



HAL
open science

**Production de positrons à l'accélérateur d'Orsay.
Détermination de la section efficace à 0° sur cibles
épaisses**

T.L. Aggson, L. Burnod

► **To cite this version:**

T.L. Aggson, L. Burnod. Production de positrons à l'accélérateur d'Orsay. Détermination de la section efficace à 0° sur cibles épaisses. 1962, pp.1-20. in2p3-00958532

HAL Id: in2p3-00958532

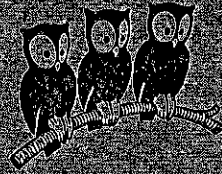
<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00958532>

Submitted on 12 Mar 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE PARIS
ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE



LABORATOIRE
de
L'ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE

PROTECTION DE DOCTEURS A L'OCCEIDENTALE D'ORSE

DEPARTMENTAL MATHEMATICS INTERNATIONAL AND SUPER-CONDUCTING

DEPARTMENTAL MATHEMATICS INTERNATIONAL

Address for correspondence

BOULEVARD DES FILLES DU CALVAIRE

92120 NEUILLY SUR SEINE

FRANCE

0033 1 47 37 31 27

0033 1 47 37 31 28

PRODUCTION DE POSITRONS A L'ACCELERATEUR D'ORSAY

DETERMINATION DE LA SECTION EFFICACE A 0° SUR CIBLES EPAISSES

par AGGSON et BURNOD.

I - BUT

Le but de l'expérience décrite dans ce rapport est d'obtenir les valeurs numériques concernant la production de positrons à partir d'un faisceau d'électrons en fonction des paramètres suivants :

- a) Energie des électrons incidents
- b) Epaisseur du "radiateur"
- c) Répartition en énergie des positrons émis.

Il existe en effet peu de résultats expérimentaux concernant la production de positrons sur cible épaisse.

Katz et al (réf. 1 et 2) ont donné des résultats concernant une énergie des électrons incidents égale à 100 MeV et une cible de 0,2 longueur de radiation.

Tzara et al (réf.3) ont exploré la bande d'énergie - 9,5 à 30 MeV - pour les électrons incidents.

Nous nous sommes intéressés à un domaine d'énergie supérieure pour les électrons incidents (55 à 220 MeV), afin de comparer la production des positrons avec un accélérateur à basse énergie et forte intensité, et celle d'un accélérateur de haute énergie et d'intensité moyenne comme celui d'Orsay.

..//...

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le faisceau d'électrons de l'accélérateur d'Orsay, analysé en énergie, est envoyé dans la salle "250 MeV" sur une cible de plomb montée sur l'axe vertical de rotation du spectromètre, perpendiculairement au faisceau. Comme on ne s'intéresse dans tous les cas, qu'à l'optimum de production des positrons, le spectromètre est mis dans l'axe du faisceau d'électrons (0°).

Afin d'éviter la diffusion des positrons de faible énergie dans l'air, le spectromètre est relié au vide du porte-cible, donc de l'accélérateur.

Un schéma du dispositif expérimental est donné sur la figure n° 1. Le nombre d'électrons primaires est mesuré par un "Moniteur à électrons secondaires" (MES) à 7 feuilles d'aluminium de 6 μ d'épaisseur, situé avant la cible et dont l'étalonnage est vérifié plusieurs fois en cours d'expérience par rapport au cylindre de Faraday.

En haut du spectromètre, le nombre de positrons est mesuré par une "Chambre à ionisation" (CI) à air de caractéristiques suivantes :

- pression interne - 1 atmosphère
- fenêtre d'entrée - diamètre utile 80 mm
 - épaisseur 0,1 mm
- feuilles - Nombre 7
 - diamètre utile 80 mm
 - distance entre-feuilles 8 mm
 - différence de potentiel 200 V

- L'étalonnage de la CI (gain en fonction de l'énergie) est donné sur la figure n° 2

- La fenêtre de sortie du spectromètre est en mylar d'épaisseur 0,1 mm et située à une distance de 140 mm de la fenêtre d'entrée de la chambre.

- Une fente en plomb située au niveau du plan focal du spectromètre limite la bande d'énergie et les dimensions du faisceau de positrons entrant dans la chambre à ionisation.

III - PRECISIONS DES MESURES

L'étude des trois paramètres indiqués au paragraphe I, se ramène au calcul du nombre n^+ de positrons émis par intervalle de 1 MeV dans un stéradian et par électron incident.

Les résultats expérimentaux nous donnent pour un nombre N^- d'électrons incidents, le nombre N^+ de positrons émis dans l'angle solide Ω avec une énergie V^+ en MeV comprise dans une bande d'énergie $x \% V^+$ - donc :

$$n^+ = \frac{N^+}{N^- \Omega \times \% V^+}$$

En réalité, on ne mesure pas directement N^+ et N^- , mais 2 quantités Q^+ , Q^- qui correspondent à l'intégration, pendant une même durée, des signaux provenant de la CI et du MES au moyen de 2 intégrateurs B et C.

Si ϵ_B , ϵ_C , ϵ_{CI} , ϵ_{MES} représentent respectivement les gains des intégrateurs B et C, de la CI et du MES, on a :

$$Q^+ = N^+ \epsilon_B \epsilon_{CI}$$

$$Q^- = N^- \epsilon_C \epsilon_{MES}$$

finalement :

$$n^+ = \frac{Q^+}{Q^-} \frac{\epsilon_{MES}}{\epsilon_{CI}} \frac{\epsilon_C}{\epsilon_B} \frac{1}{\Omega \times \% V^+}$$

.. / ...

Afin de connaître ε_{MES} , on étalonne le MES contre le cylindre de Faraday (FC) au moyen des intégrateurs B et C. Après une même durée d'intégration, on lit les 2 quantités Q_{MES}^- et Q_{FC}^-

$$Q_{\text{MES}}^- = N_{\text{B}}^- \varepsilon_{\text{MES}}$$

$$Q_{\text{FC}}^- = N_{\text{C}}^- \varepsilon_{\text{C}}$$

$$\text{d'où } \varepsilon_{\text{MES}} = \frac{Q_{\text{MES}}^-}{Q_{\text{FC}}^-} \frac{\varepsilon_{\text{C}}}{\varepsilon_{\text{B}}}$$

La précision de lecture des quantités Q^+ , Q^- , Q_{MES}^- et Q_{FC}^- est inférieure à 1 %.

De même, le rapport de calibration des intégrateurs $\frac{\varepsilon_{\text{C}}}{\varepsilon_{\text{B}}}$ est égal à $1,00 \pm 0,04$.

Par contre, la variation extrême du gain du MES pendant l'expérience (10 valeurs relevées à différent temps) a été de 8 %.

Ω , l'acceptance du spectromètre, est égal à $(3,81 \pm 0,01) 10^{-3}$ stéradian.

La valeur de l'ouverture de la fente du spectromètre correspondant à une bande de 1 % est tirée de la référence 5, elle vaut :

23,6 mm pour une énergie inférieure à 120 MeV.

••/•••

L'ouverture de la fente à 40 mm correspond donc à une bande de $(1,70 \pm 0,03) \%$

L'énergie V^+ est donnée à la précision de l'étalonnage du spectromètre ($5 \cdot 10^{-3}$).

L'angle de diffusion des positrons de plus faible énergie sur la fenêtre mince de sortie du spectromètre :

$$\theta = \frac{21}{V^+} \sqrt{\frac{X}{X_0}} = \frac{21}{7} \sqrt{\frac{0,1}{600}} = 3,5 \times 10^{-2}$$

X étant l'épaisseur

X_0 la longueur de radiation

est suffisamment faible pour que tout le faisceau soit capté par la CI.

L'intensité du faisceau de positrons mesurée par la CI est suffisamment élevée pour que l'erreur de statistique soit totalement négligeable. De plus il a été vérifié en cours d'expérience que l'erreur due au bruit de fond de l'ensemble " chambre d'ionisation + Intégrateur " est de l'ordre de 1 %.

La précision sur les valeurs données dans le paragraphe suivant est donc surtout fonction des instabilités du MES utilisé, mais reste en tout cas meilleure que 10 %.

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX

A énergie fixe des électrons incidents, on a tracé les courbes donnant n^+ en fonction de l'énergie des positrons pour des cibles de plomb d'épaisseurs différentes c'est-à-dire pour différentes longueurs de radiation X_0 . La précision sur

.. / ...

l'épaisseur de ces cibles, donc sur X_0 , était de : 0,1 mm -

A 220 MeV -	électrons	pour les valeurs de X_0 suivantes	(4-3-2-1-0,4 X_0)	courbe n° 3
A 165 MeV -	"	"	" (2-1-0,4 X_0)	" n° 4
A 110 MeV -	"	"	" (2-1-0,4 X_0)	" n° 5
A 55 MeV -	"	"	" (2-1-0,4 X_0)	" n° 6

Pour chaque longueur de radiation, on trouve un maximum de production de positrons entre 10 et 20 MeV.

Pour chaque énergie des électrons incidents, on peut donc tracer une courbe de ce maximum en fonction de l'épaisseur du radiateur. Ce réseau de courbes correspondant aux différentes énergies V a été tracé sur la figure n° 7. Il met en évidence un maximum maximum situé, quelle que soit l'énergie des électrons entre 55 et 220 MeV, aux environs de $1,5 X_0$. L'amplitude de cet optimum varie d'ailleurs peu entre 1 et $2 X_0$ (de l'ordre de 5 %).

A partir de ce réseau, on peut tracer la variation de l'amplitude de cet optimum en fonction de l'énergie tirée des électrons (courbe n° 8).

V - CONCLUSIONS

Le réseau de courbes 3, 4, 5, 6 met en évidence un lent déplacement vers les hautes énergies de l'énergie correspondant au maximum de production des positrons, lorsque l'énergie des électrons incidents croît. De 10 à 20 MeV pour une énergie des électrons incidents croissant de 55 à 220 MeV.

Dans une étude antérieure faite à ce laboratoire, Katz, Leiss et Taylor (ref. 1) ont trouvé le maximum du spectre de positrons produits par des électrons de 100 MeV sur une cible de 0,2 longueur de radiation, à environ 27 MeV. Nous croyons

.../...

que la contradiction entre ces résultats et ceux donnés ici est due à la diffusion multiple. Dans le dispositif expérimental employé par Katz il y a deux fenêtres à vide, une chambre d'ionisation et une distance dans l'air séparant la cible de l'entrée du spectromètre. Puisque l'angle moyen de diffusion est donné par la relation

$$\langle \theta \rangle = \frac{21}{E_{\text{MeV}}} \sqrt{\frac{X}{X_0}}$$

on s'aperçoit que les positrons dont l'énergie est la plus basse sont fortement diffusés même par une cible mince. Cette erreur systématique aux basses énergies amène un déplacement du maximum du spectre de positrons à une énergie plus élevée que sa véritable valeur.

Par contre dans l'expérience présente, il n'y avait aucune cause de diffusion multiple, car seul un vide de 10^{-5} mm de Hg séparait la cible du sommet du spectromètre.

A partir d'une énergie de positrons supérieure à 40 MeV, l'angle de diffusion multiple, sur les différents obstacles de l'expérience Katz, devient petit par rapport à l'acceptance du spectromètre et une comparaison avec les résultats obtenus dans notre expérience peut être tentée.

On peut déduire des courbes 3,4,5,6, la courbe du nombre de positrons d'énergie égale à 40 MeV en fonction de l'énergie des électrons incidents pour une cible de $0,4 X_0$ de Plomb. On en déduit le nombre de positrons de 40 MeV correspondant à des électrons incidents de 100 MeV. Ramené à une cible de Tantale de même épaisseur mesurée en longueur de radiation on trouve :

$$0,4 X_0 \text{ de Ta} \quad n_{40\text{MeV}}^+ = 7 \times 10^{-3} \text{ positrons/MeV/Steradian/électron incident}$$

•••••

Les résultats de Katz et al sont les suivants :

$$\begin{array}{l} 0,29 X_0 \text{ de Ta } n_{40}^+ \text{ MeV} = 4 \times 10^{-3} \text{ positrons/MeV/steradian/électron incident} \\ 0,21 X_0 \text{ de Ta } n_{40}^+ \text{ MeV} = 3 \times 10^{-3} \text{ positrons/MeV/steradian/électron incident} \end{array}$$

Ces résultats sont cohérents.

La comparaison avec les résultats de Tzara et al. est plus délicate car l'extrapolation des résultats obtenus dans la bande ($V^- = 55$ à 220 MeV) vers la bande ($V^- = 9,5$ à 30 MeV) est dangereuse. On peut néanmoins vérifier que les ordres de grandeur à 30 MeV sont cohérents. Mais l'extrapolation de la courbe 8 donnerait un rendement nul à 25 MeV électron. Il faut donc admettre une rupture assez brusque vers 30 MeV électron pour les sections efficaces à faible énergie. Le maximum de production des positrons se produit pour les basses comme pour les hautes énergies des électrons incidents à des énergies beaucoup plus basses que celles prédites par le calcul (Réf.2).

En ce qui concerne la production des positrons en vue de leur accélération ultérieure à haute énergie, on peut tirer les conclusions suivantes.

La bonne linéarité de l'optimum de production des positrons en fonction de l'énergie des électrons incidents, mise en évidence sur la figure 8, prêche en faveur de l'obtention de positrons à la plus haute énergie des électrons possible.

En effet, en extrapolant la courbe 8 jusqu'à 30 MeV, on obtient un rapport du nombre de positrons produits à $V^- = 220$ MeV sur celui produit à $V^- = 30$ MeV

$$\frac{4,5 \times 10^{-2}}{1,5 \times 10^{-3}} = 30$$

(Ce rapport serait de l'ordre de 60 en prenant les résultats de Tzara et al).

.../...

Or, quelle que soit l'énergie des électrons incidents de 30 à 220 MeV, on cherchera dans tous les cas à accélérer les positrons d'énergie comprise entre 5 et 20 MeV, puisque ce sont ceux correspondant à l'optimum de production des positrons et, que d'autre part, la focalisation est plus efficace pour les particules de basse énergie.

Si θ , est l'angle d'acceptance des positrons dans l'accélérateur, il sera fonction de l'énergie des positrons entre 5 et 20 MeV, mais indépendant de l'énergie des électrons incidents. Cet angle est petit, même avec une forte focalisation, devant celui d'acceptance du spectromètre qui nous a permis de réaliser cette expérience. Comme cet angle est lui-même petit devant l'angle moyen de diffusion multiple des positrons sur une cible de $1,5 X_0$, angle que l'on peut supposer du même ordre que celui des électrons par Bremstrahlung, on voit qu'il n'y a pas lieu d'effectuer de corrections sur n^+ en fonction de l'angle d'émission des positrons à l'intérieur de θ .

Dans l'expression donnant le courant de positrons accélérés

$$I^+ = I^- n^+ \pi \theta^2 \Delta V^+$$

n^+ est proportionnel à V^- et θ est indépendant de V^- .

Il faudrait par exemple disposer à $V^- = 30$ MeV d'un faisceau d'une intensité 30 fois supérieure à celui disponible à 220 MeV pour obtenir le même courant de positrons. A Orsay nous pouvons disposer à 220 MeV d'un faisceau de 0,1 A crête pendant 1,5 μ s, alors qu'il n'existe pas encore à notre connaissance d'accélérateur linéaire de 30 MeV donnant 3 A crête pendant la même durée.

REMERCIEMENTS

Les auteurs tiennent à remercier chaleureusement Monsieur MORRISON pour sa contribution à la réalisation des expériences ainsi que Messieurs C. TZARA (Saclay) et GR. BISHOP (Orsay) pour les fructueuses discussions qu'ils ont eues avec eux.

LISTE DES FIGURES

- 1 - Dispositif expérimental
- 2 - Courbe d'étalonnage de la Chambre d'Ionisation
- 3 - n^+ (220 MeV)
- 4 - n^+ (165 MeV)
- 5 - n^+ (110 MeV)
- 6 - n^+ (55 MeV)
- 7 - n_{opt}^+ (X_o)
- 8 - n_{opt}^+ (V^-)

REFERENCES

- (1) L.Katz , JE Leiss, R.E Taylor
Rapport interne LHE 9 - 1960
- (2) L.Katz et K.H Lokan
Nuclear Instruments 1961,11,7.
- (3) Mesure du Rendement de conversion Negaton-Positon
M. Bernadini, J. Miller, G.Tamas, C.Schuhl, L.Tzara
Rapport interne Saclay 20 Juin 1962
- (4) D.Yount et J.Pino - N I M 1962,15,1
- (5) Pertes d'énergie des électrons de 120 et 150 MeV
par M. Armand rapport interne LAL 1013 - 1960
- (6) Calcul du rendement de conversion e^+/e^-
par C. Tzara rapport interne Saclay 15-1-1962

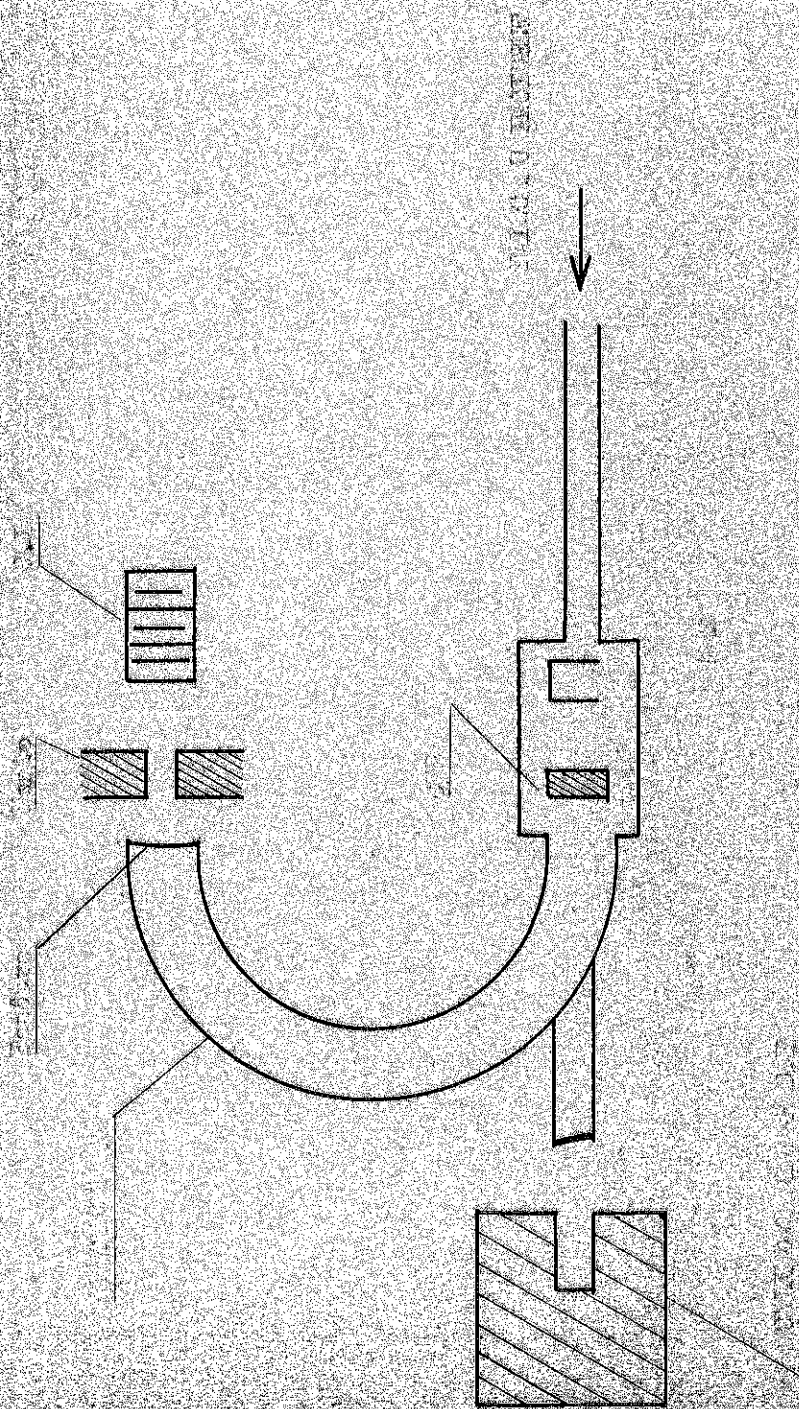
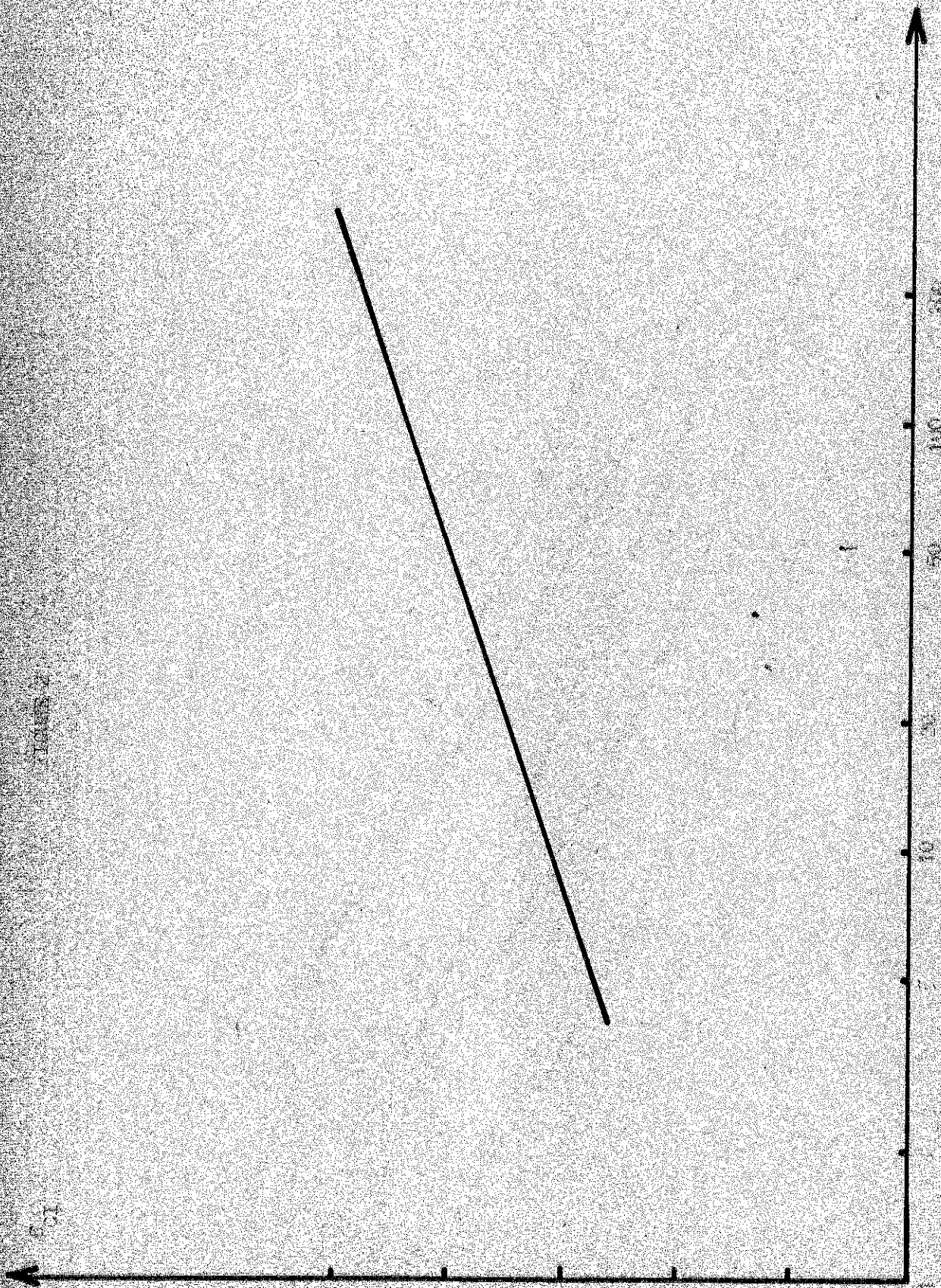
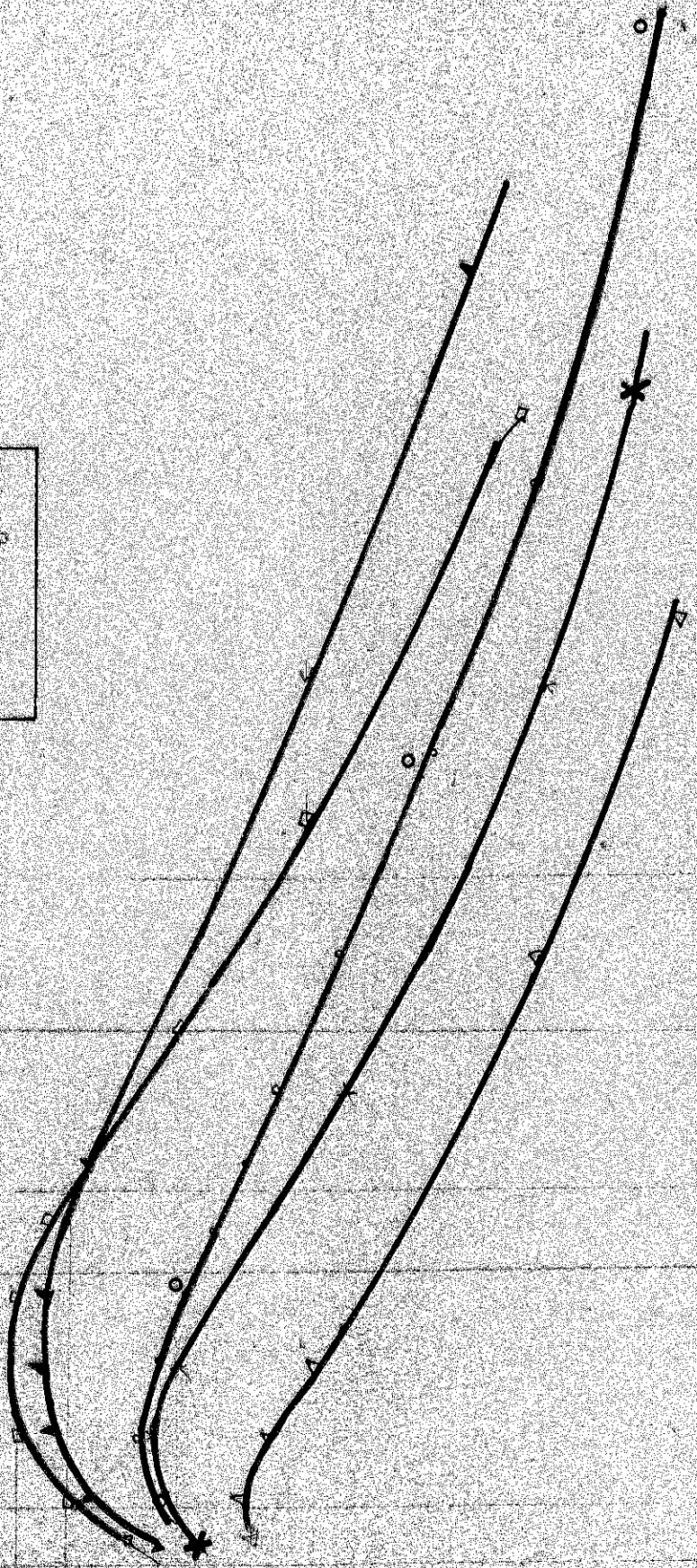


FIG. 1

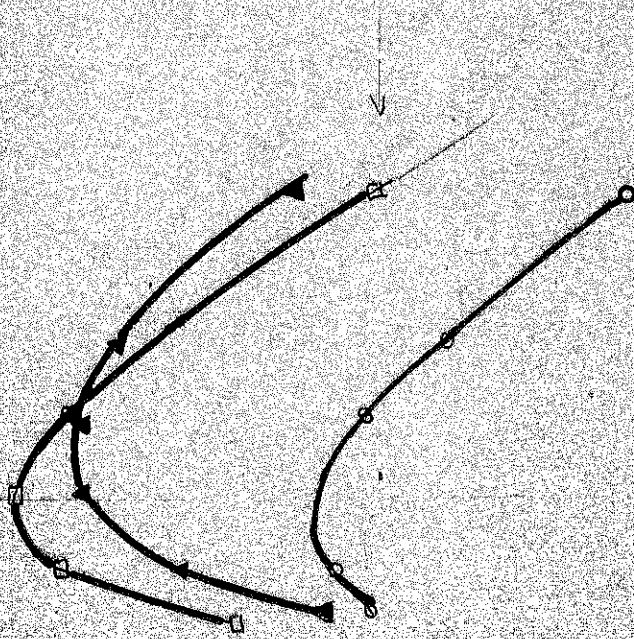
FIG. 2



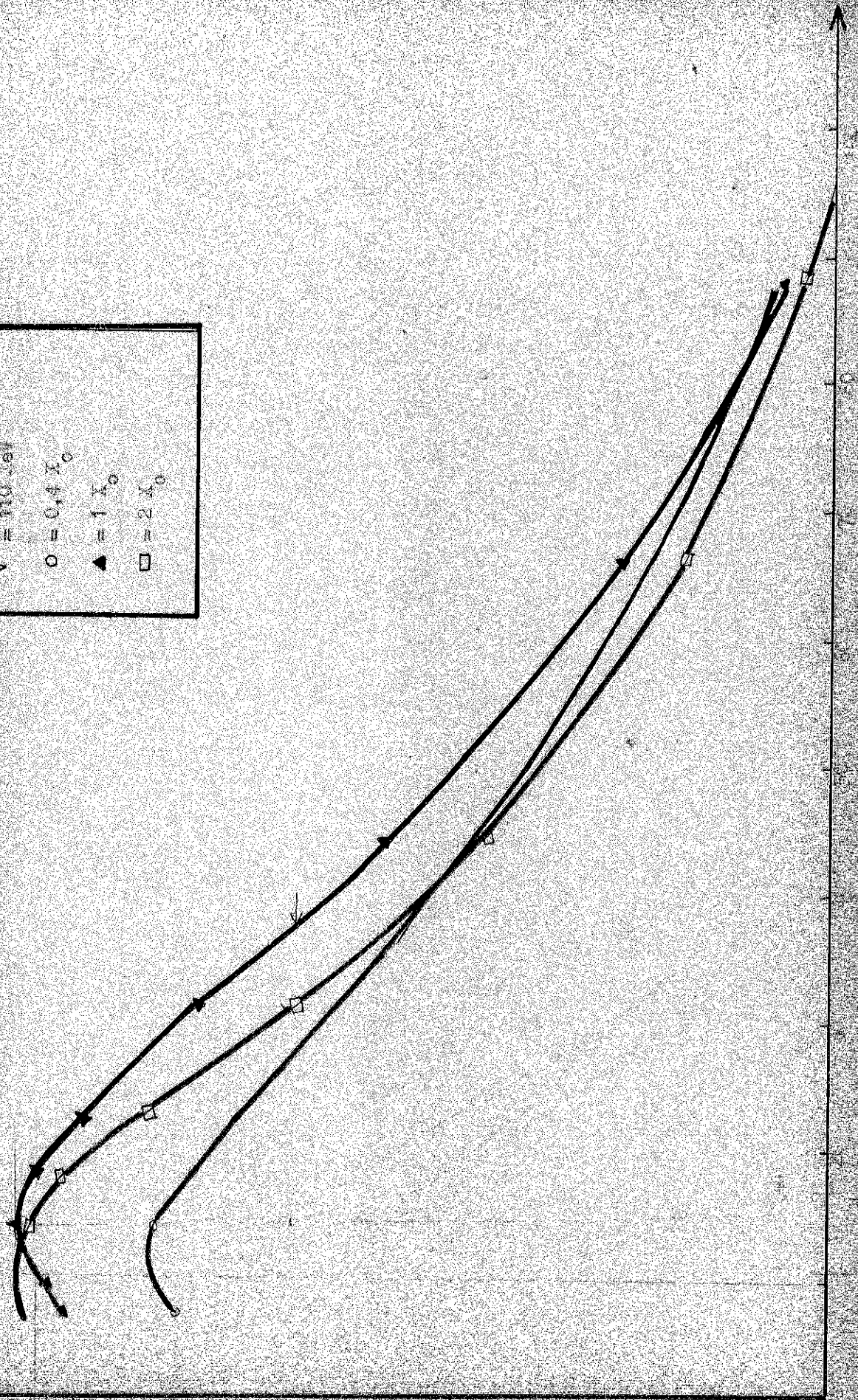
V^-	$= 220 \text{ } \circ$
\circ	$= 0 \text{ } X_0$
\blacktriangle	$= 1 \text{ } X_0$
\square	$= 2 \text{ } X_0$
\times	$= 3 \text{ } X_0$
\triangle	$= 4 \text{ } X_0$



$\bar{\nu}$	= 105 MeV
\circ	= $0.4 X_0$
\blacktriangle	= $1 X_0$
\square	= $2 X_0$



$V = 110 \text{ eV}$
 $\circ = 0,4 X_0$
 $\blacktriangle = 1 X_0$
 $\square = 2 X_0$



\bar{v}	$= 0.5 \lambda_0$
\circ	$= 0.4 \lambda_0$
\blacktriangle	$= 1 \lambda_0$
\square	$= 2 \lambda_0$

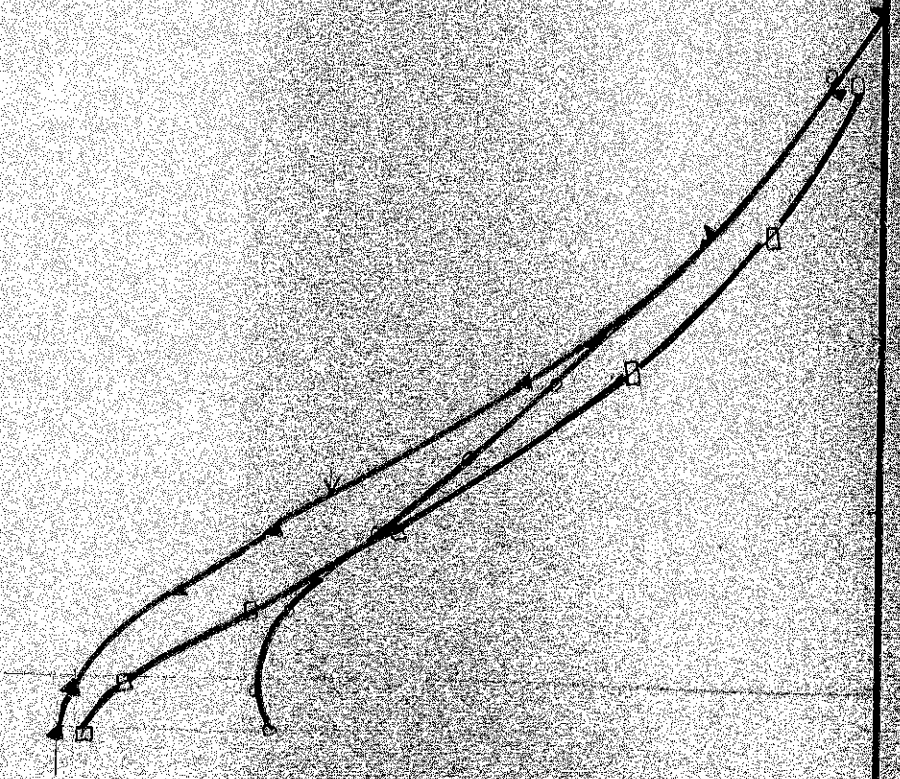


FIGURE 7

