

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

**APPLICATIONS DES MASERS A $N^{15}H_3$
A LA MESURE
ET A LA DÉFINITION DU TEMPS**

THÈSE

**PRÉSENTÉE A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL
POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES**

PAR

JEAN DE PRINS

**LICENCIÉ EN SCIENCES PHYSIQUES
DE L'UNIVERSITÉ LIBRE DE BRUXELLES**

1961

**IMPRIMERIE DELACHAUX & NIESTLÉ S.A.
NEUCHÂTEL (SUISSE)**

Tous droits réservés pour tous pays y compris l'U.R.S.S.
© Delachaux & Niestlé s. a., Neuchâtel (Switzerland), 1961

APPLICATIONS DES MASERS A N^{15}H_3 A LA MESURE
ET A LA DÉFINITION DU TEMPS

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

FACULTÉ DES SCIENCES

La Faculté des Sciences de l'Université de Neuchâtel, sur rapport de MM. les professeurs J. Rossel, J.-P. Blaser et Dr J. Bonanomi, autorise l'impression de la présente thèse sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont contenues.

Neuchâtel, le 19 juillet 1961.

Le Doyen :
CLAUDE FAVARGER

REMERCIEMENTS

Jc remercie vivement M. J. Bonanomi, qui m'a initié à la technique des étalons de fréquence et qui m'a suggéré ces recherches sur les masers à $N^{15}H_3$.

Je tiens aussi à exprimer ma reconnaissance au Professeur Rossel, qui a introduit à Neuchâtel la chronométrie atomique, pour son intérêt constant, ainsi que pour ses nombreuses suggestions lors de la rédaction du manuscrit.

Mes remerciements vont également au Professeur Blaser qui m'a toujours utilement conseillé pour les problèmes astronomiques.

J'ai apprécié l'appui que m'a procuré le Professeur Mügeli, directeur du Laboratoire suisse de recherches horlogères, durant l'élaboration de ce travail dans son institution.

Ma gratitude va aussi à mes collègues de travail, et plus spécialement à M. Kartaschoff qui a contribué à la réalisation de la partie électronique.

J'ai bénéficié enfin de l'appui compétent de nos mécaniciens auxquels j'exprime mes remerciements, en particulier à M. Aeberli pour son travail expert et dévoué.

CURRICULUM VITAE

Je suis né le 3 mai 1932 à Braaschaet (Belgique). J'ai suivi les classes primaires et secondaires à Bruxelles. En 1949, j'ai obtenu le diplôme et certificat d'études moyennes, section scientifique, à l'Athénée Royal d'Ixelles. Après quatre années d'études à la Faculté des Sciences de l'Université libre de Bruxelles, j'ai obtenu en 1954 le grade de Licencié en Sciences physiques, avec distinction. Après mon service militaire, j'ai été associé dès 1956 aux travaux du Laboratoire suisse de recherches horlogères, d'abord pendant trois ans comme stagiaire du Centre belge de Navigation, ensuite comme employé de ce laboratoire. J'ai également bénéficié en 1958, dans le cadre d'une collaboration avec l'Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel, d'un subside du Fonds national suisse pour la recherche scientifique. En été 1961, j'ai été nommé chargé de cours à l'Université libre de Bruxelles.

APPLICATIONS DES MASERS A $N^{15}H_3$

A LA MESURE ET

A LA DÉFINITION DU TEMPS

Sommaire

Les masers à ammoniac sont étudiés en vue de leur emploi comme étalon de fréquence. Ils oscillent sur la raie d'inversion $J = K = 3$ de $N^{15}H_3$. Les masers à simple jet permettent de réaliser un étalon de fréquence dont la stabilité est de 2 à $3 \cdot 10^{-11}$ et l'exactitude de l'ordre de 10^{-9} . Les expériences sur les masers à deux jets suggèrent que leur emploi permet d'obtenir une stabilité de quelques 10^{-12} et une exactitude meilleure que 10^{-10} .

Quelques problèmes liés aux applications des étalons atomiques sont également étudiés, en particulier la définition et l'établissement d'une échelle de temps atomique, l'analyse de la rotation de la Terre, et la définition de la seconde.

Summary

Ammonia masers are studied concerning their use as frequency standards. They oscillate on the $J = K = 3$ inversion line of $N^{15}H_3$. Single-beam masers allow the realization of a frequency standard with a stability of $2 \cdot 3 \cdot 10^{-11}$, and an accuracy of about 10^{-9} . Experiments on double-beam masers suggest that their use makes it possible to obtain a stability of the order of 10^{-12} and an accuracy better than 10^{-10} .

Some problems related to the applications of frequency standards, are also studied, in particular the definition and establishment of an atomic time scale, the analysis of the rotation of the Earth, and the definition of the second.

I. INTRODUCTION

Nous tenons, dans cette introduction, à placer nos recherches sur les masers dans le cadre plus général de la mesure du temps et des fréquences, l'étude d'un appareil étant fortement influencée par ses applications futures.

I. 1. REMARQUES SUR LA MESURE DU TEMPS ET DES FRÉQUENCES

Depuis plusieurs années, des efforts sont en cours pour améliorer la mesure du temps à l'aide des techniques de la spectroscopie des micro-ondes ou ondes ultrahertziennes (longueur d'onde comprise entre 1 mm et 10 cm environ). Tous les garde-temps utilisés auparavant sont sujets à des modifications de leurs caractéristiques au cours du temps; cela est dû au fait que le système régulateur met en jeu des propriétés macroscopiques de la matière. Par contre,

un étalon de fréquence atomique basé sur les propriétés individuelles des atomes ou des molécules ne présente pas, en principe, ces variations.

La figure I. 1 indique la précision obtenue pour la mesure du temps et des fréquences au cours des âges. L'on y voit que jusque vers 1930, les mesures les plus précises étaient basées sur la rotation de la Terre; les garde-temps étaient employés comme instruments d'interpolation. A partir de 1930, l'introduction des horloges à quartz a permis de détecter certaines irrégularités de rotation de la Terre. Malheureusement, ces derniers garde-temps ne permettent pas en fait de déterminer une échelle de temps, la fréquence du quartz variant au cours du temps.

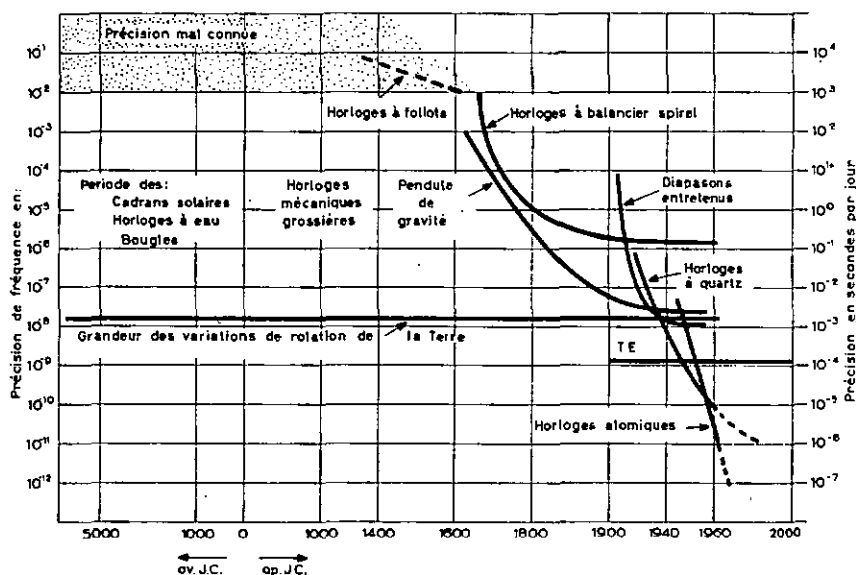


Fig. I. 1.

Précision obtenue pour la mesure du temps et des fréquences au cours des âges.

Le développement des techniques de spectroscopie micro-onde conduisit à la réalisation des étalons atomiques. Les remarquables propriétés de ceux-ci ont permis la définition et l'établissement d'une nouvelle échelle de temps.

Les fréquences des étalons atomiques, comprises entre 1 et 25 GHz, sont actuellement impossibles à démultiplier. Aussi sont-elles généralement comparées à la fréquence d'un oscillateur à quartz. Celui-ci, ainsi étalonné à intervalles réguliers, peut servir de référence et de garde-temps.

Une horloge atomique est donc constituée par :

- a) un étalon de fréquence où l'élément de référence est une raie du spectre micro-onde.
- b) un oscillateur à quartz étalonné par cette raie et fonctionnant en régime asservi ou non.

Plusieurs types d'étalons atomiques sont actuellement étudiés dans différents laboratoires. Ce sont avant tout les *jets à césium* et les *masers*¹ à *ammaniac*; les systèmes à jets de thallium ou monoxyde de carbone, ainsi que les masers à hydrogène promettent en principe les meilleurs résultats pour la réalisation d'étalons primaires. Les cellules à gaz (*voir p. 16*) présentent également un intérêt certain comme étalons secondaires.

I. 2. NOTIONS D'EXACTITUDE ET DE STABILITÉ

Pour éviter toute confusion, nous tenons à définir ces deux notions dès maintenant. Un étalon de fréquence atomique est en principe un dispositif destiné à mesurer la fréquence moyenne des ondes électromagnétiques émises ou absorbées par les atomes ou molécules d'une même espèce.

Nous entendons par *exactitude* la propriété, pour un étalon, de mesurer une fréquence identique à celle qu'émettraient ou absorberaient les atomes ou les molécules en dehors de toute perturbation extérieure.

Nous définissons par *stabilité d'un étalon*, en fonctionnement permanent ou non, l'invariance temporelle de la fréquence mesurée, quelle que soit cette fréquence.

Nous appelons *précision de mesure*, la précision avec laquelle nous pouvons comparer l'étalon à un autre étalon ou à un oscillateur à quartz. On tâche autant que possible d'avoir une précision de mesure supérieure à la stabilité.

Dans ce mémoire, les trois grandeurs seront exprimées en unités relatives, par exemple en unité fois 10^{-11} .

La précision obtenue dépend de la durée de la mesure (τ). La stabilité contrôlée durant ce temps dépend généralement de τ suivant une loi en $\tau^{1/2}$, pour τ de l'ordre de quelques millisecondes à quelques minutes. Cela découle simplement des lois statistiques fondamentales. Pour une durée de mesure plus grande et suivant le type d'étalon, la stabilité est conditionnée de plus en plus fortement par la reproductibilité des conditions expérimentales.

La connaissance des propriétés de stabilité et d'exactitude sont primordiales pour évaluer les qualités respectives des différents types d'étalons de fréquence.

I. 3. HORLOGES A QUARTZ

Actuellement toute horloge atomique comprend un oscillateur à quartz. Il est donc essentiel de connaître quelques propriétés de ces oscillateurs.

I. 3. 1. Principe de fonctionnement

Les cristaux de quartz, ainsi que d'autres cristaux caractérisés par l'absence d'un centre de symétrie, se chargent électriquement sur certaines faces s'ils sont soumis à une contrainte mécanique (effet piézo-électrique); réciproquement s'ils sont placés dans un champ électrique, ils subissent une déformation mécanique.

¹ Maser = Microwave amplification by stimulated emission of radiation.

Une lame de quartz, convenablement taillée et dont on métallise certaines faces pour les relier aux pôles d'une source de tension alternative se met à vibrer. Le quartz possède plusieurs modes oscillatoires caractérisés par des périodes propres de vibrations élastiques; il y a résonance lorsque la période des oscillations électriques est égale à celle des vibrations mécaniques, l'énergie électrique fournie ne sert qu'à entretenir le mouvement vibratoire dont la fréquence est déterminée par le cristal. Le quartz est un résonateur dont le coefficient de qualité Q est élevé (environ 10^6). Il peut de ce fait constituer un bon garde-temps.

I. 3. 2. Propriétés de stabilité

Le quartz n'a aucune propriété d'exactitude, équivalente à celle définie au chapitre I. 2. pour les horloges atomiques. En effet, la fréquence propre de vibration dépend de la coupe et des dimensions du cristal, de plus elle augmente en général avec le temps, à la suite d'un effet de vieillissement. De ce fait, la stabilité du quartz ne peut pas être définie de la même manière que pour les étalons atomiques. Pour les oscillateurs à quartz, la stabilité sera exprimée en unités relatives par unité de temps. Cette grandeur est la qualité maîtresse du quartz, à préciser pour l'emploi de ces oscillateurs dans une horloge atomique.

Nous avons utilisé pour nos expériences :

1. Des horloges à quartz de marque « James Knights » type FS-1100 TP dont la fréquence est de 1 MHz. Ces horloges sont calibrées à l'aide de l'étalon atomique et servent à déterminer une échelle de temps.

2. Un oscillateur à quartz auxiliaire construit dans notre laboratoire [Kar 58]. Le quartz, de coupe A.T., est fourni sur support HCG-U. Sa fréquence est de 8,5 MHz.

La stabilité de ces oscillateurs a été étudiée. Cette propriété étant importante pour nos expériences, nous donnons les principaux résultats obtenus :

a) *Stabilité à court terme*: Cette propriété fixe la précision avec laquelle la fréquence des oscillateurs à quartz peut être mesurée lorsque la durée de mesure τ est choisie entre quelques millisecondes et quelques secondes. Les mesures faites sur les oscillateurs auxiliaires de 8,5 MHz ont montré que l'écart type d'une mesure de fréquence (σ_v) est lié au temps de mesure par les relations suivantes :

pour $10^{-2}\text{s} < \tau < 2 \cdot 10^{-1}\text{s}$	$\sigma_v \simeq 7 \cdot 10^{-12} \cdot \tau^{-1/2}$	[KDB 60]	(fig. I. 2)
pour $2 \cdot 10^{-1}\text{s} < \tau < 100\text{s}$	$\sigma_v \simeq 1,5 \cdot 10^{-11}$		

Les mesures faites sur les oscillateurs de 1 MHz ont donné les résultats suivants :

$\tau = 4,5\text{ s}$	$\sigma_v = 3,5 \cdot 10^{-11}$	(fig. I. 3)
$\tau = 92\text{ s}$	$\sigma_v = 1,5 \cdot 10^{-11}$	

b) *Stabilité à long terme*: Pour un quartz en service continu dans un oscillateur, la variation de fréquence due au vieillissement, rapide au début, diminue assez vite, pour finalement se stabiliser.

Ainsi l'oscillateur « James Knight » de 1 MHz, situé au L.S.R.H. a un vieillissement de $0,90 \cdot 10^{-10}$ /jour. Ce chiffre ne varie pas de plus de quelques pour-cents sur des intervalles de l'ordre d'une quinzaine de jours (fig. I. 4).

Ces différents résultats montrent que dans les mesures de fréquence faites avec une horloge atomique, les erreurs de mesure dues au quartz ne sont pas négligeables dès que l'étalon a une stabilité dépassant quelques 10^{-11} .

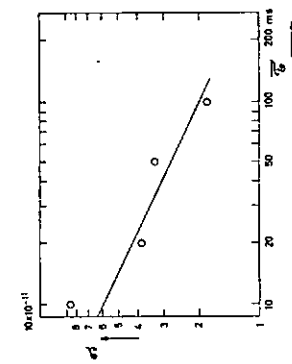


Fig. I. 2.

Ecart type d'une mesure de fréquence (σ_f) en fonction du temps de mesure (τ) pour nos oscillateurs à quartz de 8,5 MHz.

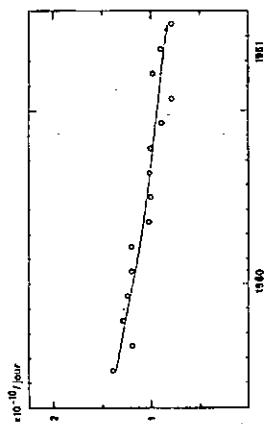


Fig. I. 4.

Moyenne mensuelle du vieillissement de l'horloge à quartz de 1 MHz.

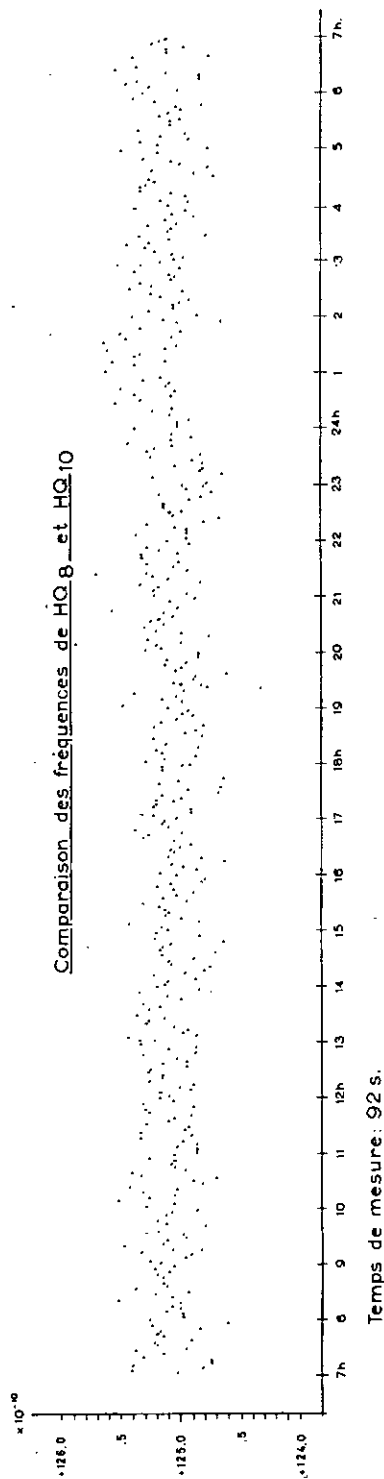


Fig. I. 3.

Comparaison de fréquence entre deux horloges à quartz de 1 MHz.

I. 4. ETALONS ATOMIQUES

Les horloges atomiques font généralement appel aux propriétés individuelles des particules d'un gaz. En effet, le contenu énergétique d'une molécule ou d'un atome isolé ne possède pas une valeur quelconque, mais est restreint à une suite de valeurs permises $E_0, E_1, \dots, E_n$, correspondant aux différents états d'énergie possibles.

Ces systèmes peuvent passer d'un état d'énergie à un autre, ceci pour autant que la différence d'énergie soit émise ou absorbée. Ce passage peut se faire par émission ou absorption d'un quantum de radiation électromagnétique (photon). La fréquence de la radiation émise ou absorbée ν_{ij} est déterminée par la relation :

$$|E_i - E_j| = h \nu_{ij} \quad \text{où } h \text{ est la constante de PLANCK.}$$

Remarquons encore que le passage d'un état à l'autre peut se faire soit spontanément (émission spontanée), soit sous l'effet d'un champ électromagnétique oscillant à la fréquence ν_{ij} (transition induite).

Dans un étalon de fréquence atomique, la fréquence de l'étalon est contrôlée par une fréquence de référence ν_{ij} , associée à la transition des atomes ou des molécules d'un état d'énergie E_i à un état d'énergie E_j . La réalisation d'un étalon atomique demande :

- la construction d'un dispositif permettant l'observation d'une transition dans le domaine des micro-ondes (1 à 100 GHz);
- la détermination du centre de la raie et la mesure de la fréquence correspondante.

Il serait trop long d'expliquer toutes les raisons, théoriques et pratiques, qui ont conduit à adopter des raies dans le domaine de 1 à 100 GHz. Nous n'indiquerons que quelques considérations essentielles.

Les qualités exigées d'une raie spectrale, pour son utilisation dans un étalon atomique, sont les suivantes :

1. une faible largeur relative $\left(\frac{\Delta \nu}{\nu}\right)$,
2. une forte intensité,
3. la fréquence du centre de la raie doit être aussi indépendante que possible des conditions expérimentales.

Nous allons examiner successivement ces différentes exigences :

1. Il est évident que la détermination du centre d'une raie sera d'autant plus facile que, toutes choses égales, la largeur relative $\frac{\Delta \nu}{\nu}$, est plus petite.

La probabilité d'émission spontanée est proportionnelle à ν^3 . Il en résulte que dans le domaine visible, sa valeur est de l'ordre de $10^8/s$ tandis qu'elle est de l'ordre de $10^{-8}/s$ à $10^{-11}/s$ dans le domaine ultrahertzien.

La raie observée a une largeur plus grande que la largeur naturelle; ceci est dû aux effets perturbateurs, principalement à l'effet Doppler et aux collisions entre molécules et contre les parois. La faible probabilité de transition spontanée dans le domaine des micro-ondes permet la mise au point de méthodes raffinées en vue d'éviter ces effets perturbateurs.

Comme la probabilité d'émission spontanée est faible, toutes les mesures se font à l'aide de transitions induites. Dans ces conditions si Δt est le temps d'interaction des particules avec le champ de haute fréquence, la largeur de raie est donnée par une relation du type

$$\Delta \nu \cdot \Delta t = \text{cte} \quad \text{où} \quad \text{cte} \approx 1. \quad (\text{I. 1})$$

Donc la largeur relative est égale à :

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} \approx \frac{1}{\Delta t \cdot \nu} \quad (\text{I. 2})$$

Cette relation montre l'intérêt, à toutes conditions égales, de travailler à des fréquences plus élevées. Ce sont actuellement des limitations techniques qui empêchent de travailler à des fréquences plus hautes que 100 à 300 GHz.

2. Les populations des deux niveaux entre lesquels a lieu la transition sont quasi identiques dans le domaine des fréquences considérées, pour un gaz en équilibre thermique.

Soit N_1 le nombre de particules dans l'état d'énergie supérieure et N_2 le nombre dans l'état inférieur. Nous aurons :

$$N_1 + N_2 = N = \text{nombre total} \quad (\text{I. 3})$$

et
$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (\text{I. 4})$$

Aux fréquences des micro-ondes le rapport $h\nu/kT \ll 1$ et on déduit de ces deux équations que :

$$N_2 - N_1 \approx \frac{h\nu}{2kT} N \approx 10^{-3} N$$

Comme d'autre part, la probabilité d'émission induite est égale à la probabilité d'absorption induite, l'intensité de la raie d'absorption obtenue sera faible. Pour remédier à cet inconvénient, il sera indispensable de modifier les populations en surpeuplant un des deux niveaux par un moyen adéquat.

3. En vue d'obtenir une très bonne exactitude, les étalons doivent employer des transitions dont les caractéristiques sont déterminées uniquement par des facteurs internes des molécules ou des atomes, et aussi indépendantes que possible des facteurs extérieurs (champs magnétiques, température, etc.). Cette condition élimine une bonne partie des raies micro-ondes et il ne reste finalement à notre disposition que les spectres moléculaires gazeux et les transitions de structure hyperfine magnétique des atomes.

Deux méthodes sont le plus couramment employées pour satisfaire aux conditions requises : les jets atomiques ou moléculaires et les cellules à gaz.

a) Jets atomiques ou moléculaires

1. Comme dans un jet les particules parcourent dans une même direction des trajectoires quasi parallèles, les collisions sont évitées. De plus, l'on

s'arrange pour que l'émission des ondes électromagnétiques ait lieu perpendiculairement à l'axe du jet, ce qui évite l'effet Doppler du premier ordre.

2. Un des deux états est sélectionné dans le jet. Cette méthode est actuellement employée pour les étalons à césium et à ammoniac. Des projets sont en cours pour l'emploi du thallium et du monoxyde de carbone.

Les étalons actuellement réalisés ont une stabilité de l'ordre de 10^{-11} et une exactitude de l'ordre de 10^{-10} .

b) Cellule à gaz

1. Le gaz actif est placé, très dilué, dans une cellule fermée. Un gaz étranger (gaz tampon) est également introduit dans l'enceinte; il est choisi de manière que les collisions entre ses molécules et celles du gaz perturbent au minimum les caractéristiques d'émission de ces dernières. DICKE a montré que dans ces conditions, l'effet Doppler était fortement diminué [Dic 53].

Une méthode similaire consiste à enduire les parois de la cellule d'un revêtement spécial, qui joue le même rôle que le gaz tampon.

2. Les populations des deux états sont rendues inégales par les techniques de pompage optique [Kas 60].

Ce type d'étalon présente des avantages en ce qui concerne la stabilité à court terme. Malheureusement les chocs avec le gaz tampon ou les parois perturbent quelque peu l'émission, ce qui se traduit par un changement de fréquence en fonction des conditions expérimentales. L'exactitude est par conséquent moins bonne.

Le maser à hydrogène [Gol 60] semble être une exception qui promet une stabilité et une exactitude meilleure que 10^{-12} .

Jusqu'à présent, nous n'avons considéré, comme facteur influençant la stabilité et la précision de mesure, que la largeur relative de raie. Un facteur important pour la mesure sera la définition de la raie, c'est-à-dire le rapport signal/bruit.

Une analyse très grossière, mais qui donne le bon ordre de grandeur, permet de prévoir la valeur de la stabilité maximum qu'on peut attendre d'un étalon.

L'écart type σ de la mesure de la fréquence d'un photon est de l'ordre de la largeur de raie $\Delta\nu$:

$$\sigma \simeq \Delta\nu \quad (I. 5)$$

L'écart type σ_n , de la mesure de fréquence de n photons sera, suivant les lois de la statistique, de l'ordre de

$$\sigma_n = \sigma n^{-1/2} \simeq \Delta\nu \cdot n^{-1/2} \quad (I. 6)$$

Si l'étalon à étudier mesure effectivement les transitions de N photons par seconde, la stabilité pour un temps de mesure τ pourra être au mieux:

$$\sigma_n = \Delta\nu \cdot N^{-1/2} \cdot \tau^{-1/2} \quad (I. 7)$$

Le tableau I. 1 donne les résultats de cette évaluation pour quelques types d'étalons étudiés. Ces calculs ne sont qu'une estimation d'ordre de grandeur, et les valeurs obtenues représentent une borne supérieure de qualité.

Ainsi dans le cas du maser à hydrogène, les inhomogénéités du champ magnétique, dans l'état actuel de la technique, empêcheront d'obtenir des stabilités dépassant sensiblement 10^{-13} .

Tableau I. 1

	$\Delta\nu/\nu$	N en mol./s	σ_ν/ν
Maser à NH_3	10^{-7}	10^{12}	$10^{-13} \cdot \tau^{-\frac{1}{2}}$
Jet à césium	$3 \cdot 10^{-9}$	10^5	$10^{-11} \cdot \tau^{-\frac{1}{2}}$
Maser à hydrogène	10^{-9}	10^{12}	$10^{-16} \cdot \tau^{-\frac{1}{2}}$

La stabilité d'un étalon est en fait une caractéristique à déterminer expérimentalement.

L'exactitude d'un étalon atomique de type déterminé est une grandeur assez difficile à évaluer. Il faudra étudier avec soin le modèle, en variant autant que possible les paramètres expérimentaux, et tirer de ces expériences ainsi que de la théorie du fonctionnement de l'appareil, la valeur de la fréquence la plus vraisemblable.

I. 5. APPLICATIONS DES HORLOGES ATOMIQUES

Quelques applications, en particulier l'analyse de la rotation de la Terre et les questions relatives à la définition de la seconde, seront discutées en détail à la fin de ce mémoire.

Nous aimerions présenter très succinctement quelques domaines d'applications des horloges atomiques.

a) Les problèmes de navigation

Certaines méthodes de repérage de satellites ou d'engins balistiques, certains systèmes de communication demandent une synchronisation très poussée d'horloges séparées. Un projet américain WOSAC [RW 60] a comme but d'obtenir une précision de synchronisation mondiale de $\pm 1 \mu\text{s}$. Ceci exige des horloges atomiques de très haute précision; en effet, une erreur de $1 \mu\text{s}/\text{jour}$ correspond à une erreur de l'ordre de 10^{-11} sur la fréquence.

b) Les études de propagation des ondes radio exigent que la fréquence des émetteurs soit maintenue à une valeur constante et connue. L'emploi des étalons atomiques permet de satisfaire à cette condition [Pie 57].

c) Les vérifications de théories physiques

1. Depuis la présentation de la théorie de la relativité générale, quelques tests ont été proposés et appliqués pour confirmer cette théorie. Les expériences faites ne donnent à l'heure actuelle qu'une forte présomption en faveur de cette théorie.

Une expérience sur le déplacement de fréquence, dû au champ gravitationnel, pourrait être réalisée à l'aide des satellites artificiels. Les horloges atomiques auraient une précision suffisante pour déceler le décalage prévu par la théorie, de l'ordre de $7 \cdot 10^{-10}$ dans le cas d'un satellite terrestre assez distant. Un tel projet existe aux U.S.A. [BKN 59, GW 59].

2. Une théorie de DICKE [Dic 59] prévoit une différence au cours de l'année entre les fréquences des étalons à césium et à ammoniac de l'ordre de $2 \cdot 10^{-11}$, et d'autre part, la possibilité d'une variation séculaire relative des deux étalons de l'ordre de quelques 10^{-11} par an.

II. THÉORIE DU MASER

Le maser, étudié dans ce travail en vue de son emploi comme étalon de fréquence, est un maser du type gazeux, à deux niveaux d'énergie. Les raies utilisées sont celles du spectre d'inversion de l'ammoniac.

Le dispositif est composé essentiellement d'un gicleur produisant un jet de molécules d'ammoniac, d'un sélecteur d'états où le jet est enrichi en molécules se trouvant dans l'état supérieur d'inversion par l'action d'un champ électrostatique inhomogène, et d'une cavité résonnante cylindrique dans laquelle les molécules entretiennent par émission induite une oscillation de très haute pureté spectrale.

Nous désirons présenter ici un rappel des théories du maser proposées dans d'autres publications. Nous ne nous intéresserons pas à la théorie pour elle-même, mais pour ses incidences sur l'emploi du maser en tant qu'étalon de fréquence. La théorie présentée ci-dessous n'est donc pas complète, et de plus, certains aspects, primordiaux pour l'étude des étalons de fréquences, seront plus longuement discutés qu'il ne serait justifié dans une théorie générale du maser.

II. 1. THÉORIE DU MASER OSCILLANT

La théorie du maser à ammoniac a été établie par SHIMODA, WANG et TOWNES [SWT 56]; les principaux résultats en sont donnés ci-dessous :

a) Nombre minimum de molécules nécessaires à l'entretien de l'oscillation

Si un certain nombre de molécules dans l'état d'énergie supérieure sont focalisées dans la cavité, une oscillation entretenue peut être obtenue : les pertes dans la cavité sont compensées par l'énergie émise par les molécules.

Le flux minimum de molécules dans l'état d'énergie supérieure, nécessaire pour entretenir l'oscillation, est donné par :

$$n_{min} = h v^2 A / 4 \pi^2 (\bar{\mu})^2 L Q_c \quad (II. 1)$$

où L est la longueur de la cavité

A est la surface de la section transversale de la cavité

Q_c est le facteur de qualité de la cavité

v est la vitesse des molécules dans la cavité

$\bar{\mu}$ est l'élément de matrice de la transition considérée quand le moment dipolaire électrique est aligné avec le champ électrique E dans la cavité.

Pour une cavité de type TM_{010} de 18 cm de longueur, et la raie 3-3 de $N^{16}H_3$, $n_{min} \approx 10^{12}$ molécules/sec.

Cette formule est valable, pour autant que la fréquence de la cavité soit accordée sur celle de la raie employée.

b) Fréquence d'oscillation

Le maser est un oscillateur à réaction, sa fréquence dépend de l'accord de la cavité, et est donnée par :

$$\frac{\nu_M - \nu_0}{\nu_0} = \frac{Q_c}{Q_L} \frac{1 - \cos 2\theta}{2,8 \left(1 - \frac{\sin 2\theta}{2\theta}\right)} \frac{\nu_c - \nu_0}{\nu_0} \quad (\text{II. 2})$$

où ν_M est la fréquence du maser,
 ν_c est la fréquence de la cavité TM_{010} ,
 ν_0 est la fréquence naturelle de l'ammoniac,
 Q_c est le facteur de qualité de la cavité,
 Q_L est le facteur de qualité de la raie,

tandis que θ est un coefficient de saturation, fonction du nombre n de molécules dans le jet. On peut le définir par la relation

$$\frac{\theta^2}{\sin^2 \theta} = \frac{n}{n_{min}} \quad (\text{II. 3})$$

où n est le nombre de molécules dans l'état d'énergie supérieure.

Posons

$$F(\theta) = \frac{1 - \cos 2\theta}{1 - \frac{\sin 2\theta}{2\theta}} \quad (\text{II. 4})$$

Pour un nombre de molécules augmentant de n_{min} à l'infini, la valeur de $F(\theta)$ varie de 3 à 0. Pour un nombre de molécules voisin de n_{min} , l'équation II. 2 devient :

$$\frac{\nu_M - \nu_0}{\nu_0} \simeq \frac{Q_c}{Q_L} \frac{\nu_c - \nu_0}{\nu_0} \quad (\text{II. 5})$$

Cette dernière équation montre clairement que la fréquence d'oscillation diffère de la fréquence naturelle si la cavité n'est pas accordée sur cette dernière fréquence. On peut dire que la fréquence du maser est entraînée par la cavité. Ceci est bien vérifié par l'expérience.

L'équation II. 2 indique de plus que si n augmente, l'entraînement de la fréquence du maser diminue, la valeur de $F(\theta)$ diminuant. Cette conclusion est infirmée par les expériences, qui montrent qu'au contraire l'entraînement augmente. Ceci est dû aux approximations faites pour le calcul des équations II. 1 et II. 2, et dont les plus importantes sont les suivantes :

1. Les trajectoires des molécules sont supposées parallèles à l'axe de la cavité.

2. On admet que toutes les molécules ont même vitesse v , ce qui définit le facteur de qualité de la raie ou la largeur de raie $\Delta\nu$ sous la forme :

$$Q_L = \frac{\nu_0}{\Delta\nu} \simeq \frac{\nu_0}{v/L} \quad (\text{II. 6})$$

3. On admet que le facteur de saturation est constant dans toute la cavité.

4. L'on ne tient pas compte des collisions entre molécules dans la cavité.

Quelques auteurs ont essayé de prendre en considération la distribution de vitesses [Shi 57-58, VS 60] et les trajectoires réelles des molécules [Hel 59]

mais les corrections ainsi apportées n'ont pas modifié de manière essentielle la relation II. 2. Nous avons, de ce fait, employé la relation II. 5, en adaptant la valeur de Q_L pour tenir compte de la saturation. Cette manière de procéder sera d'ailleurs discutée dans le chapitre III. 5.

D'autre part, l'équation II. 1 indique une diminution continue de n_{min} lorsque la longueur d'interaction augmente. HELMER [Hel 59], par contre, montre que n_{min} passe par un minimum pour une longueur critique de la cavité. Cette longueur est fonction de la divergence du jet dont HELMER tient compte dans son calcul. Cet effet est vérifié par l'expérience.

c) Stabilité du maser oscillant

TOWNES [Tow 60] a calculé la stabilité du maser dans le cas limite où toutes les conditions expérimentales sont supposées constantes. Les fluctuations de fréquence sont liées aux fluctuations de phase introduites par l'émission spontanée et par l'émission induite due au bruit thermique dans la cavité.

Les fluctuations de fréquence sont données par

$$\sigma_\nu = \frac{1}{4 \pi d} \sqrt{\frac{k T}{P \tau}} \quad (II. 7)$$

où d est la durée du passage de la molécule dans la cavité,

T est la température de la cavité,

P est la puissance délivrée par le maser,

τ est la durée de mesure.

Ainsi, pour les masers que nous avons construits, l'équation II. 7 indique que la stabilité est de l'ordre de $10^{-12} \tau^{-1/2}$.

II. 2. VARIATIONS DE FRÉQUENCE

L'équation II. 2 montre que la fréquence du maser peut varier dans des limites assez importantes. Ainsi, la fréquence de nos masers peut être entraînée de plusieurs centaines de hertz ($\simeq 10^{-7}$) avant que l'oscillation ne cesse.

Pour faire du maser un étalon de fréquence, nous devons surmonter cette difficulté et être à même de déterminer sa fréquence caractéristique.

II. 2. 1. Critères de mesure

L'équation d'entraînement II. 5 peut également se mettre sous la forme :

$$\nu_M - \nu_c = Q_c \cdot \frac{\Delta \nu}{\nu_0} \cdot (\nu_c - \nu_0) \quad (II. 8)$$

Il semblerait souhaitable, pour minimiser l'entraînement, de choisir à la fois Q_c et $\Delta \nu \simeq \frac{1}{Q_L}$ aussi faibles que possible. Cependant, comme l'indique l'équation II. I, il est souhaitable que Q_c et $Q_L \simeq \frac{L}{v} \nu_0$ soient grands pour maintenir à une valeur aussi faible que possible le nombre critique de molécules n_{min} .

Pour déterminer une fréquence de maser, nous avons les deux possibilités suivantes : soit maintenir ν_c constant, soit employer des critères pour déterminer le moment où $\nu_c = \nu_0$.

La première solution ne nous a guère semblé adéquate pour la construction d'un étalon de fréquence. L'exactitude serait inférieure à 10^{-8} . La stabilité même ne pourrait pas être garantie pour de très longs intervalles de temps, par suite des variations inévitables de ν_c . Ainsi, pour assurer une stabilité de quelques 10^{-11} , il faudrait assurer la température à 10^{-3}°C près pour une cavité en laiton. De plus, l'altération des dimensions de la cavité d'une centaine d'Å suffit à faire varier la fréquence du maser de quelques 10^{-10} . Dans ces conditions, nous avons préféré la seconde solution, celle du critère permettant de régler finement l'accord de la cavité lors de chaque expérience. Le problème de la définition de fréquence est donc double :

- repérer la fréquence caractéristique du maser,
- mesurer cette fréquence.

Les différents critères étudiés ont été les suivants :

a) *Critère de disparition de l'oscillation*

L'oscillation ne prend naissance que si la cavité est accordée approximativement sur la fréquence moléculaire. Par une variation de sa température, nous déplaçons la fréquence de la cavité jusqu'à ce que les oscillations cessent de part et d'autre de l'accord optimum. La moyenne des deux fréquences de l'oscillation au moment de sa disparition est prise comme résultat de la mesure. La fréquence déterminée par ce critère est reproductible avec une erreur inférieure à $\pm 5 \cdot 10^{-10}$. Vu cette faible précision, ce critère n'a été employé qu'avec des masers fonctionnant sur la ligne 3-3 de N^{14}H_3 [BDHK 57a].

b) *Critère du saut de fréquence*

Le premier critère n'est applicable qu'aux cavités dont le mode possède 0 ou 1 nœud suivant l'axe x ($n = 0$ ou 1). Pour $n > 1$, la raie spectrale est dédoublée par effet Doppler [BDH 58] avec une séparation en fréquence de l'ordre d'une dizaine de kHz ($\nu_1 - \nu_2 \approx n \cdot \frac{v}{L}$; v : vitesse la plus probable des molécules du jet; L : longueur de la cavité). L'oscillation n'est possible qu'à des fréquences voisines de l'une ou de l'autre des deux composantes de la raie double. Lorsque l'accord de la cavité est déplacé d'une composante à l'autre, par une variation de sa température d'environ $0,02^\circ\text{C}$, la fréquence d'oscillation saute abruptement d'environ 10 kHz. La moyenne des deux fréquences du maser immédiatement avant le saut, lorsqu'on s'approche de la discontinuité en venant des basses et des hautes fréquences, est prise comme résultat de la mesure. La reproductibilité des résultats est supérieure à $2 \cdot 10^{-10}$.

Pour faire osciller un maser avec une cavité à mode $n > 1$, le nombre de molécules nécessaire dans la cavité est deux fois plus grand [BDH 58], ce qui est un inconvénient de ce critère.

C'est ce critère qui s'est révélé le plus adéquat pour la mesure des fréquences dans le cas de la raie 3-3 de N^{14}H_3 .

c) *Critère de la double cavité*

Comme l'indique la formule 11. 2, l'entraînement de la fréquence d'un maser est proportionnel au désaccord de la cavité. L'effet est d'autant plus important, que le facteur de qualité Q_c de la cavité est élevé, ce qui est nécessaire pour le bon fonctionnement du maser.

L'emploi de cavités doubles à Q élevé diminue fortement les inconvénients d'une cavité simple. La cavité double est constituée de deux cavités identiques, soudées ensemble et coupées par un trou dans la paroi commune. Le jet de NH_3 traverse une des deux cavités.

Dans ce cas, BONANOMI et al. [BDHK 57a] ont montré que :

$$\frac{\nu_M - \nu_0}{\nu_0} = \frac{3}{2\alpha} \frac{1}{Q_c} \frac{\alpha(1 + \alpha^2 - k^2)}{1 + \alpha^2 + k^2} \quad (\text{II. 9})$$

avec

$$\alpha = Q_c \left(\frac{\nu_M}{\nu_c} - \frac{\nu_c}{\nu_M} \right) \text{ et } k = KQ_c \quad (\text{II. 10})$$

où K est le paramètre du couplage.

Pour $k = 0$ (pas de couplage) cette équation se réduit au cas de la cavité simple traitée par SHIMODA et al. Par contre, dans le cas où $k = 1$ (couplage critique), on voit que la variation de ν_M présente un point d'inflexion avec une tangente horizontale au point $\alpha = 0$. Par conséquent, la courbe donnant la fréquence d'oscillation du maser en fonction de la fréquence de la cavité, présente un palier. Dans ce domaine, l'influence de l'accord de la cavité est donc fortement réduite.

Les mesures sont en complet accord avec l'équation II. 9. La largeur du palier de la courbe, où la variation de fréquence du maser est plus petite que $2 \cdot 10^{-10}$, correspond à une variation de la température de la cavité en laiton cuivré de $0,5^\circ \text{C}$.

Les avantages de cette méthode sont donc les suivants :

1. Par une thermostatisation simple, la cavité peut être maintenue à la fréquence pour laquelle un palier se présente.
2. Les mesures ne nécessitent plus un balayage de la fréquence de la cavité.
3. En outre, en cas de corrosion ou d'autres effets qui affectent dans une même mesure les deux cavités, la fréquence d'oscillation n'est pas modifiée; il y aura seulement un déplacement de la température correspondant au milieu du palier.

Les inconvénients de cette méthode sont les suivants :

1. Si les fréquences d'accord de deux cavités ne sont pas égales, la fréquence du maser ν_M au centre du palier différera de ν_0 . L'exactitude est donc mauvaise.
2. L'oscillation d'une cavité double nécessite un nombre de molécules dans la cavité deux fois plus grand que pour une cavité simple.
3. La construction d'une cavité double est beaucoup plus délicate. En outre le couplage des deux cavités est assez critique à régler.

La cavité double a été employée avec succès dans un étalon de fréquence oscillant sur la ligne 3-3 de N^{14}H_3 avec une précision de 10^{-10} [BDHK 57a].

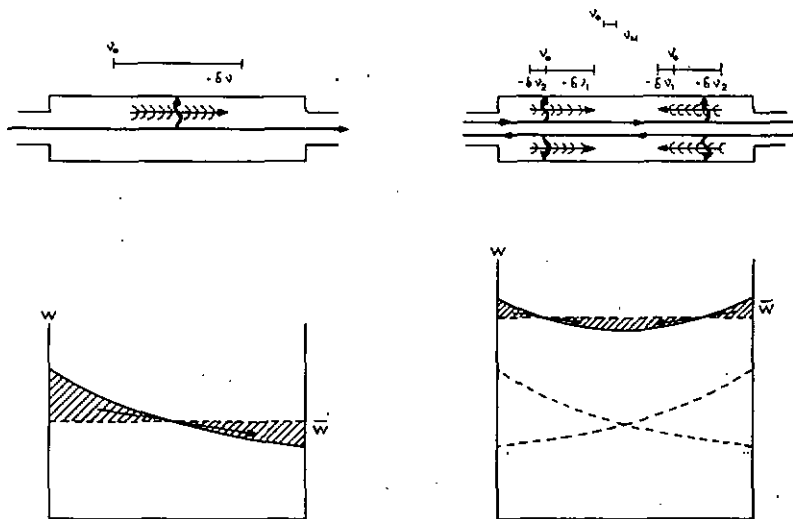


Fig. II. 1.

Représentation qualitative des ondes progressives.

Les figures du haut représentent la cavité et les jets, ainsi que les déplacements de fréquence.
Les figures du bas indiquent les répartitions de l'énergie émise par les molécules.

d) Critère des déplacements magnétiques

SHIMODA, WANG et TOWNES [SWT 56] suggèrent l'utilisation d'un champ magnétique qui déplacerait la fréquence d'oscillation sauf pour l'accord bien réglé de la cavité.

Dans le cas de la ligne 3-3 de $N^{14}H_3$ ce critère s'est révélé peu adéquat. La fréquence mesurée était beaucoup trop dépendante des conditions expérimentales, et de plus différait parfois de quelques 10^{-8} de la fréquence déterminée par les critères a) et b). Par contre, dans le cas de la ligne 3-3 du $N^{15}H_3$ ce critère s'est révélé le plus sensible et est utilisé dans les masers actuellement en fonctionnement. Le principe de ce critère est le suivant :

Si nous plaçons la cavité dans un champ magnétique, nous augmenterons la largeur $\Delta\nu$ de la raie, par suite d'un léger dédoublement de la raie par effet Zeeman. Comme le montre la formule II. 8 ceci entraînera une variation de la fréquence du maser si la cavité est mal accordée, c'est-à-dire si $\nu_c \neq \nu_0$. La méthode consiste à prendre comme fréquence caractéristique du maser, celle obtenue au moment où l'influence du champ magnétique sur la fréquence est nulle.

Ce critère permet d'atteindre avec le $N^{15}H_3$ une très bonne précision. Néanmoins, quelques précautions doivent être prises; elles seront discutées dans le chapitre III.

II. 2. 2. Influence de la composante d'onde progressive

Dans l'équation II. 2, nous avons désigné par ν_0 la fréquence naturelle de l'ammoniac, c'est-à-dire la fréquence émise ou absorbée par les molécules d'ammoniac en l'absence de toute perturbation extérieure. L'équation II. 2 est valable si la molécule subit une émission induite dans un champ haute fréquence stationnaire. Cette condition n'est pas vérifiée en pratique. L'énergie émise par les molécules n'est pas, en effet, répartie uniformément le long de la cavité. Cette dissymétrie provoque la création d'une composante d'onde progressive qui tend à égaliser la distribution d'énergie dans la cavité (fig. II. 1.). La fréquence émise par les molécules en présence de cette composante d'onde progressive sera déplacée par effet Doppler. Si l'onde progresse dans la même direction que les molécules, la fréquence d'oscillation sera plus élevée et inversement si l'onde progresse dans la direction opposée aux molécules, la fréquence d'oscillation sera plus basse.

La répartition non uniforme de l'énergie dans la cavité produisant l'onde progressive est principalement due à deux causes :

1. La probabilité de transition induite augmente suivant t^2 , où t est le temps d'interaction de la molécule avec le champ haute fréquence. Ceci accentue l'émission vers l'aval de la cavité.

2. La divergence du jet, par contre, favorise l'émission près de l'entrée de la cavité. En effet, un certain nombre de molécules entrent en collision avec les parois, ce qui les élimine pour le processus d'émission.

Le taux d'onde progressive varie suivant les conditions expérimentales, celles-ci modifiant la divergence du jet ainsi que la vitesse des molécules. Pour éviter un déplacement systématique de la fréquence et ainsi améliorer l'exactitude des masers, il est indispensable de diminuer autant que possible cette onde progressive. Dans ce but, SHIMODA et al. [SWT 56] ont proposé

d'introduire dans la cavité un second jet de direction opposée au premier. Nous aurons dans ce cas un maser à deux jets. Dans la cavité d'un tel maser, la répartition d'énergie est plus uniforme et symétrique (*fig. II. 1*) et de ce fait, l'amplitude des ondes progressives créées est beaucoup plus faible. D'autre part, les déplacements de fréquence dépendant de la direction de l'onde progressive par rapport aux molécules, seront de signes opposés pour les deux jets. De ce fait, la fréquence résultante ne sera que peu déplacée. Remarquons que l'élargissement supplémentaire dû à ces différents déplacements est de l'ordre de quelques millièmes de largeur de raie seulement.

Une composante d'onde progressive est également produite par les pertes d'énergie causées par le couplage de la cavité. Pour minimiser cet effet, il suffit de coupler la cavité au milieu de sa longueur.

II. 2. 3. Influence des champs électriques et magnétiques

L'influence d'un champ électrique sur la fréquence de transition est très faible, le déplacement de fréquence produit par effet Stark $\delta\nu$ est de l'ordre de :

$$\delta\nu = 10^{-9} \cdot E \quad (\text{II. 11})$$

où E est le champ exprimé en volts par cm et $\delta\nu$ est exprimé en Hz.

Cette influence, dans les conditions expérimentales usuelles, est négligeable [Shi 60].

L'influence d'un champ magnétique est plus complexe. Un effet Zeeman de premier ordre décompose la raie en un doublet. La différence de fréquence entre les deux raies croît linéairement avec le champ magnétique d'environ 0,8 kHz par oersted. Un effet Zeeman du second ordre déplace la fréquence moyenne du doublet d'une valeur donnée par :

$$\delta\nu = 2 \cdot 10^{-15} \cdot H^2 \quad (\text{II. 12})$$

où $\delta\nu$ est exprimé en Hertz et H en oersted [TS 55].

Cet effet est plus d'un million de fois plus petit que l'effet similaire sur les atomes de césium; il est dans nos conditions expérimentales complètement négligeable. Cette insensibilité quasi totale de la fréquence de la molécule d'ammoniac vis-à-vis des champs magnétiques est un des avantages des masers à N^{15}H_3 .

III. MASER A JET SIMPLE

III. 1. SPECTRE D'INVERSION DE NH_3 ET RAIE UTILISÉE

III. 1. 1. Spectre d'inversion de NH_3

La molécule de NH_3 a la forme d'une pyramide dont la base triangulaire est formée par les trois atomes d'hydrogène, tandis que le sommet est occupé par l'atome d'azote. Le potentiel de l'atome d'azote en fonction de la distance au plan des trois atomes d'hydrogène est donné dans la *fig. III. 1*. Il y a donc

pour la molécule deux constitutions stables possibles suivant que l'atome d'azote se trouve d'un côté ou de l'autre du plan des trois atomes d'hydrogène. Il est possible pour l'atome d'azote de passer par effet tunnel, d'une

position d'équilibre à l'autre. Les fonctions d'ondes décrivant le système sont une combinaison linéaire des fonctions d'ondes relatives à chacune des deux structures isomères [TOW 55], l'une étant symétrique et l'autre antisymétrique par rapport à une inversion de coordonnées. Le passage pour la molécule de NH_3 d'un état à l'autre sera accompagné de l'émission d'un photon, dont la fréquence se trouvera dans le domaine micro-ondes et correspond à une raie d'inversion de NH_3 . La différence d'énergie entre les deux états dépend de la hauteur et de la largeur de la barrière de potentiel, fonction elle-même des nombres quantiques J et K caractérisant l'état de rotation de la molécule. Nous aurons ainsi tout un spectre de raies d'inversion.

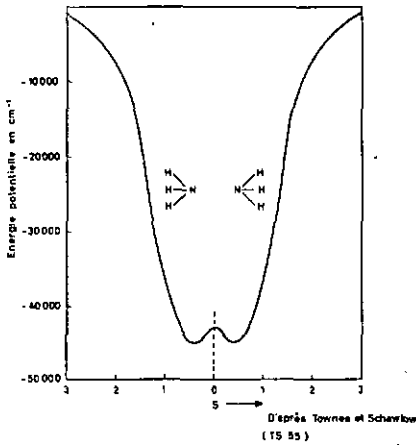


Fig. III. 1.

Ce spectre a été étudié en détail et avec grande précision par Gordon [Gor 55].

III. 1. 2. Raie utilisée

Les conditions d'oscillation du maser étant relativement critiques, il est apparu opportun de faire osciller le maser sur la raie la plus intense du spectre d'inversion de l'ammoniac naturel, à savoir la raie caractérisée par les nombres quantiques $J = K = 3$ de N^{14}H_3 . Différentes études confirment la possibilité d'utiliser le maser comme étalon de fréquence [Bar 59, BDHK 57a, b, Hel 57, MS 60, MBBSF 58, SK 60, Shi 57-58, UT 60]. Mais ces études montrent également que les fréquences caractéristiques de ces masers dépendent fortement des conditions expérimentales.

Ces effets sont principalement dus à la multiplicité de la raie (3,3), multiplicité due à l'interaction quadrupolaire du noyau N^{14} de spin nucléaire 1. La constante de couplage quadrupolaire est plus grande d'environ 3 kHz pour l'état d'inversion inférieur que pour l'état supérieur [Gor 55, BDHKKR 57c]. Il en résulte que la raie $J = K = 3$ du N^{14}H_3 est constituée par trois composantes d'intensités différentes et séparées en fréquence de 1,7 kHz et 0,6 kHz. L'intensité des différentes composantes est liée aux conditions expérimentales, et principalement aux caractéristiques du sélecteur d'états. La fréquence d'oscillation du maser étant une moyenne pondérée des fréquences de ces composantes, cette fréquence variera forcément avec les variations des intensités respectives et par là même dépendra des conditions expérimentales. Une théorie plus complète de ces effets a été faite par SHIMODA [Shi 57], mais les résultats expérimentaux ne correspondent que qualitativement aux prévisions.

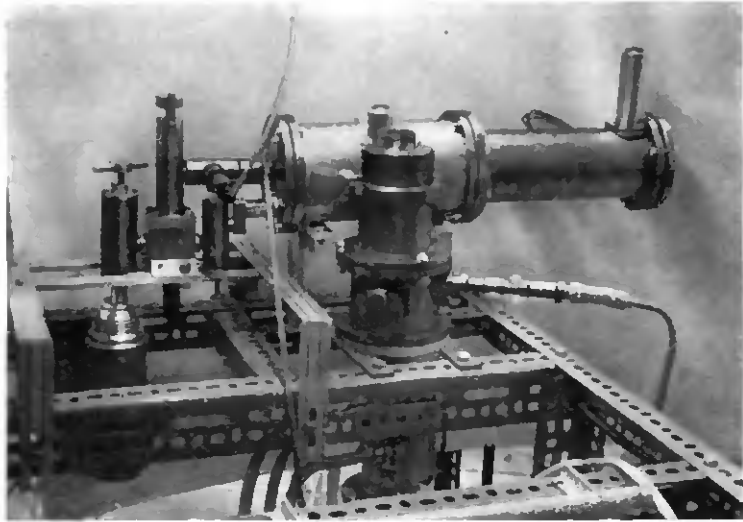


Photo III. 1.
Vue du maser à simple jet.

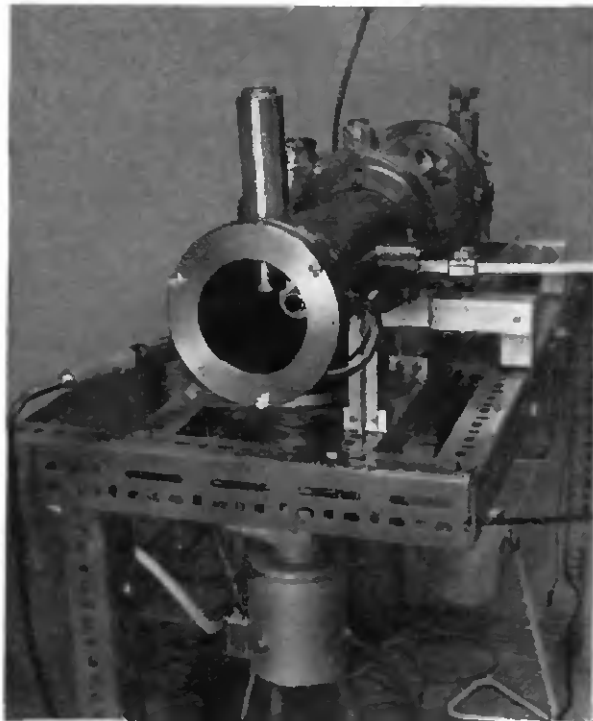


Photo III. 2.
Vue du maser à simple jet.

Une manière d'éviter ces effets est de faire osciller le maser sur la raie $J = 3$ et $K = 2$ du $N^{14}H_3$. Pour cette raie, le facteur d'interaction quadrupolaire du noyau d'azote, proportionnel à $(1 - \frac{3 K^2}{J(J+1)})$, est nul. La multiplicité de la raie est ainsi évitée.

L'étude de masers fonctionnant sur cette raie a effectivement montré une dépendance beaucoup plus faible de la fréquence d'oscillation en fonction des conditions expérimentales [BDHK 57d, Shi 60]. Mais le nombre minimum de molécules nécessaires pour entretenir une oscillation du maser est environ cent fois plus élevé que dans le cas de la ligne 3-3. Ce facteur est assez défavorable, car les expériences ont montré que la largeur de raie augmentait avec le nombre de molécules employées.

Le noyau d'azote N^{15} ayant un spin $1/2$, son moment quadrupolaire est nul et les raies du spectre d'inversion de $N^{15}H_3$ n'ont donc pas la multiplicité due à l'interaction quadrupolaire. Comme d'autre part les conditions d'oscillation sont identiques à celles de la raie équivalente de $N^{14}H_3$, il nous a paru intéressant d'étudier, sur la suggestion de TOWNES, le maser oscillant sur la ligne $J=K=3$ du $N^{15}H_3$.

III. 2. DESCRIPTION GÉNÉRALE DU MASER

L'ammoniac enrichi à 95 % de $N^{15}H_3$ peut être obtenu sur le marché [ISO]. Ce produit étant coûteux, le maser a été construit de manière à rendre possible la récupération de l'ammoniac utilisé pendant les mesures (fig. III. 2. photos III. 1, III. 2).

L'ammoniac est contenu dans un réservoir en acier inoxydable étanche. Pendant les mesures, ce réservoir est ouvert et une vanne à pointeau règle le débit du jet de $N^{15}H_3$ pénétrant dans le maser au travers du gicleur. L'intensité de ce jet, 10^{16} à 10^{18} molécules par secondes, est caractérisée par la pression régnant devant le gicleur. Cette pression qui varie de 10^{-2} à 5.10^{-1} mm Hg est mesurée par une jauge Pirani préalablement étalonnée pour l'ammoniac.

Le gicleur d'un diamètre de 3,5 mm est constitué d'un ensemble de canaux parallèles de 0,1 mm de diamètre et de 5 mm de long. Le sélecteur d'états à champ électrique quadrupolaire est constitué de quatre cônes en acier inoxydable, dont les axes convergent vers le gicleur (voir photo III. 3). Cette disposition permet une certaine focalisation des molécules intéressantes, et augmente donc l'efficacité du système [HEL 60]. Une différence de potentiel qui peut aller jusqu'à 20 kV est appliquée entre chaque cône et son voisin.

La cavité en laiton de mode TM_{010} est usinée et ensuite cuivrée par galvanoplastie, de manière à accorder sa fréquence propre aussi bien que possible sur la fréquence de la raie $J=K=3$ de $N^{15}H_3$. Un dernier réglage fin de cette fréquence est effectué par une variation de la température de la cavité. A cet effet, la cavité est munie d'un corps de chauffe à enroulement bifilaire. Pour assurer une meilleure stabilité de cette température, la cavité est placée dans le vide. De plus, elle est reliée au récepteur micro-ondes par une section de guide d'ondes à paroi mince en acier inoxydable. Deux bobines rectangulaires produisent un champ magnétique, transversal à l'axe de la cavité, dont l'intensité est limitée à un oersted.

L'enceinte à vide poussé est construite en acier inoxydable et en aluminium traité en surface par oxydation anodique. Trois trappes à air liquide sont destinées à condenser toutes les molécules d'ammoniac sortant du jet ou de la cavité. Une pompe à diffusion d'huile Edwards, d'une capacité de pompage de 50 l/s, maintient une pression inférieure à 10^{-6} mm Hg pendant la durée de l'opération.

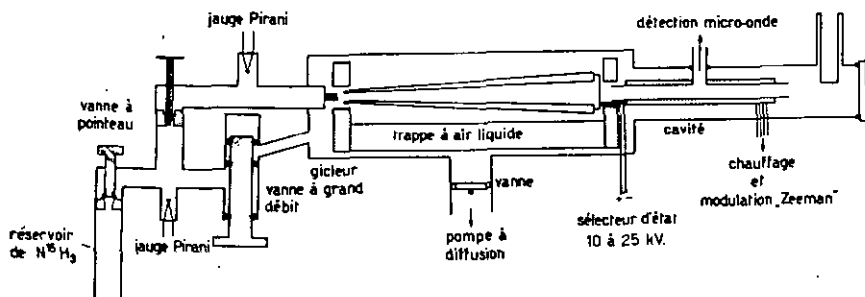


Fig. III. 2.
Schéma du maser à simple jet.

A la fin de l'expérience, l'enceinte à vide est isolée de la pompe à diffusion au moyen d'une vanne papillon, et le réservoir de $N^{15}H_3$ est plongé dans l'air liquide. La vanne à grand débit du système de récupération est ensuite ouverte, et l'ammoniac déposé sur les trois trappes à air liquide est rapidement reconcondensé dans le réservoir dès que ces trappes se sont suffisamment réchauffées.

La perte de $N^{15}H_3$ est nulle pour autant que les précautions suivantes soient prises :

1. Il faut éviter le passage de vapeur d'eau au travers des pompes. Cette condition est réalisée par la présence d'une trappe à air liquide dans le circuit du prévide.

2. Les matériaux employés pour la construction du maser doivent être résistants à la corrosion par l'ammoniac.

Depuis deux ans, un étalon du L.S.R.H. fonctionne avec sa charge initiale de l'ordre de 0,1 g sans qu'aucun changement de caractéristique n'ait été constaté jusqu'ici.

III. 3. DISCUSSION DE QUELQUES COMPOSANTES DU MASER

Nous désirons maintenant discuter plus en détail les composantes essentielles du maser, à savoir le gicleur, le sélecteur d'états et la cavité.

III. 3. 1. Formation du jet et mesure du nombre de molécules

a) Construction des gicleurs

Les gicleurs sont constitués d'un ensemble de canaux parallèles aux parois aussi fines que possible. Nous avons d'abord employé des tubes de pyrex étirés à chaud. Des gicleurs d'un diamètre de 10 mm, constitués de tubes de pyrex de 100 à 150 μ de diamètre et 40 mm de longueur, avec une épaisseur de paroi de 10 à 20 μ ont été ainsi réalisés. Les gicleurs construits

suivant cette méthode avaient l'inconvénient d'être assez délicats, la différence de pression entre les deux faces du gicleur ne pouvant excéder quelques mm Hg. De plus la construction était assez laborieuse.

HELMER nous a ensuite aimablement fourni la matière première servant à la construction de grilles de klystron. Il s'agit de fils en aluminium cuivré, sertis dans un tube en cuivre, et ensuite étirés de manière à comprimer les fils d'aluminium. Il suffit de couper un morceau de tube à la longueur voulue, d'attaquer l'aluminium par une solution de HCl ou de NaOH, et de traiter le cuivre restant dans l'hydrogène sec à 1000 °C pendant 15 minutes. Les caractéristiques des gicleurs obtenus sont donnés dans le tableau I.

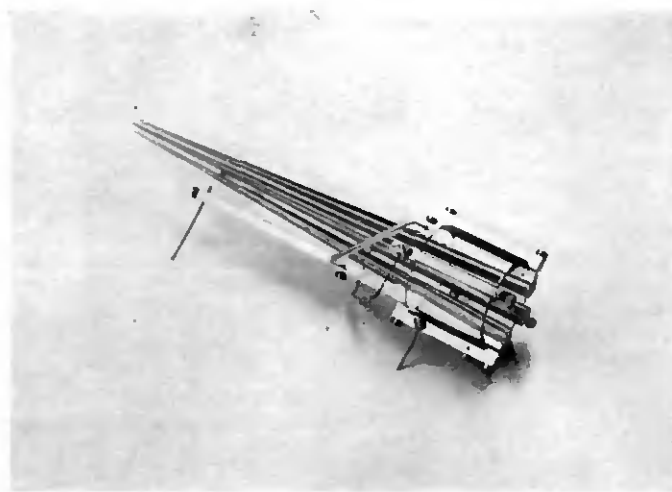


Photo III. 3.

Photo d'un focaliseur à champ électrique quadrupolaire.

Tableau I. Caractéristiques des deux types de gicleurs en cuivre employés.

	Type I	Type II
Diamètre moyen des canaux	100 μ	300 μ
Épaisseur des parois	7,5 μ	25 μ
Surface occupée par les parois	15 %	15 %
Diamètre du gicleur	3,5 mm	5 mm
Longueur du gicleur	5 mm	5 mm

À l'emploi, les gicleurs de type I se sont révélés supérieurs et quasi toutes les expériences ont été effectuées avec de tels gicleurs.

b) Mesure du nombre de molécules dans le jet

Il est nécessaire, pour le fonctionnement du maser comme étalon de fréquence, de spécifier le nombre de molécules dans le jet. Il est utile de faire au moins une mesure relative, sinon absolue. La mesure absolue peut être moins précise.

La méthode la plus simple pour caractériser le nombre de molécules dans le jet, nous a semblé être la mesure de la pression de l'ammoniac en amont du gicleur, au moyen d'une jauge Pirani. La relation entre la lecture des jauges et le nombre de molécules dans le jet a été calculée de deux manières. Nous avons mesuré la baisse de la pression, au cours du temps dans un récipient de volume connu en amont du gicleur, et simultanément, la valeur du vide dans l'enceinte en aval du gicleur.

Ces deux mesures permettent, les caractéristiques de la pompe à diffusion étant connues, deux évaluations indépendantes du nombre de molécules dans le jet. Les résultats ont été concordants à quelques pour-cents (fig. III. 3).

e) Fonctionnement du gicleur

Le nombre de molécules dans le jet ne permet pas de déterminer à lui seul le nombre de molécules pénétrant dans la cavité du maser. Il est indispensable de connaître les caractéristiques du sélecteur d'états et du gicleur. Le fonctionnement de ces deux composantes est pour le moins complexe, nous nous contenterons de faire ici une étude qualitative. Diverses études théoriques plus poussées ont été faites, mais les résultats prévus ne cadrent pas mieux avec l'expérience.

Dans le cas du gicleur, l'on peut évaluer la distribution angulaire des molécules effusant au travers de celui-ci. Le nombre de molécules dN traversant par seconde une surface dS , placée sur l'axe du gicleur, perpendiculairement à cet axe, à une distance R , est donné par :

$$\frac{dN}{dS} = G \cdot \frac{N}{\pi R^2} \quad (\text{III. 1})$$

où N est le nombre de molécules traversant le gicleur par seconde. G a la signification d'un gain de directivité pour le gicleur, par rapport au cas de molécules effusant au travers d'une ouverture d'épaisseur négligeable. La valeur de G varie en fonction de N d'une manière complexe pour les conditions de travail de nos gicleurs.

Une théorie, donnée par J. A. GORDMAINE et T. C. WANG [GW 59] prévoit une dépendance de G en $N^{-1/2}$, ce qui donne :

$$\frac{dN}{dS} \sim N^{1/2} \quad (\text{III. 2})$$

Mais les mesures expérimentales, faites par ces mêmes auteurs, ainsi que par BECKER [Bec 60], indiquent très nettement que :

$$\frac{dN}{dS} \sim N^{2/3} \quad (\text{III. 3})$$

Nous prendrons donc ultérieurement cette dernière relation.

III. 3. 2. Sélecteur d'états

Si les effets de structure hyperfine sont négligés, l'énergie des états d'inversion dans un champ E est donnée par

$$W = W_{\text{rotation}}(J, K) \pm \left\{ \left(\frac{\hbar \nu_0}{2} \right)^2 + \left(\frac{M K}{J(J+1)} \mu_0 E \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (\text{III. 4})$$

où M est la projection de J sur la direction du champ électrique, μ_0 est le moment dipolaire de la molécule, et ν_0 est la fréquence de la transition considérée.

L'énergie des molécules dans l'état d'énergie supérieure augmente dans les champs forts, tandis que l'énergie des molécules dans l'état d'énergie inférieur décroît.

Considérons un sélecteur d'états constitué de $2n$ tiges dont les axes sont parallèles au jet et l'entourant comme génératrices d'un cylindre de rayon R . Une différence de potentiel V est appliquée entre chaque tige et sa voisine. Dans ces conditions le champ électrique, nul sur l'axe du jet, augmente suivant la distance radiale r . Nous aurons en bonne approximation [Bar, 59].

$$E \approx \frac{n r^{n-1}}{2 R^n} V \quad (\text{III. 5})$$

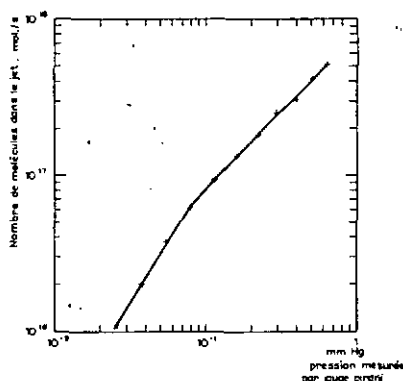


Fig. III. 3.

Relation entre la pression mesurée par la jauge en amont du gicleur et le nombre de molécules dans le jet.

D'autre part, la force radiale exercée sur les molécules est donnée par

$$f_r = - \frac{\delta W}{\delta r} = - \frac{\delta W}{\delta E} \frac{\delta E}{\delta r} \quad (\text{III. 6})$$

Les trois équations III. 4, III. 5, et III. 6 permettent en principe de calculer la trajectoire des molécules. Ces équations montrent que la force radiale exercée par le champ inhomogène sur les molécules est dirigée vers l'axe du jet pour celles dans l'état d'énergie supérieure, ce qui entraîne une certaine focalisation de ces molécules. Par contre, la force radiale étant dirigée vers l'extérieur pour les molécules dans l'état d'énergie inférieure, celles-ci seront défocalisées. VONBUN [Von 58] a résolu ces équations et par calcul sur ordinateur, a trouvé les trajectoires des molécules. Remarquons que VONBUN, dans ses calculs, fait quelques approximations et que de ce fait ses résultats ne sont que qualitatifs.

Dans le cas où $n = 2$, les trajectoires sont des portions de sinusoides, et

$$r = R_0 \sin(\gamma t + \varphi_1)$$

où R_0 , γ et φ_1 sont des constantes définies par la molécule entrant dans le champ du sélecteur d'états, les caractéristiques géométriques et la valeur de la haute tension appliquée. Les conditions initiales sont en fait très mal connus. D'une part, la distribution angulaire ne peut être que grossièrement estimée (voir III. 3. 1). D'autre part, la distribution de vitesse est également difficile à évaluer; des expériences faites avec des cavités à mode $n > 1$ ont par exemple montré que la vitesse moyenne des molécules augmentait de 30 % lorsque le flux de molécules dans le jet passait de 5.10^{16} à 5.10^{18} mol./sec. Ce fait est dû au « nuage » de molécules qui se forme en aval du gicleur, quand le flux augmente et qui favorise une sélection des molécules rapides [ESS 47].

Remarquons de plus, que le calcul des trajectoires suppose que les molécules ne sont pas soumises à des changements adiabatiques. Cette condition n'est pas nécessairement vérifiée [Her 58].

Nous pouvons néanmoins faire une évaluation grossière du nombre de molécules focalisées. L'accroissement d'énergie pour une molécule dans l'état supérieur, placée dans un champ E , est donné d'après (III. 4) par :

$$\Delta W = \left[\left(\frac{h v_0}{2} \right)^2 + \left(\mu E \frac{M K}{J (J + 1)} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{h v_0}{2} \right)$$

ou encore

$$\Delta W = \frac{h v_0}{2} \left\{ \left[1 + \left(\frac{2}{h v_0} \frac{\mu E M K}{J (J + 1)} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \right\}$$

En posant

$$\Gamma = \frac{2}{h v_0} \mu E \frac{M K}{J (J + 1)} \quad (\text{III. 7})$$

nous avons

$$\Delta W = \frac{h v_0}{2} \left\{ \left[1 + \Gamma^2 \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \right\} \quad (\text{III. 8})$$

Si $\Gamma \ll 1$ nous aurons $\Delta W \simeq \frac{h v_0}{4} \Gamma^2 \sim E^2 M^2$

Si $\Gamma \gg 1$ nous aurons $\Delta W \simeq \frac{h v_0}{2} \Gamma \sim E M$

La force exercée par le champ électrique inhomogène du sélecteur d'états sur la molécule tend à repousser celle-ci vers l'axe du jet. Pour une molécule quittant le gicleur suivant un angle α par rapport à l'axe du jet, cherchons la valeur de α maximum tel que la molécule soit effectivement repoussée dans le jet (c. à d. « focalisée »). Cette condition est donnée par l'égalité de l'énergie cinétique radiale et de l'accroissement d'énergie, c'est-à-dire

$$\frac{m v^2 \sin^2 \alpha}{2} = W (\text{champ fort}) - W (\text{champ nul}) \\ = \Delta W$$

Le nombre de molécules focalisées N_f étant proportionnel à $\sin^2 \alpha$, on aura :

$$N_f \sim \frac{2 \Delta W}{m v^2} \quad (\text{III. 9})$$

D'où si $\Gamma \ll 1$

$$N_f \sim E^2 M^2$$

et si $\Gamma \gg 1$

$$N_f \sim E M$$

Pour nos focaliseurs la valeur de Γ est comprise, suivant les valeurs de E et M , entre 0,4 et 3. Nous sommes ainsi dans un régime intermédiaire où les calculs montrent que l'on a approximativement $N_f \sim E^{3/2}$.

Les quelques considérations données ci-dessus montrent que les caractéristiques du jet à la sortie du focaliseur sont très complexes. Il est cependant primordial de mesurer l'efficacité de l'ensemble gicleur-sélecteur d'états. Dans ce but, nous avons entrepris une série d'expériences consistant à mesurer, pour des conditions expérimentales différentes, le flux minimum de molécules dans le jet nécessaire à l'entretien d'une oscillation dans la cavité, en fonction de la haute tension appliquée au sélecteur d'états. La figure III. 4 donne quelques résultats. Les courbes obtenues font ressortir une fois de plus la complexité du fonctionnement de l'ensemble gicleur-sélecteur d'états.

C'est par cette méthode purement empirique que nous avons choisi les caractéristiques les plus favorables du système gicleur-focaliseur.

Les focaliseurs déjà décrits plus haut (*photo III. 3*) ont été construits d'après les résultats des expériences de HELMER et al. [HJS 60]. Du point de vue de l'efficacité, ils ne se sont guère révélés supérieurs aux focaliseurs constitués de douze fils en laiton nickelé, tendus dans la direction du jet, et l'entourant suivant les génératrices d'un cylindre. Par contre, leurs électrodes étant faites d'acier inoxydable poli, leur comportement vis-à-vis des hautes tensions appliquées a été nettement meilleur. En utilisation normale, il n'y a jamais eu de décharges entre électrodes voisines. C'est la raison pour laquelle nous avons adopté ce type de focaliseur.

III. 3. 3. Cavités

Nous avons employé des cavités résonnantes cylindriques, dont la théorie de fonctionnement est très bien décrite par KINZER et al. [WSK 46, KW 47a, 47b].

Les cavités d'un maser doivent posséder un facteur de qualité élevé et une bonne stabilité de leur fréquence d'accord. C'est pour ces raisons que nous avons choisi des cavités en laiton cuivré, dont l'accord est finement réglé à l'aide de la température. Une variation de 1°C produit une variation de la fréquence d'accord de l'ordre de 0,5 MHz.

Cette méthode évite l'emploi de pistons de réglage, qui d'une part perturbent les champs à l'intérieur de la cavité, et d'autre part sont susceptibles de causer une certaine instabilité de la fréquence d'accord.

La valeur du couplage de la cavité au système de détection est dictée par un compromis : cette valeur doit être faible pour que le facteur de qualité de la cavité ne soit pas détérioré, mais suffisamment élevée pour que la puissance détectée assure un rapport signal/bruit assez grand pour les besoins de la mesure de fréquence. Nous avons choisi une valeur de couplage telle que le facteur de qualité en charge de la cavité ne soit que de 5 à 10 % inférieur au coefficient de surtension de la cavité seule.

Des orifices ont dû être percés aux extrémités de la cavité, de manière à permettre le passage des molécules et la réalisation d'un bon vide ($p < 10^{-6}$ mm Hg). Nous avons toujours veillé à ce que ces orifices perturbent au minimum les courants aux extrémités des cavités, pour ne pas affecter le facteur de qualité après perçage.

D'autres caractéristiques de la cavité sont dictées par l'emploi particulier du maser. Ainsi le choix du mode est principalement soumis à des considérations liées à la méthode de mesure. Nous y reviendrons ultérieurement.

Les longueurs des cavités ont été choisies empiriquement d'après les caractéristiques d'oscillation du maser. Ce problème demanderait d'ailleurs à être repris, surtout pour l'étude des masers à deux jets.

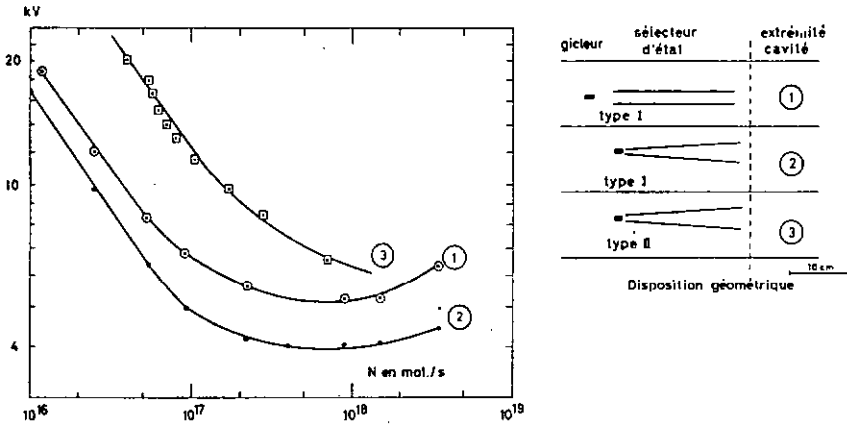


Fig. III. 4.

Dans le graphique de gauche, nous avons reporté, en fonction du nombre de molécules dans le jet, la valeur minimum de la haute tension appliquée au sélecteur d'états, nécessaire pour que l'oscillation ait lieu; ceci pour trois configurations géométriques différentes, schématisées à droite. L'échelle horizontale est indiquée et l'échelle verticale est arbitraire.

III. 4. MESURE DE LA FRÉQUENCE CARACTÉRISTIQUE

III. 4. 1. Principe général

Dans le cas général, nous désirons mesurer la fréquence d'une horloge à quartz de 1 MHz par rapport à la fréquence caractéristique du maser. L'expérience est réalisée en deux étapes (fig. III. 5).

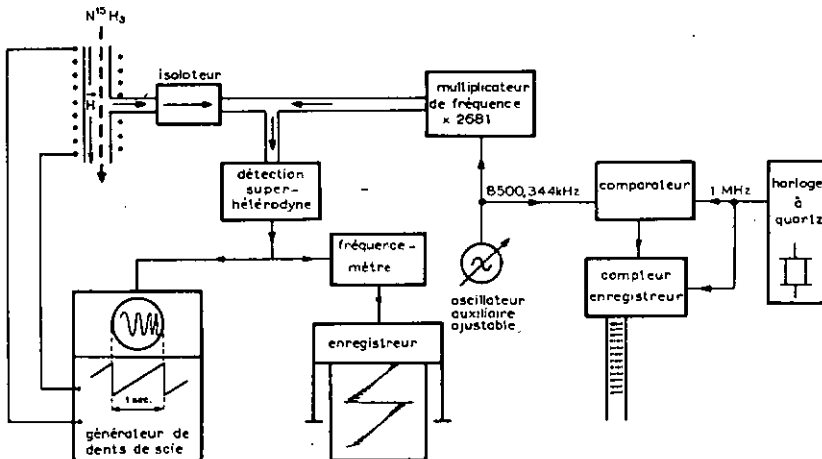


Fig. III. 5.

Schéma de la mesure de la fréquence caractéristique.

a) La fréquence caractéristique du maser est comparée à celle d'un oscillateur à quartz auxiliaire réglable de 8,5 MHz. Cette dernière fréquence est multipliée par un facteur 2681 jusque dans le domaine des micro-ondes, de manière à y produire un signal de référence de fréquence quasi identique à celle du signal provenant du maser. Après détection superhétérodyne (moyenne fréquence de 22 MHz), amplification et filtrage, la fréquence du battement entre ces deux signaux est mesurée par un fréquence-mètre; cette valeur est enregistrée graphiquement.

L'oscillateur auxiliaire est préalablement réglé de telle manière que le battement entre le signal de référence et la fréquence caractéristique du maser soit d'environ 50 Hz. Ensuite, la température de la cavité est légèrement modifiée, de manière à déplacer lentement la fréquence d'accord de la cavité au travers de la fréquence moléculaire. En même temps, le générateur de dent de scie établit dans la cavité un champ magnétique variant linéairement de 0 à environ 1 oersted, à une cadence de 1 cycle par seconde.

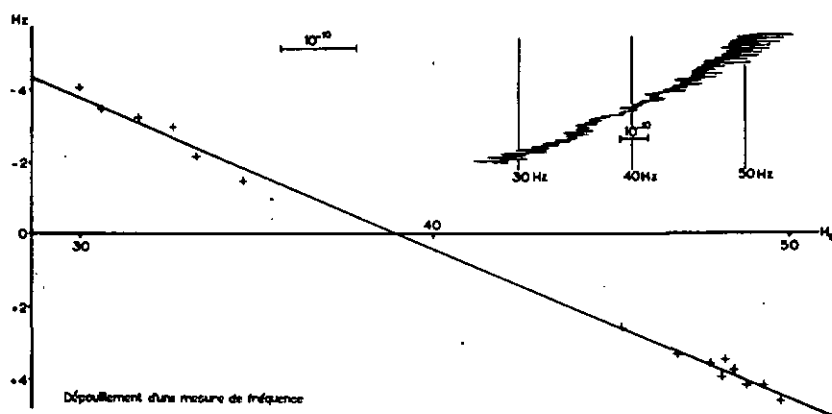


Fig. III. 6.

Dépouillement d'une mesure de fréquence. En haut à droite a été reproduit l'enregistrement du battement entre le signal de référence et le signal du maser. L'on distingue très bien la modulation Zeeman, et le passage par zéro de celle-ci.

Sur le graphique est reporté en ordonnée la variation due à l'influence du champ magnétique, en fonction de la fréquence du maser en l'absence de ce champ. L'intersection de la droite ainsi obtenue, avec l'axe horizontal, donne la fréquence caractéristique du maser.

L'enregistrement de la fréquence du battement montre immédiatement le passage par zéro de la modulation de fréquence produite par le champ magnétique (fig. III. 6), et permet aisément par méthode graphique la mesure de la fréquence caractéristique. La fréquence de l'oscillateur auxiliaire est ainsi connue par rapport à celle du maser.

Mentionnons ici, que lors de la mesure, certaines précautions doivent être prises, pour éviter un entraînement de la fréquence du maser, par l'introduction d'énergie micro-onde dans la cavité à partir du système de détection. A cet effet, la cavité a été découplée au moyen d'un isolateur à ferrite dont l'atténuation vers l'arrière est de 30 dB. Les essais ont montré que dans ces conditions, la fréquence du maser était indépendante de l'adaptation des composantes micro-ondes.

b) Pendant la mesure décrite ci-dessus, la fréquence de l'horloge de 1 MHz est raccordée à la fréquence de l'oscillateur auxiliaire, à l'aide de compteurs électroniques par des méthodes classiques. Le résultat de cette comparaison est également enregistré.

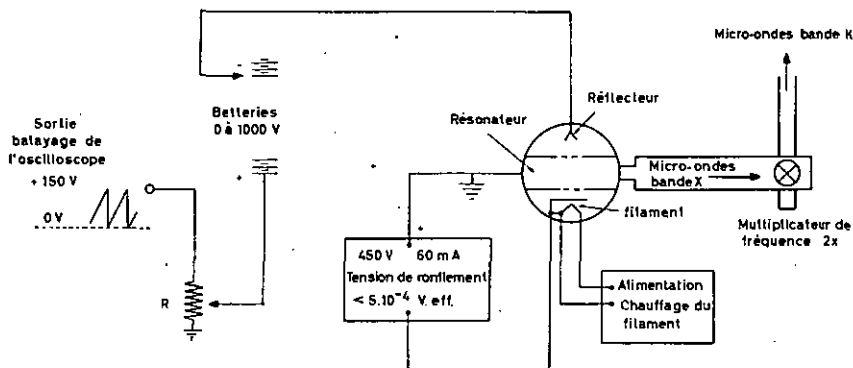
III. 4. 2. Description de l'appareillage électronique

Avant de discuter les résultats expérimentaux, nous désirons présenter sommairement les quelques particularités de l'appareillage électronique :

Alimentation Klystron

Nous avons employé un klystron Varian X-13, suivi d'une diode doubleuse de fréquence pour avoir la puissance nécessaire dans la bande K. L'alimentation du klystron a été conçue pour assurer une bonne stabilité en fréquence (fig. III. 7.) De plus, le klystron est placé dans un bain d'huile grossièrement thermostatisé pour éviter toute fluctuation de fréquence due à des chocs de température. La fréquence du klystron est réglée par la tension appliquée au réflecteur (fig. III. 7).

Alimentation Klystron.



Klystron Varian X-13

Fig. III. 7.

Alimentation du klystron.

Détection superhétérodyne et mesure de fréquence (fig. III. 8)

Afin d'éviter l'entraînement de fréquence du maser, il est nécessaire que l'énergie incidente du klystron sur le système de détection soit aussi petite que possible. Dans le but de diminuer cette énergie, tout en maintenant un facteur signal/bruit favorable, nous polarisons la diode de détection [Pou 48] à l'aide d'un faible courant continu ($\approx 50 \mu A$). Ceci nous a permis de réduire d'un ordre de grandeur l'énergie incidente du klystron.

La chaîne d'amplification moyenne fréquence (22 MHz) a un gain de 100 dB, une largeur de bande de 2 MHz. La figure de bruit est de 4,5 dB pour une impédance d'entrée de l'ordre de 100 Ω . La chaîne comprend un étage cascade à bruit minimum (E88CC) et 5 étages accordés (GAK 5)

Après amplification, et filtrage des hautes fréquences, la fréquence de battement entre le maser et le signal de la chaîne de multiplication est mesurée à l'aide d'un fréquence-mètre Hewlett-Packard 500 B. Cet appareil délivrant une tension proportionnelle à la fréquence du battement, la fréquence peut être enregistrée à l'aide d'un microvoltmètre enregistreur. La

Détection superhétérodyne et mesure de fréquence.

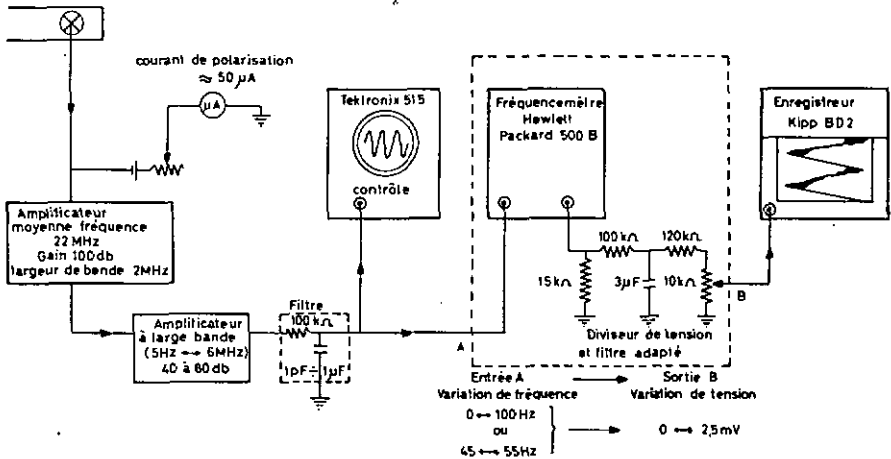


Fig. III. 8.

Détection superhétérodyne et mesure de fréquence.

tension de sortie du fréquence-mètre étant affectée d'une ondulation résiduelle, un filtre et diviseur de tension, adapté aux caractéristiques du fréquence-mètre, est connecté entre celui-ci et l'enregistreur.

Comparaisons de l'oscillateur auxiliaire de 8,5 MHz

a) La multiplication de fréquence de l'oscillateur auxiliaire pour la comparaison avec le maser est obtenue de la manière suivante (fig. III. 9):

La fréquence de l'oscillateur auxiliaire est multipliée par un facteur 108 à l'aide d'une chaîne de multiplication. Ce signal est appliqué conjointement à un signal venant directement

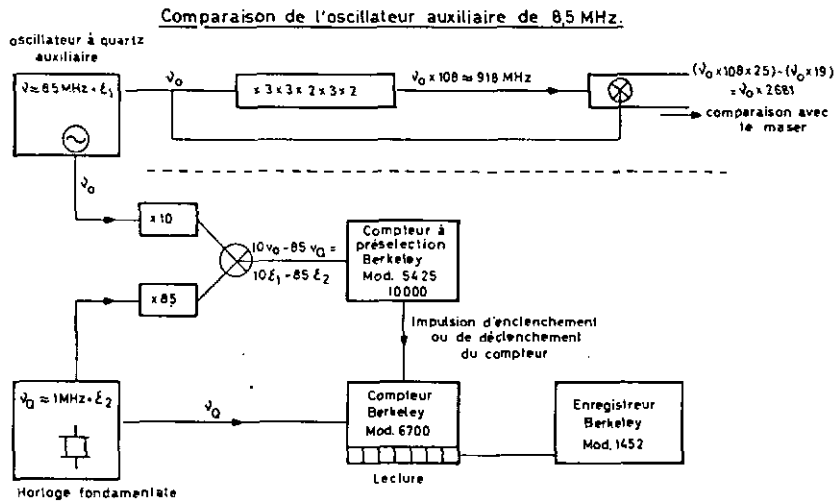


Fig. III. 9.

Comparaisons de fréquence de l'oscillateur auxiliaire de 8,5 MHz.

de l'oscillateur auxiliaire, à une diode multiplicatrice (1N 26), montée dans un guide d'onde de la bande K. Pour les comparaisons avec le maser, nous utilisons la 19^e bande latérale de la modulation 8,5 MHz de la 25^e harmonique du signal de la chaîne de multiplication. Ceci nous donne au total le facteur de multiplication 2681, nécessaire pour produire dans le domaine micro-onde un signal de fréquence proche de celle du maser.

b) La comparaison de l'oscillateur auxiliaire avec l'horloge à quartz est suffisamment classique pour que nous nous référons sans commentaires à la fig. III. 9.

III. 4. 3. Cavités employées

La méthode de mesure employée demande certaines précautions, principalement en ce qui concerne le choix de la cavité.

Nous avons en effet tout d'abord travaillé avec des cavités de mode TE_{011} . Elles avaient apparemment l'avantage d'un diamètre plus grand, ce qui suivant nos essais assurait des caractéristiques d'oscillation plus favorables. Dans certaines expériences, il s'est avéré que, avec ces cavités, la fréquence caractéristique dépendait fortement de la valeur maximum du champ magnétique employé.

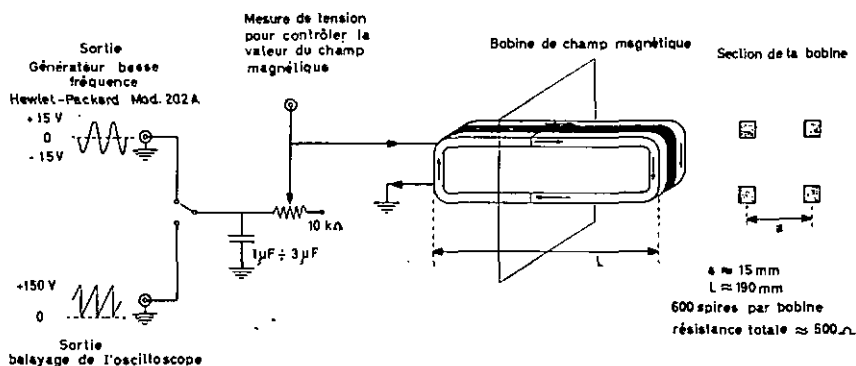


Fig. III. 10.

Bobine de champ magnétique.

Nous avons attribué ces variations au fait que le mode utilisé est dégénéré avec le mode TM_{111} . Dans nos conditions expérimentales, ce dernier mode n'était en principe pas couplé, et de plus, d'après nos estimations la dégénérescence aurait dû être levée. Il semble que ces deux hypothèses ne sont pas remplies, et dans ces conditions l'on conçoit que des modes parasites qui engendrent d'autres oscillations perturbent le bon fonctionnement du critère de mesure.

Notons que ces effets varient fortement d'une cavité à l'autre, alors que les caractéristiques des cavités sont identiques aux erreurs de mesures près. Pour éviter ces effets parasites, nous avons fixé notre choix sur un mode non dégénéré, le TM_{010} . Néanmoins quelques précautions doivent encore être prises, notamment pour éviter toute asymétrie dans la cavité.

Dans la cavité, le champ magnétique doit être orienté dans la direction correspondant aux composantes σ de l'effet Zeeman; ainsi pour les cavités de mode TM_{010} , il doit être perpendiculaire à l'axe du jet. La fig. III. 10 montre le dispositif réalisé. Pour les mesures de fréquence nous avons utilisé le champ magnétique modulé en dent de scie. Par contre, pour vérifier l'invariance de la fréquence caractéristique en fonction du champ magnétique, nous avons appliqué aux bornes de la bobine un potentiel alternatif dont la fréquence est de 0,5 Hz; cette méthode s'est révélée en effet plus sensible.

La valeur du champ magnétique dans la cavité a été estimée à partir des caractéristiques de la bobine, et de la tension mesurée aux bornes de la bobine à l'aide d'un oscilloscope. Nous avons également vérifié l'homogénéité du champ à l'intérieur de la cavité, et n'avons détecté aucune variation, aux erreurs de mesure près ($\approx 10^{-2}$).

III. 4. 4. Mesure et précision de mesure

La mesure de la fréquence caractéristique d'un maser, dans des conditions expérimentales données, se fait avec une précision de l'ordre de $2 \text{ à } 3 \cdot 10^{-11}$. La figure III. 6 donne un enregistrement du battement entre le signal de référence de l'oscillateur auxiliaire, et le signal du maser. L'on y distingue la modulation de fréquence due au champ magnétique variable, et le passage par zéro de cette modulation. Le dépouillement d'une telle mesure peut se faire graphiquement de la manière suivante : on reporte en ordonnées la variation de fréquence due à l'influence du champ magnétique, en abscisses la fréquence du battement quand ce champ est nul. L'on obtient une série de points alignés, aux erreurs de mesure près, sur une droite. L'intersection de cette droite avec l'axe horizontal indique la valeur du battement pour lequel la cavité était accordée, ce qui permet la détermination de la fréquence caractéristique.

Le dépouillement, par la méthode des moindres carrés, peut être fait très facilement par ordinateur. Dans ces conditions, pour chaque expérience, nous avons consacré une minute pour la mesure proprement dite, deux minutes pour relever les données sur le graphique; le temps de calcul sur ordinateur Bendix G-15 est approximativement de trois minutes, et donne pour chaque mesure : la fréquence caractéristique, l'erreur quadratique moyenne de l'expérience, ainsi que le coefficient angulaire de la droite. L'erreur quadratique moyenne de la valeur du battement correspondant à la fréquence caractéristique est de $1 \text{ à } 2 \cdot 10^{-11}$. La comparaison entre l'oscillateur auxiliaire et l'horloge à quartz se fait avec une précision du même ordre.

En conclusion, nous pouvons relever que la méthode de mesure employée est plus rapide que celle permettant d'obtenir avec un étalon au césium une précision égale [KDB 60, MBBSF 58]. D'autre part, dans notre cas, la limite de l'erreur est conditionnée par la stabilité instantanée des oscillateurs à quartz. La constance de temps du système de mesure et d'enregistrement étant de l'ordre de $2/10 \text{ sec.}$, le bruit de fond des comparaisons de fréquences est d'environ $2 \text{ à } 3 \cdot 10^{-11}$ (figure IV. 7). Ce fait est également visible sur la figure III. 6 au moment du passage par zéro de la modulation de Zecman.

III. 5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

La théorie de l'onde progressive indique que les paramètres expérimentaux sont susceptibles de faire varier la fréquence caractéristique du maser. Aussi, pour assurer des propriétés de stabilité à un maser, serons-nous obligés de maintenir aussi constants que possible les paramètres expérimentaux, c'est-à-dire essentiellement le nombre de molécules dans le jet et la tension appliquée au sélecteur d'états. Ce sera donc la reproductibilité des conditions expérimentales qui conditionnera la stabilité du maser.

Remarquons ici que l'exactitude des masers à simple jet est encore peu satisfaisante. Ainsi les expériences ont montré que, toutes autres conditions étant égales, le changement des cavités (modes et longueurs différents), ou des caractéristiques géométriques, font varier la fréquence de $3 \text{ à } 4 \cdot 10^{-10}$. En fait, l'exactitude est un peu moins bonne, comme nous le verrons directement avec les expériences réalisées sur des masers à deux jets.

La fréquence des masers à simple jet, dans l'échelle *TAl*, est de $22\,789\,421\,730 \pm 10$ Hz.

III. 5. 1. Stabilité, effet des paramètres expérimentaux

Parmi les paramètres influençant la fréquence d'un maser à simple jet, les plus importants sont : le nombre de molécules dans le jet et la tension appliquée au sélecteur d'états.

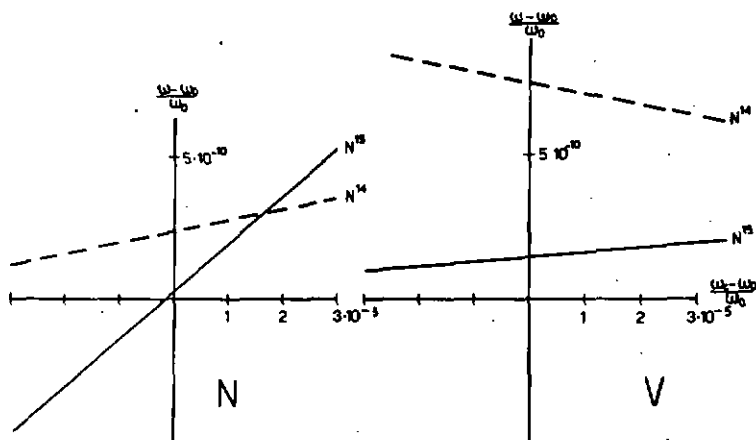


Fig. III. 11.

Effets d'une augmentation de 10 % du nombre de molécules dans le jet (*N*) et de la tension du maser en fonction de la fréquence de la cavité pour les raies $J = K = 3$ du $N^{15}H_3$ et du $N^{14}H_3$.

Les effets des deux premiers facteurs sont reportés dans la figure III. 11. La figure III. 12 donne la correction à appliquer à la fréquence caractéristique d'un maser, pour diverses conditions expérimentales, afin d'obtenir sa fréquence caractéristique pour les conditions expérimentales arbitrairement choisies ($N = 1,4 \cdot 10^{17}$ mol. s⁻¹, $V = 17$ kV). Nous constatons donc que :

- a) un accroissement de 10 % de la tension appliquée au sélecteur d'états augmente la fréquence du maser d'environ $1 \cdot 10^{-10}$;
- b) un accroissement de 10 % du nombre des molécules accroît la fréquence du maser d'environ $5 \cdot 10^{-11}$.

Ces deux facteurs étant réglables de manière reproductible au pour-cent, leur influence sur la fréquence du maser pour un réglage donné ne doit pas dépasser $2 \cdot 10^{-11}$.

Ceci semble bien être le cas. La figure III. 13 montre les résultats de mesures consécutives de la fréquence d'une horloge à quartz, avec un réglage des conditions expérimentales entre chaque mesure. L'écart quadratique moyen est plus petit que $2 \cdot 10^{-11}$.

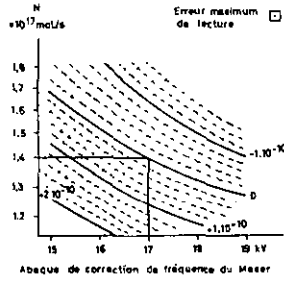


Fig. III. 12.

Abaque de correction de fréquence du maser.

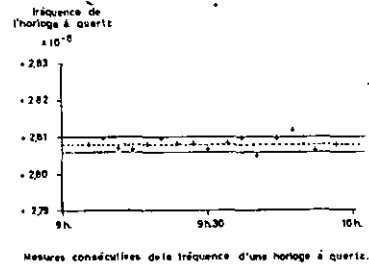


Fig. III. 13.

Mesures consécutives de la fréquence d'une horloge à quartz.

III. 5. 2. Mesure de la largeur de raie

Pour l'étude du maser, il est intéressant de mesurer la largeur de raie apparente, pour les différentes conditions expérimentales.

Nous poserons
$$\Delta\nu^* = \Delta\nu \cdot \frac{F(\theta)}{2,8} \quad (\text{III. 10})$$

et appellerons cette grandeur, largeur apparente de raie.

Nous pouvons mettre (II. 2) sous la forme :

$$(\nu_M - \nu_0) \sim Q_c \cdot \Delta\nu^* \cdot (\nu_c - \nu_0) \quad (\text{III. 11})$$

La largeur de raie apparente peut être évaluée par deux méthodes.

1. La fréquence du maser est mesurée en fonction de la fréquence d'accord de la cavité. Le facteur de qualité de la cavité ayant été préalablement déterminé, $\Delta\nu^*$ reste la seule inconnue dans l'égalité III. 11 et peut par conséquent être calculée.

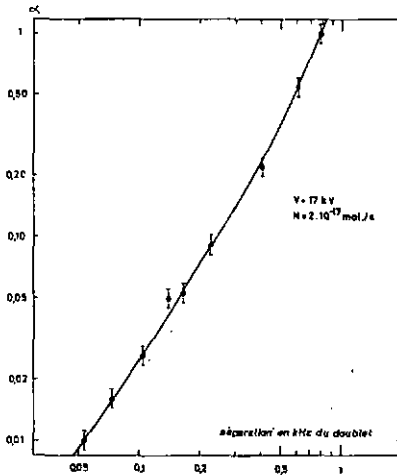


Fig. III. 14.

Valeur du coefficient de modulation Zeeman α en fonction du champ magnétique. Celui-ci est caractérisé par la séparation en kHz du doublet, calculée à partir de résultats expérimentaux.

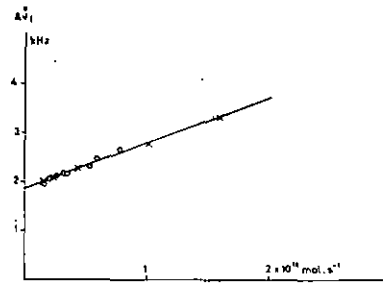


Fig. III. 15.

Variation de la largeur de raie apparente en fonction du nombre de molécules dans le jet.

Dans notre cas, le facteur de surtension de la cavité n'était pas mesuré à plus de 10 %. La fréquence d'accord était évaluée à partir de la température de la cavité, ce qui rendait la mesure délicate. Cette méthode a permis de calculer à 10 % près la valeur absolue de $\Delta\nu^*$; par contre pour une même cavité, la valeur relative de $\Delta\nu^*$ était calculable à quelque 10^{-2} près.

2. La largeur de raie peut être évaluée par l'influence du champ magnétique sur la fréquence du maser. Lors du dépouillement de la mesure de fréquence, nous portons sur un graphique la variation de fréquence du maser due à l'influence d'un champ magnétique donné, en fonction de la fréquence en l'absence de ce champ. Appelons la valeur du coefficient angulaire de cette droite, α ; c'est le coefficient de modulation Zeeman. Ce coefficient est fonction du champ magnétique appliqué (fig. III. 14) et de la largeur de raie et permet une mesure relative de cette dernière grandeur. Si la mesure est beaucoup plus aisée, par contre l'interprétation est assez délicate.

La largeur de raie a été mesurée par ces deux méthodes, en fonction des conditions expérimentales et plus spécialement du nombre de molécules dans le jet. Ces derniers résultats montrent que la largeur apparente de raie augmente linéairement avec le nombre de molécules dans le jet (fig. III. 15).

Dans les conditions usuelles d'oscillation, la raie 3-3 a une largeur apparente de l'ordre de 2 kHz.

Dans le cas de la raie 3-2 de $N^{14}H_3$ nous avons obtenu une valeur de l'ordre de 6-7 kHz. Ceci est dû au fait que le nombre de molécules nécessaire pour entretenir l'oscillation est plus élevé ($N \simeq 3$ à $5 \cdot 10^{18}$ mol./s).

III. 5. 3. Conclusions

Nous avons construit et étudié des masers à $N^{15}H_3$ en vue de leur emploi comme étalon de fréquence. Les expériences de mesure des largeurs apparentes de raie ont justifié l'emploi de la raie $J=K=3$ de $N^{15}H_3$ de préférence à la raie $J=3, K=2$ du $N^{14}H_3$.

La stabilité des masers à simple jet, donnée par la reproductibilité des conditions expérimentales, est de $2 \cdot 10^{-11}$. Une mesure de fréquence est rapide (quelques minutes de travail) et sa précision est de l'ordre de 2 à $3 \cdot 10^{-11}$.

L'exactitude des masers à simple jet n'est pas encore satisfaisante; elle sera évaluée à partir des expériences réalisées sur les masers à deux jets.

IV. MASER A DEUX JETS

L'amplitude de l'onde progressive, qui est présente dans la cavité d'un maser à simple jet, peut être fortement diminuée en symétrisant le phénomène à l'aide d'un second jet de direction opposée au premier. Dans le dessein de faire du maser un étalon absolu, nous avons réalisé deux masers à deux jets.

IV. 1. DESCRIPTION DES INSTALLATIONS

Les deux installations ont été étudiées avec la raie $J=3, K=3$ de $N^{15}H_3$, le critère de mesure étant celui du champ magnétique. Nous décrivons ci-dessous uniquement les deux appareils; la méthode de détection et de mesure est identique à celle décrite dans le cas du maser à simple jet.

a) Installation N° 1

Le dispositif de formation d'un jet de $N^{15}H_3$, décrit dans le chapitre précédent, a été réalisé en double et disposé symétriquement de chaque côté

d'une cavité en laiton cuivré de mode TM_{010} d'une longueur de 17 cm (fig. IV. 1). Cette installation est donc construite de manière à permettre un réglage indépendant des caractéristiques des deux jets. Ces caractéristiques

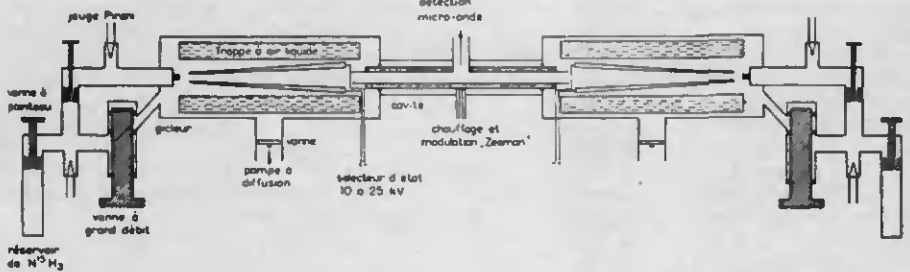


Fig. IV. 1.

Schéma du maser à double jet N° 1.

sont le nombre de molécules dans les jets, et les tensions appliquées aux sélecteurs d'états.

L'alignement des composantes (gicleurs, sélecteurs d'états, et cavité) a d'abord été réalisé visuellement de manière assez grossière. Ensuite les positions des deux gicleurs ont été réglées consécutivement de manière que chaque jet donne lieu à une oscillation d'énergie maximum dans la cavité. L'alignement a été vérifié par l'identité des fréquences à 10^{-10} près obtenue pour chaque jet séparément dans les mêmes conditions de nombre de molécules et de haute tension.

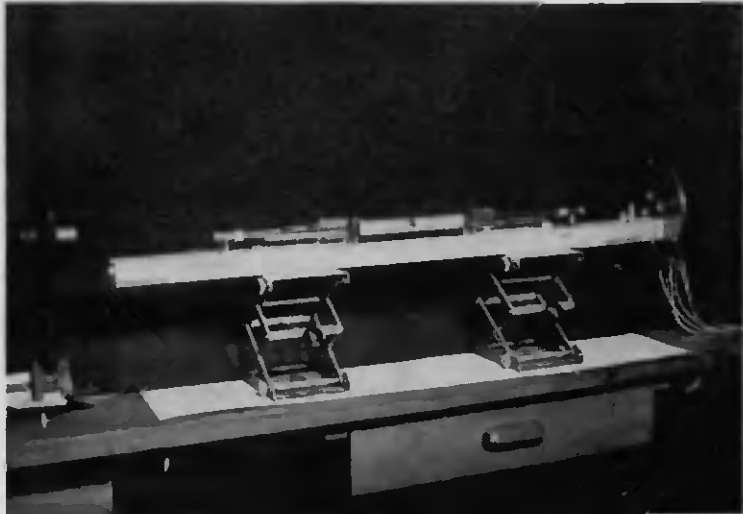


Photo IV. 1.

b) Installation N° 2

Cet appareil a été conçu de manière à permettre un très bon alignement des composantes des deux jets (*fig. IV. 2*). À cette fin les composantes sont fixées sur une barre rigide d'aluminium profilée en U. Cette barre peut être retirée du système à vide et placée sur un banc optique (*photo N° IV. 1*). Un pinceau lumineux traversant les deux gicleurs délimite l'axe du jet et permet un ajustement à quelques dixièmes de mm près des différentes composantes.

Par construction, les caractéristiques des deux jets sont identiques. En effet, le générateur de haute tension est le même pour les deux sélecteurs d'états; de plus, la construction symétrique du système de distribution d'ammoniac aux deux gicleurs assure un nombre de molécules identique dans les deux jets.

La cavité est également de mode TM_{010} d'une longueur de 17 cm. Par contre, les gicleurs de type II assurent une directivité 3 à 5 fois moins bonne que les gicleurs de type I, employés dans l'installation N° 1.

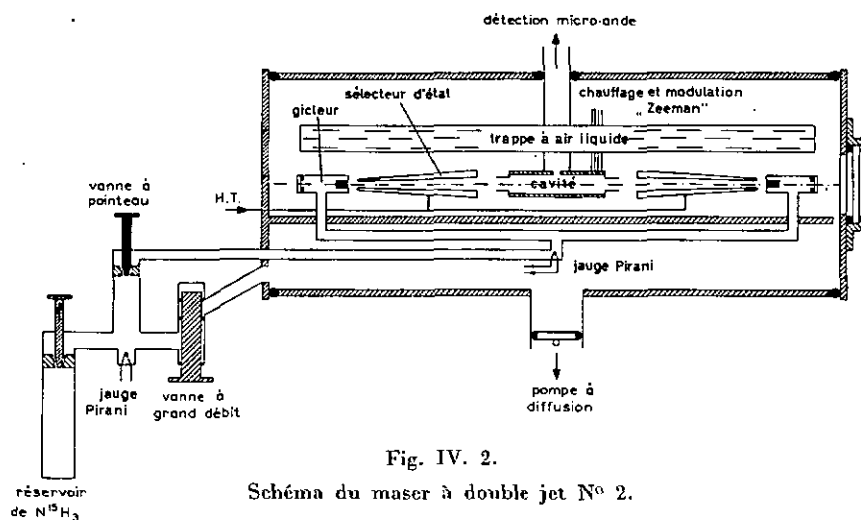


Fig. IV. 2.

Schéma du maser à double jet N° 2.

IV. 2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

IV. 2. 1. Effet de l'onde progressive dans la cavité

Les premières expériences faites avec l'installation N° 1 tendaient à vérifier l'effet de l'onde progressive dans la cavité. Dans ce but, l'un des deux paramètres expérimentaux (nombre de molécules dans le jet ou haute tension appliquée au sélecteur d'états) était ajusté à une valeur identique pour les deux jets.

L'autre paramètre était réglé à une valeur fixe pour un jet, tandis que pour le second jet il était varié de zéro à la valeur maximum expérimentalement possible. Un résultat typique pour un tel essai est donné dans la *fig. IV. 3*

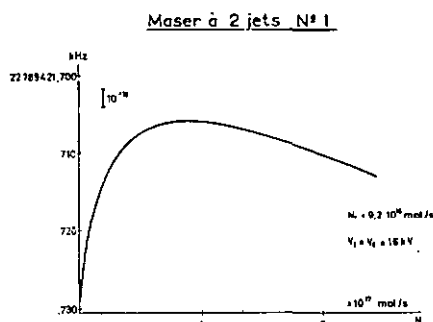


Fig. IV. 3.

Influence de l'onde progressive sur la fréquence du maser. Les deux hautes tensions appliquées aux sélecteurs d'états (V_1 et V_2) sont identiques. Le nombre de molécules a été réglé à $9,2 \cdot 10^{17}$ mol/s pour un jet. La fréquence du maser est reportée en fonction du nombre de molécules dans le second jet.

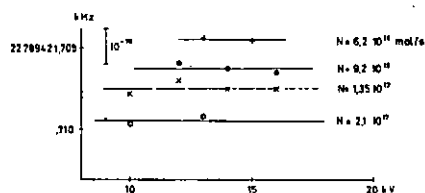


Fig. IV. 4.

Fréquence du maser à deux jets N° 1 en fonction des conditions expérimentales.

On observe une variation de fréquence de l'ordre de grandeur prévu par la théorie de l'onde progressive de SHIMODA et al. [SWT 56].

De plus, il fallait s'attendre que la fréquence du maser passe par un extremum au moment où les deux jets sont équilibrés, c'est-à-dire en principe, quand les conditions expérimentales des deux jets sont identiques. C'est ce qui est observé. Plus exactement, comme le montre la fig. IV. 3 un minimum a lieu lorsque le nombre de molécules dans un jet est de quelques pour-cent plus petit que dans l'autre. Ce faible désaccord peut être attribué à un mauvais alignement des composantes et aux erreurs de lecture.

Il y a lieu d'admettre que le minimum de fréquence est obtenu au moment où les deux jets sont équilibrés; nous avons donc pris cette valeur comme fréquence caractéristique du maser.

IV. 2. 2. Influence des paramètres expérimentaux

La fréquence des masers à deux jets est, à la précision de mesure près, indépendante de la haute tension appliquée aux focaliseurs (fig. IV. 4). Par contre, la fréquence varie en fonction du nombre de molécules dans le jet N (fig. IV. 5 et tableau IV. 1).

Tableau IV. 1.
Variation relative de fréquence/Nombre de molécules dans le jet (N)

Installation N° 1	$1,6 \cdot 10^{-10}$ pour 10^{17} mol. s^{-1}
Installation N° 2	$4 \cdot 10^{-11}$ pour 10^{17} mol. s^{-1}

Cette variation n'est pas fonction de l'amplitude d'oscillation du maser. Celle-ci varie en effet fortement avec la tension appliquée au sélecteur d'états et l'expérience montre que la fréquence ne varie pas.

La variation observée semble être proportionnelle au nombre de molécules dans la cavité, en effet :

1. Le nombre de molécules dans la cavité est proportionnel à $N^{2/3}$ (chapitre III) où N est le nombre de molécules dans le jet. La fig. IV. 6 montre un bon alignement des points expérimentaux sur des droites.

2. L'influence du nombre de molécules dans le jet est plus petite dans l'installation N° 2. En effet, les gicleurs de cette installation ont une directivité plus faible, ce qui fait que pour une même intensité du jet, le nombre de molécules dans la cavité est trois ou quatre fois plus petit (ce fait est vérifié par les conditions d'oscillation). Le rapport entre les variations relatives de fréquence est du même ordre que le rapport des directivités des deux gicleurs (fig. IV. 6).

3. D'autre part, les expériences faites par SABARI et al. avec des masers à deux jets, oscillant sur la ligne $J=3$ $K=2$ de $N^{14}H_3$, ce qui exige un nombre plus grand de molécules, ont montré une dépendance des conditions expérimentales environ 10 à 40 fois plus forte [SKI 61].

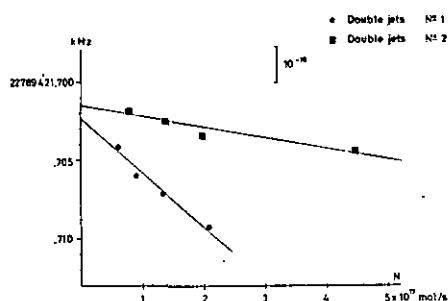


Fig. IV. 5.

Fréquence des masers à deux jets en fonction du nombre de molécules N dans la cavité.

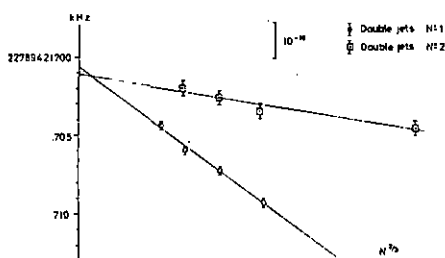


Fig. IV. 6.

Variation de fréquence en fonction du nombre de molécules évalué dans la cavité ($\sim N^{2/3}$).

4. Le nombre de molécules dans la cavité ne varie que de 2 % quand la tension appliquée au sélecteur d'états passe de 0 à 20 kV [Bar 59]. Si l'on admet une variation de fréquence proportionnelle au nombre de molécules dans la cavité, l'effet des variations de tensions dans l'installation N° 2, pour un nombre de molécules inférieur à $3 \cdot 10^{17}$ mol. s⁻¹ est plus petit que 10^{-11} , donc actuellement non mesurable.

Cette variation de fréquence peut être due à des interactions entre molécules dans la cavité. Les expériences de mesure de largeur de raie montrent qu'il y a effectivement de telles interactions (fig. III. 15).

Mais la justification théorique de cette variation de fréquence en fonction du nombre de molécules est plus difficile.

La théorie [Mar 49] et les expériences faites à des pressions comprises entre quelques mm Hg et quelques atmosphères [BL 48] indiquent une diminution de fréquence pour des pressions croissantes, ce qui est l'inverse de l'effet observé.

En fait, la théorie de ce type d'interaction est très difficile, elle ne permet pas a priori de déterminer le sens de l'effet à prévoir aux très faibles pressions régnant dans la cavité.

IV. 2. 3. Stabilité et exactitude des masers à deux jets

a) *Stabilité.* Les paramètres expérimentaux sont facilement mesurables et reproductibles à quelques pour-cent. Cette reproductibilité des conditions expérimentales permet une reproductibilité de la fréquence à quelques unités fois 10^{-12} . L'on peut donc garantir pour un appareil donné une stabilité à long terme de cet ordre de grandeur.

b) *Exactitude.* L'évaluation de cette caractéristique est plus difficile. Si l'on retient l'hypothèse de la variation de fréquence linéaire en fonction du nombre de molécules, l'on peut extrapoler la fréquence pour un nombre nul de molécules dans la cavité (*fig. IV. 6*).

Aux erreurs de mesures près, cette extrapolation conduit à des valeurs identiques des fréquences des deux masers.

La valeur intrinsèque de la fréquence ainsi obtenue est :

$$\begin{aligned} \nu(\text{maser}) &= 22\,789\,421\,701 \pm 1 \text{ Hz exprimée dans l'échelle de temps } TAI \\ \nu(\text{Cs}) &= 9192\,631\,770 \text{ Hz.} \end{aligned}$$

Une autre question est de savoir à quel point l'onde progressive a été diminuée. On peut faire l'évaluation grossière suivante. Dans un maser à simple jet, l'augmentation de la tension appliquée au sélecteur d'états de 10 à 20 kV, entraîne une augmentation de l'effet de l'onde progressive de 30 % à 40 % (ch. III). Comme dans le maser à deux jets, cette augmentation est plus petite que l'erreur de mesure de $2 \cdot 10^{-11}$, on peut estimer que l'effet total d'onde progressive est inférieur à 10^{-10} .

En conclusion, et malgré l'incertitude sur la cause réelle de la variation de fréquence en fonction du nombre de molécules, nos résultats permettent d'attribuer aux masers à deux jets une exactitude dépassant 10^{-10} .

IV. 2. 4. Exactitude des masers à simple jet

Les expériences faites avec l'installation N° 1 montrent directement que l'exactitude des masers à simple jet est de l'ordre de 10^{-9} (*fig. IV. 3*). Des masers de construction assez différente pourront avoir des fréquences concordant à quelques 10^{-10} .

IV. 3. PRÉCISION DE MESURE

Actuellement la précision de mesure est de $2 \cdot 10^{-11}$.

Les expériences précédentes montrent l'intérêt de mesurer plus exactement la fréquence caractéristique des masers. Une plus grande précision permettrait d'une part de mieux extrapoler la fréquence à la limite d'un nombre de molécules nul dans la cavité et de mieux étudier le phénomène; d'autre part, elle permettrait de mieux profiter de la stabilité que laissent prévoir les masers à deux jets (quelques unités fois 10^{-12}).

La précision de la mesure est actuellement limitée par les fluctuations rapides de l'oscillateur d'interpolation à quartz (*fig. IV. 7*). L'écart type σ pour une mesure de fréquence de cet oscillateur est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-11}$ pour une constante de temps de l'appareil de mesure de 0,2 s. Un moyen d'améliorer la mesure de la fréquence caractéristique est d'employer un second

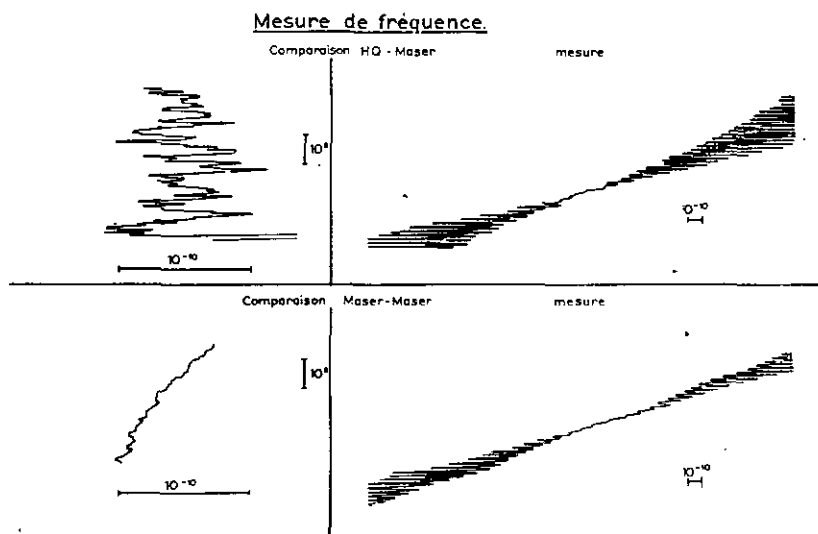


Fig. IV. 7.

En haut à gauche, nous avons l'enregistrement des fluctuations de la fréquence du batttement entre le signal d'un oscillateur à quartz et celui d'un maser (constante de temps de la mesure : environ 0,2 sec.). L'écart type est de $2 \cdot 10^{-11}$.

En bas à gauche, nous avons l'enregistrement de la fréquence du batttement entre deux masers. Dans cette expérience, la fréquence d'un maser a légèrement varié par rapport à l'autre. L'écart type des fluctuations est de $2 \cdot 10^{-12}$.

Les figures de droite montrent des enregistrements de mesure de fréquence, en haut entre un maser et un oscillateur à quartz, en bas entre deux masers. L'on voit que dans le second cas le bruit de fond affectant les comparaisons de fréquence est plus faible, ce qui permet de mieux mesurer le passage par zéro de la modulation de fréquence due au champ magnétique.

maser comme élément de référence, l'amplitude des fluctuations rapides étant d'un ordre de grandeur plus faible ($\sigma = 2 \cdot 10^{-12}$ pour une constante de temps de l'ordre de 0,2 s.).

Les résultats d'une telle mesure sont indiqués dans la figure IV. 8. Le maser de référence, à simple jet, est celui décrit dans le chapitre précédent. La cavité est thermostatisée de manière que sa température ne varie pas de plus de 10^{-4} °C par minute. Le dépouillement d'une telle mesure montre que la comparaison de fréquences entre les deux masers peut se faire avec une précision de quelques 10^{-12} . Les différents essais effectués indiquent la possibilité d'opérer, à l'aide d'un maser à deux jets, des mesures de fréquences avec une précision dépassant 10^{-11} .

Cette précision pourrait être obtenue par un système fixant automatiquement la température de la cavité d'un maser à double jet à la valeur qui annule la modulation de fréquence produite par un champ magnétique alternatif dans la cavité. Un projet en vue d'obtenir un oscillateur dont les stabilités à court et à long terme seraient de l'ordre de quelques unités par 10^{-12} , est proposé dans la fig. IV. 9. Les caractéristiques essentielles d'un tel servo-système sont les suivantes :

a) Le passage de l'oscillation du maser à deux jets par la fréquence caractéristique est accompagné d'un changement de phase de la modulation de fréquence produite par le générateur sinusoïdal. Ainsi, le détecteur synchrone est à même de corriger la température de la cavité de manière à ramener la modulation de fréquence à zéro.

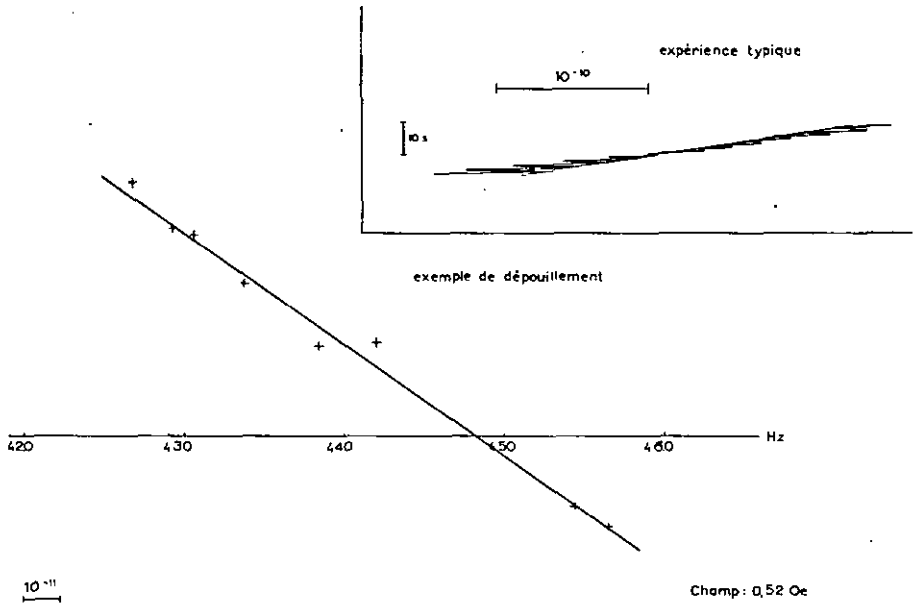


Fig. IV. 8.
Mesure de fréquence entre deux masers.

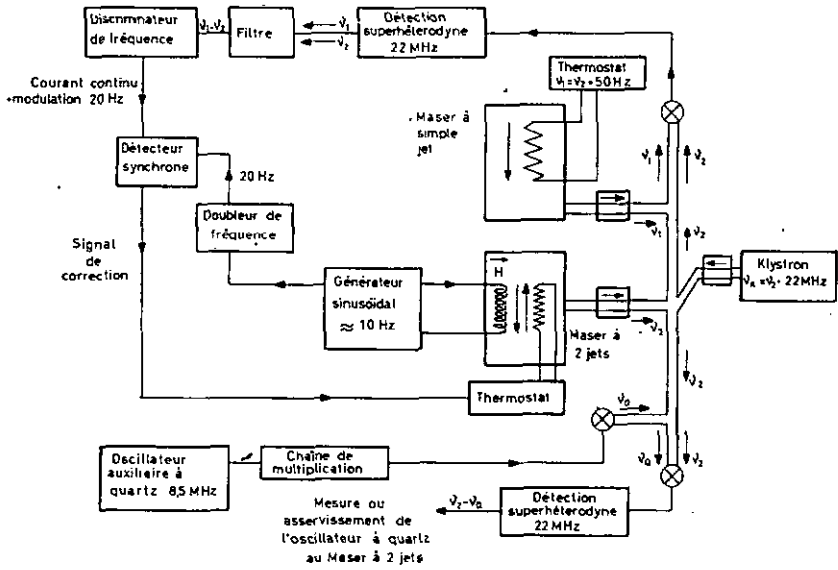


Fig. IV. 9.
Projet de stabilisation d'un maser à deux jets sur sa fréquence caractéristique.

- b) Le maser à simple jet n'est utilisé que comme référence pour déterminer la fréquence caractéristique. Il n'intervient donc pas directement dans les comparaisons de fréquence.
- c) Le thermostat du maser à simple jet est assez simple. Il suffit en effet que la température ne varie pas de plus de 10^{-4} °C par minute. Aucune stabilité à long terme n'est exigée du moment qu'un dispositif de réglage automatique de température est prévu.

V. ÉCHELLE DE TEMPS ATOMIQUE

V. 1. MÉTHODE DE CALCUL

La mesure continue de la fréquence d'une horloge à quartz, à l'aide d'un étalon atomique de fréquence, permet de calculer, par intégration, l'état de l'horloge. En pratique, cette mesure continue n'est pas nécessaire. Une mesure de fréquence périodique permettra le calcul d'une échelle de temps avec la précision désirée.

Le système de démultiplication des horloges à quartz est adapté à la fréquence nominale ν du quartz. La fréquence du quartz augmentant légèrement au cours du temps (quelques 10^{-9} par mois), l'état de l'horloge à quartz (TQ) doit être corrigé. Le calcul de cette correction peut se faire de la manière suivante :

La fréquence de l'horloge à quartz $\nu(t)$ est mesurée à intervalles réguliers par rapport à la fréquence de l'étalon atomique.

L'intégrale

$$\Delta T_a = \int_0^t \frac{\nu(t') - \nu}{\nu} dt' \quad (V. 1)$$

où ν est la fréquence nominale de l'horloge à quartz, donne pour l'instant t , la correction ΔT_a à appliquer à l'état TQ , en vue d'obtenir l'état en temps atomique (TA) de l'horloge :

$$TA = TQ - \Delta T_a \quad (V. 2)$$

En pratique, la fréquence $\nu(t)$ est interpolée linéairement entre les mesures.

Cette interpolation linéaire entraîne une erreur sur la détermination du temps atomique. Il est possible d'évaluer celle-ci en calculant l'état de plusieurs horloges et en comparant ces états entre eux. La figure V. 1 donne les résultats obtenus avec les deux meilleures horloges à quartz dont nous disposons, pour les cas où les mesures sont espacées respectivement de 15 et 5 jours.

Ces résultats montrent que l'erreur introduite par ce procédé est négligeable :

Période entre deux mesures	Erreur quadratique moyenne produite par l'interpolation linéaire	Erreur prévue au bout d'une année
15 jours	35 μ s	200 μ s (correspond à $6 \cdot 10^{-12}$)
5 jours	3 μ s	25 μ s (correspond à $1 \cdot 10^{-12}$)

Dans ces conditions, l'erreur sur l'échelle de temps atomique est donc uniquement conditionnée par la qualité de l'étalon atomique de fréquence. Elle peut actuellement être évaluée à une milliseconde par an.

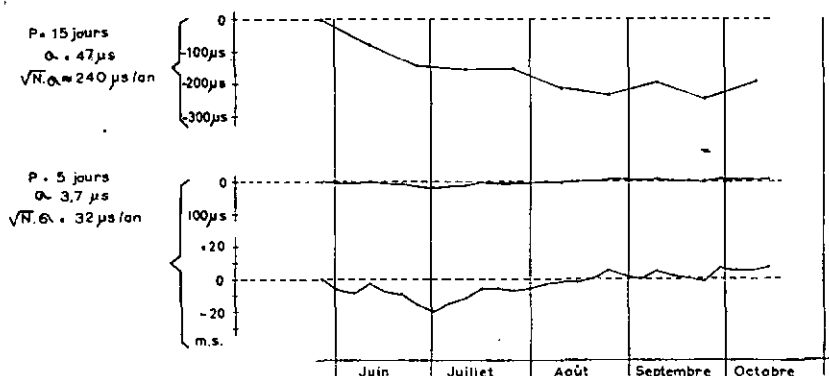


Fig. V. 1.

Nous avons calculé les temps atomiques pour deux horloges Q_8 et Q_{10} , les graphiques donnent les différences $TA(Q_8) - TA(Q_{10})$, pour les cas où les mesures de fréquence ont été espacées respectivement de 15 et 5 jours.

V. 2. CHOIX APPROPRIÉ DE LA VALEUR NUMÉRIQUE DE LA FRÉQUENCE

Le problème est de définir la valeur numérique de la fréquence de la raie utilisée par l'étalon. Du choix dépendra la définition du temps atomique. Il est évident qu'il faudra choisir une valeur telle que l'échelle de temps atomique soit aussi proche que possible du temps légal, défini par des méthodes astronomiques.

A Neuchâtel, dès 1957, une fréquence avait été attribuée provisoirement au maser oscillant sur la ligne $J=K=3$ du N^4H_3 . Cette fréquence (23.870.129.235 Hz) était celle de l'étalon, mesurée en TU_2 (cf. p. 53) pour la période février-juillet 1957. Ainsi se trouvait, pour la première fois, définie une échelle de temps atomique dénommée TA .

Il est préférable de choisir une échelle de temps atomique proche du temps des éphémérides (voir chap. VII) tel qu'il a été défini en 1956 au Comité international des Poids et Mesures. MARKOWITZ et al. [MG 58, Mar 61] ont déterminé la fréquence du césium exprimée dans l'échelle du temps des éphémérides (voir VII. 2), l'erreur probable de la mesure étant $\pm 2 \cdot 10^{-9}$. Cette fréquence est prise à Washington comme définition d'une échelle de temps atomique appelée AI .

Ce résultat a permis de calculer la fréquence du maser dans cette échelle AI , afin de définir à Neuchâtel une échelle de temps TAI aussi identique que possible à l'échelle AI . La valeur adoptée pour le maser à N^4H_3 (23.870.128.870 Hz) définissant l'échelle TAI est la moyenne des nombres fournis par les deux méthodes suivantes :

1. Comparaison entre les différences $TA-TU_2$ de Neuchâtel [BD 58] où TA est l'échelle de temps basée sur la fréquence initialement adoptée et les valeurs $AI-TU_2$ publiées et communiquées par MARKOWITZ. La fréquence en TAI du maser a été choisie de manière à faire coïncider au mieux les deux courbes.

2. Comparaison en fréquence du maser et de l'étalon au césium par l'intermédiaire des signaux horaires de l'émetteur anglais MSF (60 KHz) [BB 58].

La fréquence du maser à simple jet N^4H_3 a été rapportée à l'échelle TAI . Actuellement celle-ci est définie par la fréquence de l'étalon au césium du L.S.R.H. [BO].

V. 3. COMPARAISONS DES ÉTALONS ATOMIQUES

L'étude de la stabilité et de l'exactitude des différents étalons exige la comparaison des fréquences et des échelles de temps, déterminées par des étalons de modèle différent, soit par des expériences en un même laboratoire, soit par liaison radioélectrique.

La comparaison d'étalons atomiques est simple s'ils se trouvent dans le même laboratoire; c'est de plus la méthode la plus précise pour l'étude comparative des différents étalons. Ainsi les masers à $N^{15}H_3$ ont été comparés dans notre laboratoire à l'étalon au césium. Jusqu'ici, ces comparaisons ont été faites de manière trop épisodique pour être très concluantes. Elles ont néanmoins montré une bonne concordance des deux étalons.

Les comparaisons par liaison radioélectrique s'effectuent généralement par la mesure simultanée des tops horaires ou de la fréquence d'un même émetteur, déterminés au moyen des étalons à comparer. A Neuchâtel, ces mesures sont faites à l'Observatoire [BO]. Bien que de telles comparaisons n'aient pas encore été réalisées avec les masers à deux jets, nous tenons à indiquer rapidement les méthodes utilisées et la précision obtenue.

1. *Comparaison en fréquence*

Les liaisons à ondes courtes (décamétriques) ne permettent pas une très grande précision à cause des instabilités de propagation. Par contre les liaisons par ondes kilométriques (émetteurs NBA, 18 kHz et GBR, 16 kHz) ont donné des précisions de mesure de l'ordre de quelques unités fois 10^{-11} pour une durée d'observation d'une journée.

2. *Comparaison par signaux horaires*

Cette méthode est particulièrement adéquate pour la comparaison entre eux des différents temps atomiques. La réception de signaux horaires peut en effet se faire en ondes décamétriques avec une précision de $\pm 0,1$ ns, pour autant que les conditions de propagation ne soient pas trop instables. Pour la comparaison des horloges atomiques sur des durées de l'ordre de l'année, cette méthode est la plus précise.

Une autre méthode de comparaison consiste à transporter une horloge atomique en fonctionnement. Un tel transport constitue évidemment une opération très délicate, mais permet des comparaisons de temps atomique avec une précision considérable (quelques μs). Notons que cette méthode de synchronisation demande deux transports de l'horloge, en effet avant le voyage elle est étalonnée par rapport à l'horloge de référence et il est nécessaire après la comparaison, à titre de contrôle, de vérifier l'état de l'horloge à son retour.

VI. ÉTUDE DE LA ROTATION DE LA TERRE

L'étude de la rotation de la Terre est liée aux problèmes astronomiques de la détermination du temps et des mouvements célestes, ainsi qu'à la connaissance des phénomènes régissant la rotation elle-même.

Nous traiterons dans les deux prochains chapitres de quelques-uns de ces aspects, en commençant par une étude purement expérimentale de la rotation de la Terre, et plus spécialement de l'exploitation possible des résultats obtenus.

VI. 1. ROTATION DE LA TERRE

Malgré les remarques restrictives faites par KÉPLER, KANT (1754) et LALANDE (1771), l'on a cru jusqu'à la fin du XIX^e siècle que la rotation de la Terre était un mouvement uniforme au sens strict du terme [Guy 53]. A cette époque, l'étude des éphémérides de la Lune [Bro 96] et ensuite de certaines planètes [Jon 39] ont mis en évidence les variations suivantes de rotation de la Terre :

a) un allongement séculaire de la durée du jour, qui a pour cause le frottement des marées ;

b) des fluctuations irrégulières dont les causes ne sont pas connues.

Il y a environ trente ans, SCHEIRE et ADELSBERGER [SA 50] et ensuite STROYKO [Sto 36] décelèrent pour les horloges à quartz, étalonnées par rapport au temps déterminé par la rotation de la Terre, une tendance à avancer entre juin et novembre, alors que la tendance inverse était observée entre novembre et juin. Considérant que ces variations de marche n'étaient pas le fait de l'horloge, ces auteurs attribuèrent l'effet observé à des variations saisonnières de rotation de la Terre. En réalité, il semble bien que le type d'horloge employé à cette époque ait été sensible à l'humidité [Her 61] et qu'ainsi une partie de l'effet était due à l'horloge.

Les premières mesures quantitatives sérieuses des variations saisonnières de rotation de la Terre ont été obtenues par comparaison des échelles de temps atomiques et de temps astronomiques. Une partie de ces variations seraient causées, selon COX, VAN DEN DUNGEN et VAN MIEGHEM¹ [CVV.], à des mouvements généraux de l'atmosphère. Si l'on tient compte des données sur les masses d'air en mouvement, de leurs vitesses, on obtient par le calcul une variation annuelle du jour en bon accord avec l'observation. Mais remarquons dès à présent, qu'à partir de ces hypothèses, on doit déduire que probablement l'amplitude et la phase de ces variations changent d'une année à l'autre.

VI. 2. TEMPS UNIVERSEL

Jusqu'à ces dernières années, l'unité de temps était déterminée à partir de la rotation de la Terre sur elle-même, la seconde étant définie comme $1/86.400$ jour solaire moyen.

L'échelle de temps ainsi définie porte le nom de Temps Universel.

La détermination de l'heure à partir de l'observation du Soleil ne serait pas assez pratique. Il est beaucoup plus aisé d'observer le mouvement des étoiles pour mesurer la rotation de la Terre sur elle-même. A partir de la détermination de l'heure en temps sidéral, on calcule ensuite le temps solaire moyen TU_0 .

L'heure ainsi déterminée n'est pas uniforme, d'une part à cause du mouvement des pôles à la surface de la Terre qui modifie les longitudes, d'autre part à cause des irrégularités de rotation de la Terre.

Les coordonnées du pôle sont calculées, à partir des déterminations de latitude faites par plusieurs observatoires, au bureau des latitudes de Turin qui les transmet hebdomadairement au Bureau international de l'Heure à

Paris (B.I.H.). Celui-ci calcule la correction $\Delta\lambda$ à apporter à TU_0 pour affranchir ce temps des variations dues au mouvement des pôles. L'on obtient ainsi le temps TU_1 .

$$TU_1 = TU_0 + \Delta\lambda \quad (\text{VI. 1})$$

Les variations saisonnières de rotation de la Terre peuvent être mesurées grâce aux horloges à quartz et aux étalons atomiques. Comme ce phénomène, à la précision désirée, est assez régulier, une correction extrapolée ΔT_s est publiée chaque année.

On obtient ainsi le Temps Universel, TU_2 défini par

$$TU_2 = TU_0 + \Delta T_s \quad (\text{VI. 2})$$

VI. 3. DÉTERMINATION DU TEMPS UNIVERSEL

Les mesures astronomiques de temps universel ont été faites à l'observatoire de Neuchâtel à l'aide d'une lunette zénithale photographique (P.Z.T.) et d'un astrolabe impersonnel DANJON. Ces deux appareils permettent les observations de l'heure et de la latitude.

Pour chacun des instruments, l'Observatoire utilise un programme d'observation [BS 58, CB 58] de 12 groupes d'étoiles de deux heures de durée. Les groupes du P.Z.T. contiennent de 8 à 12 étoiles, ceux de l'astrolabe de 25 à 28 étoiles. L'écart quadratique moyen d'un groupe par rapport à une courbe lisse tirée à travers l'ensemble des déterminations, est de l'ordre de 5-6 msec. pour le P.Z.T. et de 10 à 11 msec. pour l'astrolabe [BCS 59].

Les résultats expérimentaux sont donnés sous la forme de la différence entre le temps universel TU_0 et le temps atomique TA fondé sur les étalons du L.S.R.H. (chapitre V). La figure VI. 1 donne les valeurs obtenues à l'aide du P.Z.T., la figure VI. 2 celles de l'astrolabe.

Comme l'ont remarqué BLASER et al. [BCS 59], on serait en droit de s'attendre à ce que les résultats des deux instruments ne diffèrent que statistiquement et d'une quantité donnée par les écarts externes indiqués ci-dessus. Si ceci est à peu près le cas pendant de longues périodes, des désaccords beaucoup plus considérables se produisent quelquefois sur des périodes de plusieurs mois (par exemple en 1958). Ces constatations ont amené BLASER et al. à considérer des déplacements systématiques et de durée assez longue de la position apparente du zénith du lieu.

Pour l'étude de la rotation de la Terre il semblerait à première vue justifié de faire l'analyse de TU_1 , la correction due au mouvement du pôle étant en principe calculée à partir des mesures de latitude. En fait, la méthode de calcul n'est pas univoque. De plus le BIH ayant modifié l'origine des coordonnées du pôle instantané pendant la période de 1958,75 à 1958,98, l'emploi du TU_1 est complètement inadéquat. C'est la raison pour laquelle nous étudierons les courbes $TA \cdot TU_0$.

VI. 4. ANALYSE DES COURBES $TA \cdot TU_0$

VI. 4. 1. But de l'analyse

Nous avons obtenu expérimentalement une courbe donnant les variations de temps astronomique ($TA \cdot TU_0$) en fonction d'une échelle de temps uniforme TA (temps atomique), ceci à un terme linéaire en t près.

Cette courbe se décompose, en principe, de la manière suivante :

1. Variations irrégulières et terme séculaire.
2. Variation périodique due au mouvement des pôles.

Celle-ci se décompose elle-même en :

- a) une période chandlérienne, dont la durée est d'environ 430 jours;
- b) une période annuelle.

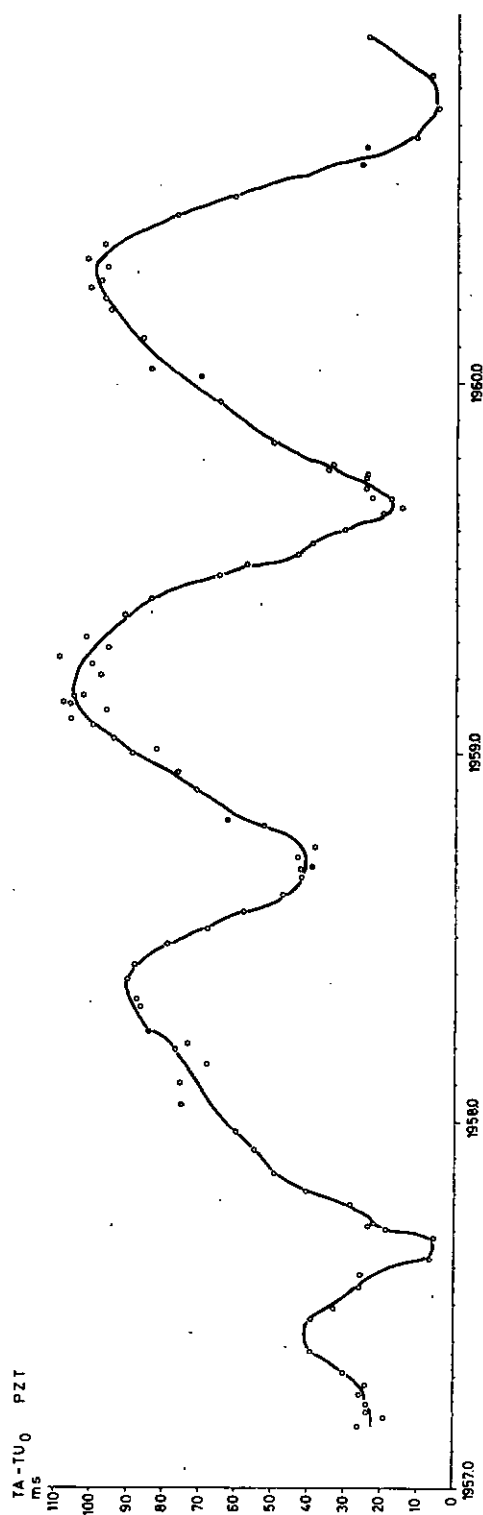


Fig. VI. 1.

Comparison entre le temps atomique TA et les mesures de temps astronomique TU_0 effectuées à l'aide du P.Z.T. Chaque point correspond à un supergroupe, moyenne des résultats de mesure de 10 groupes.

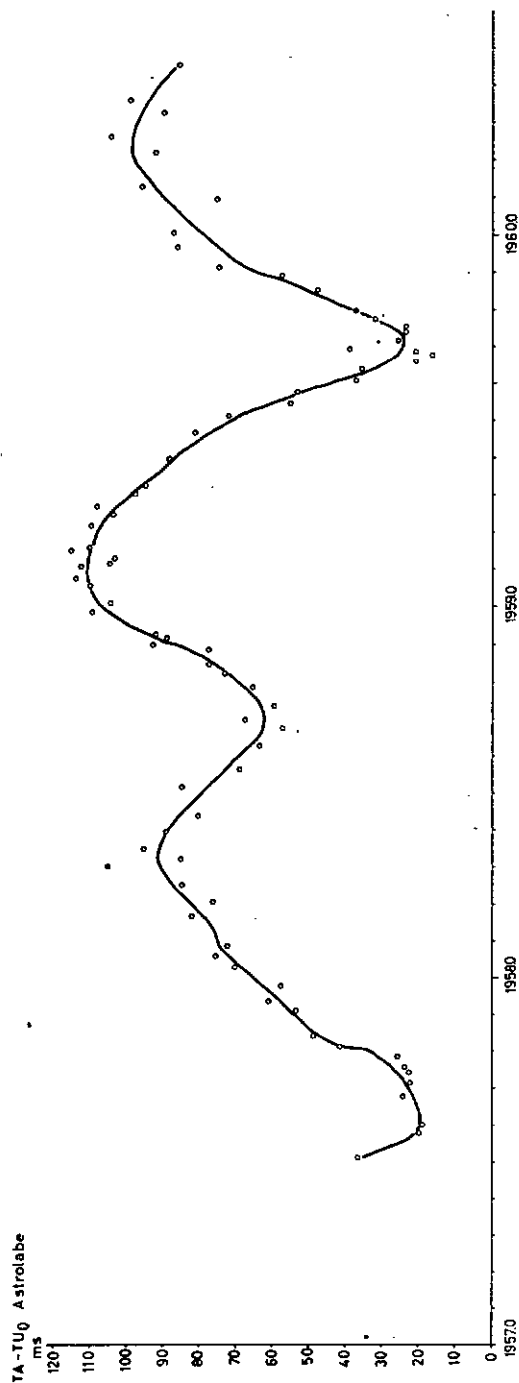


Fig. VI. 2.

Comparison entre le temps atomique TA et les mesures de temps astronomique TU_0 effectuées à l'aide de l'astrolabe.
Chaque point correspond à un supergroupe, moyenne des résultats de mesure de 10 groupes.

Rappelons que les mouvements du pôle peuvent être calculés à l'aide des mesures de latitude, mesures faites indépendamment de la détermination de l'heure.

3. Variations saisonnières qui sont très mal connues. Certains auteurs ont décomposé [Sto 39] ces variations en une somme de deux fonctions sinusoïdales dont les périodes ont comme valeur 0,5 et 1 an.

Le problème se pose d'analyser les courbes expérimentales, pour essayer de tirer de ces courbes quelques renseignements supplémentaires sur les causes de ce phénomène. Mais nous désirons surtout étudier quelles informations l'on peut raisonnablement extraire d'une telle courbe, c'est-à-dire finalement, étudier les limites dues aux méthodes utilisées ou utilisables. Ceci évitera de tirer d'une analyse des conclusions erronées ou pour le moins trop aventureuses.

La première question concerne le choix de la méthode d'analyse. Celle-ci ne doit pas donner lieu à des résultats fictifs, dus à la méthode de calcul employée. Ainsi par exemple, une analyse par série de Fourier de la courbe est à rejeter. Les résultats dépendent en effet de la longueur de l'intervalle considéré, et ce qui est encore plus grave, la composante séculaire donnera lieu à une décomposition en fonctions trigonométriques qui ne correspondent à rien de réel.

De plus, comme nous l'avons déjà signalé plus haut, les causes de certaines variations sont très complexes. Il est, par suite, fort improbable que ces variations puissent se décomposer en fonctions simples, telles que des fonctions sinusoïdales par exemple. La méthode d'analyse devra donc admettre l'emploi de fonctions périodiques de forme arbitraire.

La courbe $TA \cdot TU_0$ est une courbe expérimentale, c'est-à-dire que les valeurs sont affectées d'erreurs de mesure, que nous supposons obéir aux lois de Gauss. La méthode d'analyse devra être aussi insensible que possible à ces erreurs.

La courbe $TA \cdot TU_0$ étant visiblement périodique, il se pose un premier groupe de questions :

— Quelles sont les valeurs des périodes ?

— Quelles sont les caractéristiques de ces phénomènes périodiques : régularité, allure, etc. ?

— Peut-on séparer ces phénomènes périodiques de variations lentes, etc. ?

Nous présentons un essai d'analyse faisant appel aux notions d'auto-corrélation, corrélation et transformée de Fourier, avant tout dans le but d'étudier la méthode d'analyse.

Auparavant, nous désirons cependant esquisser une analyse basée sur une méthode préconisée par DANJON.

VI. 4. 2. Analyse par la méthode de DANJON

DANJON a décomposé le TU_0 , rapporté à une échelle de temps atomique, pour la période 1956,15 à 1959,55, par une superposition de deux termes périodiques supposés dus aux mouvements du pôle et aux variations saisonnières, plus une cubique [Dan 58, Dan 59]. Pour la période de 1959,55 à 1960,10 la cubique est remplacée par une parabole, qui rejoint la cubique en 1959,55. Au point de rencontre la valeur des tangentes est différente. DANJON en a déduit qu'à cette date la durée du jour avait brusquement varié (0,85 ms/jour).

Comme nous avons la conviction que cette dernière conclusion est due à la méthode de calcul, nous avons repris la méthode DANJON pour faire l'analyse de TU_0 pendant la période 1957,45 à 1960,5. Nous avons procédé à l'analyse d'une manière très semblable à Danjon :

a) DANJON a supposé que la composante chandlérienne était une fonction sinusoïdale. Il a calculé l'amplitude et la phase de ce terme à partir des déterminations de temps et de latitude. Nous avons repris ces valeurs, en réajustant la phase pour tenir compte de la différence de longitude entre Paris et Neuchâtel (fig. VI. 3). Ce terme est soustrait au TU_0 pour obtenir le $TU_{1/2}$ (fig. VI. 4 et VI. 5).

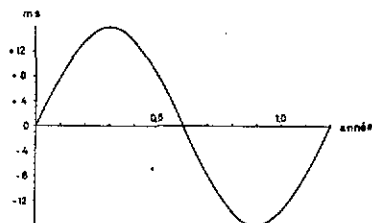


Fig. VI. 3.
Composante chandlérienne d'après Danjon.

b) Pour décomposer le $TU_{1/2}$ on fait passer au travers des points expérimentaux une courbe à variation lente et ne présentant pas de périodicité annuelle (fig. VI. 4 et VI. 5).

c) Ensuite les écarts entre les points d'observation et la courbe ainsi tracée sont répartis graphiquement (fig. VI. 6 et VI. 7). Sur ces figures, pour chaque point, nous avons en ordonnée l'écart et en abscisse le moment dans l'année. Une courbe moyenne optima peut être tracée parmi ces points et correspond au terme périodique annuel dû aux variations saisonnières et à la composante annuelle du mouvement des pôles (fig. VI. 6. et VI. 7).

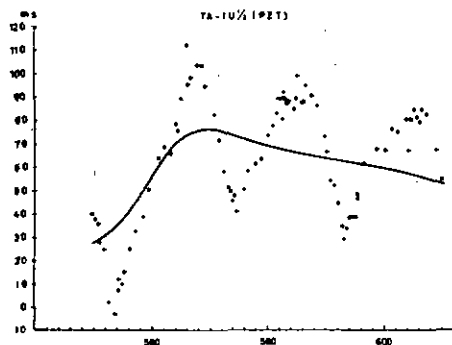


Fig. VI. 4.

o : Points de mesure de $TA-TU_{1/2}$ faites à l'aide du PZT. La courbe en trait plein indique la fonction choisie pour procéder à l'analyse.

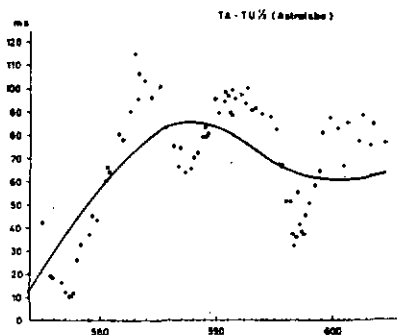


Fig. VI. 5.

o : Points de mesure de $TA-TU_{1/2}$ faites à l'aide de l'astrolabe. La courbe en trait plein indique la fonction choisie pour procéder à l'analyse.

d) Cette courbe est prise comme correction à appliquer au $TU_{1/2}$ pour obtenir la courbe $F(t)$ représentant les variations irrégulières et séculaires de rotation de la Terre (fig. VI. 8).

Celle-ci peut être approchée par des fonctions algébriques du second ou du troisième degré. Ainsi en faisant ce calcul sur ordinateur à l'aide d'un programme de la bibliothèque I.B.M. nous avons obtenu dans le cas du P.Z.T., respectivement :

$$F'_2 = 68,7 \theta - 16,0 \theta^2 + cte \quad (VI. 3)$$

$$F'_3 = 154,7 \theta - 64,2 \theta^2 + 8,0 \theta^3 + cte \quad (VI. 4)$$

$$\theta = (t - 1957,0)$$

où t est exprimé en années et F en ms.

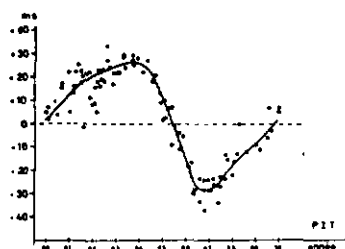


Fig. VI. 6.

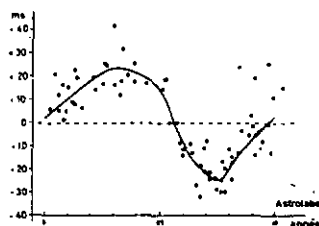


Fig. VI. 7.

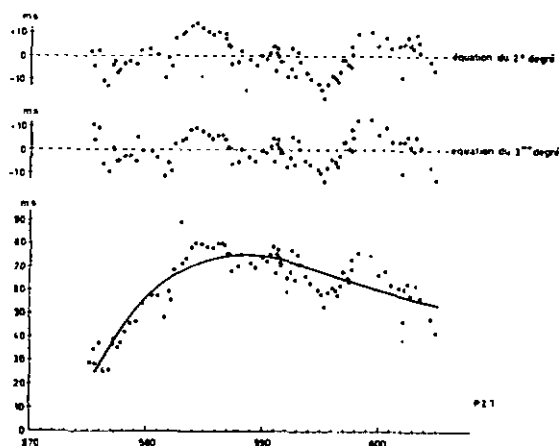


Fig. VI. 8.

Le graphique du bas donne les valeurs obtenues pour $F(t)$. La courbe en trait plein de ce graphique donne la fonction F'_3 . Les courbes du haut et du milieu donnent respectivement les écarts des points expérimentaux par rapport aux fonctions F'_2 et F'_3 .

Ces résultats demandent à être commentés. La méthode DANJON présente apparemment des avantages certains. Il s'agit d'une méthode « self-consistante », c'est-à-dire que si le choix en $b)$ est exact, on devrait le retrouver dans la courbe $F(t)$ (cette condition est vérifiée de manière satisfaisante dans notre cas). Cette méthode permet une séparation simple des différents effets. De plus le terme périodique annuel est une fonction périodique arbitraire. Mais l'analyse suppose implicitement que ce phénomène est périodique. Comme il est très vraisemblable que l'amplitude et la phase de cette variation changent d'une année à l'autre, ces effets, dans ce type d'analyse, se répartiront dans le terme représentant les variations irrégulières et séculaires. Il faudra être d'autant plus prudent dans les conclusions que nous pourrons tirer de l'analyse de ce terme.

D'autre part, on peut se demander ce qui justifie chez DANJON, l'emploi d'une cubique pour approcher $F(t)$. En effet nos résultats montrent (fig. VI. 8) que l'écart quadratique moyen des observations par rapport aux fonctions F'_2 et F'_3 sont respectivement de 6,5 ms et 6,2 ms. Cette petite différence ne justifie pas l'emploi d'une cubique. De plus, si nous extrapolons la formule obtenue par DANJON [Dan 58],

$$F_3 = 214 \theta + 95 \theta^2 - 28 \theta^3$$

le terme cubique devient rapidement beaucoup trop important. Il ne fallait donc pas espérer que cette formule fût adéquate pendant une période très longue.

A l'aide de son analyse, DANJON a soutenu avoir détecté une soudaine augmentation de la durée du jour en 1959,55. Ce résultat a été fort contesté [Mar 61]. Nous élevons également des doutes quant à la réalité de cet événement. Il n'est nullement mis en évidence par notre analyse (fig. VI. 8), ce point n'étant pas plus particulier que les points 1958,4 ou 1959,8. Ces effets pourraient être dus, comme nous l'avons déjà signalé, à certaines fluctuations de phase et d'amplitude dans les variations saisonnières.

Ceci montre que si cette méthode d'analyse est élégante, elle a le défaut de ne fournir ni une solution, ni une interprétation univoque. Remarquons toutefois que les termes des variations saisonnières trouvés indépendamment par DANJON [Dan 61] et par nous, en se basant sur les résultats des observations de Neuchâtel, concordent à quelques ms près.

Dans le but de rendre le calcul plus impersonnel, nous avons essayé de mettre la courbe $TA-TU_0$ sous la forme d'une somme d'exponentielles à coefficients réels ou imaginaires, en calculant les coefficients par la méthode des moindres carrés [Wil 28]. Cette méthode s'est révélée être complètement inefficace et a été abandonnée.

VI. 4. 3. Méthode d'analyse par corrélation

Dans le but d'étudier les possibilités d'analyse de la courbe $TA-TU_0$, nous présentons quelques résultats obtenus par l'étude des corrélations.

Pour cette étude de la méthode, nous supposons en premier lieu que la courbe $TA-TU_0$ est de la forme

$$TA - TU_0 = \sum A_i \cos (\omega_i t + \varphi_i)$$

Ensuite, les résultats seront éventuellement extrapolés pour des fonctions périodiques plus compliquées, affectées d'erreurs de mesure, et auxquelles sera ajouté un terme séculaire.

a) Notions de corrélation

Soient deux fonctions $\gamma' = \gamma'(t)$ et $\chi' = \chi'(t)$

définies pour l'intervalle $0, T$.

Nous supposons que ce sont des fonctions « convenables », c'est-à-dire sans points ni propriétés singulières, de telle manière que toutes les opérations que nous leur ferons subir soient licites.

$$\left. \begin{aligned} \text{Définissons : } \quad \bar{\gamma} &= \frac{1}{T} \int_0^T \gamma'(t) dt & \text{et} & \quad \gamma(t) = \gamma'(t) - \bar{\gamma} \\ \bar{\chi} &= \frac{1}{T} \int_0^T \chi'(t) dt & \text{et} & \quad \chi(t) = \chi'(t) - \bar{\chi} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI. 6})$$

Le coefficient de corrélation entre les deux fonctions (de moyenne nulle) est donné, dans ces conditions, par :

$$R = \frac{\int_0^T x(t) \cdot y(t) dt}{\sqrt{\int_0^T x^2(t) dt \cdot \int_0^T y^2(t) dt}} \equiv R [x(t), y(t)] \quad (\text{VI. 7})$$

Pour $R = 1$ nous aurons $x(t) \equiv \text{cte.} \cdot y(t)$.

Toute valeur de R comprise entre $+1$ et -1 devra être interprétée suivant la théorie des corrélations.

b) *Auto-corrélation*

Soit la fonction $y = y(t)$

Nous pouvons étudier la fonction d'auto-corrélation $R(r)$ définie par

$$R(r) \equiv R [y(t+r), y(t)] \quad (\text{VI. 8})$$

Si y est une fonction purement périodique de période P telle que :

$$y(t) = y(t + P) \quad (\text{VI. 9})$$

l'on aura $R(nP) = 1$ avec n entier

La fonction d'auto-corrélation nous permet donc de déterminer la période d'une fonction, quelle que soit sa forme.

Que pouvons-nous dire dans le cas d'une fonction somme de fonctions périodiques ? Comme première approximation prenons :

$$y = \sum A_i \cos(\omega_i t + \varphi_i).$$

Nous avons :

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{R(r)}{T} = \frac{\sum A_i^2 \cos \omega_i r}{\sum A_i^2} \quad (\text{VI. 10})$$

Cette formule est valable, avec une bonne approximation, tant que r est au moins un ordre de grandeur plus petit que T .

Les périodes de y sont présentes, mais les relations de phases sont perdues. De plus, l'identification des périodes n'est pas beaucoup plus aisée.

Remarquons néanmoins que cette méthode est peu sensible aux erreurs de mesure de y . En effet admettons que :

$$y = \sum A_i \cos(\omega_i t + \varphi_i) + E(t) \quad (\text{VI. 11})$$

où $E(t)$ est une fonction aléatoire, obéissant aux lois de Gauss, et ayant notamment les propriétés suivantes :

$$\int_0^T E(t) dt = 0 \quad (\text{VI. 12})$$

$$\int_0^T E(t) E(t + P) dt = 0 \quad (\text{VI. 13})$$

$$\int_0^T E^2(t) dt = \sigma^2 T \quad (\text{VI. 14})$$

où σ est l'écart quadratique moyen.

Nous avons alors

$$R(r) = \frac{\sum A_i^2 \cos \omega_i r}{\sum A_i^2 + \sigma^2} \quad (\text{VI. 15})$$

$R(r)$ est donc pratiquement insensible aux erreurs de mesure.

c) Corrélation

Plutôt que de chercher la périodicité d'une fonction par auto-corrélation, nous pouvons chercher la corrélation entre une fonction périodique et la fonction à analyser.

Nous pouvons ainsi, par ajustement de la période et de la phase, ainsi que de la forme de la fonction périodique, chercher à rendre maximum le coefficient de corrélation. Prenons par exemple

$$\chi(t) = \cos(\omega t + \varphi)$$

Le coefficient de corrélation entre $\chi(t)$ et $\gamma(t)$, variant avec les valeurs choisies de ω, φ nous pouvons définir la fonction

$$R(\omega, \varphi) \equiv R[\gamma(t), \chi(t)] \quad (\text{VI. 16})$$

Pour un ω donné, nous chercherons la valeur φ^* telle que $R(\omega, \varphi)$ soit maximum :

$$R_m(\omega) = R(\omega, \varphi^*)$$

Prenons, en première approximation, comme fonction à analyser :

$$\gamma(t) = \sum A_i \cos(\omega_i t + \varphi_i)$$

Le coefficient de corrélation, dans ces conditions, peut être facilement calculé. En effet définissons

$$F(\omega, \varphi) = \int_0^T [\sum A_i \cos(\omega_i t + \varphi_i)] e^{-i(\omega t + \varphi)} dt$$

Le calcul montre que :

$$\begin{aligned} F(\omega, \varphi) = & \sum \frac{A_i T}{2} \frac{\sin[\frac{1}{2}(\omega_i - \omega)T]}{\frac{1}{2}(\omega_i - \omega)T} e^{i\left\{\left(\frac{\omega_i - \omega}{2}\right)T - (\varphi_i - \varphi)\right\}} \\ & - \sum \frac{A_i T}{2} \frac{\sin[\frac{1}{2}(\omega_i + \omega)T]}{\frac{1}{2}(\omega_i + \omega)T} e^{-i\left\{\left(\frac{\omega_i + \omega}{2}\right)T + (\varphi_i + \varphi)\right\}} \end{aligned} \quad (\text{VI. 17})$$

Le second terme étant toujours petit par rapport au premier,

$$F(\omega, \varphi) \simeq \sum \frac{A_i T}{2} \frac{\sin[\frac{1}{2}(\omega_i - \omega)T]}{\frac{1}{2}(\omega_i - \omega)T} e^{i\left\{\left(\frac{\omega_i - \omega}{2}\right)T - (\varphi_i - \varphi)\right\}} \quad (\text{VI. 18})$$

Le coefficient de corrélation est donné par :

$$R(\omega, \varphi) = \frac{\text{Re}[F(\omega, \varphi)]}{\frac{T}{2} \sqrt{\sum A_i^2}} \quad (\text{VI. 19})$$

En effet

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} F(\omega, \varphi) &= \operatorname{Re} \int_0^T \gamma(t) e^{-i(\omega t + \varphi)} dt \\ &= \int_0^T \gamma(t) \cos(\omega t + \varphi) dt = \text{numérateur de } R(\omega, \varphi) \end{aligned}$$

d'où pour $\omega = \omega_k$, et $|\omega - \omega_i| T \gg 0$ pour $i \neq k$

$$R(\omega, \varphi) = \frac{A_k}{\sqrt{\sum A_i^2}} \cos(\varphi_k - \varphi) \quad (\text{VI. 20})$$

pour $\omega \simeq \omega_k$ et suffisamment différent des autres ω_i

$$R(\omega, \varphi) = \frac{|F(\omega, 0)| \cos(\varphi'_k - \varphi)}{\frac{T}{2} \sqrt{\sum A_i^2}} \quad (\text{VI. 21})$$

$$\text{où } \varphi'_k = \varphi_k - \left(\frac{\omega - \omega_k}{2} \right) T$$

Nous aurons dans ce cas les égalités suivantes :

$$R_m(\omega) = \frac{|F(\omega, 0)|}{\frac{T}{2} \sqrt{\sum A_i^2}} \quad (\text{VI. 22})$$

$$R_m(\omega) = \sqrt{R^2(\omega, 0) + R^2\left(\omega, \frac{\pi}{2}\right)} \quad (\text{VI. 23})$$

$$\varphi^* = \arctg \frac{R(\omega, \pi/2)}{R(\omega, 0)} \quad (\text{VI. 24})$$

Les relations VI. 22 et VI. 23 rendent le calcul sur ordinateur aisé.

La fig. VI. 9 donne les caractéristiques principales de $R_m(\omega)$ dans le cas où ω est proche de ω_k , et suffisamment différent des autres ω_i . Cette fonction se présente sous la forme d'une raie centrale avec une série de raies décroissantes sur les côtés. Nous pouvons, par analogie avec la spectroscopie, définir la largeur de la raie centrale. Celle-ci a une valeur de $1,2 T^{-1}$.

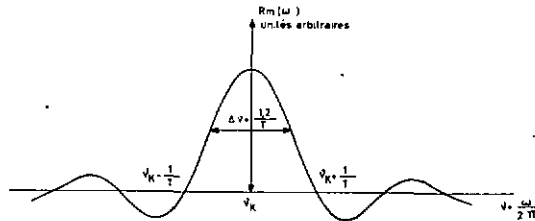


Fig. VI. 9.

Valeur de $R_m(\omega)$ en fonction de $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$

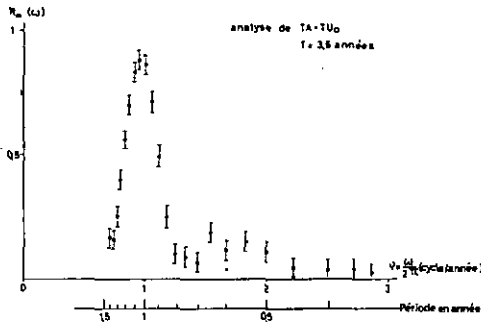


Fig. VI. 10. Résultats de l'analyse de TA-TU₀.

$R_m(\omega)$ a été évalué à l'aide des relations VI. 22 à VI. 24, sur ordinateur. Trois valeurs ont été calculées $R(\omega, 0)$, $R(\omega, \frac{\pi}{2})$ et $R(\omega, \varphi^*)$. L'imprécision sur $R_m(\omega)$ due aux approximations du calcul ne dépasse pas 0,01. Par contre, dans le calcul de $R_m(\omega)$ nous négligeons les termes en $\omega_i + \omega$ (équation VI. 17). Ces termes peuvent atteindre une amplitude de l'ordre de 0,04 pour $\nu \approx 1$ et $T = 3,6$ années, or nous n'en tenons pas compte dans l'analyse. Cette « erreur » n'est pas statistique puisqu'il y a une forte corrélation entre l'erreur de deux points voisins. Nous avons affecté chaque point d'une incertitude de 0,05 afin d'indiquer l'ordre de grandeur de l'indétermination de $R_m(\omega)$.

d) Calcul numérique

Nous avons déterminé la fonction $R_m(\omega)$ pour la courbe TA-TU₀ obtenue avec le PZT. Les intégrales ont été calculées approximativement par sommation, l'erreur ainsi introduite est faible (quelques 10^{-2}). La fig. VI. 10 donne le résultat obtenu. On voit que la corrélation est maximum pour une période d'environ 1,05 année, la raie ayant une largeur un peu supérieure à 0,3 année. Cette fonction peut être interprétée comme la somme de deux raies, l'une centrée sur une année, l'autre sur 1,2 année environ. En effet dans notre cas T est égal à 3,6 années, nous avons donc, au mieux, des largeurs de pic d'une valeur de 0,33 cycle/année. Or les fréquences des raies correspondant aux variations saisonnières (1 cycle/année) et aux mouvements du pôle (0,83 cycle/année) ne diffèrent que de 0,17 cycle/année. Pour un T aussi petit elles ne peuvent donc pas être discriminées à vue. Une identification aisée demande que la largeur du maximum soit de l'ordre de $\frac{0,17}{2}$

cycle/année, c'est-à-dire un temps d'observation de près de 15 années. De fait, si comme nous le soupçonnons, les variations saisonnières sont affectées de fluctuations de phase et d'amplitude, la raie correspondante ne se rétrécira pas suivant une loi en T^{-1} , vu la présence des bandes latérales dans le spectre de fréquence (fig. VI. 11). Ainsi, l'évolution des largeurs de raies en fonction du temps d'observation T permettra d'évaluer la régularité des variations saisonnières.

Au cas où les raies ne sont pas séparées, une étude du coefficient de corrélation peut être tentée, mais les résultats ne sont plus aussi nets. Les relations VI. 20 et VI. 21 ne sont plus valables, dans le cas où les φ_i sont différents, et il faudra interpréter la fonction $R(\omega, \varphi)$ d'après la formule VI. 19, ce qui donne lieu à des calculs assez longs (fig. VI. 12). Pour éviter cette difficulté on peut suivre la méthode classique qui consiste d'abord à chercher la fonction d'auto-corrélation $R(r)$ de la courbe TA-TU₀; ainsi comme nous l'avons avec la formule (VI. 10), toutes les phases sont nulles à l'origine. Ensuite l'on peut procéder à l'analyse de $R(r)$ par la méthode de corrélation décrite ci-dessus.

Il y a un inconvénient : la fonction d'auto-corrélation n'est calculable que pour une durée plus courte que la période d'observation T , ce qui devient très gênant si T est petit. Ainsi dans notre cas, où l'intervalle $T = 3,6$ années est trop court, la fonction d'auto-corrélation ne peut être interprétée facilement, l'expression VI. 10 n'étant pas valable. L'analyse par corrélation n'a plus beaucoup de sens dans ces conditions; et nous ne l'avons par conséquent pas entreprise.

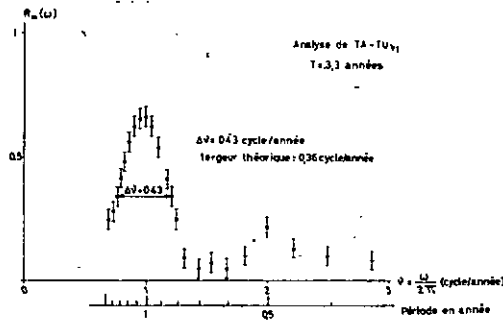


Fig. VI. 11.

Analyse par corrélation de la courbe $TA-TU_V1$. La fréquence du centre de la raie principale est de $0,99 \pm 0,01$ cycle/année. Sa largeur est légèrement supérieure à la largeur théorique. L'on remarque un second pic, centré sur une fréquence de 2 cycles/année.

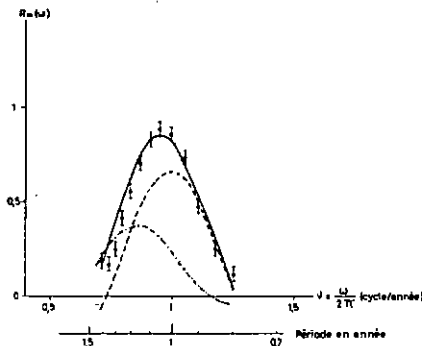


Fig. VI. 12.

Essai de résolution de la raie la plus intense de l'analyse de la courbe $TA-TU_0$.

CONCLUSIONS

La méthode de corrélation n'est applicable avec profit que si la période d'observation est de l'ordre de 15 ans. A ce moment elle permettra, en principe, de déterminer sans ambiguïté si les variations saisonnières et les mouvements du pôle sont réguliers. S'il y a une certaine régularité, elle permettra de calculer les valeurs des périodes, des phases, et éventuellement des amplitudes. D'autre part cette méthode de calcul sépare d'une manière très nette les phénomènes périodiques des variations lentes.

Il n'est pas étonnant que la période d'observation doive être de l'ordre de 15 ans. Les phénomènes régissant les variations de la courbe $TA-TU_0$ sont nombreux, et par conséquent, toute analyse demande l'ajustement d'un grand nombre de variables. Une méthode trop raffinée pourra permettre un tel ajustement, mais les conclusions tirées seront sujettes à caution. A notre avis, le mérite de l'analyse par corrélation est de montrer qu'actuellement la période d'observation de quelques années est trop courte pour tirer des conclusions valables.

Entre temps, l'analyse par la méthode de DANJON permet une étude de la rotation de la Terre. Elle détecte en effet les irrégularités, et permet une séparation des variations annuelles. Mais comme nous l'avons montré, il faudra être très prudent lors de l'interprétation des résultats de cette analyse.

VII. DÉFINITION DE LA SECONDE

La définition d'une unité de temps peut se faire à partir d'un phénomène périodique suffisamment stable, pour qu'on puisse le prendre soit comme unité, soit comme multiple ou sous-multiple de l'unité.

Jusqu'à ces dernières années, l'unité de temps était déterminée à partir de la rotation de la Terre, la seconde étant définie comme étant $1/86.400$ du jour moyen. La durée de celui-ci est variable, ses variations relatives pouvant être de l'ordre de plusieurs fois 10^{-8} . Et comme la définition ne stipule pas l'époque du jour moyen à laquelle se rapporte la définition de la seconde, celle-ci n'est pas définie à mieux que 1.10^{-7} . Ces variations sont d'ailleurs spécifiées en détail dans le chapitre précédent.

Il a été proposé [CGP] de prendre comme phénomène périodique, la révolution de la Terre autour du Soleil, et d'adopter la proposition suivante : la seconde est la fraction $1/31.556.925,947$ de l'année tropique 1900,0. Cette définition définit le temps des Ephémérides.

Une autre définition de l'unité de temps pourrait être obtenue à partir de la fréquence d'une raie spectrale, fréquence mesurée par un étalon de fréquence atomique ou moléculaire. Il est maintenant admis que c'est une telle définition qui permettra la plus grande précision.

Nous aimerions discuter ici très rapidement ce problème.

VII. I. TEMPS DES EPHÉMÉRIDES

a) Définition

NEWCOMB a déterminé la longitude moyenne du Soleil L [Jon 56], celle-ci est donné par

$$L = L_0 + 129.602.768''.13 T + 1''.089 T^2 \quad (\text{VII. 1})$$

où T est donné en siècles Juliens de 365,25 jours, à partir de 1900,0.

S. JONES [Jon 39] a montré que, T étant exprimé en TU , l'expression de NEWCOMB ne concorde plus avec les observations et qu'il faut lui appliquer la correction suivante :

$$\Delta L = 1''.00 + 2''.97 T + 1''.23 T^2 + 0,074804 B. \quad (\text{VII. 2})$$

où B est exprimé en secondes d'arc et est obtenu à partir de l'observation des fluctuations de la longitude moyenne de la Lune.

La comparaison des longitudes moyennes observées pour la Lune, Mercure et Vénus avec les longitudes calculées met également en évidence la présence de termes correctifs. On attribue la présence de ces termes à une

même cause : la variation de la rotation de la Terre. Cette variation entraîne la correction de l'échelle du temps et cette interprétation des faits est correcte car elle met en accord l'observation et les calculs.

Donc l'astronome, mis en présence de l'alternative : corriger L ou corriger T dans l'expression de NEWCOMB, choisit la seconde solution. La correction du temps se fera sous la forme :

$$\Delta T = \alpha + \beta T + \gamma T^2 + \alpha B. \quad (\text{VII. 3})$$

et, en introduisant $T + \Delta T$ dans (VII. 1) pour obtenir la valeur observée $L + \Delta L$, on obtient :

$$\Delta T = 24^s,349 + 72^s,3165 T + 29^s,949 T^2 + 1^s,821 B \quad (\text{VII. 4})$$

Ainsi, si l'on prend comme définition du temps des Ephémérides l'équation de NEWCOMB (VII. 1), celui-ci sera égal au temps universel augmenté de la correction ΔT .

Donc :
$$TE = TU + \Delta T \quad (\text{VII. 5})$$

La formule de NEWCOMB, prise comme définition, permet de déduire par différenciation la valeur en secondes de l'année tropique 1900,0.

Pour 1900,0, c'est-à-dire pour $T = 0$ la dérivée vaut :

$$\frac{dL}{dT} = 129.602.768,^{13} \quad (\text{VII. 6})$$

$\frac{dL}{dT}$ représente la vitesse de déplacement de la longitude du Soleil moyen pour $T = 0$.

Si cette vitesse restait constante, la durée exprimée en secondes, nécessaire pour que L s'accroisse de 360° , serait de 31.556.925,9477 sec. (année tropique 1900,0).

La définition de la seconde des éphémérides est donc définie comme étant $1/31.556.925,9477$ de l'année tropique 1900,0.

b) Mesure

La définition du temps des éphémérides est basée sur l'équation de NEWCOMB, c'est-à-dire sur la révolution de la Terre.

Mais en pratique, le temps des éphémérides est obtenu par correction du temps universel (VII. 5), où la correction ΔT est donnée par l'équation VII. 4. Dans cette dernière équation, B est la différence entre la longitude observée de la Lune et la longitude extraite des tables de BROWN [Bro 96] après élimination de l'accélération séculaire et du terme empirique de NEWCOMB.

Donc bien que le temps des éphémérides soit défini à partir de la révolution de la Terre, la mesure précise de ce temps fait appel à la théorie et à l'observation du mouvement de la Lune. Ceci implique les deux graves inconvénients suivants :

a) Difficultés de la mesure du mouvement de la Lune [Mar 54].

Le mouvement apparent de la Lune est 28 fois plus lent que celui des étoiles, ce qui rend déjà les mesures moins précises. A cause de la libration de la Lune et de son relief, le centre optique est difficile à déterminer, de plus il ne coïncide pas nécessairement avec le centre de masse [Mar 61].

Aussi les mesures de temps des éphémérides, moyenne des résultats de 6 mois d'observations, ont un écart type de l'ordre de 200 ms.

b) Difficulté de relier le mouvement de la Lune à celui du Soleil (Sad 61).

Nous ne savons pas dans quelle mesure le ralentissement de la vitesse de rotation de la Terre, dû aux forces de marées, affecte le système Terre-Lune-Soleil [Sad 57].

Ceci implique que la seconde des éphémérides ne peut pas être définie avec une précision dépassant 1 à 4. 10^{-9} [Sad 61].

VII. 2. TEMPS ATOMIQUE

L'exactitude de certains étalons atomiques excède 10^{-10} , une définition du temps basée sur de tels étalons serait donc déjà d'un ordre de grandeur supérieur à la définition basée sur les éphémérides.

Pour une définition de temps atomique, il faudra choisir comme référence, la raie employée par un type donné d'étalon. Une telle décision ne peut être prise qu'après plusieurs années d'études et de contrôles.

En principe, le choix devra porter sur l'étalon offrant la meilleure exactitude. Le tableau VII. 1 donne l'exactitude actuellement atteinte pour les différents étalons atomiques déjà réalisés, ainsi qu'une évaluation de l'exactitude espérée pour des étalons en cours d'étude.

Tableau VII. 1.

<i>Etalons construits et étudiés</i>	<i>Exactitude</i>
Jet au césium	10^{-10}
	$(\approx 2 \cdot 10^{-11} ?)$ [MBS 60]
Maser à $\left\{ \begin{array}{l} \text{à simple jet} \\ \text{à 2 jets} \end{array} \right.$	$\approx 10^{-9}$
$N^{15}H_3$	10^{-10}
Cellule à gaz	10^{-9}
<i>Etalons en projet</i>	
Jet au thallium	10^{-11}
Maser à hydrogène [Col 60]	10^{-12} à $10^{-13} ?$
Jet à CO	?

Remarquons une fois de plus que l'exactitude est une des caractéristiques les plus difficiles à étudier. Ainsi la construction de plusieurs versions d'un même type d'étalon, dont les fréquences coïncident, donnent une présomption pour la fréquence intrinsèque absolue, mais n'assurent pas une preuve définitive. Ce n'est qu'une étude expérimentale et théorique poussée de l'appareil qui peut donner quelques garanties, et encore n'est-on jamais complètement à l'abri d'effets systématiques.

Actuellement, il est trop tôt pour opérer le choix de l'étalon. Mais lorsque celui-ci sera possible, les expériences déjà réalisées sur la conservation du temps atomique et les comparaisons par radio montrent que la définition d'un temps atomique sera parfaitement réalisable.

En ce qui concerne les étalons à $N^{15}H_3$, le maser à simple jet doit être évidemment éliminé pour sa mauvaise exactitude.

Par contre, le maser à 2 jets doit être sérieusement pris en considération. Les résultats présentés dans ce mémoire sont essentiellement basés sur des expériences préliminaires. Cette étude doit être reprise avec une précision meilleure, ce qui est possible d'après nos premiers essais dans ce sens. Les masers devront être d'autre part régulièrement comparés, dans notre laboratoire, à l'étalon au césium. Il serait de plus très souhaitable que les résultats que nous avons obtenus soient confirmés par des études de tels masers dans d'autres centres de recherches.

BIBLIOGRAPHIE

- Bar 59 F. S. BARNES, Proc. Inst. Radio Engrs. 47, 2085 (1959).
BB 58 J.-P. BLASER et J. BONANOMI, Nature 182, 859 (1958).
BCS 59 J.-P. BLASER, M. CAVEDON et W. SCHULER, Berichtsbuch des VI. Internationalen Kongresses für Chronometrie, München, 103 (1959).
BD 58 J.-P. BLASER et J. DE PRINS, Nature 182, 859 (1958).
BDHK 57a J. BONANOMI, J. DE PRINS, J. HERRMANN et P. KARTASCHOFF, Helv. Phys. Acta 30, 288 (1957).
BHDK 57b J. BONANOMI, J. HERRMANN, J. DE PRINS et P. KARTASCHOFF, Rev. Sci. Instr. 28, 879 (1957).
BDHKR 57c J. BONANOMI, J. DE PRINS, J. HERRMANN, P. KARTASCHOFF, et J. ROSSEL, Archives des Sciences 10, 187 (1957).
BDKH 57d J. BONANOMI, J. DE PRINS, P. KARTASCHOFF et J. HERRMANN, Helv. Phys. Acta 30, 492 (1957).
BDH 58 J. BONANOMI, J. DE PRINS et J. HERRMANN, Helv. Phys. Acta, 31, 282 (1958).
BKN 59 R. S. BADESSA, R. L. KENT et J. C. NOWEL, Phys. Rev. Letters 3, 79 (1959).
BL 48 B. BLEANY et J. H. N. LOUBSER, Nature 161, 523 (1948).
BO Bulletins de l'Observatoire de Neuchâtel, Séries A, B et C (Mensuel).
Bro 96 E. W. BROWN, An Introductory Treatise on the lunar Theory (Dover Books).
BS 58 J.-P. BLASER et W. SCHULER, Publications de l'Observatoire de Neuchâtel N° 1 (1958).
CB 58 M. CAVEDON et J.-P. BLASER, Publications de l'Observatoire de Neuchâtel N° 2 (1958).
CGP Résolutions adoptées par la Onzième Conférence Générale des Poids et Mesures.
CCV J. F. COX, F. H. VAN DEN DUNGEN, J. VAN MIECHEN, Bul. de la classe des Sciences de l'Académie de Belgique 36, 1 (1950); 39, 29 (1953).
Cla 29 P. CLAUSING, Physica 9, 65 (1929).
Dan 58 A. DANJON, Comptes rendus de l'Académie des Sciences 247, 2061 (1958).
Dan 59 A. DANJON, Comptes rendus de l'Académie des Sciences 249, 206 (1959).
Dan 61 A. DANJON, Communication privée.
Dic 53 R. H. DICKE, Phys. Rev. 89, 472 (1953).
Dic 59 R. H. DICKE, Science 129, 621 (1959).
ESS 47 I. ESTERMANN, O. C. SIMPSON et O. STERN, Phys. Rev. 71, 238 (1947).
Gol 60 M. GOLDENBERG, Thèse Lyman Laboratory, Harvard University Nov. 1960.
Gor 55 J. P. GORDON, Phys. Rev. 99, 1253 (1955).
Guy 53 E. GUYOT, La rotation de la Terre. Annales Guéhard-Séverine 1953.
GW 59 J. A. GIORDMAINE et T. C. WANG, preprint of Columbia University, New-York.
Hel 57 J. C. HELMER, J. Appl. Phys. 28, 212 (1957).
Hel 59 J. C. HELMER, J. Appl. Phys. 30, 118 (1959).
Her 58 J. HERRMANN, Communication privée.
Her 61 A. HERRMANN, Annales Françaises de Chronométrie Congrès de Dijon 1961 (à paraître).
HJS 60 J. C. HELMER, F. B. JACOBUS et P. A. STURROCK, J. Appl. Phys. 31, 458 (1960).
Iso Isomet Corporation P. O. Box 34 Palisades Park, N. J., U. S. A.
Jon 39 H. S. JONES, Monthly Notices R. A. S. 99, 541 (1939).

- Jon 56 H. S. JONES, *Randbuch der Physik* 47, 1 (1956).
Kar 58 P. KARTASCHOFF, *ZAMP* 9, 297 (1958).
Kas 60 A. KASTLER, *International School of Physics Varenna* (1960) (à paraître).
KDB 60 P. KARTASCHOFF, J. DE PRINS et J. BONANOMI, *ZAMP* 11, 536 (1960).
Knu 34 M. KNUDSEN, *Kinetic Theory of Gases*, Menthuen's Monographs (1934).
KW 47a J. P. KINZER et I. G. WILSON, *Bell System Technical Journal* 26, 410 (1947).
KW 47b J. P. KINZER et I. G. WILSON, *Bell System Technical Journal* 26, 31 (1947).
Mar 49 H. MARGENAU, *Phys. Rev.* 76, 1423 (1949).
Mar 54 W. M. MARKOWITZ, *Astr. Journ.* 59, 69 (1954).
Mar 61 W. MARKOWITZ, *Comité Consultatif pour la définition de la seconde* (1961).
Document S3. A paraître dans les Procès-verbaux des Séances du Comité International des Poids et Mesures.
- MRBSF 58 R. C. MOCKLER, J. BARNES, R. BEEHLER, H. SALAZAR et L. FEY, I.R.E.,
Transactions on Instrumentation I.7, 201 (1958).
MBS 60 R. C. MOCKLER, R. E. BEEHLER et C. S. SNIDER, N. B. S. Reports 6714.
MG 58 W. MARKOWITZ and R. GLENN HALL, *Phys. Rev. Letters* 1, 105 (1958).
MS 60 A.M.J. MITCHELL et E. SANDBACK, *Nature* 185, 833 (1960).
Pie 57 J. A. PIERCE, *Proc. Inst. Rad. Eng.* 45, 794 (1957).
Pou 48 R. V. POUND, *Microwave Mixers* (p. 249), Mac Graw-Hill Book Company (1948).
RW 60 F. H. REDER et G. M. R. WINKLER, I.R.E. Trans. *MIL-4*, 366 (1960).
SA 50 A. SCHREIBE et U. ADELSBERGER, *Physik* 127, 416 (1950).
Sad 57 D. H. SADLER, *Comité Consultatif pour la définition de la seconde* (1957).
Document S.I. Procès-verbaux des Séances du Comité International des Poids et Mesures 2^e série, tome 26-B. (1958).
- Sad 61 D. H. SADLER, *Comité Consultatif pour la définition de la seconde* (1961).
Document S.15. A paraître dans les Procès-verbaux des Séances du Comité International des Poids et Mesures.
- Shi 57-58 K. SHIMODA, I) *J. Phys. Soc. Japan* 12, 1006 (1957), II) *J. Phys. Soc. Japan* 13, 939 (1958).
Shi 60 K. SHIMODA, *Quantum Electronics - A symposium* p. 36. Columbia University Press (1960).
SK 60 Y. SABURI et M. KOBAYASHI, *J. Radio Research Laboratories (Japan)* 7, 425 (1960).
SKI 61 Y. SABURI, M. KOBAYASHI et S. IJIMA, Document S 2 du Comité Consultatif de la Seconde (1961). A paraître dans les Procès-verbaux des Secondes du Comité International des Poids et Mesures.
- Sto 36 N. Stoyko, *C.R. Acad. Sci. Paris* 203, 39 (1936).
SWT 56 K. SHIMODA, P.C. WANG et C.H. TOWNES, *Phys. Rev.* 102, 1308 (1956).
Tow 60 C. H. TOWNES, *International School of Physics Varenna* (1960) (sous presse).
TS 55 C. H. TOWNES et A. L. SCHAWLOW, *Microwave Spectroscopy*, Mac Graw-Hill 1955.
- UT 60 J. UEBERSFELD et J. G. THEOBALD, *Annales Françaises de Chronométrie* 14, 195 (1960).
Von 58 F. O. VONBUN *J. App. Phys.* 29, 632 (1958).
VS 60 H. G. VENKATES et M. W. P. STRANDBERG, *J. Appl. Phys.* 31, 396 (1960).
Wil 28 F. A. WILLERS, *Practical Analyses*, Dover Publications.
WSK 46 I. G. WILSON, C. W. SCHRANN et J. P. KINZER, *Bell System Technical Journal* 25, 408 (1946).

TABLE DES MATIÈRES

<i>I. Introduction</i>	9
I. 1. Remarques sur la mesure du temps et des fréquences	9
I. 2. Notions d'exactitude et de stabilité	11
I. 3. Horloges à quartz	11
1. Principe de fonctionnement.	11
2. Propriétés de stabilité	12
I. 4. Etalons atomiques	14
I. 5. Applications des horloges atomiques	17
 <i>II. Théorie du maser</i>	 18
II. 1. Théorie du maser oscillant	18
II. 2. Variations de fréquence.	20
1. Critères de mesure	20
2. Influence de la composante d'onde progressive	23
3. Influence des champs électriques et magnétiques.	24
 <i>III. Maser à simple jet</i>	 24
III. 1. Spectre d'inversion de NH_3 et raie utilisée	24
1. Spectre d'inversion de NH_3	24
2. Raie utilisée	25
III. 2. Description générale du maser.	27
III. 3. Discussion de quelques composantes du maser	28
1. Formation du jet et mesure du nombre de molécules	28
2. Sélecteurs d'états	30
3. Cavités	32
III. 4. Mesure de la fréquence caractéristique	33
1. Principe général.	33
2. Description de l'appareillage électronique.	35
3. Cavités employées.	37
4. Mesure et précision de mesure	38
III. 5. Résultats expérimentaux	38
1. Stabilité, effet des paramètres expérimentaux	39
2. Mesure de la largeur de raie.	40
3. Conclusions.	41

<i>IV. Maser à deux jets</i>	41
IV. 1. Description des installations.	41
IV. 2. Résultats expérimentaux	43
1. Effet de l'onde progressive dans la cavité.	43
2. Influence des paramètres expérimentaux	44
3. Stabilité et exactitude des masers à deux jets	46
4. Exactitude des masers à simple jet	46
IV. 3. Précision de mesure	46
 <i>V. Echelle de temps atomique</i>	 49
V. 1. Méthode de calcul	49
V. 2. Choix approprié de la valeur numérique de la fréquence	50
V. 3. Comparaison des étalons atomiques	51
 <i>VI. Etude de la rotation de la Terre</i>	 51
VI. 1. Rotation de la Terre	52
VI. 2. Temps Universel.	52
VI. 3. Détermination du Temps Universel	53
VI. 4. Analyse des courbes $TA-TU_0$	53
1. But de l'analyse	53
2. Analyse par la méthode Danjon.	56
3. Méthode d'analyse par corrélation.	59
 <i>VII. Définition de la seconde</i>	 65
VII. 1. Temps des éphémérides	65
VII. 2. Temps atomique	67
 <i>Bibliographie</i>	 69