

Versuch 232 Michelson-Interferometer

Leonardo Karl Reiter

March 21, 2024

Contents

1 Zielsetzung	2
2 Grundlagen	2
2.1 Interferenz	2
2.2 Kohärenz	3
2.3 Kohärenzlänge und Spektrale Bandbreite	3
2.4 Interferenz gleicher Neigung	3
2.5 Interferenz gleicher Dicke	4
2.6 Michelson Interferometer	4
3 Durchführung	5
4 Auswertung	9
4.0.1 Teil 1: Bestimmung der Wellenlänge des Lasers	10
4.0.2 Teil 2: Bestimmung des Brechungsindex von Luft	11
4.0.3 Teil 3: Messung der Kohärenzlänge einer Leuchtdiode	13
5 Diskussion	16
5.1 Wellenlänge λ	16
5.2 Brechungsindex von Luft n_0	16
5.3 Kohärenzlänge	16
5.4 Fazit	16

1 Zielsetzung

In diesem Versuch soll mit Hilfe eines Michelson Interferometers die Wellenlänge eines grünen Lasers, der Brechungsindex von Luft und die Kohärenzlänge einer Leuchtdiode gemessen werden. Hierfür wird vor allem das Phänomen der Interferenz genutzt.

2 Grundlagen

2.1 Interferenz

Im Allgemeinen bezeichnet Interferenz die Überlagerung von Wellen nach dem Superpositionsprinzip. Dabei kann die Intensität durch konstruktive Überlagerung verstärkt oder durch destruktive Interferenz abgeschwächt werden. Exemplarisch, können zwei monochromatische Lichtquellen \vec{E}_1 und \vec{E}_2 betrachtet werden:

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= \vec{E}_{0,1} e^{(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x} + \Phi_1)} \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_{0,2} e^{(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{x} + \Phi_2)},\end{aligned}\tag{1}$$

mit \vec{E}_0 der Amplitude, \vec{k}_i dem Wellenvektor, ω der Frequenz und Φ der Phase. Interferieren diese Wellen nun miteinander, so lässt sich die Intensität der resultierenden Welle $I_S = |\vec{E}_S|^2 = |\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2$, beschrieben durch:

$$I_S(\vec{r}, t) \propto |\vec{E}_1|^2 + |\vec{E}_2|^2 = 2\vec{E}_{0,1}\vec{E}_{0,2} \cos \phi.\tag{2}$$

Für die Phasenverschiebung ϕ gilt dabei:

$$\phi = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r} + \phi_1 - \phi_2.\tag{3}$$

Die maximale Intensität ergibt sich damit durch:

$$\phi = 2m\pi, \quad m \in \mathbb{Z}\tag{4}$$

und die minimale Intensität durch:

$$\phi = (2m+1)\pi, \quad m \in \mathbb{Z}.\tag{5}$$

Ausschlaggebend für die Interferenz, ist häufig ein Gangunterschied zweier Wellen, die vor dem Aufeinandertreffen verschiedene Wege zurückgelegt haben. Nimmt man an, dass beide Lichtquellen punktförmig sind, Licht mit gleicher Frequenz, Amplitude, Polarisationsrichtung und konstanter Phase aussenden und diese Lichtwellen einen Gangunterschied von Δ haben, so ergibt sich die Phasenverschiebung:

$$\phi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda},\tag{6}$$

mit λ der Wellenlänge. Durchläuft ein Lichtstrahl ein Medium mit einem Brechungsindex ungleich dem von Luft $n \neq 1$, so muss anstatt der geometrischen Länge der optische Lichtweg Λ für den Gangunterschied berücksichtigt werden:

$$\Lambda = n \cdot s.\tag{7}$$

Dabei ist n der Brechungsindex und s die geometrische Weglänge. Über die Gleichungen (4) und (5) ergibt sich damit für die maximale Intensität:

$$\Delta = m\lambda, \quad m \in \mathbb{Z}\tag{8}$$

und für die minimale:

$$\Delta = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \quad m \in \mathbb{Z}. \quad (9)$$

2.2 Kohärenz

Für die Beobachtung von Interferenzerscheinungen ist es wichtig, dass die Lichtwellen eine konstante Phasenverschiebung haben, die Lichtquellen also kohärent sind. Die meisten Lichtquellen erzeugen inkohärentes Licht, wobei die Phasenverschiebung ϕ statistisch verteilt ist, was dazu führt, dass keine Interferenz auftritt. Solche Lichtquellen senden meist nur für kurze Zeit T kohärentes Licht aus. Mit der Lichtgeschwindigkeit c ergibt sich die Kohärenzlänge L durch:

$$L = c \cdot T. \quad (10)$$

Um auch bei diesen Lichtquellen Interferenz zu beobachten, muss der Gangunterschied kleiner als die Kohärenzlänge gewählt werden.

2.3 Kohärenzlänge und Spektrale Bandbreite

Entgegen der bisher gemachten Annahme einer monochromatischen Lichtquelle, existieren diese in der Realität nicht. Selbst die sehr schmalbändige Bandbreite eines Lasers emittiert Licht einer bestimmten Frequenz ω_0 mit einer endlich schmalen Bandbreite $\Delta\omega$. Diese Lichtquelle sendet also Frequenzen aus, die über dem Intervall $[\omega_0 \pm \frac{\Delta\omega}{2}]$ statistisch verteilt sind. Beschreibt man die Welle als Integral über all diese Frequenzen, so ergibt sich:

$$E_S = E_0 \frac{\sin \frac{\Delta\omega}{2} \cdot (2(t - \frac{z}{c}))^{-1}}{\Delta\omega \cdot (2(t - \frac{z}{c}))^{-1}} e^{i\omega_0(t - \frac{z}{c})}. \quad (11)$$

Wobei z die Ortskoordinate entlang der Ausbreitungsrichtung, t die Zeit und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Daraus ergibt sich für die Kohärenzlänge:

$$L = \frac{2\pi c}{\Delta\lambda}, \quad (12)$$

was sich über die Beziehung $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu = 2\pi c \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$ umschreiben lässt zu:

$$L = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (13)$$

2.4 Interferenz gleicher Neigung

Trifft Licht auf eine dünne, transparente planparallele Platte, so wird ein Teil des Lichts reflektiert und ein anderer Teil gebrochen. Tritt das Licht aus der Platte mit Brechungsindex n wieder aus, wiederholt sich dies. Der Strahlengang ist schematisch gegeben durch Abbildung 1.

Der Gangunterschied lässt sich berechnen durch:

$$\begin{aligned} \Delta &= n(\overline{AB} + \overline{BC}) - \overline{AD} \\ &= \frac{2nd}{\cos \beta} - 2d \tan \beta \sin \alpha. \end{aligned} \quad (14)$$

Über das Snelliussche Brechungsgesetz und unter Berücksichtigung des Phasensprungs bei Reflexion im optisch dichteren Medium ergibt das:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}. \quad (15)$$

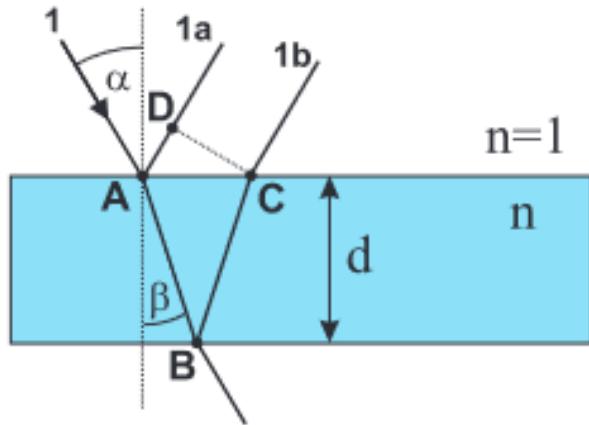


Figure 1: Interferenz gleicher Neigung

Sind die einfallenden Lichtbündel nicht parallel, so interferieren alle Teilbündel, die mit dem gleichen Winkel α auf die Platte treffen. Diese Interferenz gleicher Neigung erzeugt im dreidimensionalen Fall ein konzentrisches Ringsystem auch Haidinger Ringe genannt.

2.5 Interferenz gleicher Dicke

In diesem Fall fällt Licht auf eine keilförmige Platte die gegenüber dem vorherigen Beispiel um den Winkel ε geneigt ist. Ist dieser Winkel sehr klein und fällt das Licht nahezu senkrecht auf die Platte, lässt sich über die Kleinwinkelnäherung der Gangunterschied berechnen zu:

$$\Delta \approx 2d(x)n - \frac{\lambda}{2}, \quad (16)$$

wobei n der Brechungsindex der Platte, $d(x)$ die Dicke der Platte und λ die Wellenlänge des einfallenden Lichts ist. Der Strahlengang sieht wie in Abbildung 2 dargestellt aus.

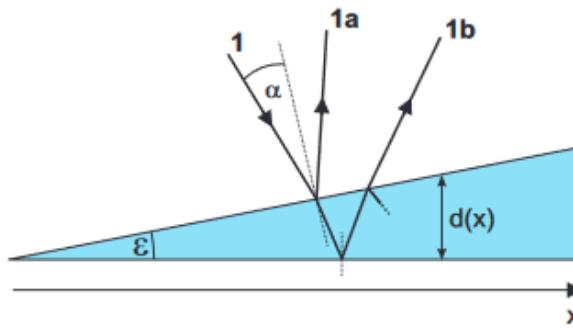


Figure 2: Interferenz gleicher Dicke

Da die ausfallenden Strahlen nicht mehr parallel sind, ist nur in einem Streifen parallel zur Keilkante der Gangunterschied gleich groß, woraus sich als Interferenzmuster ein Streifenmuster ergibt.

2.6 Michelson Interferometer

Über die beiden Spiegel lässt sich mit dem Michelson Interferometer (Abbildung 3) die Interferenz gleicher Neigung (verschieben des beweglichen Spiegels) und die Interferenz gleicher Dicke (kippen des kippbaren Spiegels) auf dem Schirm erzeugen. Für den Gangunterschied bei gleicher Neigung folgt aus der Formel (15) und bei bloßer Betrachtung des Winkels $\alpha = 0^\circ$:

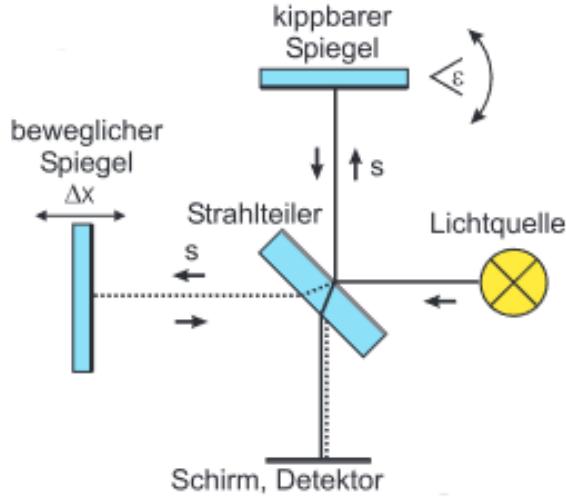


Figure 3: Aufbau des Michelson Interferometers

$$\Delta|_{\alpha=0^\circ} = 2\Delta x - \frac{\lambda}{2}, \quad (17)$$

wobei Δx die Veränderung des beweglichen Spiegels ist. Für das Steifenmuster bei der Interferenz gleicher Dicke wird der andere Spiegel gekippt. Wird der bewegliche Spiegel kontinuierlich um Δx verschoben, so wandern Δm Interferenzstreifen pro Zeit am selben Punkt vorbei. Für die Wellenlänge folgt:

$$\lambda = 2 \frac{\Delta x}{\Delta m}. \quad (18)$$

Bringt man eine luftgefüllte Küvette in einen der Strahlgänge und ändert den Luftdruck innerhalb dieser Küvette, so ändert sich der Brechungsindex Δn dieser. Auf dem Schirm sieht man erneut Δm Interferenzstreifen an einer Markierung vorbeilaufen. Für den Gangunterschied gilt:

$$\Delta = 2a\Delta n, \quad (19)$$

wobei a die Länge der Küvette angibt. Da das Licht zweimal die Küvette passiert folgt über $\Delta = \lambda\Delta m$:

$$\Delta n = \frac{\lambda}{2n} \Delta m. \quad (20)$$

Durch Variation des Drucks (b) in der Küvette und zählen der Interferenzstreifen Δm , lässt sich der Brechungsindex von Luft bestimmen:

$$n(\lambda, T, b) - 1 = \frac{\lambda}{2a} \Delta m(b). \quad (21)$$

3 Durchführung

Versuch 232 - Michelson-Interferometer

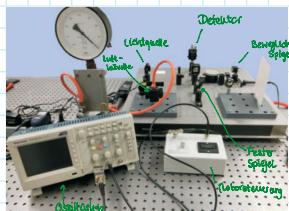
Leonardo Reiter
Aaron Schaeber
Silke Hoffmann

Tutor: Daniel Härtel
08.06.2022

Geräte:

- Michelson - Interferometer
- Laser, Leuchtdiode
- Thermometer
- Vakuumpumpe

Skizze:



Aufgabe 1: Justierung

- > Beweglichen Spiegel auf Nullposition d. Messuhr fahren
- > Irisblende montieren (vor bew. Spiegel) und auf 0,5 mm öffnen
- > Neigung beider Spiegel, Höhe d. Detektors und des Kollimators so eingestellt, dass Laser zentriert auf Linse und Detektor steht
- > Danach Schirm vor Detektor und einstellen, dass konzentrische Kreise auf Schirm sichtbar sind (anhand d. Neigung d. Spiegel)

Aufgabe 2:

- > Oszilloskop anschalten (incl. Diskriminator)
- > Blende an Detektor einstellen
- > Nun beweglicher Spiegel um best. Distanz variieren, während Diskriminator die Anzahl der Maxima zählt

Tabelle 1: Anzahl d. Interferenzmaxima in Abh. der Distanz

Δs in [μm]	Anzahl Maxima
3000 ± 2	11258
3000 ± 2	11269
3000 ± 2	11323
3000 ± 2	11267

3000 ± 2	11323
3000 ± 2	11267
3000 ± 2	11269
3000 ± 2	11272

Aufgabe 3:

- > Kühvette eingesetzt und Druck mit Vakuumpumpe abpumpen
- > Zimmertemperatur $T = 22,8^\circ\text{C}$
- > Druck nach je 5 Interferenzmaxima messen

Messung 1:

Startwert: $p_0 = 700 \text{ Torr}$

	$p [\text{Torr}]$
p_1	615
p_2	542
p_3	465
p_4	390
p_5	315
p_6	240
p_7	180
p_8	105
p_9	25

Messung 2:

Startwert: $p_0 = 700 \text{ Torr}$

	$p [\text{Torr}]$
p_1	630
p_2	550
p_3	475
p_4	400
p_5	325
p_6	250
p_7	175
p_8	100
p_9	25

Messung 3:

Startwert: $p_0 = 700 \text{ Torr}$

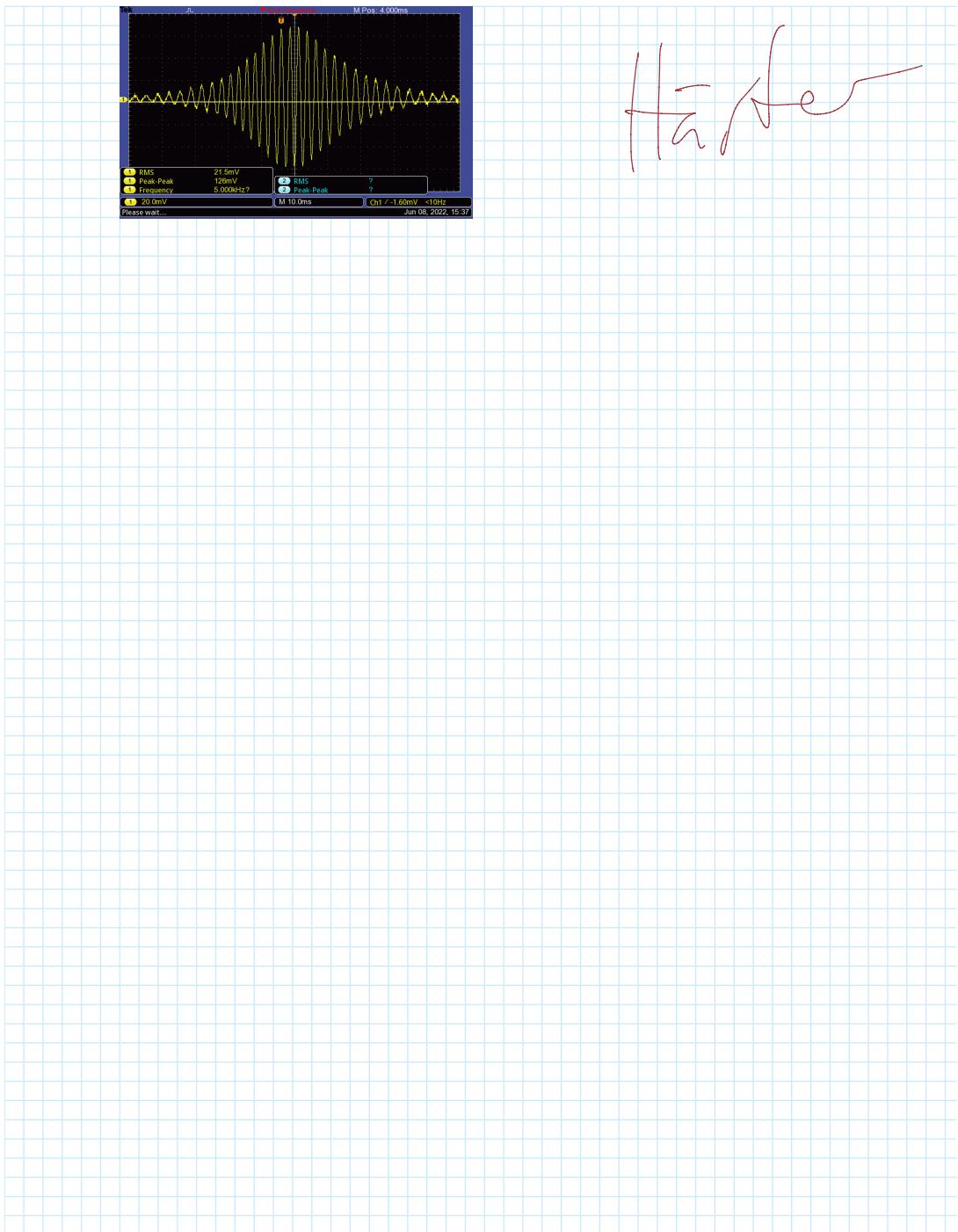
	$p [\text{Torr}]$
p_1	630
p_2	555
p_3	475
p_4	405
p_5	325
p_6	250
p_7	175
p_8	100
p_9	25

Fehler d. Messungen beträgt $\pm 5 \text{ Torr}$ (aufgrund von Ablesefehler und Fehler ob exakte der gleiche Punkt jedes Mal nach 5 Mal getroffen wird).

Aufgabe 4:

- > Aut Weißlichtposition fahren & mit Laser einen Ring auf Schirm darstellen
- > LED einbauen und Oszilloskop anstellen
- > Mit Trigger und maximaler Geschw. den Punkt grob finden, an dem Interferenz statt findet
- > Optimierte Oszilloscopeinstellung Messung nochmal auf max. Geschw. finden
- > Signal abspeichern

Abb. 1



4 Auswertung

```
[10]: #Benötigte Pakete
%matplotlib inline
import numpy as np
import io
import csv
from decimal import Decimal
import matplotlib.pyplot as plt
from scipy import odr
from scipy.stats import norm
from scipy.integrate import quad
from scipy.optimize import curve_fit
from scipy.signal import argrelextrema
from scipy.stats import chi2
plt.rcParams.update({'font.size': 20})
plt.rcParams["figure.figsize"] = 16, 9

[2]: def sig(val1,err1,val2,err2):
    sig = np.abs(val2-val1)**2/np.abs(np.abs(err2)+np.abs(err1))**2
    return sig

def form(val,err): #form function for prints
    a = "{value:4.3f} ± {error:4.3f}".format(value=val,error=err)
    return a

def format_e(n):
    a = '%e' % Decimal(n)
    return a.split('e')[0].rstrip('0').rstrip('.')+'e'+a.split('e')[1]

def form_e(val,err):
    a = format_e(val)
    b = format_e(err)
    return str(a) + ' ± ' + str(b)

def fitgüt(e,x,y,delta_x,delta_y,popt,fit_funktion):
    chisquare=np.sum((fit_funktion(popt, x)-y)**2/
                      (delta_y**2+((fit_func(popt, x+delta_x)-fit_func(popt, x-delta_x))/2)**2))

    #Freiheitsgrade
    dof=dof = x.size-popt.size
    if dof == 0:
        chisquare_red = 'inf'
        prob = 100
    else:
        chisquare_red = chisquare/dof
        prob = round(1-chi2.cdf(chisquare,dof),3)*100 #Fitwahrscheinlichkeit

    print('chi_squared= ' + str(chisquare))#format_e(chisquare))
    print('chi_squared_red= ' + str(chisquare_red))#format_e(chisquare_red))
    print('Wahrscheinlichkeit ein größeres oder gleiches Chi-Quadrat zu erhalten: ' +
          str(prob) + ' %')

#Fitfunktion
def fit_func(p, x):
```

```

(s,a) = p
return s*x+a

def fit(x,dx,y,dy,c,name,para0,fit_func,plt_range):

    from scipy import odr
    model = odr.Model(fit_func)

    x = x
    y = y
    delta_x = dx
    delta_y = dy

    #Startparameter
    para0 = para0

    data = odr.RealData(x, y, sx=delta_x, sy=delta_y)
    odr = odr.ODR(data, model, beta0=para0)
    out = odr.run()

    #1-Sigma
    popt = out.beta
    perr = out.sd_beta

    #Sigma-Umgebung
    nstd = 1 # um n-Sigma-Umgebung im Diagramm zu zeichnen

    popt_top = popt+nstd*perr
    popt_bot = popt-nstd*perr

    #Plot-Umgebung
    x_fit = np.linspace(min(x)-plt_range, max(x)+plt_range, 1000)
    fit = fit_func(popt, x_fit)
    fit_top = fit_func(popt_top, x_fit)
    fit_bot = fit_func(popt_bot, x_fit)

    plt.errorbar(x, y, xerr=delta_x, yerr=delta_y, lw=1, ecolor='k', mec=c,
                 mfc=c, fmt='.', capsize=2,
                 label='Messdaten '+name)
    plt.plot(x_fit, fit, color=c, lw=1, label='Fit '+name)
    plt.fill_between(x_fit, fit_top, fit_bot, color=c, alpha=.1,
                     label=str(nstd)+r'$\sigma$'-Umgebung')
    print('\nFitgüte '+name+':\n')
    fitgüte(x,y,delta_x,delta_y,popt,fit_func) #[:-3]
    print('')
    return popt, perr

```

4.0.1 Teil 1: Bestimmung der Wellenlänge des Lasers

Die Wellenlänge λ berechnet sich aus Gleichung ??:

$$\lambda = 2 \cdot \frac{s}{m} \quad (22)$$

$$\Delta\lambda = \sqrt{\left(2\frac{1}{m}\Delta m\right)^2 + \left(2\frac{s}{m^2}\Delta s\right)^2} \quad (23)$$

```
[3]: s = np.full(5,3000)*1e-6 #Abstand [um]
ds = np.full(5,2)*1e-6
m=np.array([11258,11269,11323,11269,11272]) #Anzahl Impulse [counts]
dm = np.sqrt(m)

lam=2*s/m #Wellenlänge
lam_sys=np.sqrt((2/m *ds)**2+(2*s/m**2 *dm)**2)

lam_mean=np.mean(lam) #Mittelwertbildung
lam_mean_sys=(np.sum(lam_sys**2)/len(lam_sys))**0.5 #syst. Fehler
lam_mean_std=np.std(lam)/np.sqrt(len(lam)) #stat. Fehler
dlam_mean = lam_mean_sys + lam_mean_std

lam_lit=532e-9 #Wert aus Anleitung
dlam_lit=1e-9

#Prüfe auf Signifikanz
def Print(n, v1, dv1, v2, dv2, sy, sub, un, form):
    print('\n'+n+'\n')
    print(sy+' = ', form(v1,dv1), un)
    print(sy+'_'+sub+' = ', form(v2,dv2), un)
    print('sigma = ', sig(v1,dv1,v2,dv2), '\n')

Print('Wellenlänge des LASERs',
      lam_mean*1e9, dlam_mean*1e9, lam_lit*1e9, dlam_lit*1e9, 'lam', 'lit', '↳ [nm]', form)
```

Wellenlänge des LASERs

```
lam      = 532.002 ± 5.504 [nm]
lam_lit = 532.000 ± 1.000 [nm]
sigma   = 9.223495346015113e-08
```

Für die Wellenlänge λ erhalten wir:

$$\lambda_{\text{mes}} = 532.002 \pm 3.754 \times 10^{-9} [\text{m}] \quad (24)$$

$$\lambda_{\text{theo}} = 532.000 \pm 1.000 \times 10^{-9} [\text{m}] \quad (25)$$

$$\Rightarrow 0.00\sigma \quad (26)$$

Der Erhaltene Wert deckt sich hervorragend mit den Herstellerangaben aus der Versuchsanleitungen.

4.0.2 Teil 2: Bestimmung des Brechungsindex von Luft

Für den Brechungsindex von Luft gilt mit Gleichung ??:

$$\frac{n_0 - 1}{n(p) - 1} = \frac{p_0 T}{p T_0} \quad \text{aus ?? folgt} \quad (27)$$

$$(n_0 - 1) = (n - 1) \frac{p_0 T}{p T_0} = \frac{\lambda}{2a} \frac{\Delta m}{p} \frac{p_0 T}{T_0} \quad (28)$$

$$n_0 = 1 + \frac{\lambda}{2a} \frac{\Delta m}{p} \frac{p_0 T}{T_0} = 1 + S \frac{\lambda}{2a} \frac{p_0 T}{T_0} \quad (29)$$

$$\Delta n_0 = \frac{\lambda S p_0 T}{2a T_0} \sqrt{\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2} \quad (30)$$

```

[5]: T0=273.15
      p0=760 #in Torr, entspricht 101325 Pa
      T=23.8+273.15 #Umrechnung in Kelvin
      T_err=0.2
      a=50e-3 #Innenmaß Küvette
      a_err=0.05e-3

      def fit_func(p, x):
          (s,a) = p
          return s*x+a

      del_m=np.array([5,10,15,20,25,30,35,40,45,50])
      ddel_m=np.full(del_m.size,1)

      p1=np.array([700,615,542,465,390,315,240,180,105,25])
      dp1=0.006*p1

      p2=np.array([700,630,550,475,400,325,250,175,100,25])
      dp2=0.006*p2

      p3=np.array([700,630,555,475,405,325,250,175,100,25])
      dp3=0.006*p3

      p = np.mean(np.array([p1,p2,p3]), axis=0)
      dp = np.mean(np.array([dp1,dp2,dp3]), axis=0) + np.std(np.array([dp1,dp2,dp3]),axis=0)

      popt, perr = fit(p,dp,del_m,ddel_m,
                         'r','','',[1,1],fit_func,5.)

      plt.title('Messung der Steigung $$S_i$ pro Messreihe')
      plt.grid(ls=':')
      plt.xlabel('Druck $p$ [Torr]')
      plt.ylabel('Anzahl der Durchgänge $\Delta m$')
      plt.legend(loc='best', fontsize=14)
      plt.show()

      #Berechnung von n0 aus der Steigung

      n0_lit=1.00028
      n0=lam_lit*p0*T/(2*a*T0)*popt[0]+1
      dn0=(n0-1)*np.sqrt((dlam_lit/lam_lit)**2
                           +(a_err/a)**2+(T_err/T)**2
                           +(perr[0]**0.5/popt[0])**2)

      Print('Brechungsindex von Luft',n0,np.abs(dn0),n0_lit,0,'n0','lit','','',form_e)

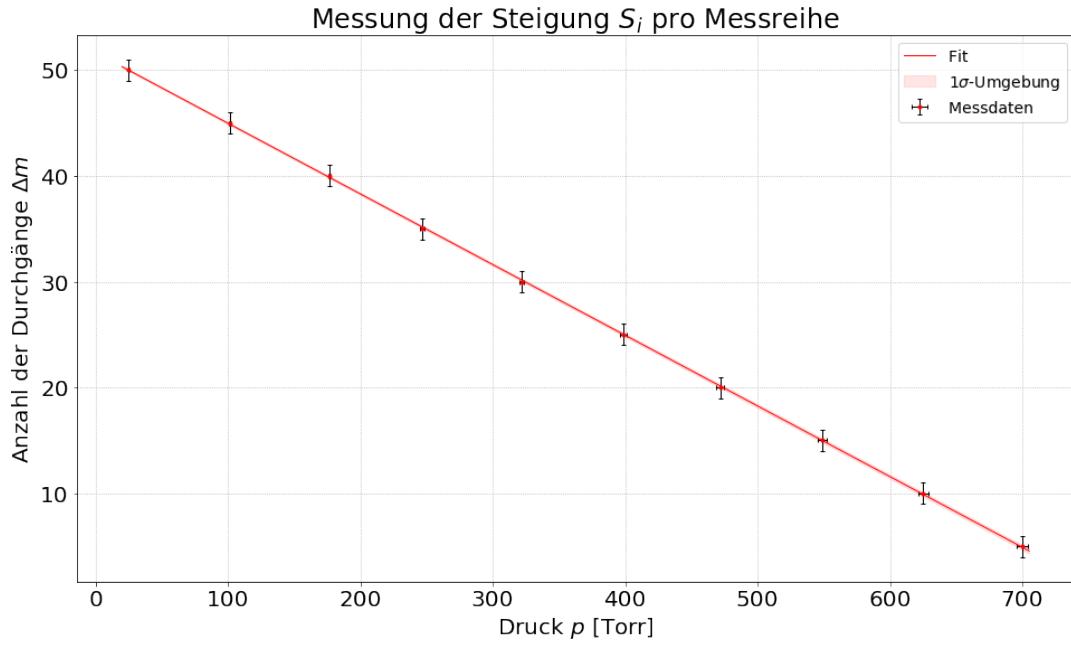
```

Fitgüte :

```

chi_squared= 0.14103291669281293
chi_squared_red= 0.017629114586601616
Wahrscheinlichkeit ein größeres oder gleiches Chi-Quadrat zu erhalten: 100.0 %

```



Brechungsindex von Luft

```
n0      = 9.997064e-01 ± 6.195096e-05
n0_lit = 1.00028e+00 ± 0e+00
sigma   = 85.72875568839329
```

Wir erhalten für den Brechungsindex von trockener Luft bei Normatmosphäre:

$$n_0 = 0.99971 \pm 0.00006 \quad (31)$$

$$n_0^{\text{lit}} = 1.00028 \quad (32)$$

$$\Rightarrow 83.75\sigma \quad (33)$$

Der Wert weicht somit **signifikant** vom Literaturwert ab. Darauf soll in der Diskussion genauer eingegangen werden.

4.0.3 Teil 3: Messung der Kohärenzlänge einer Leuchtdiode

Wir analysieren die Daten aus dem Oszilloskop und Fitten eine Gaussfunktion an diese. Die Kohärenzlänge entspricht genau der Halbwertsbreite FWHM der Gaussfunktion nach:

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma \approx 2.355\sigma \quad (34)$$

```
[35]: from scipy.signal import hilbert

v_Verfahren = 0.1 *1e-3 # Verfahrensgeschwindigkeit [m / s]

def gaussian(x, y, mu, sig):
    return norm.pdf(x, mu, sig)*y
```

```

#Messwerte aus Datei 2: V über t
t = np.array([])
V = np.array([])
with open('data/Messung Kohärenz.csv') as csv_file:
    csv_reader = csv.reader(csv_file, delimiter=',')
    for row in csv_reader:
        t = np.append(t,float(row[3]))
        V = np.append(V,float(row[4]))

x = t*v_Verfahren

analytic_signal = hilbert(V)
amplitude_envelope = np.abs(analytic_signal)

popt, pcov = curve_fit(gaussian, t, amplitude_envelope)

mu = popt[1]*v_Verfahren
sigma = popt[2]*v_Verfahren

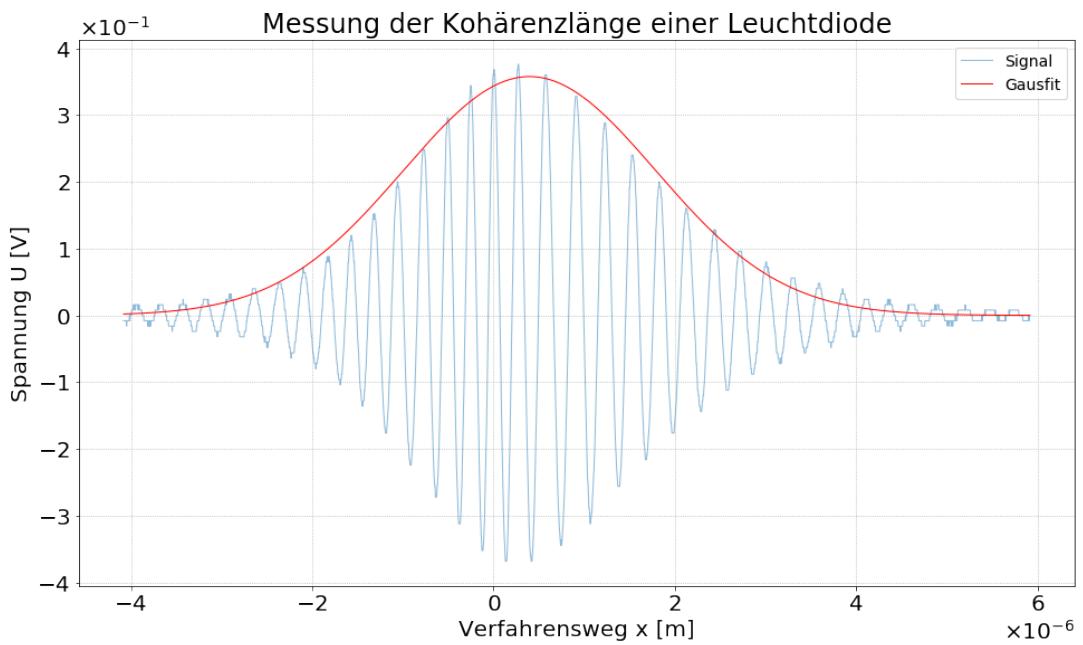
#Plot
plt.ticklabel_format(axis='both', style='sci', scilimits=(0,3), useMathText=True)
plt.plot(x, V, lw=1, color='C0', marker='', alpha=.50, label='Signal')
plt.plot(x,gaussian(t,*popt), lw=1, color='r',
          label='Gausfit')
plt.title('Messung der Kohärenzlänge einer Leuchtdiode')
plt.ylabel('Spannung U [V]')
plt.xlabel('Verfahrensweg x [m]')
plt.grid(ls=':')
plt.legend(loc='best', fontsize=14)
plt.show()

#Auswertung
counts = t.size

#Ausgabe
print('\nAnzahl der Messungen = ', counts)
print('\nNormalverteilung:\n')
print('mu = ',format_e(mu), ' [m]')
print('sigma = ',format_e(sigma), ' [m]')

print('\nKohärenzlänge einer Grünen LED:\n')
print('l_korr = ', format_e(sigma*2.355), ' [m]')

```



Anzahl der Messungen = 2500

Normalverteilung:

```
mu = 3.973149e-07 [m]
sigma = 1.392349e-06 [m]
```

Kohärenzlänge einer Grünen LED:

```
l_korr = 3.278981e-06 [m]
```

Somit folgt für die Kohärenzlänge:

$$l_{\text{korr}} = 3.280 \times 10^{-6} [\text{m}] \quad (35)$$

5 Diskussion

In diesem Versuch wurde mit Hilfe eines Michelson Interferometers die Wellenlänge eines grünen Lasers, der optische Brechungsindex von Luft und die Kohärenzlänge einer Leuchtdiode gemessen.

5.1 Wellenlänge λ

Die gemessene Wellenlänge von

$$\lambda_{\text{mes}} = 532.002 \pm 3.754 \times 10^{-9} [\text{m}] \quad (36)$$

liegt im $10^{-8}\sigma$ -Bereichs ausgehend von der Herstellerangabe von $\lambda = (533 \pm 1) \cdot \text{nm}$ und stimmt somit hervorragend mit diesen überein.

5.2 Brechungsindex von Luft n_0

Der bestimmte Brechungsindex von Luft weicht hingegen stark vom Literaturwert von $n_{0,\text{lit}} = 1.00028$ ab und ist $n_{0,\text{exp}} = 0.99971 \pm 0.00006$. Die Hohe Fitgenauigkeit der gemittelten Werte und er geringe Fehler im Vergleich zur Abweichung lassen auf einen systematischen Fehler schließen, evtl wurden Druck und Luftfeuchtigkeit die wir in dem Versuch nicht gemessen haben, der Messung zum Verhängniss. Ein weiterer möglicher Fehler ist hier das Ablesen des Druckes, da sich der Zeiger während des Abmessens per Auge weiter bewegt.

5.3 Kohärenzlänge

Die Kohärenzlänge der Leuchtdiode wurde im letzten Teil des Versuchs zu $L = (3.280) \cdot \mu\text{m}$ bestimmt. Aufgrund des fehlenden Vergleichswertes lassen sich hier kaum keine Aussagen zur Genaugkeit dieses Wertes treffen.

5.4 Fazit

Abgesehen von der hohen signifikanten Abweichung des Brechungsindizes von Luft n_0 konnten wir realistische und sehr präzise Ergebnisse produzieren. Fitgüte in Teil 4.0.2 schließt einen systematischen Fehler nicht ausschließen, allerdings sind weitere Untersuchungen notwendig um hier genauere Aussagen zu treffen.