

MEMOIRE

présenté à la

FACULTE DES SCIENCES DE
L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir le

DIPLOME D'ETUDES SUPERIEURES DE SCIENCES PHYSIQUES

par

Roger JOURNEAUX

1er SUJET : Recherche sur la structure hyperfine d'une raie de l'hélium.

2ème SUJET

Soutenu le

devant la Commission d'Examen

MM. P. JACQUINOTPrésident
J. BROCHARD
R. LENNUIER Examineurs

-°-°-°-°-

M E M O I R E

présenté à la

FACULTE DES SCIENCES

DE

L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir le

DIPLOME D'ETUDES SUPERIEURES DE SCIENCES PHYSIQUES

par

Roger JOURNEAUX

1er SUJET : Recherches sur la structure hyperfine d'une raie de l'hélium -

2ème SUJET :

Soutenu le

devant la Commission d'Examen

MM. P. JACQUINOT Président

J. BROCHARD)

R. LENNUIER) Examineurs

Entreprise Kautler

I - GENERALITES SUR LE SPECTRE DE L'HELIUM.- [1]

I,1 - Structure fine de He

L'étude du spectre de l'hélium a conduit à deux systèmes de termes pratiquement indépendants, attribués pendant longtemps à deux corps différents. On les désigne maintenant sous les noms de système de singulets et système de triplets, le premier ayant tous ses termes simples, le second tous ses termes triples sauf le terme S.

On peut donner de ce résultat une interprétation formelle. On admet que chacun des deux électrons de l'atome d'hélium possède un moment angulaire de spin auquel est associé le nombre quantique de spin $s = \frac{1}{2}$. Ces deux moments sont fortement couplés pour donner un moment angulaire résultant \vec{S} caractérisé par le nombre quantique $S = 0 ; 1$ de telle sorte que

$$|\vec{S}|^2 = S(S+1)\hbar^2$$

Cette résultante subit à son tour un couplage plus faible avec le moment orbital \vec{L} , \vec{S} et \vec{L} précessant autour de leur résultante \vec{J} (fig. 1a) à laquelle est associé le nombre quantique J tel que

$$|\vec{J}|^2 = J(J+1)\hbar^2$$

et J variant par unité entre $|L - S|$ et $L + S$

Si $S = 0$ $J = L$ valeur unique, donc un seul niveau pour L donné = système de singulet.

Si $S = 1$ $J = L - 1$

L donc trois niveaux pour L donné (sauf $L = 0$)

$L + 1$ système de triplet

Ce couplage Russel-Saunders suppose que l'interaction entre les moments de spin est prépondérante devant le couplage entre \vec{L} et \vec{S} .

I,2 - Structure hyperfine

Les méthodes interférentielles à haute résolution ont montré que certains niveaux de structure fine étaient eux-mêmes décomposés en niveaux de structure hyperfine. On peut interpréter ce résultat expérimental en accordant au noyau un moment angulaire caractérisé par un nombre quantique I et associé à un moment magnétique \vec{P} . C'est l'interaction de ce moment avec le champ

magnétique créé par les électrons qui est responsable de la décomposition en niveaux hyperfins.

Le nombre quantique I associé au vecteur \vec{I} moment angulaire nucléaire est tel que

$$|\vec{I}|^2 = I(I+1)\hbar^2$$

I sera demi-entier si le nombre de masse de l'atome est impair, il sera entier si le nombre de masse est pair. Dans le cas particulier où protons et neutrons sont tous les deux en nombre pair, I sera nul.

De la même façon que dans le couplage $L - S$ en structure fine, les vecteurs \vec{I} et \vec{J} seront animés d'un mouvement de précession autour de leur résultante \vec{F} à laquelle sera associé un nombre quantique F tel que

$$|\vec{F}|^2 = F(F+1)\hbar^2 \quad (\text{fig.1b})$$

F variant par unité entre $|J - I|$ et $J + I$. Cette dernière relation montre qu'un niveau de structure fine (J donné) sera décomposé en $2J + 1$ ou $2I + 1$ niveaux hyperfins suivant que $J \leq I$ ou $J \geq I$.

Ce couplage analogue au couplage Russel-Saunders suppose de la même façon que l'interaction entre \vec{S} et \vec{L} est prépondérante devant l'interaction entre \vec{I} et \vec{J} . Tous les résultats relatifs à la structure fine sont transposables ici en faisant la substitution suivante

$$\begin{array}{l} S \text{ ——— } I \\ L \text{ ——— } J \\ J \text{ ——— } F \end{array}$$

En particulier les résultats relatifs aux intensités sont applicables. Les sommes des intensités des transitions provenant de deux états F et F' sont dans le rapport $\frac{2F+1}{2F'+1}$. Si l'un des niveaux a une structure négligeable, le rapport des intensités des transitions y aboutissant sera égal au rapport des valeurs $2F+1$ des niveaux responsables de la structure.

1,3 - Application à He

\vec{I} , \vec{J} et \vec{F} gardent leur signification avec \vec{J} résultant du couplage entre L^1 et S^1 , S^1 étant lui-même la résultante des deux moments de spin. Le couplage global peut se représenter de la même façon par un diagramme vectoriel (fig.1c).

.../...

L'isotope 4 ayant un noyau composé de deux protons et deux neutrons a un moment magnétique nucléaire nul, donc $I = 0$, les niveaux de structure fine ne sont pas décomposés. L'isotope 3 a un moment magnétique nucléaire négatif auquel est associé un nombre quantique $I = \frac{1}{2}$.

Dans le cas des atomes à deux électrons, on considère qu'un électron est un électron s , l'autre étant un électron $s, p, d, f, \text{ etc...}$. Dans ce cas, pour $l_1 = 0$ et $l_2 = L$, la valeur du terme d'interaction correspondant à un terme F est donnée par la formule

$$W_F = \frac{1}{2} A_J [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]$$

avec

$$A_J = a_s \frac{J(J+1) - S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \times \frac{S(S+1) + A_1(A_1+1) - A_2(A_2+1)}{2S(S+1)}$$

$$\text{et } A_1 = A_2 = \frac{1}{2}$$

On obtient les valeurs des niveaux de triplet pour $S = 1$ et celles des niveaux de singulet pour $S = 0$. Dans ce dernier cas, $J = L$ et $A_J = 0$, ce qui prouve que les niveaux de singulet ne sont pas décomposés en niveaux hyperfins.

C'est ainsi que la raie 4922 \AA de ^3He correspondant à la transition $4^1D \rightarrow 2^1P$ ne devrait pas avoir de structure hyperfine puisqu'elle correspond à une raie de singulet. En réalité une structure peut être envisagée; mais dans le cas de la raie 4922 \AA , cette structure devrait être de l'ordre de 2 Mc/s , soit environ $6 \cdot 10^{-2} \text{ mK}$. Cependant l'étude en résonance magnétique faite au laboratoire de Monsieur KASTLER a prouvé l'existence de deux facteurs de Landé $g_1 = 1,18$ et $g_2 = 0,82$ aux fréquences de $52,308 \text{ Mc/s}$ et $139,2 \text{ Mc/s}$, ce qui ne devrait pas être si la structure hyperfine était de l'ordre de 2 Mc/s [2]. La conclusion est qu'une structure plus importante doit exister, supérieure à 139 Mc/s , certainement supérieure à 1000 Mc/s soit 30 mK . Une telle structure devient intéressante car elle peut être étudiée par une méthode optique, grâce à la grande résolution du Fabry-Perot photoélectrique utilisé au laboratoire Aimé COTTON.

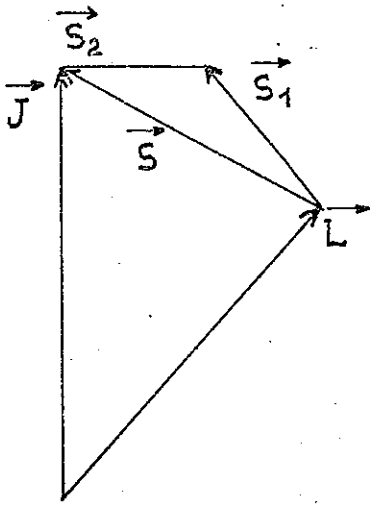


fig. 1 a

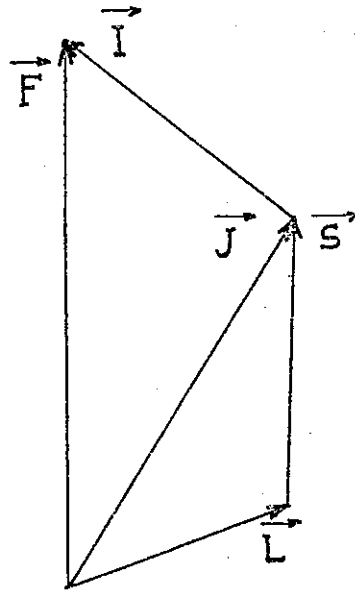


fig. 1 b

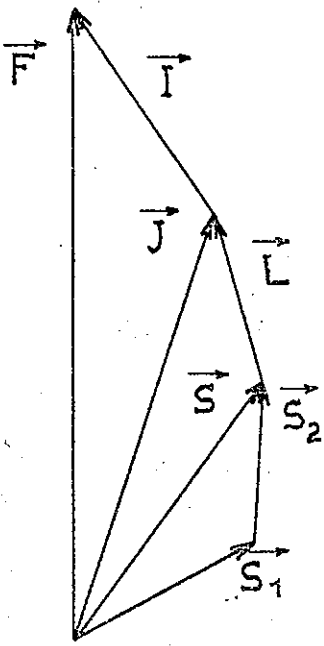


fig. 1 c

III - DISPOSITIF EXPERIMENTAL - FUITE

A quelques détails près, il s'agit du dispositif déjà utilisé et souvent décrit. Nous n'en rappellerons que les principales caractéristiques [4] [5] [6] [7] .

III,1 - Source [8]

C'est une cathode creuse alimentée par une haute tension C R C stabilisée et un jeu de résistances ballast permettant de faire varier l'intensité du courant de 3 mA à quelques dizaines de μ A (fig.2). Cette cathode était refroidie par un bain d'hélium liquide pompé, ce qui a permis d'abaisser la température du bain à 1°5 ou 2°K environ suivant la puissance dépensée dans la cathode. Cette température était repérée en mesurant la pression de l'hélium au-dessus du cryostat (fig.3). Nous avons fait aussi des expériences avec l'hélium liquide non pompé pour des raisons qui seront exposées ultérieurement.

III,2 - Dispositif interférentiel

Il s'agit du Fabry-Perot photoélectrique classique. Il comprend essentiellement un monochromateur à réseau du type Hebert-Fastie, et un interféromètre Fabry-Perot. Un trou circulaire centré sur l'axe du système sélectionne une partie de la tache centrale entourant le foyer d'une lentille placée derrière le Fabry-Perot, et le flux lumineux ainsi transmis est reçu sur un photomultiplicateur R C A 1 P 21. Le courant amplifié est enregistré par un enregistreur PHILIPS. Le courant d'obscurité de la cellule est réduit en la refroidissant sous atmosphère d'hydrogène par de l'azote liquide.

Pour augmenter l'étendue du faisceau, on dispose d'une lentille L_1 dans la lampe même qui donne une image de la tache cathodique près de la fenêtre de la lampe. Les conjugaisons des différents éléments sont données sur le schéma (fig.4). Les lentilles L_2 et L_3 sont choisies de telle façon que l'image de la tache cathodique sur la fente du monochromateur et de la lentille L_1 sur le réseau aient les dimensions de ces derniers éléments, ce qui évite toute perte de lumière. Les fentes d'entrée et de sortie du monochromateur ont pu être ouvertes suffisamment, la raie étudiée étant bien isolée dans le spectre de l'hélium. Pour diminuer l'influence des défauts de surface et de réglage de l'interféromètre, nous avons placé juste derrière lui un diaphragme sur lequel on centre l'image de la tache cathodique en agissant sur le réseau.

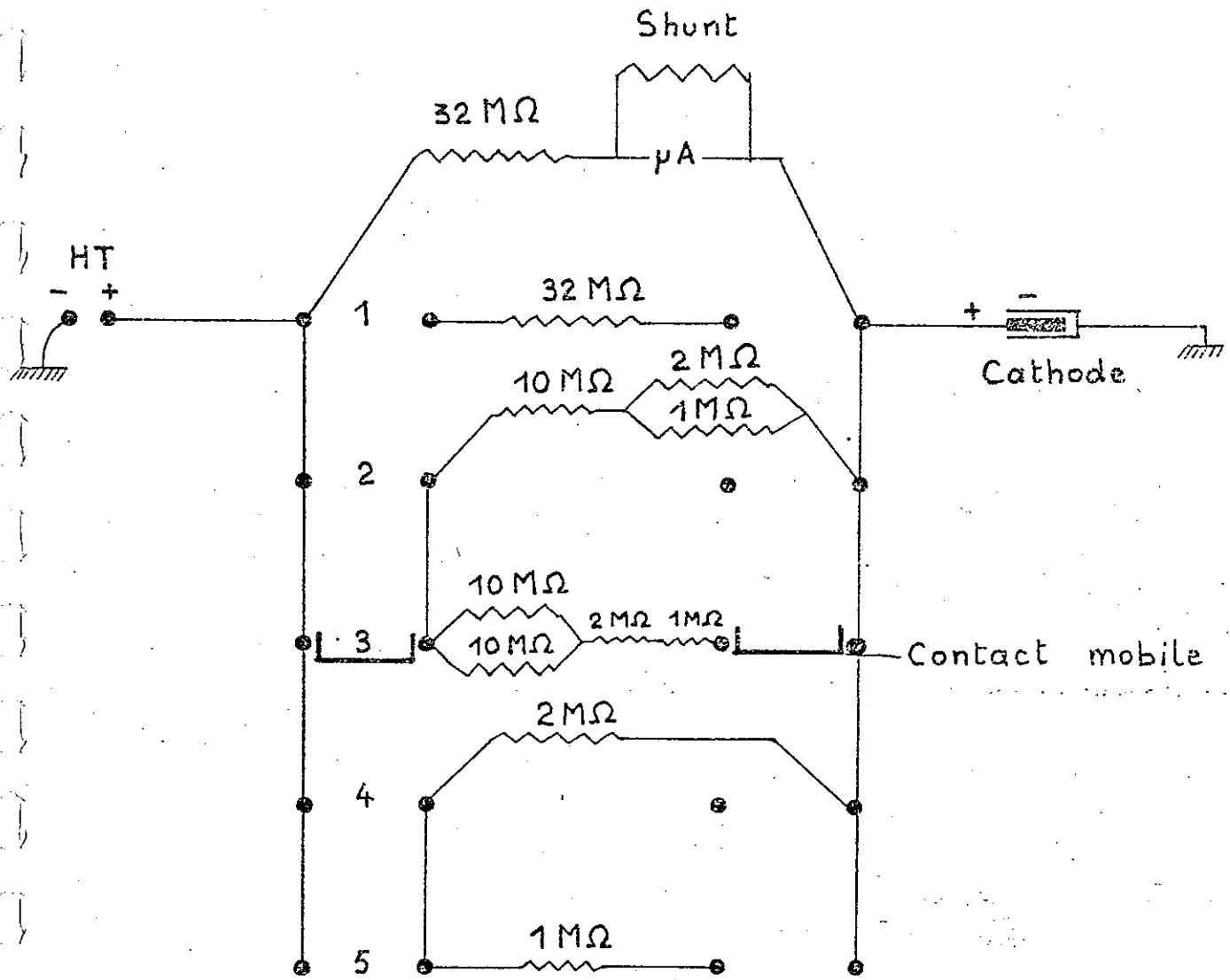


Fig. 2 - Résistances de charge de la cathode creuse.

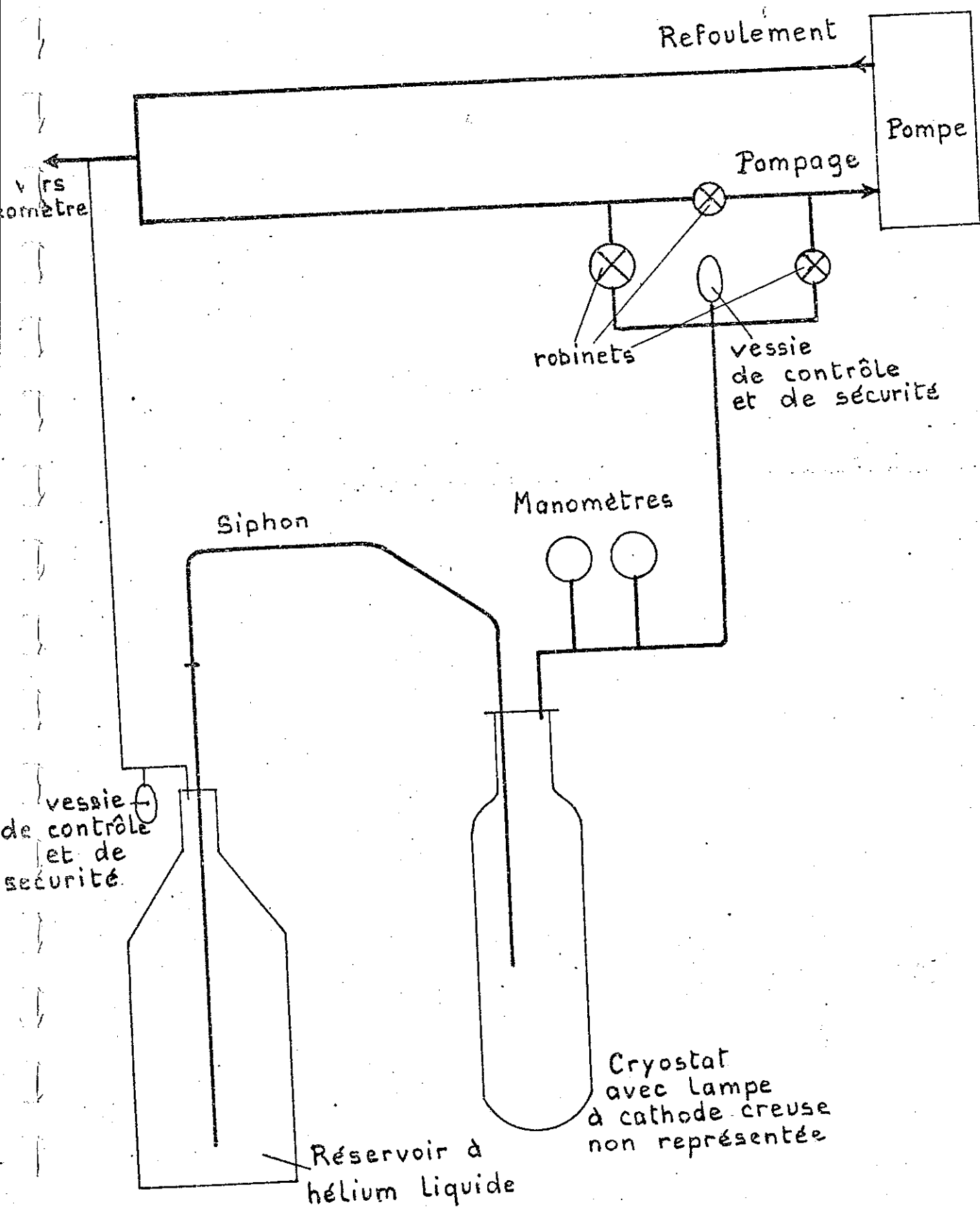


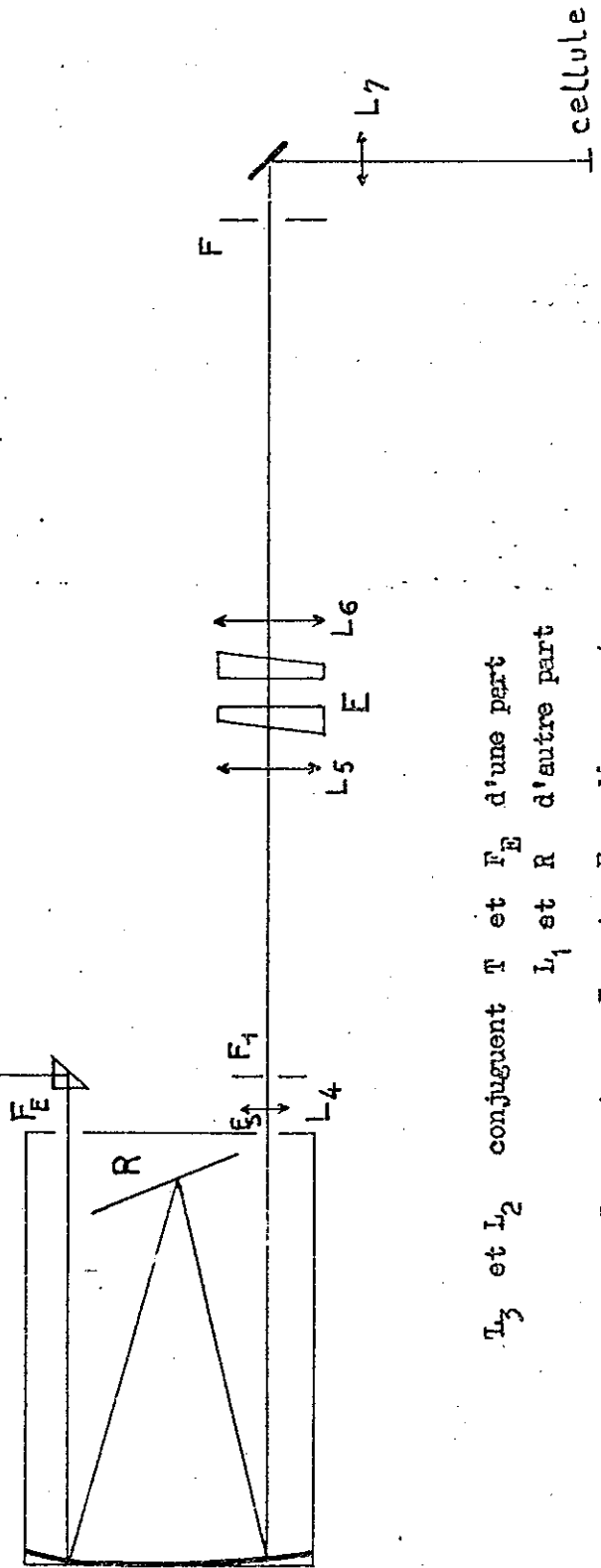
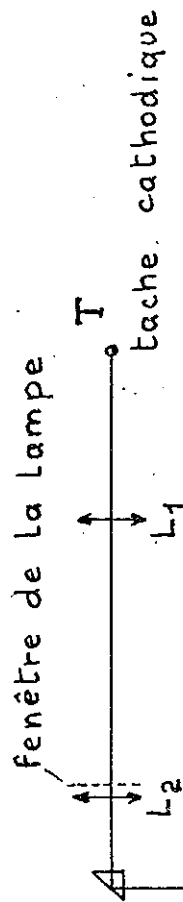
Fig.3 - POMPAGE DE L'HELIUM DANS LE CRYOSTAT

E Etalon Fabry-Perot

R Réseau plan

F_E F_S fentes entrée et sortie du réseau

F_1 F trous entrée et sortie du Fabry-Perot



L_3 et L_2 conjuguent T et F_E d'une part

L_1 et R d'autre part

L_4 conjugué F_S et E d'une part

R et F_1 d'autre part

Fig.4 -- SCHEMA D'ENSEMBLE DU MONTAGE EXPERIMENTAL.

Les dimensions du trou d'entrée du Fabry-Perot ont été calculées d'après la valeur du pouvoir de résolution exigé. La valeur du diamètre du trou est donnée par la formule classique [3]

$$d = 2 f \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{R_f}}$$

R_f pouvoir de résolution
 f distance focale de la lentille L_5

Nous avons travaillé avec un trou de 1,7 mm de diamètre correspondant à une résolution de $2,5 \cdot 10^6$ soit une largeur en fréquence du trou de 75 mK. L'intervalle entre ordre $\Delta\sigma$ de l'interféromètre étant de 210 mK, cela correspond à une finesse de 18.

III,3 - Exploration du spectre

Il s'agit de faire varier l'épaisseur optique du Fabry-Perot par variation de l'indice de l'air entre les lames, c'est-à-dire par variation de la pression à l'intérieur de la cloche contenant l'étalon. On sait que λ varie avec l'indice de façon que

$$\left| \frac{d\lambda}{\lambda} \right| = \left| \frac{d\sigma}{\sigma} \right| = \left| \frac{dn}{n} \right| \approx |dn|$$

soit $d\sigma \propto dn$ pour une raie donnée

Mais l'indice de l'air varie avec la pression suivant la loi

$$dn = \frac{n_0 - 1}{P_0} dP \quad n_0 \text{ indice de l'air sous la pression atmosphérique } P_0$$

donc finalement $d\sigma \propto dP$

La vitesse de déroulement du papier de l'enregistreur étant constante, il faudrait, pour que l'enregistrement soit linéaire en σ , que la variation de la pression à l'intérieur de la cloche soit linéaire avec le temps. Nous avons été ainsi amené à étudier un nouveau système de fuite permettant de faire varier la pression dans la cloche du Fabry-Perot, de façon que ce balayage soit à la fois lent et linéaire avec le temps.

III,4 - Etude de la fuite

Principe -

Soient deux enceintes de volumes V et V' aux pressions P et P' reliées entre elles par une fuite d'impédance Z ; le débit de cette fuite sera de la forme

$$D \propto \frac{P^2 - P'^2}{Z}$$

Pour une fuite classique à pointeau, Z est constante donc $D \propto P^2 - P'^2$. Ce débit sera donc variable avec le temps. Cependant on pourra la considérer comme constant dans un certain domaine, si par exemple P représente la pression atmosphérique constante ($V \infty$) et si P' varie peu en restant faible devant P . Mais ce domaine de balayage sera toujours restreint. La fuite utilisée ici est caractérisée par une impédance variable de la forme $Z \propto P - P'$ ce qui donne

$$D \propto \frac{P^2 - P'^2}{P - P'} = P + P' = \Sigma P$$

Le débit sera donc constant à condition que ΣP soit constant, c'est-à-dire $V = V'$ d'après la loi de Mariotte.

Description et montage

Elle est constituée par un filet tracé sur une aiguille pouvant coulisser dans un cylindre ayant même diamètre qu'elle. Ce cylindre est solidaire d'une capsule manométrique. L'intérieur de cette capsule est à la pression P par exemple, l'extérieur à la pression P' , son allongement est alors sensiblement proportionnel à $P - P' = \Delta P$. L'aiguille étant fixe, sa longueur utile est donc l'impédance, sera proportionnelle à ΔP . Nous aurons donc bien $Z = A(P - P')$ A constante caractérisant l'aiguille (fig.5). Cette fuite relie les deux enceintes V et V' , l'une constituée par des ballons, l'autre par la cloche contenant l'interféromètre (fig.6).

Réglage de la fuite

Il a pour but d'ajuster les volumes et la longueur de l'aiguille de façon à obtenir effectivement un débit constant entre les deux récipients. Pour cela nous avons enregistré une raie et étudié l'évolution de l'entre-ordre $\Delta \sigma$ de l'interféromètre.

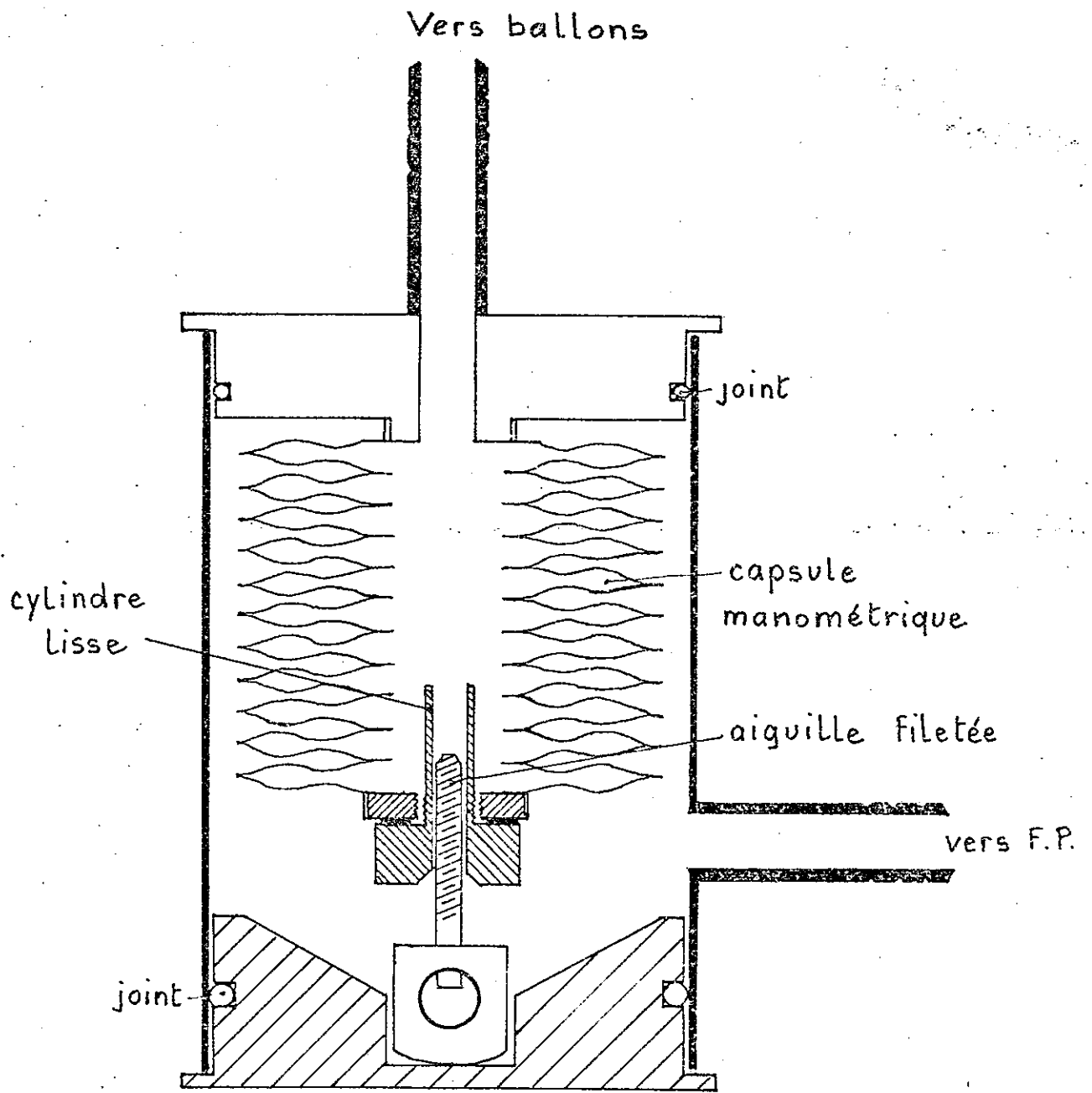


Fig. 5. Schéma de la fuite.

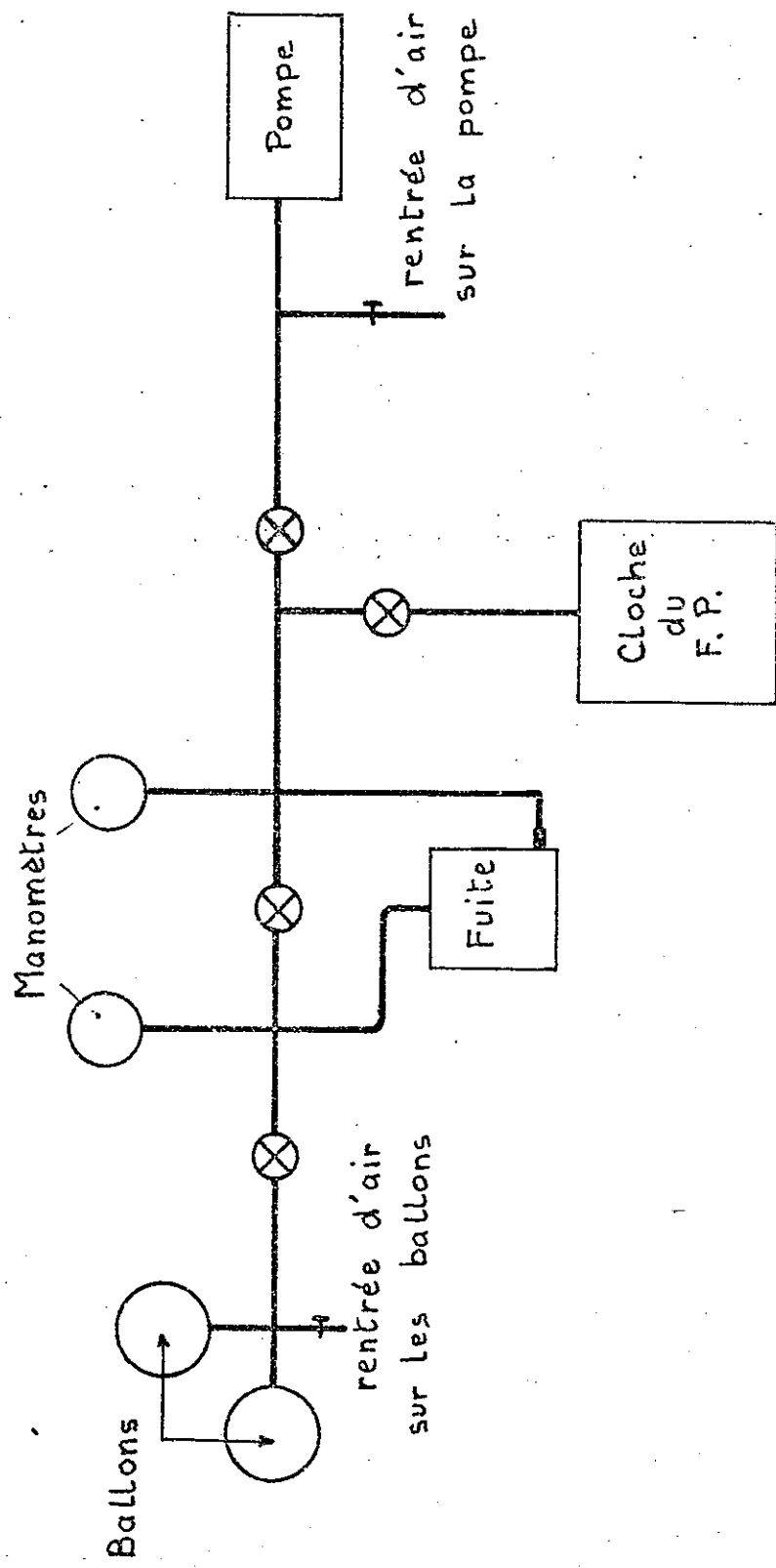


Fig 6. Schéma du système de balayage.

Influence des volumes

Soient V et $V' = V + v$ les volumes des deux récipients de part et d'autre de la fuite. Soient P_0 et P'_0 les valeurs initiales des pressions, et P et P' leurs valeurs à un instant quelconque. Nous savons que

$$D = A (P_0 + P'_0)$$

$$D = A (P + P')$$

La loi de Mariotte s'écrit : $PV + P'V' = P_0V + P'_0V'$

$$\begin{aligned} \text{soit } D &= A \frac{PV' + P_0V + P'_0V' - PV}{V'} \\ &= A \frac{Pv + P_0(V' - v) + P'_0V'}{V'} = \\ &= A \frac{v(P - P_0) + V'(P_0 + P'_0)}{V'} \\ &= D_0 \left[1 + \frac{v}{V'} \frac{P - P_0}{P_0 + P'_0} \right] \end{aligned}$$

On peut constater que le débit est linéaire par rapport à P . On en déduit que

$$\frac{dD}{D_0} = \frac{v}{V'} \frac{dP}{P_0 + P'_0}$$

En général nous avons travaillé entre le vide et la pression atmosphérique H , soit $P_0 = 0$ et $P'_0 = H$, P variant entre 0 et $\frac{H}{2}$. Si n est le nombre d'ordres correspondant à un balayage sur une demi-atmosphère, P variera de $\frac{H}{2n}$

entre deux ordres successifs et nous aurons :

$$\frac{dD}{D_0} = \frac{d(\Delta \sigma)}{(\Delta \sigma)_0} = \frac{v}{V'} \frac{1}{2n}$$

ce qui exprime la variation de $\Delta \sigma$ entre deux ordres successifs par rapport à sa valeur initiale (ou encore sa valeur moyenne, cette variation étant faible). La dérive sur l'entre-ordre $\Delta \sigma$ nous permet donc de corriger les volumes pour éliminer cette dérive.

Influence de la longueur de l'aiguille

Quel que soit le réglage, sauf au voisinage de $\Delta P = 0$, on a $Z = A \Delta P + B$. On annule B en réglant convenablement l'aiguille.

.../...

Dans ces conditions, l'impédance s'annule avec ΔP et le débit est bien proportionnel à ΣP .

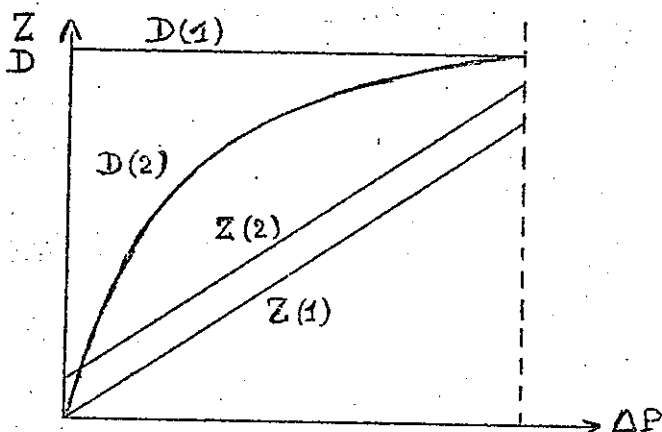
Si la longueur est différente, nous aurons :

$$Z = A \Delta P + B = A[\Delta P + \varepsilon]$$

soit

$$D = K \frac{P^2 - P'^2}{\Delta P + \varepsilon} = K' \frac{\Sigma P}{1 + \frac{\varepsilon}{\Delta P}}$$

Si $V = V'$ nous aurons $\Sigma P = \text{constante}$, le débit ne sera donc pas constant et ne variera pas linéairement avec ΔP (ou P) contrairement à ce qui se passait dans le cas des volumes. On peut traduire l'évolution du débit par une courbe donnant Z et D en fonction de ΔP .



- 1 - aiguille réglée à la bonne longueur
- 2 - aiguille trop longue

Au début de l'enregistrement la différence des volumes et le mauvais réglage de l'aiguille introduisent une dérive linéaire de l'entre-ordre $\Delta \sigma$, mais c'est sur la fin que la longueur de l'aiguille a son effet le plus marqué. En fait les variations aléatoires étant trop grandes, nous n'avons jamais pu espérer utiliser plus de la première moitié de l'enregistrement. Dans ce cas, ayant ajusté au mieux les volumes par les manomètres, nous avons cherché à corriger la dérive des premiers ordres en agissant sur la longueur de l'aiguille.

Au début de l'enregistrement, ε étant petit devant ΔP on peut écrire

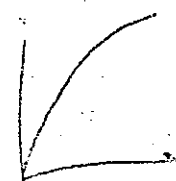
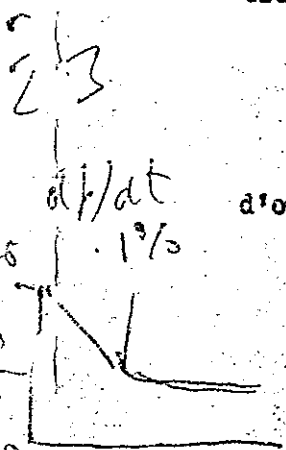
$$D \propto 1 - \frac{\varepsilon}{\Delta P}$$

d'où

$$\frac{\Delta D}{D} = \varepsilon \left[\frac{1}{\Delta P_1} - \frac{1}{\Delta P_2} \right]$$

Au début de l'enregistrement nous avons $\Delta P_1 \approx \Delta P_2 \approx P_0$

$$\Delta P_1 - \Delta P_2 = \frac{P_0}{2n}$$



0.001100

$$\text{d'où } \frac{SD}{D} = \frac{\varepsilon}{2n P_0} = \frac{S(\Delta\sigma)}{\Delta\sigma}$$

Si à $\Delta P = P_0$ correspond la longueur L de l'aiguille dans le cylindre, à ε correspond la longueur $l = L \frac{\varepsilon}{\Delta P} = 2nL \frac{S(\Delta\sigma)}{\Delta\sigma}$. En mesurant la dérive de l'ordre au début de l'enregistrement, on peut ainsi corriger la longueur utile de l'aiguille en la rentrant ou en la sortant de son support;

- Autres causes de non-linéarité du balayage

Défauts de linéarité dans l'allongement de la capsule

L'impédance sera bien proportionnelle à ΔP si l'allongement de la capsule est lui-même proportionnel à ΔP . Le tableau suivant donne l'allongement l de la capsule en fonction de ΔP exprimée en 1/10 atmosphère.

ΔP	l mm	$\frac{l}{\Delta P}$
1	2,29	2,290
2	4,57	2,285
3	6,90	2,300
4	9,18	2,295
5	11,54	2,308
6	13,84	2,307
7	16,10	2,300
8	18,40	2,300
9	20,53	2,281
10	22,79	2,279

$\frac{19}{300}$

$\frac{1}{150}$

Ces chiffres sont ceux donnés par le constructeur. Pour ΔP de 1 à 8 il faut considérer les fluctuations de $\frac{l}{\Delta P}$ comme étant de l'ordre de grandeur de la précision des mesures, mauvaise en particulier pour ΔP . Par contre, on peut remarquer qu'aux grandes différences de pression, le soufflet s'allonge moins qu'il ne devrait, ce qui diminue l'impédance, donc augmente le débit.

donc diminue la longueur de l'ordre au début de l'enregistrement.

Défauts de l'aiguille et du cylindre

L'intervalle compris entre la partie non filetée de l'aiguille et le cylindre doit avoir une impédance la plus grande possible afin de ne pas perturber le débit dû au filet ; cette impédance en parallèle aura les mêmes caractéristiques que celle du filet si cet intervalle a des dimensions constantes tout au long de l'aiguille. Mais il faut, d'autre part, que l'aiguille coulisse parfaitement dans le cylindre sans risque "d'accrochage". Pour obtenir des surfaces convenables, le cylindre a été soigneusement rodé, tandis que la surface cylindrique de l'aiguille a été rectifiée avant et après filetage. Sans cette rectification il avait été impossible d'obtenir un débit régulier, les défauts introduisant des variations d'impédance impossibles à compenser en jouant sur la longueur de l'aiguille ou sur les volumes. La qualité de l'impédance pourrait encore être améliorée par une rectification du filet lui-même, son examen au comparateur de profil ayant montré des parties arrachées. Une aiguille a dû pour cette raison être abandonnée.

Déroulement du papier de l'enregistreur

Le déroulement du papier est commandé par un moteur synchrone, et des variations de la fréquence du secteur ont pu être observées, parfois de l'ordre de grandeur des variations de l'ordre $\Delta\sigma$. Pour supprimer cette cause d'erreur, il faudrait alimenter le moteur synchrone à l'aide d'un oscillateur stable.

Résultats

Nous avons cherché à mettre au point deux aiguilles ayant des vitesses différentes. La première balayait un ordre en 40 minutes environ, la seconde en 15 minutes ; les essais ayant été faits avec un intervalle entre-ordre de 230 mK et les raies 5015 de ^4He et 5461 de Hg. Le volume de la cloche contenant le Fabry-Perot était fixe, le deuxième volume V variable était constitué par des ballons. Il s'agissait, en modifiant V et la longueur L de l'aiguille, d'obtenir des intervalles $\Delta\sigma$ les plus constants possible.

.../...

Voici pour les deux aiguilles l'évolution de ΔG pour le réglage optimum (en mm sur le papier)

AIGUILLE N° 1		AIGUILLE N° 2	
144	140,6	303,3	305,9
144,2	141,2	303,9	308,5
144,5	141,3	303,6	308,8
144,7	140,9	303,9	308,7
144,6	140,2	303,6	308,1
	139,9	302,7	307,7
	139,5		308,7

Pour chaque aiguille nous avons donné les résultats de deux enregistrements distincts. Pour une même aiguille, la longueur de l'entre-ordre n'est pas exactement la même dans chaque enregistrement ; elle est en effet fonction de la somme des pressions et celle-ci est variable d'un enregistrement à l'autre. Dans les deux cas, la longueur de l'ordre subit des variations impossibles à compenser en agissant sur V ou L. Finalement le balayage avait une précision suffisante sur un nombre limité d'ordres, trois ou quatre environ. Dans ce cas, on obtient une défiance de l'ordre de 210^{-3} .

IV - ETUDE EXPERIMENTALE

IV,1 - Essai du Fabry-Perot à faible épaisseur

Les couches réfléchissantes de l'interféromètre utilisé étant prévues pour 4350 \AA , il fallait s'assurer que la finesse du Fabry-Perot était encore suffisante à 4920 \AA . Pour cela nous avons fait des essais à faible épaisseur avec un tube à mercure isotopique ^{202}Hg excité en haute fréquence. Dans ces conditions, $\Delta\sigma$ étant très grand, la largeur des pics est due surtout à l'interféromètre lui-même.

L'épaisseur de l'interféromètre était de 1,85 mm. Nous avons enregistré les raies 4916 et 4358 de ^{202}Hg , et pour ces deux raies les finesesses trouvées ont été respectivement 23 et 24. L'interféromètre était donc utilisable pour la raie 4922 de l'hélium.

IV,2 - Mesure de l'épaisseur du Fabry-Perot

Une première mesure grossière est faite au comparateur. Elle a donné $e = 23,81 \pm 0,04 \text{ mm}$ soit $\Delta\sigma = 210,0 \pm 0,4 \text{ mK}$

Une mesure plus précise peut être faite en enregistrant alternativement les raies 4916 et 4922 de ^{202}Hg et ^4He . Si $\delta\sigma$ est la différence $\sigma_{\text{Hg}} - \sigma_{\text{He}} = 24,221 \text{ cm}^{-1}$; le nombre d'ordre ΔK séparant ces deux raies est

$$\Delta K = 2 e \delta\sigma = 2 \times 23,81 \times 24,221 = 115,3$$

$$\Delta K = 115,3 \pm 0,2$$

Soit $\Delta K = n + \epsilon$, n entier; n sera déterminé sans ambiguïté grâce à la précision du comparateur, ϵ sera déterminé d'une façon plus précise par enregistrement des deux raies.

Nous avons trouvé $\epsilon = 0,16 \pm 0,01$

donc $\Delta K = 115,16 \pm 0,01$

Il vient donc

$$e = \frac{\Delta K}{2 \delta\sigma} = 23,773 \pm 0,003 \text{ mm}$$

$$\Delta\sigma = 210,32 \pm 0,03 \text{ mK}$$

.../...

IV,3 - Etude préliminaire de ^4He

La structure à mesurer étant présumée très faible pouvait ne se traduire que par un élargissement de la raie enregistrée ; il fallait donc au préalable étudier la raie ^4He pour avoir un modèle de comparaison.

Plusieurs enregistrements de la raie 4922 de ^4He ont montré un élargissement anormal non attribuable à l'effet Doppler, comme le prouvent les essais sur la raie 4713 de ^4He dans les mêmes conditions de courant I et de pression p dans la cathode.

Conditions	Raie	N	$\delta\sigma$ (mK)
p = 48 μ Hg I = 78 μ A He pompé	4922 $\overset{\circ}{\text{A}}$	5	42
	4713 $\overset{\circ}{\text{A}}$	8,7	24
p = 210 μ Hg I = 75 μ A He liquide	4922 $\overset{\circ}{\text{A}}$	3,8	55,2
	4713 $\overset{\circ}{\text{A}}$	6,1	34,4

TABLEAU N° 1

Des résultats antérieurs [9] obtenus avec la raie 4713 $\overset{\circ}{\text{A}}$ avaient donné dans l'hélium pompé et avec 30 μ A une largeur de 24,5 mK, et dans l'hélium liquide avec 100 μ A une largeur de 29 mK. L'accord des deux résultats permet d'affirmer que l'élargissement de la raie 4922 n'est pas dû à une différence de conditions expérimentales mais à une autre cause à préciser.

Plusieurs enregistrements ont été effectués, les variables étant la pression du gaz et l'intensité du courant dans la cathode.

Ces résultats sont consignés dans le tableau ci-contre.

.../...

Philips PR.4040/01
100 90 80 70 60 50 40 30 20 10

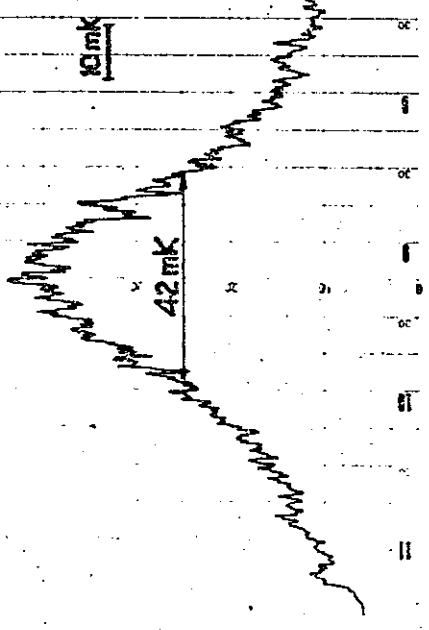
${}^4\text{He } \lambda = 4922 \text{ \AA}$
 $\Delta\sigma = 210 \text{ mK}$
 $I = 78 \text{ }\mu\text{A}$
 $P = 96 \text{ }\mu\text{Hg}$

Philips PR.4040/01
100 90 80 70 60 50 40 30 20 10

Philips PR.4040/01
100 90 80 70 60 50 40 30 20 10

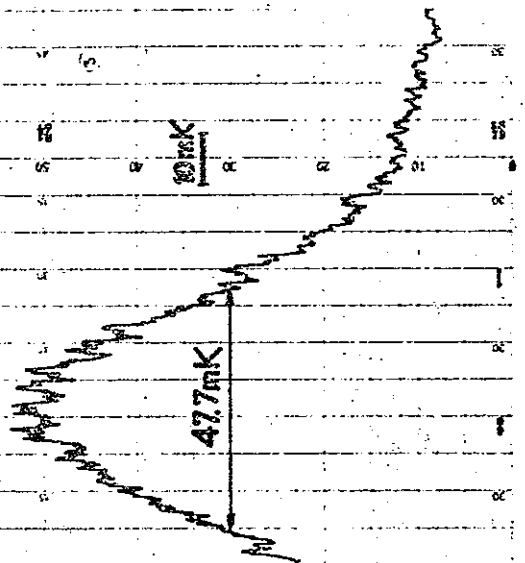
Philips PR.4040/01
100 90 80 70 60 50 40 30 20 10

${}^4\text{He } \lambda = 4922 \text{ \AA}$
 $\Delta\sigma = 210 \text{ mK}$
 $I = 78 \text{ }\mu\text{A}$
 $P = 48 \text{ }\mu\text{Hg}$



Philips PR.4040/01
100 90 80 70 60 50 40 30 20 10

10 mK
47.7 mK



Courant (μA)	P (μHg)	N	$\delta\sigma$ (mK)
80	38	5,1	41,2
140	40	5,2	40,8
250	42	5	42
78	48	5	42
75	86	4,5	45,7
300	86	4,5	46,7
78	96	4,4	47,7
300	100	4,3	48,9
300	160	4,1	51,2
75	210	3,8	55,2
300	250	4	52,5
75	280	3,6	58,3

He pompé

He liquide

TABLEAU N° 2

Compte tenu de la précision des mesures (incertitude de 1 mK environ sur la largeur $\delta\sigma$) l'examen de ce tableau montre :

- que pour des pressions voisines, la largeur de la raie est sensiblement la même, indépendamment de la valeur de l'intensité du courant qui reste très faible ;

- que pour une même intensité du courant (75 μA , 300 μA) la largeur de la raie augmente régulièrement avec la pression.

L'élargissement Doppler étant dû à la vitesse des atomes, donc à la température de la décharge, dépend essentiellement du courant utilisé. Nous n'avons pas fait d'études systématiques, mais nous pouvons affirmer que la pression est la cause principale de l'élargissement de la raie. En particulier des essais ont été faits avec refroidissement de la cathode par l'hélium liquide non pompé. Nous avons constaté que l'élargissement n'est guère modifié à pressions voisines (96 et 100 μHg) ; on pourrait donc penser que le pompage

de l'hélium puisse être abandonné ; en fait il a été intéressant de le conserver car la cathode avait alors son régime optimum pour des pressions plus basses, ce qui revenait à diminuer la largeur des raies. Pour améliorer encore la finesse, nous avons cherché à diminuer au maximum la pression dans la lampe ; mais à partir d'une certaine valeur, le régime de fonctionnement de la cathode change brusquement, l'intensité lumineuse est réduite d'un facteur 3 environ, et le rapport signal sur bruit devient trop faible.

IV,4 - Etude de ^3He

Nous avons recommencé les mêmes expériences avec ^3He . La faible quantité du produit nous a obligé à l'utiliser en circuit fermé, la pression dans la cathode étant réglable grâce à une pompe à mercure branchée dans le circuit (fig.7). Plusieurs enregistrements nous ont montré qu'il n'y avait aucune dissymétrie dans le profil de la raie. La seule façon de détecter une structure était donc d'analyser un éventuel élargissement. Pour cela il fallait se référer aux largeurs trouvées pour ^4He et opérer dans les mêmes conditions de pression et de courant dans la lampe. La pression était mesurée par une jauge de Pirani et les indications du tableau sont celles obtenues en utilisant une courbe d'étalonnage faite pour ^4He ; elles ne sont donc pas correctes pour ^3He . Mais nous pensons que c'est l'indication de la jauge et non la pression qui constitue le paramètre convenable. En effet, élargissement et indications de la jauge sont liés au nombre de chocs, et d'autre part, pour une même indication de la jauge, la cathode avait des régimes semblables avec ^3He et ^4He .

Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau ci-dessous :

CONDITIONS	^4He		^3He	
	N	$\delta\sigma$ mK	N	$\delta\sigma$ mK
$p = 46\mu\text{Hg}$ $I = 150\mu\text{A}$			4,5	46,7
$p = 42\mu\text{Hg}$ $I = 250\mu\text{A}$	5	42		
$p = 48\mu\text{Hg}$ $I = 75\mu\text{A}$	5	42		
$p = 80\mu\text{Hg}$ $I = 300\mu\text{A}$			4,1	51,2
$p = 86\mu\text{Hg}$ $I = 150\mu\text{A}$			4,2	50
$p = 86\mu\text{Hg}$ $I = 300\mu\text{A}$	4,5	46,7		
$I = 75\mu\text{A}$	4,5	46,7		

TABLEAU
N° 3

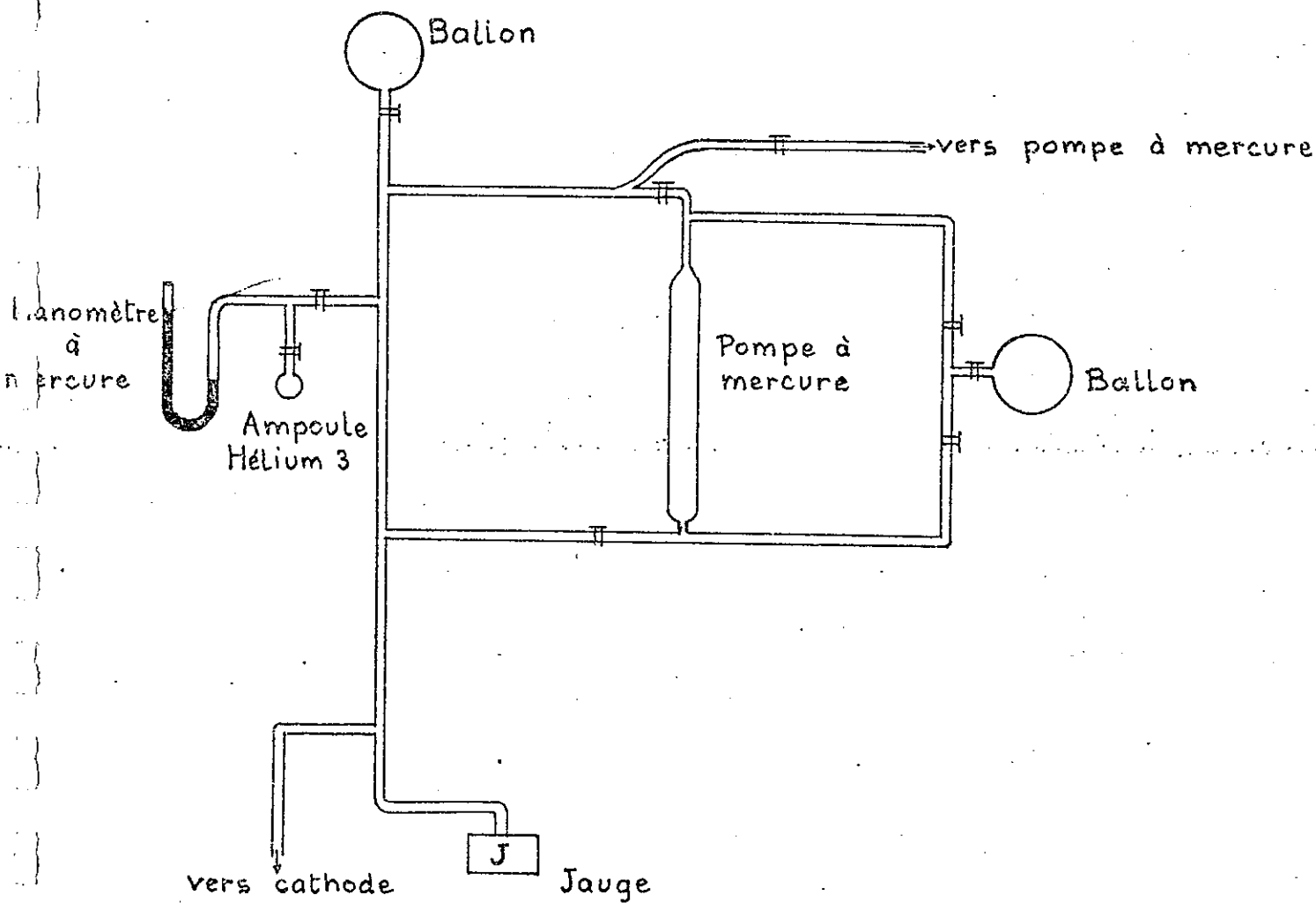
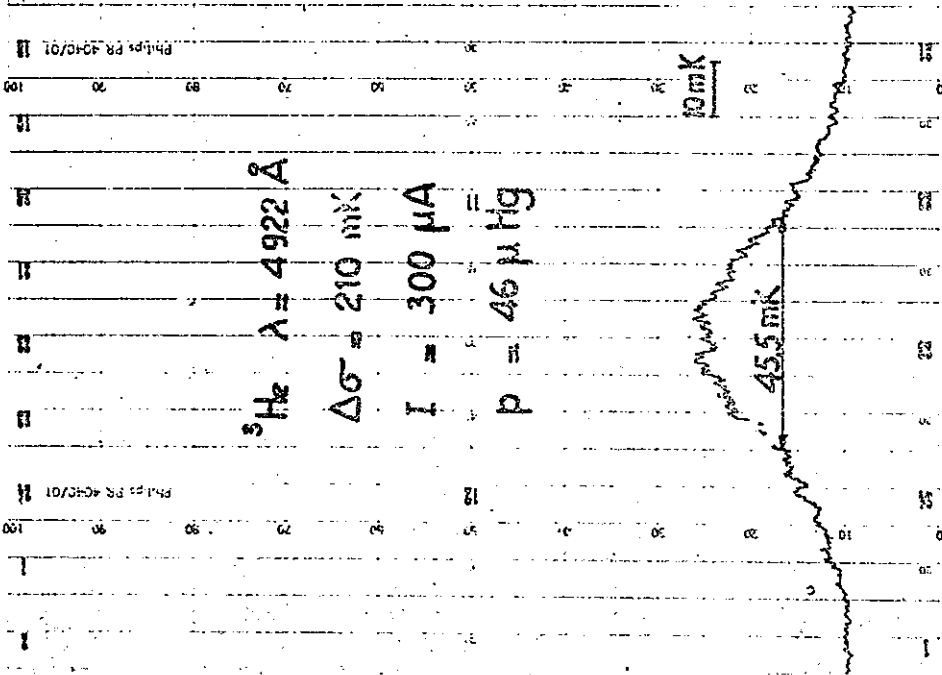
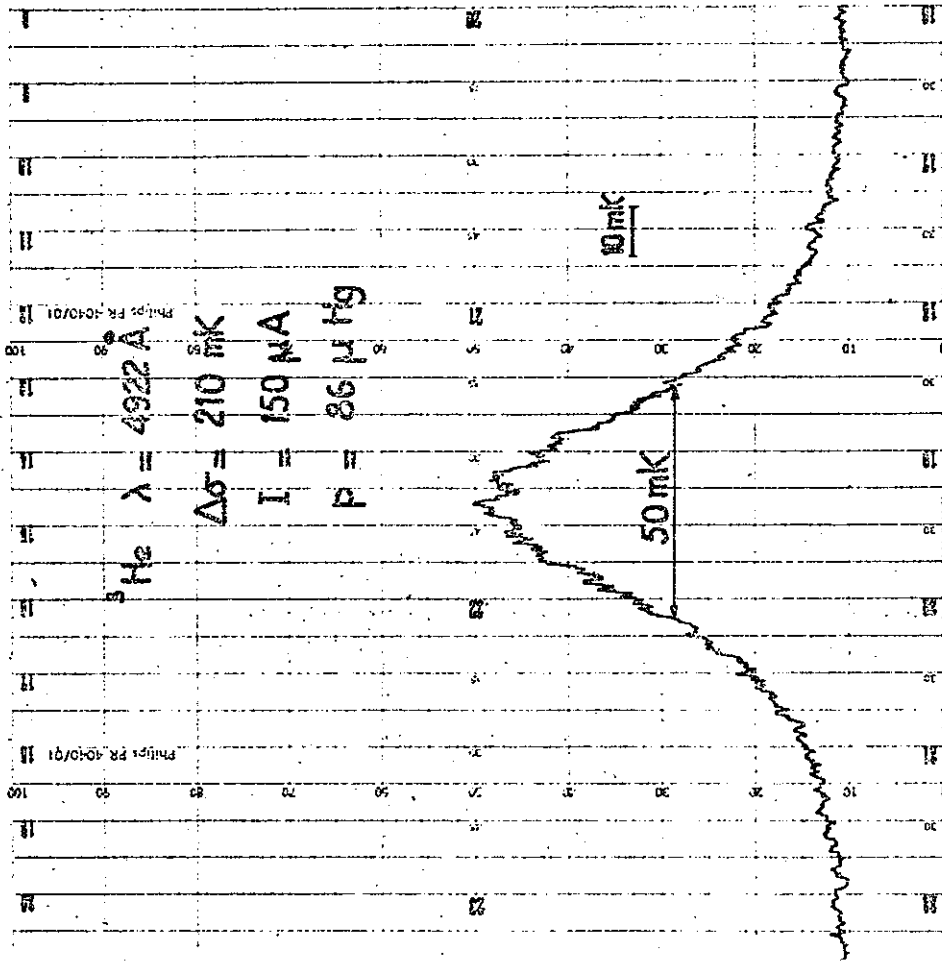


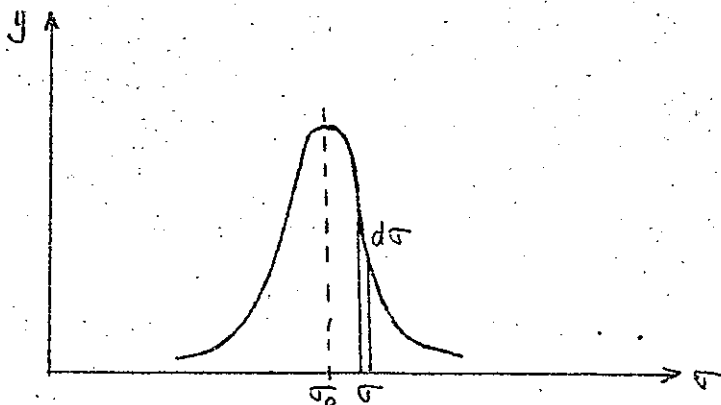
Fig. 7.- Circulation de ^3He dans Le banc à vide.



On peut constater qu'effectivement un élargissement est décelable quand on passe de ${}^4\text{He}$ à ${}^3\text{He}$. L'effet Doppler ne suffit pas à l'expliquer (intervention de la masse atomique qui passe de 4 à 3) puisqu'ici encore l'élargissement par pression est prépondérant. D'autre part on peut constater que l'élargissement diminue si la largeur de la raie ${}^4\text{He}$ augmente, ce qui est compatible avec la présence d'une structure.

Nous allons essayer de donner un ordre de grandeur de la structure ; pour cela nous allons partir d'une relation rigoureuse, mais, pour l'appliquer, nous ferons de larges approximations, en particulier au sujet de la forme de la raie, approximations justifiées par l'imprécision des mesures.

Introduisons la notion de moment d'inertie d'une raie. Soit une raie de largeur à mi-hauteur δ , ayant une intensité y fonction de σ



Le moment d'inertie de cette raie par rapport à son centre de gravité peut s'exprimer par l'intégrale

$$\int_{-\infty}^{+\infty} y (\sigma - \sigma_0)^2 d\sigma$$

On peut rapporter ce moment d'inertie à l'unité de surface, ce qui revient à considérer le carré du rayon de giration.

$$R^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} y (\sigma - \sigma_0)^2 d\sigma}{\int_{-\infty}^{+\infty} y d\sigma}$$

Si on suppose que la raie a un profil gaussien, R^2 prend la forme

$$R^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp -\frac{(\sigma - \sigma_0)^2}{\alpha^2} \cdot (\sigma - \sigma_0)^2 d\sigma}{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp -\frac{(\sigma - \sigma_0)^2}{\alpha^2} d\sigma}$$

soit en posant $\sigma - \sigma_0 = x$ et en intégrant le numérateur par parties $R^2 = \frac{1}{2} \alpha^2$

Soit x_0 la valeur de x pour laquelle $y = \frac{1}{2}$; la valeur de x_0 est

$$x_0 = \alpha \sqrt{L_2} \quad \text{et la largeur } \delta \text{ de la raie à mi-hauteur vaut:}$$

$$\delta = 2 x_0 = 2 \alpha \sqrt{L_2} \quad \text{soit } \frac{1}{\alpha^2} = \frac{L_2}{4 \delta^2}$$

$$\text{d'où } R^2 = \frac{L_2}{8 \delta^2} \quad (1)$$

Soient maintenant deux raies d'intensités relatives A et B, a et b leurs distances respectives au centre de gravité de leur résultantes, d leur distance commune. Le carré du rayon de giration de l'ensemble s'exprime par le théorème de Huyghens :

$$R^2 = R_A^2 + R_B^2 + A a^2 + B b^2$$

R_A et R_B étant les rayons de giration propres des raies A et B, avec d'autre part

$$A + B = 1 \quad (2)$$

$$A a = B b \quad (3)$$

$$a + b = d \quad (4)$$

Appliquons cette méthode aux raies 4922 Å de ^3He et ^4He . Soit R_L le rayon de giration de la raie simple de ^4He . Si nous supposons que la raie de ^3He possède deux composantes A et B, nous avons

$$R_3^2 = R_A^2 + R_B^2 + A a^2 + B b^2$$

Evaluons le rapport $\frac{A}{B}$. La structure est due à la décomposition du niveau 4^1D pour lequel $J = L = 2$. Puisque $I = \frac{1}{2}$ il en résulte deux valeurs de $F = \frac{3}{2}$ et $\frac{5}{2}$ et le rapport des intensités vaut :

$$\frac{A}{B} = \frac{2 \times \frac{5}{2} + 1}{2 \times \frac{3}{2} + 1} = \frac{3}{2} \quad (5)$$

La somme $R_A^2 + R_B^2$ ne diffère de R_4^2 que par un terme correctif tenant compte de la différence d'élargissement Doppler quand on passe de ^3He à ^4He .

$$\text{Donc} \quad R_3^2 = R_4^2 + c_T^2 + Aa^2 + Bb^2$$

Au lieu de mesurer R , difficile à atteindre, nous mesurons les largeurs à mi-hauteur et nous avons admis qu'avec une approximation suffisante nous pouvons utiliser la relation (1) établie pour une raie Doppler, d'où :

$$\frac{\int_3^2 - \int_4^2 - \int_T^2}{8L^2} = Aa^2 + Bb^2 \quad (6)$$

Les relations (2) (3) (4) (5) permettent de calculer la valeur

$$Aa^2 + Bb^2 = \frac{6}{25} d^2$$

La distance d des deux composantes s'exprime donc par la formule

$$d^2 = \frac{25}{6} \frac{\int_3^2 - \int_4^2 - \int_T^2}{8L^2}$$

\int_3^2 et \int_4^2 sont directement données par l'enregistrement. La largeur Doppler de la raie ^4He , dans les conditions de nos enregistrements, se situe aux environs de 21 mK par comparaison avec des expériences antérieures sur la raie 4713 [9]. La largeur de la raie ^3He sera donc $21 \times \sqrt{\frac{4}{3}}$ mK soit un terme correctif

$$\int_T^2 = (21)^2 \frac{1}{3}$$

En utilisant pour δ_3 et δ_4 les valeurs du tableau N° 3 on trouve pour d la valeur $d = 14 \text{ mK}$

En fait ceci ne donne qu'un ordre de grandeur très approximatif mais la valeur de d est certainement inférieure à 30 mK, valeur prévue d'après les expériences en résonance magnétique. Pour obtenir un résultat plus sûr, il faut affiner les raies en travaillant à très faibles pressions, ce qui exigerait l'emploi d'une lampe de dimensions supérieures à celles de la lampe utilisée.

- BIBLIOGRAPHIE -

- [1] KUHN - Atomic Spectra
- [2] DECOMPS B. - Thèse 3ème Cycle - 1960
- [3] CHANTREL H. - J. Rech. C.N.R.S. - Mars 1959, 46, 17
- [4] JACQUINOT P. - DUFOUR C. - J. Rech. C.N.R.S. - 1948, 2, 91
- [5] DUFOUR C. - Thèse - 1949
- [6] BLAISE J. - Journal de Physique et le Radium - MARS 1958, 19, 335
- [7] CHABBAL R. - JACQUINOT P. - Revue d'Optique, 40, 4, 1961
- [8] BROCHARD J. - CHABBAL R. - CHANTREL H. - JACQUINOT P. - Journal de Physique et le Radium, 18, 596, Oct.1957
- [9] BROCHARD J. - CHABBAL R. - CHANTREL H. - JACQUINOT P. - Comptes-Rendus des séances de l'Académie des Sciences - tome 241 - 935,37, 1955

Qu'il me soit permis d'exprimer ma reconnaissance et mes remerciements à Monsieur le Professeur JACQUINOT qui a bien voulu m'accepter dans son laboratoire pour ce travail, à Monsieur le Professeur BROCHARD pour la sollicitude avec laquelle il m'a guidé et conseillé.

Mes remerciements vont également à Monsieur VETTER qui m'a initié au fonctionnement du Fabry-Perot photoélectrique et à toute l'équipe de structure hyperfine du Laboratoire Aimé COTTON.