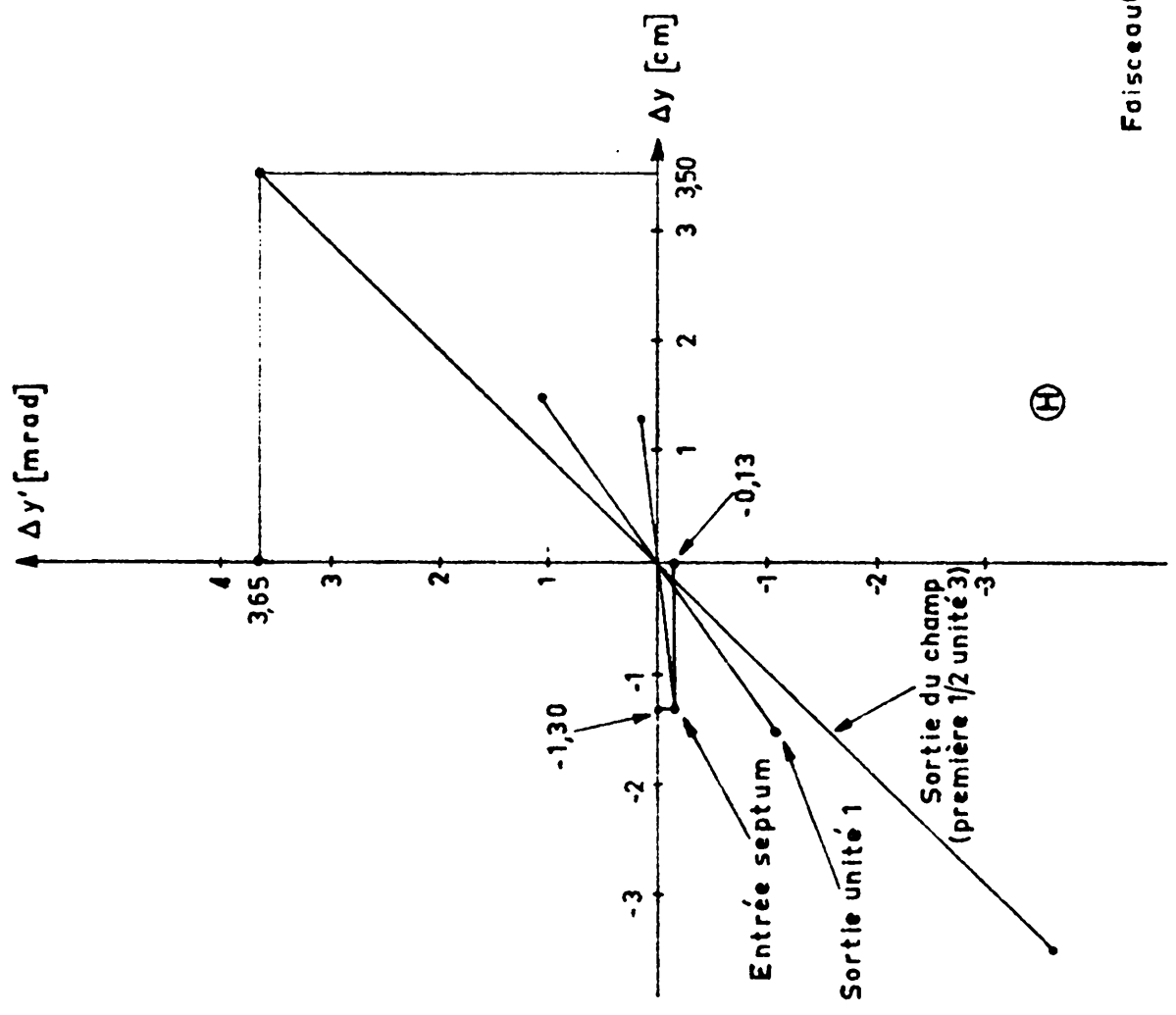
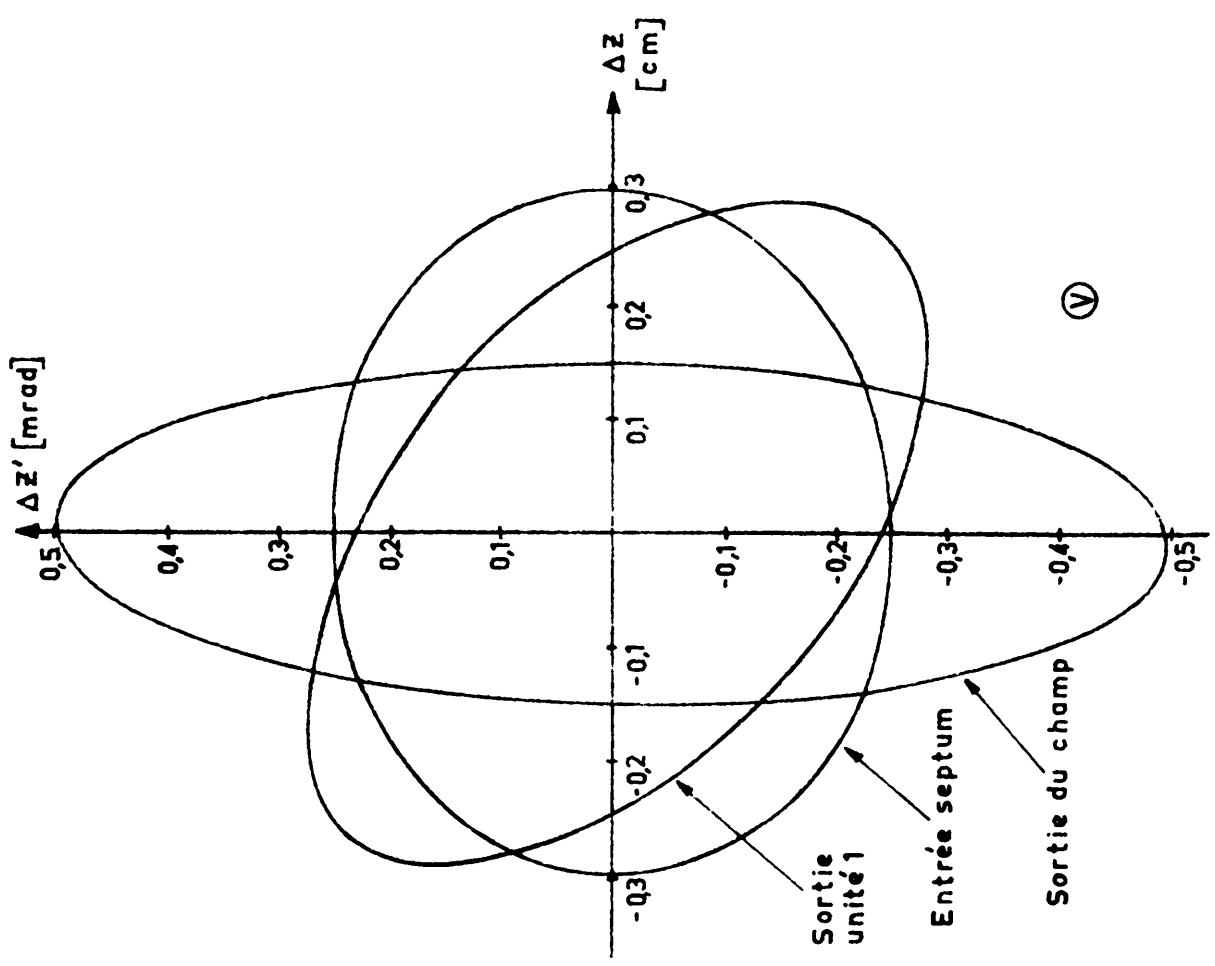
PLAN MEDIAN (H)



PLAN VERTICAL (V)

FAISCEAU (5)

Fig. 2.



Faisceau ⑥

Fig. 3.

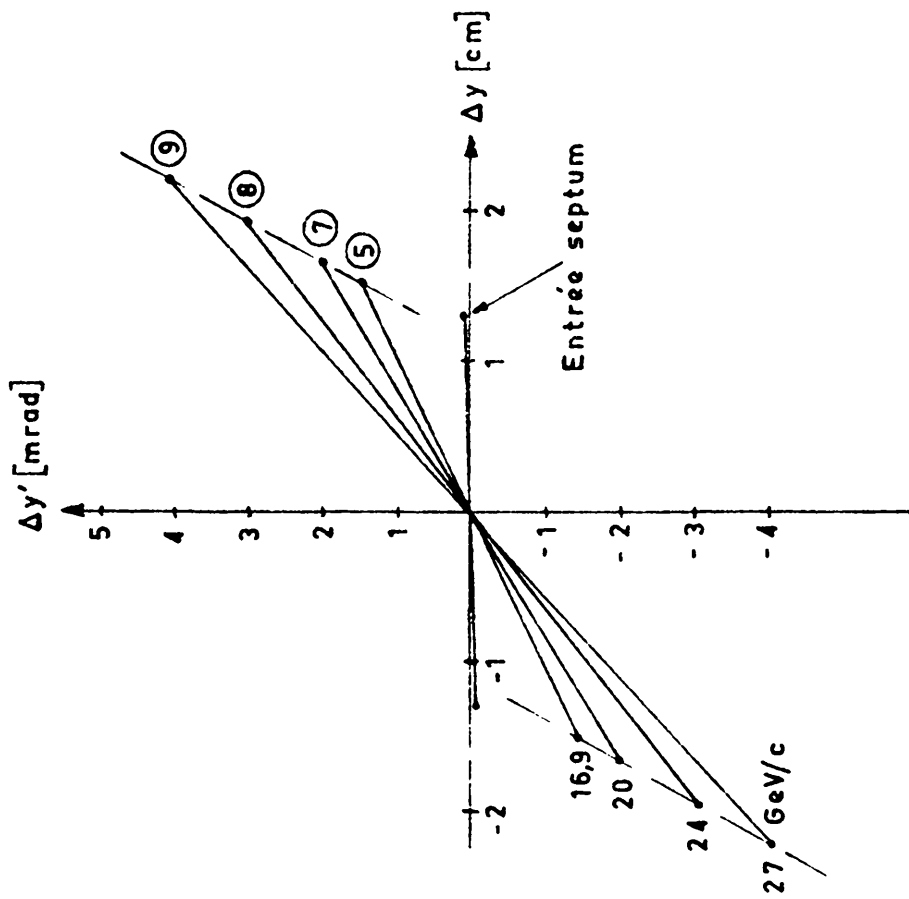
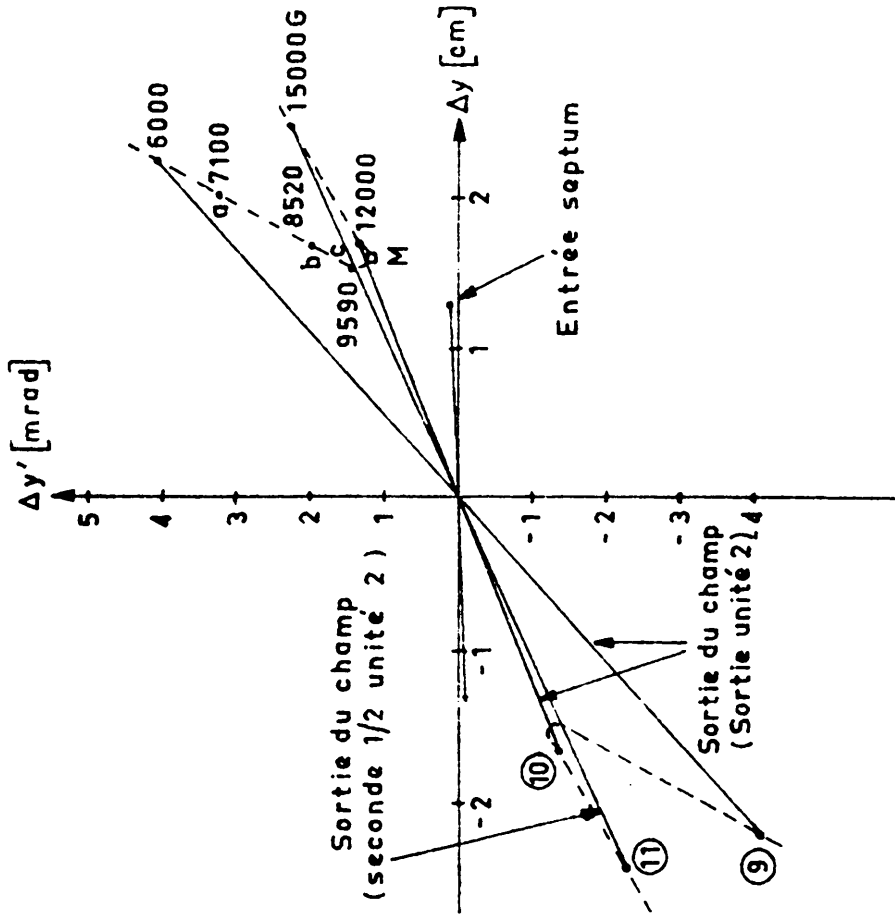


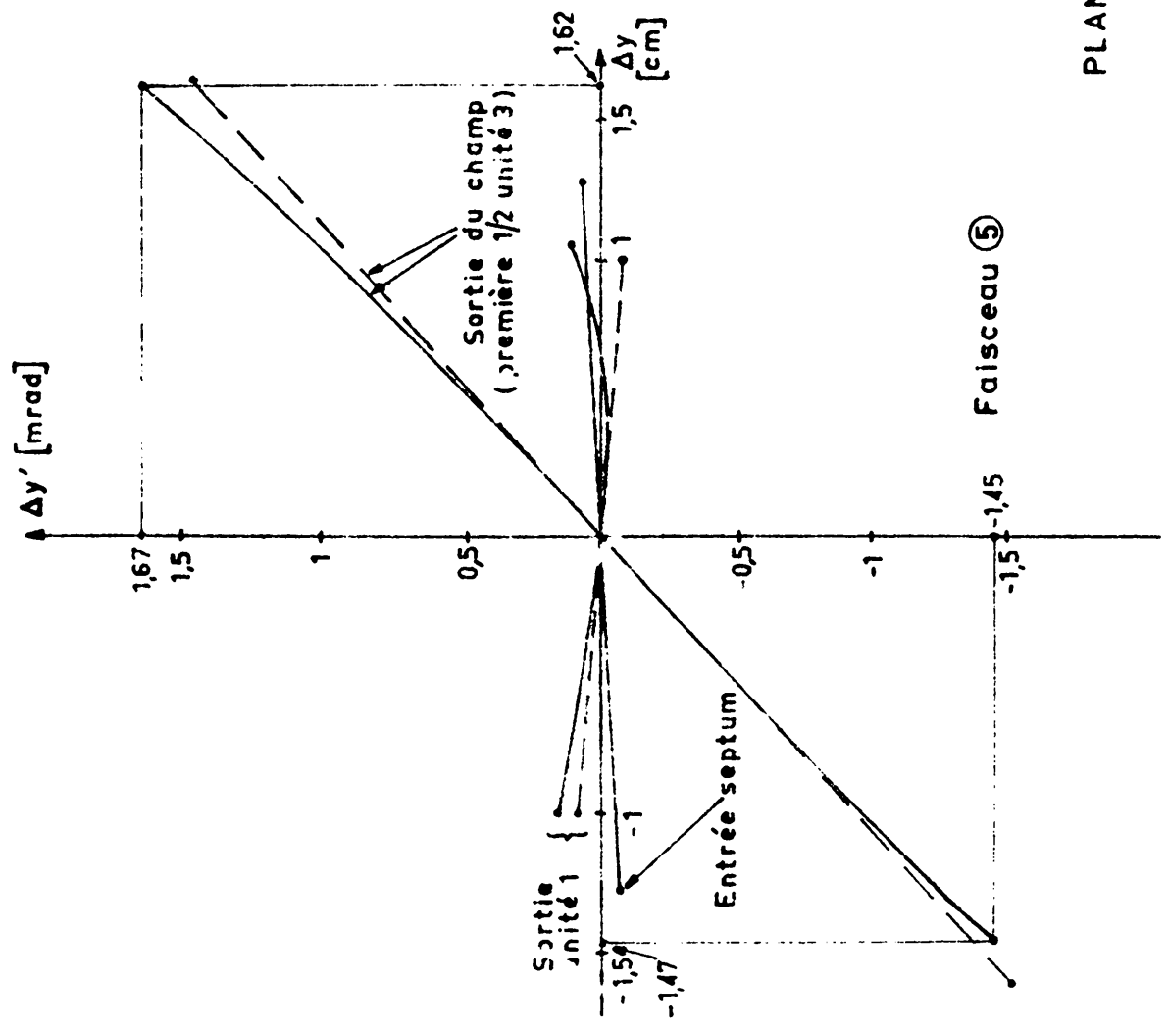
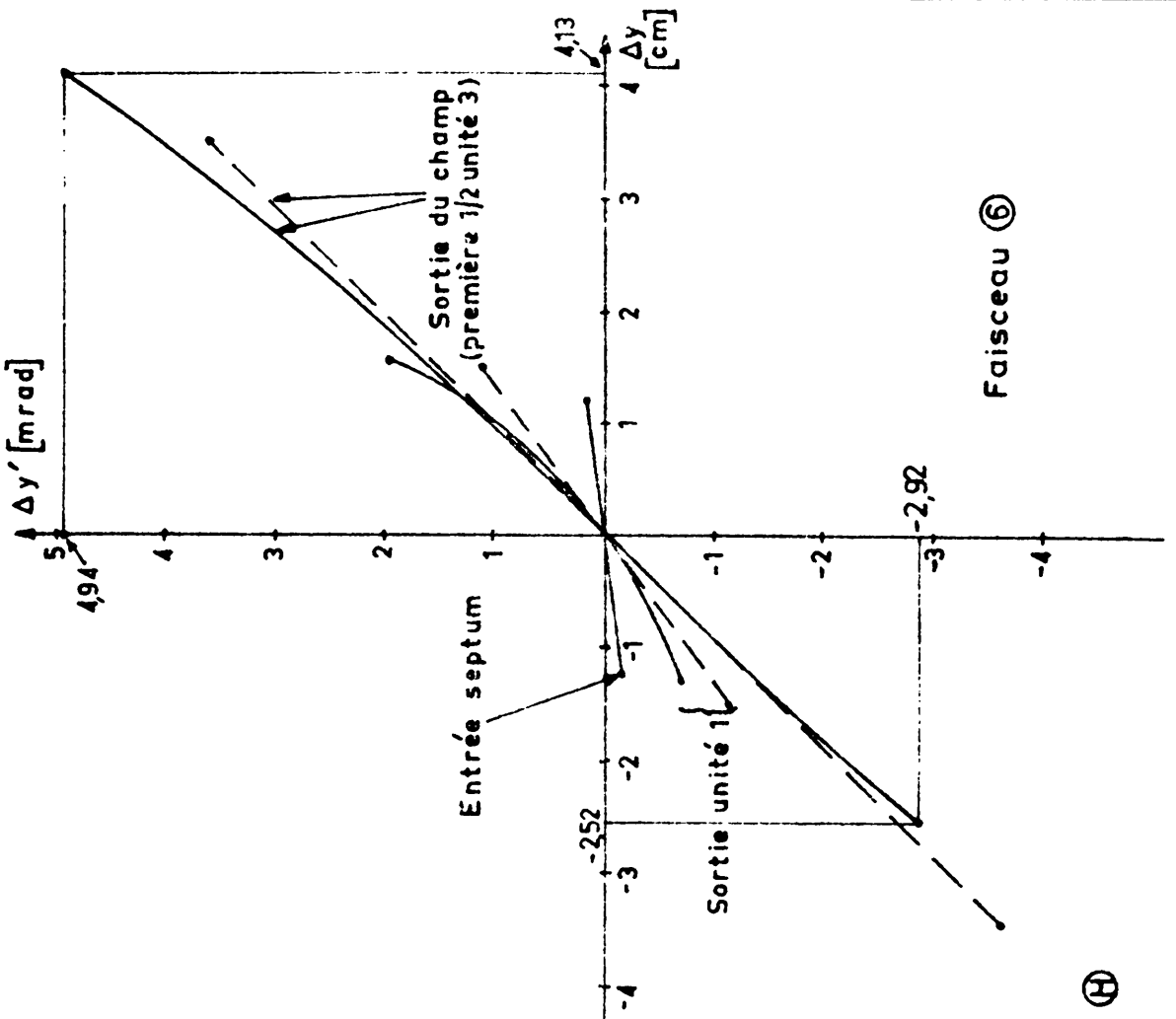
Fig. 4.



PLAN H - SORTIE UNITE 2.

Fig. 5.





Faisceau ⑥

Faisceau ⑤

PLAN (H)

Fig. 6

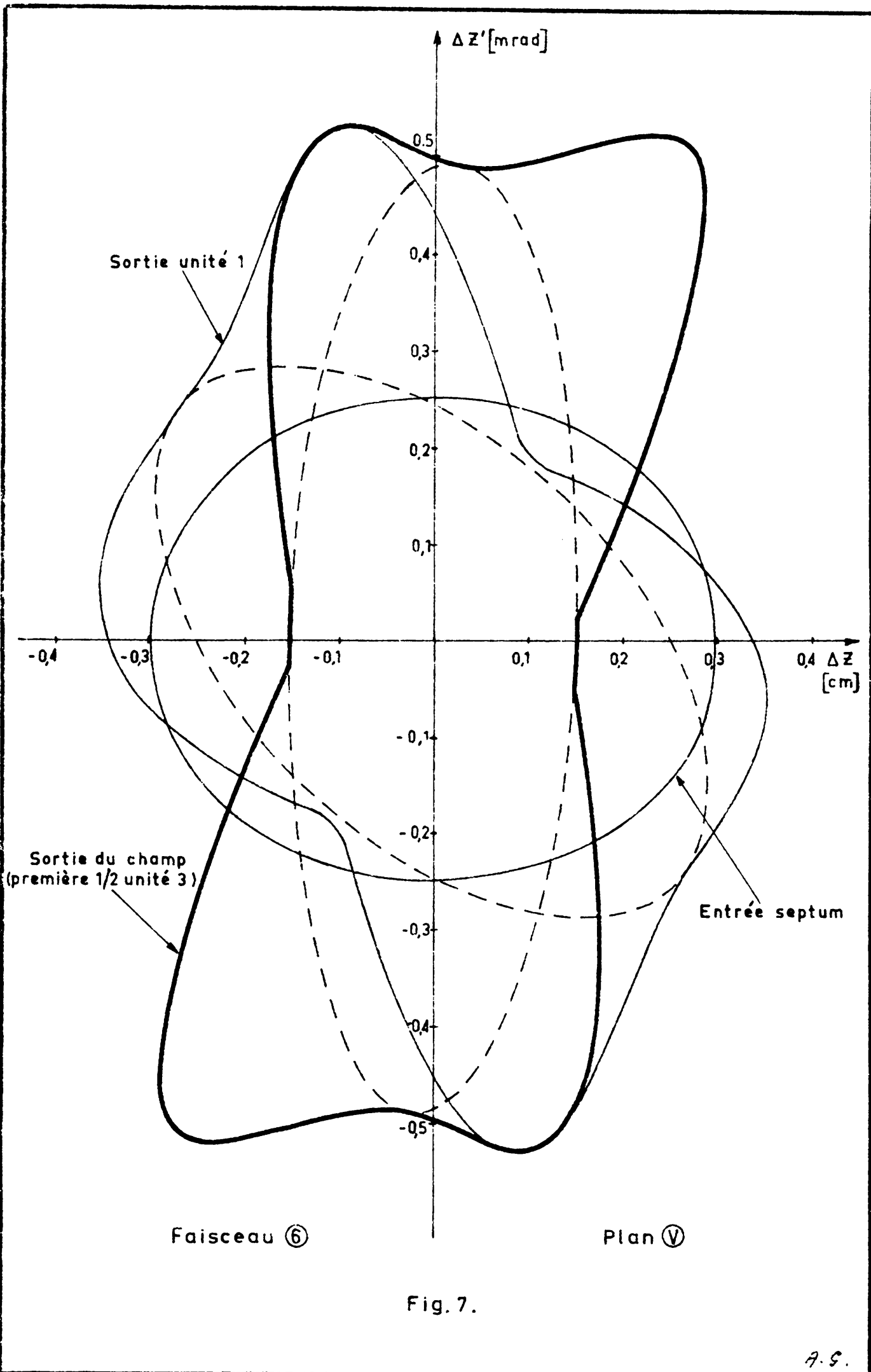


Fig. 7.

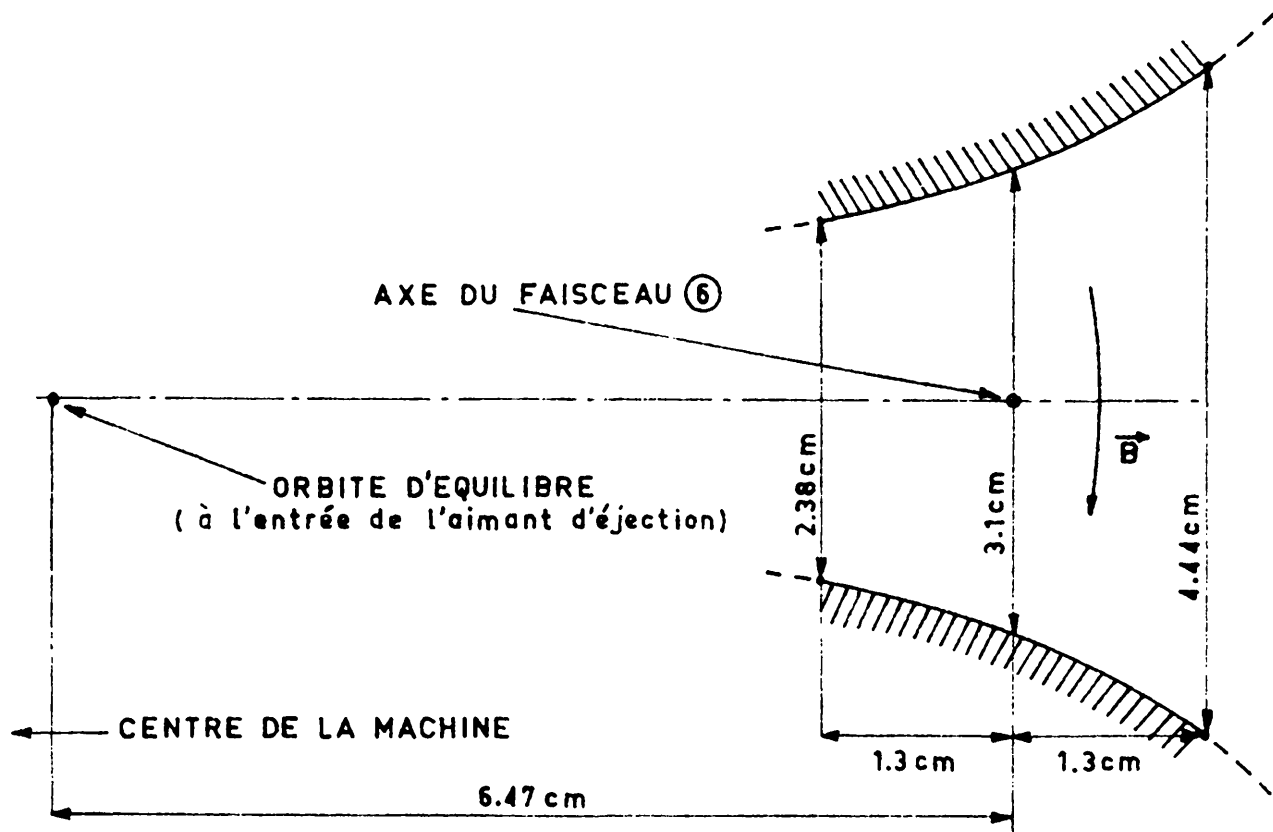


Fig. 8.

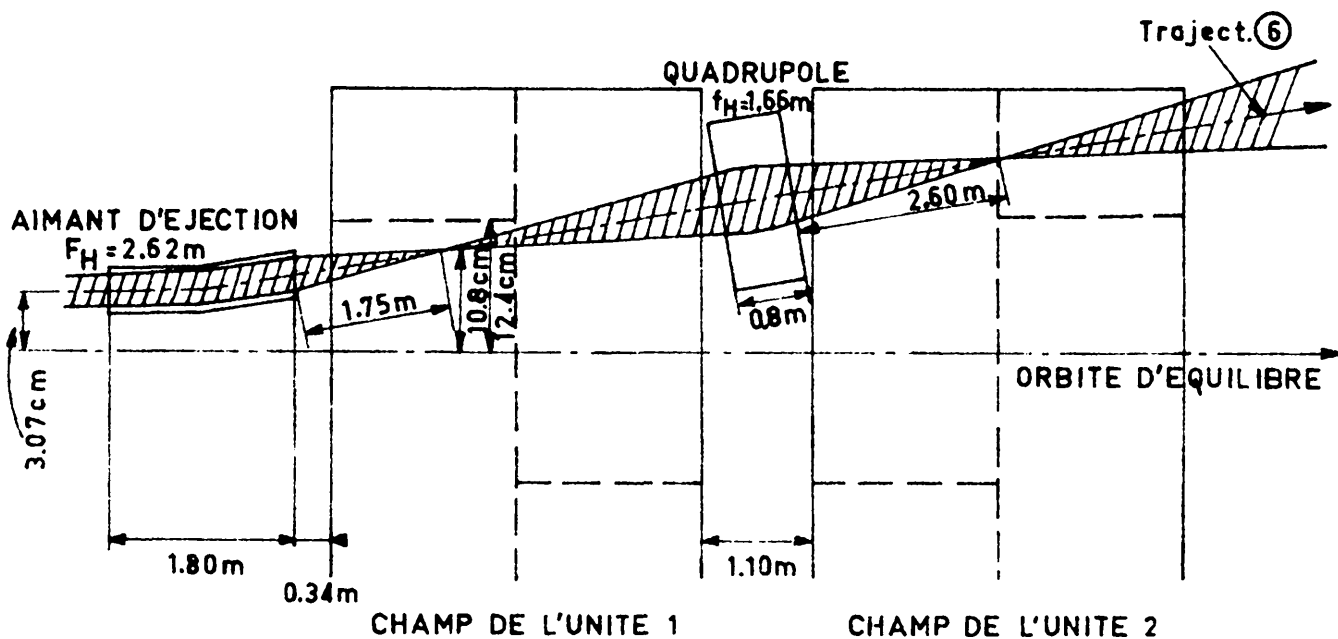
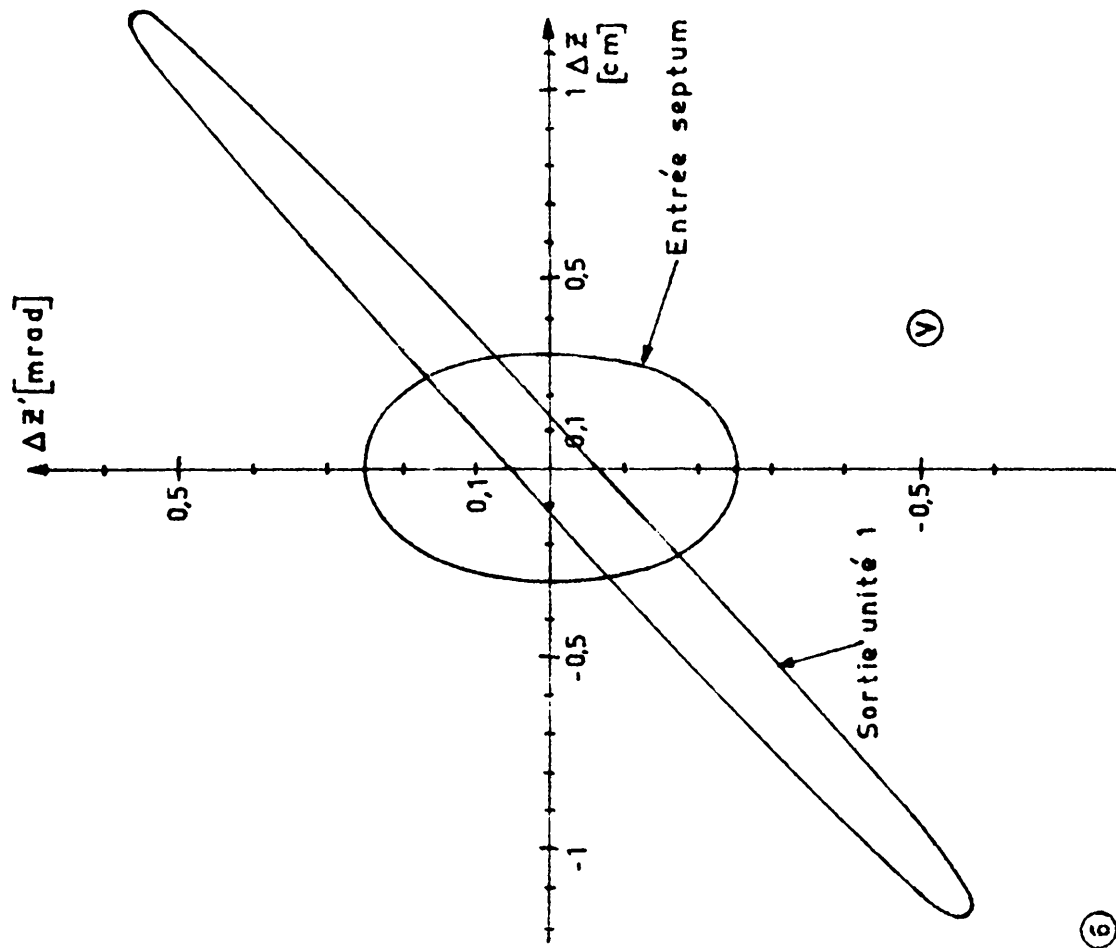
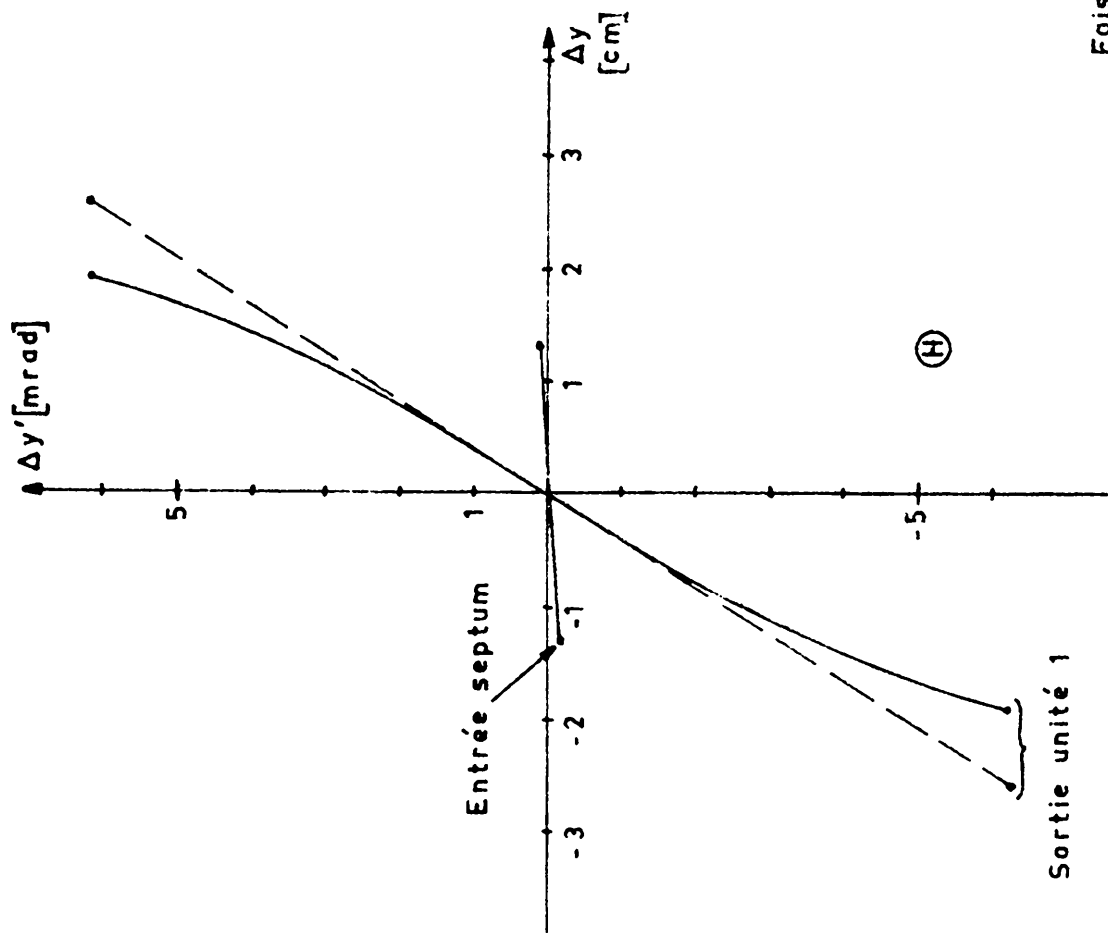
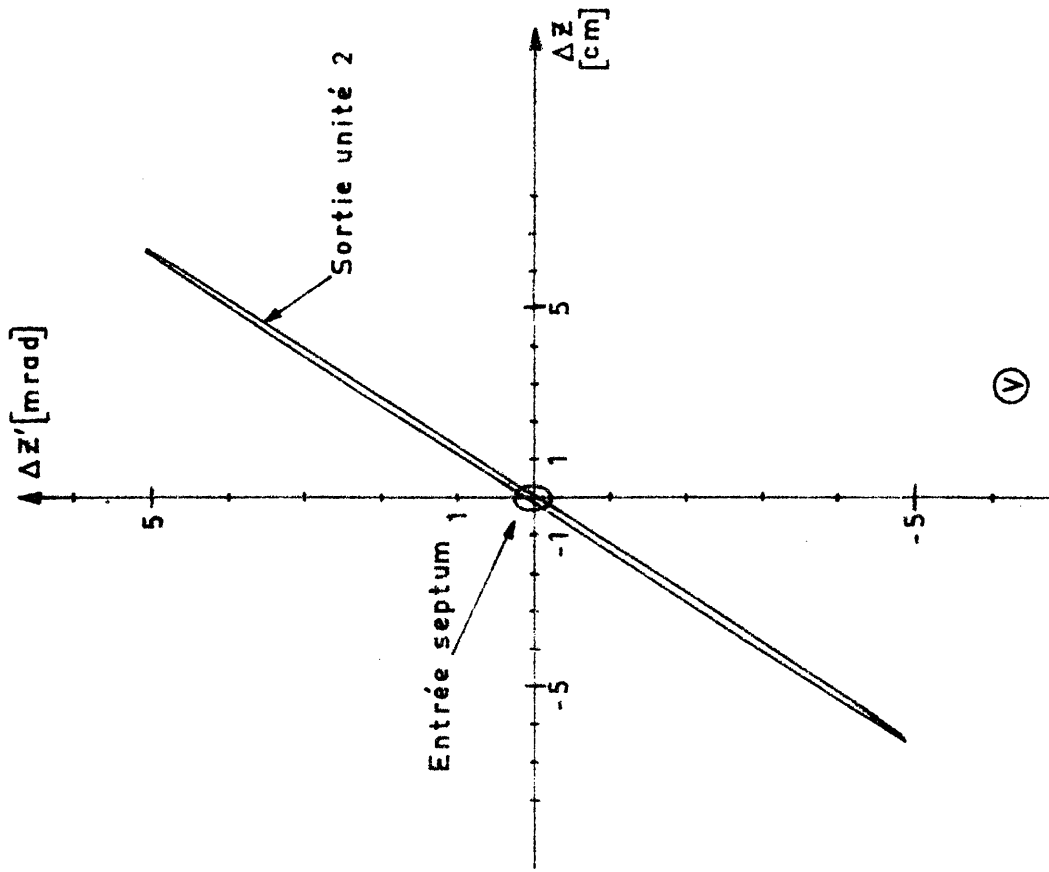
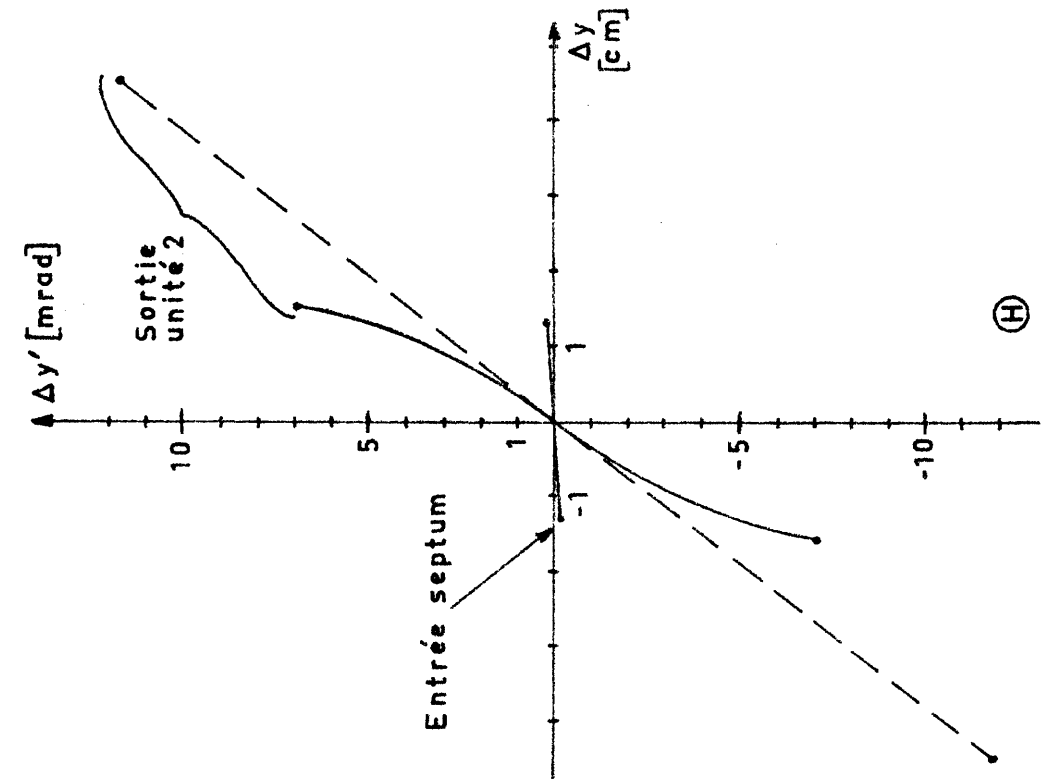


Fig. 10.



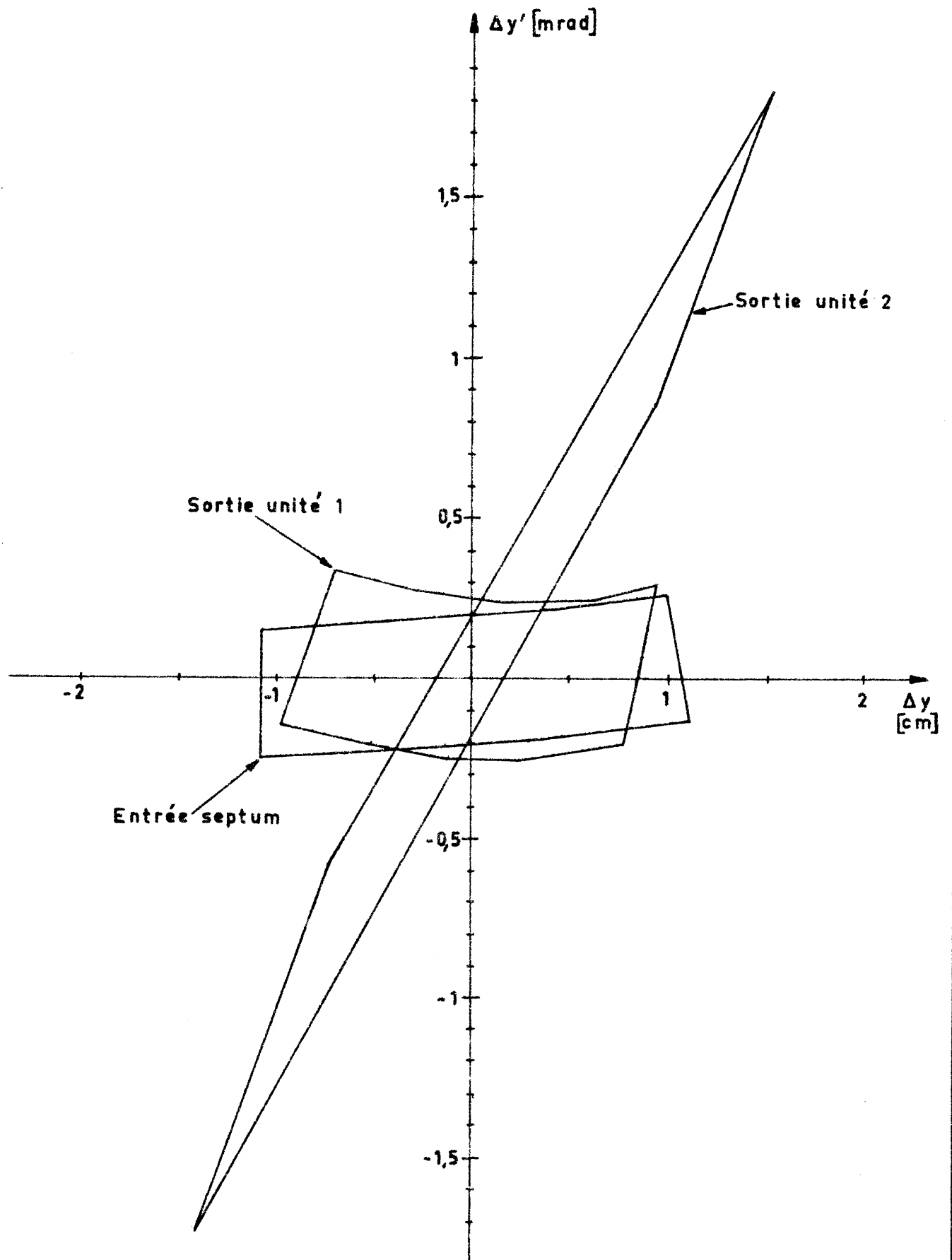
Faisceau ⑥

Fig. 9.



Faisceau ⑥

Fig. 11.



Faisceau ⑤, plan ④.

Fig. 12.

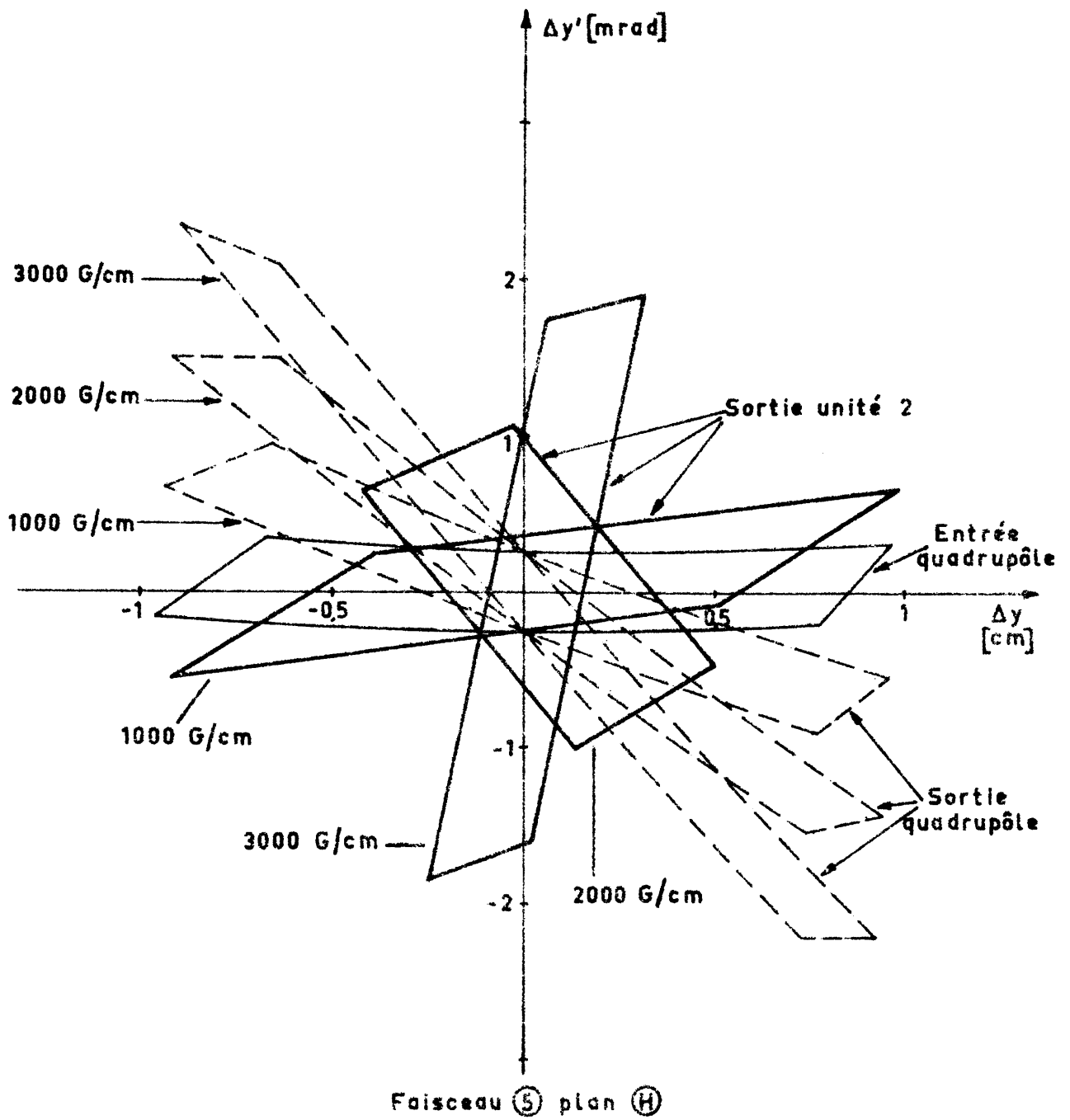


Fig. 13.