CERN/TC/Physics/62/2
14 juin 1962

Projet présenté par :

MM. DJERASSI Henri *
LAMI Michel *

Avec la collaboration de :

MM. ACCENSI Antonio *
COIGNET Guy *

Etude de la contamination de faisceaux d'antiprotons d'impulsion 3,0 GeV/c et 3,6 GeV/c en mésons π^- et en mésons μ^- à l'aide de clichés de chambre à bulles

* de l'Université de Grenoble - Institut Polytechnique

PS/3317

Courbes

BIBLIOGRAPHIE

High Energies Particules (Rossi)

Experimental Nuclear Physics (Segré)

Conférence Internationale d'Aix-en-Provence (14-20 septembre 1961) sur les particules élémentaires

Antiproton total cross-section between 0,58 and 5,3 Gev/c (Fidecaro)

Conférences de M. Montanet

Conférences de M. Delorme

Cours de M. Bouchez

Physical Review No 76 juillet 1949

Mésons (Hans Bethe et Frédéric Hoffman)

Atomic Nucleus (Evans)

An example of Anti-cascade (Ξ^{-}) particule production in $p - \bar{p}$ interaction at 3,0 Gev/c (CERN, Ecole Polytechnique Paris, Saclay, Phys. Rev. Lett. 8 257 (1962))

Onde électrique No 417 Dec 1961

Le synchrotron à protons du CERN (P. Lapostolle)

Use of delta-rays to determine particule velocities (F. Crawford, Alvarez group, Radiation laboratory, Berkeley).

PS/3317

I. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1. Synchrotron à protons

Le synchrotron à protons du CERN est un accélérateur circulaire de cent mètres de rayon délivrant toutes les cinq secondes quelques milliards de protons d'une énergie cinétique de 28 Gev. Il peut fonctionner aussi à 24 Gev toutes les trois secondes.

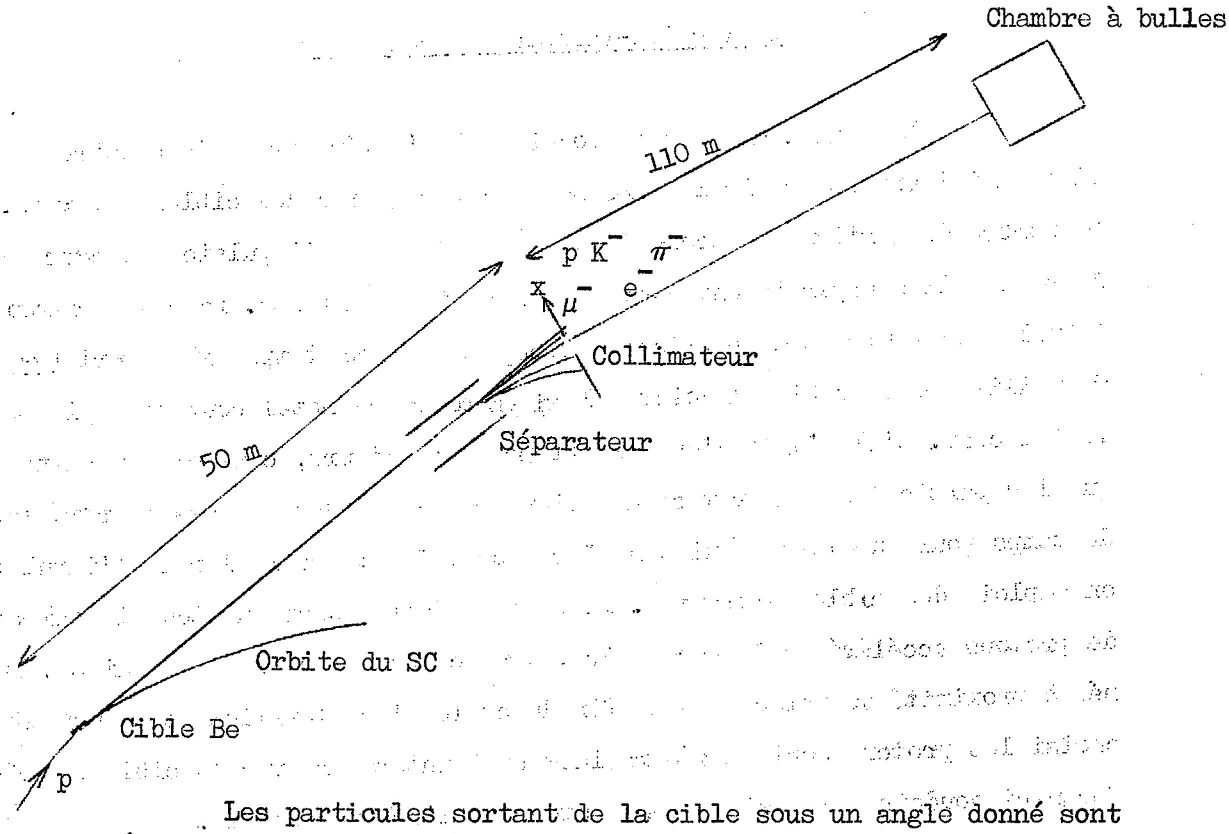
Il est formé de 100 secteurs à focalisation forte (à gradient alterné). La chambre à vide est placée dans l'entrefer et 16 cavités d'accélération donnant à chaque tour un accroissement d'énergie de 54 Kev. Au cours de leur accélération (environ une seconde) les particules décrivent près de 500 000 tours.

Extraction-faisceaux secondaires

Les particules sont produites à l'intérieur de la chambre à vide en faisant interagir les protons accélérés avec des cibles internes. Le nombre de particules secondaires et la durée de l'impulsion au cours de laquelle elles apparaissent sont des éléments importants. Pour les chambres à bulles il faut peu de particules groupées dans un temps très court ($\simeq$ ms). On utilise comme cible un doigt aplati et mince de métal coupant rapidement le faisceau. S'il s'agit d'une expérience à compteurs, ceux-ci demandent que les particules qui traversent soient réparties dans un assez grand laps de temps pour que toutes puissent être comptées ; pour élargir l'impulsion on emploie des cibles vibrantes. Il peut se faire aussi que tout le faisceau de protons accélérés soit nécessaire, dans ce cas la cible est épaisse, amenée à proximité du faisceau à la fin du cycle d'accélération et au moment choisi les protons sont amenés rapidement à interagir avec la cible en effectuant soudain des oscillations autour de l'orbite normale.

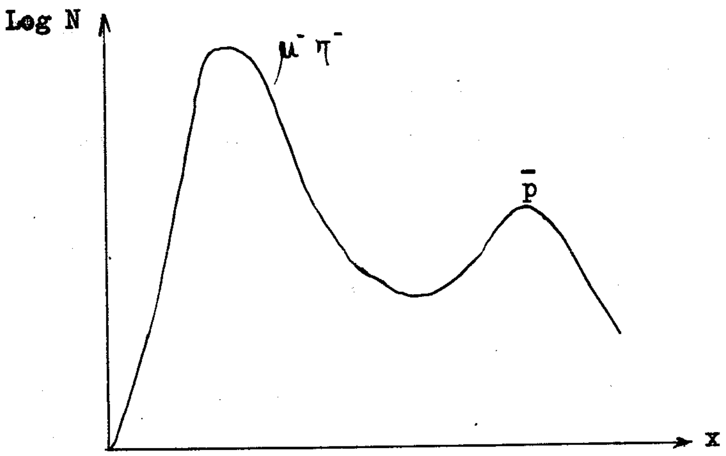
Une gerbe de particules secondaires (environ 10^{11}) de nature et d'énergies très diverses apparaît à la sortie des cibles. A l'aide des aimants déflecteurs et des séparateurs électrostatiques on trie les particules. C'est ainsi qu'un type de particules bien déterminé avec un moment cinétique donné et issues de la cible sous un angle connu peut finalement atteindre la chambre à bulles.

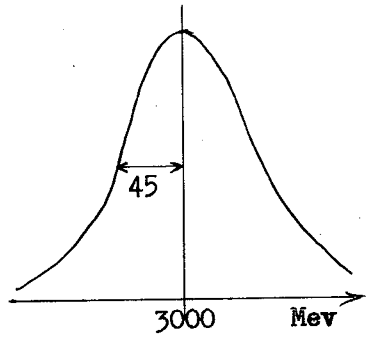
Pour la focalisation et la déflexion on utilise des longueurs de l'ordre de la centaine de mètres, et pour distinguer les différentes particules de même impulsion par la méthode de temps de vol, on a besoin d'un très long parcours, la vitesse des particules étant voisine de celle de la lumière.



Les particules sortant de la cible sous un angle donné sont envoyées dans un appareil où règnent un champ électrique et un champ magnétique. Les particules de masse plus faible donc de vitesse plus grande sont moins déviées dans le champ électrique du séparateur (environ 600 KV et 2 m de longueur). Il est possible au moyen d'un collimateur étroit de sélectionner les particules.

On a fait l'étude de la composition du faisceau en chaque type de particule à l'aide d'un compteur Čerenkov ; on a obtenu dans une direction et avec une impulsion bien définies environ 10 $\bar{p}$ par impulsion de la machine.





Dans l'expérience considérée on a produit des faisceaux d'antiprotons de 3, 3,6, 4 Gev/c avec une dispersion de 45 Mev/c.

2. <u>Chambre à bulles</u> - Description de la C.B.H. 81 de Saclay.

2.1.

a) Principe

Une chambre à bulles comporte essentiellement un volume d'hydrogène liquide dont l'état est défini par sa température (environ 26° K) et sa pression. Celle-ci est supérieure de une atmosphère à la pression de la vapeur saturante. Dans ces conditions le liquide ne bout pas.

Une détente adiabatique est réalisée sur ce volume de façon à abaisser sa pression au dessous de la pression de vapeur saturante. Le liquide se trouve alors dans un état métastable. Il y a deux systèmes pour réaliser cette détente : un piston plongeant dans le liquide ou une membrane souple agissant par un gaz soufflé par l'extérieur. Toute particule chargée perd de l'énergie en traversant la matière : s'il s'agit d'un liquide dans un état métastable, cette énergie permet la formation de bulles (le processus de création n'est pas encore exactement connu; on pourrait dire que ce processus est l'inverse de celui de chambre de Wilson, où le passage des ions permet la condensation d'une vapeur sursaturée). On pense que la particule crée un petit échauffement local ; pour arriver à former une bulle il faut atteindre un rayon critique d'oè l'existence d'un seuil d'ionisation.

b) Fonctionnement de la chambre à bulles

Les opérations se réalisent dans l'ordre suivant :

- La chambre est déclanchée par une impulsion issue de l'accélérateur. 15 ms avant le passage du faisceau, l'accélérateur envoie une impulsion de synchronisation.

- La détente s'effectue.

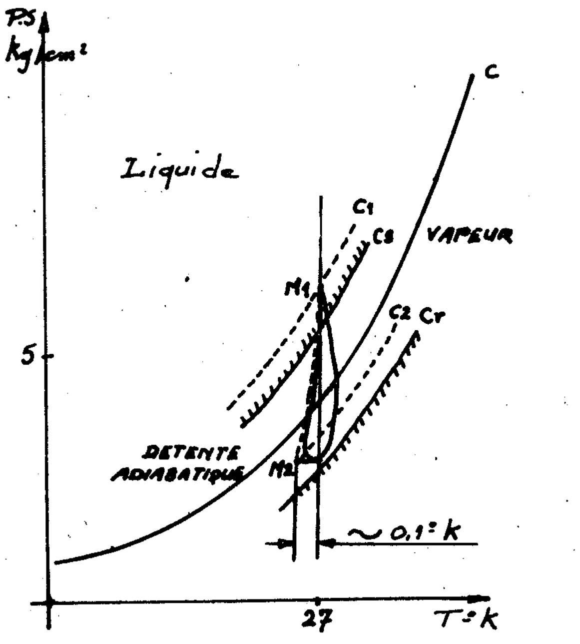


Diagramme d'équilibre. Liquide vapeur saturante de l'H_2

Au temps t_A le liquide est placé dans des conditions de température et de pression M_1 (T_1 et P_1) situé sur une courbe au-dessus de la courbe Cs de telle façon qu'aucune ébullition ne soit possible et qu'à la recompression celle apparue lors de la détente disparaisse rapidement.

Au temps t_B une détente rompt cet équilibre amenant le point M dans le domaine sensible M_2 (T_2 et P_2)

Au temps t_C une recompression ramène le liquide dans des conditions de température et de pression proches des conditions initiales.

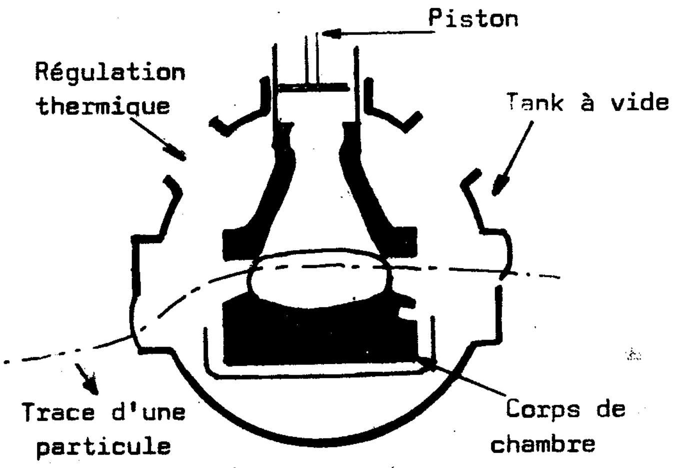
- Les particules traversent la chambre rendue sensible et produisent les bulles.

- Les flashes se déclenchent (un condenseur focalise la lumière hors des objectifs.

- Le liquide est recomprimé.

- Les caméras passent à la vue suivante.

Dimensions de la chambre : 32 cm de diamètre et 81 cm de longueur.



Coupe schématique de la chambre suivant l'axe du faisceau.

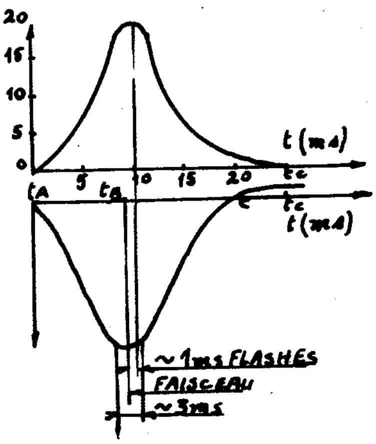
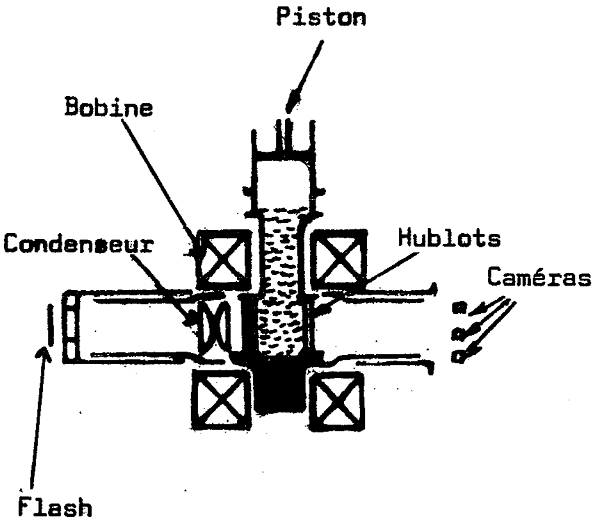


Diagramme de la détente.



Coupe schématique de la C.B.H. 81 suivant l'axe de l'optique.

En vue de limiter les échanges de chaleur donc les mouvements de convection au sein du liquide la recompression doit être aussi proche que possible de l'adiabatique : ainsi une rapidité de fonctionnement est demandée au système (période d'environ 20 ms).

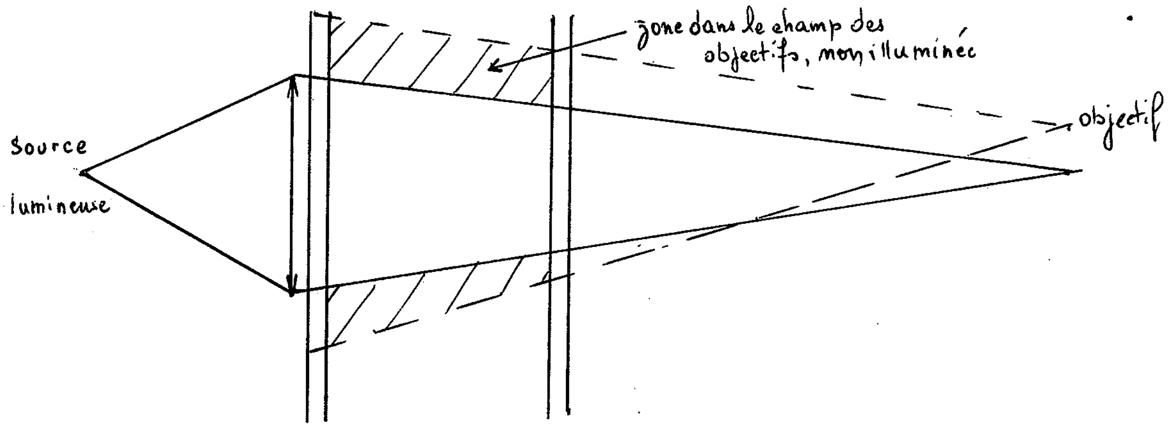
Un électro-aimant crée un champ élevé environ 20,5 Kgauss, dans le volume photographié afin de courber les trajectoires des particules et faciliter leur identification.

2.2. Caractéristiques optiques

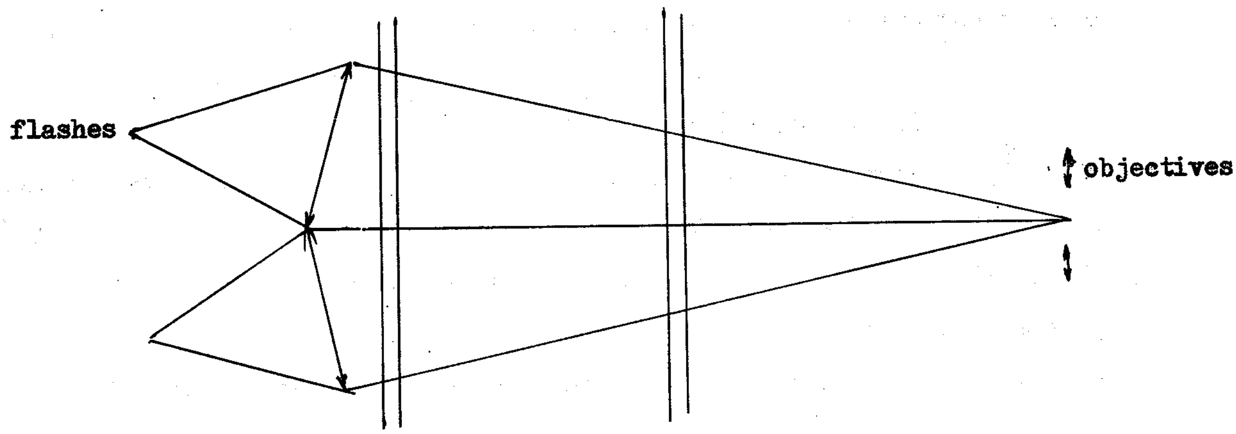
1) Système d'illumination

a) Eclairement de la chambre

La lumière émise par un flash électrique éclaire le volume d'hydrogène par l'arrière par rapport aux caméras. La lumière directe ne devant pas atteindre l'objectif on concentre la lumière avec une lentille près de la fenêtre arrière sur un point de l'axe optique dans le plan des trois objectifs.



Le condenseur doit mesurer 80 cm ; sa distance focale étant d'environ 65 cm ; il ne pouvait être question d'utiliser une lentille unique dont l'épaisseur eût été de 25 cm. Le problème a été résolu en utilisant deux condenseurs. L'éclairement de la zone centrale à la limite de jonction des deux condenseurs a été l'objet de réglages délicats pour avoir un éclairement uniforme.



b) Flashes

Ils ont une longueur de 300 mm. Ils sont déclenchés une milliseconde après le passage du faisceau. La durée de l'éclair doit être petite devant cette ms (de l'ordre de 100 μs). L'éclair est réalisé par la décharge d'une capacité de 25 μ F et dont la tension de charge est de 4 KV.

2) Objectifs et films

a) Objectif Boyer Apo-saphir de 100 mm de distance focale et f/32 d'ouverture.

Les objectifs sont placés à 113 cm du centre de la chambre, l'angle solide est alors de 0,27 stéradians. Le grandissement moyen est égal à 0,1 ; dans ces conditions la tache de diffraction est de 30 μ sur le film soit 300 μ à l'échelle de la chambre.

b) Film

Emulsion plus X KODAK rouleau de 120 mètres (1000 photos) et 35 mm de largeur. Chaque vue est de 41 x 25 mm. L'image de la chambre sur le film est une ellipse allongée. La distance entre deux vues est de 45 mm.

Le plan contenant le film au moment de la prise de vue doit être rigoureusement défini. Une variation de 1/100 mm de celui-ci par rapport à l'objectif entraîne une variation relative du grandissement de 10^{-4} c'est-à-dire, sur une trace de 60 cm, une erreur de 60 μ . Il faut un presse-film très massif qui est constitué par un dispositif à succion. La cadence de prise de vue peut atteindre une photo par seconde.

3. <u>Tables de dépouillement</u> (Scanning)

3.1. Les films obtenus après l'expérience doivent être dépouillés dans le but de sélectionner les événements intéressants, c'est-à-dire en ce qui nous concerne les rayons δ .

Le travail se fait à une table de dépouillement appelée ordinairement "Table de Scanning". C'est un appareil relativement simple qui permet de faire dérouler le film devant une lampe de projection, le faisceau résultant allant se réfléchir sur une glace placée au-dessus de l'opérateur et permettant d'obtenir une image sur la table devant laquelle il est observé. Cette table a des dimensions de 2 m x 2 m environ.

Le système optique est tel qu'il donne un grandissement total de 10 de la photo du film. Comme la photo représente le phénomène produit dans la chambre à bulles dans un rapport de 1/10, on a donc à peu près reconstitué l'événement en vraie grandeur sur la table.

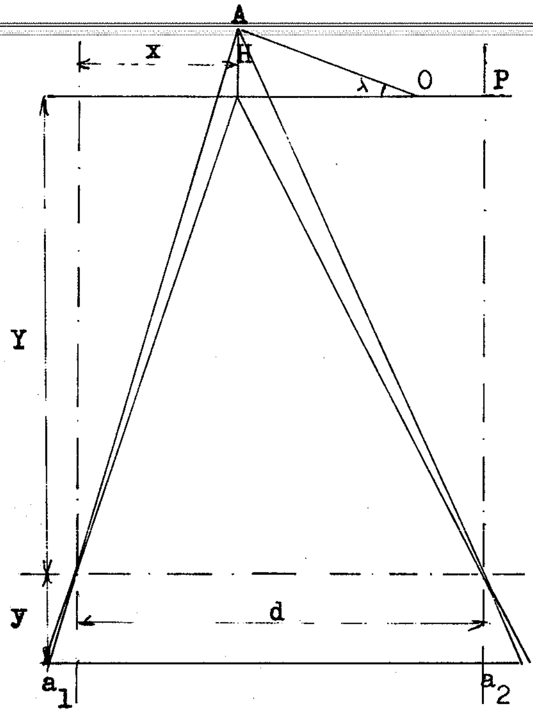
Afin d'obtenir une image nette, le film est plaqué au moment de l'observation par succion sur la platine d'observation. On peut d'autre part faire défiler les photos dans les deux sens en jouant simplement sur les boutons placés au bord de la table. Chaque photo étant repérée par un numéro il suffit de noter le numéro de la photo lorsqu'un événement apparaît.

Souvent il peut être difficile, quelquefois même impossible d'affirmer que l'événement observé est valable (traces trop nombreuses du faisceau,électrons cosmiques semblant provenir d'une trace, etc.). Pour éviter ce genre d'erreur, comme on a pris trois photos afin de pouvoir faire une reconstitution dans l'espace, un deuxième film correspondant à la photo faite par l'une ou l'autre des deux caméras non utilisées, est monté sur l'appareil. Ainsi on voit apparaître sur l'écran de la table les deux photos correspondant au même événement, l'une à côté de l'autre. On fait progresser les films simultanément lors du dépouillement, et quand un événement paraît douteux, on peut amener les deux vues en superposition grâce à un dispositif prévu à cet effet.

Cette opération peut permettre la mise en évidence de l'inclinaison (Dip). Le "Dip" est l'angle existant entre le plan de photo et le plan défini par le rayon incident ($\bar{p}$) et le δ créé, tout du moins avec le début de la trajectoire de ce dernier.

3.2. Correction d'inclinaison

On dispose de deux caméras distantes de d, et à une distance Y de la chambre (Distance moyenne). Leur grandissement est G, Cherchons la représentation du segment H perpendiculaire au plan de projection.



$h_1 = Hx_1 / y$ avec $y = Y.G$

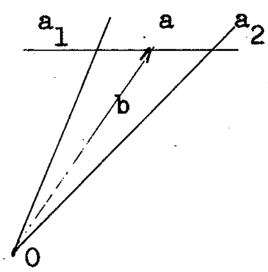
$h = H(d - x) / y$

Si on superpose les deux photos en faisant coïncider les points du plan P, les deux points a_1 et a_2 représentatifs de A seront distants de :

$Hd / y = a_1 a_2$

Soit une droite faisant un angle λ avec le plan P. Elle coupe le plan P en O. Si on fait coïncider les points des photos représentatifs du plan P, les images de la droite se coupent en o image de O. On trace une droite parallèle aux axes optiques qui va déterminer 2 points a_1 et a_2 d'un même point A. L'angle λ sera défini par :

$$tg\,\lambda = H / B = y \cdot \overline{a_1 a_2} / d \cdot \frac{b}{G} = ay / bd$$



Soit ici, pour les caméras 1 et 3 :

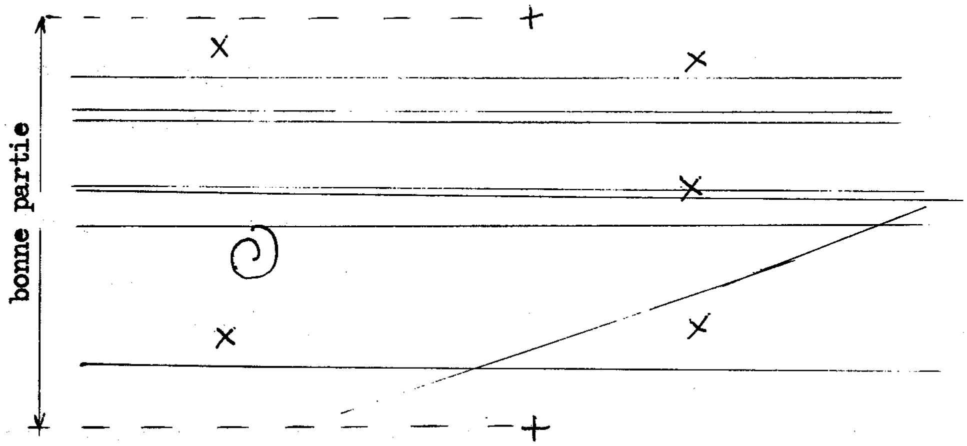
$$tg\lambda = \frac{112,8 + 15}{26} \cdot a/b = 4,8\ a/b$$

On doit donc tenir compte de cette correction quand on effectue les mesures sur les photos.

Lorsqu'on a des courbes on confond au départ la courbe avec sa tangente.

Dans les mesures que nous avons faites la correction de "dip" est presque toujours négligeable. Nous en montrerons l'explication au cours de l'étude cinématique des rayons δ .

Notre manipulation de dépouillement des diverses bobines a été la suivante : toutes les 25 photos nous comptions le nombre de traces du faisceau situé dans la région délimitée par les marques fiduciaires.



On reconnaît les traces du faisceau de $\bar{p}$ à leur faible courbure (voir photo) qui est d'ailleurs la même pour toutes les particules que le faisceau peut contenir puisqu'elle est proportionnelle à l'impulsion.

Comme chaque bobine contient environ un millier de photos, on peut admettre qu'en comptant le nombre de traces toutes les 25 photos, et en faisant la somme des traces observées et en divisant par le nombre de photos sur lesquelles on a compté les traces, on a le nombre moyen de traces par photo.

Pour étudier les événements intéressants, en l'occurence les rayons δ nous avons tracé sur une feuille de papier des cercles ayant pour rayon :
2 cm ; 2,5 cm ; 3 cm ; 4 cm ; 5 cm ; 6 cm ; 8 cm ; 10 cm.

qui correspondaient respectivement aux énergies de (en Mev)
11,76 ; 14,75 ; 17,63 ; 23,50 ; 29,4 ; 35,3 ; 47,1 ; 58,8.
Nous verrons plus loin la justification de ces valeurs.

Lors de l'observation d'un δ , nous plaçons notre feuille de papier sur le δ en essayant de faire coïncider l'un des cercles avec le δ sur un angle d'à peu près 90^{o}.

D'autre part, nous avons pris pour convention de faire les approximations de rayon par défaut comme il est habituel de le faire au CERN.

Ainsi, lorsqu'on marque "rayon de 2 cm" on convient que notre rayon peut avoir une valeur mesurée allant de 2 cm à 2,49 cm. Pour les rayons ayant 10 cm et au-dessus, on inscrit "rayon de 10 cm".

Ainsi donc pour chaque événement intéressant observé, on inscrit la valeur de son rayon, s'il fait une interaction après avoir donné le , où d'autres commentaires en face d'une case contenant le numéro de la photo.

Au CERN, après le dépouillement, les photos intéressantes passent au I.E.P. (instrument d'étude de photographies) appareil permettant de déterminer les coordonnées du point d'interaction et de divers points de la trajectoire des particules résultant de l'interaction. Ceci permet d'avoir une reconstitution du phénomène dans l'espace.

Mais comme dans notre manipulation nous n'avions que les rayons de courbure des δ à mesurer, nous avions suffisamment d'informations après le dépouillement et il était inutile d'avoir recours au I.E.P.

II. BUT DE L'EXPERIENCE

1. Antiproton ou proton négatif

Découvert à l'aide de l'accélérateur de Berkeley (Synchrotron à protons de 6 Gev) par l'équipe de Segré en 1955.

L'antiproton a été mis en évidence en faible proportion (10^{-5}) dans un flux de mésons .

On a : $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$

le seuil de création de $\bar{p}$ étant de 5630 Mev. Le critère expérimental pour différencier les π^- et le $\bar{p}$ étant la vitesse des particules. Pour une impulsion de 1,19 Gev/c :

$$\beta\ (\pi^-) = 0{,}99 \qquad\qquad \beta\ (\bar{p}) = 0{,}78$$

On a analysé ces vitesses par la méthode du temps de vol et par les compteurs Cérenkov à seuil.

La théorie de l'expérience a montré qu'à chaque particule correspond une antiparticule de propriétés semblables, de même masse, même interaction entre elles.

Elles sont différenciées par le signe de la charge électrique et par leur moment magnétique propre.

2. Expériences du CERN

Au cours de la première expérience effectuée avec la C.B.H. 81 faite au CERN en mai 1961 ont été pris plus de 200 000 clichés dans un faisceau d'antiprotons de faible énergie.

L'idée de l'expérience était d'étudier d'une part les interactions à l'arrêt des antiprotons provenant de l'accélérateur et de protons de l'hydrogène liquide de la chambre, d'autre part, d'étudier le choc à basse énergie des $\bar{p}$ sur les protons de la chambre.

La seconde expérience a été faite en 1962 pour étudier l'interaction en vol des $\bar{p}$ avec les protons. 300 000 photographies environ ont été prises.

Les buts principaux de l'expérience sont :

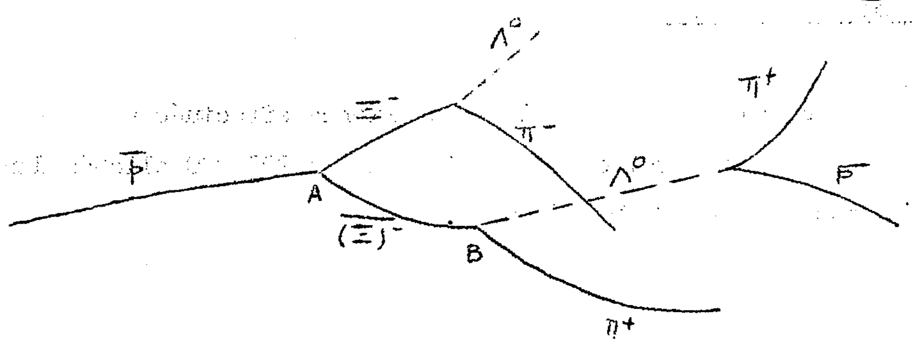
a) <u>Recherches des particules étranges</u>

On connaît les particules étranges suivantes :

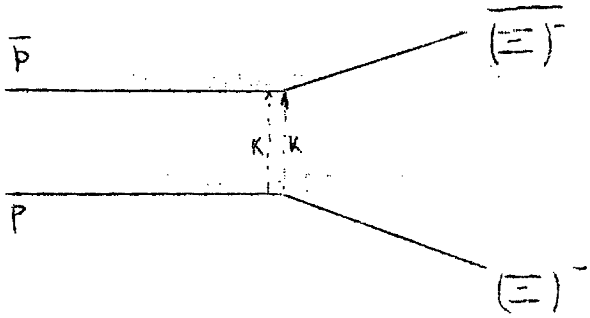
K^+	$S = +1$
K^-	$S = -1$
Λ^o	$S = -1$
Σ	$S = -1$
Ξ	$S = -2$

On avait déjà pu mettre en évidence les antiparticules étranges sauf le $\bar{\Xi}^-$. Cette expérience a pu mettre en évidence en janvier 1962 cette particule (CERN, Ecole Polytechnique (Paris), Saclay, Phys. Rev. Lett. 15 March 1962).

Reconstitution de l'événement observé : AB $\rightarrow \bar{\Xi}^-$

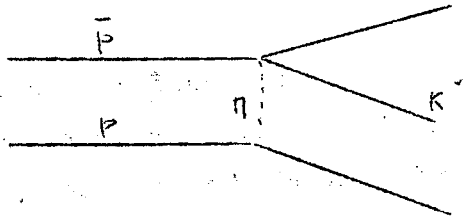


La réaction $p + \bar{p} = (\Xi)^- + \overline{(\Xi)}^-$ (1) s'effectue suivant le schéma :



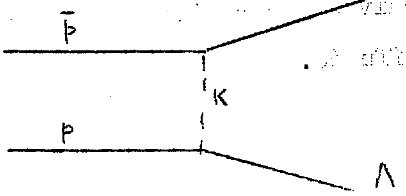
Cette réaction $p + \bar{p}$ peut aussi avoir lieu avec échange d'un π suivant le schéma suivant :

$p + \bar{p} = \bar{\Lambda} + K^- + p$



Elle peut également avoir lieu avec échange d'un K suivant la réaction :

$p + \bar{p} = \Lambda + \bar{\Lambda}$ (2)



On étudie le branchement de (1) par rapport à (2), c'est-à-dire le nombre de fois que (2) a lieu comparé à celui de (1).

b) Interaction périphérique

On avait déjà étudié la réaction inélastique :

$$p + p = p + p + \pi^{o}$$

On veur donc savoir si la réaction

$$p + p = p + \bar{p} + \pi^{o}$$

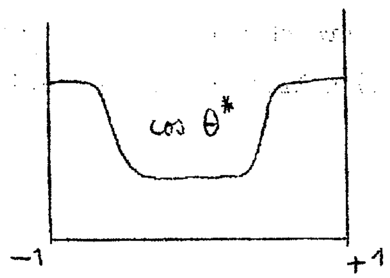
est la seule et si on n'a pas par exemple

$$p + \bar{p} = \text{annihilation en } n \ \pi \text{ (avec } n = 2 \text{ à } 5)$$

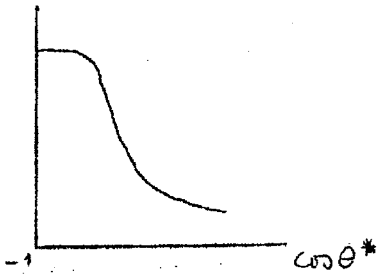
Cette expérience permettrait de connaître la constitution du proton, c'est-à-dire de vérifier l'hypothèse généralement admise du proton formé d'un noyau lourd (0,1 Fermi) entouré d'un nuage de π.

c) Section efficace élastique

Dans la diffusion élastique p-p la distribution angulaire dans le centre de masse a l'allure suivante car l'on ne peut pas distinguer la particule incidente de celle diffusée.



Par contre avec la diffusion élastique $p\text{-}\bar{p}$ on obtient la courbe suivante :

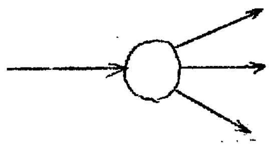


Le transfert de quantité de mouvement est important.

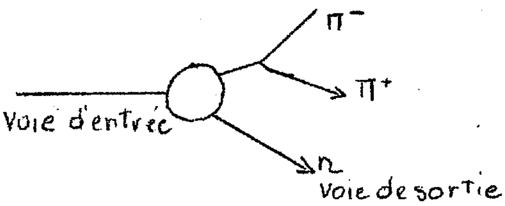
d) <u>Résonances</u>

On cherche aussi une courbe de résonance analogue à la résonance nucléaire. Par exemple $\pi^- + p \to \pi^+ + \pi^- + n$

Le π^- incident interagit avec le noyau dans un certain domaine où agissent les forces nucléaires.



Le problème qu'on se pose est de savoir si la voie de sortie est formée de 3 particules ou bien si les 2π forment une seule particule à très courte durée de vie ; le schéma serait le suivant :



On a étudié les résonances, par exemple, celles appelées particules $\rho^0(\pi^+ \pi^-)$ de masse 780 Mev. Le temps de vie doit être de l'ordre de 10^{-20}s. La vie moyenne est calculée à partir de la dispersion de masse qui est de 100 Mev pour le cas du ρ^0. Sur le faisceau de $\bar{p}$ on essaie de trouver les résonances

$$p + \bar{p} \to K^0 + \bar{K} + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$$

et aussi résonance à $4\pi^-$

$$p + \bar{p} \rightarrow [4\pi] + \pi^+ + \pi^-$$

$$p + \bar{p} \rightarrow [4\pi] + K + \bar{K}$$

3. But de l'étude. Importance dans les expériences en cours.

3.1. Théorie

On a admis qu'il ne pouvait exister dans le faisceau d'antiprotons, que des π^- et des μ^-. En effet les mésons K ont une durée de vie de 10^{-8} seconde au repos, soit

$$T = \frac{10^{-8}}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{seconde en vol.}$$

$pc = \dfrac{m_o c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ d'où $T = T_o \dfrac{pc}{m_o c^2}$ qui correspond à une longueur de vol de $l = \dfrac{T_o c \cdot pc}{m_o c^2}$, soit 23 m pour le K et 65 m pour le π. Il y aura donc un sur 10 qui arrivera dans la chambre, et un K sur 5.10^6. On pourra donc négliger les K.

Les plus gênants sont les mésons π^- qui peuvent donner des diffusions analogues à celles que donnent les $\bar{p}$. De plus il existe des interactions π^- p qui donnent des événements qui, dans la chambre produisent des traces comparables.

Par exemple :

$$\pi^- + p \rightarrow \overline{\Lambda^o} + K^o + \pi^o$$

$$\bar{p} + p \rightarrow \overline{\Lambda^o} + \Lambda + \pi^o$$

Enfin la section efficace totale d'interaction π^- p est de l'ordre de 30 mb alors que la section efficace d'interaction $\bar{p}$ p est de l'ordre de 70 mb. (cf Conférence Internationale d'Aix-en-Provence sur les particules élémentaires 14-20 septembre 1961).

Par contre la section efficace totale d'interaction μ^- p est pratiquement négligeable. Bethe et Höffmann (mésons, volume 2) admettent :

$$\sigma\ (\mu^-,\ p)\ \simeq 10^{-3}\,\sigma(\pi^-,\ p)$$

On voit donc que la contamination en muons est beaucoup moins gênante que la contamination en pions.

Le but de l'étude sera donc de déterminer d'une part le nombre de π^- et d'autre part les rapports

Nombre de π^-/nombre de $\bar{p}$

Nombre de μ^-/nombre de $\bar{p}$

et

Nombre de $(\pi^- + \mu^-)$/nombre de $\bar{p}$

3.2. Etude préliminaire

On peut déterminer la richesse du faisceau avant l'expérience en déplaçant le diaphragme servant à trier les particules. On obtient ainsi le nombre de particules en fonction de leur masse.

On devrait avoir un spectre de raies mais en réalité la dispersion donne un spectre continu. On peut alors faire le calcul théorique des différents pourcentages de particules en un point:

En réalité le pourcentage de pollution sera plus élevé à cause des désintégrations en vol.

4. Méthode des rayons

4.1. Définition

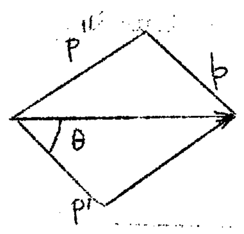
Lorsqu'une particule en mouvement heurte un électron au repos en lui communiquant une énergie suffisante pour qu'il soit lui-même ionisant, cet électron forme un rayon δ.

Calcul de la probabilité d'émission des rayons :

a) Collision d'une particule avec un électron libre

On a vu qu'on peut considérer le choc d'une particule de grande impulsion (quelques Gev/c) avec les électrons atomiques (quelques ev pour l'atome d'hydrogène), comme un choc avec des électrons libres.

Appliquons les principes de conservation de l'énergie et des quantités de mouvement.



Soit m la masse de la particule incidente, p sa quantité de mouvement, avant la collision, p" sa quantité de mouvement après la collision. Soient m_e la masse de l'électron, p' sa quantité de mouvement après la collision. On suppose que sa vitesse était initialement nulle.

Son énergie correspondante est :

$$E' = p'^2 c^2 + m_e^2 c^4 - m_e c^2$$

Le principe de la conservation de l'énergie donne :

$$m_e c^2 + p^2 c^2 + m^2 c^4 = p''^2 c^2 + m^2 c^4 + E' + m_e c^2$$

La conservation de l'impulsion donne :

$$p''^2 = p'^2 + p^2 - 2pp' \cos\theta$$

En éliminant p'', on a :

$$E' = \frac{2m_e c^2 p^2 c^2 \cos^2\theta}{[\, m_e c^2 + (p^2 c^2 + m^2 c^4)^{\frac{1}{2}} \,]^2 - p^2 c^2 \cos^2\theta}$$

On obtient l'énergie maximale transférée pour un choc frontal, c'est-à-dire pour $\theta = 0$.

On a alors :

$$E'\ \max = \frac{2m_e c^2 p^2 c^4}{m_e^2 c^4 + m^2 c^4 + 2m_e c^2 (p^2 c^2 + m^2 c^4)^{\frac{1}{2}}}$$

Pour $\bar{p}$, μ^- et π^-, m est très supérieur à m_e et on peut négliger le terme en $m_e^2 c^4$ au dénominateur.

$$E'\ \max = \frac{2m_e c^2 \cdot p^2 c^4}{m^2 c^4 + 2m_e c^2 (p^2 c^2 + m^2 c^4)^{\frac{1}{2}}}$$

On voit d'après cette formule qu'une particule de très grande énergie peut transférer presque toute son énergie cinétique à un électron même si la masse de la particule est élevée, ce qui serait impossible en mécanique classique. On montrera que la probabilité d'un tel phénomène est faible, la section efficace décroissant rapidement avec l'énergie transférée à l' e^-.

b) <u>Expression théorique de la probabilité de collision des particules chargées avec les électrons libres</u>

Soit $\sigma(E, E')\, dE'\, dx$ la probabilité pour une particule d'énergie E de transférer dans une épaisseur de matière dx, une énergie comprise entre E' et $E' + dE'$.

On pose $C = \pi r_e^2$ $\quad r_e$ = rayon de l'électron $= e^2/m_e c^2$

Par la théorie de Dirac on trouve, si E est très supérieur à $m_e c$

$$\sigma(E, E')dE' = \frac{2Cm_e c^2}{\beta^2} \cdot \frac{dE'}{E'^2} \cdot \left(1 - \frac{E'}{E}\beta^2 + \left(\frac{E'}{E}\right)^2\right)$$

Pour les particules de spin 1/2 on obtient, en fonction de E' max calculée précédemment (Bhabha) :

$$(E, E')\, dE' = 2C \frac{m_e c^2}{\beta^2} \frac{dE'}{E'^2} \left[1 - \beta^2 \frac{E'}{E'_m} + \frac{1}{2} \left(\frac{E'}{E + mc^2}\right)^2 \right]$$

Pour un spin égal à 1 on obtient : (Massery, Corben, Oppenheimer, Snyder, Serber)

$$\sigma(E, E')dE' = 2C\frac{m_e c^2}{\beta^2}\frac{dE'}{E'^2}\left(1-\beta^2\frac{E'}{E'_{max}}\right)\left(1+\frac{1}{3}\frac{E'}{E_c}\right)+\frac{1}{3}\left(\frac{E'}{E'+mc^2}\right)^2\left(1+\frac{1}{2}\frac{E'}{E_c}\right)$$

où on a posé : $$E_c = \frac{m^2 c^2}{m_e}$$

Si E' est très inférieur à E'm, on obtient la formule de Rutherford.

$$\sigma(E, E')\, dE' = 2C\frac{m_e c^2}{\beta^2}\frac{dE'}{E'^2}$$

En intégrant la formule de Bhabha on trouve :

$$\Big[\sigma(E)\Big]_{E_1}^{E_2} = \int_{E_1}^{E_2} 2C\frac{m_e c^2}{\beta^2}\, dE'\left[\frac{1}{E'^2} - \frac{\beta^2}{E_m} \times \frac{1}{E'} + \frac{1}{2(E + m_e c')^2}\right]$$

$$= 2C\frac{m_e c^2}{\beta^2}\left[\frac{E'_2 - E'_1}{2(m c' + E)^2} - \frac{\beta^2}{E'_m}\,\mathrm{Log}\,\frac{E'_2}{E'_1} + \left(\frac{1}{E'_1} - \frac{1}{E'_2}\right)\right]$$

Si on a E'_1 et $E'_2 \ll E'm \ll E$, on obtient la formule approchée :

$$\sigma = 1\ \text{barn} \cdot 0{,}25\ \text{Mev} \cdot \left(\frac{1}{E'_1} - \frac{1}{E'_2}\right)$$

4.2. Utilisation des rayons δ pour l'identification des particules d'un faisceau

Il existe plusieurs méthodes :

a) Dans une chambre à bulles sans champ magnétique

On mesure le parcours de l'électron dans l'hydrogène et son angle avec la trace au départ.

D'après la formule :

$$-\frac{dE'}{dx} = \frac{2\pi e^4}{mv^2} N Z \operatorname{Log} \frac{mv^2}{2\bar{I}} (1-\beta^2)$$

où v est la vitesse de l'électron,
N est le nombre d'Avogadro
β est égal à v/c
I est le potentiel d'ionisation moyen dans l'hydrogène, soit 15,6 ev

On peut tracer la courbe donnant l'énergie initiale en fonction du parcours de l'électron.

Connaissant l'angle que font les trajectoires, on peut en déduire, d'après la formule vue au début de l'étude des δ la masse de la particule incidente.

Pour l'application pratique on peut utiliser les courbes suivantes :

Engineering notes 4 310 - 03 LA 7 pour avoir l'énergie du δ

Engineering notes 4 310 - 03 M 29 No 1 qui donne le produit de la particule incidente en fonction de l'énergie et de l'angle du δ

Dans cette méthode les difficultés viennent de ce que la trajectoire n'est pas droite par suite de la diffusion du rayon δ sur les noyaux d'hydrogène, sa longueur est alors très difficile à mesurer. L'erreur sur l'angle d'émission du δ est aussi très importante. De plus, la correction due à l'inclinaison du δ par rapport à un plan de photo peut être très importante et difficilement appréciable puisqu'elle peut changer le long du parcours.

b) <u>Spirale de l'électron dans un champ magnétique</u>

Cette méthode permet de déterminer l'énergie du δ en comptant le nombre de tours effectués par l'électron avant de s'arrêter. L'avantage de cette méthode est l'absence de correction de "dip".

En effet, un électron se déplaçant dans un champ magnétique est soumis à une force :

$$F = e \cdot \vec{v} \wedge B$$

Soit v_{xz} la projection de v dans le plan perpendiculaire à l'induction, qui est aussi le plan parallèle au plan des films.

$$F = e \cdot v_{xz} B$$

dirigée perpendiculairement à v_{xz} dans le plan xOz.

Si on néglige le ralentissement, le mouvement de l'électron sera hélicoïdal et se projètera sur le plan xOz suivant un cercle défini par :

$$F = mv^2_{xz} / R \qquad \text{d'où} \quad R = mv_{xz} / eB$$

Pour parcourir un tour il faut un temps $t = 2 R / v_{xz}$

$$t = 2 m / eB$$

Le temps mis pour parcourir un tour ne dépend que de v par l'intermédiaire de m, et non de v_x. En considérant des éléments différentiels sur la spirale obtenue dans le cas où il y a ralentissement, on voit que la propriété reste vraie dans le cas réel.

Comme d'autre part le temps mis par l'électron ne dépend que de l'énergie totale, le nombre de tours est indépendant de l'inclinaison.

En première approximation, l'énergie obéit à la loi :

$$E = 0{,}24 \; e^{\frac{N}{1{,}84} \cdot \frac{11.10^3}{B_{gauss}}}$$

Pour avoir une meilleure précision on peut utiliser le graphique No 4 de l'engineering notes 4 310 - 03 M 29.

Les causes d'erreur sont :

- Les δ secondaires qui ne sont pas toujours visibles ;

- L'erreur sur le nombre de tours en fin de parcours : ici, avec B = 20,5 Kgauss, si on fait une erreur d'un demi-tour, l'erreur sur E vaut :

$$e^{\frac{0,5}{1,84} \times \frac{11}{20,5}} = 20\ \%$$

c) Méthode utilisée effectivement

On mesure seulement le rayon de courbure des δ dans un champ magnétique au début de leur trace. En effet, dans le cas qui nous intéresse la correction d'inclinaison et l'angle du δ avec la trace de la particule incidente sont inutiles :

1) L'angle du δ et de la trace incidente est inutile.

On dispose de particules d'impulsion incidente p = 3 Gev/c et p = 3,6 Gev/c. On a :

	p^-	π^-	μ^-	e
m	938	140	106	0,511

soit :

	p = 3 Gev/c			p = 3,6 Gev/c		
	p^-	$^-$	$^-$	$\bar{p}$	$^-$	$^-$
E_{max} Mev	10,2	400	640	15,1	560	880

On voit donc que l'énergie maximale communiquée à un électron par les $\bar{p}$ est très inférieure à celle que peut communiquer un μ et un π. Elle croît avec l'impulsion du faisceau. Il suffit théoriquement, de compter les rayons d'énergie supérieure à 10,2 ou à 15,1 Mev pour déterminer le nombre de mésons π ou μ entrant dans la chambre. En réalité pour vérifier si la répartition des δ en fonction de leur énergie est bien celle qu'on a obtenue théoriquement on fait une mesure approchée des rayons de courbure qui nous permettra de faire les corrections.

2) La correction d'inclinaison est presque toujours négligeable.

Calculons l'angle maximum fait par le δ et l'antiproton.

$$E' = \frac{2m_e c^2 p^2 c^2}{[m_e c^2 + (p^2 c^2 + m^2 c^4)^{\frac{1}{2}}]^2 - p^2 c^2 \cos^2 \theta}$$

$$\cos^2 \theta = \frac{(m_e c^2 + (p^2 c^2 + m^2 c^4)^{\frac{1}{2}})^2}{\frac{2m_e c^2 p^2 c^2}{E'} + p^2 c^2} \quad \Bigg| \quad p^2 c^2 >> m^2 c^4 >> m_e^2 c^4$$

$$\cos^2 \theta = \frac{1}{\frac{1{,}022}{E'_{Mev}} + 1}$$

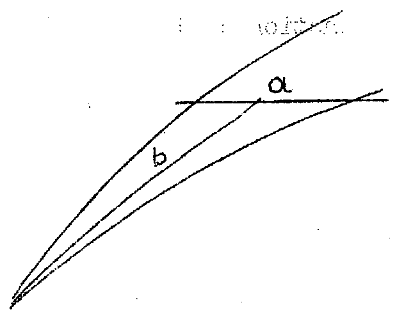
L'angle θ maximal sera observé pour E' minimal. On a vu au paragraphe précédent que les énergies des δ observés seront nécessairement supérieures à 10,2 Mev. On obtient alors un angle de 21°.

Au départ le δ fera donc un angle de 21° avec le plan de photo dans le cas le plus défavorable (E' minimale inclinaison maximale) le rayon sera alors :

$R = mv_x/eB$, au lieu de mv/eB s'il n'y avait pas d'inclinaison. Si λ est l'angle d'inclinaison ($\lambda = \theta$) $v_x = \cos \lambda \, . \, v$

Il faudra donc prendre $R = R$ mesuré$/\cos \lambda$.

Ici, dans le cas le plus défavorable la correction vaudra 7 % ; elle sera donc presque toujours négligeable.



III. MISE EN OEUVRE DE LA METHODE UTILISEE

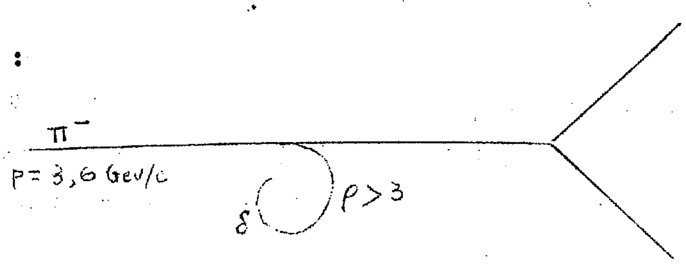
Le rapport de F. Crawford mis à part (groupe d'ALVAREZ) nous n'avons trouvé aucune étude systématique de l'identification de particules d'après leur production de rayons δ .

Crawford identifie les particules d'après leur énergie. On connaît leur impulsion et la section efficace théorique en fonction de l'énergie du δ émis, puisque celle-ci dépend de la masse de la particule incidente par l'intermédiaire de l'énergie (cf calcul cinématique). Le principe de la méthode employée sera d'abord de mettre en évidence le fait que le nombre de δ compté suit bien la loi théorique et ensuite de montrer la contribution des $\bar{p}$ dans la production des δ .

Ayant montré à partir de quelle énergie il fallait se placer pour éliminer le "bruit de fond" dû aux $\bar{p}$, on va chercher le pourcentage de mésons existant dans les différents faisceaux, ceci pour chaque bobine.

Enfin, connaissant la section efficace totale d'interaction π^- p et sachant que $\sigma(\mu^- p) \simeq 0$, on pourra essayer de faire une séparation entre les muons et les pions en comptant le nombre d'interactions qu'on voit sur une trace ayant un rayon δ d'énergie suffisante pour qu'on puisse être certain qu'il ne s'agit pas d'un $\bar{p}$.

Exemple :



Si on voit une trace comme celle-ci, on est sûr que la particule incidente est un π^- (cf photographie jointe).

1. Relation entre le rayon de courbure et l'énergie E' du

La chambre à bulles est soumise à un champ magnétique de 20,5 Kgauss. Ce champ courbe l'électron et la mesure du rayon de courbure ρ donne l'énergie E'.

On a : $$\rho = p/eB$$

Comme E' minimum qu'on mesurera sera pour une impulsion incidente de 3 Gev/c, supérieure à 10 Mev, on peut négliger la masse au repos de l'électron.

Donc : $$\rho = E/ceB$$
$$B = 20\ 500 \text{ Gauss}$$
$$e = 1{,}6.10^{-20} \text{ uem}$$
$$c = 3.10^{10} \text{ cm/sec.}$$

Donc : $$E = (ceB)\rho$$
$$\underset{\text{(Mev)}}{E} = 6{,}15\,\underset{\text{cm.}}{\rho}$$

Mais ceci ne tient pas compte des corrections de grandissement des caméras et de la table de dépouillement.

Le calcul théorique est assez complexe car le grandissement des caméras dépend de la position géométrique du choc dans la chambre. Il est préférable de faire une mesure expérimentale du rapport E/ρ.

Il suffit pour cela de mesurer les rayons de courbure des traces incidentes dont on connaît l'impulsion avec une bonne précision.

Pour une impulsion de 3,0 Gev/c le rayon de courbure moyen vaut

R = 520 cm.

On a encore :

R = P/eB
Pc = ceB.R.G (G étant le grandissement total)

Ce qui donne pour ceB.G la valeur 3000/520 = 5,77, d'où la formule définitive :

$$\boxed{E = 5{,}77\ \rho} \qquad \begin{array}{l} E : \text{Mev} \\ \rho : \text{cm.} \end{array}$$

2. Corrections

En fait, les rayons δ se ralentissent dans la chambre, on peut envisager de tenir compte de l'énergie perdue par ionisation et par rayonnement de freinage.

2.1. Ionisation

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4}{mv^2}\, N\, Z\, \mathrm{Log}\, \frac{mv^2}{2\bar{I}}\, (1 - \beta^2)$$

où on a posé :

v = vitesse de l'électron
N = nombre d'Avogadro
$\bar{I}$ = potentiel moyen d'excitation
= 15,6 eV (pour l'hydrogène.

On trouve :

$$\frac{dE'}{dx} = 9{,}2.10^{-3} \text{ Log } \frac{25.10^{7}}{E'}$$

$$= 0{,}176 - 9{,}2.10^{-3} \text{ Log } E'$$

D'après la façon expérimentale de mesurer ρ on peut admettre qu'on s'intéresse au parcours de l'électron sur un quart de cercle.

Donc $$\Delta x = \frac{\pi \rho}{4} = 0{,}785\, \rho$$

Soit $\Delta E' = 0{,}785\, (0{,}176 - 9{,}2.10^{-3} \text{ Log } E)$

2.2. Rayonnement de freinage

D'après Segré on a :

$$\frac{\left(\frac{dE'}{dx}\right)_{\text{freinage}}}{\left(\frac{dE'}{dx}\right)_{\text{ioni.}}} \quad \frac{E'_o\, Z}{1600\, m_o\, c^2} \simeq \frac{E'_o}{800}$$

Comme l'énergie maximale mesurée est de l'ordre de 60 Mev

$$\left(\frac{dE'}{dx}\right)_f \Big/ \left(\frac{dE'}{dx}\right)_i = \frac{60}{800} \simeq 7{,}5\ \%$$

Comme la perte d'énergie maximale par ionisation est de l'ordre de 2 %, on peut admettre que l'énergie perdue par rayonnement de freinage est négligeable.

2.3. Diffusion élastique

Dans son article Crawford fait l'hypothèse suivante : il y a autant de diffusions dans un sens que dans l'autre : c'est-à-dire tendant à augmenter ρ ou à le diminuer ; ceci revient donc à négliger la diffusion des électrons et à admettre que les corrections de diffusion sont inférieures aux autres causes d'erreurs.

3. Découpage de l'énergie

On a démontré que l'énergie du δ était liée à son rayon de courbure par

$$E = 5{,}77\,\rho$$

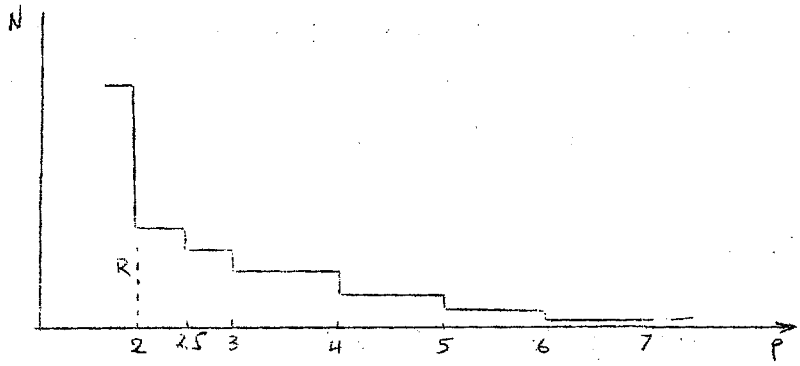
or, pour des $\bar{p}$ de 3 Gev/c l'énergie maximale des δ est de 10,2 Mev, ce qui correspond à un rayon $\rho_{max} = 1{,}76$ cm.

D'autre part, pour des $\bar{p}$ de 3,6 Gev/c, $E'_{max} = 15{,}1$ Mev. soit $\rho_{max} = 2{,}62$ cm.

On peut s'attendre à trouver des valeurs de rayon inférieures à celles obtenues théoriquement si on tient compte des corrections de ralentissement.

On peut supposer que pour un faisceau de 3 Gev/c en ne comptant que les δ de rayon supérieur ou égal à 2 cm, on n'aurait que des δ créés par des mésons. De même pour les 3,6 Gev/c en comptant les δ de rayon supérieur ou égal à 3 cm, on arriverait à la même conclusion.

En fait, on a cherché à mettre en évidence expérimentalement cette distinction. En effet, le nombre de δ doit diminuer brusquement lorsque la contribution des $\bar{p}$ disparaît ; par exemple si on obtient un histogramme ayant cette allure.



On peut admettre que pour R $\leq$ 2, on a une forte contribution des $\bar{p}$, et pour R $>$ 2, on n'a plus que des δ dus aux mésons.

On a là une ébauche de la manière de procéder ; on verra plus loin les processus essayés et celui finalement retenu.

Etant donné que nous ne cherchons pas une définition précise de l'énergie correspondant à chaque δ mesuré mais que nous nous intéressons au nombre de δ dans une bande d'énergie relativement large des intervalles de rayons de 1 cm (soit 3 Mev environ) seront généralement suffisants.

Comme on a vu qu'entre 2 et 3 cm, il faudrait faire la coupure pour avoir une meilleure précision on divise l'intervalle en deux. Ceci est possible puisque nous sommes dans une région où la section efficace est assez grande, et où le nombre de δ comptés sera suffisant.

Par contre aux environs de ρ = 6 cm, cette dernière devient très faible et si on veut garder une statistique convenable, on devra doubler la largeur de bande.

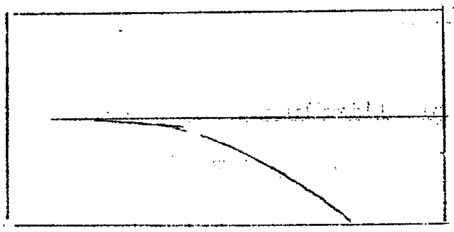
On se fixe d'autre part la limite maximale à 10 cm car des δ qui auraient un rayon supérieur auraient une énergie supérieure à 60 Mev. Comme l'ionisation suit une loi en v^{-2} on ne peut pas voir les δ de cette catégorie.

Section efficace d'ionisation : $d\,\sigma_k = \frac{4\pi Z^2 e^4}{mv^2} \frac{B_k}{E_k}$

avec B_k = nombre d'arrêt

E_k = énergie de la couche k

Un autre facteur entre en ligne de compte : les dimensions de la chambre. La chambre ayant une largeur de 15 cm, un δ ayant un rayon de cet ordre pourra sortir de la chambre et y être confondu facilement avec une interaction.



4. Calcul des énergies correspondant à chaque rayon de courbure

On a vu $E' = 5{,}77\,\rho$

$\frac{\Delta E'}{\Delta x} = 0{,}176 - 9{,}2.10^{-3}$ Log E'

où = = 0,785

	E'(Mev)	Δl	$\Delta E'/ \; l$	$\Delta E'$	$E' + \Delta E'$ (Mev)
2	11,54	1,55	0,154	0,239	11,76
2,5	14,45	1,95	0,151	0,295	14,75
3	17,3	2,35	0,150	0,353	17,65
4	23	3,14	0,147	0,461	23,50
5	28,8	3,19	0,145	0,566	29,40
6	34,6	4,7	0,144	0,676	35,3
8	46,2	6,28	0,141	0,885	47,1
10	57,7	7,85	0,139	1,09	58,8

5. Calcul des sections efficaces

Montrons d'abord que l'influence du spin est négligeable : pour une particule de spin 1/2, le terme de spin vaut :

$$\frac{1}{2}\left(\frac{E'}{E + mc^2}\right)^2$$

où E' est l'énergie du δ

E est l'énergie de la particule.

Or, l'énergie E' maximale mesurée est de 60 Mev. Donc

$$\frac{1}{2}\left(\frac{E'}{E + mc^2}\right)^2 \simeq \frac{1}{2}\left(\frac{60}{3000}\right)^2 \simeq 10^{-4}$$

De même pour les π , le terme dû au spin est de la forme :

$$K \frac{dE}{E'^2} \left[\left(1 - \beta^2 \frac{E'}{E'_n}\right) \frac{1}{3} \frac{E'}{E'_c} + \frac{1}{3} \left(\frac{E'}{E + mc^2}\right)^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{E}{E_c}\right)^2 \right]$$

dans ce cas on trouve : $\left(\frac{E'}{E + mc^2}\right)^2 \simeq 10^{-4}$

et $\frac{1}{3} \frac{E'}{E_c} = \frac{1}{3} \frac{60}{3000 \times 280} = 2,5.10^{-5}$

le terme de spin est toujours négligeable.

En intégrant dans les bandes adoptées précédemment on trouve :

(cm)	E' (Mev)	$\frac{1}{E'}$	$\left(\frac{1}{E'_1} - \frac{1}{E'_2}\right)10^2$	σ mb
2	11,76	0,0850	17,3	4,32
2,5	14,75	0,0677	11,1	2,76
3	17,65	0,0566	14,0	3,5
4	23,50	0,0426	8,6	2,16
5	29,40	0,0340	5,7	1,43
6	35,30	0,0283	7,1	1,78
8	47,1	0,0212	4,2	1,05
10	58,8	0,0170		

On néglige ici le terme logarithmique qui est très petit, E_{max} étant toujours très grand devant E_1.

On peut calculer de même les sections efficaces totales de production de δ c'est-à-dire la section efficace de production de δ dont l'énergie est supérieure à E'.

En fait, on a vu qu'il était difficile d'observer des rayons δ dont le rayon de courbure soit supérieur à 10 cm. On peut donc admettre qu'à partir de ces valeurs l'efficacité du dépouillement devient très faible. On calcule donc la section efficace intégrée jusqu'à une énergie de 58,8 Mev.

On a $$\sigma \text{ total} = 251 \left(\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2} - \frac{\beta^2}{E_m} \text{Log} \frac{E_2}{E_1}\right)$$

Où σ total = section efficace intégrée en millibarn

E'_m = énergie maximale fournie à l'électron.

On obtient le tableau ci-dessous :

cm	^{E}(Mev)	dif_{mb}	3 Gev	3,6 Gev	3 Gev	3,6 Gev
2	11,76	4,32	17	17,1	17,2	17,2
2,5	14,75	2,76	12,7	12,7	12,7	12,8
3	17,65	3,50	9,89	9,91	9,91	9,93
4	23,50	2,16	6,37	6,40	6,41	6,42
5	29,40	1,43	4,22	4,24	4,24	4,25
6	35,30	1,78	2,83	2,84	2,84	2,85
8	47,10	1,05	1,04	1,05	1,05	1,05
10	58,80					

Connaissant les sections efficaces, cherchons à combien de mésons correspond une trace affectée d'un δ .

Soit σ la section efficace. Le nombre de mésons qui interagissent dans une longueur dx est donnée par :

$dn = - n \rho N \sigma \cdot dx$

$n = n_o e^{-\rho N \sigma x}$

avec ρ = densité de l'hydrogène = 0,062
N = nombre d'Avogadro
A = nombre atomique de l'hydrogène = 1

La probabilité de traverser la longueur x sans donner d'interaction vaut :

$$P = e^{-\rho N \sigma x}$$

La probabilité d'avoir une interaction sur la longueur x est

$$P = 1 - e^{-\rho N \sigma x}$$

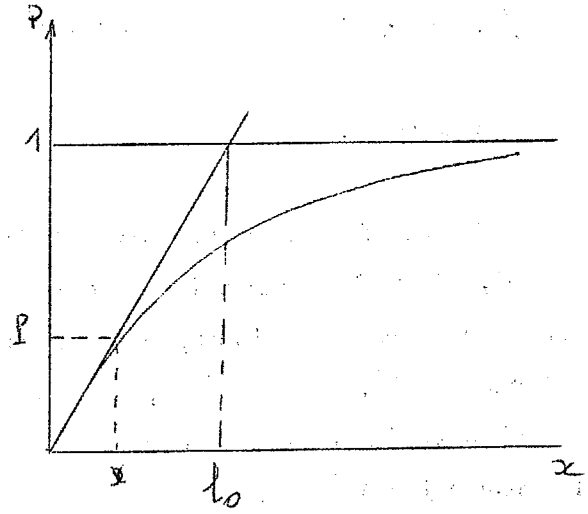
Si $\rho N \sigma x$ est nettement inférieur à 1 on peut faire un développement limité, ce qui revient à confondre la courbe avec sa tangente à l'origine.

$$P = \rho N \sigma x$$

Cette droite coupe l'asymptote de la courbe, qui correspond à $P = 1$ au point d'abscisse l_o défini par :

$$1 = \rho N \sigma l_o$$

$$l_o = 26\ 800 \text{ cm/ mb}$$



En conséquence la probabilité correspondant à une longueur x de la chambre est donnée par :

$$P = x \cdot \sigma \text{ mb}/26\,800 \text{ cm}$$

Quand nous observerons un δ dans la chambre, le nombre de mésons effectivement entrés sera :

$$N_1 = 1/P = 26\,800 / x \cdot \sigma \text{ mb}$$

Ici on prend x = longueur utile de la chambre
= 61 cm

$$N_1 = 26\,800 / 61\,\sigma$$

6. Distinction entre les π^- et les μ^-

On a vu que la section efficace d'interaction $\pi^- - p$ était de l'ordre de 30 à 35 mb, et que $\sigma(\mu^- - p) \cong 0$.

On a donc là une méthode pour distinguer un π^- d'un μ^-, en comptant le nombre de traces présentant un rayon δ de rayon de courbure supérieur à 2 cm pour le faisceau de 3 Gev/c et supérieur à 3 cm pour celui de 3,6 Gev/c, et ensuite une interaction à 2 branches.

Remarque :

On peut imaginer une autre méthode de séparation des π^- et des μ^-. En effet, il suffit pour cela de compter le nombre total d'interactions vues dans la chambre sans s'occuper des rayons δ et connaissant les sections efficaces $\sigma(\bar{p}, p)$ et $\sigma(\pi^-, p)$ et sachant de plus que seuls les $\bar{p}$ ont une probabilité notable de donner des interactions à plus de 2 branches, on peut séparer les π^- des $\bar{p}$.

Par la méthode des rayons δ , on peut toujours connaître le pourcentage total $\pi^- + \mu^-$ dans le faisceau et on a là un moyen de faire la séparation π^-, μ^-.

Mais cette méthode est expérimentalement plus longue car elle nécessite le décompte de toutes les interactions produites dans la chambre et n'offre pas une précision meilleure car $\sigma(\bar{p}, p) = 70$ mb et $\sigma(\pi^-, p) = 35$ mb, soit $\sigma(\bar{p}, p) = 2\,\sigma(\pi^-, p)$.

Calcul du nombre de π^- entrant dans la chambre.

Pour chaque interaction on a :

$$p = N\sigma d l/A$$

A = masse atomique = 1

σ = section efficace

d = densité de l'hydrogène liquide

l = longueur traversée

On admet que σ reste constant dans la chambre, ce que justifie le fait que les particules incidentes se ralentissent très peu dans la chambre.

Comme on voit d'abord un δ et ensuite seulement une interaction, on peut prendre la moitié de la longueur utile parcourue, soit l = 31 cm.

Donc la probabilité d'interaction vaudra :

$$\begin{aligned} P &= 32{,}5\ 10^{-27} \cdot 6\ 10^{23} \cdot 30 \cdot 0{,}061 \\ &= 3520 \cdot 10^{-5} \end{aligned}$$

Donc, pour une interaction observée il y aura : 1/P = 28 ayant donné un rayon δ .

IV. PRESENTATION DES RESULTATS

1. Résultats du dépouillement

Nous disposons pour notre étude de contamination des expériences faites avec des faisceaux d'antiprotons de 3 Gev/c et de 3,6 Gev/c, les films correspondant à l'expérience de 4 Gev/c étant en cours de développement à Saclay au moment où nous avons effectué nos mesures.

Pour chaque faisceau nous avons pris deux séries de films pour comparer les résultats :

3 Gev/c série J : J_1 J_4 J_7 J_{14} J_{22}

série K : K_1 K_{10} K_{16} K_{31}

3,6 Gev/c série L : L_1 L_6 L_{44}

série M : M_3 M_{18} M_{29} M_{32} M_{64}

Nombre de bobines étudiées : 17

Nombre total de photos examinées : 16 441

Nombre de traces de particules du faisceau : 126 976

Nombre de δ intéressants : 1071

3,0 Gev		2	2,5	3	4	5	6	8	10	Σ de 2 à 10	Inter.	No des photos	Nbre de traces comptées	Nbre de P	A	B
J	1	4	8	8	8	5	5	1	0	39		1033	325	8000	42	7,75
	4	31	7	26	18	9	6	3	1	100	2 br. ρ=2	1101	340	8900	42	9,03
	7	10	3	6	5	4	1	0	0	29	2 br. ρ =2,5	945	224	5900	37	6,05
	14	16	6	5	7	3	4	1	2	42		1085	318	8000	42	7,54
	22	9	4	5	1	5	1	0	1	25	2 br. ρ =2	1038	278	7040	41	6,8
	1	7	9	6	3	2	2	2	0	31		395	288	7584	17	17
	10	5	7	8	6	6	4	1	0	37		517	247	6400	20	12,35
	16	15	14	12	7	3	4	2	2	57		1117	490	12400	44	11
	31	17	9	9	8	3	3	2	1	51		1092	220	5350	45	4,9
TOTAL		114	67	85	63	40	30	12	7			8323	2730	69574	330	82,43
MOYENNE												925	304	7745	36,6	9,15
3,6 Gev										de 3 à 10						
L	1	13	12	7	10	6	4	0	1	26	2 b. ρ =4	1160	130	3400	42	3,1
	6	19	7	11	7	2	3	1	0	24		1007	201	5200	41	4,9
	44	31	17	11	6	4	2	3	0	26	2 b ρ =2	1153	274	7400	43	6,37
M	3	49	29	21	7	6	7	3	2	44	2 b ρ =3	1061	553	13800	43	12,86
	18	20	11	9	7	9	1	2	1	28	2 b ρ =?	1000	339	8300	41	8,3
	29	26	16	8	8	5	5	2	0	28	2 b ρ =2,5	939	313	8000	37	8,5
	64	44	27	60	29	14	29	4	3	134	2 m ρ =2 ρ =4	1034	293	7376	41	7,14
	32	21	16	10	8	6	7	4	2	35		1051	220	5500	42	5,24
TOTAL		223	135	137	82	52	58	19	9			8405	2323	58976	330	56,41
MOYENNE												1050	291	7360	412	7,05

où : A : nombre de fois où on a compté les traces du faisceau (toutes les 25 photos)

B : nombre moyen de traces par photo.

2. Histogramme

Pour chaque bobine nous avons porté sur la même feuille :

1) Un histogramme différentiel donnant le nombre de δ compté dans chaque intervalle (courbe inférieure).

2) Un histogramme total où on a porté en ordonnée le nombre de δ : N total dont le rayon de courbure est supérieur au rayon porté en abscisse (courbes 1 à 11).

Le premier histogramme a été tracé dans le but de mettre en évidence la coupure entre les $\bar{p}$ et les mésons. On s'aperçoit que les résultats ne sont pas probants.

On a donc essayé la même opération avec un histogramme total afin de diminuer les erreurs statistiques. Nous ne pouvons toujours pas conclure car la croissance de N est semblable pour les 3 Gev/c et les 3,6 Gev/c.

Si l'on suppose encore que ceci est le fait des erreurs statistiques on peut penser qu'un histogramme global peut donner un meilleur résultat. En fait les deux histogrammes faits pour les deux impulsions ont encore la même allure.

Pour que la coupure soit plus visible on a eu l'idée de porter pour chaque bobine N total $\cdot$ N_1 en fonction de ρ.

Si le bruit de fond dû aux $\bar{p}$ n'existait pas, on obtiendrait une horizontale. On devra donc observer un changement de pente visible vers les faibles rayons, du moins pour le faisceau de 3,6 Gev/c.

En fait, à l'examen de quelques courbes obtenues par cette méthode (cf No A et No D) l'allure générale est toujours la même mais elle ne nous permet pas de conclure.

En réalité, l'erreur vient de ce que dans le N_1 utilisé nous avons fait intervenir la section efficace totale obtenue en intégrant dans une bande d'énergie allant de ρ jusqu'à l'énergie maximale des δ calculée théoriquement. Comme nous l'avons vu on commet là une grave erreur car nous avons un δ bien plus grand que 10 cm pour E_{max}.

La méthode utilisée précédemment nous conduit à admettre que les difficultés éprouvées ne sont pas dûes qu'aux erreurs statistiques. Donc pour éviter les causes d'erreurs occasionnées par les σ totales et introduites essentiellement par les valeurs élevées de l'énergie maximale des δ on a utilisé des sections efficaces différentielles.

Mais pour améliorer la statistique nous avons pris le résultat obtenu sur l'ensemble des films correspondant à une même impulsion pour le faisceau.

Si on trace une courbe N/σ en fonction de ρ on devra obtenir un segment de droite horizontale dès que l'influence des $\bar{p}$ ne se fait plus sentir.

On obtient donc les courbes (Nos 20 - 21). Remarquons qu'il est normal que pour des rayons supérieurs à 6 cm le rapport considéré s'effondre car nous avons toujours les erreurs introduites par la difficulté d'identification des δ à mesure que l'énergie croît.

Les deux courbes, mise à part cette constatation, ont des aspects tout à fait différents pour les faisceaux de 3 ou 3,6 Gev/c.

A 3 Gev/c la courbe ne présente pas de discontinuité vers les faibles valeurs de ρ . On peut admettre qu'on a bien une horizontale de 2 cm à 5 cm.

A 3,6 Gev/c au contraire on trouve un accroissement notable de N à partir de $\rho = 2,5$ cm, c'est-à-dire conformément aux conventions observées à partir de ρ inférieur à 3 cm. Ce résultat est en accord avec le calcul cinématique.

On considère donc que pour le faisceau de 3 Gev/c on n'a aucune contribution des $\bar{p}$ dans le nombre de δ comptés. Pour le faisceau de 3,6 Gev/c la contribution des $\bar{p}$ s'étend jusqu'aux valeurs comprises entre 2,5 et 3 cm.

<u>On placera donc notre coupure à $\rho = 3$ cm pour les 3,6 Gev/c</u>.

Pour calculer le pourcentage de mésons dans le faisceau, on prendra donc le nombre de δ trouvés entre la coupure et 10 cm, et on le multipliera par le nombre $N_1 = 1/P$ correspondant à la section efficace d'interaction des δ situés dans la bande d'énergie définie par l'intervalle entre le rayon de coupure et 10 cm. Ce N_1 sera égal, pour les flux de 3 Gev/c, à 26,7 et pour ceux de 3,6 Gev, à 44,25.

L'effondrement de la courbe N/σ pour $\rho > 6$ cm introduit une erreur, mais elle est faible car de toute manière le nombre de δ ayant cette énergie est faible, et est absorbée par l'erreur statistique.

<u>Remarque</u> : Pour tenir compte de l'efficacité du dépouillement, nous ferons une correction finale d'environ 10 % (voir calcul à la fin du rapport).

3. Pollution du faisceau

Nous avons vu précédemment que la section efficace de collision avec un électron de la matière est peu différente pour les π^- et les μ^- (cf calcul).

Dans ces conditions on peut chercher le pourcentage de π^- et de μ^- pris ensemble, ou ce qui revient au même comme s'il n'y avait que des π^- ou que des μ^-.

Ensuite nous essayerons de les distinguer.

On calcule donc le pourcentage global pour chaque bobine de 3 Gev/c et de 3,6 Gev/c.

3.1. Méthode de calcul de ce pourcentage

Si on compte toutes les 25 photos le nombre de traces du faisceau et on fait la somme pour chaque bobine on obtient le nombre N de traces comptées. Pour avoir le nombre total de traces, il faut diviser N par le nombre de photos dont on a compté les traces et le multiplier par le nombre total de photos contenues dans la bobine. L'erreur relative sera l'erreur statistique faite sur N, soit $1/\sqrt{N}$.

De même lorsqu'on compte les rayons δ on fait une erreur statistique relative égale à $1/\sqrt{n}$, en appelant n le nombre de δ comptés dans chaque bobine. Comme pour une trace donnant un δ il y a N_1 traces dans la chambre, il y aura dans une bobine : $N_1 n \pm N_1 \sqrt{n}$ mésons.

Le pourcentage de mésons sur le nombre total de traces est :

$$\frac{N_t}{N_1 n} \text{ (nombre total de traces dans la bobine)}$$

L'erreur relative sera donnée par : $\sqrt{\frac{1}{N} + \frac{1}{n}}$

Exemple de calcul de pourcentage :

Bobine J_4

Nombre de traces : 8900 $\pm$ 6,5 %

Nombre de δ de rayon supérieur à 2 : 101 $\pm$ 10 %

Pourcentage global : $\frac{101.26,7}{8900} = 32$ %

Erreur : $\sqrt{\frac{1}{101} + \frac{1}{352}} = 12$ % sur les 32 % soit 3,5 % du total.

Pourcentages obtenus :

J_1	: 13 % $\pm$ 2,2 %	K_1	: 10,7 % $\pm$ 2,0 %
J_4	: 32 % $\pm$ 3,5 %	K_{10}	: 15,4 % $\pm$ 2,5 %
J_7	: 12,1 % $\pm$ 2,8 %	K_{16}	: 12,2 % $\pm$ 1,7 %
J_{14}	: 14,0 % $\pm$ 2,3 %	K_{31}	: 24,5 % $\pm$ 3,6 %
J_{22}	: 9,0 % $\pm$ 0,7 %		

L_1	: 35 % $\pm$ 7,0 %	M_3	: 14,1 % $\pm$ 2,2 %
L_6	: 20,4 % $\pm$ 4,3 %	M_{18}	: 15,0 % $\pm$ 2,7 %
L_{44}	: 15,5 % $\pm$ 3,2 %	M_{29}	: 15,5 % $\pm$ 3,0 %
		M_{32}	: 28,2 % $\pm$ 5,1 %
		M_{64}	: 81,7 % $\pm$ 8,1 %

3.2. Discussion des résultats

Les pourcentages obtenus se situent pour la plupart des bobines entre 9 % et 14 % pourcelles de 3 Gev/c et entre 16 % et 21 % pour celles de 3,6 Gev/c.

Pour quelques autres, on trouve des pourcentages beaucoup plus élevés. C'est qu'il y a eu des incidents qui ont modifié les réglages du déflecteur, par exemple des claquages dûs à un vide insuffisant. Ces événements n'affectent pas toujours la bobine entière, c'est pourquoi on est amené à diviser la bobine en plusieurs tranches ayant des puretés très différentes.

On a observé que les zones de grande pollution sont généralement celles où le nombre de traces du faisceau est faible, ce qui fait supposer que le diaphragme est alors centré entre le pic des antiprotons et celui des K^-, au minimum de la courbe de richesse du faisceau.

Pour la bobine K_{31},	de 583 615	à	583 700	:	8,8 % $\pm$ 3 %
	de 583 700	à	584 600	:	45 % $\pm$ 8 %
Pour la bobine L_1,	de 390 210	à	390 625	:	45 % $\pm$ 12 %
	de 390 685	à	390 800	:	18 % $\pm$ 4,5 %
	de 390 800	à	391 330	:	78 % $\pm$ 8,5 %
Pour la bobine J_4,	de 465 068	à	465 850	:	10,7 % $\pm$ 2,5 %
	de 465 850	à	466 172	:	53 % $\pm$ 6 %
Pour la bobine M_{32},	de 680 750	à	680 975	:	58 % $\pm$ 18 %
	de 680 975	à	681 300	:	3,8 % $\pm$ 2,5 %
	de 681 300	à	681 775	:	28 % $\pm$ 6,8 %

Pour la bobine M_{64} la contamination a lieu sur toutes les photographies, d'où un pourcentage de mésons voisin de 100 %.

Pour cette bobine, le "livre de bord" indique qu'une lentille quadripolaire n'a pas fonctionné, de la photographie 715 500 environ à 716 200. Donc, l'image était très mauvaise, et on avait une dispersion très grande. Donc, à quelques photos près, on n'a eu que des traces de mésons ; ce qui explique la contamination énorme trouvée.

Pour la J_4, il est apparu un claquage très fréquent du séparateur, qui a obligé à travailler à tension réduite.

En général, il est très difficile d'obtenir les réglages exacts des dispositifs assurant la formation du faisceau, en fonction des numéros des photographies.

Qualitativement, on peut seulement constater que les réglages varient au cours du temps, par exemple parce qu'on a voulu vérifier si on était bien centré sur le pic des $\bar{p}$, ou pour des causes accidentelles. Ceci nous donne une explication de fluctuations observées.

4. Erreurs commises

Efficacité :

Pour pouvoir apprécier les erreurs que nous faisions sur le dépouillement des bobines, nous avons recommencé deux fois les mesures sur la M_{32}, les opérateurs étant différents.

1) Certains δ de rayon voisin de 2 cm ont été considérés comme supérieurs à 2 par un observateur, donc comptés et pas par l'autre, et vice versa.

Sur 30 δ de 2 cm comptés par les deux opérateurs 22 ont été comptés par le premier, 20 par le second, dont 12 par les deux. Il y avait donc 18 δ litigieux. On pourra en conserver la moitié, soit 9 et il y aura alors 21 électrons de rayon 2 cm. Remarquons que les 2 opérateurs ont compté un nombre de δ à peu près égal, ce qui pourra signifier que statistiquement l'erreur est faible. Si on l'estime à 2/21 par bobine comme ici, pour avoir l'erreur totale, il faudra ajouter les erreurs quadratiques moyennes.

Pour 9 bobines on trouve : $\frac{1}{9} \cdot (9 \cdot (\frac{2}{21})^2)^{\frac{1}{2}} = 3\ \%$.

Cette erreur est négligeable pour le calcul de la coupure.

Par contre elle intervient dans le calcul de la pollution du faisceau de 3 Gev/c. Il y a en moyenne une proportion de 93/356 δ de 2 cm sur l'ensemble des δ comptés, d'où une erreur de :

$$\frac{2.93}{21.356} = 2,5\ \%$$

2) Certains rayons ont été comptés différemment par les deux opérateurs. Sur les 56 δ comptés par les opérateurs, 40 sont affectés du même rayon, 2 ont un rayon supérieur chez A à celui donné par B, 14 ont un rayon inférieur. (On appelle A le premier opérateur et B le second).

L'énergie correspondant à un rayon sera définie avec une erreur égale à :

$$\frac{14-2}{56} \cdot \Delta E$$

Ceci est approximatif car les intervalles pris ne sont pas égaux et il faudrait faire une étude pour chaque intervalle, ce qui n'aurait aucun sens, car le nombre de mesures est trop faible. Mais comme le découpage en énergie ne nous a servi qu'à trouver la coupure, ce calcul serait sans intérêt.

Par contre il faut estimer l'erreur commise sur les calculs de pollution des bobines de 3,6 Gev/c.

Sur 13 δ de 3 cm comptés par les deux opérateurs, 9 ont été comptés par le premier et 11 par le second, dont 7 par les deux. Ici on en prendra 12 avec une erreur de 1/13. L'erreur sur la pollution sera alors :

$$\frac{1.137}{13.357} = 3\ \%$$

3) Certains δ de rayon supérieur à 2 ont été oubliés

A, a compté N_a rayons
B, a compté N_b rayons
N'_a rayons ont été vus par A et pas par B
N'_b " " " " B " " " A

Il y avait en tout N_o événements.

Sur les N_a événements vus par A, B n'en a pas vu N'_a
Sur les N_o événements totaux, B n'en a pas vu $N_o - N_b$

On suppose que les deux erreurs relatives, sur N_o et N_a, sont égales, ce qui est le cas le plus probable.

$$\frac{N'_a}{N_a} = \frac{N_o - N_b}{N_o} \qquad \text{d'où} \quad N_o = \frac{N_a \cdot N_b}{N}$$

On a posé $N = N_a - N'_a = N_b - N'_b$

Ici on trouve :

$$N = 56$$
$$N_a = 58$$
$$N_b = 67$$

D'où $N_o = 70$

L'efficacité du premier sera : 58/70 = 83 %

L'efficacité du second sera : 67/70 = 96 %

Comme on n'a que deux valeurs, on prend pour efficacité moyenne, la moyenne des efficacités, soit 90 %.

Les valeurs obtenues pour les sections efficaces devront être majorées d'un facteur 10/90 = 11 %, avec une erreur de :

$$6{,}5/90 = 7\ \%$$

La correction vaudra donc :

$$11\ \% \pm 7\ \%$$

Cette erreur est importante mais constitue un majorant, les deux expériences ayant été faites dans les conditions extrêmes, l'une avec 2 opérateurs et lentement, et l'autre avec un opérateur et rapidement.

5. Branchement π^- μ^-

On a relevé les interactions suivantes :

Bobine	Rayon (cm)	Photo
M_{64}	2	715 484
	4	715 332
L_1	4	590 980
L_{44}	2	638 958
M_{29}	2,5	678 052
J_7	2,5	469 125
J_{22}	2	485 023
M_3	3	649 700

Il y a donc deux interactions pour les bobines de 3 Gev/c. Elles se trouvent dans des bobines où le réglage était bon. On pourra donc évaluer le pourcentage de π^- par rapport au nombre total de mésons dans ces bobines.

On a compté 306 rayons δ, et on à trouvé deux interactions, d'où un pourcentage de π^- (sachant que $\frac{1}{p} = 28$) (c'est-à-dire $\frac{\text{Nb}\,\pi^-}{\text{Nb}\,(\pi^- + \mu^-)}$)

$$\frac{2.28}{306} = 18\ \%$$

Soit sur le total des traces,

$$0,123.0,18 = 2,2\ \%$$

Pour les bobines de 3,6 Gev, les interactions ne peuvent être comptées que si elles suivent des δ de rayon supérieur à 3 cm. Pour la zone où le réglage était bon on en trouve une.

Le pourcentage vaudra alors : 28/157 = 17 %.

Pour la M_{64}, on trouve une interaction pour 136 δ de plus de 3 cm ce qui correspond à une pollution de 20 %.

Pour la L_1 on a une interaction, soit 28/20 = 100 %.

Pour les autres bobines on n'a pas d'interaction.

On voit que le nombre de δ , compte tenu des erreurs qui ici sont de l'ordre de 100 %, est de l'ordre de 20 %, et sensiblement constant. En effet, la mesure sur la L_1 donne 100 %, ce qui semblerait indiquer que le réglage défectueux du séparateur entraîne une forte augmentation du pourcentage de pions, mais alors on devrait trouver 5 interactions dans la M_{64}, alors qu'on n'en trouve qu'une, et plusieurs autres dans les autres bobines anormalement polluées.

Si, compte tenu de ces observations,on suppose le rapport pions sur mésons constant, on trouve un pourcentage égal à :

$$\frac{(5.28)}{677} = 20\,\% \pm 9\,\%.$$

Si on admet que le pourcentage de pions par rapport à l'ensemble des mésons reste constant, on pourra calculer avec précision le pourcentage dans la M_{64} en comptant toutes les interactions et le supposer égal dans les autres bobines.

6. <u>Pourcentages obtenus après correction</u>

Bobine	Numéros	Pourcentage en mésons $\pi^- + \mu^-$	Pourcentage en pions
J_1	de 461 721 à 462 764	14,4 ± 2,4	2,9 ± 1,4
J_4	de 465 068 à 465 850	11,8 ± 2,7	2,4 ± 1,3
	de 465 850 à 466 172	~~59,0 ± 6,8~~	~~11,8 ± 5,4~~
J_7	de 468 402 à 469 489	13,4 ± 2,9	2,7 ± 1,3
J_{14}	de 476 202 à 477 287	15,5 ± 2,5	3,1 ± 1,5
J_{22}	de 485 019 à 486 057	10,0 ± 0,9	2,0 ± 0,9
K_1	de 550 312 à 551 102	11,9 ± 2,2	2,4 ± 1,2
K_{10}	de 560 072 à 561 106	17,1 ± 2,7	3,4 ± 1,6
K_{16}	de 566 651 à 567 768	13,4 ± 2,0	2,7 ± 1,3
K_{31}	de 583 615 à 583 700	9,8 ± 3,1	2,0 ± 1,1
	de 583 700 à 584 600	~~50 ± 8,3~~	~~10,0 ± 4,6~~
		117/9 = 13%	9 | 23,6 2,5%
L_1	de 590 210 à 590 625	50 ± 12,2	~~10,0 ± 4,7~~
	de 590 625 à 590 800	20 ± 4,6	~~4,0 ± 1,9~~
	de 590 800 à 591 330	~~86,5 ± 11,5~~	~~17,3 ± 8,9~~
L_6	de 595 756 à 596 864	22,6 ± 4,5	4,5 ± 2,2
L_{44}	de 638 400 à 639 500	17,2 ± 3,5	3,4 ± 1,8
M_3	de 649 703 à 650 764	15,7 ± 2,4	3,1 ± 1,5
M_{18}	de 665 543 à 666 568	16,6 ± 2,7	3,3 ± 1,6
M_{29}	de 677 630 à 678 569	17,2 ± 3,1	3,4 ± 1,7
M_{32}	de 680 750 à 680 975	~~64,5 ± 18,5~~	~~12,9 ± 6,7~~
	de 680 975 à 681 300	4,2 ± 2,7	~~0,8 ± 0,7~~
	de 681 300 à 681 775	~~29,0 ± 7,1~~	~~5,8 ± 2,8~~
M_{64}	de 715 310 à 716 343	~~90,7 ± 11,3~~	~~18,1 ± 9,0~~
		89,3 / 5 = 17,8%	5 | 17,4 3,5%

CONCLUSION

Si on excepte les films où des incidents se sont produits, on constate que les % de contamination en mésons s'établissent comme suit :

- faisceau de 3,0 Gev/c : 12 à 15 %
- faisceau de 3,6 Gev/c : 15 à 20 %

On voit que le faisceau de 3,0 Gev/c est le plus pur, ce qui est normal, puisque la séparation se faisait avec le même dispositif.

Enfin, la contamination en $\bar{\mu}$ paraît en général faible, de l'ordre de quelques % ; cela s'explique très bien en admettant que ces μ^- viennent de la désintégration des π^- en vol, à la sortie du séparateur. Ceux-ci sont émis vers l'avant (énergie élevée) et ont donc une forte chance de passer à travers le séparateur.

Remerciements

Ce projet a été réalisé à la division "Chambres à Traces" du Centre Européen pour la Recherche Nucléaire, à Genève.

Nous tenons à remercier M. le Professeur Bouchez pour l'aide qu'il nous a apportée dans notre travail. Nous remercions aussi spécialement MM. Morrison, Montanet, Depommier et Delorme, physiciens au CERN, pour nous avoir donné la matière de notre étude, et surtout pour les conseils qu'ils nous ont fournis.

Nous remercions également notre ancien, Bénot, ainsi que l'équipe de dépouillement des photos de la division pour l'aide matérielle qu'ils nous ont donnée.

Liste des courbes

Courbe	1	Bobine J1	3 GeV/c	8000 traces	Histogramme
Courbe	2	Bobine J7	3 GeV/c	6600 traces	Histogramme
Courbe	3	Bobine J14	3 GeV/c	8200 traces	Histogramme
Courbe	4	Bobine J22	3 GeV/c	traces	Histogramme
Courbe	5	Bobine K1	3 GeV/c	7584 traces	Histogramme
Courbe	6	Bobine K10	3 GeV/c	6400 traces	Histogramme
Courbe	7	Bobine K16	3 GeV/c	12400 traces	Histogramme
Courbe	8	Bobine K31	3 GeV/c	4300 traces	Histogramme
Courbe	9	Bobine L1	3,6 GeV/c	3400 traces	Histogramme
Courbe	10	Bobine L6	3,6 GeV/c	6000 traces	Histogramme
Courbe	11	Bobine L44	3,6 GeV/c	7400 traces	Histogramme
Courbe	12	Bobine M3	3,6 GeV/c	14200 traces	Histogramme
Courbe	13	Bobine M18	3,6 GeV/c	8300 traces	Histogramme
Courbe	14	Bobine M29	3,6 GeV/c	8000 traces	Histogramme
Courbe	15	Bobine M32	3,6 GeV/c		Histogramme
Courbe	16	Bobine M64	3,6 GeV/c	7400 traces	Histogramme

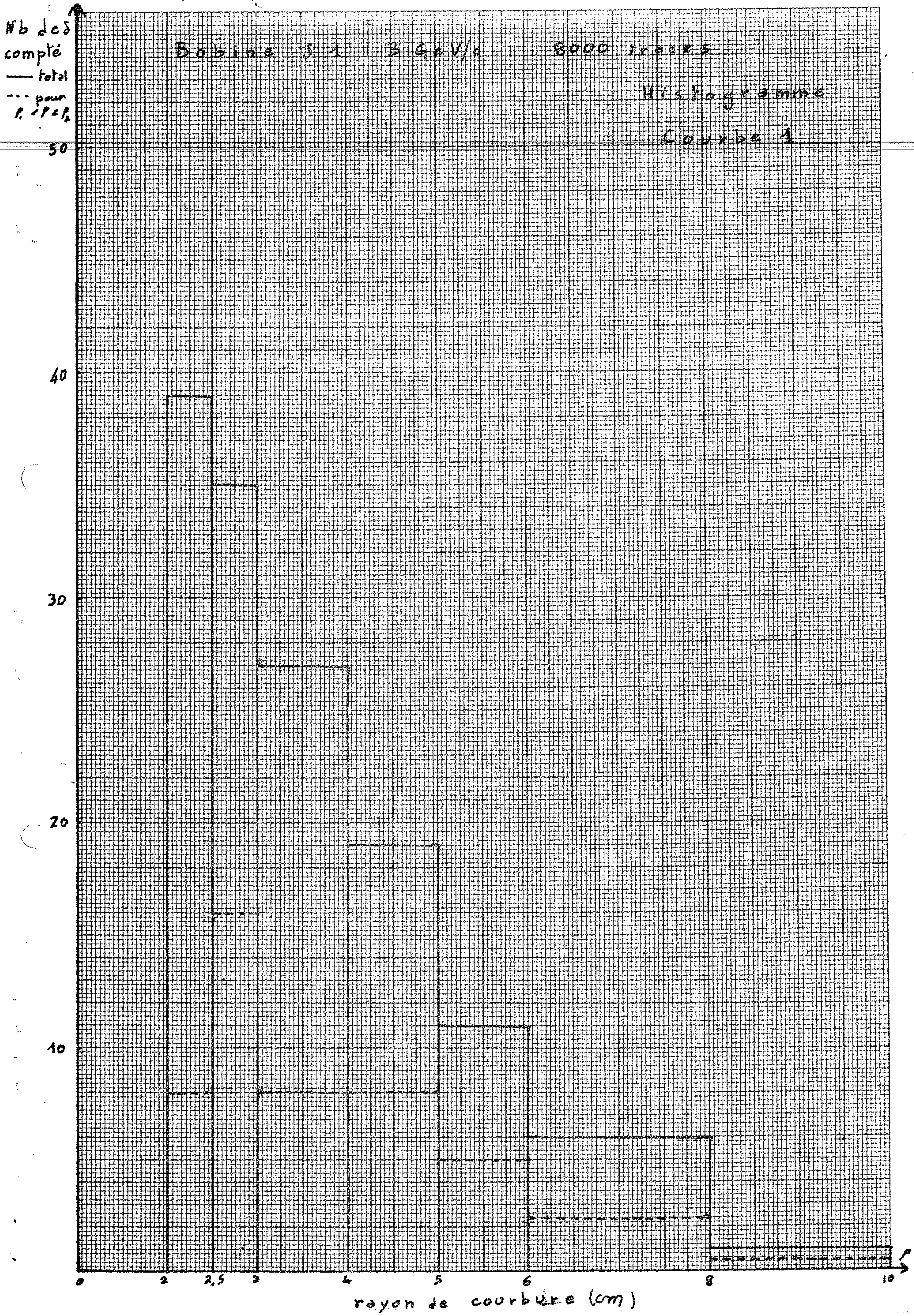
Courbe 17 — Histogramme général par bande d'énergie pour le faisceau de 3 GeV/c

Courbe 18 — Histogramme général par bande d'énergie pour le faisceau de 3,6 GeV/c

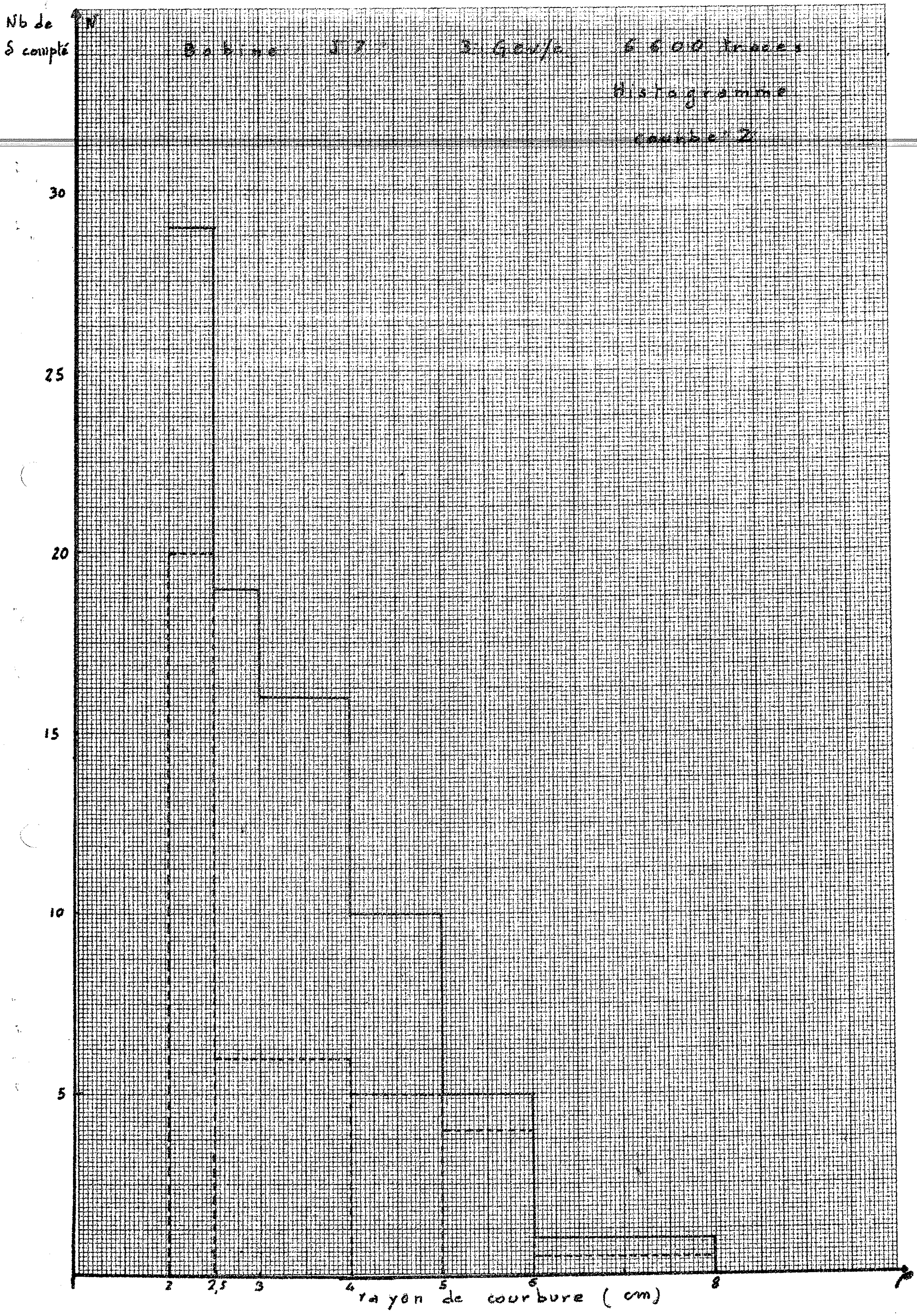
Courbe 19 — Sections efficaces de Production de δ calculées σ

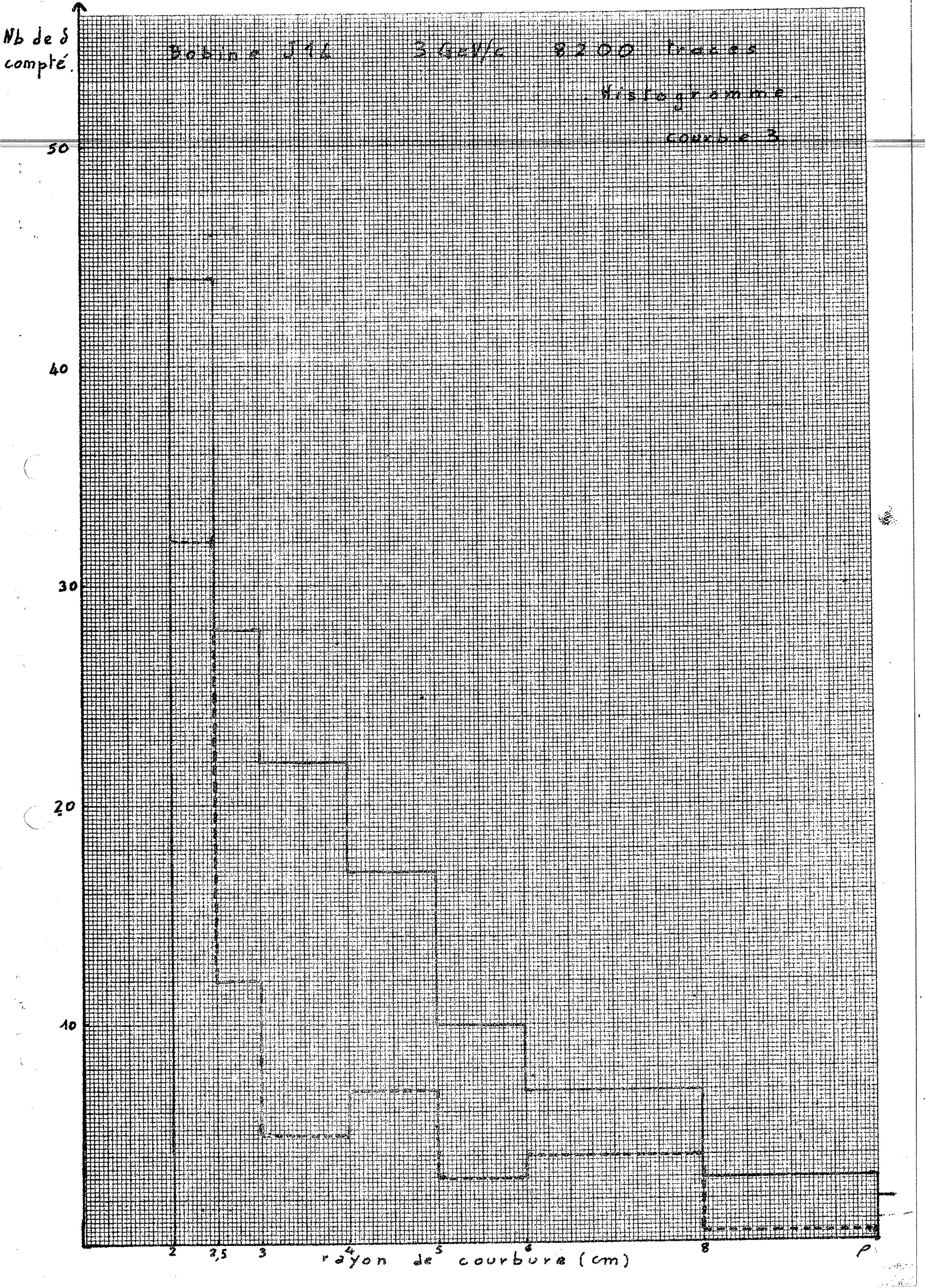
Courbe 20 — Détermination de la coupure - 3 GeV/c
(N : nombre de δ comptés par bande d'énergie
(σ : section efficace différentielle

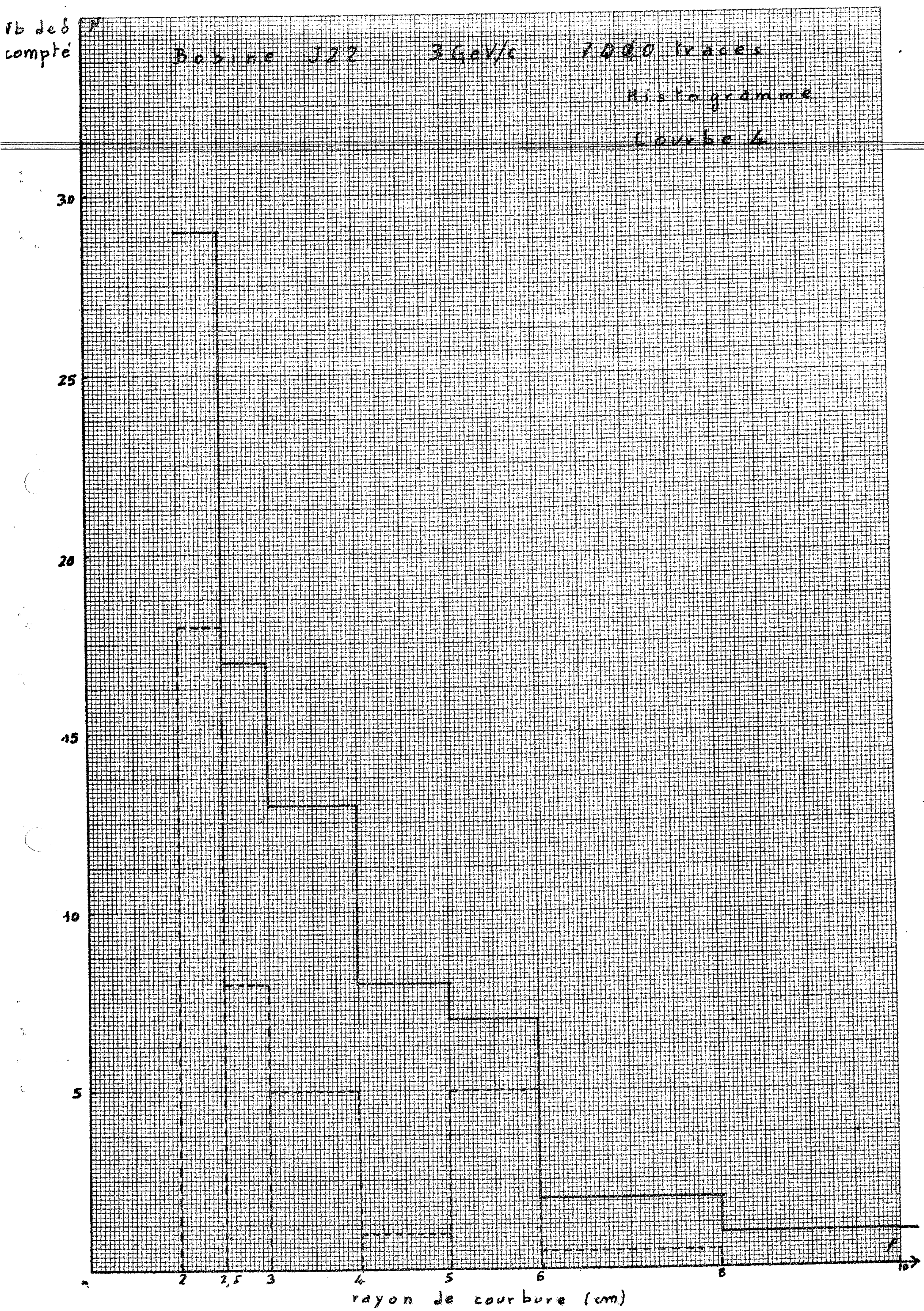
Courbe	21	Détermination de la coupure - 3,6 GeV/c (N : nombre de δ compté par bande d'énergie (σ : section efficace différentielle
Courbe	22	Pourcentage de mésons, rapporté au nombre total de traces, en fonction des Nos de bobines. Série J (3 GeV/c)
Courbe	23	Pourcentage de mésons, rapporté au nombre total de traces, en fonction du numéro des bobines Série K (3 GeV/c)
Courbe	24	Pourcentage de mésons, rapporté au nombre de traces, en fonction du numéro des bobines Série L (3,6 GeV/c)
Courbe	25	Pourcentage de mésons, rapporté au nombre de traces, en fonction du numéro des bobines Série M (3,6 GeV/c)
Courbe	26	Pollution du faisceau de 3 GeV/c en fonction du numéro des photos
Courbe	27	Pollution du faisceau de 3,6 GeV/c en fonction des Nos des photos
Courbe	28	Faisceau de 3 GeV/c Séparation mésons $\bar{p}$ HT = 780 KV
Courbe	29	Faisceau de 3,6 GeV/c Séparation $\bar{p}$ - mésons HT 720 KV
Courbe	a	Bobine K1 3 GeV/c 7584 traces Nb probable de mésons entrés dans la chambre dans l'hypothèse que ce sont tous des μ^-.
Courbe	b	Bobine L1 3,6 GeV/c 3400 traces Nb probable de mésons entrés dans la chambre, si ce sont tous des π^-
Courbe	c	Bobine K1 3 GeV/c 7584 traces Nb probable de π^- entrés dans la chambre
Courbe	d	Bobine L1 3,6 GeV/c 3400 traces Nb probable de mésons entrés dans la chambre si ce sont tous des μ^-



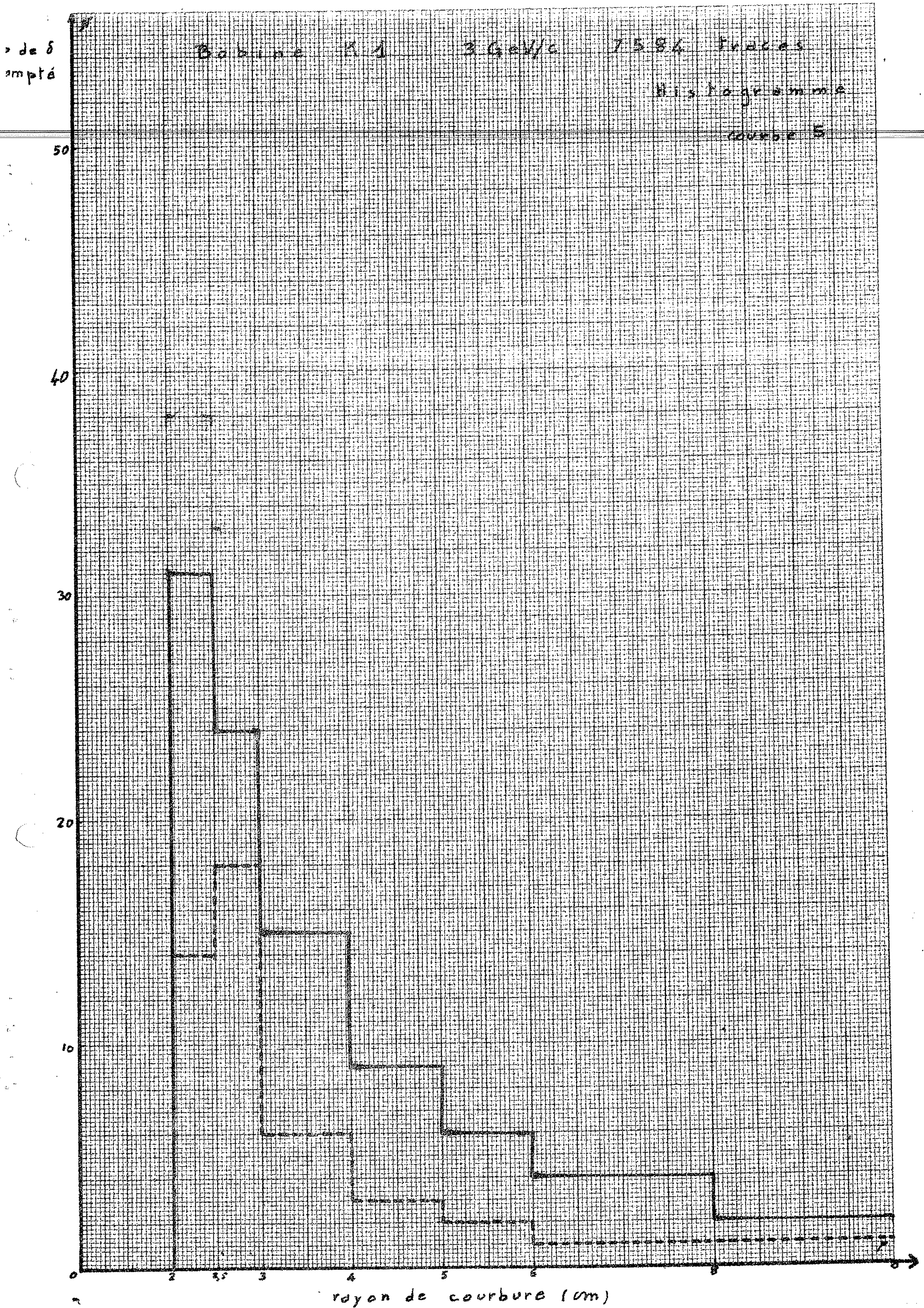
Nb de δ compté
—— total
- - - pour ρ1 < ρ < ρ2
Bobine 3 1 3 GeV/c 8000 traces
Histogramme
Courbe 1
50
40
30
20
10
0
2
2,5
3
4
5
6
8
10
ρ
rayon de courbure (cm)


Nb de δ compté
N
Bobine J7
3 GeV/c
6600 traces
Histogramme
courbe 2
30
25
20
15
10
5
2
2,5
3
4
5
6
8
ρ
rayon de courbure (cm)

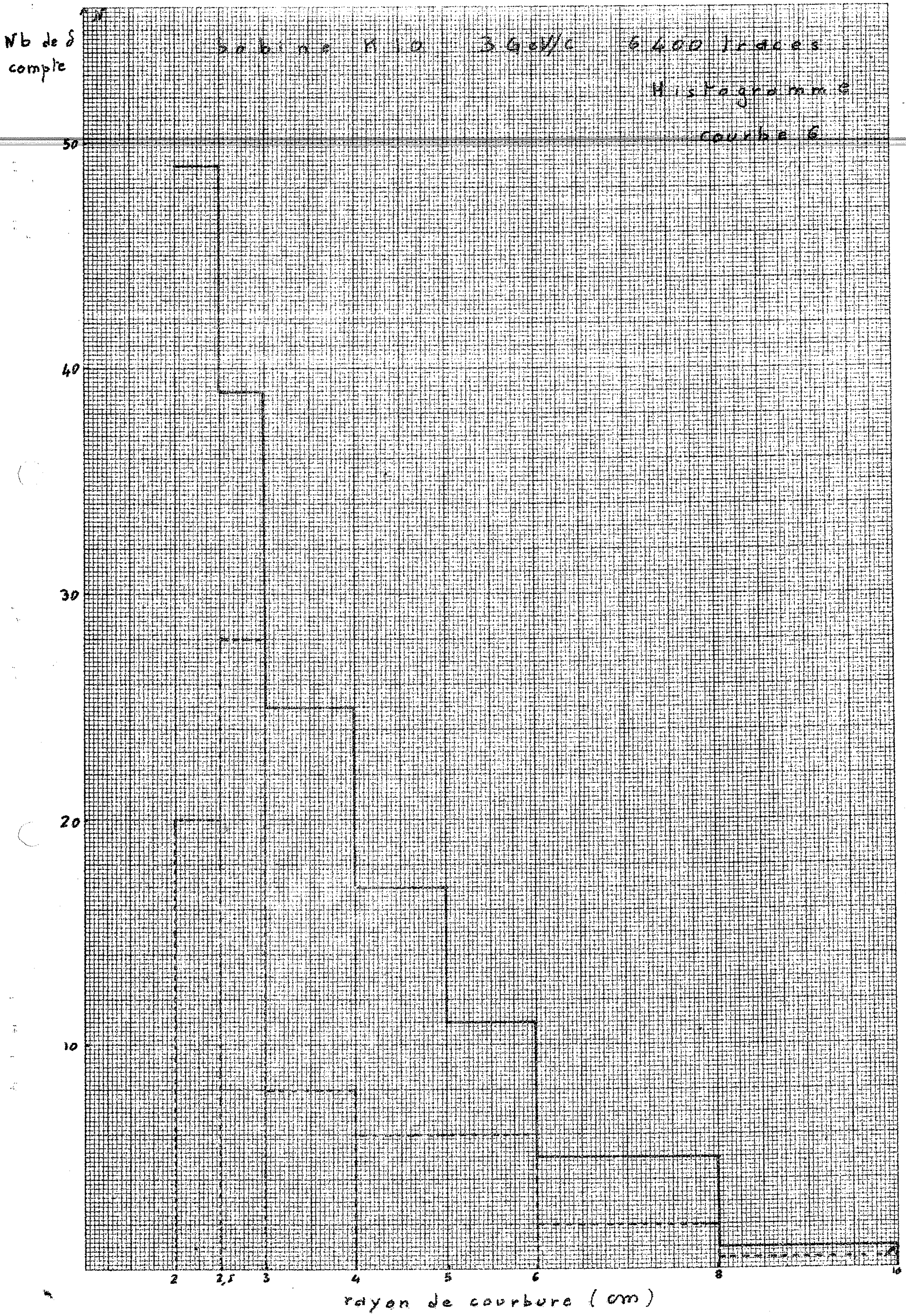

Nb de δ compté
Bobine J14 3 GeV/c 8200 traces
Histogramme
courbe 3
50
40
30
20
10
2
2,5
3
4
5
6
8
ρ
rayon de courbure (cm)



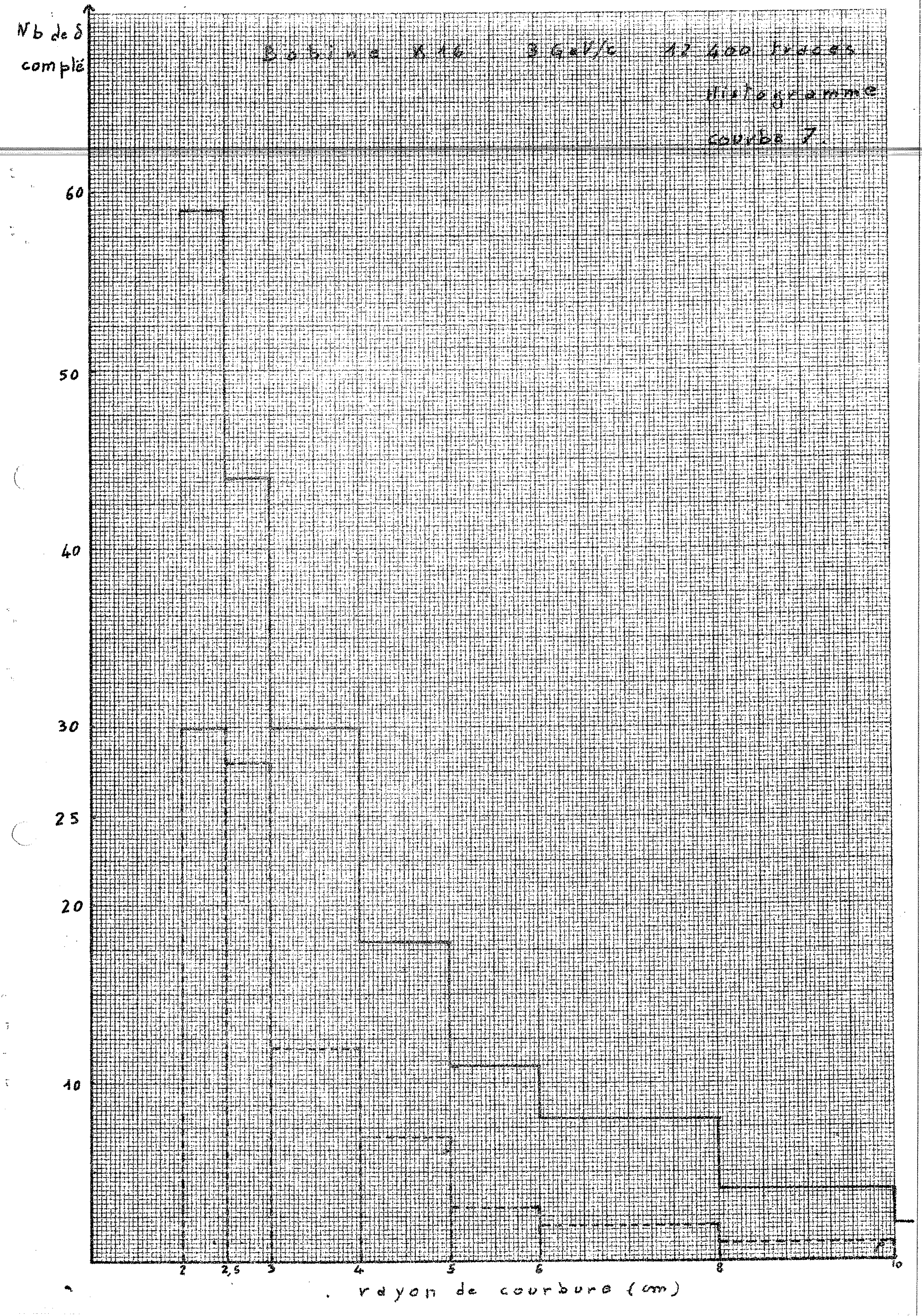
Nb des compté
Bobine J22 3 GeV/c 1000 traces
Histogramme
Courbe 4
30
25
20
15
10
5
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)



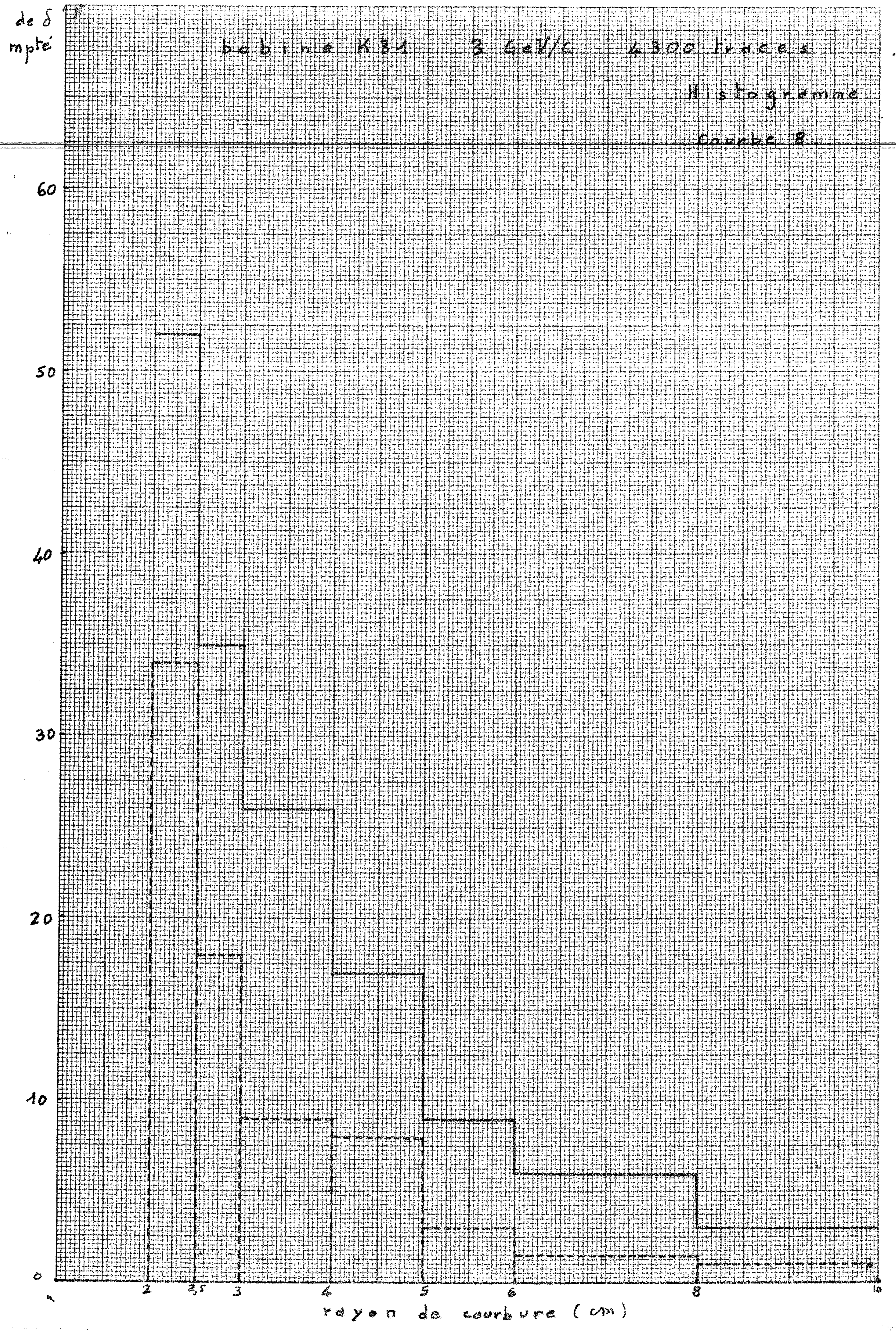
Bobine K 1 3 GeV/c 7584 traces
Histogramme
courbe 5
de δ
compté
50
40
30
20
10
0
2
2,5
3
4
5
6
8
rayon de courbure (cm)



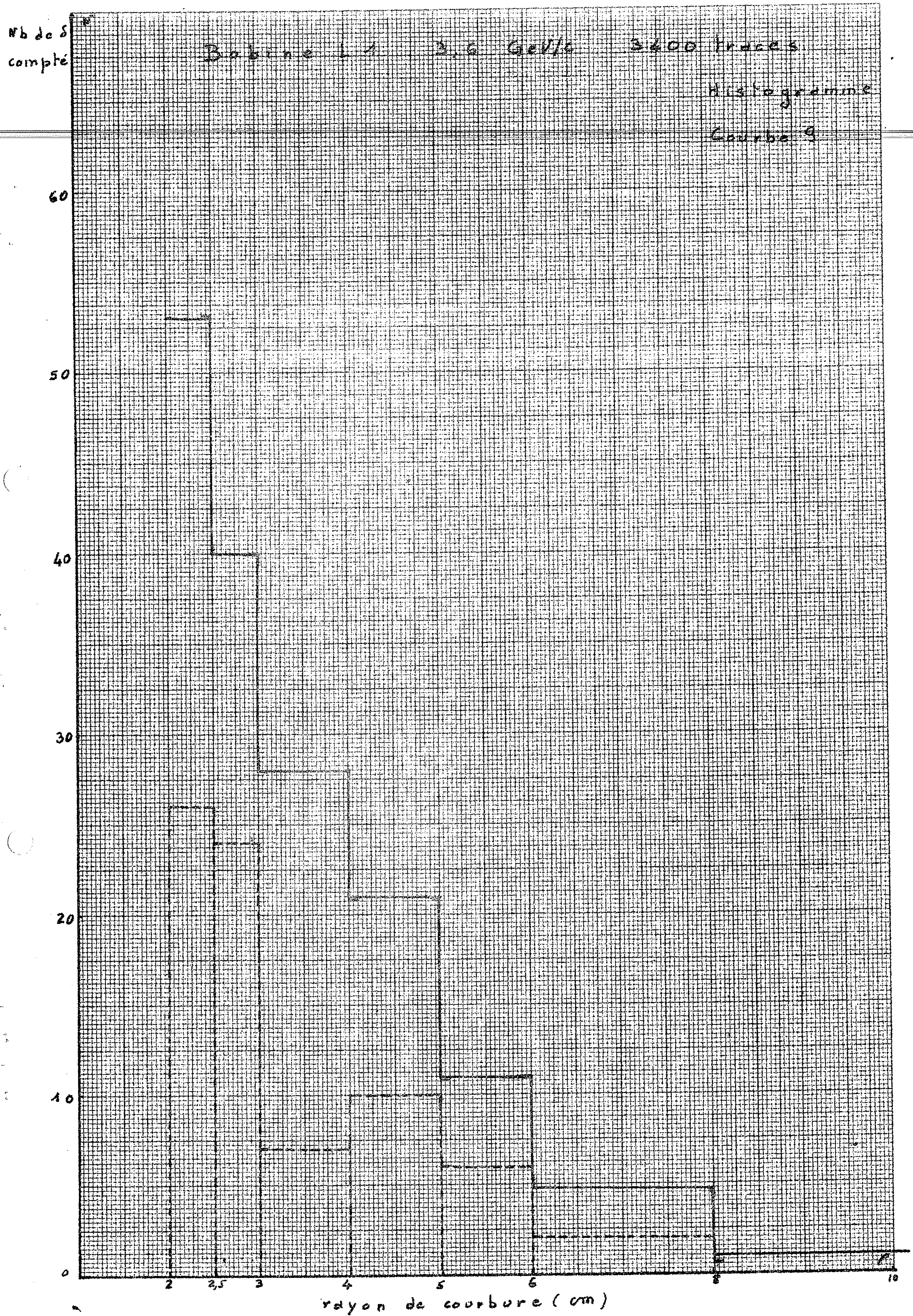
Nb de δ compte
Sabine K10 3 GeV/c 6400 traces
Histogramme
Courbe 6
50
40
30
20
10
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)

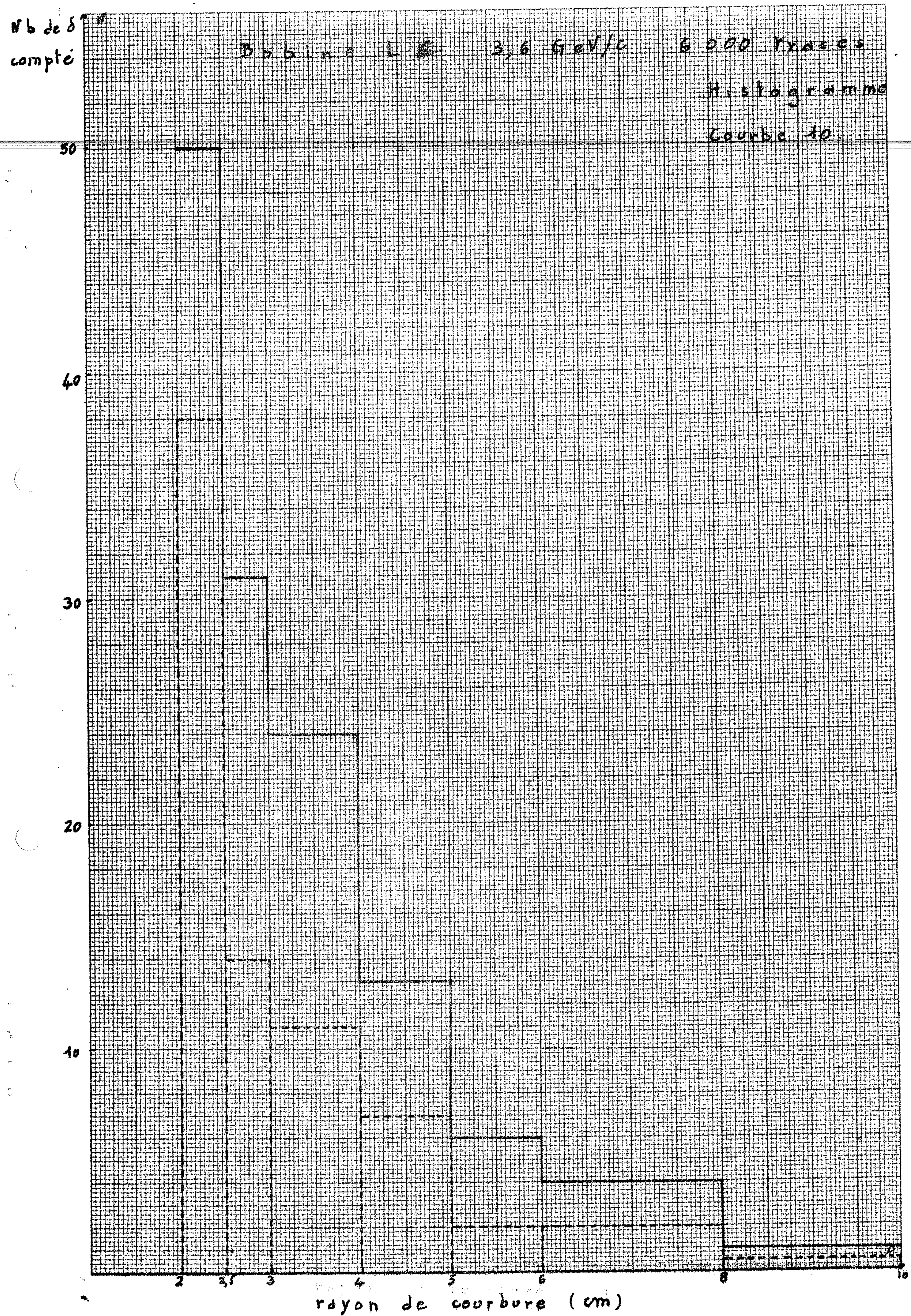


Nb de δ complé
Bobine K 16 3 GeV/c 12 400 traces
Histogramme
courbe 7.
60
50
40
30
25
20
10
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)

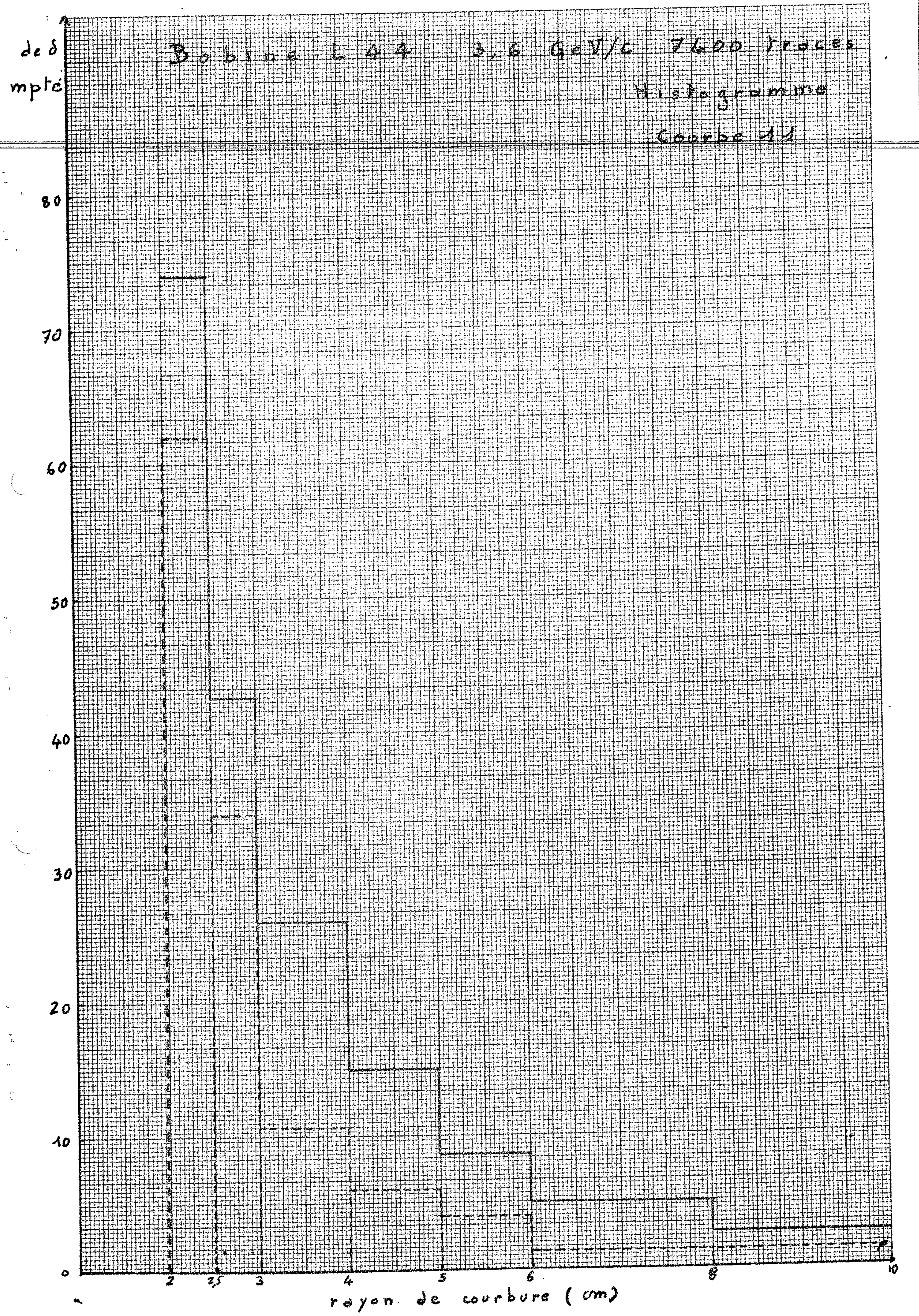


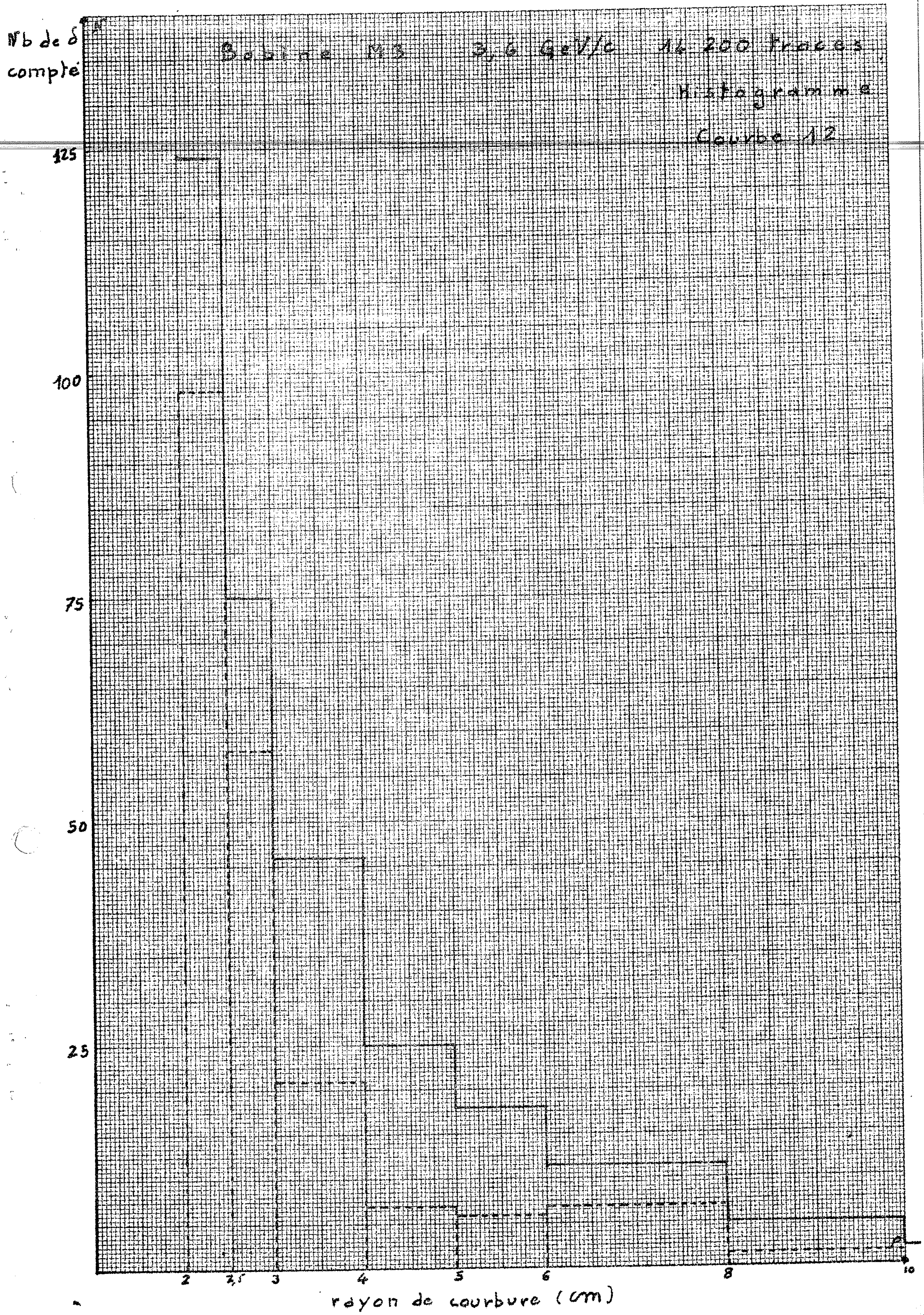
de δ
mpté
bobine K31   3 GeV/c   4300 traces
Histogramme
courbe 8
60
50
40
30
20
10
0
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)

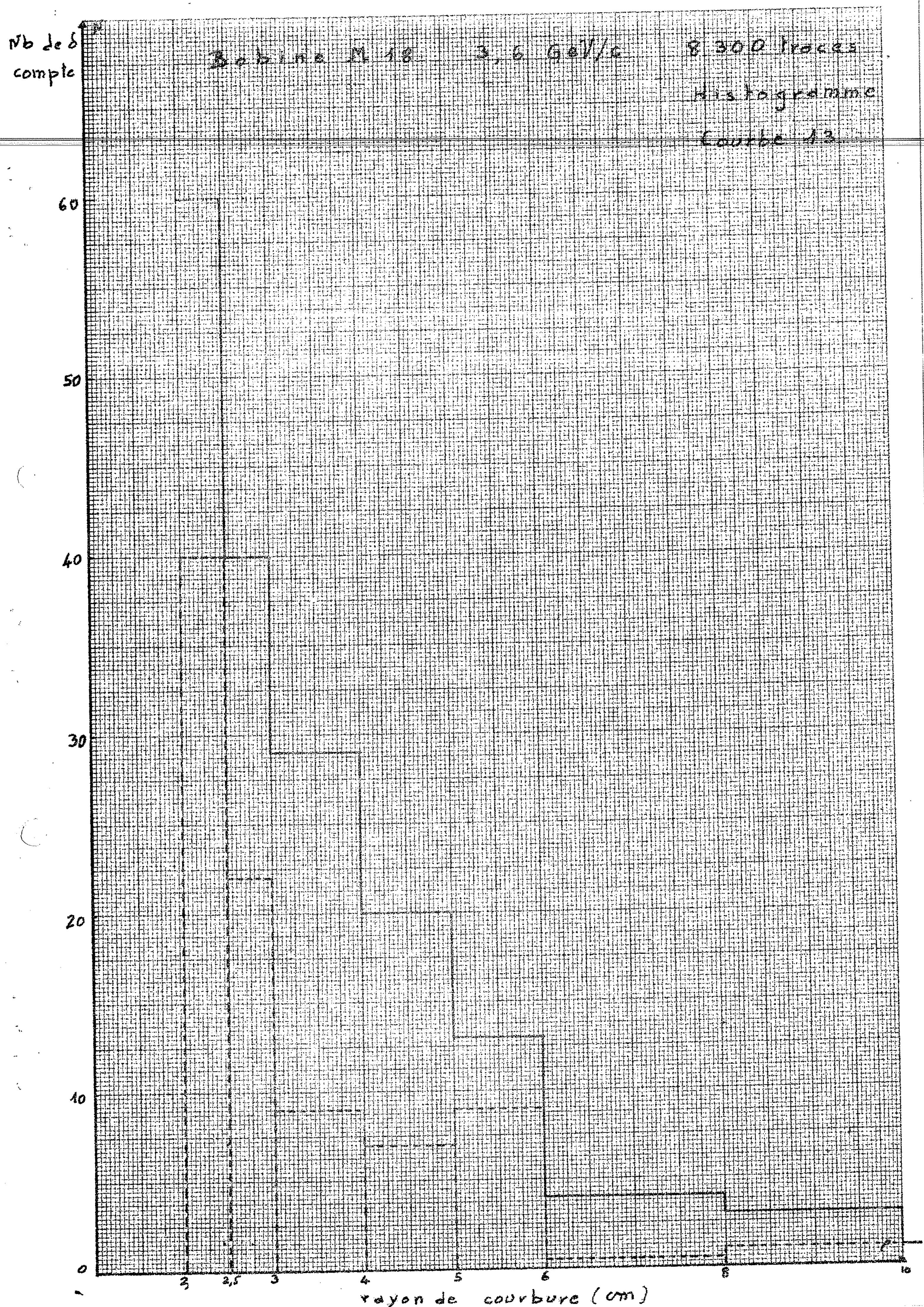

Nb de δ compté
Babine L 1 3,6 GeV/c 3400 traces
Histogramme
Courbe 9
60
50
40
30
20
10
0
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)



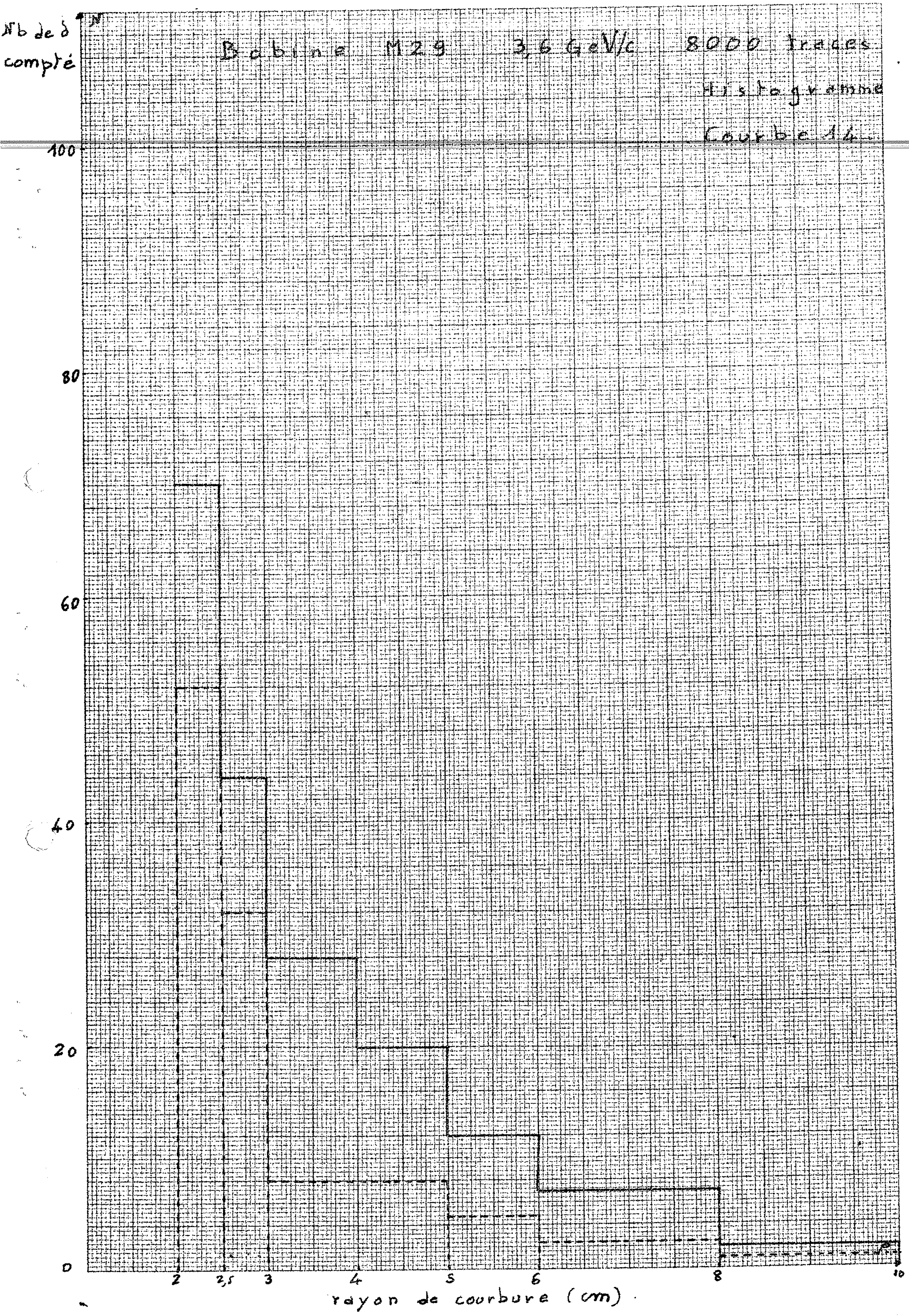
Nb de δ compté
Bobine L6 3,6 GeV/c 6000 traces
Histogramme
Courbe 10.
50
40
30
20
10
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)


Bobine L 44 3,6 GeV/c 7600 traces
Histogramme
Courbe A1
de δ
mpté
80
70
60
50
40
30
20
10
0
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)

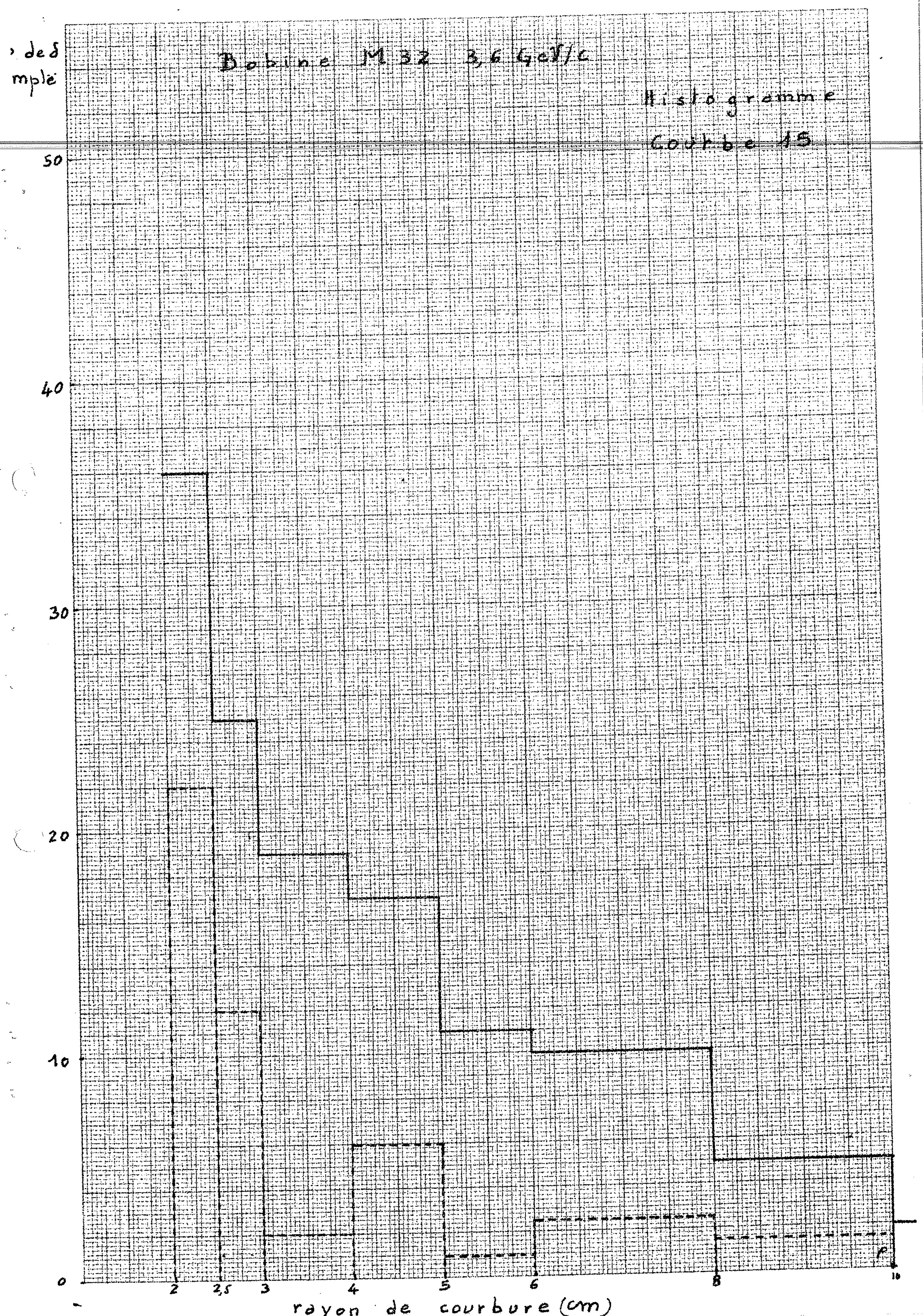

Nb de δ compté
Bobine M3 3,6 GeV/c 14 200 traces
Histogramme
Courbe 12
125
100
75
50
25
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)



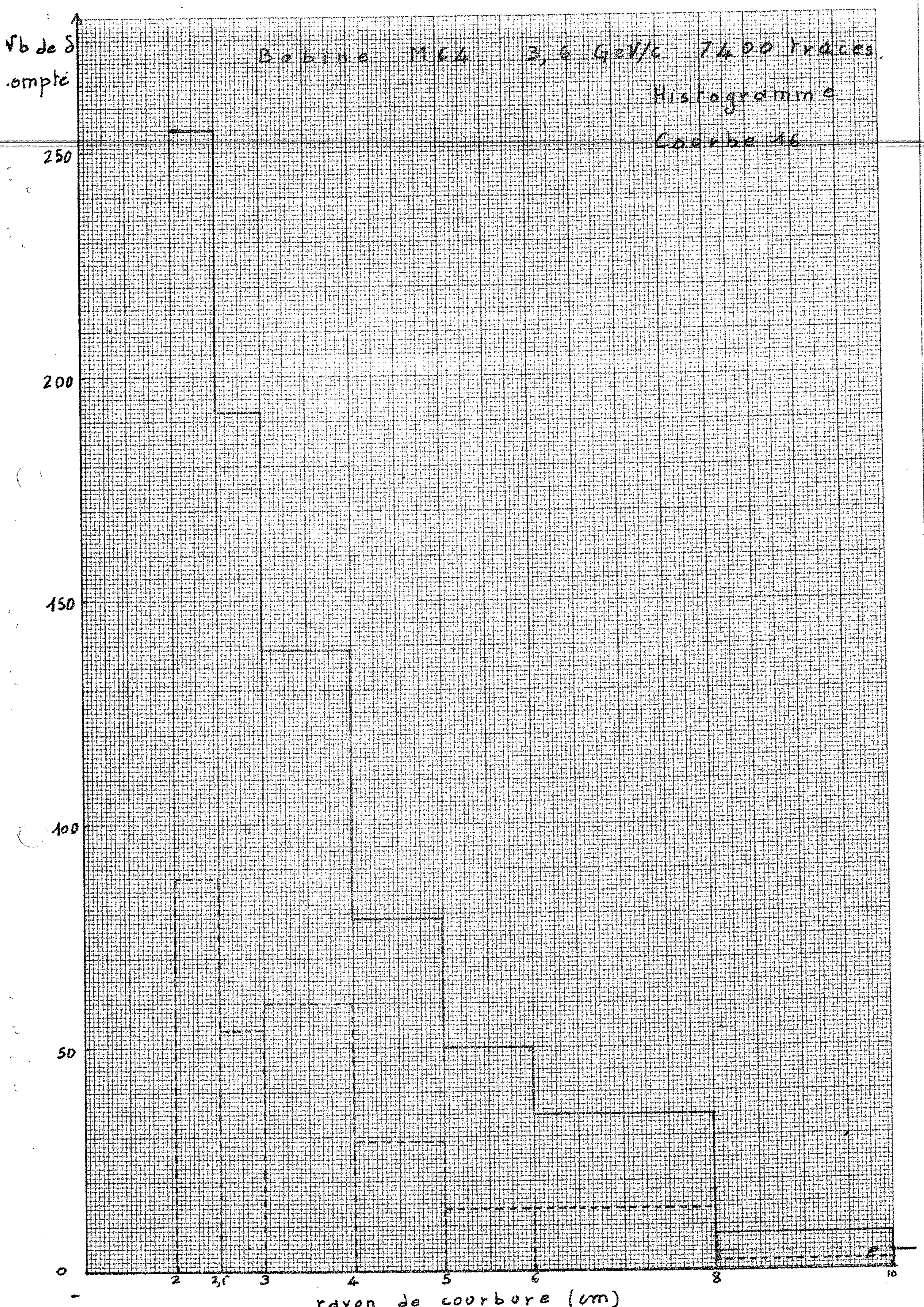
Nb de δ compté
Bobine M 18 3,6 GeV/c 8 300 traces
Histogramme
Courbe 13
60
50
40
30
20
10
0
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)



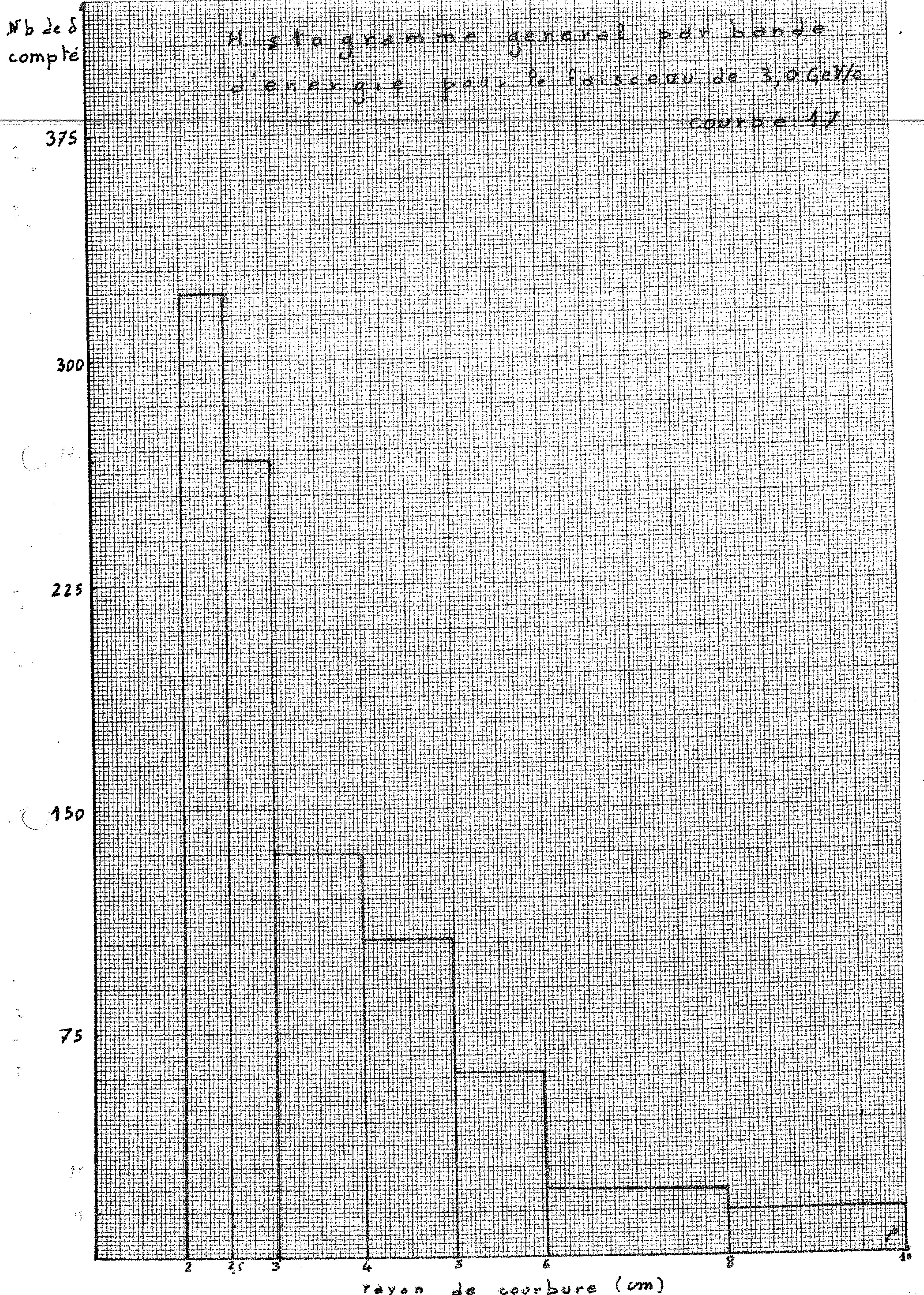
Nb de δ compté
N
Bobine M29 3,6 GeV/c 8000 traces
Histogramme
Courbe 14.
100
80
60
40
20
0
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)



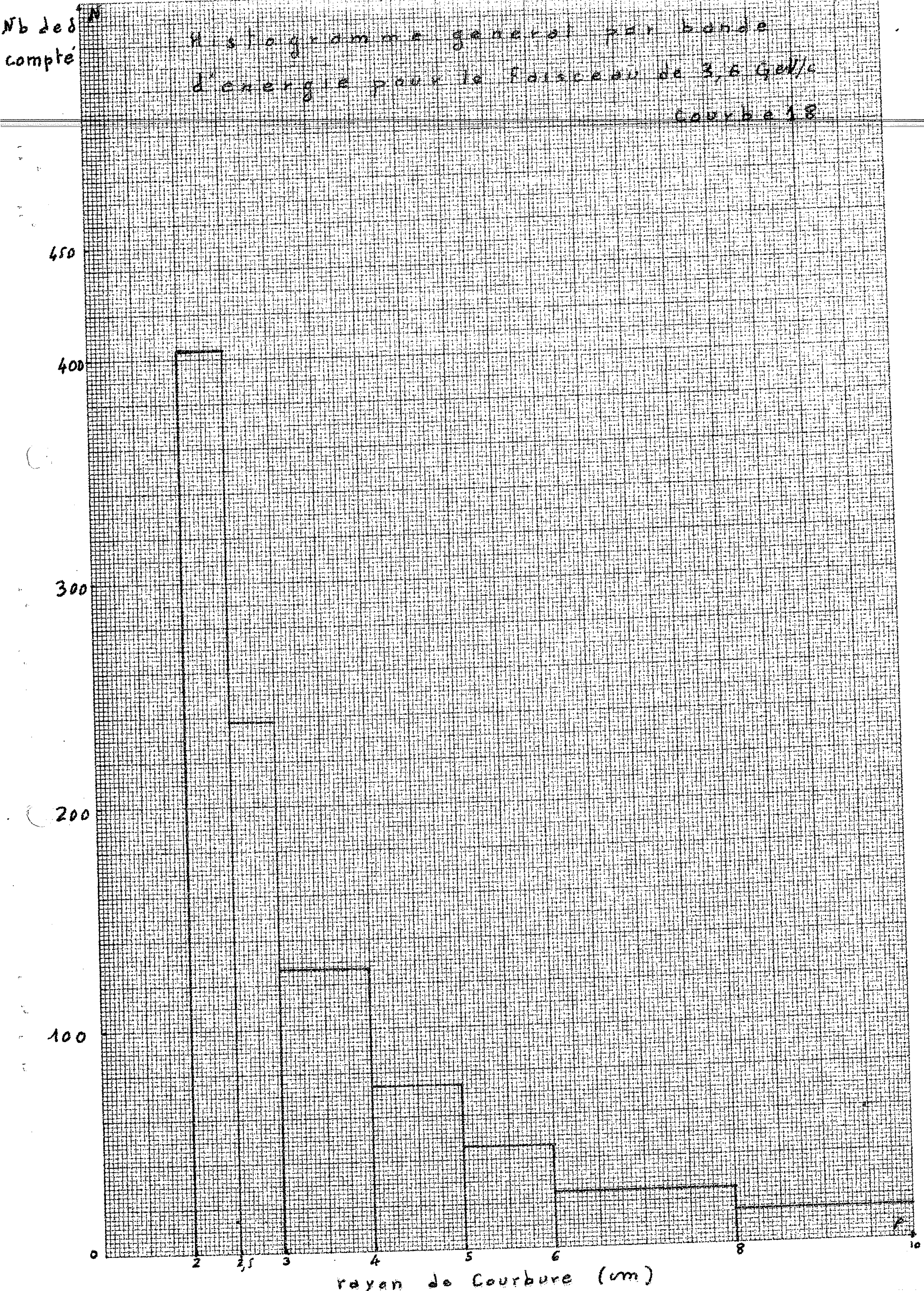
Bobine M32 3,6 GeV/c
Histogramme
Courbe 15
de δ
mple
50
40
30
20
10
0
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)



Nb de δ compté
Bobine M64 3,6 GeV/c 7400 traces
Histogramme
Courbe 16
250
200
150
100
50
0
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)



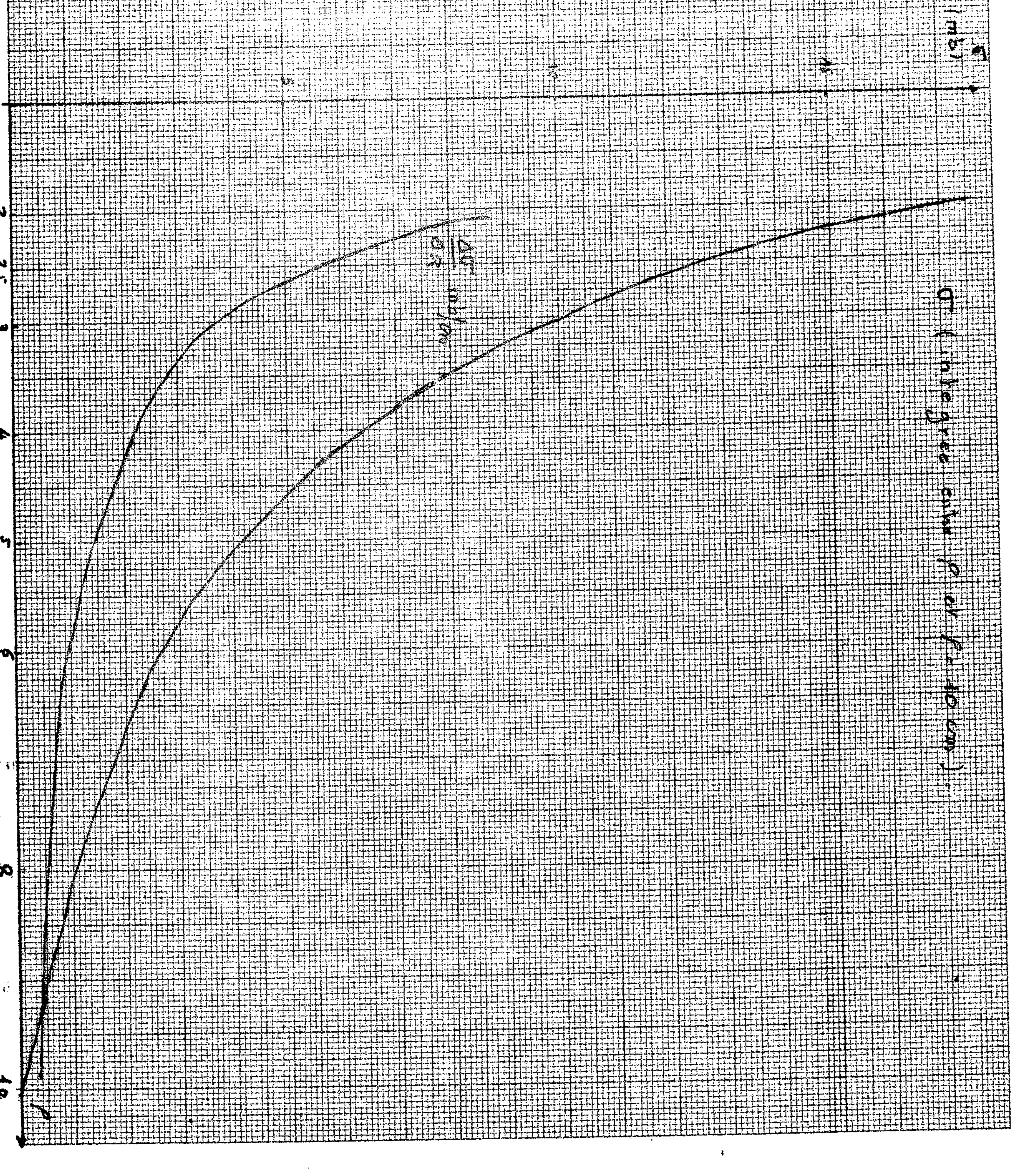
Nb de δ compté
Histogramme general par bande d'energie pour le faisceau de 3,0 GeV/c
courbe 17
375
300
225
150
75
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)

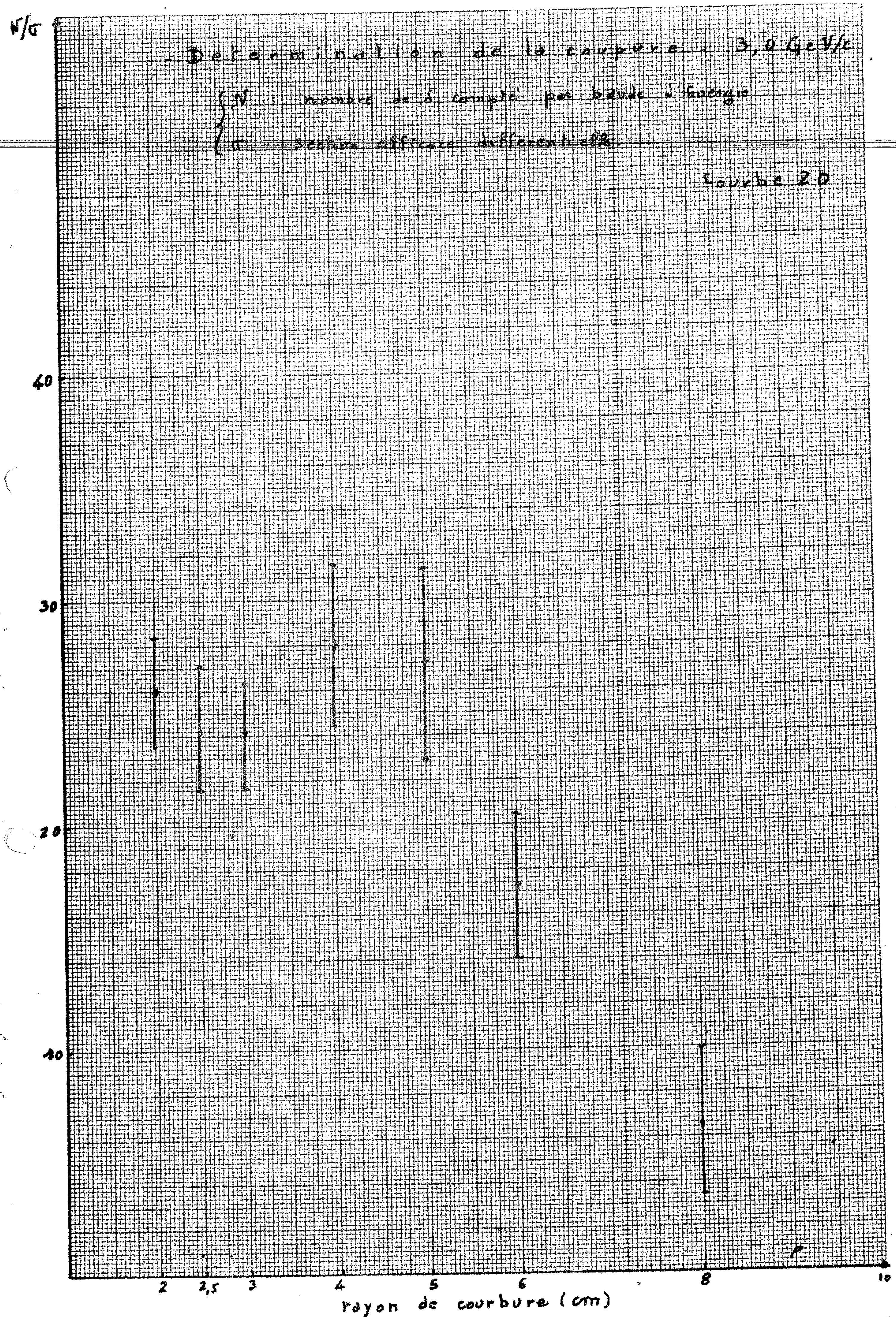


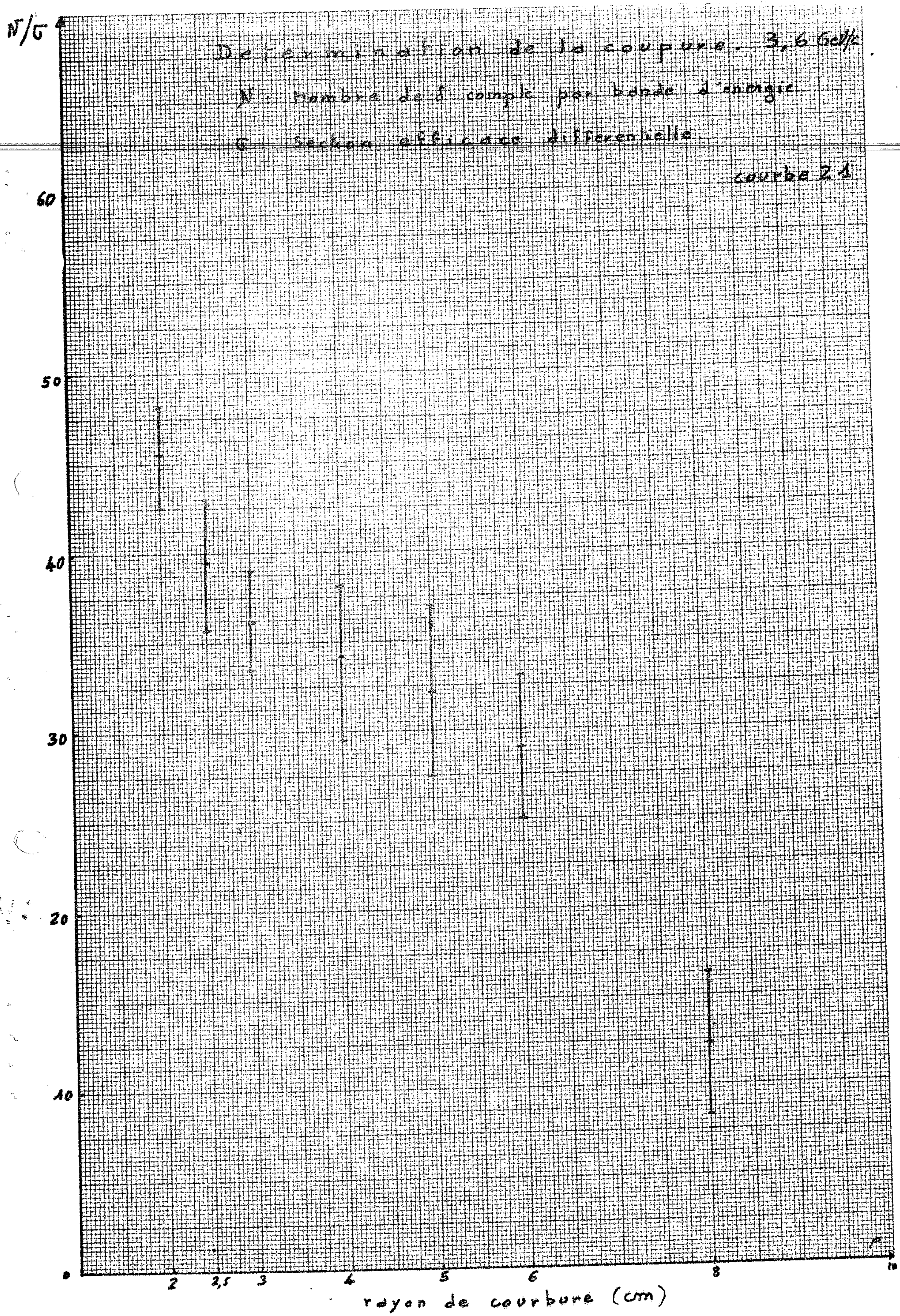
Histogramme general par bande d'energie pour le faisceau de 3,6 GeV/c
Courbe 18
Nb de δ compté
N
450
400
300
200
100
0
2
2,5
3
4
5
6
8
10
ρ
rayon de Courbure (cm)

Sections efficaces de Production de d, calculées σ.

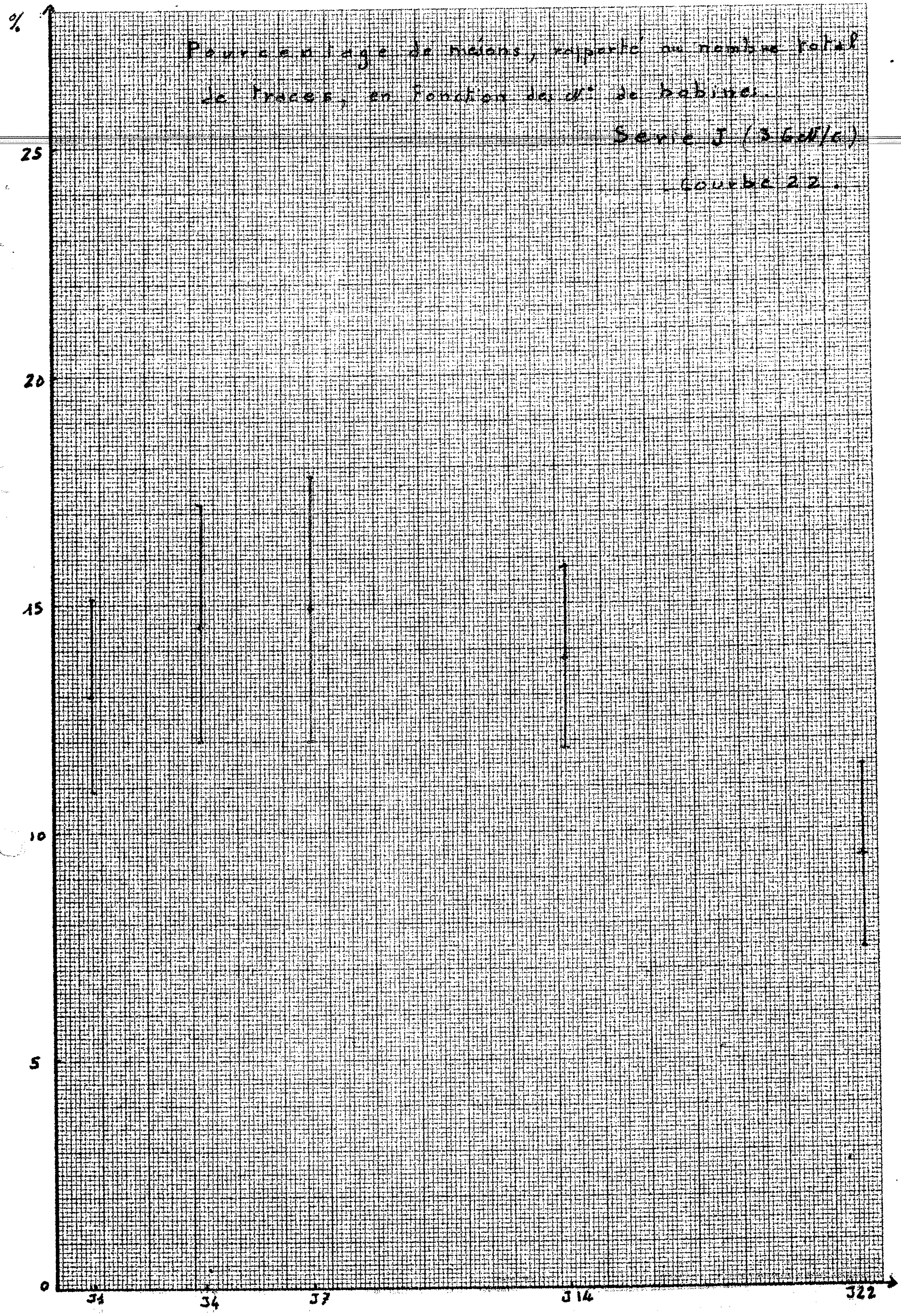
Courbe 19

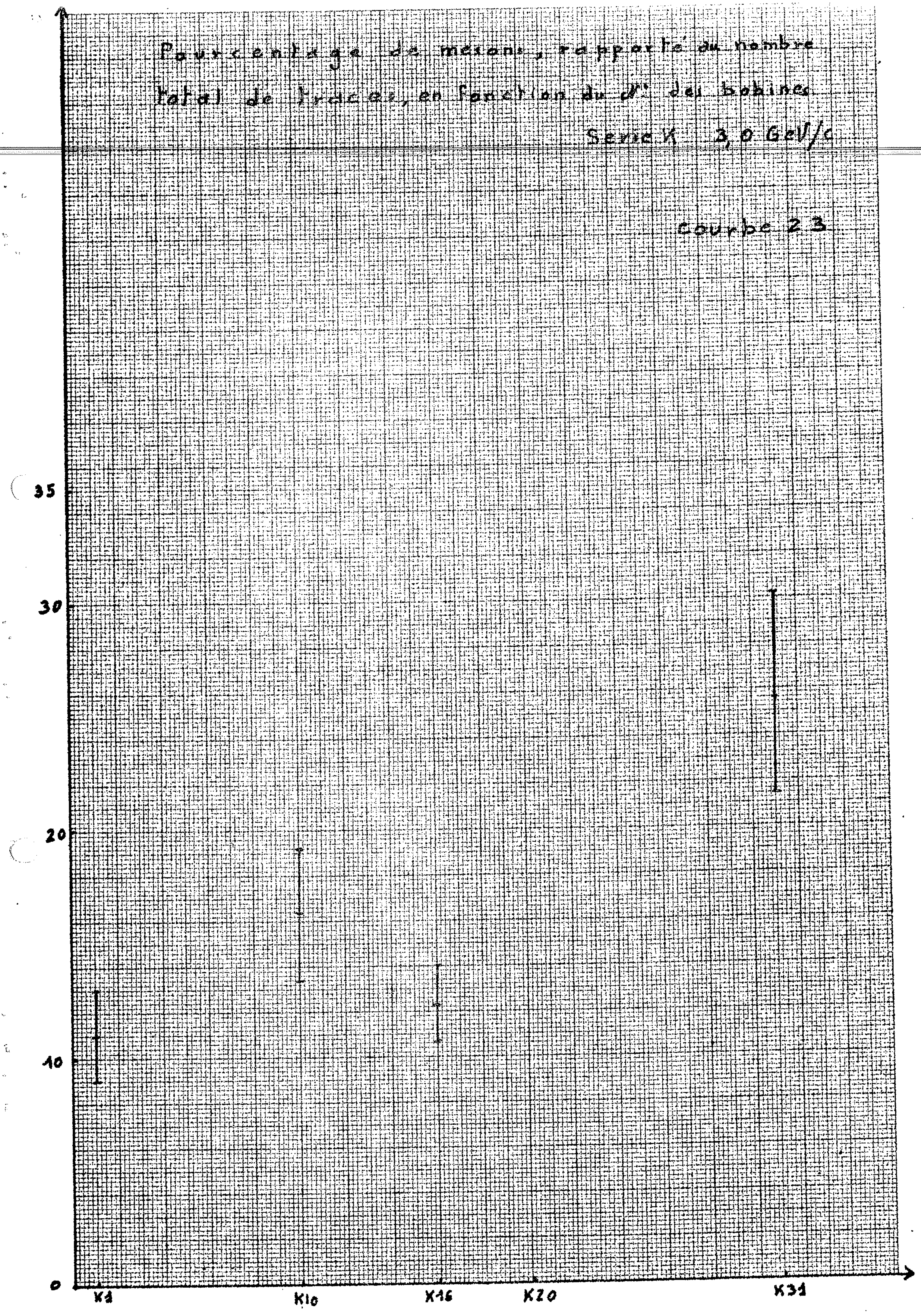


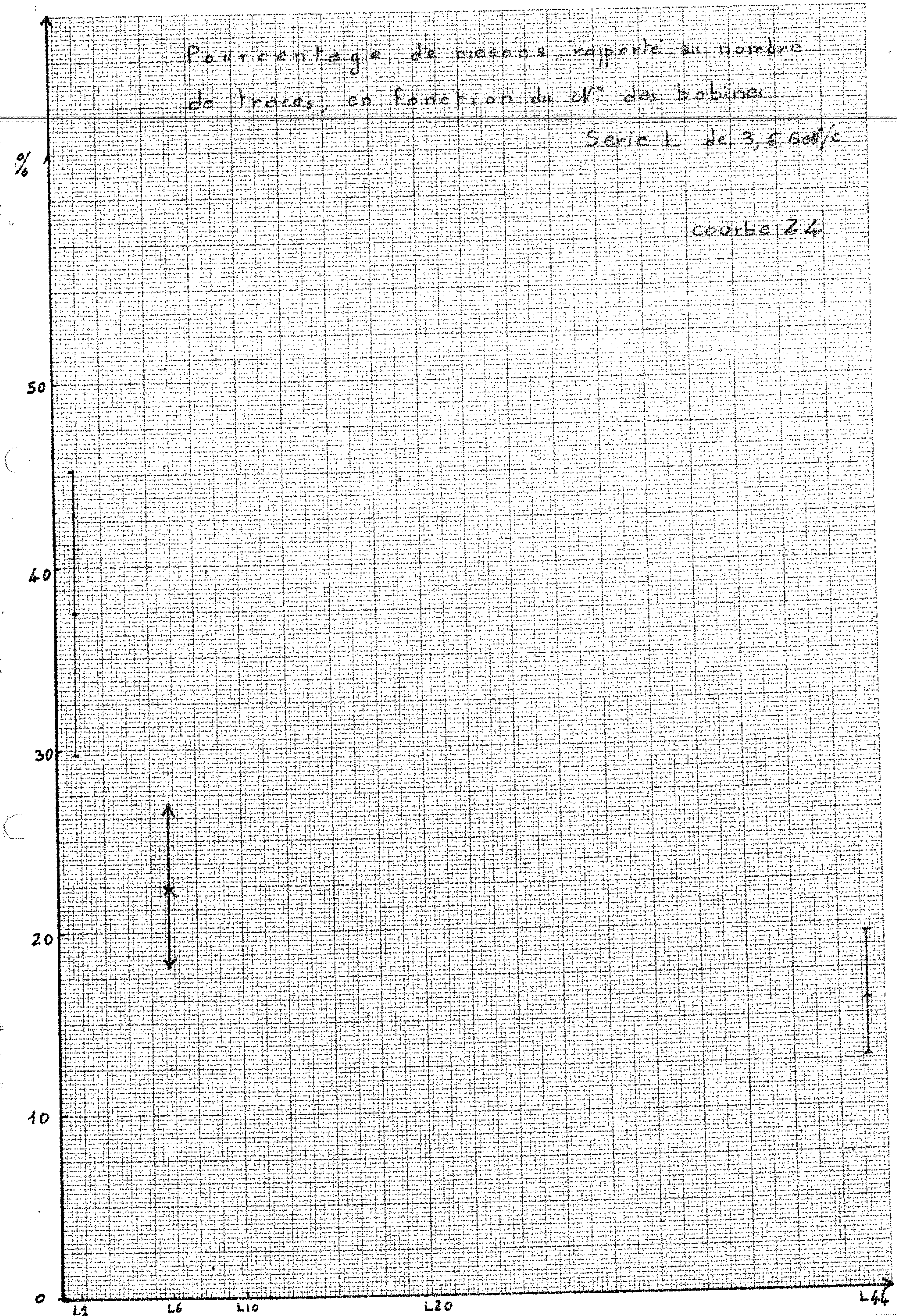

Détermination de la coupure : 3,0 GeV/c
N : nombre de δ compté par bande d'énergie
σ : section efficace différentielle
Courbe 20
N/σ
40
30
20
10
2
2,5
3
4
5
6
8
10
ρ
rayon de courbure (cm)

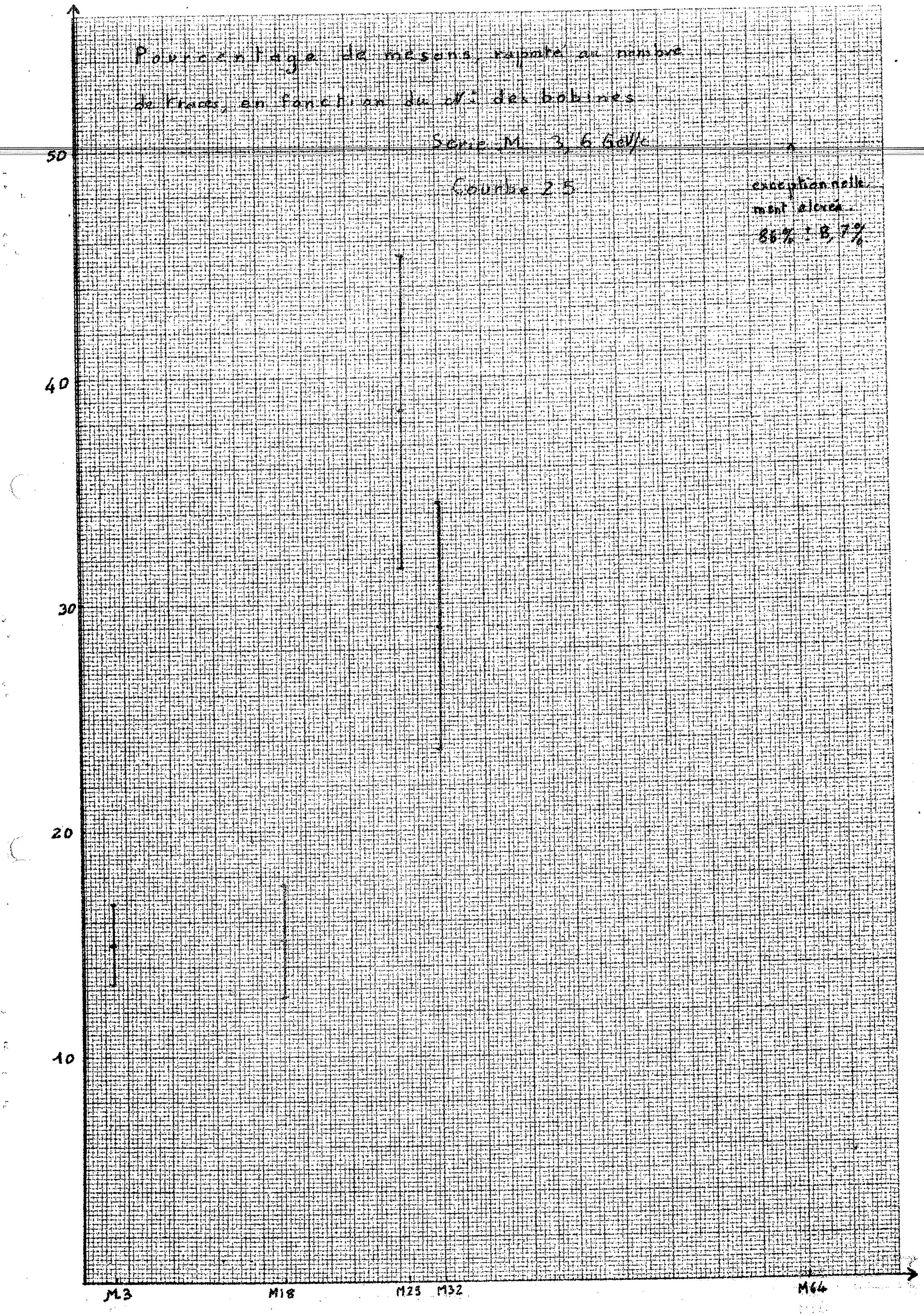


Determination de la coupure. 3,6 GeV/c
N : nombre de δ compté par bande d'énergie
σ : Section efficace differentielle
courbe 21
N/σ
60
50
40
30
20
10
0
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)

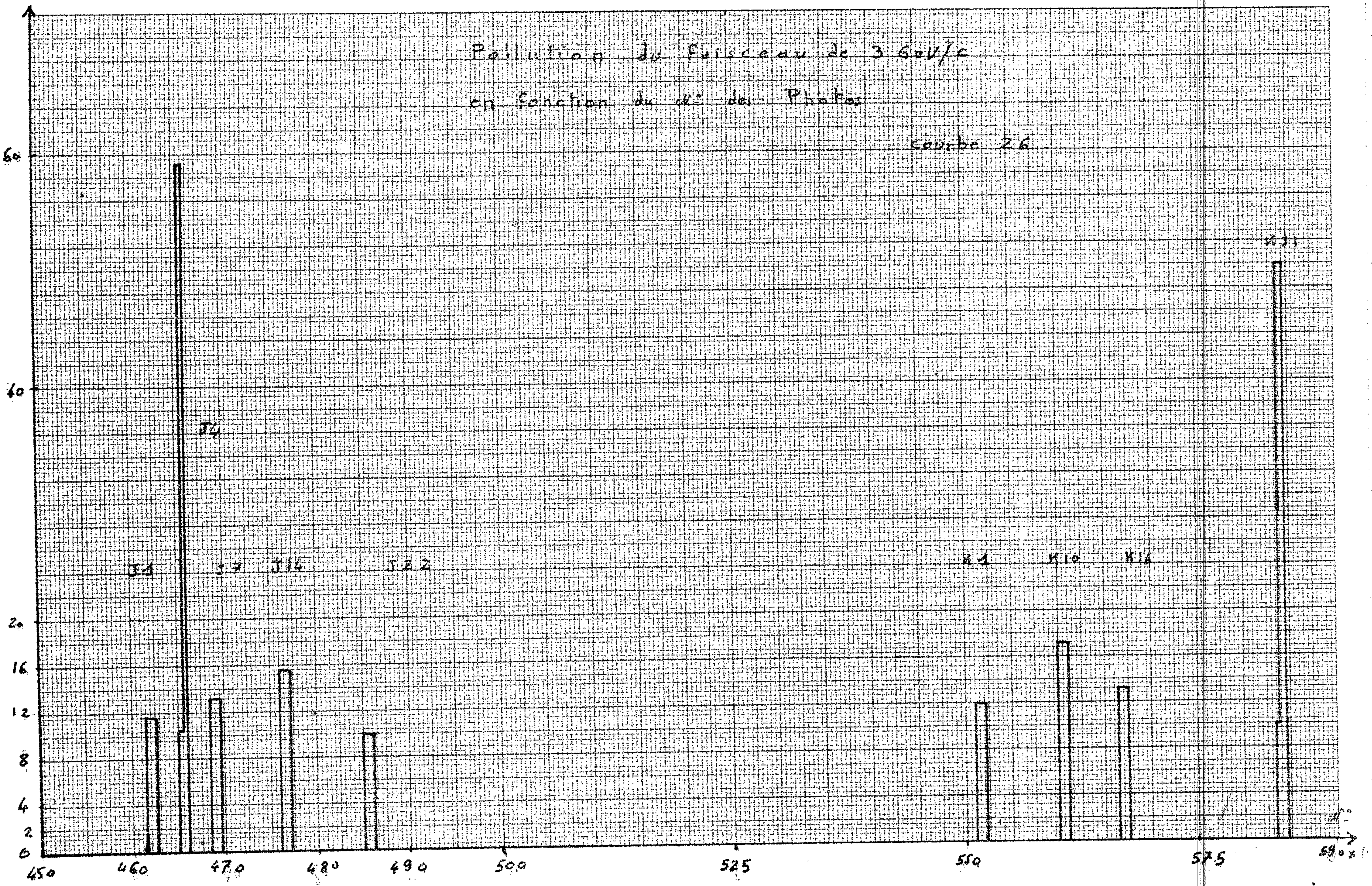

Pourcentage de mésons, rapporté au nombre total
de traces, en fonction des n° de bobines.
Série J (3 GeV/c)
courbe 22.
%
25
20
15
10
5
0
J1
J4
J7
J14
J22

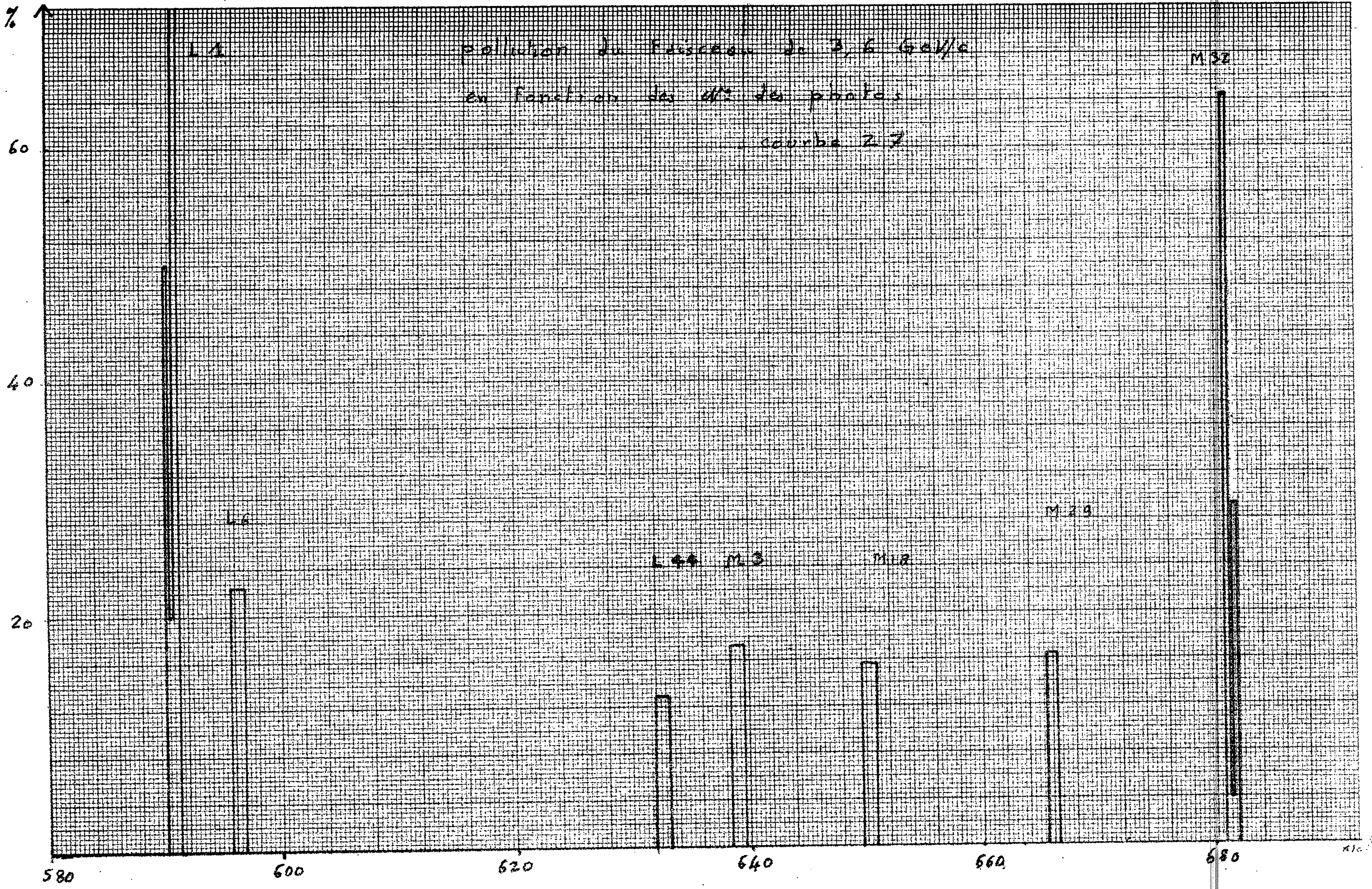

Pourcentage de mesons, rapporté au nombre
total de traces, en fonction du N° des bobines
Serie K 3,0 GeV/c
courbe 23
35
30
20
10
0
K1
K10
K16
K20
K31

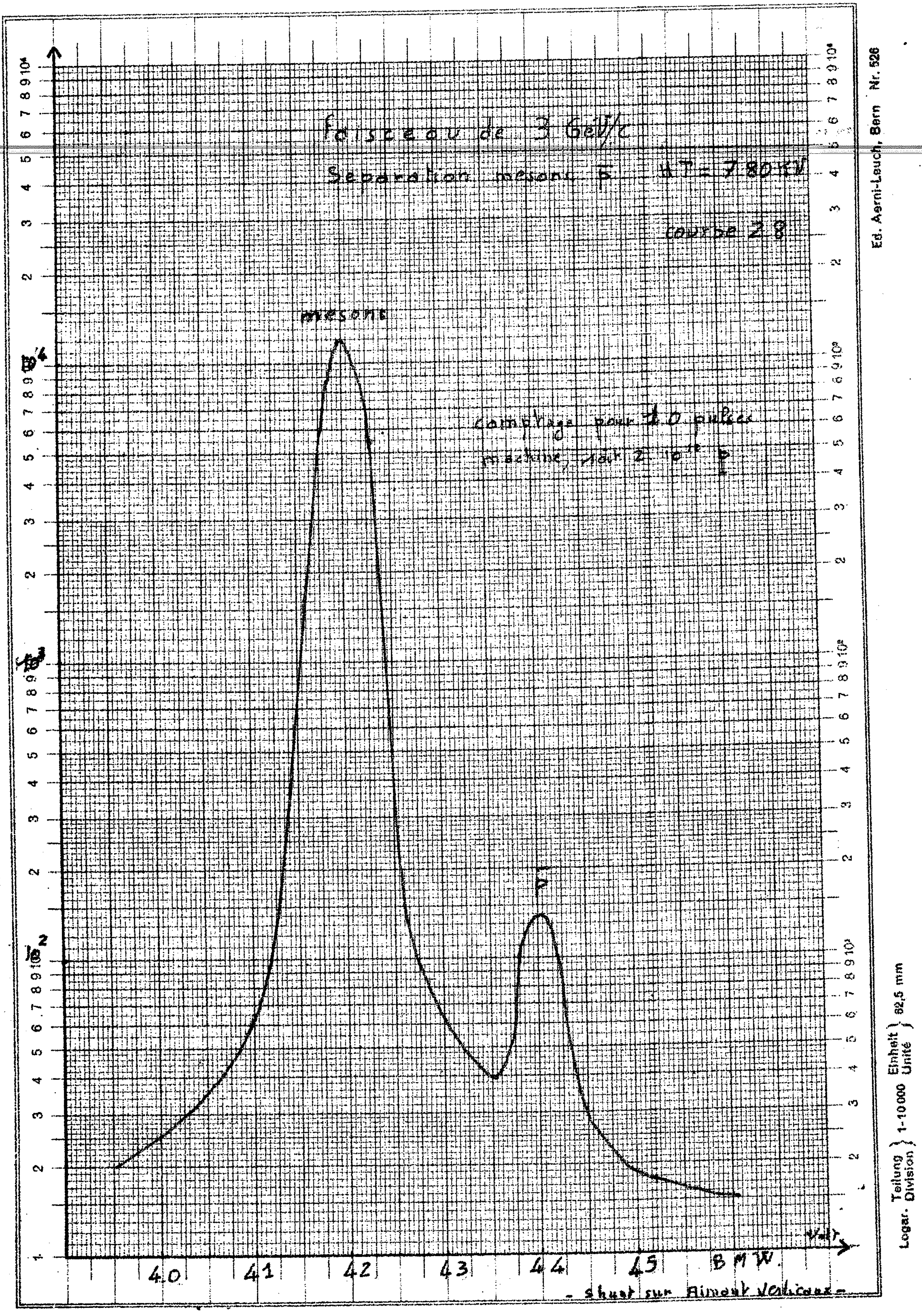

Pourcentage de mesons rapporté au nombre
de traces, en fonction du N° des bobines
Serie L de 3,6 GeV/c
courbe 24
%
50
40
30
20
10
0
L1
L6
L10
L20
L44

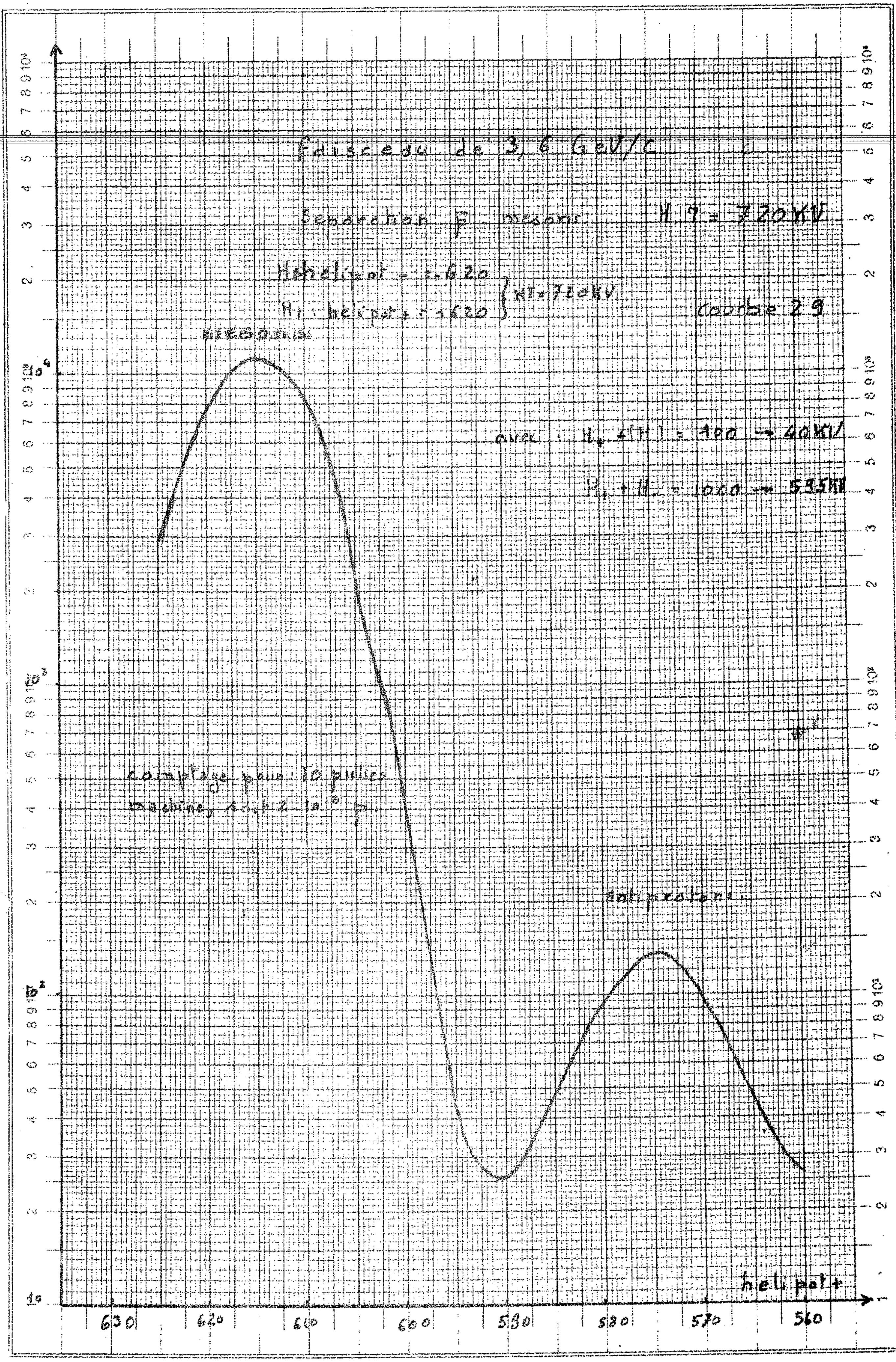


Pourcentage de mesons rapporté au nombre
de traces, en fonction du N° des bobines
Serie M 3,6 GeV/c
Courbe 25
exceptionnellement élevé.
86% ± 8,7%
50
40
30
20
10
M3
M18
M25
M32
M64


Pollution du Faisceau de 3 GeV/c
en fonction du n° des Photos
courbe 26
J1
J4
J7
J14
J22
K1
K10
K16
K31
60
40
20
16
12
8
4
2
0
450
460
470
480
490
500
525
550
575
590

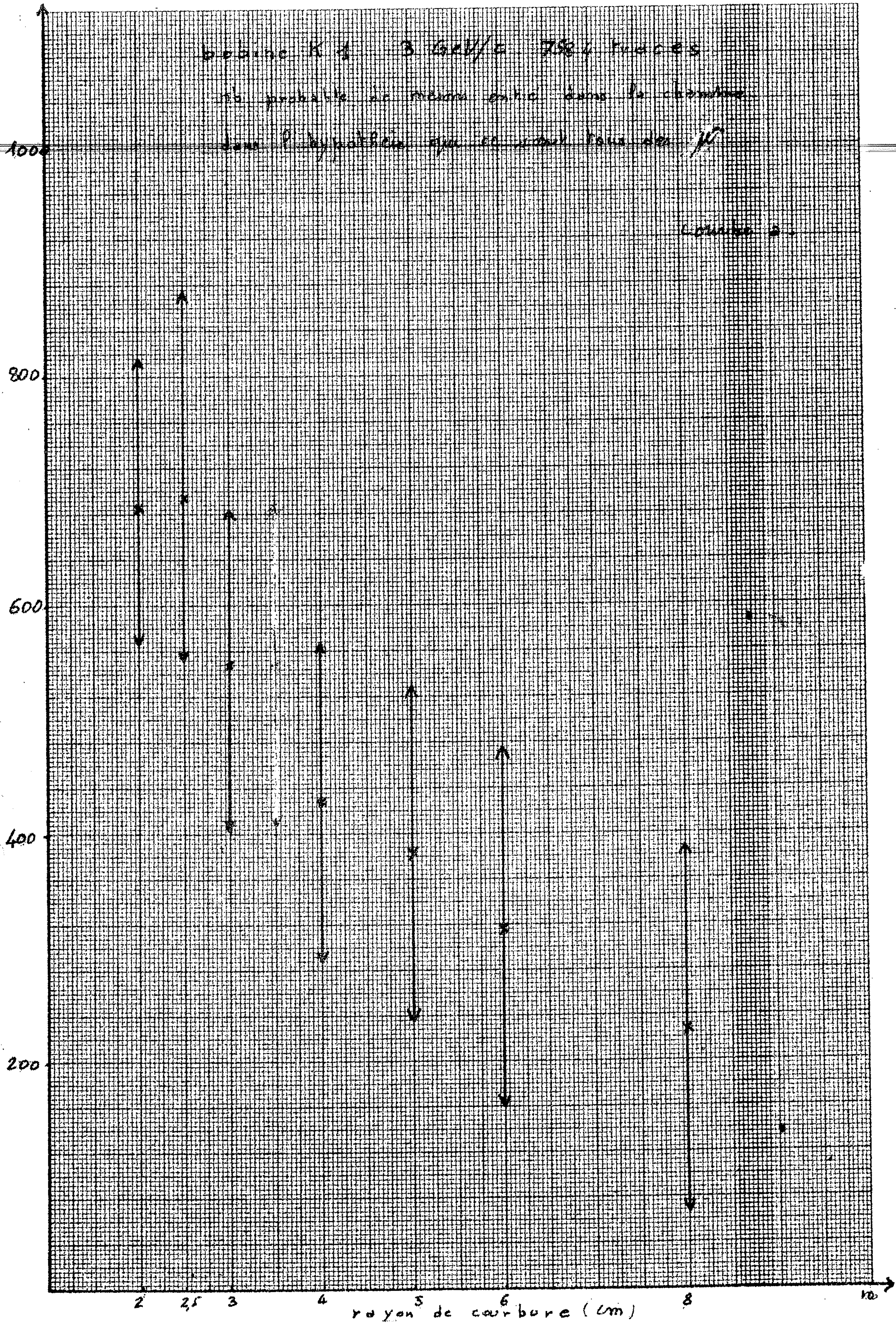

pollution du faisceau de 3,6 GeV/c
en fonction des n° des photos
courbe 27
%
60
40
20
L1
L6
L44 M3
M18
M29
M32
580
600
620
640
660
680

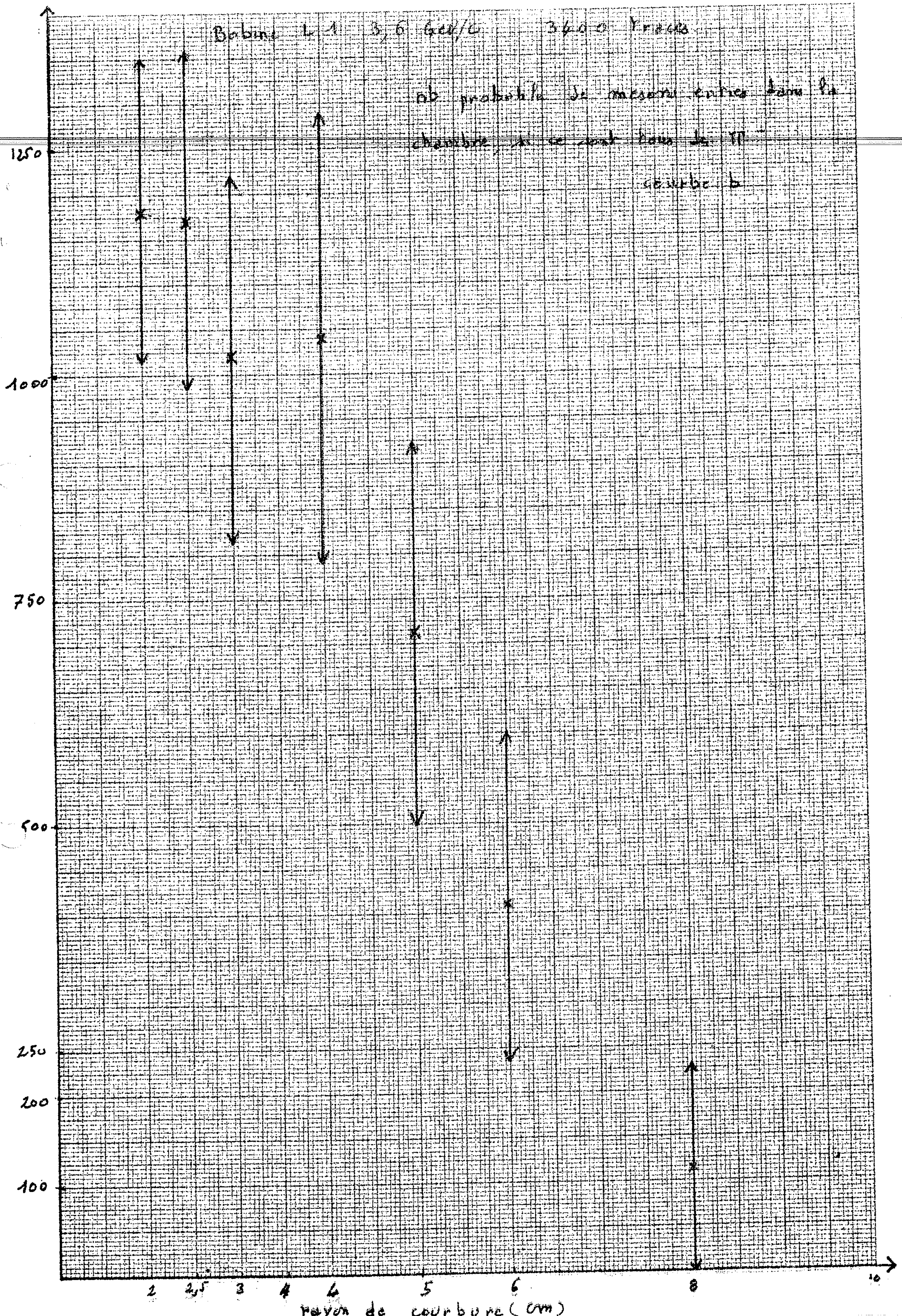

faisceau de 3 GeV/c
Separation mesons $\bar{p}$ HT = 780 KV
courbe 28
mesons
comptage pour 10 pulses
machine, soit 2 10^{12} p
$\bar{p}$
10^4
10^3
10^2
40
41
42
43
44
45
B M W
Volt
- shunt sur Aimant Verticaux -
Ed. Aerni-Leuch, Bern Nr. 526
Logar. Teilung Division 1-10000 Einheit Unité 62,5 mm

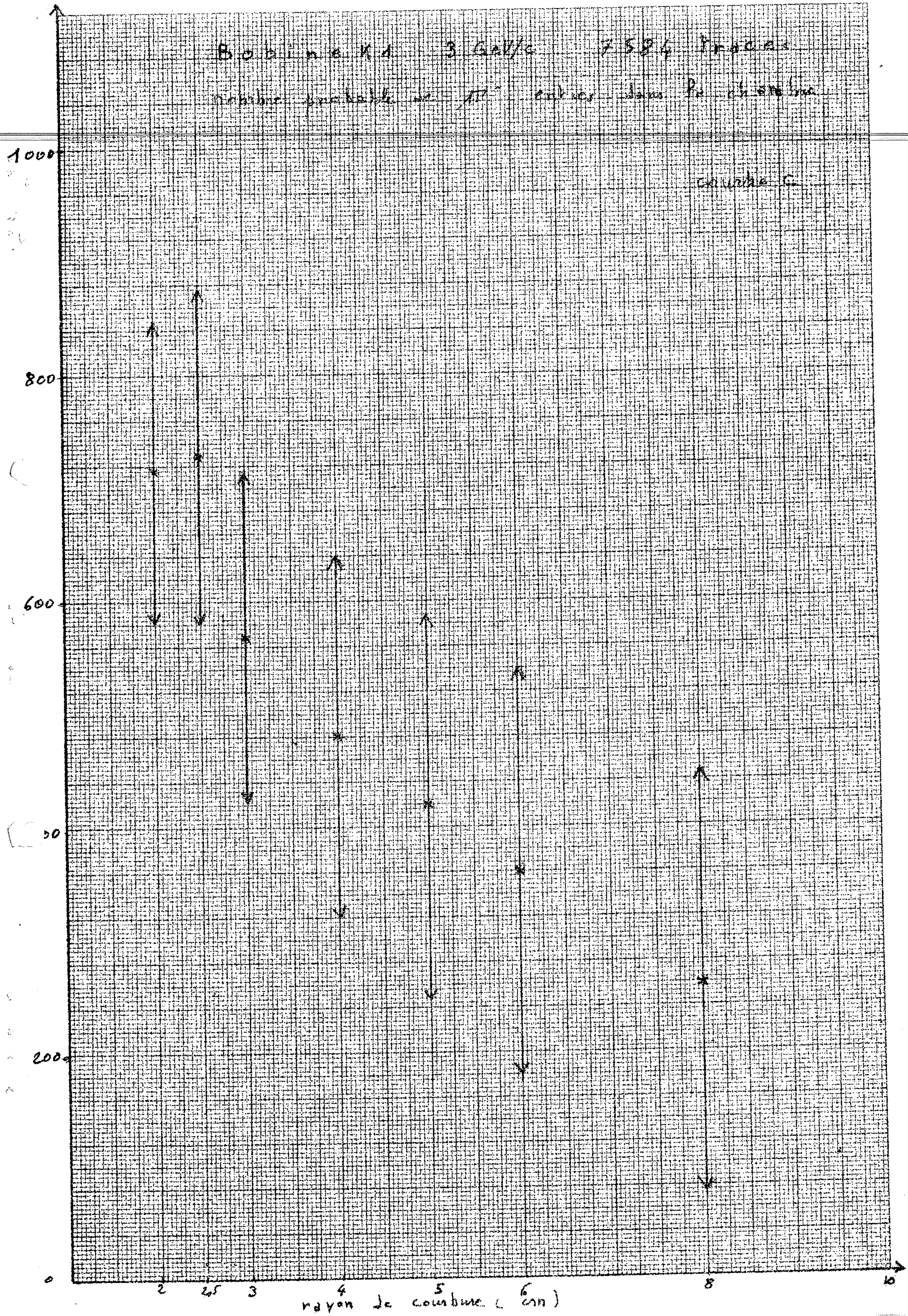


Ed. Aerni-Leuch, Bern Nr. 526

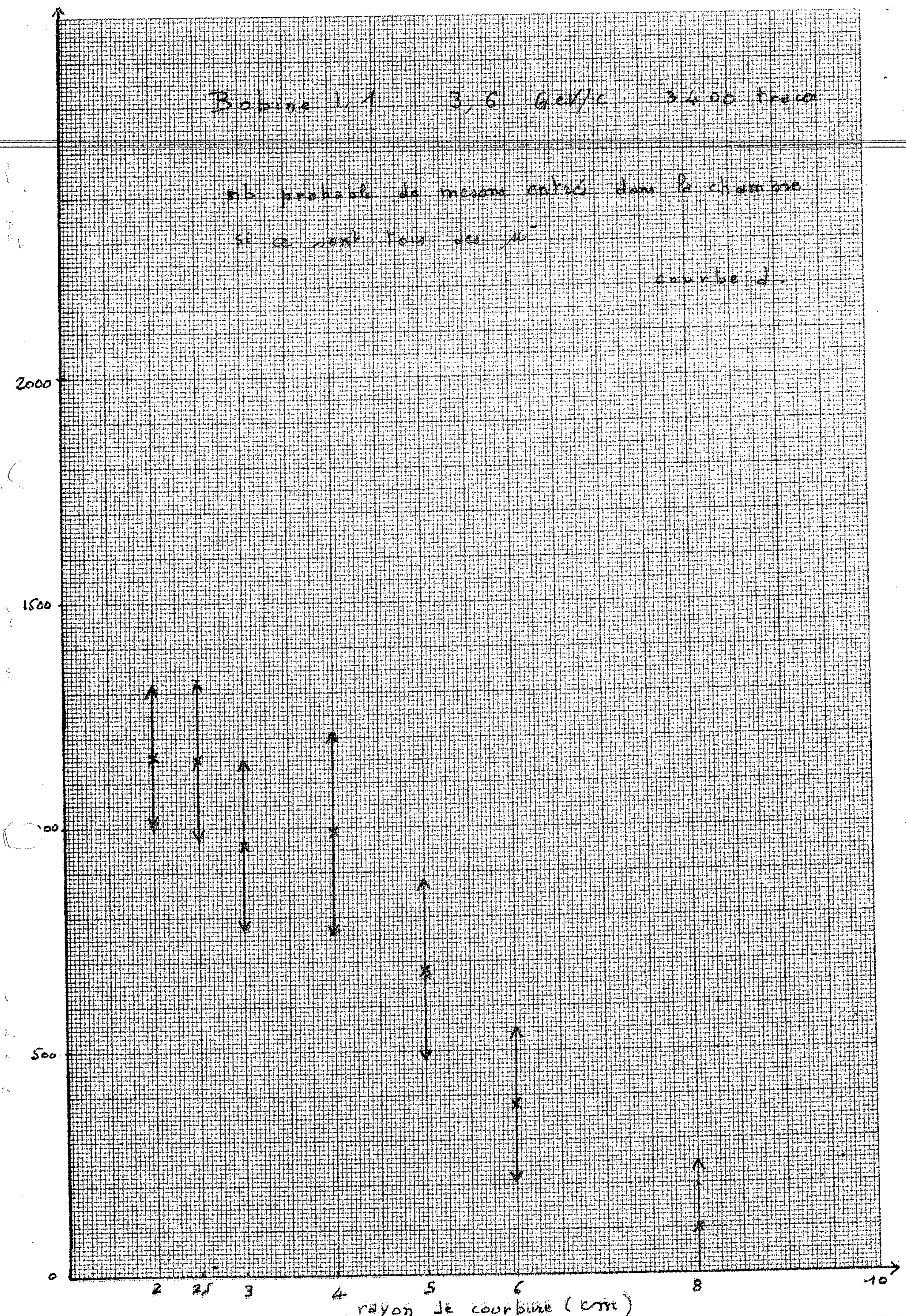
Logar. Teilung / Division 1-10000 Einheit / Unité 62,5 mm


bobine K 1 3 GeV/c 784 traces
nb probable de mesons entrés dans la chambre
dans l'hypothèse que ce sont tous des μ
courbe 2.
1000
800
600
400
200
2
2,5
3
4
5
6
8
rayon de courbure (cm)


Bobine L 1 3,6 GeV/c 3400 traces
nb probable de mesons entrés dans la chambre, si ce sont tous des π
courbe b
1250
1000
750
500
250
200
100
2
2,5
3
4
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)



Bobine K1 3 GeV/c 7584 traces
nombre probable de π⁻ entrés dans la chambre
courbe C
1000
800
600
400
200
0
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)


Bobine 1,1 3,6 GeV/c 3400 traces
nb probable de mesons entrés dans la chambre
si ce sont tous des μ⁻
courbe d
2000
1500
500
0
2
2,5
3
4
5
6
8
10
rayon de courbure (cm)