

Die Wirkung von Lichtimpuls und Lorentzkraft auf die Frequenzhöhe eines Oszillators mit Koaxialresonator für eine mögliche Belastungskompensation

Autor : Dipl.-Ing. Joachim Wiegleb <https://www.physik-wiegleb.de> joachim@physik-wiegleb.de

Eine Version in Englisch ist per e-mail verfügbar

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|----|
| 1 Einleitung..... | 1 |
| 2 Der kurzzeitstabile Oszillator mit Koaxialresonator..... | 1 |
| 3 Lichtimpuls verkürzt effektive elektrische Resonatorlänge..... | 2 |
| 4 Lorentzkraft und Lichtimpuls..... | 4 |
| 5 Optimierung der Betriebsgüte kurzzeitstabiler Oszillatoren..... | 5 |
| 6 Präzisionsstromversorgung für kurzzeitstabile Oszillatoren..... | 5 |
| 7 Fazit..... | 6 |
| 8 Abbildungen..... | 7 |
| 9 Stichworte..... | 13 |
| 10 Literatur..... | 13 |

1 Einleitung

Dieser Beitrag befasst sich mit der Dimensionierung und dem Aufbau von Oszillatoren, der Kurzzeitstabilität und der empfindlichen Reaktion der Frequenz des Resonators auf physikalische Einflüsse sowie einer sich daraus ergebenden Anwendung : Durch einen entsprechenden Ausgleich soll erreicht werden, dass die Resonanzfrequenz möglichst unbeeinträchtigt von der zusätzlichen Belastung durch die verwendete Messapparatur bleibt und somit nur minimal absinkt. Dabei soll die verwendete Kompensation bei Messungen jeglicher Art unabhängig von der momentanen Ausprägung des (hoch)-frequenten Signals erfolgen.

2 Der kurzzeitstabile Oszillator mit Koaxialresonator

Der in der Abbildung 1 verwendete Oszillator ist mit einem J-FET MMBFU310 in Gateschaltung aufgebaut. Als frequenzbestimmendes Element dient ein Koaxialresonator mit einer Leerlaufgüte von 3800 bei einer Resonanzfrequenz von 150 MHz. Der Koaxialresonator wird über Koppelschleifen auf der Drain- bzw. Sourceseite in die Verstärkerschaltung eingebunden. Die Koppelschleifen sind für eine hohe Betriebsgüte so optimiert worden, dass sich eine möglichst ausgewogene Unteranpassung auf beiden Seiten ergibt und so eine Strom- bzw. Spannungssteuerung erfolgt. Für ein Verhältnis von Betriebsgüte zur Leerlaufgüte von 0,6 wird für die ausbalancierte Unteranpassung auf beiden Seiten ein theoretisch möglicher Faktor von 3 erzielt.

Die Spannungsverstärkung der Gateschaltung muss dabei in der Lage sein, die Unteranpassung phasenrichtig abzudecken. In **[1] Teil 3** wurde dafür ein Betrag von 8 dB errechnet. Das Oszillatorsignal ist in [Abbildung 2](#) zu erkennen, woraus sich grob die Güte des entdämpften Resonanzkreises abschätzen lässt. Die Abbildung ist mit einem Spektrumanalysator HM 5011 bei einer vertikalen Auflösung von 10 dB / Div, einer horizontalen Auflösung von 100 kHz / Div und 40 dB Dämpfung unter Verwendung des eingebauten Videofilters entstanden. Genauere Messungen würden einen entsprechend spezifizierten Spektrumanalysator erfordern. Im Idealfall erreicht die Entdämpfungsgüte sehr große Werte. Die zu [Abbildung 3](#) gehörige [Allan-Abweichung](#) bei einer Zähler-Torzeit von 0,2 s ergibt sich aus Bild 7 in **[1] Teil 3**. Der genaue tabellarische Wert beträgt $1,23 \cdot 10^{-10}$. Die Drift über einen gesamten Messzyklus hat allerdings einen stärkeren Einfluss, **[1] Teil 3**. Zur thermischen Isolation wurde deshalb das Außenrohr des [Koaxialresonators](#), das aus einem E-Cu-Rohr mit 100 mm Durchmesser besteht, zusätzlich mit einer dickwandigen PS-Schicht umgeben. Der Aufbau ist in [Abbildung 4](#) dargestellt.

3 [Lichtimpuls](#) verkürzt effektive elektrische Resonatorlänge

Ein VHF-Oszillator mit einem [Koaxialresonator](#) sehr hoher Güte reagiert empfindlich auf physikalische Einflüsse am offenen Ende des $\lambda/4$ -Innenleiters. Eine ausführliche Darstellung findet sich in **[1]**.

Durch die hohe Stabilität des beschriebenen Oszillators lassen sich sehr geringe Frequenzänderungen aufspüren. Die Bestrahlung mit LED-Licht auf das obere Ende des Koaxial-Innenleiters führt durch den Strahlungsdruck **[2]** zu einer Verkürzung der effektiven elektrischen Resonatorlänge um eine Debye-Länge (ca. 1 Atomlage, entsprechend 0,1 nm, [Thomas-Fermi-Modell](#)), **[3]** Kap. 32.2, 32.4 und **[4]** Bd. 1 Kap. 34-9. Die Wirkung der Ladungsverschiebungen hat sich bereits in diesem Bereich, der für die hier verwendeten Materialien wesentlich kleiner als die Skintiefe ist, wieder aufgehoben. Bei guten Metallen bleibt der Ladungsausgleich auf diese Randzone begrenzt. Mit einem 12-stelligen Zähler HP 53132 wird eine Frequenzerhöhung von ca. 0,03 Hz gemessen, [Abbildung 3](#). Die relative Frequenzerhöhung von 0,03 Hz / 150 MHz ist äquivalent zu der relativen elektrischen Längenverkürzung des $\lambda/4$ -Innenleiters von $0,1 \text{ nm} / 500 \text{ mm} = 2 \cdot 10^{-10}$.

Eine in den Resonatorraum eingebrachte Messsonde führt dagegen durch ihren Realteil und ihren kapazitiven Imaginärteil zu einer Verringerung der ursprünglichen Resonanzfrequenz. Durch die erreichte Ladungsverschiebung kann dieser Frequenzverstimmung entgegengewirkt werden. Im Ergebnis lässt sich somit eine Belastungskompensation bzw. Entdämpfung erzielen. Da die Ladungsverschiebung stets ca. 1 Atomlage umfasst, wirkt sie damit relativ unbeeinflusst von der Frequenz und Amplitude des anliegenden Signals. Das ist das entscheidende Merkmal dieses Messverfahrens. Für andere elektrische und mechanische Strukturen ergeben sich in der Nähe der Oberfläche jeweils ähnliche Verhältnisse, sodass sich ein breites Anwendungsgebiet ergibt, vgl. MEMS und MESFET. Jedoch ist der auf die Frequenz gegenläufig wirkende Wärmeeintrag zu beachten. Deshalb wurde in einem weiteren Versuch ein kapazitätsarmer Belag mit [Spiegelschicht](#) über der Stirnseite des Innenleiters angeordnet und somit in den Bestrahlungsweg

zwischen geschaltet. Bei entsprechender Weiterentwicklung zur Messsonde könnte dort auch gleich das Frequenz-Messergebnis abgegriffen werden.

Nachfolgend wird beschrieben, wie das Messergebnis verifiziert werden könnte : Durch die kontinuierlichen Stöße der Photonen in das Innere des Metalls bis zur Skintiefe der Photonen entsteht eine elektrische Spannung. Für die beispielhaft eingetragene LED-Leistung von ca. 54 mW wird eine Spannung von ca. 0.187 fV bei einer Skintiefe von ca. 18.2 nm berechnet. Allerdings bildet sich diese Gleichspannung durch die hohe DC-Leitfähigkeit gar nicht aus. Anstelle der Skintiefe lässt sich damit eine neue adäquate Länge von nur noch ca. 0.261 nm berechnen. Dieser Wert liegt in der gleichen Größenordnung wie die über die Frequenzerhöhung ermittelte Verkürzung der effektiven elektrischen Resonatorlänge von ca. 0.1 nm. Die adäquate Länge ist proportional zum Produkt aus Relaxationszeit τ und LED-Frequenz f_{ph} .

Eine Abschätzung weiterer Einflussgrößen auf die geringe Frequenzerhöhung zeigt, dass elastische Verformungen oder mit Piezoelektrizität verwandte Effekte keine relevante Rolle spielen dürften. Für Kupfer beträgt das Kompressionsmodul E ca. $120 \cdot 10^9$ N/m² und die Gleichstromleitfähigkeit σ_{DC} ca. $5.85 \cdot 10^7$ A/Vm. Im Bereich der Oberfläche könnte das Kompressionsmodul jedoch durch Rauigkeiten einen niedrigeren Wert annehmen. Lokal begrenzte Oberflächen-Plasmonen an der nichtidealen Metalloberfläche durch Rauigkeiten und Unreinheiten z.B. von Adsorbaten könnten in Kombination mit dem Strahlungsdruck einen Beitrag zur Erklärung der gemessenen Frequenzerhöhung leisten.

Eventuelle Fehlerquellen aus dem Versuchsaufbau waren nicht erkennbar.

Die adäquate Länge wurde für Kupfer wie folgt berechnet :

Lichtgeschwindigkeit $c = 2.9979 \cdot 10^8$ m/s

Planck'sches Wirkungsquantum $h = 6.6261 \cdot 10^{-34}$ Ws²

absolute Dielektrizitätskonstante $\epsilon_0 = 8.8542 \cdot 10^{-12}$ As/Vm

Avogadro'sche Zahl $Avo = 6.0221 \cdot 10^{26}$ /kmol

Elementarladung $q = 1.6022 \cdot 10^{-19}$ As

Masse Elektron $m = 9.1094 \cdot 10^{-31}$ kg

Faktor effektive Masse $\eta_e = 1$

relative Permeabilität für Kupfer $\mu_r = 1$

molare Masse Kupfer $mmol = 63.55$ kg/kmol

Dichte Kupfer $\rho = 8.960 \cdot 10^3$ kg/m³

Relaxationszeit Kupfer $\tau = 2.4450 \cdot 10^{-14}$ s

Lichtfrequenz LED $f_{ph} = 440$ THz

Energie 1 Photon $W_{ph} = h \cdot f_{ph} = 2.9155 \cdot 10^{-19}$ Ws

Eingangsleistung 9 LED $L_{in} = 9 \cdot 2$ V \cdot 20 mA = 0.36 W

LED-Wirkungsgrad $\eta_{LED} = 0.15$

Durchmesser Stirnfläche Koaxial-Innenleiter $d = 30$ mm

Stirnfläche Koaxial-Innenleiter $A = d^2 \cdot \pi / 4 = 7.0686 \cdot 10^{-4}$ m²

Anzahl Photonen pro Sekunde auf Stirnfläche $N' = L_{in} \cdot \eta_{LED} / W_{ph} = 18.5217 \cdot 10^{16}$ /s

Impuls 1 Photon $p_{ph} = W_{ph} / c$

durch die Photonen ausgeübte Kraft $F_{ph} = N' \cdot p_{ph} = L_{in} \cdot \eta_{LED} / c = 18.0125 \cdot 10^{-11}$ N

Anzahl Elektronen (Atome) pro Volumen $N_e = \rho \cdot Avo / mmol = 8.4907 \cdot 10^{28}$ /m³

Faktor verfügbare Elektronen $\eta_v = 0.1$

Plasmafrequenz $f_{pl} = q \cdot (N_e / (\epsilon_0 \cdot m \cdot \eta_e))^{1/2} / (2 \cdot \pi) = 2.6163 \cdot 10^{15}$ Hz

Skintiefe Photonen in Kupfer $l_{ph} = c / (2 \cdot \pi \cdot f_{pl} \cdot \mu_r^{1/2}) = 18.2368$ nm

Volumen $V = A \cdot l_{ph} = 1.2891 \cdot 10^{-11}$ m³

Ladung im Volumen $Q = N_e \cdot \eta_v \cdot V \cdot q = 17.5364 \cdot 10^{-3} \text{ As}$
 Photonen treffen pro Sekunde auf Elektronen $J = N' \cdot q = 29.675 \text{ mA}$
 elektrische Feldstärke in z-Richtung senkrecht zur Oberfläche $E_z = U_{DC} / l_{ph}$
 Kraft in z-Richtung $F_z = Q \cdot E_z = F_{ph}$
 elektrische Spannung in z-Richtung $U_{DC} = F_{ph} \cdot l_{ph} / Q = 18.7321 \cdot 10^{-17} \text{ V}$
 DC-Leitfähigkeit Kupfer $\sigma_{DC} = \tau \cdot N_e \cdot q^2 / (m \cdot \eta_e) = 5.85 \cdot 10^7 \text{ A/Vm}$
 zum Vergleich die DC-Leitfähigkeit für Edelstahl 1.4301 $\sigma_{St} = 1.4 \cdot 10^6 \text{ A/Vm}$
 Ergebnis :
 adäquate Länge $l_{ad} = U_{DC} \cdot \sigma_{DC} \cdot A / J = \tau \cdot f_{ph} \cdot h / (m \cdot \eta_e \cdot \eta_v \cdot c) = 2.6103 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

4 Lorentzkraft und Lichtimpuls

In erweiterten Untersuchungen wurde geprüft, wie sich ein vergleichbarer Effekt auch auf rein magnetischer Grundlage erreichen lässt. Ein am Ende des Koaxial-Innenleiters radial gerichteter Neodym-Magnet, der in geringem Abstand frei um den Umfang des Innenleiters axial rotiert, zeigte keinen verwertbaren Einfluss, s.a. [3] Kap. 22.1, 22.4, 23.4, [4] Bd. 2 Kap. 1-4, 13, 16 und [5] Kap. 16.3.

Das trifft auch auf ergänzende Messungen in anderen Versuchsanordnungen zu. Dazu wurde eine 100 nm dünne Silberspiegeloberfläche mit Licht bestrahlt und an der Rückseite mit einem Femtoampere-Elektrometer kontaktiert, s.a. [3] Kap. 32.1, 32.2 und [4] Bd. 1 Kap. 34-9. Hierzu waren bei beiden Versuchsanordnungen sowohl die störungsfreie Messempfindlichkeit als auch die mechanische Präzision bzw. die Versuchsbedingungen bei Raumtemperatur nicht optimal genug (vgl. Supraleitung). In Abbildung 5 und Abbildung 6 sind jeweils Details zum Aufbau dargestellt. Ähnliche Probleme bezüglich Stabilität und Messempfindlichkeit ergaben sich für Untersuchungen zur Beeinflussung der Abstrahlung eines Oszillators mit einer dünnen, bandförmigen Resonanzstruktur, auf deren hochreflektierende Seiten LED-Licht einseitig bzw. beidseitig auftrifft.

Schließlich wurden noch Oszillatoren mit neuen Resonatorvarianten aufgebaut und wieder mit Licht bestrahlt, Abbildung 7, Abbildung 8 und Abbildung 9. Es wurde ein Helix-Resonator (HRO) im VHF-Bereich und eine dielektrische Resonatorscheibe (DRO) im SHF-Bereich verwendet. Im Unterschied zu einem Leiter handelt es sich bei dem DRO-Resonator um eine Keramik mit einer größeren Permittivität, einer wesentlich größeren Relaxationszeit sowie einer schlechteren Wärmeleitfähigkeit. Neben Frequenzmessungen wurde zusätzlich eine Modulationsauswertung vorgenommen. Wegen der geringeren Kurzzeitstabilität waren allerdings nur statistisch gemittelte Aussagen möglich. Ebenso wurden die Versuche im rotierenden Magnetfeld erweitert. Dazu wurde eine äußere Ringkern-Spule (Toroid) am Ende eines Leiterstückes bzw. am Ende des Koaxial-Innenleiters oder der Helix angeordnet, Abbildung 10. Nach Mittelwertbildung entsteht ein geringfügig gerichteter Betrag einer Ladungsverschiebung (kein Strom), der von den Kreisströmen aus der obersten Atomlage herrührt. Bei den vorhandenen Messbedingungen machte sich die Ladungsverschiebung durch den Krafteinfluss aus dem Strom in der Ferritring-Spule beim HRO als Frequenzerhöhung des HF-Feldes bemerkbar.

Zu prüfen bleibt noch, ob sich diese geringe Ladungsverschiebung unter der Oberfläche auch mit Rasterkraft- bzw. Rastertunnel-Mikroskopieverfahren (AFM / STM) in einem geeigneten mechanischen Aufbau nachweisen und bestätigen lässt.

5 Optimierung der Betriebsgüte kurzzeitstabiler Oszillatoren

Die beschriebenen Ergebnisse zur Ladungsverschiebung im oberflächennahen Volumenbereich eines elektrischen Leiters erforderten neben dem hohen messtechnischen Aufwand zum Nachweis einen äußerst stabil laufenden Oszillator.

Die Kurzzeitstabilität eines Oszillators beschreibt kurzzeitige Frequenzschwankungen im Zeitbereich < 10 s, [1] Teil 2. Äquivalent dazu wird im Frequenzbereich die Phasenreinheit in Trägernähe durch das Phasenrauschen charakterisiert. Die Kurzzeitstabilität ist ein wichtiges Kriterium eines Oszillators. Sie wird entscheidend von der Betriebsgüte des Resonanzkreises (belasteter Resonator) beeinflusst. Auf der einen Seite wird mit einer hohen Betriebsgüte eine schmalbandige Filterkurve des Resonanzkreises erreicht, auf der anderen Seite steigt mit dem Verhältnis von Betriebsgüte zur Leerlaufgüte aber auch die Einfügedämpfung, sodass eine Optimierung erforderlich ist. Das optimale Verhältnis liegt zwischen 0,5 ... 0,7 (exakter Wert 0,5), [6]. Die Langzeitstabilität kann dagegen mit einer langzeitstabilen Referenz und geeignet dimensionierten Regelkreisen verbessert werden.

Zur Beurteilung der Kurzzeitstabilität dient die Allan-Abweichung, wobei die common Methode, die overlapped Methode und noch weitere Verfahren wie die Hadamard-Abweichung angewendet werden, um z.B. auch eine zusätzliche Drift herauszurechnen. Die Messung erfolgt mit einem 12-stelligen Frequenzzähler HP 53132 mit GPIB-Interface und einem selbstgeschriebenen Delphi-Programm. Mit dem Delphi-Programm ist eine schnelle Erfassung kompletter Messreihen sowie die mathematische Verarbeitung und grafische Darstellung möglich.

Eine Erweiterung des Koaxialkreises zu einem 3-Kreis-Resonator zur weiteren Verbesserung der Betriebsgüte wurde in einem Probeaufbau getestet. Der mittlere Koaxialresonator (s.a. [3] Kap. 33.2, 33.4) müsste dann durch eine abgestufte Konstruktion die höchste Betriebsgüte haben, damit er frequenzbestimmend bleibt, während die anderen beiden Kreise mit einer geringeren Betriebsgüte zur Anpassung an die Drain- bzw. Sourceseite dienen können. Zur Steigerung der Entdämpfungsgüte kann in einer geänderten Schaltung die Regelung des Rückkopplungsgrades in Betracht gezogen werden. Durch Einfügen eines niederohmigen gesteuerten Widerstandes, z.B. eines Feldeffekt-Transistors (FET), in eine Koppelschleife kann so die Rückkopplung möglichst knapp über dem Wert von 1 gehalten werden, wodurch der Oszillatortransistor annähernd im linearen Bereich arbeitet. Die dazu benötigte Steuerspannung wird beispielsweise vom Ausgang des Pufferverstärkers gewonnen.

6 Präzisionsstromversorgung für kurzzeitstabile Oszillatoren

Für einen Oszillator mit high-Q Resonator muss jegliche Frequenzverstimmung durch Temperatureinflüsse, Belastungsänderungen und Rauschmodulation aus der Stromversorgung weitgehend unterbunden werden. Die in [1] Teil 1 vorgestellte Schaltung für die Stromversorgung besteht aus einer rauscharmen Präzisionsspannungsreferenz MAX6350CSA, deren eigenes NF-Rauschen bis herunter zu 0,1 Hz spezifiziert ist. Am Ausgang der Spannungsreferenz befindet sich ein Tiefpass mit $f < 0,7$ Hz als Kompromiss zwischen Rauschunterdrückung und Reaktionszeit

bis zur Einstellung der Ausgangsspannung. Darauf folgt ein rauscharmer Regelverstärker MAX400CS8 und ein BD139-16 als Stromtreiber.

Die Stabilität der Ausgangsspannung bezüglich Schwankungen der Eingangsspannung, der Last und der Temperatur wurde bestimmt und aus der Rauschleistungsbilanz wurde die spektrale Rauschspannungsdichte berechnet. Dazu wurde ein rauscharmer DC-Verstärker, ein 6 ½-stelliges Digitalvoltmeter DMM 2000 von Keithley und ein Oszilloskop HP 54503A verwendet.

7 Fazit

In [Abbildung 11](#) sind die beschriebenen Versuche noch einmal als technologische Skizzen zusammengestellt.

Das Ziel der vorgestellten Messverfahren zur Frequenzmessung besteht darin, bei hochgenauen Messungen die Beeinflussung der Messapparatur auf das Messobjekt (teilweise) zu kompensieren, ohne dabei die Messgröße bezüglich Amplitude und Phase (Frequenz) in einem bestimmten Bereich festlegen zu müssen. Einschränkend besteht allerdings die Forderung, dass dabei zusätzlich erzeugte Störgrößen unbedeutend bleiben oder durch Mittelung nicht ins Gewicht fallen. Dies betrifft sowohl alle inhärenten als auch alle äußeren Einflüsse auf das Messobjekt. Daraus ergibt sich eine wichtige Schlussfolgerung für die Messungen bei der Bestrahlung mit Licht, dass zukünftige Messsonden mit einer möglichst dünnen [hochreflektierenden](#) Schicht in einer sehr kapazitätsarmen Umhausung konstruiert werden.

Ganz allgemein ist jeder Messwert auf bestimmte Fundamentalgrößen wie beispielsweise die Lichtgeschwindigkeit, die Nullpunkt-Temperatur oder das Wirkungsquantum bezogen und von bestimmten Parametern abhängig. Hierzu zählen z.B. sowohl die Orientierung (Polarisation), die Kohärenz oder die Verteilungsfunktion des Lichtes als auch die verwendeten Messgeräte und Messverfahren, s.a. [7]. Weiterhin wird neben diesen physikalischen Bedingungen bei hochkomplexen Messungen die erreichbare Genauigkeit des Messergebnisses eventuell auch durch die mathematische Berechnung begrenzt. Informativ verweise ich hierzu auf die [Planck-Größen](#), die Unschärferelation und den Messprozess in der Quantenmechanik, [5] Kap. 20.4, 5-A sowie auf weiterführende Literatur zur Wirkung von Licht auf Materie, [8], [9], [10], [11] Kap. 8, 9 und [12].

8 Abbildungen

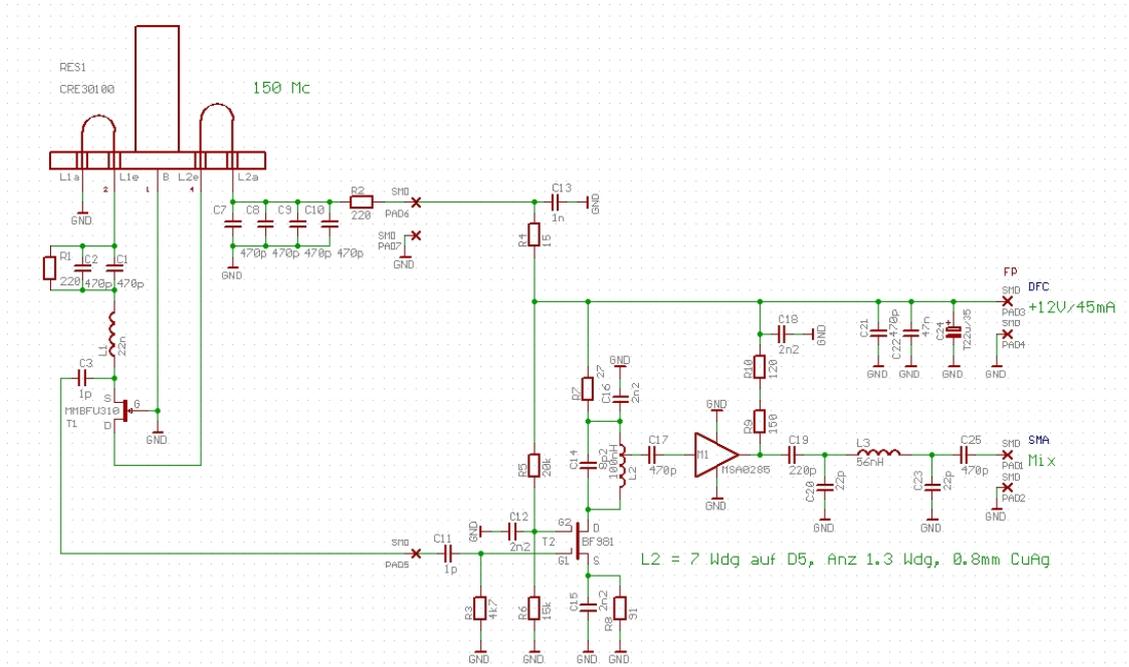


Abbildung 1: Die Schaltung des VHF-Oszillators mit Koaxialresonator und Pufferstufe

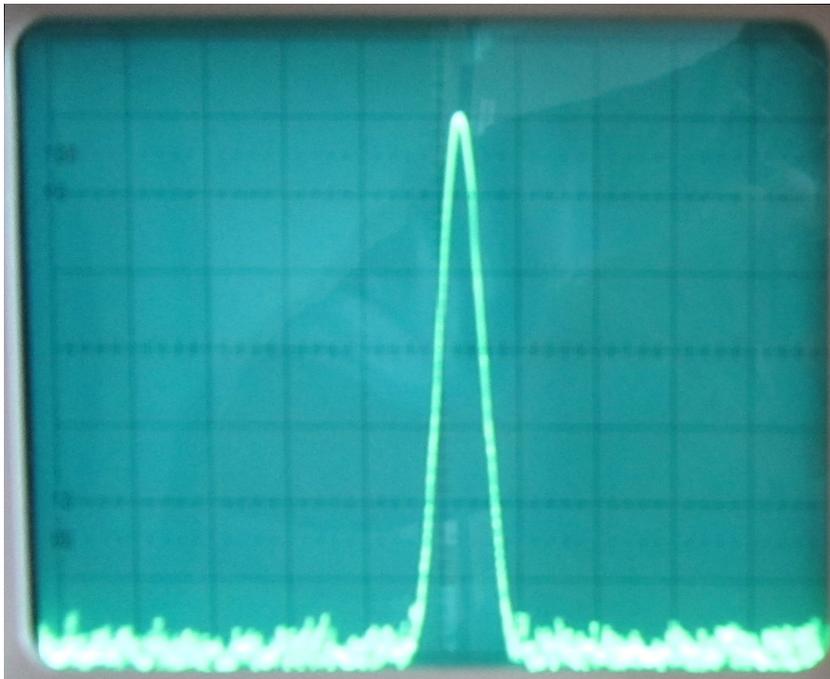


Abbildung 2: Das Oszillatorsignal im HM 5011 mit 10dB/Div, 100kHz/Div, -40dB

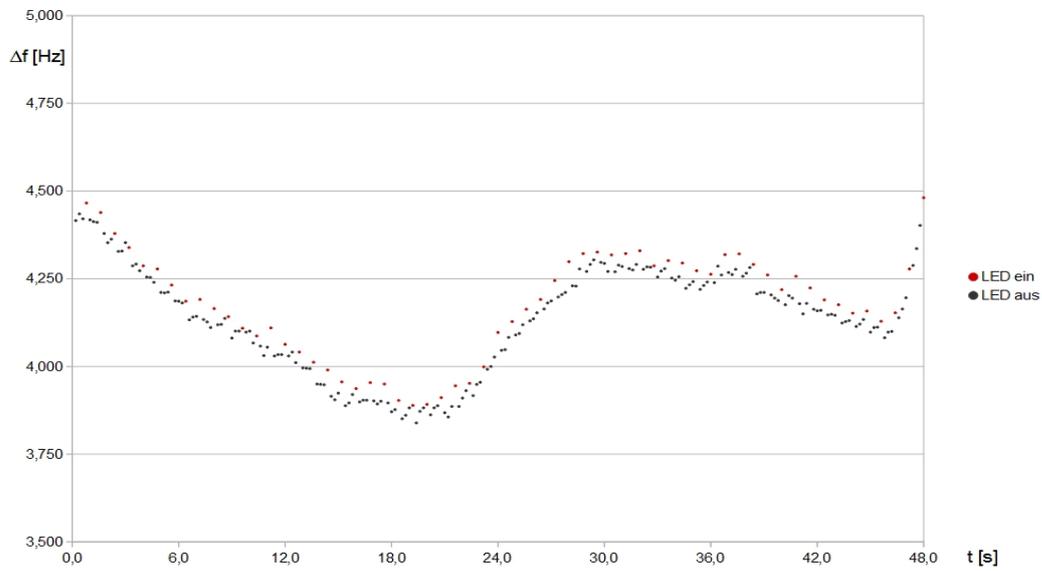


Abbildung 3: Die Frequenzerhöhung bei Bestrahlung mit gelbem LED-Licht im Verhältnis 1:3 für LED ein (rot) zu LED aus (schwarz)



Abbildung 4: Der Oszillator mit Koaxialresonator, LED-Bestrahlung und Stromversorgung



Abbildung 5: Die Konstruktion zum Einbau der Magnete in den Resonatorraum



Abbildung 6: Die Bestrahlung der Spiegelsonde in Verbindung mit dem Elektrometer

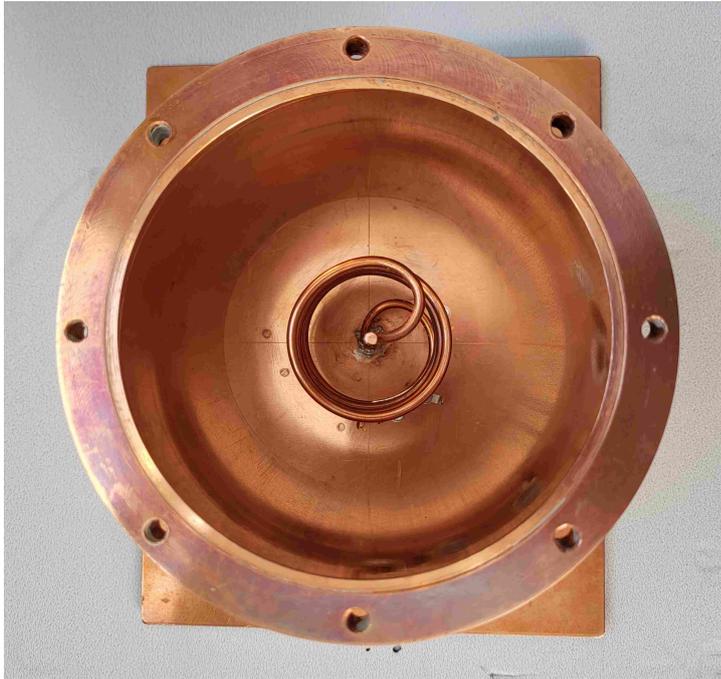


Abbildung 7: Der Helix-Resonator

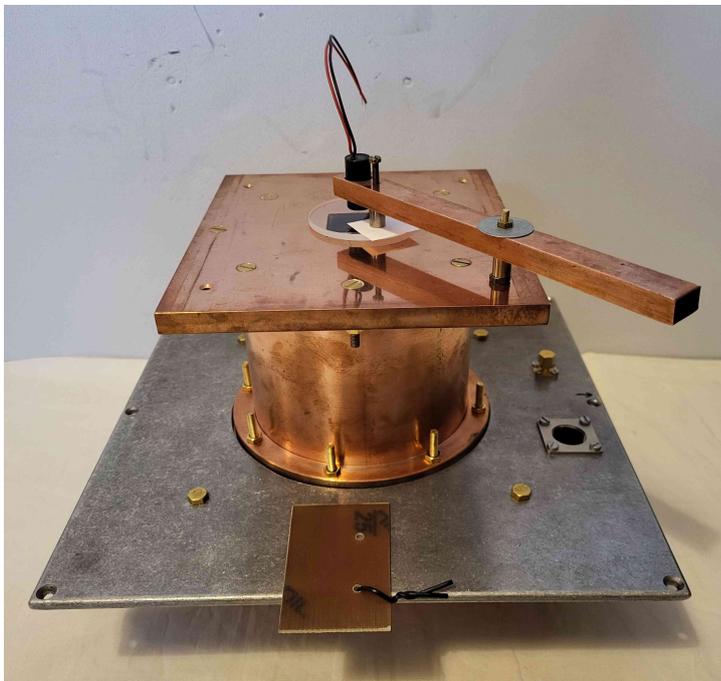


Abbildung 8: Der Aufbau des HRO mit Laser-Bestrahlung

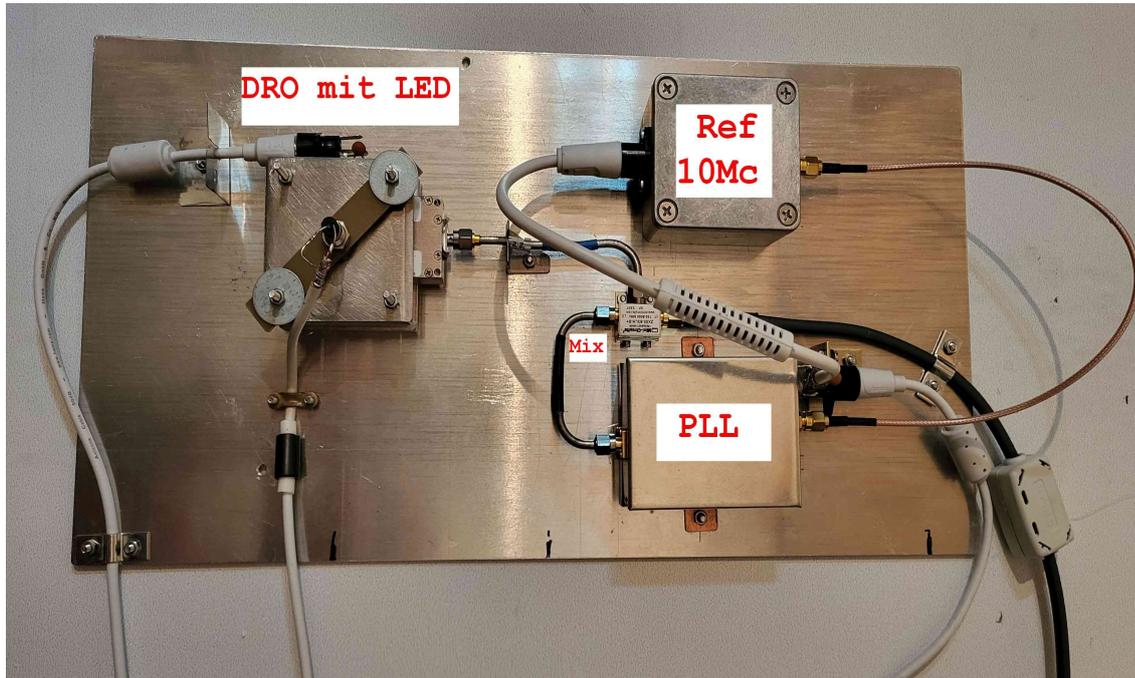


Abbildung 9: Der Aufbau des DRO mit LED-Bestrahlung

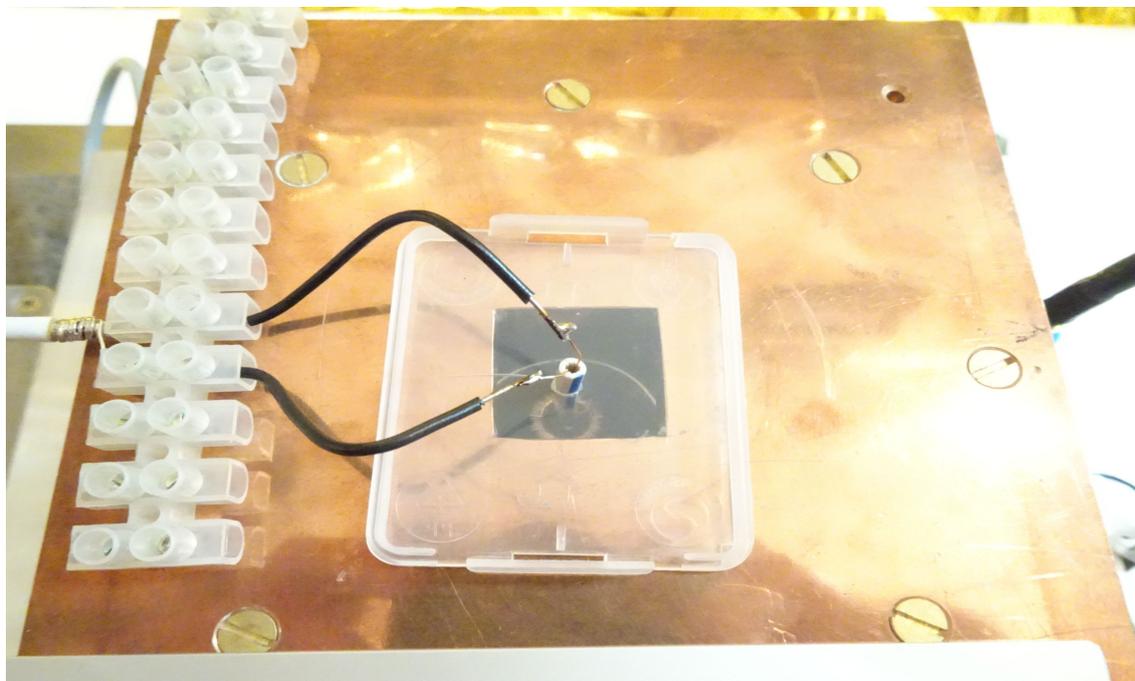


Abbildung 10: Der HRO von oben mit Ringspule

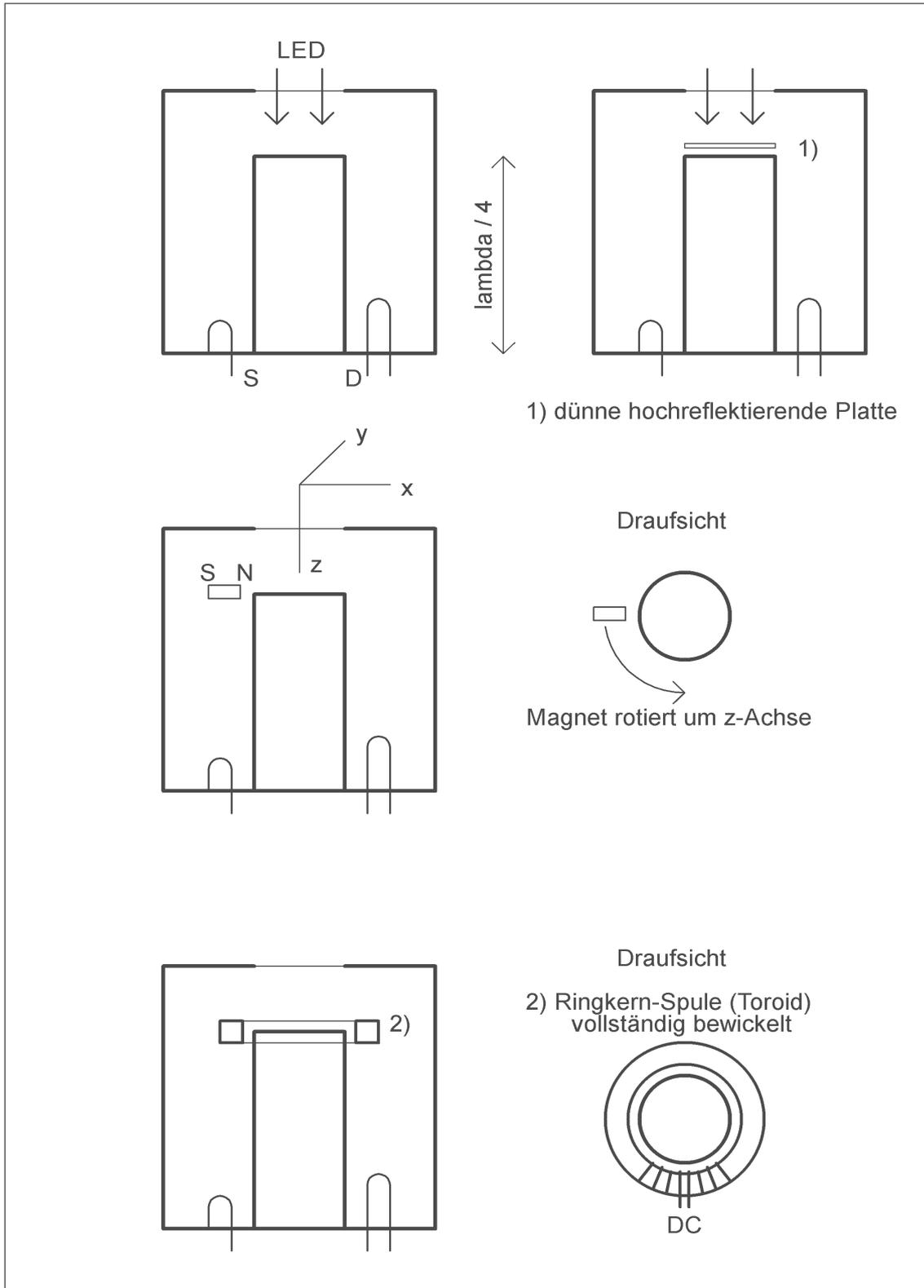


Abbildung 11: technologische Skizzen

9 Stichworte

Stichwortverzeichnis

| | |
|-----------------------------|------------|
| Belastungskompensation..... | 1, 2 |
| Betriebsgüte..... | 1, 5 |
| Debye-Länge..... | 2 |
| Entdämpfung..... | 2, 5 |
| Koaxialresonator..... | 1, 2, 5 |
| Kurzzeitstabilität..... | 1, 4, 5 |
| Lichtimpuls..... | 1, 2, 4 |
| Lorentzkraft..... | 1, 4 |
| Magnet..... | 4 |
| Oszillator..... | 1, 2, 4, 5 |
| Resonatorlänge..... | 2 |
| Spiegelschicht..... | 2 |

10 Literatur

Literaturverzeichnis

[1] J. Wiegand, DL2HWJ : in ["FUNKAMATEUR"](#) Jg. 65 (2016), H. 11, S. 1032 - 1034 und Jg. 66 (2017), H. 11, S. 1038 - 1040 und Jg. 68 (2019), H. 06, S. 560 - 563 und Jg. 68 (2019), H. 07, S. 633 und Jg. 70 (2021), H. 08, S. 634 - 635 und Jg. 72 (2023), H. 03, S. 208 - 210

[2] A. Wallraff :
<https://qudev.phys.ethz.ch/static/content/science/BuchPhysikIV/PhysikIVch4.html> (Lichtimpuls, Strahlungsdruck)

[3] P. Lorrain, D. R. Corson, F. Lorrain : "Elektromagnetische Felder und Wellen", ISBN 978-311-090524-3, Verlag De Gruyter, 2011, 1. Auflage

[4] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands : "[Vorlesungen über Physik](#)", ISBN 3-486-20949-3, Oldenbourg Verlag, 2001, Bd. 1 - 3

[5] S. Gasiorowicz : "Quantenphysik", ISBN 3-486-27489-9, Oldenbourg Verlag, 2005, 9. Auflage

[6] U. L. Rohde, A. K. Poddar : in "[Microwave Journal](#)" Jg. 50 (2007), H. 09, S. 136 ff. (Noise minimization)

[7] E. D. Black : in "[American Journal of Physics](#)" Jg. 69 (2001), H. 01, S. 79 - 87 (PDH-Verfahren)

[8] R. Laiho : in "[Physical Review B](#)" Jg. 52 (1995), H. 21, S. 15054 - 15057 (Photoinduced bulk current)

- [9] H. Essen : in [arXiv:physics/0308007](https://arxiv.org/abs/physics/0308007), 01. Aug. 2003 (Pushing force of a propagating wave)
- [10] J. Gdde, U. Hfer : in "[Physik Journal](#)" Jg. 7 (2008), H. 11, S. 33 - 39 (Metalloberflche)
- [11] R. Herrmann, U. Preppernau : "Elektronen im Kristall", Akademie-Verlag, Berlin, 1979
- [12] V. V. Afonin, V. L. Gurevich, R. Laiho : in "[Physical Review B](#)" Jg. 75 (2007), H. 07, S. 075411 ff. (Magnetic-field, photoinduced current)