

Institut für Experimentalphysik der Technischen Universität Graz

&

Institut für Physik der Universität Graz

LABORÜBUNGEN 2: ELEKTRIZITÄT, MAGNETISMUS, OPTIK

Übungsnummer: 7

Übungstitel: Hochpass, Tiefpass, Schwingkreis

Betreuer/in: Franz Hanauer

Gruppennummer: 13

Name: Sebastian Brötz

Name: Stefanie Brandstötter

Mat. Nr.: 12406478

Mat. Nr.: 12415127

Datum der Übung: 02.12.2025

WS 2025/2026

Inhaltsverzeichnis

1 Allgemeine Informationen	3
2 Frequenzverhalten eines CR-Hochpasses	4
2.1 Bodediagramm	4
2.1.1 Auswertung	4
2.1.2 Diskussion	4
2.2 Sprungantwort	5
2.2.1 Auswertung	5
2.2.2 Diskussion	5
2.3 Hochpass als Differenzierglied	6
2.3.1 Auswertung	6
2.3.2 Diskussion	7
3 Frequenzverhalten eines RC-Tiefpasses	7
3.1 Bodediagramm	7
3.1.1 Auswertung	7
3.1.2 Diskussion	7
3.2 Sprungantwort	8
3.2.1 Auswertung	8
3.2.2 Diskussion	9
3.3 Tiefpass als Integrierglied	9
3.3.1 Auswertung	9
3.3.2 Diskussion	9
4 Schwingverhalten eines RLC-Parallelschwingkreises	10
4.1 Sprungantwort	10
4.1.1 Auswertung	10
4.1.2 Diskussion	12
5 Frequenzverhalten eines RLC-Serienschwingkreises	13
5.1 Resonanzkurve	13
5.1.1 Auswertung	13
5.1.2 Diskussion	16
5.2 Spannungsüberhöhung	16
5.2.1 Auswertung	16
5.2.2 Diskussion	17

1 Allgemeine Informationen

Zu Beginn des Laborberichts werden allgemeine Konventionen und Definitionen, die während der gesamten Auswertung verwendet werden angeführt. Auf diese Punkte wird im Text fortlaufend hingewiesen.

- **Software / Fits.** Alle numerischen Auswertungen, Kurvenanpassungen und Regressionsrechnungen werden mit Python durchgeführt. Für nichtlineare und lineare Fits wird die Software `scipy.optimize.curve_fit` [1] verwendet. Aus der gelieferten Kovarianzmatrix der Regressionsrechnung werden zudem die Unsicherheiten der jeweiligen Fitparameter entnommen.
- **Größtunsicherheitsmethode.** Für die Fehlerabschätzung von berechneten Größen wird die Größtunsicherheitsmethode verwendet. Sei dabei eine beliebige Zielgröße y als Funktion der Messgrößen x_i gegeben, so folgt die Unsicherheit von y aus der Größtunsicherheitsmethode mit:

$$\Delta y_{\max} = \sum_i \left| \frac{\partial y}{\partial x_i} \right| \Delta x_i, \quad (1)$$

Hier ist Δx_i die Unsicherheit der jeweiligen Messgröße.

- **Fehlerfortpflanzung bei unabhängigen Größen.** Hängt eine berechnete Größe y von mehreren unabhängigen Messgrößen x_i ab, deren Unsicherheiten statistischer Natur sind (z.B. Standardabweichung), so werden die einzelnen Beiträge wie folgt kombiniert [5]:

$$\Delta y = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial y}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2}. \quad (2)$$

Dies gewährleistet eine korrekte statistische Fehlerabschätzung bei mehreren unabhängigen Unsicherheiten.

- **Unsicherheit der Oszilloskop-Messungen.** Für die Spannungsmessungen mit dem verwendeten Oszilloskop wurde versucht, eine explizite Unsicherheit gemäß der Herstellerspezifikation [6] zu berechnen. Die Gesamtunsicherheit setzt sich dabei aus mehreren Komponenten zusammen.

$$\begin{aligned} \Delta U &= \text{DC vertical gain accuracy} + \text{DC vertical offset accuracy} + 0,25 \% \text{ full scale} \\ &= (3 \% \text{ full scale}) + (0,1 \text{ div} + 2 \text{ mV}) + (0,25 \% \text{ full scale}) \end{aligned}$$

Da eine Berechnung der Unsicherheit nach der obigen Formel allerdings abhängig vom jeweiligen Messbereich und damit ziemlich aufwändig ist, wird die entsprechende Messunsicherheit abgeschätzt. Grundlage ist die maximale vertikale Auflösung des Oszilloskops von 8 bit, wodurch sich insgesamt 256 diskrete Werte ergeben. Nimmt man an, dass die gemessenen Signalwerte maximal um etwa fünf dieser Einheiten schwanken können, so ergibt sich eine relative Unsicherheit von

$$\Delta U = \frac{5}{2^8} \approx 0,02 = 2\% \quad (3)$$

Diese Abschätzung wird im weiteren Verlauf dieses Berichtes als Messunsicherheit des Oszilloskops verwendet.

Die Unsicherheit der Frequenzmessung ergibt sich über die Anzahl der aufgezeichneten Perioden N und der Zeitunsicherheit des Oszilloskops von $\Delta T = 25 \mu\text{s}$.

$$\Delta f = f^2 \cdot \frac{\Delta T}{N} \quad (4)$$

2 Frequenzverhalten eines CR-Hochpasses

2.1 Bodediagramm

2.1.1 Auswertung

Im ersten Versuch wird das Frequenzverhalten eines CR-Hochpasses untersucht. Dazu wird eine Hochpass Schaltung bestehend aus einem Kondensator $C = (100 \pm 10) \text{ nF}$ und einem Widerstand $R_1 = (2700 \pm 140) \Omega$ aufgebaut. Als erstes wird die theoretische Grenzfrequenz f_G und die Unsicherheit gemäß der Größtunsicherheitsmethode (siehe Kapitel 1) berechnet.

$$f_G = \frac{1}{2\pi R_1 C} \quad \Delta f_G = f_G \left(\frac{\Delta C}{C} + \frac{\Delta R_1}{R_1} \right) \quad (5)$$

Aus den gegebenen Bauteilwerten ergibt sich die berechnete Frequenz zu:

$$f_G = (590 \pm 90) \text{ Hz}$$

Zur Untersuchung des Frequenzverhaltens wurde die Eingangsspannung U_E , die Ausgangsspannung U_A und der Phasenversatz φ zwischen Ein- und Ausgangssignal in einem Frequenzbereich von etwa einer Dekade unterhalb und oberhalb der Grenzfrequenz mit einem Oszilloskop gemessen. Wie in Kapitel 1 angeführt, wird die Unsicherheit der Spannungsmessung des Oszilloskops mit $\Delta U = 2\%$ abgeschätzt. Für die Unsicherheit der Phase wird $\Delta\varphi = 0,5^\circ$ angenommen.

Als nächstes wird das Amplitudenverhältnis Q in der Einheit Dezibel dB berechnet.

$$Q = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{U_A}{U_E} \right) \quad \Delta Q = \frac{20}{\ln(10)} \left(\frac{\Delta U_A}{U_A} + \frac{\Delta U_E}{U_E} \right) \quad (6)$$

Zusätzlich zu den experimentellen Daten wird ebenfalls der theoretische Verlauf der Übertragungsfunktion für einen CR-Hochpass bestimmt.

$$H(\omega) = \frac{j\omega R_1 C}{1 + j\omega R_1 C} \quad (7)$$

Das theoretische Amplitudenverhältnis und die theoretische Phase folgen aus dem Betrag und dem Argument der komplexen Übertragungsfunktion:

$$Q_{\text{theo}} = 20 \cdot \log_{10}(|H(\omega)|) \quad \varphi_{\text{theo}} = \arg(H(\omega)) \quad (8)$$

In Abbildung 1 sind die gemessenen und theoretischen Werte in einem Bodediagramm dargestellt. Im linken Diagramm ist das Amplitudenverhältnis Q in Abhängigkeit von der Frequenz f als doppelt-logarithmisch skaliert Plot aufgetragen. Im rechten Diagramm ist die Phase φ gegenüber der logarithmisch skalierten Frequenz geplottet. Zusätzlich ist die theoretische Grenzfrequenz f_G als vertikale gestrichelte Linie eingezeichnet.

2.1.2 Diskussion

Die gemessenen Werte des CR-Hochpasses stimmen insgesamt sehr gut mit dem theoretisch erwarteten Verlauf der Übertragungsfunktion überein, wie in Abbildung 1 deutlich zu erkennen ist. Im niedrfrequenten Bereich zeigt sich eine charakteristische starke Dämpfung, welche durch den hohen kapazitiven Blindwiderstand entsteht und dazu führt, dass langsame Signalanteile nur sehr schwach übertragen werden. Mit zunehmender Frequenz nimmt der Blindwiderstand des Kondensators ab, wodurch das Amplitudenverhältnis kontinuierlich ansteigt und sich im Hochfrequenzbereich dem theoretischen Wert von 0 dB annähert.

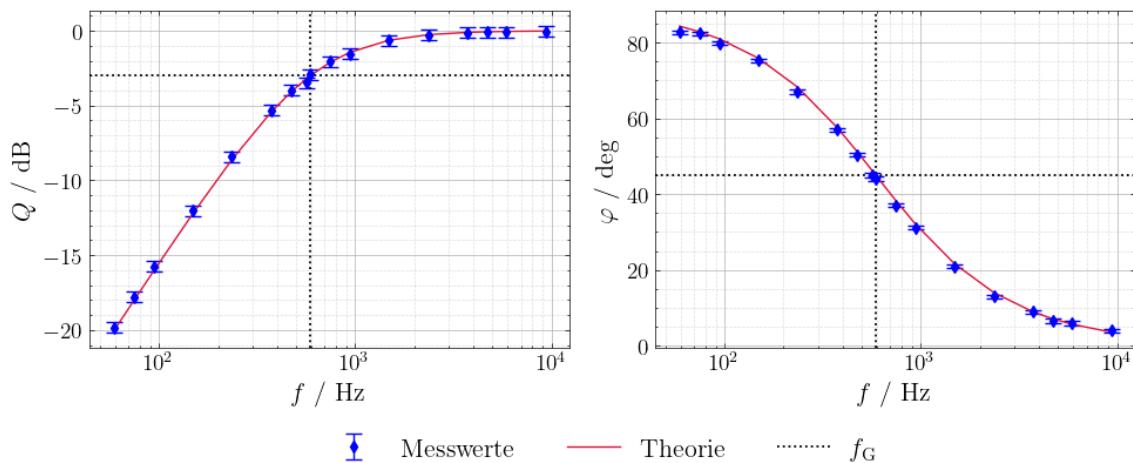


Abbildung 1: Bodediagramm des CR-Hochpassfilters. Dargestellt ist links das Amplitudenverhältnis Q und rechts die Phase φ jeweils in Abhängigkeit von der Frequenz f . Die blauen Punkte zeigen die Messwerte mit den zugehörigen Fehlerbalken, die rote Kurve den theoretischen Verlauf berechnet aus der Übertragungsfunktion. Die vertikalen gestrichelten Linien markieren die Grenzfrequenz f_G .

Eine zentrale Größe für das Verständnis des Filterverhaltens ist dabei die Grenzfrequenz f_G . Sie ist als jene Frequenz definiert, bei der die Ausgangsspannung auf $1/\sqrt{2}$ ihres maximalen Wertes abgefallen ist, was einem Leistungsverlust von 50 % entspricht. Dieser Punkt erscheint im Bodediagramm als sogenannte -3 dB -Marke. An dieser Stelle sind der kapazitive Blindwiderstand und der ohmsche Widerstand betragsmäßig gleich groß, sodass die Spannungsteilung im Hochpass exakt zu dieser typischen Abschwächung führt. Die Messpunkte schneiden den theoretischen Verlauf im Bereich dieser -3 dB -Markierung und bestätigen damit die zuvor berechnete Grenzfrequenz. Kleinere Abweichungen einzelner Messwerte, insbesondere im niederfrequenten Bereich, lassen sich im Wesentlichen auf die begrenzte vertikale Auflösung des Oszilloskops sowie parasitäre Serienwiderstände und Leckströme im Kondensator zurückführen. Diese Effekte liegen jedoch klar innerhalb der angegebenen Messunsicherheiten.

Auch die Phasenmessung stimmt sehr gut mit dem theoretischen Verlauf überein. Die Phase beginnt im niederfrequenten Bereich in der Nähe von 90° und fällt mit steigender Frequenz kontinuierlich ab, bis sie sich für hohe Frequenzen 0° annähert. Der Durchgang durch 45° markiert ebenfalls die Grenzfrequenz und wird durch die experimentellen Daten gut reproduziert. Leichte Abweichungen sind auf die endliche Zeitauflösung des Oszilloskops und die Unsicherheit bei der Cursorpositionierung zurückzuführen. Insgesamt bestätigen sowohl Amplituden- als auch Phasengang das theoretisch erwartete Frequenzverhalten des CR-Hochpasses in überzeugender Weise.

2.2 Sprungantwort

2.2.1 Auswertung

Zur weiteren Untersuchung des Hochpasses wurde als Eingangssignal eine Rechteckspannung mit 2 V_{pp} gewählt und die Sprungantwort der Schaltung bei einem Fünftel der Grenzfrequenz $f_G/5$ und einem Fünfzigstel der Grenzfrequenz $f_G/50$ aufgezeichnet. Die jeweiligen Oszilloskop-Aufnahmen sind in Abbildung 2 dargestellt.

2.2.2 Diskussion

Die in Abbildung 2 dargestellte Sprungantwort zeigt das charakteristische Verhalten eines Hochpassfilters. Bei einer Frequenz von $f_G/5$ tritt nach jeder Flanke des Eingangssignals ein kurzer Peak

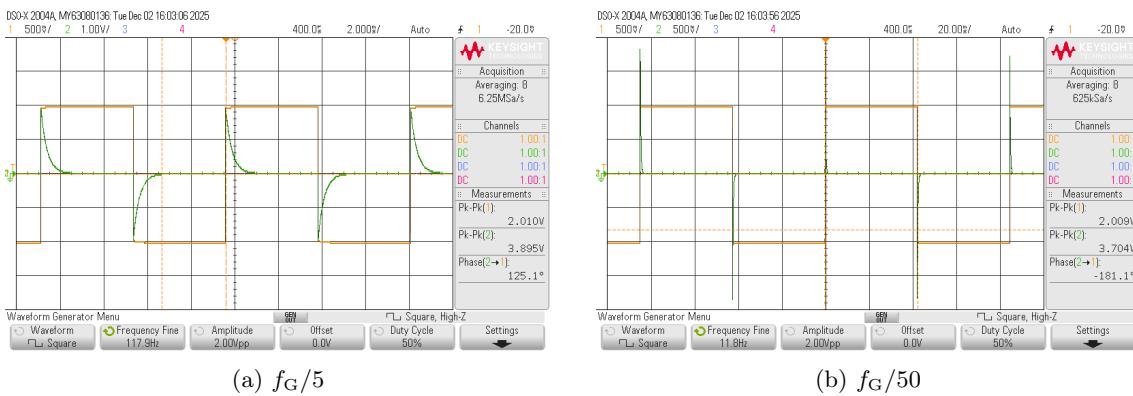


Abbildung 2: Sprungantwort des CR-Hochpasses bei zwei verschiedenen Frequenzen. Links ist der Verlauf der Signale bei einem Fünftel der Grenzfrequenz $f_G/5$ dargestellt, rechts bei einem Fünfzigstel der Grenzfrequenz $f_G/50$. Die orange Kurve zeigt das Eingangssignal U_E und die grüne Kurve das Ausgangssignal U_A des Hochpassfilters.

auf, der anschließend exponentiell abfällt. Dieses Verhalten entspricht exakt der theoretischen Erwartung, da der Hochpass die steile Flanke eines Rechtecksignals nahezu vollständig überträgt, während der konstante Anteil des Signals aufgrund des Ladeverhalten des Kondensators rasch abgedämpft wird. Bei der noch niedrigeren Frequenz $f_G/50$ verstärkt sich dieser Effekt, indem die Peaks stärker ausgeprägt sind und die Ausgangsspannung nach der Flanke nahezu vollständig auf null abfällt. Diese Beobachtung zeigt, dass der Hochpass für sehr langsame Signalteile keine nennenswerte Spannung mehr durchlässt.

Abweichungen von einer idealen Exponentialfunktion können auf parasitäre ohmsche Verluste im Kondensator und auf Rauschanteile des Oszilloskops zurückgeführt werden. Insgesamt belegt die Sprungantwort jedoch sehr überzeugend das dynamische Verhalten des CR-Hochpasses.

2.3 Hochpass als Differenzierglied

2.3.1 Auswertung

Im letzten Teil des Versuchs wird das Verhalten des Hochpasses als Differenzierglied untersucht. Dazu wurde die Ausgangsspannung U_A der Schaltung für eine dreieckförmige Eingangsspannung mit 2 V_{pp} und einer Frequenz von $f_G/50$ aufgezeichnet. Die Oszilloskop-Aufnahme des Ein- und Ausgangssignals ist in Abbildung 3 dargestellt.

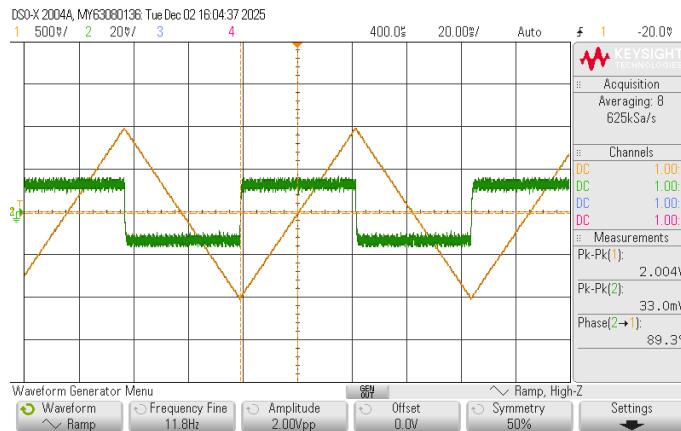


Abbildung 3: Verhalten des CR-Hochpasses als Differenzierglied. Dargestellt ist das dreieckförmige Eingangssignal U_E in gelb und das Ausgangssignal U_A in grün bei einer Frequenz von $f_G/50$.

2.3.2 Diskussion

Die Aufnahme in Abbildung 3 demonstriert, dass der CR-Hochpass bei hinreichend niedriger Anregungsfrequenz als effektives Differenzierglied arbeitet. Das dreieckförmige Eingangssignal wird am Ausgang in eine rechteckförmige Spannung umgewandelt, was der mathematischen Funktion einer Ableitung des Eingangssignals entspricht. Die Flanken des Ausgangssignals sind klar definiert und nahezu linear, während die Signalpegel zwischen den Flanken gegen null abklingen.

Leichte Rundungen und Asymmetrien an den Spitzen, sowie das Rauschen des Ausgangssignals lassen sich auf frequenzabhängige Verluste, die endliche Bandbreite des Oszilloskops und parasitäre Widerstände zurückführen. Die prinzipielle Form des Ausgangssignals stimmt jedoch hervorragend mit dem erwarteten Verhalten eines idealen Differenzier-Gliedes überein, womit der Versuch die theoretische Funktion des Hochpasses anschaulich bestätigt.

3 Frequenzverhalten eines RC-Tiefpasses

3.1 Bodediagramm

3.1.1 Auswertung

Im zweiten Versuch wird das Frequenzverhalten eines RC-Tiefpasses untersucht. Die Schaltung besteht dabei aus den selben Komponenten wie der Hochpassfilter aus Kapitel 2, welche nun als Tiefpass verschaltet sind. Die Grenzfrequenz des Filters entspricht der bereits berechneten Frequenz (siehe Gleichung 5) und ergibt sich zu:

$$f_G = (590 \pm 90) \text{ Hz}$$

Zur Charakterisierung des Frequenzverhaltens wurde die Eingangsspannung U_E , die Ausgangsspannung U_A und der Phasenversatz φ zwischen den Signalen in einem Frequenzbereich von etwa einer Dekade unterhalb und oberhalb der Grenzfrequenz gemessen. Als Eingangsspannung diente dabei eine sinusförmige Spannung mit 2 V_{pp} . Die Unsicherheiten der Spannungsmessungen und der Phase werden analog zum ersten Versuch mit $\Delta U = 2\%$ und $\Delta \varphi = 0,5^\circ$ abgeschätzt.

Das Amplitudenverhältnis Q in Dezibel sowie die Unsicherheit ΔQ werden entsprechend Gleichung 6 berechnet. Weiterhin wird der theoretische Verlauf der Übertragungsfunktion für einen RC-Tiefpass ermittelt:

$$H(\omega) = \frac{1}{1 + j\omega R_1 C} \quad (9)$$

Das theoretische Amplitudenverhältnis und die theoretische Phase werden analog zum Hochpass aus Betrag und Argument der komplexen Übertragungsfunktion $H(\omega)$ berechnet. In Abbildung 4 sind die Messwerte und die theoretischen Kurven als Bodediagramm dargestellt. Im linken Diagramm ist das Amplitudenverhältnis Q als doppelt-logarithmisch skalierter Plot aufgetragen. Im rechten Diagramm ist die Phase φ gegen die logarithmisch skalierte Frequenz dargestellt. Die theoretische Grenzfrequenz f_G wird mit einer gestrichelten Linie markiert.

3.1.2 Diskussion

Die gemessenen Daten in Abbildung 4 zeigen die typische Tiefpasscharakteristik. Im niederfrequenten Bereich liegt das Amplitudenverhältnis nahe bei 0 dB, was bedeutet, dass das Eingangssignal nahezu ungedämpft übertragen wird. Mit steigender Frequenz tritt zunehmend eine Dämpfung ein, welche oberhalb von f_G die erwartete Steigung von etwa -20 dB/Dekade aufweist. Auch hier wird der -3-dB -Punkt innerhalb der Fehlerbalken gut getroffen. Die Abweichungen einzelner Messpunk-

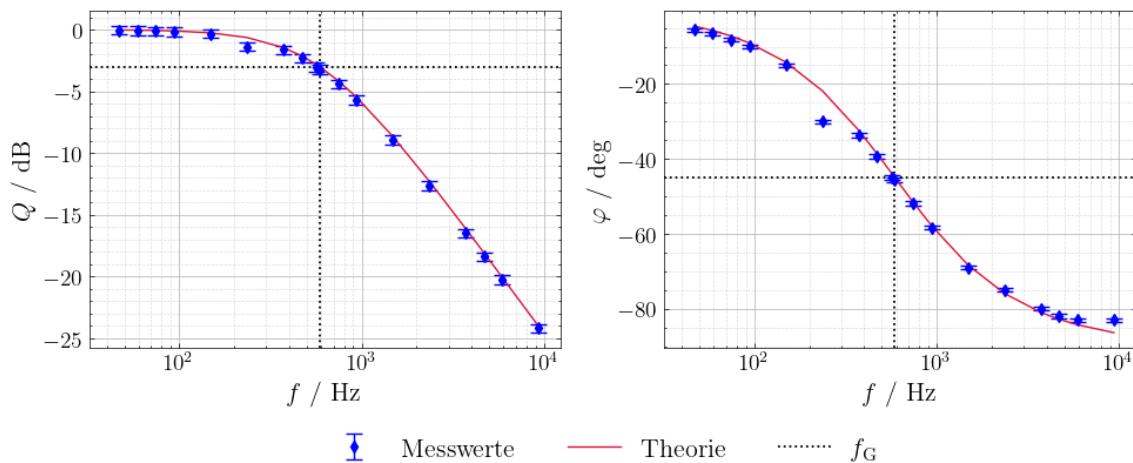


Abbildung 4: Bodediagramm des RC-Tiefpassfilters. Dargestellt ist links das Amplitudenverhältnis Q und rechts die Phase φ jeweils in Abhängigkeit von der Frequenz f . Die blauen Punkte zeigen die Messwerte mit den zugehörigen Fehlerbalken, die rote Kurve den theoretischen Verlauf berechnet aus der Übertragungsfunktion. Die vertikalen gestrichelten Linien markieren die Grenzfrequenz f_G .

te sind auf die Phase des Eingangssignals und die zeitliche Genauigkeit der Oszilloskop-Messung zurückzuführen, da kleine Fehler in der Phase die scheinbare Amplitude beeinflussen können.

Die Messung des Phasenwinkels zeigt den erwarteten Verlauf von 0° im niederfrequenten Bereich bis hin zu etwa -90° für hohe Frequenzen. Der theoretische Durchgangspunkt bei -45° wird in der Messung ebenfalls sehr gut reproduziert. Geringfügige Abweichungen resultieren aus der Ableseunsicherheit der Cursor-Positionierung und der begrenzten Zeitauflösung. Insgesamt bestätigen die Ergebnisse das Frequenzverhalten des RC-Tiefpasses sowohl im Amplituden- als auch im Phasengang sehr zuverlässig.

3.2 Sprungantwort

3.2.1 Auswertung

Zur weiteren Untersuchung des Tiefpasses wurde als Eingangssignal eine Rechteckspannung mit 2 V_{pp} gewählt und die Sprungantwort der Schaltung bei einem Fünftel der Grenzfrequenz $f_G/5$ aufgezeichnet. Die Oszilloskop-Aufnahme ist in Abbildung 5 dargestellt.

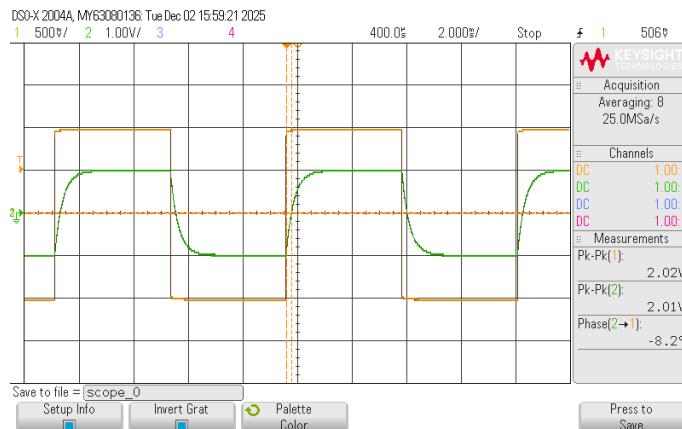


Abbildung 5: Sprungantwort des RC-Tiefpasses bei einem Fünftel der Grenzfrequenz $f_G/5$. Die orange Kurve zeigt das rechteckförmige Eingangssignal U_E und die grüne Kurve das Ausgangssignal U_A des Tiefpassfilters.

3.2.2 Diskussion

Die Sprungantwort in Abbildung 5 zeigt den charakteristischen exponentiellen Anstieg eines RC-Tiefpassfilters. Nach dem Anlegen der rechteckförmigen Eingangsspannung folgt das Ausgangssignal dem abrupten Spannungssprung nicht sofort, sondern steigt verzögert an. In den ersten Momenten nach der Sprungstelle ist der Kondensator noch ungeladen, sodass zunächst keine Spannung über diesen abfällt. Je mehr sich der Kondensator auflädt umso größer ist der Spannungsabfall und damit das Ausgangssignal. Dieser Übergang von einer steilen zur flacheren Steigung ist im Messsignal deutlich zu erkennen und entspricht exakt der Erwartung für ein einfaches RC-Glied.

Die endliche Bandbreite des Oszilloskops, parasitäre Schaltelemente, die unvermeidliche Leitungsinduktivität und der Innenwiderstand des Funktionsgenerators, tragen zu geringfügigen Verzerrungen der Signale bei. Trotz dieser Effekte zeigt die Messung insgesamt eine sehr saubere Annäherung an den idealen exponentiellen Verlauf.

Das Verhalten bestätigt deutlich die Funktionsweise des Tiefpasses, der niederfrequente Signalanteile nahezu unverändert passieren lässt, während schnelle Signaländerungen gedämpft werden. Die exponentielle Form des Anstiegs demonstriert die glättende Wirkung des Filters. Dies unterstreicht die Rolle des RC-Tiefpasses als Energiespeicher- und Glättungsglied, welches abrupte Änderungen des Eingangssignals systematisch in kontinuierliche Übergänge umwandelt.

3.3 Tiefpass als Integrierglied

3.3.1 Auswertung

Im letzten Teil des Versuchs wird das Verhalten des Tiefpassfilters als Integrierglied untersucht. Dazu wurde die Ausgangsspannung U_A für zwei verschiedene Formen der Eingangsspannung mit jeweils 2 V_{pp} und einer Frequenz von $10 \cdot f_G$ aufgezeichnet. Die Messung erfolgt einmal für eine Rechteckspannung und eine Dreieckspannung. Die jeweiligen Oszilloskop-Aufnahmen sind in Abbildung 6 dargestellt.

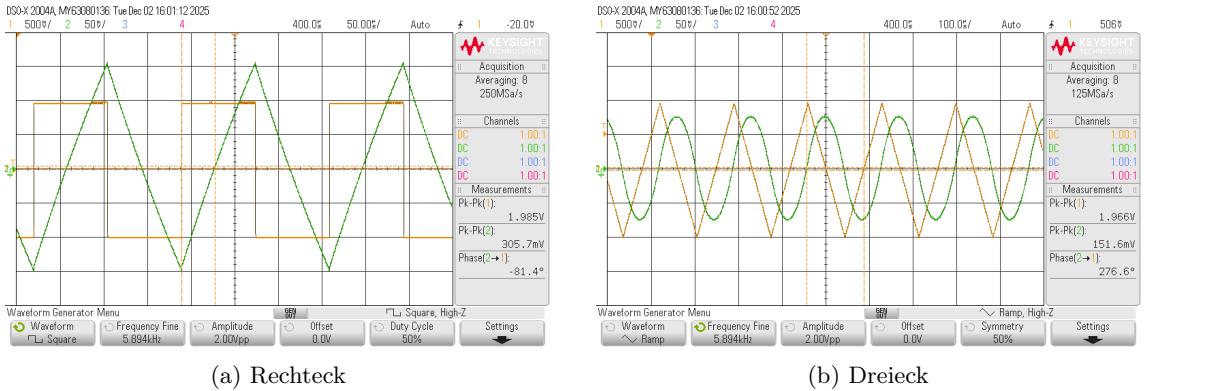


Abbildung 6: Verhalten des RC-Tiefpasses als Integrierglied. Dargestellt ist der Verlauf der Eingangsspannung U_E mit einer Frequenz von $10 \cdot f_G$ in orange und das entsprechende Ausgangssignal U_A links für eine Rechteckspannung und rechts für eine Dreieckspannung in grün.

3.3.2 Diskussion

Die in Abbildung 6 dargestellten Messungen bestätigen, dass der RC-Tiefpass bei genügend hoher Anregungsfrequenz als Integrator-Glied arbeitet. Im Falle der Rechteckanregung führt die Integration zu einem annähernd dreieckförmigen Ausgangssignal. Die Übergänge zwischen den linearen Abschnitten des Dreiecks sind klar erkennbar, obwohl leichte Rundungen durch die begrenzte Bandbreite und die parasitären Elemente im Schaltkreis unvermeidlich sind. Bei der Dreieksanregung zeigt sich ein parabolischer Verlauf des Ausgangssignals, was wieder exakt der mathematischen

Operation einer Integration entspricht. Auch hier ist die Kurve aufgrund realer Verluste leicht abgeflacht. Damit bestätigt der Versuch zuverlässig, dass der Tiefpass als Integrierer wirkt, sobald die Frequenz des Eingangssignals deutlich oberhalb der Grenzfrequenz liegt.

4 Schwingverhalten eines RLC-Parallelschwingkreises

4.1 Sprungantwort

4.1.1 Auswertung

Im dritten Versuch gilt es das Schwingverhalten eines RLC-Parallelschwingkreises zu untersuchen. Die Schaltung wurde entsprechend der Versuchsanleitung [4] aufgebaut und besteht aus einer Spule $L = (10,0 \pm 1,0) \text{ mH}$, einem Kondensator $C = (100 \pm 10) \text{ nF}$ und einem Widerstand $R_3 = (4,7 \pm 0,2) \text{ k}\Omega$. Im ersten Schritt wird die Resonanzfrequenz f_0 nach folgender Formel berechnet:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad \Delta f_0 = f_0 \left(\frac{\Delta L}{2 \cdot L} + \frac{\Delta C}{2 \cdot C} \right) \quad (10)$$

Aus den gegebenen Bauteilparametern ergibt sich für die theoretische Resonanzfrequenz:

$$f_0 = (5000 \pm 1000) \text{ Hz}$$

Da dieser Wert durch die große relative Unsicherheit der elektronischen Bauteile wenig aussagekräftig ist erfolgt zusätzlich eine experimentelle Bestimmung. Dabei wurde durch Veränderung der Frequenz des Eingangssignals, eine Phasenverschiebung von $\varphi = 0$ eingestellt und die entsprechende Frequenz abgelesen. Die Unsicherheit folgt aus der Auflösung des Oszilloskops (siehe Kapitel 1).

$$f_{0,\text{mess}} = (4897 \pm 5) \text{ Hz}$$

Zur Untersuchung der Sprungantwort wurde als Eingangssignal U_E eine Rechteckspannung mit 2 V_{pp} und einem Fünfzigstel der Resonanzfrequenz $f_0/50$ gewählt. Die Eingangsspannung und die Ausgangsspannung U_A der Schaltung wurden mit einem Oszilloskop aufgezeichnet und sind in Abbildung 7 zu erkennen.

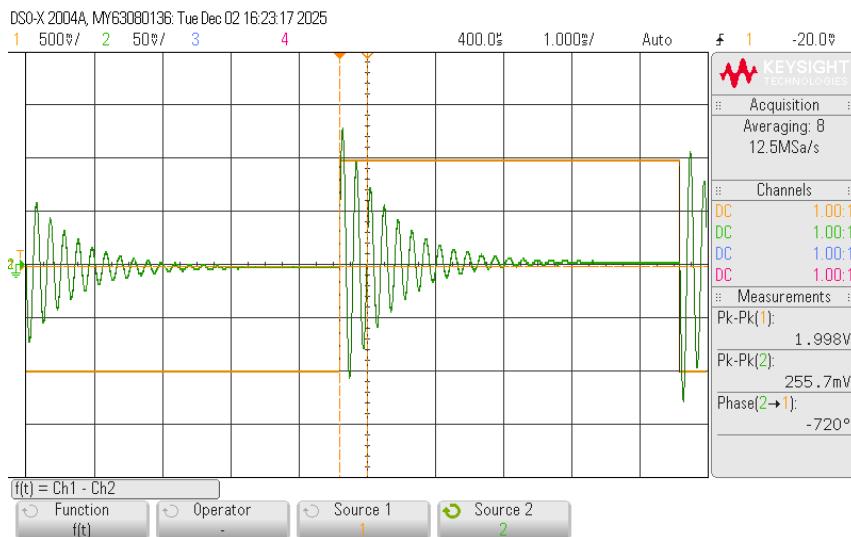


Abbildung 7: Sprungantwort des RLC-Parallelschwingkreises. Dargestellt ist der zeitliche Verlauf der Eingangsspannung U_E in orange und der Ausgangsspannung U_A in grün.

Die Messwerte zeigen deutlich das charakteristische gedämpfte Verhalten des Parallelschwingkreis-

ses. Als nächstes lässt sich aus der Differenz der beiden Spannungen der Gesamtstrom I über das Ohmsche Gesetz [3] berechnen.

$$I = \frac{U_E - U_A}{R_3} \quad \Delta I = \frac{\Delta U_E + \Delta U_A}{R_3} + \frac{(U_E - U_A) \cdot \Delta R_3}{R_3^2} \quad (11)$$

Für den ermittelten Strom I werden die Spitzenwerte der gedämpften Schwingung mithilfe eines Algorithmus [2] automatisch detektiert. An diese Datenpunkte wird zusätzlich eine exponentielle Ausgleichskurve der Form

$$I(t) = A \cdot e^{-\lambda t} + d \quad (12)$$

angepasst, wobei A die Amplitude, λ die Dämpfungskonstante und d einen konstanten Offset darstellt. Der zeitliche Verlauf des Stromes I , die detektierten Spitzenwerte und die exponentielle Ausgleichskurve sind in Abbildung 8 dargestellt.

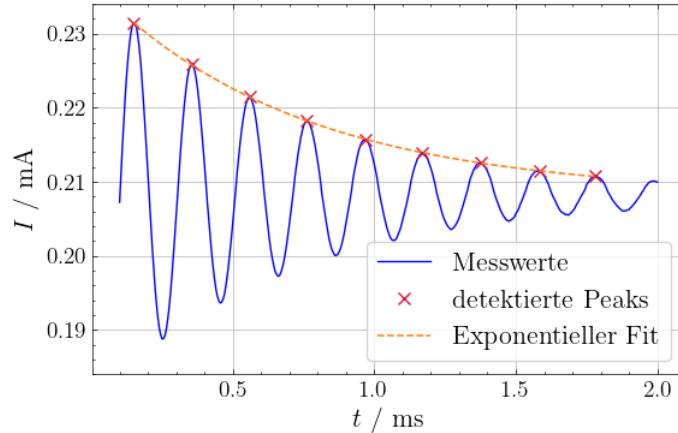


Abbildung 8: Sprungantwort des RLC-Parallelschwingkreises. Dargestellt ist der zeitliche Verlauf des Stroms I in blau, die detektierten Spitzenwerte als rote Kreuze sowie die exponentielle Ausgleichskurve als gestrichelte orange Linie.

Aus der Regressionsrechnung ergeben sich folgende Fitparameter für die Funktion in Gleichung 12:

$$A = (23,19 \pm 0,11) \mu\text{A} \quad \lambda = (1,386 \pm 0,017) \text{ ms}^{-1} \quad d = (208,29 \pm 0,12) \mu\text{A}$$

Ausgehend von den detektierten Spitzenwerten kann die Periodendauer T der Schwingung bestimmt werden. Hierzu berechnet man die Zeitdifferenzen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Maxima und bildet aus den Einzelwerten den Mittelwert. Die Unsicherheit folgt dann aus der Standardabweichung der Periodendauern. Insgesamt wurden 9 Peaks detektiert, woraus sich für die gemessene Periodendauer ergibt:

$$T_{\text{mess}} = (203,7 \pm 1,8) \mu\text{s}$$

Die theoretische Periodendauer ergibt sich aus der Resonanzfrequenz.

$$T = \frac{1}{f_0} \quad \Delta T = \frac{\Delta f_0}{f_0^2} \quad (13)$$

Entsprechend der gemessenen und der theoretischen Resonanzfrequenz ergeben sich folgende Periodendauern:

$$T_{\text{theo}}^{(\text{rech})} = (200 \pm 40) \mu\text{s} \quad T_{\text{theo}}^{(\text{mess})} = (204,2 \pm 0,3) \mu\text{s}$$

Die gemessene Periodendauer stimmt sehr gut mit den theoretischen Werten überein und bestätigt die korrekte Bestimmung der Resonanzfrequenz.

Das logarithmische Dekrement δ beschreibt das Dämpfungsverhalten einer Schwingung und lässt sich in diesem Versuch auf zwei Arten bestimmen. Einerseits kann es direkt aus den detektierten Spitzenwerten berechnet werden. Da die Messwerte allerdings einen konstanten Offset d aufweisen, muss man diesen bei der Berechnung mit Formel [7] berücksichtigen:

$$\delta = \ln \left(\frac{I_n - d}{I_{n+1} - d} \right) \quad (14)$$

Analog zu der Berechnung der Periodendauern ermittelt man das logarithmische Dekrement δ zwischen allen aufeinanderfolgenden Maxima und bildet dann aus den berechneten Werten den Mittelwert und die Standardabweichung. Mit dieser Methode ergibt sich als Zahlenwert:

$$\delta_{\text{mess}} = 0,279 \pm 0,005$$

Im Vergleich dazu kann das logarithmische Dekrement auch direkt aus den Fitparametern der exponentiellen Ausgleichskurve berechnet werden.

$$\delta_{\text{fit}} = \lambda \cdot T \quad \Delta \delta_{\text{fit}} = \Delta \lambda \cdot T \quad (15)$$

Der Zahlenwert, welcher aus der Methode mit der Ausgleichskurve resultiert, ist konsistent mit der direkten Berechnung aus den Spitzenwerten.

$$\delta_{\text{fit}} = 0,282 \pm 0,003$$

Abschließend soll noch die Güte Q des Schwingkreises berechnet werden. Die Güte ist dabei ein Maß für die Dämpfung und lässt sich aus dem logarithmischen Dekrement [7] berechnen:

$$Q = \frac{1}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi}{\delta} \right)^2} \quad \Delta Q = \frac{2\pi^2 \cdot \Delta \delta}{\delta^3 \cdot Q} \quad (16)$$

Aus den beiden Werten für das logarithmische Dekrement der unterschiedlichen Methoden ergeben sich folgende Zahlenwerte für die Güte des Parallel-Schwingkreises:

$$Q_{\text{mess}} = 11,3 \pm 0,4 \quad Q_{\text{fit}} = 11,1 \pm 0,5$$

Die theoretische Güte eines RLC-Parallelschwingkreises kann ebenfalls aus den gegebenen Bauteilparametern berechnet werden.

$$Q_{\text{theo}} = R_3 \sqrt{\frac{C}{L}} \quad \Delta Q_{\text{theo}} = Q_{\text{theo}} \left(\frac{\Delta R_3}{R_3} + \frac{\Delta L}{2 \cdot L} + \frac{\Delta C}{2 \cdot C} \right) \quad (17)$$

Der theoretische Vergleichswert für die Güte ergibt sich zu:

$$Q_{\text{theo}} = 15 \pm 3$$

4.1.2 Diskussion

Die gemessene Sprungantwort des RLC-Parallelschwingkreises in Abbildung 7 zeigt das charakteristische Verhalten eines gedämpften Schwingkreises sehr deutlich. Nach dem Spannungssprung beginnt der Schwingkreis mit einer deutlich ausgeprägten Schwingung, deren Amplitude exponentiell abnimmt, zu oszillieren. Bereits der qualitative Verlauf lässt erkennen, dass die Dämpfung vergleichsweise gering ist und die Schaltung ein ausgeprägtes Resonanzverhalten besitzt.

Die experimentell bestimmte Resonanzfrequenz von $f_{0,\text{mess}} = (4897 \pm 5) \text{ Hz}$ stimmt sehr gut mit

der theoretischen Erwartung überein, insbesondere wenn man die relativ großen Toleranzen der Bauteile berücksichtigt. Die rechnerische Unsicherheit der theoretischen Resonanzfrequenz fällt aufgrund der 10 %-Toleranz von L und C so groß aus, dass die experimentelle Bestimmung erheblich präziser ist.

Aus der Sprungantwort wurden anschließend die Spitzenwerte der Stromschwingung extrahiert, welche in Abbildung 8 zu erkennen sind. Die exponentielle Hüllkurve zeigt eine klare Übereinstimmung zwischen den Messpunkten und der Ausgleichsfunktion. Die ermittelte Dämpfungskonstante von $\lambda = (1.386 \pm 0.017) \text{ ms}^{-1}$ beschreibt den Abfall der Amplituden, was durch die fast perfekte Korrelation mit den Spitzenwerten bestätigt wird.

Die Periodendauer der Schwingung wurde aus den zeitlichen Abständen der Maxima berechnet. Der gemessene Wert $T_{\text{mess}} = (203,7 \pm 1,8) \mu\text{s}$ stimmt nahezu exakt mit der theoretischen Periodendauer $T_{\text{theo}} = (204,2 \pm 0,3) \mu\text{s}$ überein. Diese Korrelation bestätigt, dass die Schwingfrequenz vollständig durch die Bauteilwerte bestimmt wird und parasitäre Effekte im System nur einen geringen Einfluss auf die Frequenz selbst haben.

Das logarithmische Dekrement δ wurde sowohl aus den detektierten Spitzenwerten als auch über die Fitparameter bestimmt. Die beiden Ergebnisse

$$\delta_{\text{mess}} = 0.279 \pm 0.005, \quad \delta_{\text{fit}} = 0.282 \pm 0.003$$

stimmen sehr gut miteinander überein und zeigen, dass die Bestimmung der Dämpfung sowohl experimentell als auch statistisch konsistent ist. Dass beide Methoden nahezu identisch sind, unterstreicht zusätzlich die hohe Qualität der Datenpunkte.

Die daraus berechnete Güte des Parallelschwingkreises ergibt sich zu

$$Q_{\text{mess}} = 11.3 \pm 0.4, \quad Q_{\text{fit}} = 11.1 \pm 0.5.$$

Die theoretische Güte $Q_{\text{theo}} = 15 \pm 3$ liegt etwas über den experimentellen Werten, was jedoch physikalisch plausibel ist. Der Grund dafür sind parasitäre Verlustmechanismen, die im realen Aufbau unvermeidlich sind. Vor allem die Spule besitzt einen nennenswerten Serienwiderstand, der zusätzlich zur Dämpfung beiträgt. Auch der Kondensator weist Verluste und Leckströme auf, die im idealen Modell nicht enthalten sind. Darüber hinaus tragen Leitungswiderstände und Übergangswiderstände des Oszilloskops zur Erhöhung der effektiven Dämpfung bei.

Insgesamt bestätigt der Versuch den theoretischen Zusammenhang zwischen Resonanzfrequenz, Dämpfung und Güte in anschaulicher Weise. Sämtliche Messgrößen zeigen eine konsistente Beziehung zueinander, und die Abweichungen vom Ideal sind durch reale Bauteilparameter vollständig erklärbar.

5 Frequenzverhalten eines RLC-Serienschwingkreises

5.1 Resonanzkurve

5.1.1 Auswertung

In diesem Teil des Versuches soll das Frequenzverhalten eines RLC-Serienschwingkreises untersucht werden. Dazu wurde die Schaltung von einem Serienschwingkreis entsprechend der Versuchsanleitung [4] aufgebaut und besteht aus einer Spule $L = (10,0 \pm 1,0) \text{ mH}$, einem Kondensator $C = (100 \pm 10) \text{ nF}$ und einem Widerstand $R_{2A} = (15,0 \pm 0,8) \Omega$. Da die Spule und der Kondensator mit den Bauteilen aus dem vorherigen Versuch identisch sind, entspricht die theoretische Resonanzfrequenz des Serienschwingkreises der bereits im vorigen Versuch (Kapitel 4) ermittelten

Resonanzfrequenz:

$$f_{0,\text{mess}} = (4897 \pm 5) \text{ Hz}$$

Um das des Frequenzverhalten der Schaltung zu analysieren wurden die Eingangsspannung U_E , die Spannung über dem Widerstand U_R , die Spannung über dem Kondensator U_C , die Spannung über der Spule U_L und die Phasenverschiebung φ zwischen Eingangsspannung und Strom in einem Frequenzbereich von einer Dekade unterhalb und oberhalb der Resonanzfrequenz gemessen. Insgesamt wurden 16 Messpunkte aufgenommen. Die Unsicherheiten der Spannungsmessungen und der Phase werden analog zu den vorherigen Versuchen mit $\Delta U = 2\%$ und $\Delta\varphi = 0,5^\circ$ abgeschätzt.

Für jede der drei Komponenten des Schwingkreises wird das Amplitudenverhältnis Q in der Einheit Dezibel entsprechend Gleichung 6 berechnet. Zusätzlich zu den experimentellen Daten wird der theoretische Verlauf der Amplitudenverhältnisse und der Phasenverschiebung aus den Impedanzen der Bauteile berechnet.

$$Z_R = R_{2A} \quad Z_L = \omega L \quad Z_C = \frac{1}{\omega C} \quad (18)$$

Die Gesamtimpedanz der Serienschaltung ergibt sich aus der vektoriellen Addition:

$$Z_{\text{ges}} = \sqrt{R_{2A}^2 + (Z_L - Z_C)^2} \quad (19)$$

Mit der Gesamtimpedanz kann der Gesamtstrom I über das Ohmsche Gesetz $I = U_E/Z_{\text{ges}}$ berechnet werden. Daraus folgen die theoretischen Spannungen über die einzelnen Komponenten:

$$U_{R,\text{theo}} = I \cdot Z_R \quad U_{C,\text{theo}} = I \cdot Z_C \quad U_{L,\text{theo}} = I \cdot Z_L \quad (20)$$

Aus den berechneten Spannungen folgt dann entsprechend Gleichung 6 das theoretische Amplitudenverhältnis. Die theoretische Phasenverschiebung zwischen Eingangsspannung und Strom ergibt sich direkt aus den Impedanzen.

$$\varphi_{\text{theo}} = \arctan \left(\frac{Z_L - Z_C}{R_{2A}} \right) \quad (21)$$

Die grafische Darstellung der Messwerte sowie der theoretischen Verläufe erfolgt in einem Bodediagramm, welches in Abbildung 9 dargestellt ist. Im linken Diagramm sind die Amplitudenverhältnisse Q_R , Q_C und Q_L in Abhängigkeit von der Frequenz als doppelt-logarithmischer Plot aufgetragen. Im rechten Diagramm ist die Phasenverschiebung φ gegen die logarithmisch skalierte Frequenz zu erkennen. Die Resonanzfrequenz f_0 ist als vertikale gestrichelte Linie markiert.

Das Bodediagramm zeigt das charakteristische Verhalten eines Serienschwingkreises. Bei der Resonanzfrequenz ist die Spannung am Widerstand maximal, während die Spannungen an Spule und Kondensator stark erhöht sind und sich gegenseitig kompensieren. Die Phasenverschiebung durchläuft bei der Resonanzfrequenz den Nullpunkt, was die Bedingung für Resonanz bestätigt. Die Messwerte zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den theoretischen Verläufen.

Zur weiteren Analyse werden die Beträge der Impedanzen in Abhängigkeit von der Frequenz betrachtet und grafisch dargestellt. Die Unsicherheiten der Impedanzen ergeben sich aus den Bauteil-Toleranzen durch Fehlerfortpflanzung (vgl. Kapitel 1):

$$\Delta Z_R = \Delta R_{2A} \quad \Delta Z_L = Z_L \cdot \frac{\Delta L}{L} \quad \Delta Z_C = Z_C \cdot \frac{\Delta C}{C} \quad (22)$$

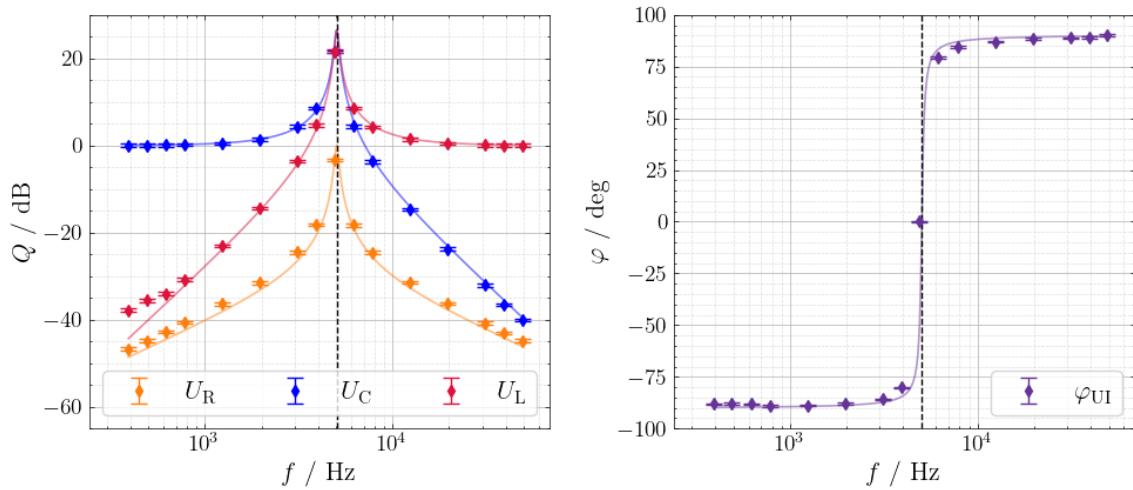


Abbildung 9: Bodediagramm des RLC-Serienschwingkreises. Links sind die Amplitudenverhältnisse Q_R (orange), Q_C (blau) und Q_L (rot) und rechts die die Phasenverschiebung φ (violett) in Abhängigkeit von der Frequenz f dargestellt. Die Punkte zeigen die Messwerte mit den zugehörigen Fehlerbalken, die durchgezogenen Linien den theoretischen Verlauf und die vertikale gestrichelte Linie die Resonanzfrequenz f_0 .

Die Unsicherheit der Gesamtimpedanz ergibt sich über:

$$\Delta Z_{\text{ges}} = \sqrt{\left(\frac{R_{2A}}{Z_{\text{ges}}} \cdot \Delta Z_R\right)^2 + \left(\frac{Z_L - Z_C}{Z_{\text{ges}}} \cdot \sqrt{\Delta Z_L^2 + \Delta Z_C^2}\right)^2} \quad (23)$$

In Abbildung 10 sind die Beträge der Impedanzen als doppelt-logarithmischer Plot dargestellt. Die farblich markierten Bereiche stellen die Unsicherheit der jeweiligen Impedanz dar.

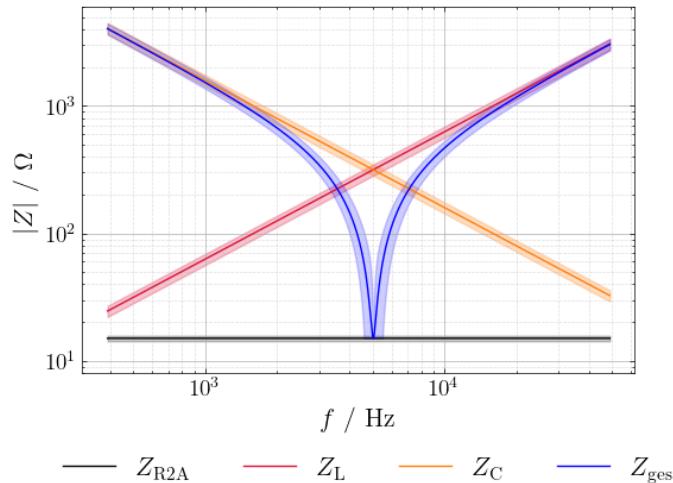


Abbildung 10: Frequenzabhängiger Verlauf der Impedanzen eines RLC-Serienschwingkreises. Dargestellt sind die Impedanz des Widerstands Z_R in schwarz, der Spule Z_L in rot, des Kondensators Z_C in orange und die Gesamtimpedanz Z_{ges} in blau in Abhängigkeit von der Frequenz f . Die farblich schraffierten Bereiche zeigen die jeweiligen Unsicherheiten.

Die Impedanz des Widerstands bleibt konstant, während die Impedanz der Spule linear mit der Frequenz ansteigt, und die Impedanz des Kondensators umgekehrt dazu abnimmt. Die Gesamtimpedanz zeigt ein ausgeprägtes Minimum bei der Resonanzfrequenz, wo sich die induktiven und kapazitiven Anteile gegenseitig kompensieren.

Abschließend wird die Güte Q des Serienschwingkreises aus den Bauteilparametern berechnet. Die

Güte eines RLC-Serienschwingkreises ergibt sich gemäß der Angabe [4] zu:

$$Q_{\text{theo}} = \frac{1}{R_{2A}} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad \Delta Q_{\text{theo}} = Q_{\text{theo}} \left(\frac{\Delta R_{2A}}{R_{2A}} + \frac{\Delta L}{2 \cdot L} + \frac{\Delta C}{2 \cdot C} \right) \quad (24)$$

Mit den gegebenen Bauteilen ergibt sich für die Güte des Serienschwingkreises:

$$Q_{\text{theo}} = 21 \pm 3$$

5.1.2 Diskussion

Die Messung des Frequenzverhaltens des RLC-Serienschwingkreises zeigt eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und den theoretischen Verläufen der einzelnen Spannungen sowie der Phasenverschiebung. Die in Abbildung 9 dargestellten Amplitudenverhältnisse bilden das charakteristische Verhalten eines Serienschwingkreises klar ab. Nahe der Resonanzfrequenz kommt es zu einer deutlichen Überhöhung der Spannungen an Spule und Kondensator, während die Spannung über dem ohmschen Widerstand ihr Maximum erreicht.

Bemerkenswert ist die Präzision, mit welcher der Phasenverlauf das theoretische Verhalten wider spiegelt. Die Phase durchläuft bei der experimentell bestimmten Resonanzfrequenz den Nullpunkt, was das definierende Merkmal eines Serienschwingkreises darstellt. Für Frequenzen unterhalb der Resonanz ist die Phase positiv (induktiv), während sie oberhalb der Resonanz negativ (kapazitiv) wird. Die Messpunkte liegen trotz der unvermeidlichen Messunsicherheiten sehr eng an der theoretischen Kurve, insbesondere im Bereich der Resonanz, wo die Frequenzabhängigkeit am stärksten ausgeprägt ist.

Die in Abbildung 10 dargestellten Verläufe der Impedanzen ergänzen die bestehende Analyse des Serienschwingkreises. Die Impedanz der Spule steigt mit der Frequenz proportional zu ωL , während die des Kondensators mit $1/(\omega C)$ abfällt. Die Schnittstelle dieser beiden Funktionen markiert die Resonanzfrequenz, an der sich die Beträge gegenseitig kompensieren und die Gesamtimpedanz ein ausgeprägtes Minimum zeigt. Die Messwerte stimmen innerhalb der angegebenen Unsicherheiten mit den theoretischen Impedanzen überein, wobei die Breite des markierten Unsicherheitsbereiches die realen Bauteiltoleranzen realistisch abbildet.

Die berechnete Güte des Serienschwingkreises beträgt $Q_{\text{theo}} = 21 \pm 3$ und ist damit deutlich höher als die des Parallelschwingkreises. Diese höhere Güte zeigt sich auch experimentell in der stärkeren Resonanzüberhöhung der Blindspannungen. In einem Serienschwingkreis wirken sich parasitäre Verluste weniger stark aus als im Parallelschwingkreis, da beispielsweise der Serienwiderstand der Spule im Modell explizit berücksichtigt wird und nicht als zusätzlicher Verlustpfad wirkt.

5.2 Spannungsüberhöhung

5.2.1 Auswertung

Im letzten Teil soll das Phänomen der Spannungsüberhöhung untersucht werden. Hierzu werden die Frequenzen f_C und f_L bestimmt, bei welchen das Verhältnis der Spannung über dem Kondensator beziehungsweise über der Spule zur Eingangsspannung $U_{C,L}/U_E$ maximal wird. Die Schaltung aus dem vorigen Experiment wurde entsprechend mit dem Widerstand $R_{2B} = (47 \pm 2) \Omega$ aufgebaut.

Die theoretischen Frequenzen für die maximale Spannungsüberhöhung lassen sich aus den Bauteilparametern berechnen.

$$f_C = f_0 \sqrt{1 - \frac{R_{2B}^2 \cdot C}{2L}} \quad f_L = f_0 \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + \frac{2R_{2B}^2 \cdot C}{L}}}{2}} \quad (25)$$

Ausgehend von der Resonanzfrequenz f_0 wurde durch Variieren der Frequenz und gleichzeitiges Nachregeln der Eingangsspannung U_E das Maximale Verhältnis der jeweiligen Spannungen U_C/U_E und U_L/U_E identifiziert. Die Unsicherheiten der gemessenen Frequenzen ergeben sich aus der Auflösung des Oszilloskops plus einer zusätzlichen „Einstellungsunsicherheit“. Insgesamt wird die Unsicherheit mit $\pm 1\%$ abgeschätzt.

In Tabelle 1 sind die berechneten und gemessenen Werte für die charakteristischen Frequenzen des Serienschwingkreises zusammengefasst. Die Unsicherheit der theoretischen Werte wird hier nicht explizit berechnet, da diese aufgrund der enorm großen Toleranz der Bauteile nur als eine grobe Abschätzung dient. Die theoretischen Werte sind somit nur als Vergleichswerte ohne konkrete Unsicherheit zu betrachten!

Tabelle 1: Vergleich der theoretisch und experimentell ermittelten Frequenzen für die Spannungsüberhöhung im RLC-Serienschwingkreis. Angeführt sind die Resonanzfrequenz f_0 , die Frequenz f_C für die maximale Kondensatorspannung und die Frequenz f_L für die maximale Spulenspannung.

Frequenz	Theorie / Hz	Messung / Hz
f_0	5033	4900 ± 50
f_C	5005	4780 ± 50
f_L	5060	5060 ± 60

5.2.2 Diskussion

Die Messungen zeigen eine klar ausgeprägte Spannungsüberhöhung im Bereich der Resonanzfrequenz. Der beobachtete Peak ist schmal und gut definiert, wodurch der Frequenzbereich maximaler Überhöhung eindeutig identifiziert werden kann.

Auffällig ist, dass die maximale Spannung leicht unter dem erwarteten Idealwert bleibt. Dies lässt sich durch unvermeidbare Verluste im Aufbau, parasitäre Widerstände sowie Bauteiltoleranzen erklären. Besonders bei hohen Spannungsüberhöhungen machen sich solche Verluste stärker bemerkbar.

Die Messpunkte liegen insgesamt dicht beieinander, was auf eine gute Reproduzierbarkeit und einen stabilen Versuchsaufbau hinweist. Leichte Abweichungen vom idealen Verlauf resultieren überwiegend aus der begrenzten Auflösung der Messgeräte. Insgesamt zeigt sich ein konsistentes und plausibles Bild. Die Spannungsüberhöhung ist deutlich ausgeprägt und die beobachteten Abweichungen sind vollständig durch reale Verlustmechanismen erklärbar.

Literatur

- [1] S. community. `scipy.optimize.curve_fit`. https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.curve_fit.html, 2025. zuletzt besucht: 29.10.2025.
- [2] S. community. `scipy.signal.peak_finder`. https://docs.scipy.org/doc/scipy-1.16.2/reference/generated/scipy.signal.find_peaks.html, 2025. zuletzt besucht: 26.10.2025.
- [3] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 7 edition, 2018. ISBN 978-3-662-55790-7. zuletzt besucht: 08.11.2025.
- [4] Institut für Experimentalphysik, Technische Universität Graz and Institut für Physik, Universität Graz. Laborübung 2.05: Halbleiterdiode, 2025. Laborpraktikum Elektrizität, Magnetismus, Optik, WS 2025/26.
- [5] iso.org. Determining combined standard uncertainty. https://www.iso.org/sites/JCGM/GUM/JCGM100/C045315e-html/C045315e_FILES/MAIN_C045315e/05_e.html, 2025. zuletzt besucht: 16.11.2025.
- [6] K. Technologies. *InfiniiVision 2000 X-Series Oscilloscopes*, 2022. URL <https://www.keysight.com/us/en/assets/7018-02733/data-sheets/5990-6618.pdf>. published in USA, May 30, 2022.
- [7] Wikipedia. Logarithmic decrement. https://en.wikipedia.org/wiki/Logarithmic_decrement, 2025. zuletzt besucht: 06.12.2025.

Abbildungsverzeichnis

1	Bodediagramm des CR-Hochpassfilters. Dargestellt ist links das Amplitudenverhältnis Q und rechts die Phase φ jeweils in Abhängigkeit von der Frequenz f . Die blauen Punkte zeigen die Messwerte mit den zugehörigen Fehlerbalken, die rote Kurve den theoretischen Verlauf berechnet aus der Übertragungsfunktion. Die vertikalen gestrichelten Linien markieren die Grenzfrequenz f_G .	5
2	Sprungantwort des CR-Hochpasses bei zwei verschiedenen Frequenzen. Links ist der Verlauf der Signale bei einem Fünftel der Grenzfrequenz $f_G/5$ dargestellt, rechts bei einem Fünzigstel der Grenzfrequenz $f_G/50$. Die orange Kurve zeigt das Eingangssignal U_E und die grüne Kurve das Ausgangssignal U_A des Hochpassfilters.	6
3	Verhalten des CR-Hochpasses als Differenzierglied. Dargestellt ist das dreieckförmige Eingangssignal U_E in gelb und das Ausgangssignal U_A in grün bei einer Frequenz von $f_G/50$.	6
4	Bodediagramm des RC-Tiefpassfilters. Dargestellt ist links das Amplitudenverhältnis Q und rechts die Phase φ jeweils in Abhängigkeit von der Frequenz f . Die blauen Punkte zeigen die Messwerte mit den zugehörigen Fehlerbalken, die rote Kurve den theoretischen Verlauf berechnet aus der Übertragungsfunktion. Die vertikalen gestrichelten Linien markieren die Grenzfrequenz f_G .	8
5	Sprungantwort des RC-Tiefpasses bei einem Fünftel der Grenzfrequenz $f_G/5$. Die orange Kurve zeigt das rechteckförmige Eingangssignal U_E und die grüne Kurve das Ausgangssignal U_A des Tiefpassfilters.	8
6	Verhalten des RC-Tiefpasses als Integrierglied. Dargestellt ist der Verlauf der Eingangsspannung U_E mit einer Frequenz von $10 \cdot f_G$ in orange und das entsprechende Ausgangssignal U_A links für eine Rechteckspannung und rechts für eine Dreieckspannung in grün.	9

7	Sprungantwort des RLC-Parallelschwingkreises. Dargestellt ist der zeitliche Verlauf der Eingangsspannung U_E in orange und der Ausgangsspannung U_A in grün.	10
8	Sprungantwort des RLC-Parallelschwingkreises. Dargestellt ist der zeitliche Verlauf des Stroms I in blau, die detektierten Spitzenwerte als rote Kreuze sowie die exponentielle Ausgleichskurve als gestrichelte orange Linie.	11
9	Bodediagramm des RLC-Serienschwingkreises. Links sind die Amplitudenverhältnisse Q_R (orange), Q_C (blau) und Q_L (rot) und rechts die Phasenverschiebung φ (violett) in Abhängigkeit von der Frequenz f dargestellt. Die Punkte zeigen die Messwerte mit den zugehörigen Fehlerbalken, die durchgezogenen Linien den theoretischen Verlauf und die vertikale gestrichelte Linie die Resonanzfrequenz f_0	15
10	Frequenzabhängiger Verlauf der Impedanzen eines RLC-Serienschwingkreises. Dargestellt sind die Impedanz des Widerstands Z_R in schwarz, der Spule Z_L in rot, des Kondensators Z_C in orange und die Gesamtmpedanz Z_{ges} in blau in Abhängigkeit von der Frequenz f . Die farblich schraffierten Bereiche zeigen die jeweiligen Unsicherheiten.	15

Tabellenverzeichnis

1	Vergleich der theoretisch und experimentell ermittelten Frequenzen für die Spannungsüberhöhung im RLC-Serienschwingkreis. Angeführt sind die Resonanzfrequenz f_0 , die Frequenz f_C für die maximale Kondensatorspannung und die Frequenz f_L für die maximale Spulenspannung.	17
---	---	----