Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 34 (1961)

Heft: [6]: Supplementum 6. Proceedings of the International Symposium on polarization phenomena of nucleons

Artikel: Production of polarized protons from a beam of atomic hydrogen by quadrupole strong-to-weak field separation of one hyperfine component

Autor: Keller, R. / Dick, L. / Fidecaro, M.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-513258

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 20.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Production of Polarized Protons from a Beam of Atomic Hydrogen by Quadrupole Strong-to-Weak Field Separation of one Hyperfine Component

By R. Keller, L. Dick et M. Fidecaro, CERN

La source de protons polarisés en construction au CERN est destinée pour le synchro-cyclotron de 600 MeV. Le système consiste en la production d'un jet d'hydrogène atomique. Le jet est dirigé sur l'axe du synchro-cyclotron où il rencontre un pinceau d'électrons qui l'ionise partiellement. Dans la région centrale du SC, où a lieu l'ionisation, le vide n'est jamais bon et le gaz résiduel ionisé donnerait une quantité appréciable de protons non polarisés. Notre travail a été, par conséquent, centré sur la production d'un faisceau atomique aussi intense que possible, et en même temps la question du vide a été particulièrement soignée.

Nous allons décrire les différentes parties de notre appareil [1,2][1]).

Le dissociateur d'hydrogène

La dissociation de l'hydrogène a lieu dans un tube de verre Pyrex, parcouru par un courant de haute fréquence. Dans la figure 1 on remarque le tube en Pyrex, de 0.5 cm de rayon, en forme d'épingle à cheveux, dont les deux branches ont une longueur de 25 cm, avec un renflement à l'extrémité. La décharge se fait par couplage capacitif. Des électrodes d'argent serrées sur le renflement sont alimentées par un générateur de haute fréquence dont la puissance est de 1 kW et la fréquence de 20 MHz. Le renflement a comme effet de diminuer l'échauffement diélectrique du verre. Commes les électrodes sont à l'extérieur il n'y a pas de pulvérisation cathodique.

Un canal latéral soudé au milieu du tube de décharge conduit l'hydrogène atomique dans une tuyère de Laval. De l'air comprimé dirigé sur le canal, refroidit le gaz jusqu'à une température de 40° C environ.

Le taux de dissociation atteint une valeur de 95%.

---

[1]) Les chiffres entre crochets renvoient à la bibliographie, page 58.

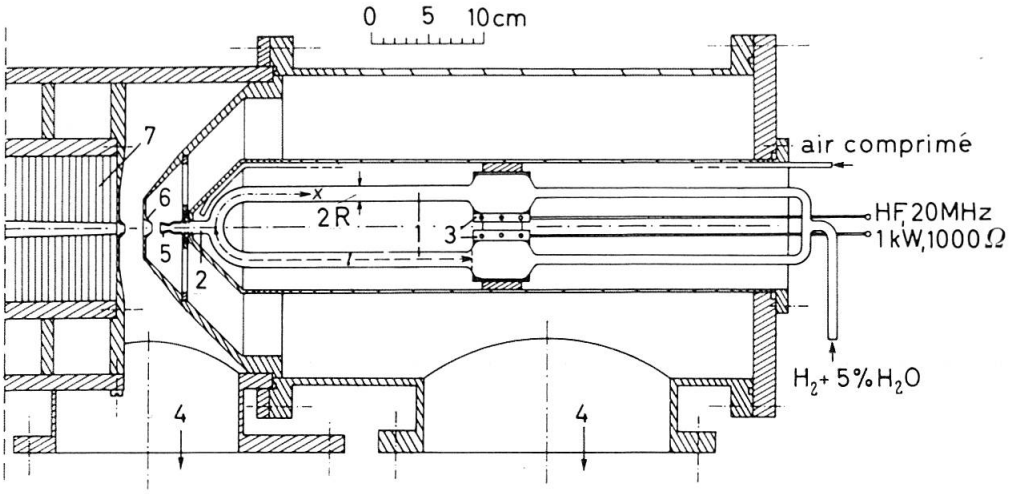

Figure 1
Dissociateur

1 tube Pyrex
2 canal
3 électrodes en argent
4 pompes 1000 l/s pour air
5 tuyère de Laval
6 éplucheur
7 aimant quadrupolaire

La tuyère de Laval

Pour des raisons d'intensité l'hydrogène atomique est éjecté par une tuyère de Laval [3]. On obtient ainsi un effet directionnel de 14, c'est-à-dire l'intensité du faisceau vers l'avant est 14 fois supérieure à celle qu'on obtiendrait avec un simple orifice non profilé.

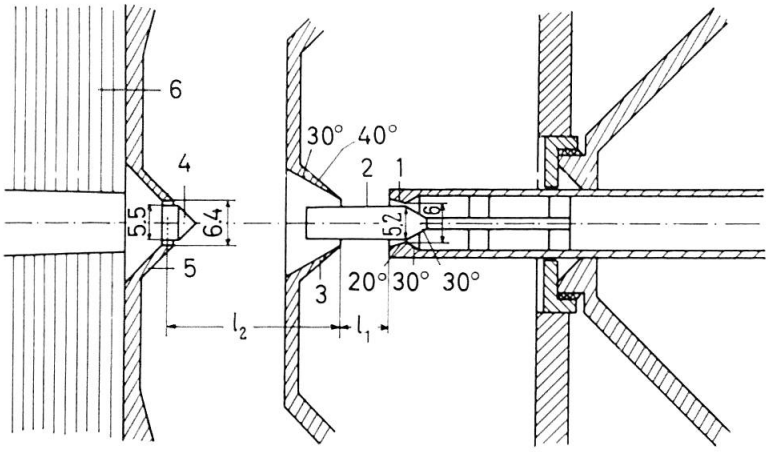

Figure 2
Tuyère de Laval

1 cône extérieur
2 cône intérieur
3 éplucheur
4 cloison
5 paroi cônique
6 quadrupôle

Le séparateur magnétique nécessite un faisceau annulaire. La tuyère est donc en forme de double cône concentrique comme l'indique la figure 2. Les atomes partent d'une couronne dont le rayon intérieur est de 2.6 mm et le rayon extérieur de 3 mm.

Avant d'entrer dans le séparateur magnétique le faisceau passe par un éplucheur (voir figure 2). Deux pompes de 2400 l/s évacuent les deux régions, entre tuyère et éplucheur, et entre éplucheur et séparateur magnétique.

Le séparateur magnétique

Pour séparer la composante $F = 1$, $m = 1$ des 4 composantes de structure hyperfine de l'atome d'hydrogène, on se sert d'une longue lentille magnétique. C'est un aimant permanent quadrupolaire qui aura 7 m de long, un premier tronçon de 1,40 m est illustré dans la figure 3. Le reste n'est pas encore construit. Les pièces polaires sont profilées suivant l'axe. L'entre-fer va en augmentant de façon à produire un champ décroissant régulièrement de 3400 à 170 gauss. Cette lentille possède les propriétés suivantes:

1) champ intense à l'entrée, d'où grand angle solide et grande intensité du faisceau,

2) passage continu du champ intense au champ faible, sans perte de particules,

3) réduction de l'angle solide du faisceau, donc parallélisation,

4) achromatisme, c'est-à-dire tout le spectre de Maxwell est conservé (sauf la partie rapide constituant 2% de l'intensité totale du faisceau).

Démonstration de l'achromatisme

L'équation des trajectoires est nonlinéaire dans un quadrupôle, tandis qu'elle est linéaire dans un sextupôle. Pour des raisons de simplicité nous allons calculer le cas du sextupôle. Il est aisé de démontrer que le comportement des trajectoires est le même dans le cas d'un quadrupôle [1].

La force que subit un atome dans l'état $F = 1$, $m = 1$ est égale à

$$F = -\mu_B H', \tag{1}$$

où μ_B est le magnéton de Bohr et H' le gradient de la valeur absolue du champ magnétique. Cette force est centrale, donc dirigée vers l'axe du sextupôle. H' est proportionnel à l'élongation r (voir figure 4). La projection de la force sur le plan xy sera

$$F_y = -\mu_B H'' y\,, \tag{2}$$

où H'' est égal à $d^2|H|/dr^2$.

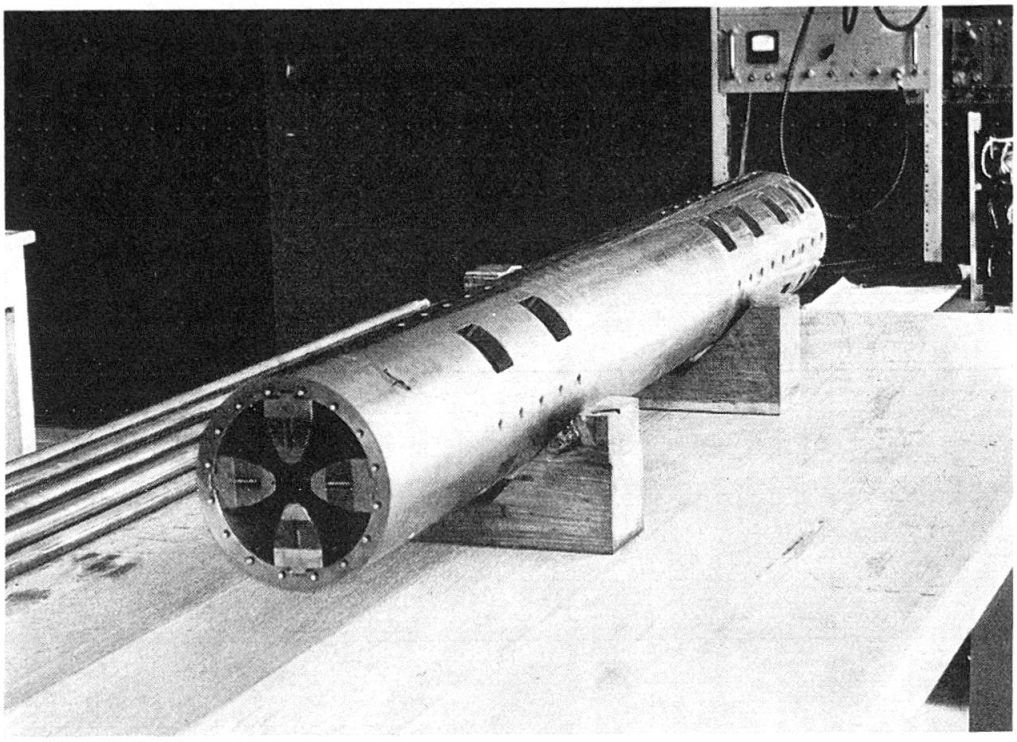

Figure 3

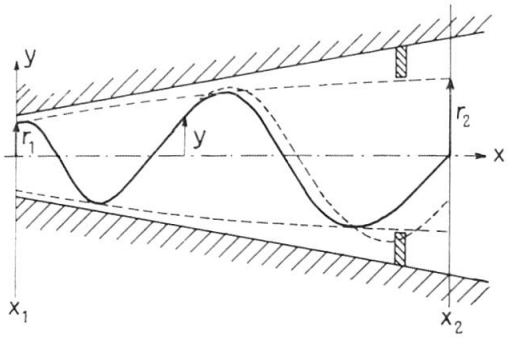

Figure 4
Trajectoires

La projection du mouvement des particules dans le plan xy obéit à l'équation

$$m\,\ddot{y} + \mu_B\,H''\,y = 0 \tag{3}$$

et la forme de la trajectoire est, avec $\ddot{y} = v^2 y''$, v étant la vitesse de l'atome:

$$y'' + \frac{\mu_B\,H''}{mv^2}\,y = 0\,. \tag{4}$$

Introduisons maintenant un certain profil donnant une variation de H'' en fonction de x comme suit:

$$H'' = H_1'' \left(\frac{x_1}{x}\right)^n , \tag{5}$$

où n est un exposant plus grand que l'unité.
L'équation devient

$$y'' + b \frac{y}{x^n} = 0 , \tag{6}$$

avec

$$b = \frac{\mu_B H_1'' x_1^n}{mv^2} = \frac{\mu_B H_2'' x_2^n}{mv^2} . \tag{7}$$

Les indices 1 et 2 marquent l'entrée et la sortie de la lentille. Les solutions de l'équation différentielle (6) sont

$$y = A \sqrt{\frac{x}{x_1}} Z_p \left(2 p \sqrt{b}\, x^{\frac{1}{2p}}\right) , \tag{8}$$

où Z_p est une fonction de Bessel d'ordre p. L'ordre p est donné par

$$p = \frac{1}{2-n} . \tag{9}$$

La constante A est choisie de telle sorte que $y = r_1$ pour $x = x_1$ et pour chaque valeur de b, c'est-à-dire pour chaque valeur de la vitesse v des atomes. En examinant les fonctions de Bessel on remarque que les trajectoires données par (8) forment des courbes ondulatoires dont les enveloppes coïncident par définition vers $x = x_1$ (à l'entrée de la lentille). Mais les enveloppes pour les différentes vitesses des atomes diffèrent légèrement lorsque x croît.

Il existe pourtant des fonctions pour lesquelles l'enveloppe est identique pour n'importe quelle valeur de v, ce sont les fonctions d'ordre ∞, donc pour un exposant n égal à 2. Les solutions de l'équation (6) deviennent alors

$$y = r_1 \sqrt{\frac{x}{x_1}} \cos \left[\sqrt{b - 1/4} \ln \frac{x}{x_1}\right] . \tag{10}$$

Ce sont les solutions d'une équation d'Euler.

L'enveloppe des trajectoires est maintenant la même pour toutes les vitesses, soit

$$r = r_1 \sqrt{\frac{x}{x_1}} . \tag{11}$$

C'est un paraboloïde de révolution.

Considérons maintenant les atomes se trouvant dans l'état $F = 1$, $m = 0$. D'après le diagramme de Breit-Rabi [4] la force est

$$F^* = -\mu_B H' \frac{r}{\sqrt{\left(\frac{H_0}{H'}\right)^2 + r^2}} \tag{12}$$

où $H_0 = 507$ gauss.

C'est aussi une force focalisante, mais qui décroît plus vite que la force F, formule (1), lorsque x augmente. Les trajectoires de ces atomes forment aussi une enveloppe, mais celle-ci croît plus vite que l'enveloppe précédente, formule (11). Il est alors possible de placer une série de diafragmes dans la lentille, qui coupent cette dernière enveloppe et laissent passer la première. Ainsi l'on peut éliminer ce dernier état et polariser entièrement le faisceau. (Les deux autres états $F = 1$, $m = -1$ et $F = 0$ sont défocalisés).

La séparation est seulement possible si les enveloppes des trajectoires correspondantes à toutes les vitesses sont identiques, donc pour le cas d'Euler, $n = 2$. Dans ce cas la lentille est *achromatique*.

La figure 5 montre le rapport d'amplitude des deux trajectoires (figure 5 de référence [1]) en fonction de H_0/H. Afin d'avoir une bonne séparation nous avons choisi le rapport égal à 1.35, ce qui correspond à $H_0/H = 3$. Le champ dans la lentille doit donc diminuer jusqu'à une valeur de 170 gauss.

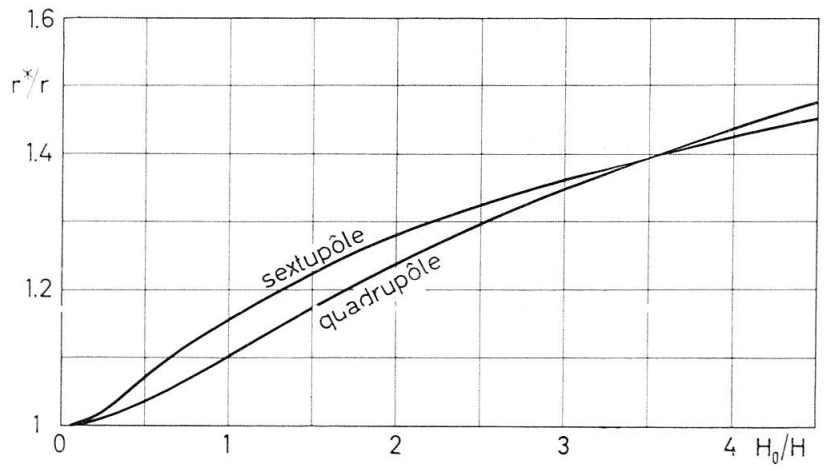

Figure 5

Le choix des dimensions de la lentille magnétique

Afin que la lentille ne soit pas trop difficile à construire nous avons choisi un agrandissement pas trop grand, soit

$$\frac{r_2}{r_1} = 4.5\,. \tag{13}$$

Le rapport x_2/x_1 devient égal à 20.25 en vertu de (11). Comme le champ H est égal à $H'' r^2/2$, on obtient, avec (5):

$$\frac{H}{H_1} = \left(\frac{r}{r_1}\right)^{-2} . \tag{14}$$

Cela donne un champ à l'entrée égal à 3400 gauss si le champ à la sortie est de 170 gauss.

Dans un quadrupôle le gradient H' est égal à H/r, d'où

$$\frac{H'}{H_1'} = \left(\frac{r}{r_1}\right)^{-3} = \left(\frac{x}{x_1}\right)^{-3/2} . \tag{15}$$

Le choix de r_1 et r_2 a été fixé à 0.31 et 1.4 cm respectivement. Les gradients deviennent ainsi, d'après (15): $H_1' = 11000$ gauss/cm et $H_2' = 120$ gauss/cm.

Voici comment nous avons choisi r_2:
L'angle d'ouverture du faisceau pour la moyenne des vitesses du spectre de Maxwell est donné par

$$\alpha = \sqrt{\frac{\mu_B H}{2\,kT}} . \tag{16}$$

On constate que l'angle fois l'amplitude, $\alpha\, r$, est une constante, comme le théorème de Liouville l'exige. Il y a parallélisation du faisceau. En introduisant les valeurs on obtient $\alpha_2 = 1/230$.

En franchissant la distance qui sépare la lentille du centre du synchrocyclotron, distance au moins égale à 3 m pour notre machine de 2.5 m de rayon, le faisceau diverge en moyenne de 300 cm $\times\ \alpha_2$ ce qui fait 1.3 cm. Si l'on exige que le faisceau ne diverge pas plus d'un facteur 2 il faut que son rayon à la sortie de la lentille soit supérieur à 1.3 cm. Nous avons choisi $r_2 = 1.4$ cm.

La longueur de la lentille est fixée de telle sorte que les atomes possédant la plus grande vitesse comprise dans 98% du spectre de Maxwell, parcourent au moins une demi-longueur d'onde dans la lentille. D'après l'expression (10) il faut poser

$$\sqrt{b - 1/4}\, \ln \frac{x_2}{x_1} \geqslant \pi . \tag{17}$$

La vitesse maximum considérée est donnée par $mv^2/2 \cong 5\,kT$. En introduisant ceci et l'expression (7), pour $n = 2$, on obtient

$$\left(\frac{x_2}{r_2}\right)^2 \geqslant 1.35 \cdot \frac{5\,kT}{\mu_B H_0} \cdot \frac{H_0}{H_2} . \tag{18}$$

Avec $kT/\mu_B H_0 = 8800$ et $H_0/H_2 = 3$ on obtient $x_2 = 420\, r_2 = 590$ cm. La longueur minimum de la lentille devient égale à $x_2 - x_1 = 531$ cm.

Nous avons choisi un peu plus, soit 700 cm, à cause de l'augmentation des vitesses provoquée par la tuyère de Laval (voir aussi [6]).

Ionisation et accélération du faisceau atomique

Actuellement nous avons construit le premier tronçon de la lentille magnétique, dont la longueur est de 1.40 m. Le faisceau obtenu est de $1.5 \cdot 10^{16}$ atomes par seconde. Une photographie du faisceau, faite au moyen d'une couche d'oxyde de molybdène, est reproduite dans la figure 6.

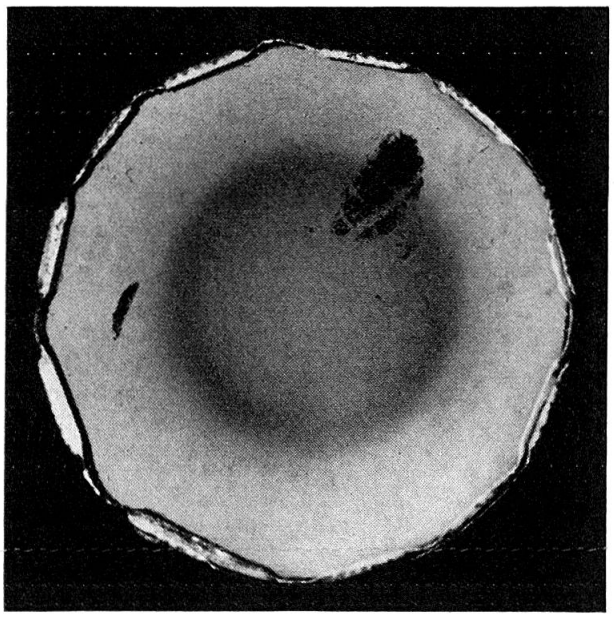

Figure 6
Photographie du faisceau atomique

L'ionisation du faisceau atomique a été étudiée à l'intérieur d'un petit synchro-cyclotron de 4.4 MeV, que nous avons construit spécialement. Le faisceau d'atomes est dirigé sur l'axe du synchro-cyclotron, où il croise un pinceau d'électrons de 3 mA émis par une cathode de tungstène. Deux raisons majeures nous ont dicté le choix d'un tel accélérateur:

La source de protons polarisés est prévue pour être installée sur le synchro-cyclotron de 600 MeV. Les phénomènes d'ionisation et d'accélération initiale sont très particuliers. Pour les étudier il est nécessaire de se placer dans des conditions aussi semblables que possible.

La mesure de la polarisation ne peut s'effectuer facilement qu'avec des protons accélérés à quelques MeV diffusés sur des noyaux d'hélium ou de carbone.

La principale difficulté rencontrée lors de l'ionisation est la présence d'une pression appréciable de gaz résiduel, en particulier de la vapeur d'eau. La pression limite est de 2.10^{-6} mm Hg tandis que la pression du faisceau est inférieure à 10^{-6} mm Hg. On obtient de ce fait autant de protons non polarisés provenant du gaz résiduel que de protons provenant du faisceau. Pour abaisser la pression du gaz résiduel nous avons refroidi le dummy-*D* et la partie centrale du *D* avec de l'air liquide. Dans la figure 7 on remarque le dummy-*D* semi-circulaire fixé à un tube dans lequel passe l'air liquide. Deux autres plaques semblables sont fixées par des supports de saphir au dummy-*D* et pénètrent à l'intérieur du *D*. Le saphir possède une conductibilité thermique aussi grande que le cuivre, ainsi tout le système devient froid en moins de 20 minutes.

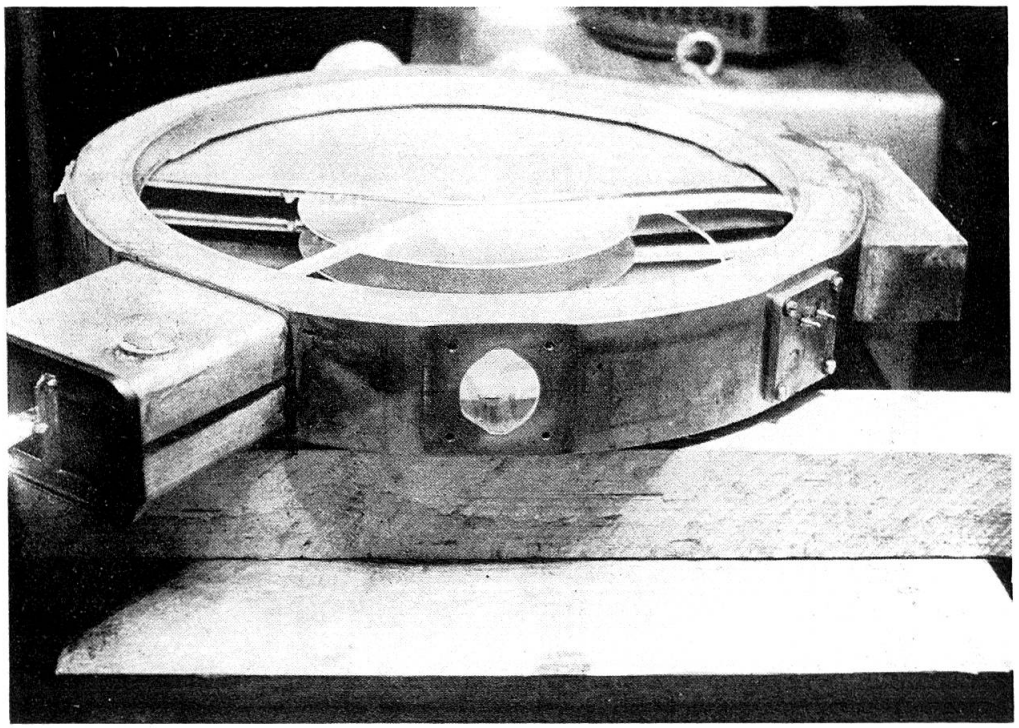

Figure 7

Aves les électrodes refroidies les protons accélérés provenant du gaz résiduel ne représentent que les 3% du faisceau total.

Les protons de 4.4 MeV sont comptés avec un photomultiplicateur joint à un scintillateur. Avec une paire de quadrupôles nous focalisons environ 1% du faisceau interne du petit accélérateur. L'intensité mesurée est de 10^7 protons par seconde.

Nous allons pouvoir augmenter cette intensité car le pinceau d'électrons ionisants est actuellement limité à 3 mA pour des raisons de charge

d'espace. Nous projetons d'ioniser le faisceau au moyen d'un plasma d'argon ou d'hélium de 300 mA. Ainsi nous aurons 100 fois plus, soit 10^9 protons par s.

Dans le synchro-cyclotron de 600 MeV la situation se présentera d'une façon analogue, sinon plus favorable. Nous pouvons donc espérer d'obtenir un faisceau de 10^9 protons polarisés par s, accéléré à 600 MeV.

Mesure préliminaire de la polarisation des protons par diffusion necléaire

Nous avons effectué une mesure préliminaire de la polarisation du faisceau de protons de 4.4 MeV diffusés par une cible de polyéthylène, sous des angles de 45°.

En effet il est possible d'obtenir un faisceau d'atomes partiellement polarisés dans le premier tronçon de 1.40 m, avec une tuyère de Laval simple (non annulaire) et en disposant trois diaphragmes sur les trajectoires. Deux des diaphragmes se trouvent au 1er et au 2e tiers du quadrupôle. Leurs diamètres sont suffisamment petits pour limiter les trajectoires dans un espace où le champ est faible. Le 3e, placé à l'extrémité du quadrupôle, arrête partiellement la composante $F = 1$, $m = 0$ la moins focalisée. Cette disposition semblable à celle de BENNEWITZ, PAUL et FRIEDBURG [5], doit nous permettre d'obtenir un degré de polarisation du faisceau de 40% environ, avec une intensité réduite d'un facteur 8.

Dans notre dispositif de diffusion les angles solides de détection à 45° sont de $2^0/_{00}$. Le nombre d'événements mesurés dans chaque voie est de l'ordre de 3 par min. Avec une expérience de 3 h nous avons obtenu une assymmétrie gauche-droite pour le C^{12} de $(10 \pm 3)\%$. Les défauts géométriques du système de diffusion sont éliminés en faisant la même expérience avec des protons non polarisés. La possibilité de cette mesure de l'effet zéro présente un grand avantage sur les expériences où les particules polarisées sont produites par une diffusion nucléaire.

Les protons diffusés par le carbone ont été identifiés par un télescope à temps de vol, ce qui permettait en plus de supprimer complètement le bruit de fond.

La disymmétrie que nous avons observée, comparée à la valeur de 20% donnée par R. E. WARNER et W. P. ALFORD [7], permet de déduire une polarisation de $(50 \pm 15)\%$, valeur qui était prévue par la disposition de nos diaphragmes.

Dans la version définitive du polariseur, tuyère annulaire et longueur de quadrupôle de 7 m, la polarisation sera voisine de 100%. D'après les résultats obtenus nous pouvons conclure qu'une expérience de 10 heures permettra de mesurer la polarisation avec une précision de 3%.

RÉFÉRENCES

[1] R. KELLER, *Projet d'une source d'ions polarisés*, Rapport CERN 57–30.
[2] R. KELLER, L. DICK et M. FIDECARO, *Une source de protons polarisés, – état actuel de la construction*, Rapport CERN 60–2.
[3] E. W. BECKER et K. BIER, *Die Erzeugung eines intensiven, teilweise monochromatisierten Wasserstoff-Molekularstrahles mit einer Laval-Düse*. Z. Naturf. *9A*, 975 (1954).
[4] N. F. RAMSEY, *Molecular Beams* (Oxford 1956).
[5] H. G. BENNEWITZ et W. PAUL, Z. Phys. *139*, 489 (1954). – H. FRIEDBURG et W. PAUL, Naturwiss. *38*, 159 (1951).
[6] R. L. CHRISTENSEN et D. R. HAMILTON, Rev. Sci. Instr., *30*, 356 (1959).
[7] R. E. WARNER and W. P. ALFORD, *Feasibility of Proton Polarisation Measurement with a Carbon Polarimeter*, NYO – 8576 (1958).