

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 51 (1960)
Heft: 20

Artikel: Die Messung der Frequenzen von NH-Maser-Oszillatoren und Cs-Strahl-Resonatoren
Autor: Kartaschoff, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-917080>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 17.05.2025

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

Die Messung der Frequenzen von NH₃-Maser-Oszillatoren und Cs-Strahl-Resonatoren

Von P. Kartaschoff, Neuchâtel

621.317.361 : 621.375.9.029.6 + 621.372.415 : 546.36

1. Allgemeines

Es soll im folgenden Beitrag auf die Grundzüge der Frequenzmeßsysteme eingegangen werden, wie sie im Rahmen der Entwicklung von atomaren Frequenznormalen [1...5]¹⁾ im Laboratoire suisse de recherches horlogères in Neuchâtel zur Ausführung gelangten.

Atomare Frequenznormale liefern eine über beliebig lange Zeiträume konstante und auch nach Betriebsunterbrüchen reproduzierbare Frequenz, deren Betrag durch die Eigenschaften des verwendeten quantenmechanischen Vorganges (Spektrallinie) gegeben ist. Sie dienen gegenwärtig in erster Linie zur Definition einer von der Erdbewegung unabhängigen atomaren Zeit, d.h. als Atomuhren.

Ein Dauerbetrieb des atomaren Frequenznormals ist dabei nicht notwendig; vielmehr genügt es, eine gute Quarzuhr in regelmässigen Abständen mittels des atomaren Frequenznormals zu eichen [5]. Durch Integration der so erhaltenen Alterungskurve der Quarzuhr erhält man eine Korrektur der von ihr angezeigten Zeit in bezug auf die Atomzeit.

Der seit Anfang 1957 bis zum heutigen Zeitpunkt durchgeführte Vergleich zwischen zwei unabhängig voneinander in Washington und in Neuchâtel definierten atomaren Zeitskalen ergab maximale Abweichungen von $\pm 2,5$ ms. Wenn man bedenkt, dass die Streuung der einzelnen Messpunkte mindestens zum Teil von der Radioübertragung der Zeitsignale herrühren kann, so darf angenommen werden, dass die systematische relative Änderung der beiden atomaren Normalfrequenzen gegeneinander kleiner als $\pm 10^{-10}$ geblieben ist.

Im Verlaufe der Arbeiten gelang es, die Reproduzierbarkeit der atomaren Normalfrequenzen des N¹⁵H₃-Maser und des Cs-Resonators auf $\pm 3 \cdot 10^{11}$ zu verbessern. Die durch die Eigenschaften des elektronischen Systems gegebene Messgenauigkeit muss höher sein. Eine Unsicherheit von $\pm 10^{-11}$ ist gegenwärtig eben noch genügend.

Die atomaren Normalfrequenzen liegen im Mikrowellengebiet (Tab. I).

Atomare Normalfrequenzen
(auf 10^{-8} abgerundete Werte)

Tabelle I

N ¹⁴ H ₃ -Maser	23 870,129 MHz
N ¹⁵ H ₃ -Maser	22 789,422 MHz
Cs-Resonator	9 192,6318 MHz

Der Vergleich mit Quarzuhren, die auf Frequenzen von 100 kHz, 1 MHz und 5 MHz arbeiten, verlangt geeignete Massnahmen um eine Messung mit Schwebungsmethoden durchführen zu können. Mit direkter Vervielfachung gelangt man im allgemeinen nicht zum Ziel, da die Technik der stufenweisen Frequenzvervielfachung verlangt, dass der

totale Vervielfachungsfaktor aus kleinen Primfaktoren zusammengesetzt ist:

$$n = \frac{f_{at}}{f_q} = \prod_{i=1}^l p_i^{j_i}$$

$p_i = 2, 3, 5, 7, 11, \dots$ Primzahlen

$j = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ Exponent (jeder Primfaktor kann im Produkt einmal, mehrmals oder überhaupt nicht vorkommen)

f_{at} atomare Normalfrequenz

f_q Frequenz der Quarzuhr

In der letzten Stufe, die aus einer Kristalldiode besteht, kann eine Harmonische höherer Ordnung zugelassen werden. Folgendes Beispiel für die Frequenz des N¹⁴H₃-Masers zeigt, dass noch eine Differenz von 2,129 MHz übrigbleibt:

$$0,1 \text{ MHz} \cdot 17 \cdot 5 \cdot 3 \cdot 3 \cdot 3 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 13 = 23\,868 \text{ MHz}$$

Es gibt aber kein einfaches Zahlenschema, mit dem man näher an die gewünschte Frequenz herankommt. Es stehen zwei Wege offen:

1. Additive Frequenzsynthese;
2. Verwendung eines Interpolationsoszillators.

Die erste Methode wurde bei einem industriell hergestellten Cs-Resonator realisiert [6]. Sie führt zu einem beträchtlichen apparativen Aufwand und ist nur für eine Frequenz brauchbar. Die zweite Methode ist etwas flexibler; allerdings muss man darauf verzichten, runde Normalfrequenzen, wie 100 kHz, 1 MHz usw. mit direkter atomarer Steuerung herstellen zu können.

Der Interpolationsoszillator ist ein Quarzoszillator, der auf einer Frequenz arbeitet, die so gewählt ist, dass sich ein zweckmässiges Meßsystem ergibt. Bei der Wahl der Frequenz von 8500 kHz ist es möglich, alle drei in Tab. I angegebenen Frequenzen ohne allzu komplizierte Synthetisierung zu messen. Der Ziehbereich der Interpolationsoszillatoren beträgt etwa $\pm 3 \cdot 10^{-4}$. Die im Abschnitt 2 und 3 angegebenen notwendigen Verschiebungen sind bedeutend kleiner. Von diesem Oszillator wird eine hohe kurzzeitige Frequenzstabilität verlangt. Aus diesem Grunde wurde die Frequenz des Interpolationsoszillators in das Gebiet von 5...10 MHz gelegt, da die kurzzeitigen Frequenzschwankungen mit abnehmender Grundfrequenz des Oszillators zunehmen [5]. Die Alterung des Quarzes ist von zweitrangiger Bedeutung, so dass keine besonderen Uhrenquarze benötigt werden. Notwendig ist dagegen ein sehr stabiler Thermostat mit Proportionalregelung (keine Schaltzyklen zulässig) und eine gute Stabilisierung und Siebung der Speisespannungen.

2. Meßsystem für NH₃-Maser

Der NH₃-Maser erzeugt als selbstschwingender Oszillator ein Signal mit einer Leistung von etwa 10^{-10} W (−70 dbm), das in einem geeigneten Mikrowellenempfänger

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

leicht beobachtet werden kann. Das in Fig. 1 schematisch dargestellte System eignet sich sowohl für den $N^{14}H_3$ -Maser als auch für den seit Anfang 1959 in Betrieb stehenden $N^{15}H_3$ -Maser. Die Verwendung des seltenen Isotops N^{15} als Bestandteil des Ammoniaks ermöglicht eine Steigerung der Genauigkeit um eine Größenordnung gegenüber dem $N^{14}H_3$ -Maser.

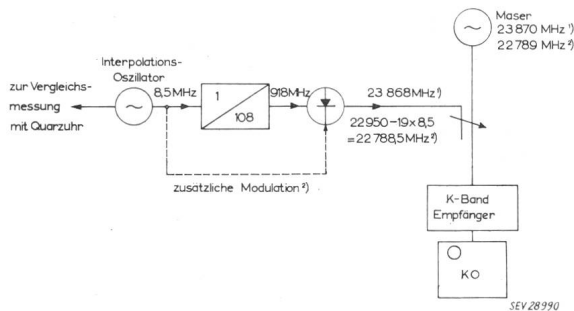


Fig. 1
Frequenzmesssystem für NH_3 -Maser
1) $N^{14}H_3$; 2) $N^{15}H_3$

Der Interpolationsoszillator arbeitet auf 8500 kHz. Er speist eine Vervielfacherkette, die ein Signal von 918 MHz mit einer Leistung von einigen 100 mW erzeugt. Der damit angesteuerte Diodenvervielfacher kann auf die 25. Harmonische (22 950 MHz) oder auf die 26. Harmonische (23 868 MHz) abgestimmt werden. Im Falle des $N^{14}H_3$ -Masers kann durch Ziehen der Frequenz des Quarzoszillators Übereinstimmung der beiden Frequenzen erzielt werden, so dass auf dem Schirm des Oszillographen eine langsame Schwebung erscheint. Für den $N^{15}H_3$ -Maser ist eine zusätzliche Modulation der Vervielfacherdiode mit 8500 kHz notwendig. Durch entsprechend starke Aussteuerung erhält man ein Spektrum mit vielen Seitenbändern. Das 19. untere Seitenband der 25. Harmonischen von 918 MHz ergibt eine Frequenz von 22 788,5 MHz. Gegenüber der Frequenz des $N^{15}H_3$ -Masers von 22 789,422 MHz bleibt noch eine Differenz von 922 kHz, die ebenfalls durch Ziehen des Quarzoszillators zum Verschwinden gebracht werden kann.

Der Vergleich zwischen Interpolationsoszillator und Quarzuhr erfolgt durch Messung der Schwebung zwischen gemeinschaftlichen Vielfachen der entsprechenden Frequenzen nach klassischen Methoden mittels elektronischen Zählern.

3. Meßsystem für Cs-Resonator

Im Gegensatz zum NH_3 -Maser ist der Cs-Strahl-Resonator ein passives Frequenznormal: Durch Anregung von aussen mit der richtigen Frequenz von 9192,6318 MHz erhält man ein Resonanzmaximum am Ausgang eines Detektors, der die Ablenkung des Cs-Atomstrahls misst. Die Schärfe dieses Maximums ist durch die Halbwertbreite der beobachteten Spektrallinie gegeben. Diese beträgt bei dem seit April 1959 in Neuchâtel im Betrieb stehenden Apparat 170 Hz, was einer Resonanzgüte Q von $5,5 \cdot 10^7$ entspricht.

Das zur Anregung verwendete Signal wird ebenfalls von einem auf 8500 kHz arbeitenden Oszillator abgeleitet. Dessen Ausgangssignal wird auf 918 MHz vervielfacht und einer Kristalldiode zugeführt, wo die 10. Harmonische (9180 MHz) erzeugt wird (Fig. 2).

Der Cs-Resonator wird mit einem Klystron angeregt, das die nötige Energie mit genügender Reserve liefert. Der Einfachheit halber nehme man vorerst an, das Klystron sei auf 9192,75 MHz abgestimmt. Dann erscheint am Ausgang der Misch-Diode eine Zwischenfrequenz von 12,75 MHz.

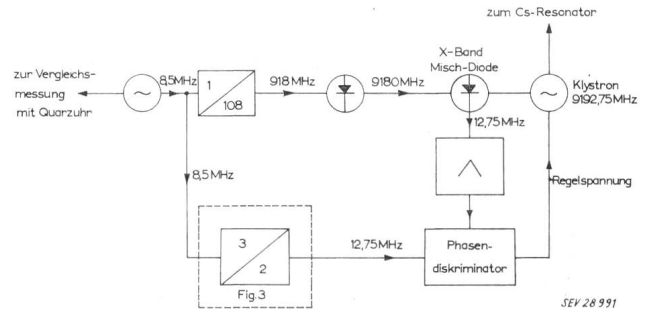


Fig. 2
Erzeugung des Anregungssignals ($f = 9192,6318$ MHz) für den Cs-Resonator
Erläuterungen siehe im Text

Dieses Signal wird verstärkt und auf einen Phasendiskriminator gegeben, der andererseits ein direkt vom Interpolationsoszillator, gemäss Fig. 3 abgeleitetes Referenzsignal von 12,75 MHz erhält. Die Ausgangsspannung des Phasendiskriminators regelt die Frequenz des Klystrons so nach, dass eine Synchronisation eintritt [7; 8]. Durch Verstimmen des Quarzoszillators wird nun die ganze Regelung,

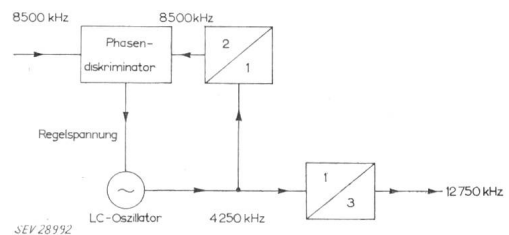


Fig. 3
Erzeugung des 12,75-MHz-Hilfssignals aus dem 8,5-MHz-Steuersignal mittels eines phasenstabilisierten LC-Oszillators

deren Haltbereich einige MHz beträgt, mitgezogen und die Frequenz des Klystrons auf den gewünschten Wert von 9192,6318 MHz gebracht. Das Verhältnis der Frequenzen des Interpolationsoszillators und des Klystrons bleibt dabei immer exakt gleich 1081,5.

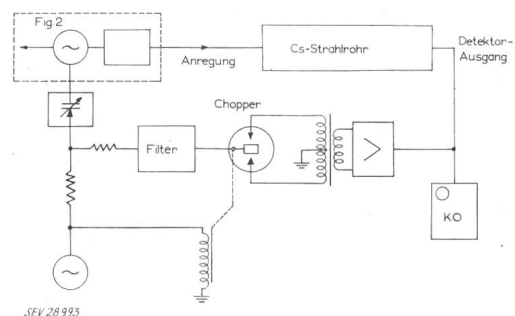


Fig. 4
Messsystem für Cs-Resonator mit automatischer Frequenzregelung
Erläuterungen siehe im Text

Die genaue Einstellung des ganzen Anregungssystems auf die Resonanz erfolgt durch eine weitere Regelautomatik gemäss Fig. 4.

Die Frequenz des Quarzoszillators wird über eine variable Reaktanz (Semicap) mit einer Frequenz von 30 Hz moduliert, wobei der Hub etwa der Halbwertbreite der Spektrallinie entspricht. Am Ausgang des Cs-Resonators entsteht dann eine Wechselspannung, deren Fourierzerlegung die Modulationsfrequenz und deren Harmonische enthält. Bei genauer Abstimmung auf das Zentrum der Resonanz verschwindet die 30-Hz-Komponente, während deren Phasenlage das Vorzeichen einer allfälligen Verstimmung ergibt. Ein symmetrischer Vibrator (Chopper) arbeitet als phasempfindlicher Detektor. Er wandelt die Wechselspannung in Gleichstromstöße um, die über einen Filter mit Ausgleichsnetzwerk wiederum dem Modulator zugeführt werden und so die Mittelfrequenz des Quarzoszillators auf die Resonanz des Caesiums einregeln. Da diese Regelung im Prinzip eine einfache Positionsregelung ist, bleibt ein Restfehler $\Delta f = \Delta f_0 / G$ bestehen, der durch die Abweichung Δf_0 des freilaufenden Oszillators und die Regelverstärkung G bestimmt ist. Es muss deshalb die Abweichung Δf_0 von Zeit zu Zeit durch Aufbrechen des Regelkreises nachkontrolliert werden. Für $G = 100$ entspricht einer Abdrift $\Delta f_0 = 10^{-9}$ ein Restfehler von 10^{-11} . Da der Interpolationsoszillator von Hand auf $\pm 5 \cdot 10^{-10}$ genau auf die Linie vorabgestimmt werden kann und eine Abdrift von 10^{-9} mindestens eine Stunde dauert, ist eine genügende Genauigkeit gesichert.

Die Entwicklung und Konstruktion solcher Frequenzmeßsysteme birgt eine Fülle von Einzelheiten in sich, auf

die im hier gegebenen Rahmen nicht eingegangen werden kann. Die Vielfalt der kleinen Probleme ist dadurch gegeben, dass Signale mit fast allen technisch verwendeten Frequenzen vorkommen, so dass die Methoden der ganzen Hochfrequenztechnik in der einen oder anderen Form zur Anwendung gelangen.

Literatur

- [1] Bonanomi, J., J. De Prins, J. Herrmann und P. Kartaschoff: Stabilité d'étalons de fréquence à NH_3 . Helv. Phys. Acta Bd. 30 (1957), Nr. 4, S. 288...290.
- [2] Bonanomi, J., J. De Prins, J. Herrmann und P. Kartaschoff: Améliorations d'un maser à NH_3 . Helv. Phys. Acta Bd. 30 (1957), Nr. 6, S. 492...494.
- [3] Bonanomi, J., J. De Prins, J. Herrmann und P. Kartaschoff: Maser oscillant sur la ligne $J=3, K=2$ de NH_3 . Helv. Phys. Acta Bd. 31 (1958), Nr. 4, S. 285...287.
- [4] Bonanomi, J., J. Herrmann, J. De Prins und P. Kartaschoff: Twin Cavity for NH_3 Masers. Rev. sci. Instrum. Bd. 28 (1957), Nr. 11, S. 879...881.
- [5] Prins, J. De und P. Kartaschoff: Die Technik der atomaren Frequenz- und Zeitbestimmung. Techn. Mitt. PTT Bd. 37 (1959), Nr. 1, S. 10...14.
- [6] Mainberger, W. A.: Primary Frequency Standard Using Resonant Cesium. Electronics Bd. 31 (1958), Nr. 45, S. 80...85.
- [7] Peter, M. und M. W. P. Strandberg: Phase Stabilization of Microwave Oscillators. Proc. IRE Bd. 43 (1955), Nr. 7, S. 869...873.
- [8] Kartaschoff, P.: Klystron stabilisé en phase. ZAMP Bd. 9a (1958), Nr. 3, S. 297...299.

Adresse des Autors:

P. Kartaschoff, dipl. Elektroingenieur ETH, Laboratoire Suisse de Recherches Horlogères, Neuchâtel.

Ein neuer elektro-optischer Entfernungsmesser mit einer Genauigkeit $1:10^4$

Von A. Karolus, Zollikon und J. Helmberger, Freiburg i. Br.

526.021.7

Messanordnung

Eine schematische Darstellung der Messanordnung zeigt Fig. 1¹⁾. Die Intensität eines von der Glühlampe L ausgehenden Lichtbündels wird mit Hilfe des Modulators M sinusförmig gesteuert. Ein Strahlenteiler S (Glasplatte) lenkt einen kleinen Teil des Lichtes ($\approx 8\%$) auf den Vergleichsempfänger E_1 , während der Hauptteil über die Sendeoptik auf die Meßstrecke gelangt. An deren Ende wird er von einem Planspiegel reflektiert, läuft die Meßstrecke zurück und erreicht über die Empfangsoptik den Messempfänger E_2 . Zu diesem Weg benötigt das Licht eine Zeit:

$$t = \frac{2l}{c}$$

wenn l Länge der Meßstrecke und c Gruppengeschwindigkeit des Lichtes.

Das Licht hat beim Austritt aus der Sendeoptik eine zeitabhängige Intensität S_1 , die durch

$$S_1 = S_0 \sin(\omega t) = S_0 \sin\left(2\pi \frac{t}{T}\right)$$

beschrieben werden kann. $1/T = f$ Modulationsfrequenz, S_0 Amplitude der Lichtintensität³⁾.

¹⁾ Eine Zusammenstellung verschiedener elektrooptischer Verfahren zur Entfernungsmessung findet sich in [1] und [2]²⁾.

²⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

Nach der Zeit Δt tritt das Messlicht in die Empfangsoptik ein und besitzt dort die Intensität

$$S_2 = S_0 \sin\left[\omega\left(t + \frac{2l}{c}\right)\right] = S_0 \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} + \frac{2l}{cT}\right)\right]$$

deren Amplitude S_0 wegen der Lichtverluste auf der Mess-

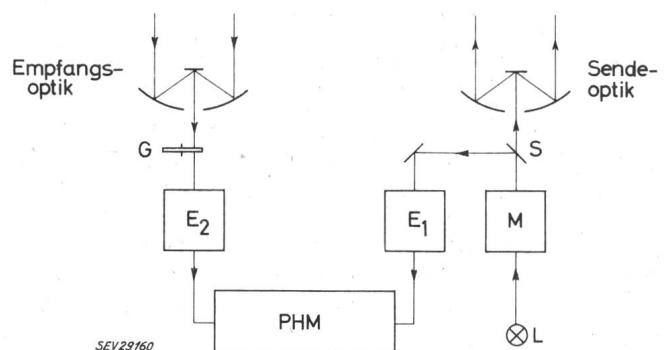


Fig. 1

Messanordnung

L Lichtquelle; M Modulator; S Strahlenteiler; PHM Phasemesser; G Grafilter; E_1 Empfänger für Vergleichslicht; E_2 Empfänger für Messlicht

³⁾ Diesem «Wechsellicht» ist ein «Gleichlichtanteil» überlagert, dessen Grösse vom Modulationsgrad des Lichtes abhängt, und der bei einer unverzerrten Sinusmodulation mindestens $S_0/2$ beträgt. Die folgenden Überlegungen beschäftigen sich nur mit periodisch veränderlichen Grössen. Der Gleichlichtanteil kann dabei unbeachtet bleiben.