

# Etude d'une source de protons polarisés utilisant une transition haute fréquence pour un cyclotron

Autor(en): **Thirion, J. / Beurtey, R. / Papineau, A.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **34 (1961)**

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

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-513262>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## Etude d'une source de protons polarisés utilisant une transition haute fréquence pour un cyclotron

Par J. THIRION, R. BEURTEY et A. PAPINEAU  
Centre d'Etudes nucléaires de Saclay

### Introduction

Ce projet a été réalisé afin de définir les meilleures conditions possibles pour l'adaptation d'une source de protons polarisés à un cyclotron. Le but consiste à diriger un faisceau d'atomes aussi dense que possible vers la région d'ionisation au centre du cyclotron, le faisceau devant contenir des spins nucléaires polarisés à une valeur voisine de 1. Les deux facteurs essentiels sont donc, d'une part la pression interne du jet d'atomes à une distance de la source correspondant au centre du cyclotron, d'autre part, la valeur de la polarisation.

La méthode utilisée dans le cas des protons peut être envisagée pour celui des deutons, ainsi qu'on l'examinera plus loin. Les problèmes non encore étudiés sont ceux de l'ionisation et des difficultés liées au vide résiduel. Ces dernières sont moins dramatiques dans le cas des deutons: d'une part, les conditions de résonance de l'accélération opèrent une sélection (champ magnétique légèrement différent du cas des molécules d'hydrogène une fois ionisées  $H^{2+}$ ) et d'autre part, la séparation complète du faisceau sorti de deutons est possible.

### I. Principe

Nous étudions d'abord le cas des protons. La méthode choisie consiste à polariser les protons d'un jet d'atomes et à le diriger vers la région ionisante du centre du cyclotron. En supposant que l'ionisation [1]<sup>1)</sup>, puis l'accélération [2] sont deux processus non dépolarisants, on obtient ainsi un faisceau de protons complètement polarisés en principe. L'opération comporte trois étapes:

1. Production d'un jet atomique.

---

<sup>1)</sup> Les chiffres entre crochets renvoient à la bibliographie, page 121.

2. Séparation par effet STERN et GERLACH [3]. Le diagramme de RABI (figure 1) donne la variation de l'énergie des états hyperfins d'un atome d'hydrogène dans un champ magnétique. Il est relativement facile de séparer les composantes (1) et (2) des composantes (3) et (4). A la sortie de l'aimant STERN et GERLACH, les protons ont une polarisation nulle dans un champ élevé (populations égales de (1) et (2)).

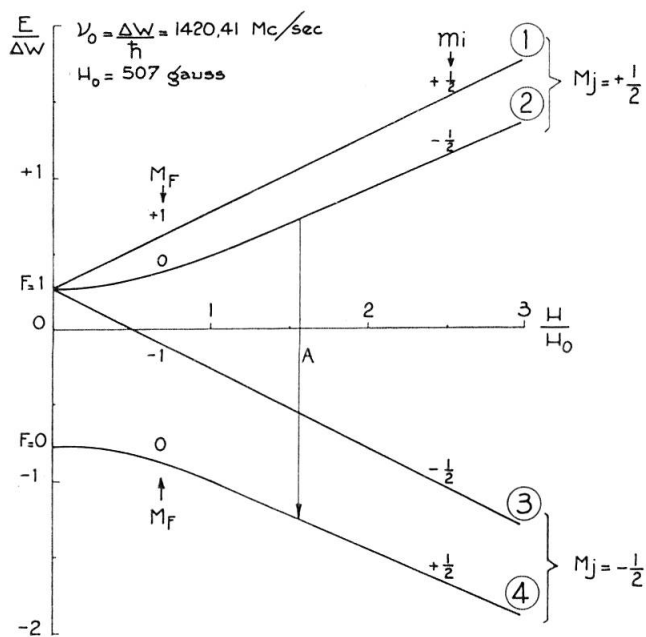


Figure 1

Structure hyperfine de l'atome d'hydrogène

3. Transition de radiofréquence. Cette partie est due à MM. ABRAGAM et WINTER [5]. La transition a lieu à un champ assez faible et il est plus exact de la noter suivant les valeurs  $F$  et  $M_F$  du spin total de l'atome et de sa projection sur la direction du champ magnétique. La transition notée A (figure 1) fait passer les atomes de l'état  $F = 0$ ,  $M_F = 0$  à l'état  $F = 1$ ,  $M = 0$ . En principe, la méthode du passage adiabatique [4, 5] permet un rendement voisin de 100%. Les états (1) et (4) étant seuls peuplés la polarisation des protons en champ magnétique élevé (centre du cyclotron) sera pratiquement complète.

## II. Formation du jet atomique

### a) Dissociation des molécules d'hydrogène

Nous avons employé la méthode développée par KELLER [6]. Une tension de haute fréquence (20 MHz) est appliquée en deux zones d'un tube en verre Pyrex en forme de V. La sortie du jet s'effectue par une

tuyère placée au milieu du tube. L'hydrogène moléculaire entrant est mouillé par passage dans un flacon d'eau; la proportion de vapeur d'eau est ajustée autour de 10%. La longueur optimum des branches est de 15 cm environ. L'état de surface interne du tube est important pour éviter la recombinaison d'atomes sur les parois. Divers procédés, dont celui du nettoyage à l'acide fluorhydrique, semblent donner de bons résultats. La dissociation a été observée en mesurant l'échauffement d'une plaque de cuivre située à 5 mm de la sortie du tube. Pour 2 mm Hg de pression d'hydrogène et un taux de vapeur d'eau de 10%, la dissociation est, qualitativement, complète. Nous n'avons pas procédé à une étude précise. La puissance haute fréquence est de l'ordre de 1 kW.

#### b) Formation du jet d'atomes

L'ensemble est représenté figure 2. L'écoulement des atomes à la sortie du tube en Pyrex se fait par la succession de deux orifices inspirés des travaux de BECKER [7] et CLAUSNITZER [8]. Le premier est une tuyère

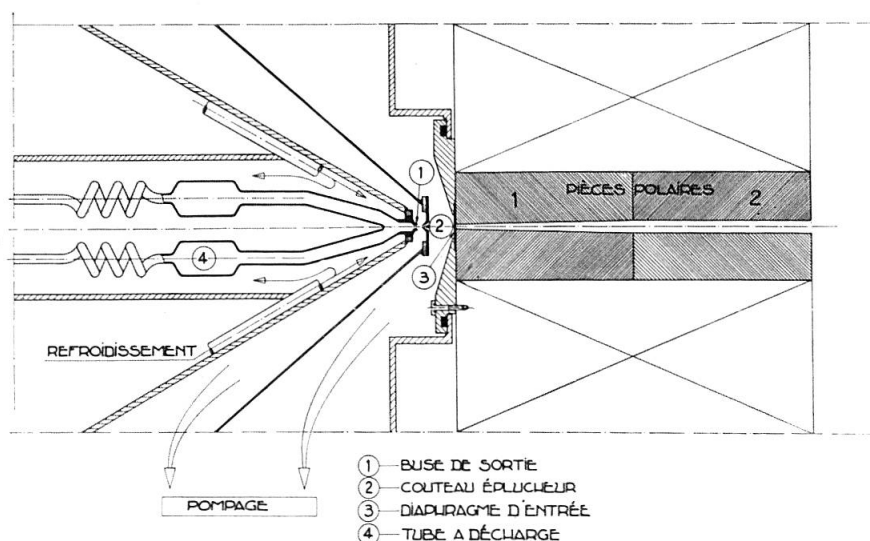


Figure 2

Production et injection des atomes

en Pyrex, déjà mentionnée, de 2 mm de diamètre. Le second est un «couteau éplucheur» en tantale, de forme conique très effilée, situé à 5 mm environ de l'extrémité de la tuyère. Le cône a 3 mm de long, les angles d'ouverture interne et externe sont  $50^\circ$  et  $70^\circ$  respectivement; le trou central est de 1 mm et sert d'objet pour la lentille sextupolaire qui compose l'aimant STERN et GERLACH. L'espace intermédiaire est vidé par une pompe Roots (Haereus) 1600. La pression y est de l'ordre de  $10^{-2}$  mm Hg dans les conditions de fonctionnement. L'ensemble

donne une concentration du jet et un spectre des vitesses théoriquement plus étroits ainsi qu'une intensité axiale plus grande que dans le cas d'un simple trou cylindrique [9]. Ces avantages sont cependant réduits par le fait que la vitesse moyenne est augmentée (voir paragraphe 3), ce qui rend plus difficiles les conditions de fonctionnement de l'aimant séparateur STERN et GERLACH. L'angle solide d'entrée dans l'aimant est ensuite défini par un compartiment de vide poussé de  $P = 10^{-4}$  mm Hg en fonctionnement, et de longueur 25 mm, terminé par un diaphragme. Le pompage se fait dans ce compartiment par une pompe 2000 litres Leybold.

Le nombre d'atomes dans un angle solide de  $1/1000$  de stéradian est de  $3 \cdot 10^{16}$  par seconde.

### III. Elimination des états $F = 1, M_F = -1; F = 0, M_F = 0$

L'aimant STERN et GERLACH de séparation est un électroaimant sextupolaire [10] représenté figures 2 et 3. La culasse est cylindrique et l'intérieur de cette culasse ( $\varnothing 500$ ) est entièrement sous vide; les bobines noyées dans l'araldite comportent 20 tours et sont formées de tube

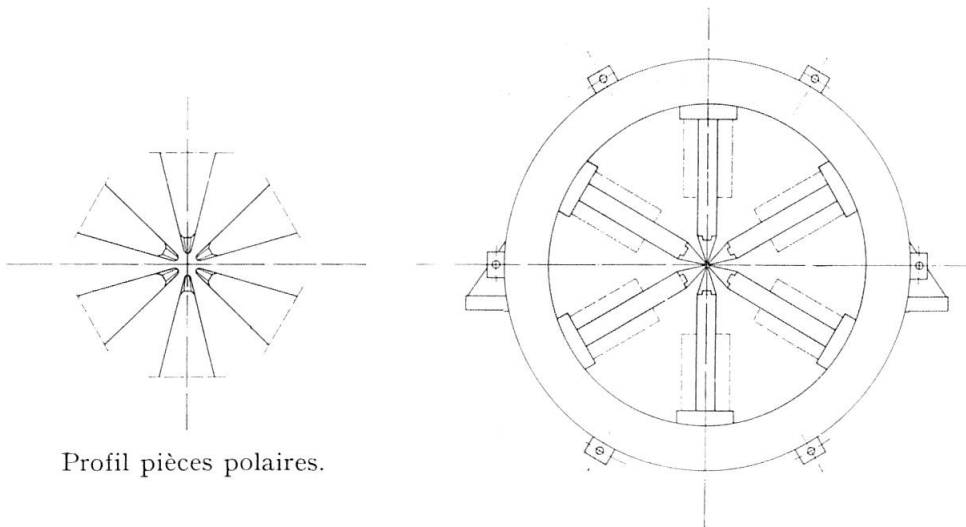


Figure 3  
Aimant sextupolaire

carré refroidi intérieurement à l'eau. La saturation débute vers 80 ampères. Le champ magnétique varie comme le carré de la distance à l'axe (nous avons constaté qu'en réalité cette forme de variation n'était valable que jusqu'à la moitié du rayon  $r_0$  limité par les pièces polaires, après quoi le gradient tend vers une constante. Nous négligerons cette anomalie dans le calcul.

Le champ magnétique au bord des pièces polaires  $H_0$  était de 8000 gauss partout. L'aimant se décompose en deux parties I et II indiquées sur la figure 2.

Le champ magnétique étant élevé, on peut distinguer en première approximation deux sortes de trajectoires, celles pour lesquelles le spin de l'électron de l'atome est «en haut» et celles pour lesquelles il est «en bas» par rapport au champ magnétique. Les premières sont celles d'atomes soumis à une force dirigée vers l'axe (focalisantes); les secondes soumises à une force qui part de l'axe divergent progressivement. Dans l'approximation utilisée, on peut écrire les équations de ces trajectoires, les symboles de dérivation se rapportant au temps:

$$m y'' \pm \left( 2 \mu_B \frac{H_0}{r_0^2} \right) \cdot y = 0 , \quad (1)$$

$v$  étant la vitesse parallèle à l'axe  $Ox$  et  $y$  la distance à l'axe:

$$y'' = v^2 \cdot \frac{d^2 y}{dx^2} ,$$

d'où

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = 2 \mu_B \frac{H_0}{m v^2 r_0^2} . \quad (2)$$

Dans la partie I,

$$r_0 = 0,2 \cdot \frac{X}{10} \quad (3)$$

et dans la partie II,

$$r_0 = C t e = 0,5 \text{ cm} .$$

L'équation des trajectoires devient:

Partie I:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} \pm b \frac{y}{\left(\frac{X}{10}\right)^2} = 0 \quad (4)$$

avec

$$b = 2 \mu_B \frac{H_0}{m v^2} \cdot \overline{0,2}^2 \quad (5)$$

$$y = \sqrt{\frac{X}{10}} \left[ \alpha \cos \left( \sqrt{b - \frac{1}{4}} \log \frac{X}{10} \right) + \beta \sin \left( \sqrt{b - \frac{1}{4}} \log \frac{X}{10} \right) \right]$$

pour les trajectoires «convergentes» ( $S_{ez} = + \hbar/2$ )

$$y = \sqrt{\frac{X}{10}} \left[ \gamma \text{ch} \left( \sqrt{b - \frac{1}{4}} \log \frac{X}{10} \right) + \delta \text{sh} \left( \sqrt{b - \frac{1}{4}} \log \frac{X}{10} \right) \right] \quad (6)$$

pour les trajectoires «divergentes» ( $S_{ez} = - \hbar/2$ )

Partie II:

$$\frac{d^2y}{dx^2} \pm \frac{b}{6,25} y = 0 \quad (7)$$

Trajectoires:

$$y = A \cos \frac{\sqrt{b}}{2,5} x + B \sin \frac{\sqrt{b}}{2,5} x \quad (\text{convergentes}) \quad (8)$$

$$y = C \operatorname{ch} \frac{\sqrt{b}}{2,5} x + D \operatorname{sh} \frac{\sqrt{b}}{2,5} x \quad (\text{divergentes}) \quad (9)$$

Les calculs sont faits avec les paramètres suivants:  $H_0 = 8000$  gauss partout; objet: couteau éplucheur de diamètre zéro placé à 10 cm du sextupole.

En faisant le raccordement entre I et II pour des vitesses et des positions d'objet différentes, nous avons recherché quelle portion du spectre des vitesses pouvait passer au centre du cyclotron (c'est-à-dire à une distance de 150 cm du bord de sortie des pièces polaires), dans une surface circulaire de 1 cm de diamètre. On trouve que cette proportion, pour un angle solide limité en cours de trajectoires par le cercle tangent aux pièces polaires (environ  $10^{-3}$  stéradian), correspond à une zone du spectre des vitesses incidentes située autour d'une certaine vitesse moyenne, quelle que soit la forme du spectre, dans une bande de largeur approximative de  $\pm 13\%$ . Chaque fraction de zone est à pondérer pour les variations des angles solides utiles, lesquelles sont faibles dans la bande définie. Ensuite, il faut tenir compte des probabilités des vitesses.

Le calcul de la proportion effective d'atomes focalisés dans la surface choisie ne peut avoir lieu avec réalisme que si l'on connaît la forme du spectre de vitesses des atomes, c'est-à-dire a) le fonctionnement de l'ensemble «supersonique» tuyère de Laval – couteau éplucheur; b) la température des atomes à l'intérieur du tube Pyrex du dissociateur.

Pour avoir une idée des défauts chromatiques de notre sextupole d'essai, on peut faire la supposition pessimiste d'un spectre des vitesses  $v$  à l'intérieur du faisceau de la forme

$$N \sim \eta^3 \exp(-\eta^2)$$

valable pour l'émission par un trou cylindrique ( $\eta = v/v_m$  où  $v_m$  est la vitesse moyenne dans l'enceinte avant le trou). On recueille, en admettant la ponctualité du couteau (objet), une proportion de 16% du nombre d'atomes  $S_{ez} = \hbar/2$  faisant partie de l'angle solide «utile» indiqué plus haut.

Il reste une fraction de «divergents» ( $S_{ez} = -\hbar/2$ ) de 3% environ. Cette fraction provenant des atomes qui passent au voisinage de l'axe

du sextupole peut d'ailleurs être éliminée par une aiguille fine placée sur l'axe.

Il est inutile de pousser le calcul plus à fond car le problème se complique du fait que :

1) le champ réel du sextupole actuel ne varie comme  $r^2$  que pendant la moitié du rayon du cercle tangent aux pièces polaires;

2) l'objet a une dimension finie et l'appareil possède un grandissement de 6 à 10 selon les « vitesses utiles » et positions légèrement différentes de l'objet, pour une distance image de 150 cm;

3) la forme du spectre des vitesses  $v$  que l'on sait être approximativement [9]

$$\exp \left\{ - m \frac{(v - V)}{2 k T_1} \right\}$$

serait une gaussienne plus étroite en valeur relative qu'un spectre  $\eta^3 \exp(-\eta^2)$ ,  $T_1$  étant la température du jet au couteau éplucheur et  $V$  étant la vitesse moyenne d'écoulement du jet. En se basant sur les résultats de BECKER [7] dans le cas moléculaire, on peut admettre que  $V \simeq 5200$  m/s en prenant  $400^\circ$  K pour la température des atomes dans le tube Pyrex dissociateur.

Nous avons donc procédé à l'expérience dans les conditions suivantes : distance objet-entrée sextupole = 25 mm ; diaphragme d'entrée  $\simeq 3$  mm ; diaphragme de sortie  $\simeq 15$  mm ; on a observé, sur l'oxyde de molybdène déposé sur verre, placé successivement à une distance de sortie  $D = 30, 100, 180$  cm, des images telles que celle présentée figure 4 et qui correspond à  $D = 30$  cm. Nous focalisons, dans ces conditions, à  $D = 180$  cm la partie du spectre située autour de  $v = 3600$  m/s. On a ensuite remplacé cette détection qualitative par un tube à compression suivi d'une jauge à ionisation ; le facteur de compression est  $f = 60$  environ en utilisant la formule de KNUDSEN [11]. Le résultat des variations en intensité  $\Delta I$  mesurées à la jauge (Leboeuf = TK2) est indiqué dans le tableau I. Ces mesures correspondent à l'augmentation de pression dans la jauge lorsqu'on passe de  $H_0 = 0$  à  $H_0 = 8000$  gauss. En tenant compte du rapport (lecture jauge/pression réelle) pour l'hydrogène atomique, on déduit, à 180 cm, un flux mesuré d'atomes  $F = 10^{15}/\text{s}\cdot\text{cm}^2$ . Notons que le diamètre du jet est, à cette distance, de l'ordre de 1 cm.

Tableau I

D	30 cm	100 cm	180 cm
$\Delta I$ ( $\mu A$ )	1,45	0,85	0,4

Les pièces polaires actuelles sont en acier doux ; on peut espérer gagner en gradient en les remplaçant par des pièces en Armco ou mieux



en un acier du genre «Permendur». Le profil des pièces polaires doit pouvoir être également amélioré (voir par exemple réf. 10c).

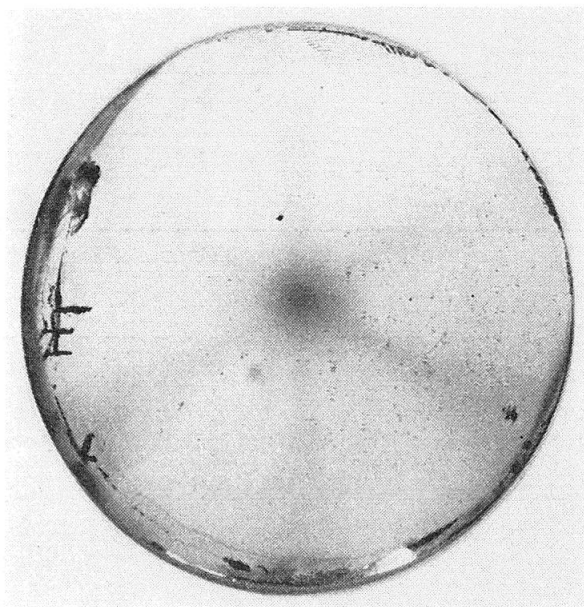


Figure 4

#### IV. Transition en passage adiabatique $0 \rightarrow 0$

Le dépeuplement intégral de l'état ( $F = 1, M_F = 0$ ) au profit de ( $F = 0, M = 0$ ) du diagramme de Rabi se fait par la méthode de passage adiabatique proposée par ABRAGAM et WINTER [5] dont nous rappelons brièvement les conclusions. Le passage se fait en faisant traverser aux atomes une cavité de radiofréquence fonctionnant sur la fréquence  $\nu$  correspondant à la transition au champ  $\mathfrak{H}_0$  existant au centre de la cavité. Les atomes «voient» un champ  $\mathfrak{H}_0 + \Delta H$ , à l'entrée de la cavité,  $\mathfrak{H}_0 - \Delta H$  à la sortie, le passage de l'un à l'autre ayant lieu à peu près linéairement. Si  $H_1 e^{i\omega t}$  ( $\omega = 2\pi\nu$ ) est le champ magnétique oscillant dans la cavité, on doit remplir deux conditions:

a) *condition d'adiabaticité*

$$\frac{2 \Delta H}{l} v_m < \frac{2 \pi v_0}{4} \frac{H_1^2}{H^*} \frac{1}{y \sqrt{1+y^2}} \quad (10)$$

où  $v_0$  la fréquence de structure fine ( $\sim 1420$  Mc/s),  $H^* = h\nu_0/2 \mu_B \cong 507$  gauss ( $\mu_B = 1$  magnéton de BOHR),  $y = \mathfrak{H}_0/H^*$

b) *condition de polarisation*

$$\Delta H \gg H_1 . \quad (11)$$

Dans ce cas, la polarisation est à peu près égale à

$$P = 1 - \left( \frac{H_1}{\Delta H} \right)^2.$$

Choisissant  $\Delta H \simeq 4 H_1$  ( $P \sim 94\%$ ), on obtient pour  $l = 3$  cm,  $v_m \sim 3,6 \cdot 10^5$  cm/s,  $\mathfrak{H}_0 \sim 880$  gauss, la condition suivante pour le passage adiabatique

$$H_1 > 0,76 \text{ gauss} \quad (12)$$

On réalise ces conditions en faisant passer les atomes dans un tube en quartz ( $\varnothing 20$  mm) situé au milieu d'une cavité rectangulaire fonctionnant en régime  $TE_{01,2}$ . La puissance  $y$  est injectée par un magnétron Raythéon RJK 62; on a mesuré une puissance dans la cavité d'environ 70 watts, ce qui permet de calculer le champ  $H_1$  oscillant, d'après la formule (valable pour une cavité rectangulaire):

$$H_1 = \sqrt{40 \frac{P \text{ (watt)} Q}{v \text{ (Mc/s)} V \text{ (cm)}^3}} \quad (13)$$

où  $P$  est la puissance injectée dans la cavité,  $Q$  le coefficient de surtension de celle-ci,  $\nu$  la fréquence,  $V$  le volume de la cavité. Ici  $P \simeq 70$  watts,  $Q \sim 350$ ,  $\nu \simeq 2850$ ,  $V = 324$  cm<sup>3</sup>. Donc,

$$H_1 = 1,03 \text{ gauss} \quad (14)$$

Prenant alors  $\Delta H = 4,12$  gauss, les conditions (10) et (11) sont remplies.

La fréquence de la cavité  $\nu_0$ , mesurée à 0,5 Mc près par un ondemètre AMEP 1403 était finalement de 2859,5 Mc et le champ  $\mathfrak{H}_0 = 884,5$  gauss. Le champ  $\pm \Delta H$  était réalisé à l'aide de 4 bobines correctrices placées sur les faces polaires de l'aimant et le champ  $\mathfrak{H}_0$  mesuré par résonance magnétique nucléaire.

## V. Détection de polarisation

La détection de la polarisation obtenue se fait qualitativement de la manière suivante (voir figure 5 et 8). Sur le trajet du faisceau, après passage dans la cavité de radiofréquence, se trouve un diaphragme étroit ( $5 \times 1$  mm) permettant de définir un mince pinceau d'atomes à peu près parallélisé. Ce pinceau aborde obliquement, selon une méthode suggérée par RABI [12], le champ de fuite des pièces polaires d'un électroaimant incliné d'un angle  $\theta$  par rapport à la direction du faisceau incident. Les atomes des deux composantes  $S_{zz} = \pm \hbar/2$  subissent, dans

le gradient de champ approximativement perpendiculaire à leur direction initiale, des forces défléctrices opposées.

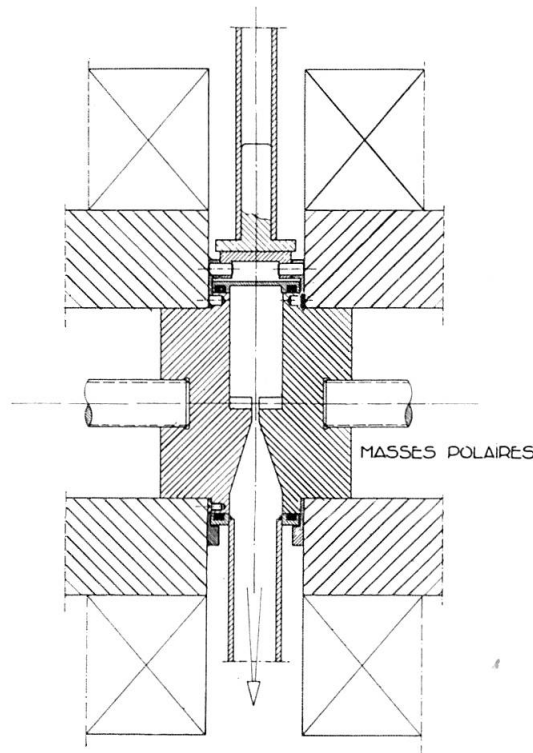


Figure 5  
Stern et Gerlach. Coupe

Quand l'aimant sextupolaire seul fonctionne, on doit apercevoir, sur de l'oxyde de molybdène placé à la suite de cet aimant, une seule tache image ( $S_{ez} = \hbar/2$ ). Si l'on opère alors la transition  $M_F = 0 \rightarrow 0$ , on doit observer à nouveau deux taches d'intensités à peu près égales. La distance prévue de ces deux taches à 35 cm du centre de l'aimant, pour une variation de champ vue de 12000 gauss et  $\theta = 1/20$ , est donnée par

$$s \cong 21 \delta \simeq \frac{2 H l}{m v^2 \theta} \sim 0,6 \text{ cm.} \quad (15)$$

Sur la figure 6 on aperçoit la tache obtenue sur l'oxyde de molybdène avec l'aimant sextupolaire seul (faisceau direct), surmontée de celle obtenue avec déflexion finale sans radiofréquence. On constate bien que seuls, les atomes  $S_{ez} = + \hbar/2$  existent. En opérant la transition désirée, on observe une deuxième tache (figure 7) correspondant à la réapparition d'atomes dans l'état  $F = 0, M_F = 0$ . La tache supérieure possède une forme plus étroite, la tache inférieure une forme plus large que la tache de référence (tache inférieure de la figure 6) à cause de l'existence d'un gradient de champ transversal, « focalisant » pour une

composante ( $S_{ez} = \hbar/2$ ), «défocalisant» pour l'autre ( $S_{ez} = -\hbar/2$ ). Nous avons constaté le maintien de l'existence des deux taches en faisant varier  $\mathfrak{H}_0$  seul de  $\pm 2$  gauss. L'ensemble de l'appareillage est représenté figure 8.

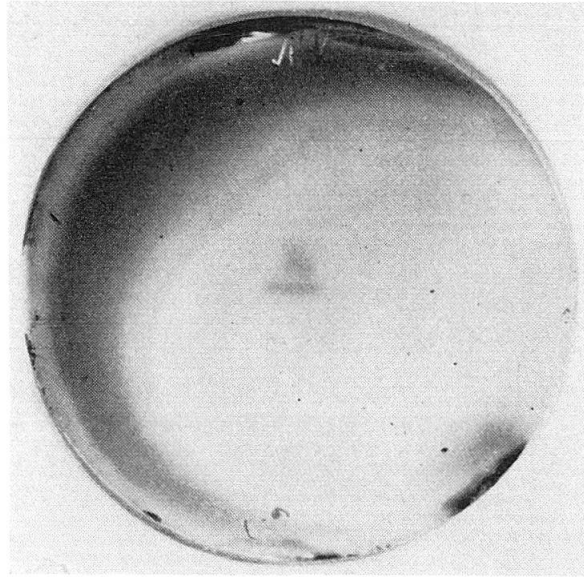


Figure 6

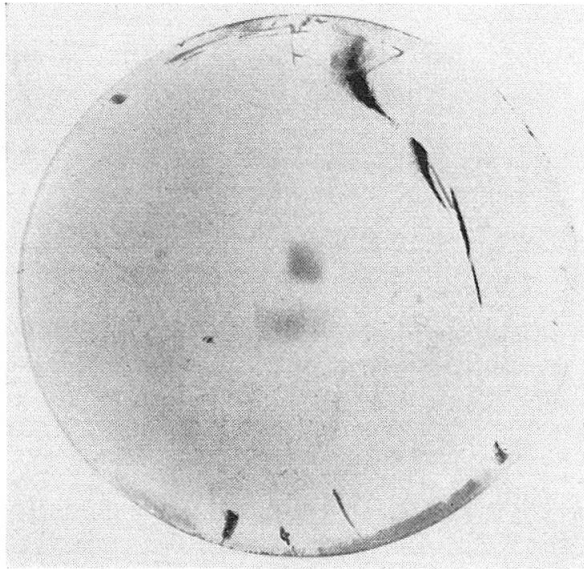


Figure 7

La mesure de la valeur de la polarisation a été effectuée de la façon suivante: Un tube de compression ( $\varnothing 8$  mm,  $L = 150$  mm) suivi d'une jauge à ionisation a été installé à l'endroit de la tache supérieure. Les

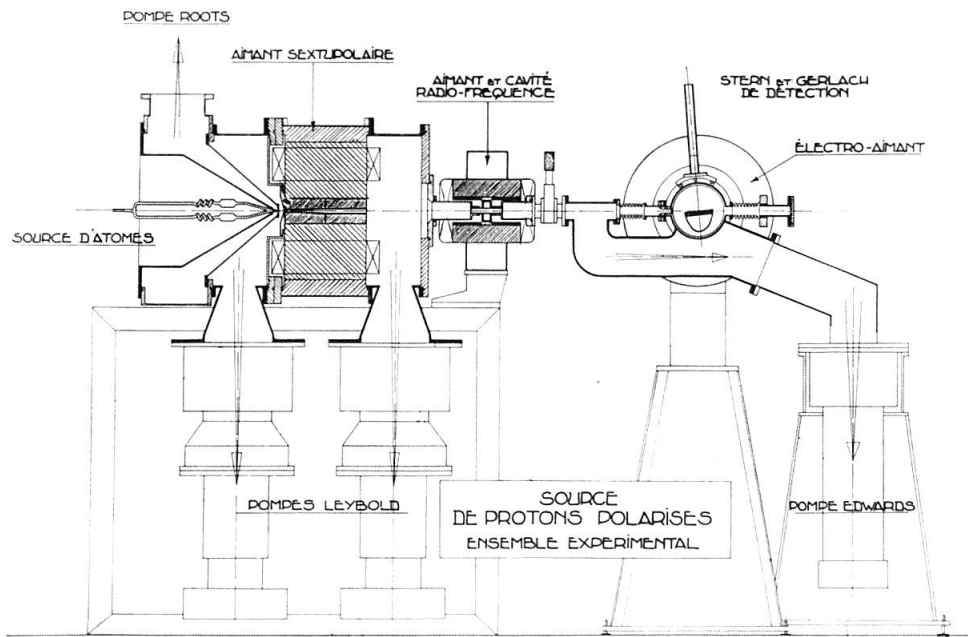


Figure 8

lectures du courant de la jauge ont été faites en fixant le champ à la résonance de la transition de radiofréquence puis nettement en dehors. Nous en déduisons la valeur de la polarisation  $P = 0,62 \pm 0,1$  dans les conditions actuelles.

### VI. Améliorations possibles

Les résultats donnés plus haut ne correspondent pas aux conditions optimums. De nouvelles pièces polaires du sextupole doivent être essayées afin d'obtenir une forme de gradient meilleure pour la vitesse moyenne la plus probable (5000 à 6000 m/s). La limitation du nombre d'atomes proviendra ensuite des conditions de vide dans la zone centrale du sextupole. Il est possible d'augmenter le nombre utile en donnant au couteau éplucheur un diamètre plus grand. Des essais préliminaires ont montré que le gain est presque proportionnel à la surface de l'orifice ( $\varnothing$  variant de 1 à 1,4 mm), donc que, ni le grandissement, ni les pressions ne sont limitatifs dans les conditions actuelles. On peut raisonnablement escompter un gain possible d'un facteur de l'ordre de 3.

La valeur de la polarisation peut certainement être améliorée en augmentant le champ  $H_1$ , soit par la puissance de la radiofréquence, soit par l'accroissement du coefficient de surtension de la cavité.

### VII. Cas des deutons

Le diagramme relatif au deutérium (figure 9) donne les transitions possibles (A, B, C) et conduisant, après élimination des états (4) (5) (6) et passage adiabatique, à une polarisation partielle des deutons en

champ magnétique élevé. La différence d'énergie en champ zéro,  $\Delta W$ , étant plus faible que dans le cas de l'hydrogène léger, le champ  $H_1$  oscillant doit être nettement plus grand si l'on veut conserver le même domaine de fréquence  $\nu$  et satisfaire à (10) (voir réf. [5], éq. 1). Ceci nécessiterait probablement l'emploi de magnétrons plus puissants.

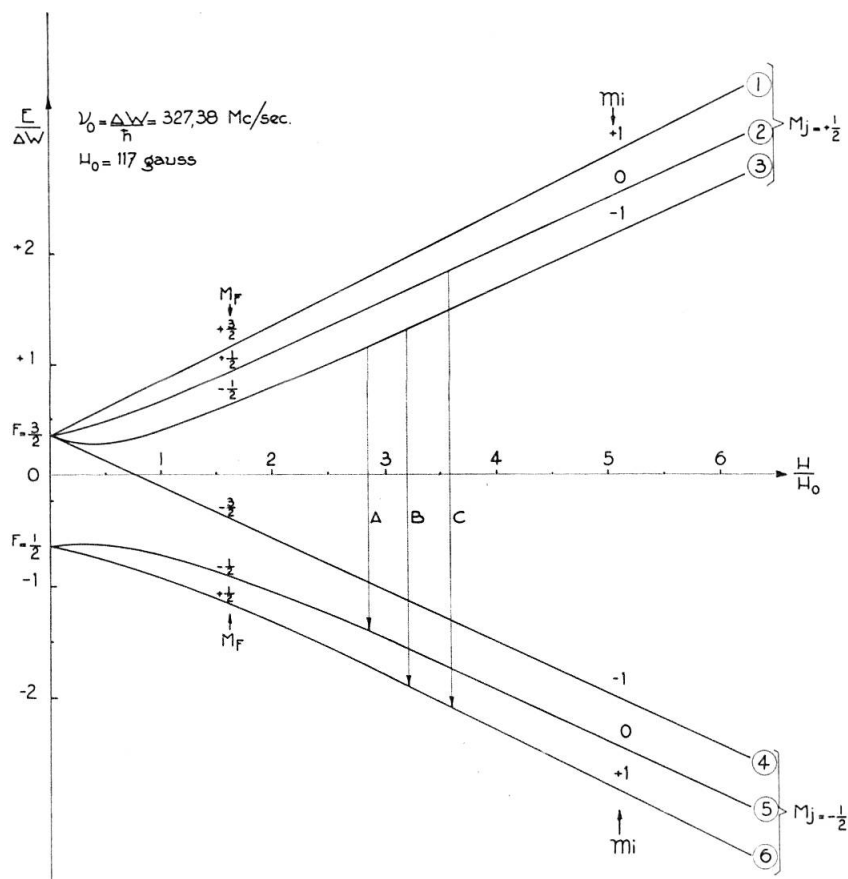


Figure 9

Structure hyperfine de l'atome de deutérium

On voit qu'en définitive on peut obtenir les mélanges suivants d'états, où le chiffre entre parenthèses indique la projection du spin du deuteron en champ magnétique élevé :

$$\frac{2}{3} (0) + \frac{1}{3} (1) \quad (\text{transition } A)$$

$$\frac{2}{3} (1) + \frac{1}{3} (0) \quad (\text{transition } B)$$

$$\frac{2}{3} (1) + \frac{1}{3} (-1) \quad (\text{transition } C)$$

Nous tenons à remercier MM. ABRAGAM et WINTER pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et les fructueuses discussions que nous avons eues à ce sujet; M. KELLER pour ses nombreux conseils, particulièrement sur la méthode de dissociation dont nous nous sommes beaucoup inspirés; M. CLAUSNITZER qui a attiré notre attention sur l'injection des atomes suivant la méthode de Becker. Le présent travail a été possible grâce à la participation essentielle de MM. TOMASSO, RE, MAILLARD, D'AGOSTINO, KNITTNER, DRUAUX, BENEZECH et DUVAL pour la réalisation d'ensemble. Mlle FAURE, MM. CATILLON et CHAMINADE ont participé à la mise au point de la transition de radiofréquence. A tous, nous exprimons notre profonde gratitude.

*Note ajoutée sur épreuves* (octobre 1960). – Les résultats actuels sont les suivants: la polarisation finale mesurée des protons est supérieure à 90%; un effet avec du deutérium dans les mêmes conditions a permis un basculement de 40% pour la transition A.

#### BIBLIOGRAPHIE

- [1] N. F. MOTT et H. S. W. MASSEY, *Theory of Atomic Collisions*, Clarendon Press, Oxford 1949; CH. SCHLIER, *Rapport C.E.R.N.* 58-3.
- [2] M. CARASSI, *Nuovo Cim.* 10, 955 (1957); BUDIANSKY *et al.*, *Atomnaia Energia* 6, 306 (1959).
- [3] GERLACH et O. STERN, *Ann. Physik* 74, 673 (1924) et 76, 163 (1925).
- [4] F. BLOCH, *Phys. Rev.* 70, 460 (1946).
- [5] A. ABRAGAM et J. M. WINTER, *Phys. Rev. Letters* 1, 375 (1958).
- [6] R. KELLER, L. DICK et M. FIDECARO, *Rapport C.E.R.N.* 60-2.
- [7] E. W. BECKER et K. BIER, *Z. Naturf.* 9a, 975 (1954).
- [8] G. CLAUSNITZER, *University of Minnesota, Annual Report*, (Nov. 1959), p. 52.
- [9] A. KANTROWITZ et J. GREY, *Rev. Sci. Instr.* 22, 228 (1951).
- [10] a) H. FRIEDBERG et N. PAUL, *Naturwiss.* 38, 199 (1951); b) LEMONICK, PIPKIN et HAMILTON, *Rev. Sci. Instr.* 26, 1112 (1955); c) R. L. CHRISTENSEN et HAMILTON, *Rev. Sci. Instr.* 30, 356 (1959).
- [11] Voir par exemple N. F. RAMSEY, *Molecular Beams*, p. 15.
- [12] I. I. RABI, *Nature* 123, 163 (1929).