

ORGANISATION EUROPÉENNE POUR LA RECHERCHE NUCLEAIRE

Lettre d'intention au CERNCompteurs DISC et Spectrométrie de MasseIntroduction

Cette note a pour but de rappeler d'abord quelques données essentielles des compteurs DISC existants ou en cours d'achèvement, et de montrer comment les performances de ces compteurs associés à une analyse magnétique permettent d'accéder avec précision aux masses des particules élémentaires.

Deux cas d'actualité sont envisagés et discutés :

- 1) Le problème de la détermination absolue du rapport m_{π}/m_{μ} qui permettrait de mieux définir la masse du ν_{μ} ;
- 2) La détermination directe de la masse du ν_{μ} dans la réaction $\pi \rightarrow \mu + \nu$.

La Spectrométrie de Masse

Les propriétés des DISC tant à radiateur liquide qu'à radiateur gazeux ont fait l'objet de publications. Il suffit de rappeler qu'un DISC mesure à la fois la vitesse et la direction de la particule qu'il détecte. Ces caractéristiques en font un appareil particulièrement adapté à la spectrométrie de masse, quand il est associé à une mesure simultanée de la quantité de mouvement des particules qu'il détecte.

L'ensemble formé d'un aimant analyseur et d'un DISC forme un spectromètre de masse dont le champ d'application est très étendu. (Spectromètre des particules primaires. Spectromètre de masse des particules secondaires. Spectromètre de masse de la particule qui recule dans une réaction à 2 corps). Pour une particule individuelle

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta p}{p} + \gamma^2 \frac{\Delta \beta}{\beta},$$

où $\Delta \beta/\beta$ est le pouvoir de résolution caractéristique du compteur.

Les trois termes de cette formule appellent quelques remarques, car il s représentent des quantités dont les distributions autour de leur valeur moyenne ne sont pas identiques.

$\Delta m/m$ est l'erreur relative sur la masse d'une particule mesurée au spectromètre de masse. Pour une particule unique (une seule impulsion enregistrée dans le compteur) l'erreur $\Delta m/m$ pourra atteindre la somme des erreurs maxima en $\Delta p/p$, c'est-à-dire la demi-largeur de résolution en impulsion (courbe rectangulaire en général) et les fluctuations sur les bords de la distribution en impulsion (courbe gaussienne en général), et des erreurs en $\Delta \beta/\beta$, dues à la largeur intrinsèque de résolution en vitesse (courbe rectangulaire en général) et aux erreurs irréductibles du compteur (résidus d'aberrations géométriques et chromatiques, divergence du faisceau, etc... Ces erreurs ne sont en général pas gaussiennes).

Par contre, si l'expérience est répétée un grand nombre de fois, en comptant un grand nombre de particules de même masse, elle permet de mesurer l'efficacité du système pour un ensemble de valeurs p et β en fonction de p et β : $\mathcal{E} = f(p, \beta)$.

Si un seul paramètre p ou β est varié, l'autre étant maintenu, les courbes représentatives

$$\mathcal{E}_1 = g(p) \quad \text{ou}$$

$$\mathcal{E}_2 = h(\beta)$$

représentent toutes deux le spectre de masse du faisceau étudié, soit à vitesse constante, soit à impulsion constante, car il est bien clair que l'efficacité du système montrera des maxima pour les ensembles de valeurs p et β correspondant à une particule de masse donnée.

Dans la suite nous ne nous référerons qu'à des spectres de masse ainsi définis.

L'erreur dans la détermination de la masse d'une particule est représentée par l'erreur que l'on peut commettre en déterminant

le centre de la raie. Elle provient d'abord de l'imprécision statistique de chacun de ses points; celle-ci est rapidement négligeable avec des particules abondantes. La contribution principale naît de la connaissance plus ou moins précise de la forme théorique ^{ou expérimentale} que doit revêtir la raie. Cette erreur s'annule dans deux cas :

1) d'une raie symétrique; 2) de la mesure de la distance entre deux raies (rapport des masses de 2 particules) si les raies sont semblables (cas vérifié par l'expérience).

De toutes façons le centre de la raie se détermine avec une précision mesurée en largeur de la raie bien meilleure que celle-ci.

La contribution de la largeur en impulsion du faisceau en général rectangulaire avec des bords gaussiens symétriques n'entraîne pratiquement aucune erreur. Pour comparaison, la fente d'un spectroscopie optique peut être ouverte au point qu'une raie spectrale soit fortement élargie sans que le pointé du centre de la raie en soit affecté. Nous avons vérifié au P.S., qu'avec un $\Delta p/p \sim 5\%$ une masse peut être mesurée à 1% ou mieux.

La largeur de résolution en β est limitée par les résidus d'aberration de l'objectif du DISC; elle se caractérise par un élargissement non nécessairement symétrique de la raie.

Il en va de même en optique: le spectrographe est limité en résolution par la finesse des raies que donne intrinsèquement son prisme ou son réseau.

En conclusion, la précision sur la masse d'une particule donnée est bien meilleure (un ordre de grandeur au moins) que la résolution en impulsion, pourvu que la valeur moyenne de celle-ci soit bien connue et soit stable. Elle est aussi meilleure que $\gamma^2(\Delta\beta/\beta)$, sans que l'on puisse à priori dire de combien.

Les DISC permettent ainsi de disposer d'un instrument de mesure qui travaille à source grande ouverte, et qui pourrait éventuellement déclencher des chambres à étincelles sur des évènements strictement sélectionnés.

Dans les DISC à gaz la décroissance de la résolution massique avec l'énergie (comme γ^2) est cependant compensée grâce aux petits angles Čerenkov. La meilleure résolution est obtenue au début du domaine de vitesse pour lequel les aberrations chromatiques du compteur sont corrigées. Ainsi pour $\Delta\beta/\beta \sim 10^{-6}$ à $\beta = 0.995$, c'est-à-dire $\gamma = 10$, la contribution du compteur à l'erreur totale sur une particule isolée est $\sim 10^{-4}$. Dans un compteur à radiateur liquide travaillant dans les meilleures conditions $\Delta\beta/\beta \sim 3 \cdot 10^{-3}$. Paradoxalement, la spectrométrie de masse à l'aide de DISC est plus précise aux vitesses élevées couvertes par les compteurs à gaz, que par les compteurs à liquide.

Une mesure absolue de la masse nécessite la connaissance absolue de la rigidité magnétique des particules, ainsi que la connaissance absolue de la vitesse pour laquelle le compteur est réglé, c'est-à-dire de l'angle Čerenkov correspondant à la longueur d'onde d'achromatisation, et de l'indice du gaz pour cette même longueur d'onde. Ces mesures ne sont pas impossibles, mais longues et pénibles. Elles exigent une étude poussée des sources possibles d'erreurs systématiques. Les mesures relatives qui ne demandent qu'une calibration des aimants ou du DISC sont beaucoup plus commodes, surtout lorsque l'on considère que les paramètres de l'un d'eux peuvent rester fixes. La stabilité d'un aimant à 10^{-4} , 10^{-5} est de réalisation habituelle, la stabilité d'un DISC ne demande que sa stabilité en température.

La mise au point et la calibration d'un DISC à gaz à haute résolution permettent maintenant d'envisager un certain nombre de mesures qui relèvent de la métrologie et dont la nécessité se fait actuellement sentir.

Un appareil de ce type est en cours d'achèvement. L'objectif a été calculé pour couvrir un domaine de vitesse qui s'étend de $\beta = 0.995$ à $\beta = 1$, avec un pouvoir de résolution $\Delta\beta/\beta \sim 10^{-6}$ pour une particule^{*)}.

*) R. Meunier, J.P. Stroot. "Very high resolution Čerenkov counters" (1962).

Masse du Neutretto

La mise en évidence récente du comportement différent de la particule neutre (neutretto) associée à la désintégration du pion en muon vis-à-vis du neutrino de la désintégration bêta ne permet plus de les envisager comme une seule et même particule. Les propriétés intrinsèques du neutrino et du neutretto ne sont plus nécessairement semblables. La mesure de la masse du neutretto s'impose. La limite supérieure expérimentale de sept à huit masses d'électrons date de 1956^{*)}. Elle est basée sur la mesure de la masse du pion, du rapport α de la masse du pion à celle du muon et de la quantité de mouvement dans le centre de masse p_0 du muon de la réaction $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$.

$$m_\nu = m_\mu \left\{ \alpha^2 + 1 - 2\alpha \left[1 + \left(\frac{p_0}{m_\mu c} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}.$$

a. Rapport de la masse du pion à la masse du muon

La masse du muon est connue actuellement avec grande précision^{**)} :

$$\frac{m_\mu}{m_e} = 206.768 \pm 0.003$$

si on admet l'identité de la charge du muon et de celle de l'électron (Sinon l'erreur est ± 0.03).

La contribution principale à l'erreur dans les mesures de barkas est due au rapport α .

$$\alpha = 1.321 \pm 0.002$$

Améliorer la mesure de α par un ordre de grandeur devrait permettre d'atteindre une masse de neutretto de ~~deux~~^{quatre} masses d'électrons environ.

*) Barkas, Birnbaun and Smith, Phys.Rev. 101, 778 (1956).

***) Farley, Progress in Nucl. Phys. (1962).

La comparaison des deux raies de pions et de mésons de même vitesse dans notre spectromètre doit fournir un tel résultat sauf difficultés imprévues.

b. Mesure directe de la masse du neutretto

A moins que la mesure précédente ne montre que la masse du neutretto est supérieure à celle minimum que la méthode permet d'atteindre, il est nécessaire de pousser cette limite en dessous de la masse de l'électron.

L'analyse du processus de désintégration du pion en vol et des conditions d'expérience suggère une méthode cinématique, c'est-à-dire indépendante des interactions.

Soit le schéma simple suivant : le faisceau secondaire provenant d'une cible ponctuelle est analysé dans un spectromètre formé d'un aimant et d'un DISC. Entre l'aimant et le DISC une distance de l'ordre d'une longueur de décroissance du π . Pour une quantité de mouvement donnée, le spectre des vitesses montre quatre raies : les pions, les muons μ_2 de désintégration émis vers l'arrière, ceux μ_1 émis vers l'avant et les muons μ_0 de même quantité de mouvement que les pions analysés et qui proviennent de pions désintégrés avant l'analyse magnétique.

Considérons seulement les muons μ_1 émis vers l'avant dans le laboratoire, et les muons μ_0 .

Si la masse du neutretto est nulle, quelle que soit la vitesse du pion (c'est-à-dire du centre de masse), le neutretto est émis vers l'arrière dans le laboratoire. Si le neutretto possède une masse non nulle, il existe une vitesse des pions $\beta_{\pi 0}$ pour laquelle sa vitesse est nulle dans le laboratoire. Les raies μ_1 et μ_0 sont alors confondues (Fig. 1).

$$v^2 = \frac{(\alpha^2 - 1)^2 (1 - \beta_{\pi 0})}{(\alpha^2 + 1) + (\alpha^2 - 1)\beta_{\pi 0}} \quad \text{où } v = \frac{m_\nu}{m_\mu}$$

Idéalement la mesure de la masse du neutretto consiste à réaliser cette coïncidence. C'est une méthode de zéro. La

précision dépend surtout de la sensibilité de l'appareil de mesure et dans une mesure moindre des autres paramètres : ici, $\beta_{\pi 0}$ et α .

Dans le cas du DISC à N_2 déjà mentionné, la sensibilité est quasi-uniforme dans le domaine de vitesse $\beta = 0.995$ à 1. Par contre, $\Delta\beta_{\mu}/\Delta v$ décroît rapidement quand $\beta \rightarrow 1$. Les conditions expérimentales ne permettent plus de déterminer la coïncidence $\mu_1 - \mu_0$ pour une masse du neutretto inférieure à deux masses d'électron. Néanmoins, la mesure de l'intervalle $\Delta(\beta_{\mu_1} - \beta_{\mu_0})$ pour différentes quantités de mouvement des pions entre 1 et 3.5 GeV/c (Fig. 2) est suffisamment sensible pour que l'ensemble des valeurs obtenues caractérise une masse m_{ν} inférieure à 0.5 MeV.

La Fig. 3 représente un schéma expérimental de principe. La stabilité et la reproductibilité pour une quantité de mouvement des pions sont obtenues en travaillant à champ magnétique constant dans l'aimant principal et à vitesse fixe dans le DISC. Les raies μ_1 et μ_0 sont tracées en fonction du champ magnétique dans des bobines à air auxiliaires (Fig. 4). L'attribution des raies peut se faire qualitativement par variation de la longueur du parcours sur lequel les π se désintègrent, ou encore par anticoincidence selective avant ce parcours.

L'angle solide accepté par le DISC est nécessairement petit. Néanmoins son acceptance (produit de la surface utile par l'angle solide) est grande. Pour obtenir une vitesse de comptage suffisante (de l'ordre d'un muon par cycle d'accélération du PS)* dans les conditions très strictes de résolution imposées, il faut soigneusement adapter l'émission de la source et l'acceptance du détecteur.

*) Nous remercions le professeur G. Cocconi qui a attiré notre attention sur cette question d'intensité.

Conclusion

Comme pour toute manipulation de métrologie, seul un travail patient et une étude attentive des sources possibles d'erreurs systématiques permettent d'atteindre éventuellement au résultat recherché. Si, ainsi que notre expérience des DISC liquides nous le montre, nous pouvons tabler sur les calculs de l'objectif Cerenkov, la mesure de la masse du π et l'abaissement possible de la limite supérieure de la masse du neutretto apparaîtrait comme une application directe de la mise au point du DISC à radiateur gazeux, c'est-à-dire comme le résultat de l'investissement technique que nous avons entrepris au cours des trois dernières années avec la collaboration et les encouragements de Arne Lundby.

R. Meunier
M. Spighel
J.P. Stroot
P. Duteil

Mars 1963.

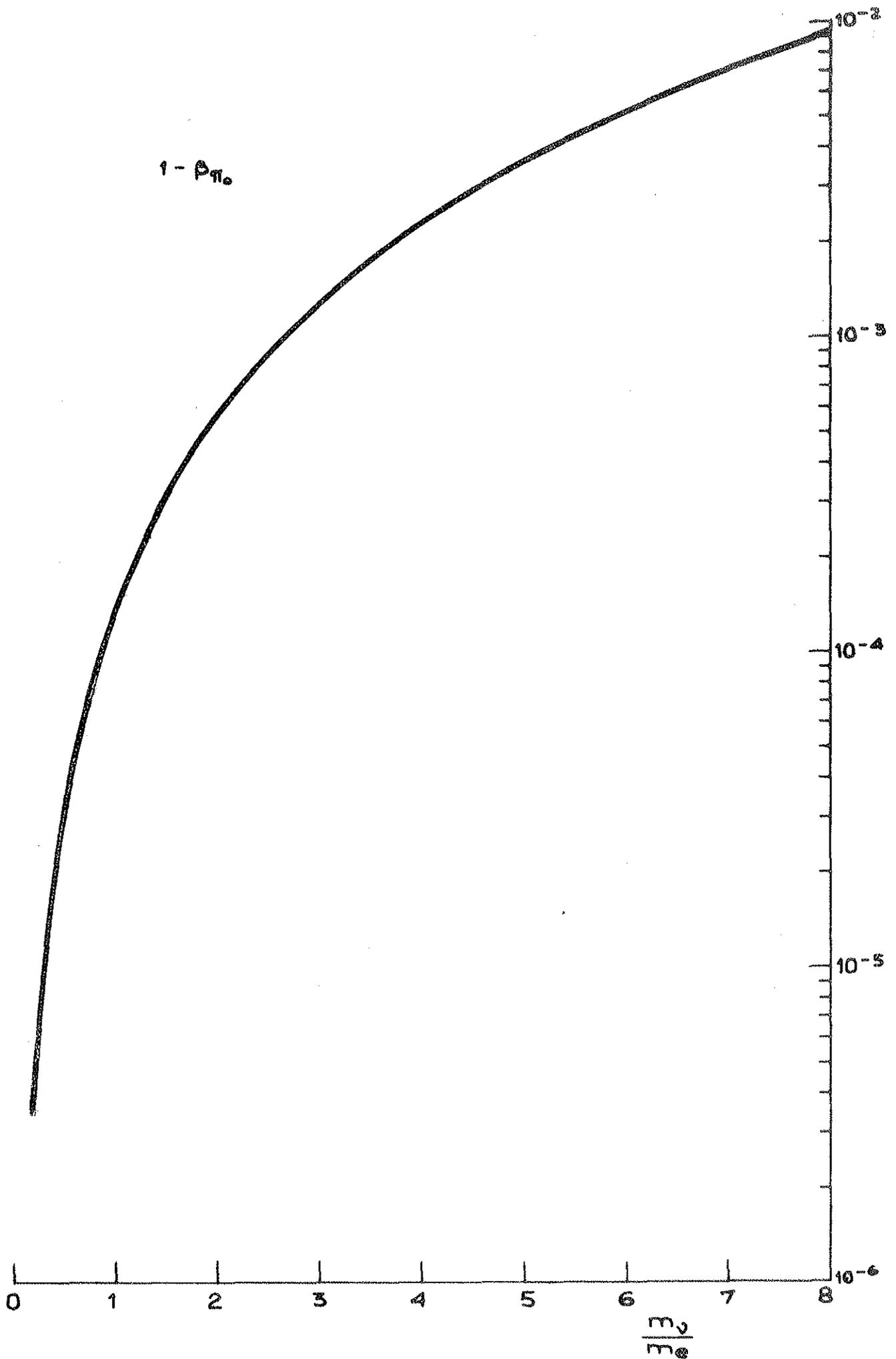


Fig. 1

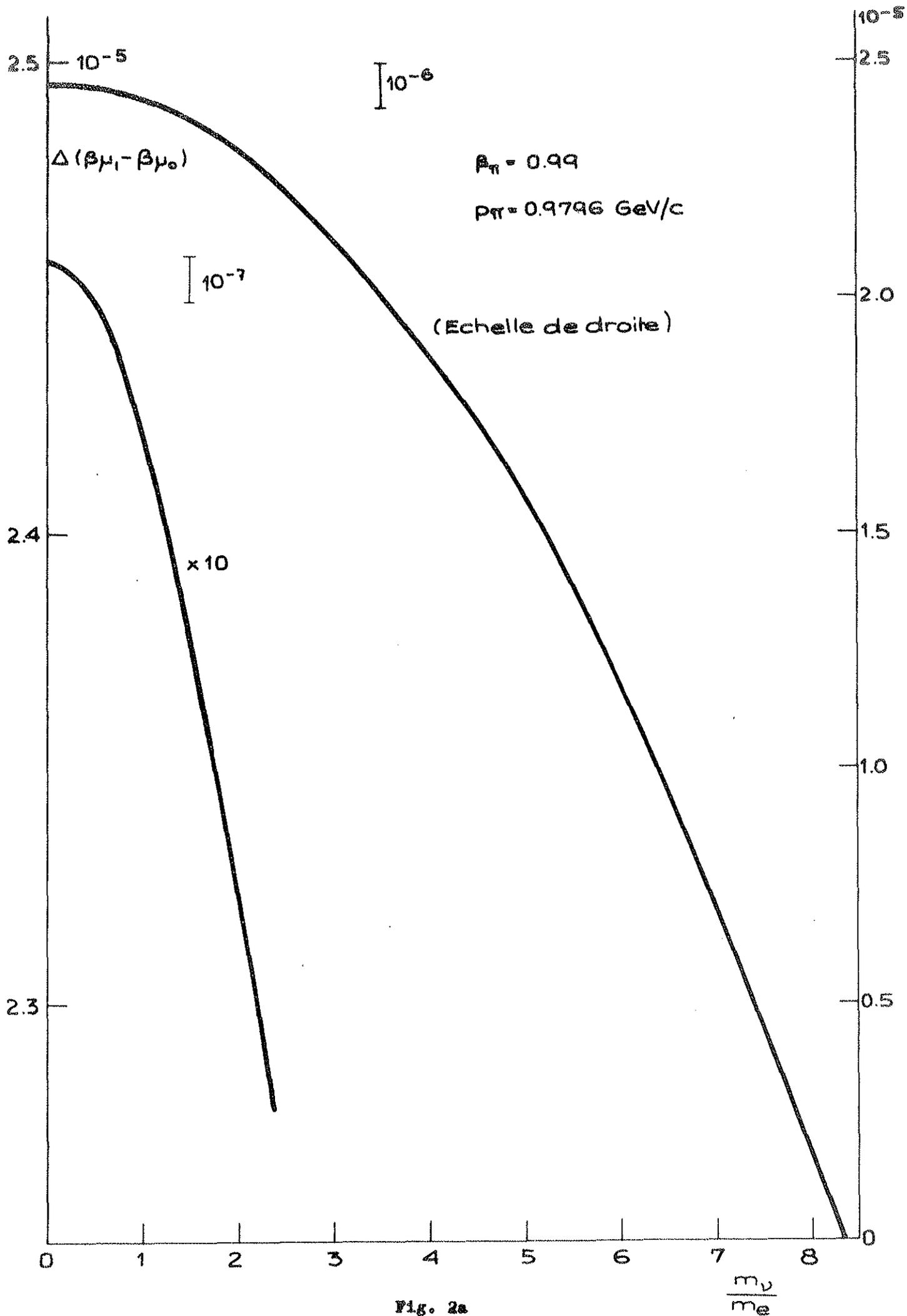


Fig. 2a

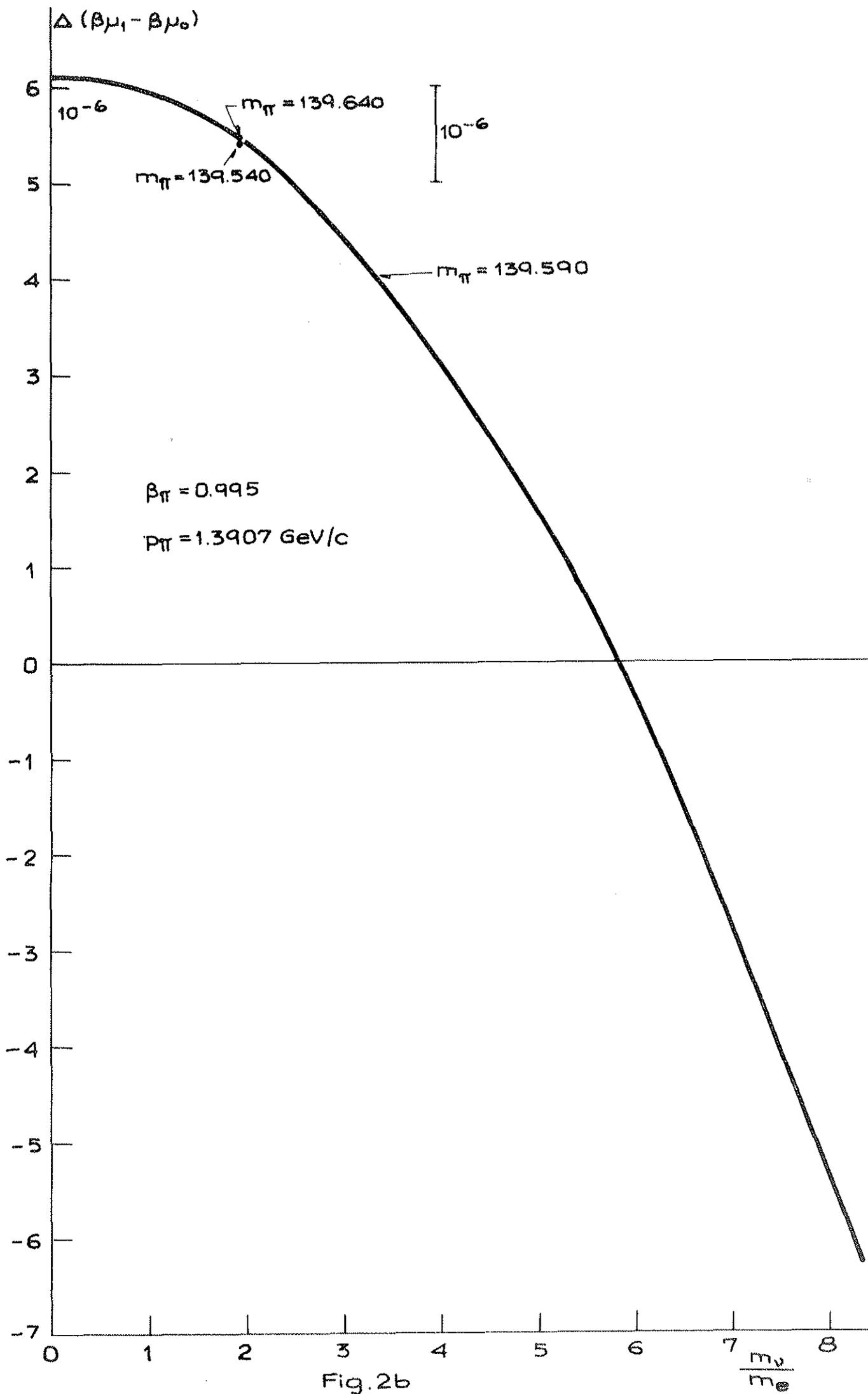


Fig. 2b

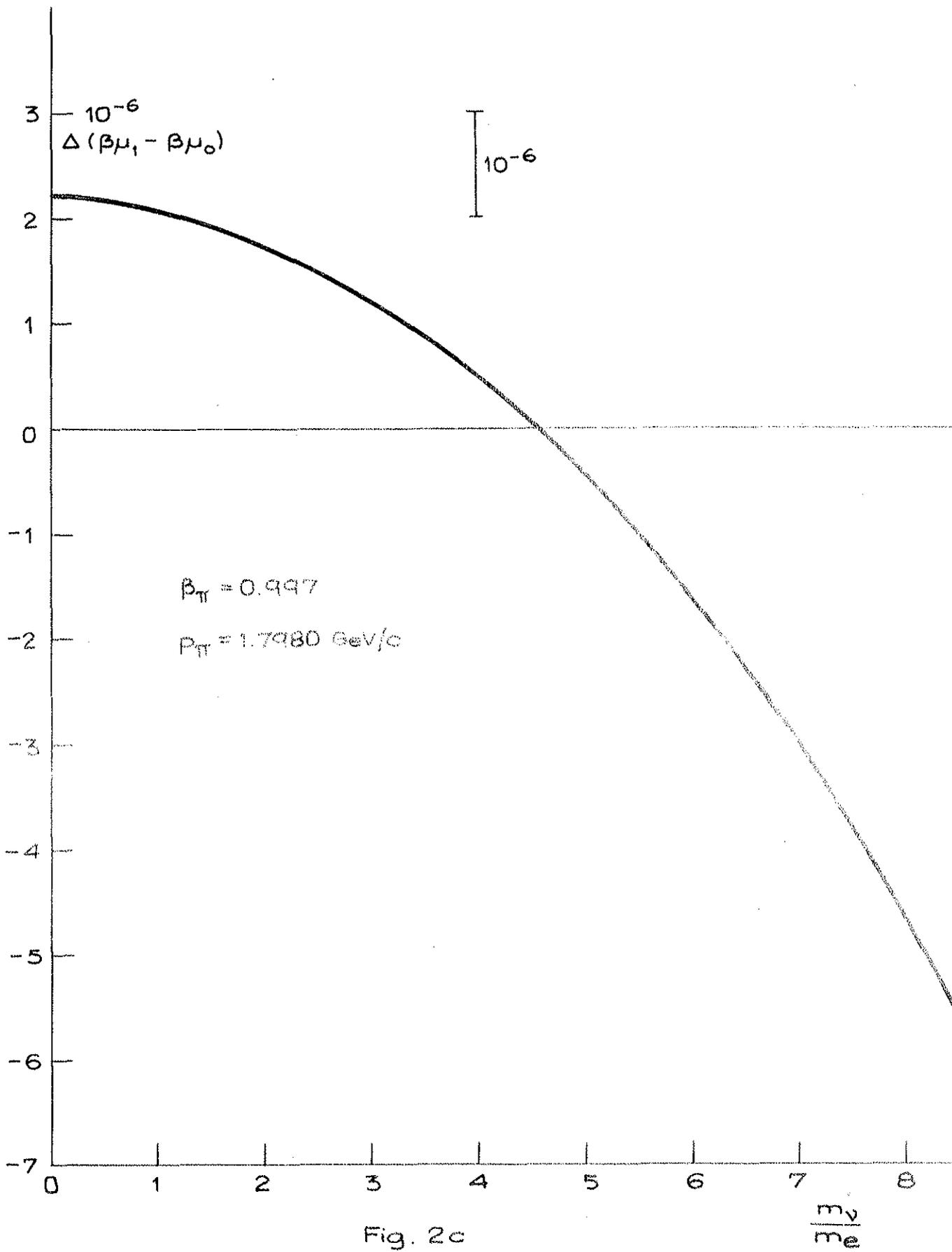


Fig. 2c

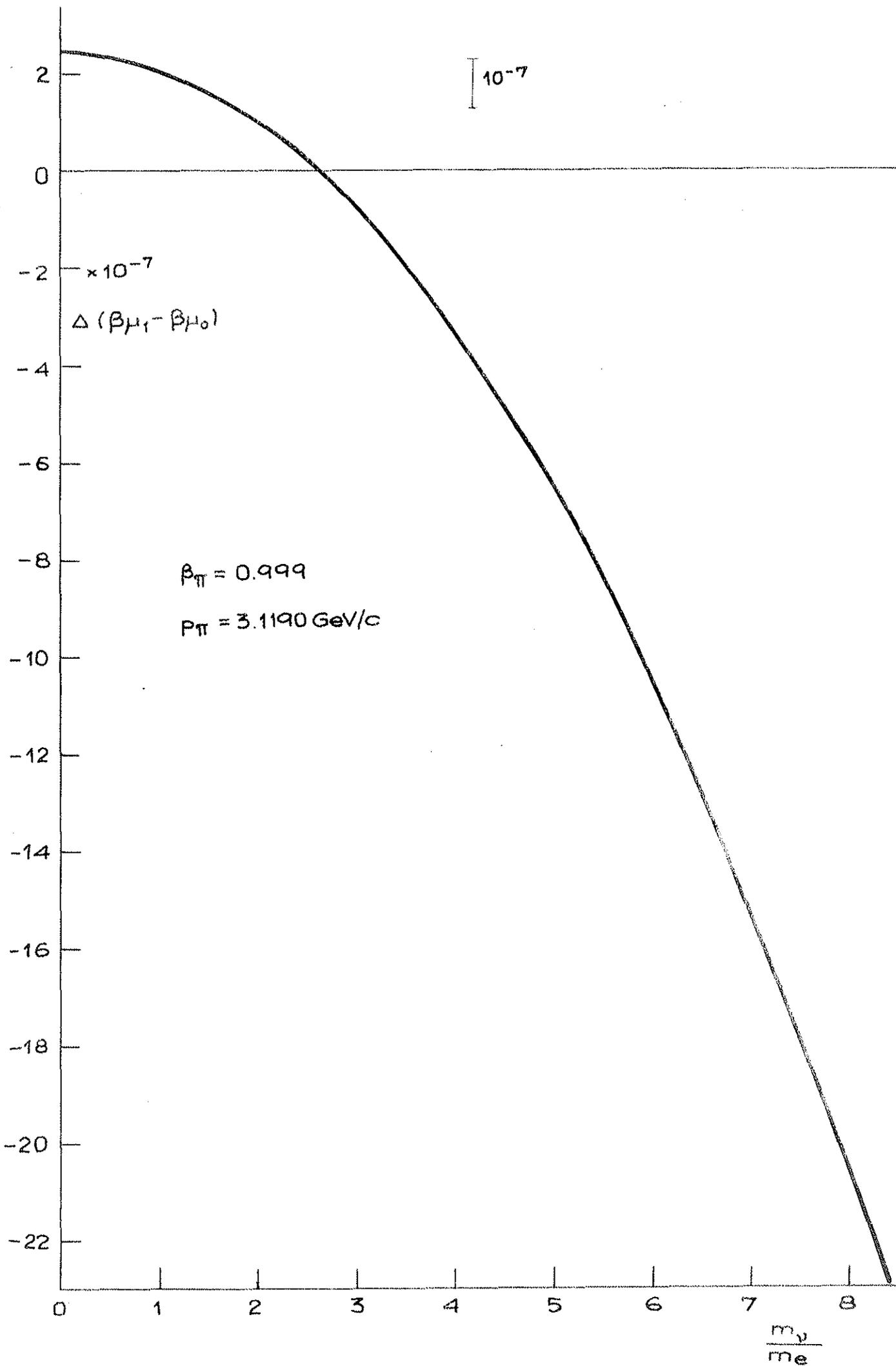


Fig. 2d

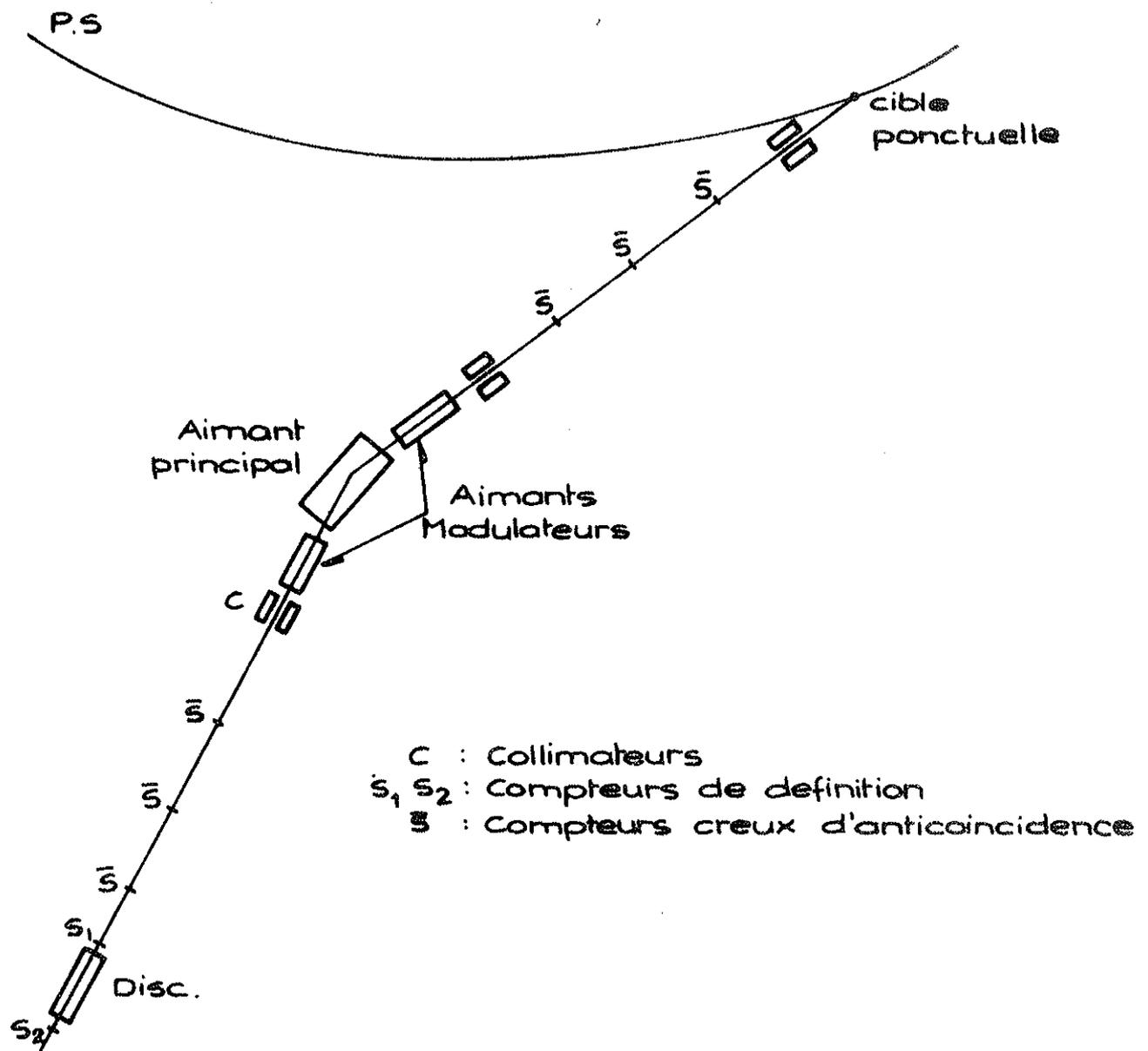


Fig. 3

SCHEMA EXPERIMENTAL

$\frac{S_1 S_2 \text{ Disc } \bar{S}}{S_1 S_2 \bar{S}}$

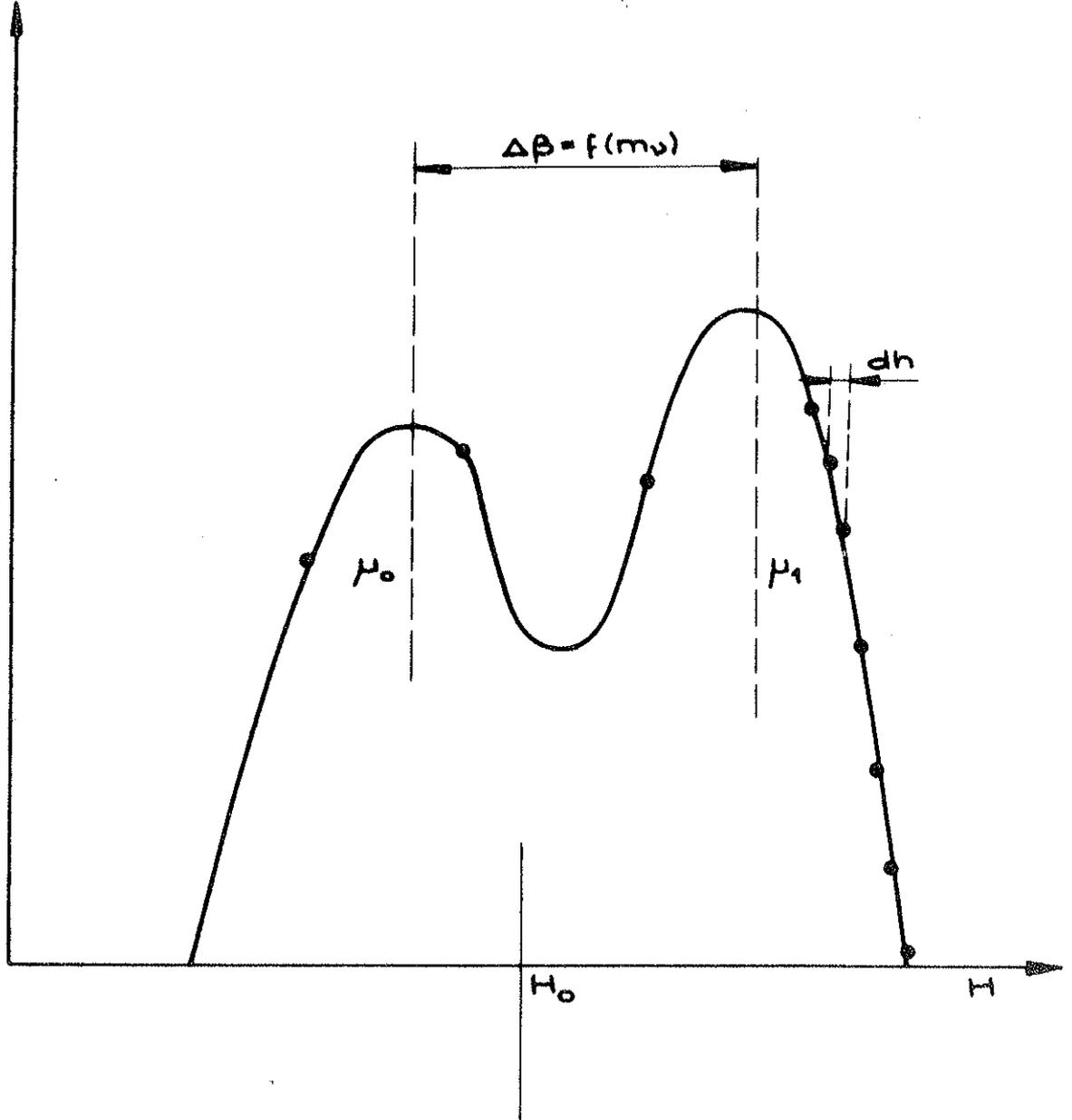


Fig.4

PRINCIPE DE LA MESURE.

