



UNIVERSITÄT REGENSBURG

Naturwissenschaftliche Fakultät II - **Physik**

Anleitung zum Anfängerpraktikum **B**

Versuch „gw“: Gravitationswellen Analogieversuch
zum LIGO-Experiment

1. Auflage 2019

Dr. Stephan Giglberger

Patricia Breunig

Inhaltsverzeichnis

gw Gravitationswellen	3
gw.1 Lernziele	3
gw.2 Vorbereitung	3
gw.2.1 Natur und Eigenschaften von Gravitationswellen	3
gw.2.2 Entstehung und Quellen von Gravitationswellen	5
gw.2.3 Detektion von Gravitationswellen	6
gw.2.4 Analogie Gravitationswellen - Schallwellen	9
gw.2.5 Schallwellen im Experiment	10
gw.3 Fragen und Aufgaben	11
gw.4 Durchführung	12
gw.4.1 Aufbau und Justierung	12
gw.4.2 Störquellen und Rauschen	13
gw.4.3 Analogieversuche zur Gravitationswellendetektion	13
gw.4.4 Anhang: Auswerten der Messungen	16

nach Vorlage von Max Winter, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), November 2016 [5]. Für weitere Infos (Mess-
ergebnisse usw.) gerne an patricia.breunig@physik.uni-regensburg.de wenden!

gw Gravitationswellen

gw.1 Lernziele

Als Albert Einstein 1915 erstmals seine Theorie zu Gravitationswellen veröffentlichte zweifelten viele Wissenschaftler an seinen Berechnungen [1]. Der experimentelle Nachweis erschien jahrelang unmöglich, bis 2016 der wissenschaftliche Durchbruch mitgeteilt wurde. Am 14. September 2015 wurden erstmals Gravitationswellen im LIGO-Experiment in den Vereinigten Staaten von Amerika detektiert.

”This confirms a major prediction of Albert Einstein’s 1915 general theory of relativity and opens an unprecedented new window onto the cosmos.”[2]

Die Theorie der Gravitationswellen sowie deren Detektion erweckte somit wieder das Interesse der Öffentlichkeit. Im Rahmen dieses Praktikumsversuchs sollen Studenten und Studentinnen daher einen Einblick in dieses aktuelle Forschungsgebiet bekommen und selbst Messungen in einem Gravitationswellen Analogie Experiment unter der Verwendung von Schallwellen durchführen.

Zur Vorbereitung auf die Versuchsdurchführung sollen die Fragen am Ende dieses Kapitels im Voraus beantwortet werden.

gw.2 Vorbereitung

gw.2.1 Natur und Eigenschaften von Gravitationswellen

Gravitationswellen sind periodische Änderungen der Krümmung der Raumzeit. Zur Beschreibung dieser Wellen muss man sich allem voran mit der allgemeinen Relativitätstheorie befassen. Auf die umfangreiche und komplexe Theorie soll hier nicht eingegangen werden, sondern es wird auf die Literatur (insbesondere [3]) verwiesen. Relevant für den Versuch ist, dass sich Gravitationswellen als Wellen der Form

$$h_{\mu\nu}(r,t) = h \cdot \sin(kr - \omega t + \varphi_{\mu\nu}) \quad (\text{gw.1})$$

mit Ausbreitungsgeschwindigkeit $v = c$ und Wellenzahl $k = \frac{\omega}{c}$, beschreiben lassen. Die Amplitude h bezeichnet man als Strain der Welle. Eine Gravitationswelle, welche sich entlang der z-Achse

ausbreitet, hat die Gestalt

$$h_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_{xx} & h_{xy} & 0 \\ 0 & h_{xy} & -h_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{gw.2})$$

und kann als solches in zwei Polarisierungen zerlegt werden,

$$h_{\mu\nu} = ah_+ + bh_\times, \quad (\text{gw.3})$$

wobei

$$h_+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \text{und} \quad h_\times = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{gw.4})$$

Eine Gravitationswelle in z-Richtung mit h_+ - Polarisation übt auf zwei freie Objekte der Masse m auf der x-Achse mit Abstand L vom Ursprung die Kraft

$$F_{GW} = \frac{1}{2}mL \frac{\partial^2 h_{xx}}{\partial t^2} \quad (\text{gw.5})$$

aus. Hierbei wird deutlich, dass eine konstante Krümmung der Raumzeit ($h_{xx} = \text{const.}$) keine Kraft verursacht. Ändert sich h_{xx} in Form einer Gravitationswelle jedoch sinusartig, so wirkt eine Kraft, die den Abstand der Objekte abwechselnd verkleinert und vergrößert. Veranschaulichen lässt sich dies anhand der Wirkung einer Gravitationswelle auf kreisförmig angeordnete Testmassen. Dabei wird der Kreis in der ersten Halbperiode durch die Gravitationswelle in x-Richtung gestaucht und in y-Richtung gestreckt, wogegen sich dieser Effekt in der zweiten Halbperiode umkehrt (siehe Abb.gw.1).

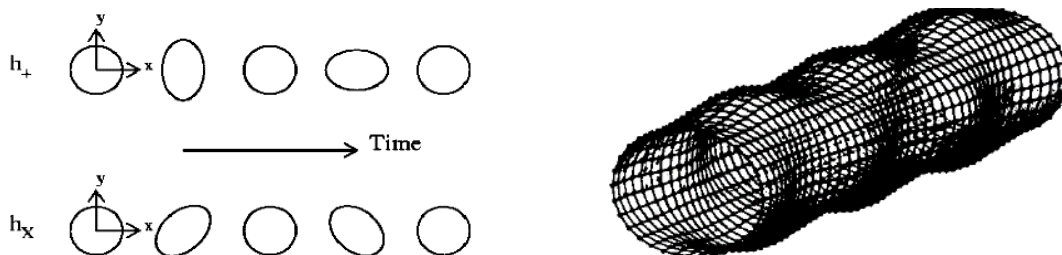


Abbildung gw.1: Wirkung einer Gravitationswelle auf kreisförmig angeordnete Testmassen [[3], S.5] beziehungsweise beim Durchlaufen des Raumes [[4], S.24].

gw.2.2 Entstehung und Quellen von Gravitationswellen

Die Amplitude einer Gravitationswelle im Abstand R nimmt mit $\frac{1}{R}$ ab. Für die Strahlungsleistung, die in Form von Gravitationswellen abgestrahlt wird, gilt:

$$L_{GW} = \frac{32}{5c^2} G \cdot J^2 \cdot \omega^6 \quad (\text{gw.6})$$

Hierbei bezeichnet G die Gravitationskonstante, ω die Kreisfrequenz, mit der sich die Quelle um eine Achse dreht, und J das Trägheitsmoment der von der Axialsymmetrie abweichenden Massenpunkte. Daraus folgt, dass nur nicht-axialsymmetrische Objekte Gravitationswellen aussenden, wie beispielsweise eine sich um ihren Mittelpunkt drehende Hantel (siehe Abb.gw.2). Eine um ihren Mittelpunkt drehende Kugel strahlt also keine Gravitationswellen ab. Außerdem strahlen sich schneller drehende Objekte deutlich mehr Leistung ab als langsamer drehende Objekte [3], [4].

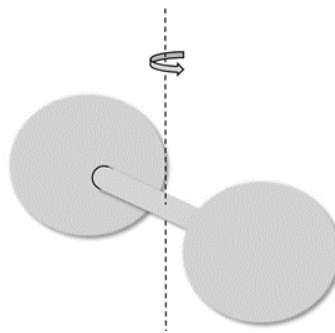


Abbildung gw.2: Rotierende Hantel als Beispiel für ein System das Gravitationswellen aussendet, da es nicht axialsymmetrisch ist [[3], S.8].

Ausgesendet werden Gravitationswellen beispielsweise auch bei der Umkreisung oder Verschmelzung von jeweils zwei Neutronensternen oder schwarzen Löchern. Bei einer Verschmelzung umkreisen die in einem Binärsystem befindlichen Objekte zunehmend, wobei im Verlauf der Annäherung Winkelgeschwindigkeit und Umlauffrequenz zunehmen. Die Differenz der kinetischen Energie wird dabei als Gravitationswellenenergie frei. Mit zunehmender Umlauffrequenz steigt entsprechend (gw.6) die Strahlungsleistung und somit die Amplitude der Gravitationswellen. Nach dem Verschmelzen der beiden Objekte klingt die Amplitude wieder ab. Diese Signalform der Gravitationswellen eines Binärsystems wird als „Chirp“ bezeichnet.

Auffällig in (gw.6) ist der extrem geringe Faktor $\frac{G}{5c^2} \approx 10^{-54} \frac{\text{sm}^2}{\text{kg}^3}$. Dies führt dazu, dass die abgestrahlte Leistung sehr gering ist, was die Detektion der Gravitationswellen erschwert. Daher können nur Gravitationswellen wie sie bei extremen astronomischen Ereignissen wie Verschmelzungs- oder Kollaps-Prozessen ausgesandt werden, detektiert werden. Da sich Kollaps-Prozesse wie Supernovae zwar häufiger ereignen, Verschmelzungsprozesse allerdings stärkere Gravitationswellen abstrahlen, sind letztere für die derzeitigen Gravitationswellen-Detektoren interessanter [5]. Um die Größenord-

nungen zu veranschaulichen, soll als Beispiel ein System von zwei sich umkreisenden Neutronensternen betrachtet werden, welches sich im Zentrum der Milchstraße befindet. Der Abstand der beiden Sterne mit einer Masse von jeweils 1,4 Sonnenmassen betrage 100km und die Bahnperiode 10^{-2}s . Dieses System strahlt eine Leistung von $L_{GW} \approx 10^{45}\text{W}$ ab und die relative Längenänderung, wie sie im angenommenen Abstand von $\approx 3 \cdot 10^{17}$ gemessen wird, beträgt $\frac{\delta l}{l} = 10^{-18}$ [4].

gw.2.3 Detektion von Gravitationswellen

Die erste Grundidee für die Detektion basierte auf einem einfachen Gedanken-Experiment: Wenn eine Gravitationswelle zwei durch eine Feder verbundene Massen kurzzeitig streckt und wieder staucht, wird Energie auf die Feder übertragen. Ist dabei die charakteristische Frequenz der Welle in Größenordnung der Resonanzfrequenz der Feder, so wird die Amplitude der Welle verstärkt und kann detektiert werden [3].

Diese Grundidee wurde auf große Aluminiumzylinder übertragen, um die Gravitationswellen tatsächlich detektieren zu können. Dabei wurde die in longitudinale Oszillationen umgewandelte Energie mit piezoelektrischen Wandlern in der Mitte des Zylinders gemessen. J. Weber entwickelte das Detektorkonzept und veröffentlichte 1969 Messungen, die auf ein Gravitationswellensignal hindeuteten. Allerdings konnten diese Messungen nicht reproduziert werden [3], [6]. Die modernen Gravitationswellendetektoren arbeiten mit einem Michelson-Interferometer, wie es auch im Analogie-Experiment verwendet wird.

Das Michelson-Interferometer wurde im Jahr 1981 von Albert A. Michelson als Versuch entwickelt, den damals noch vermuteten Effekt des Ätherdrifts nachzuweisen. Das Interferometer ist dabei wie folgt aufgebaut: Das vom Laser mit der Wellenlänge λ ausgesandte parallele Lichtbündel E_l wird am

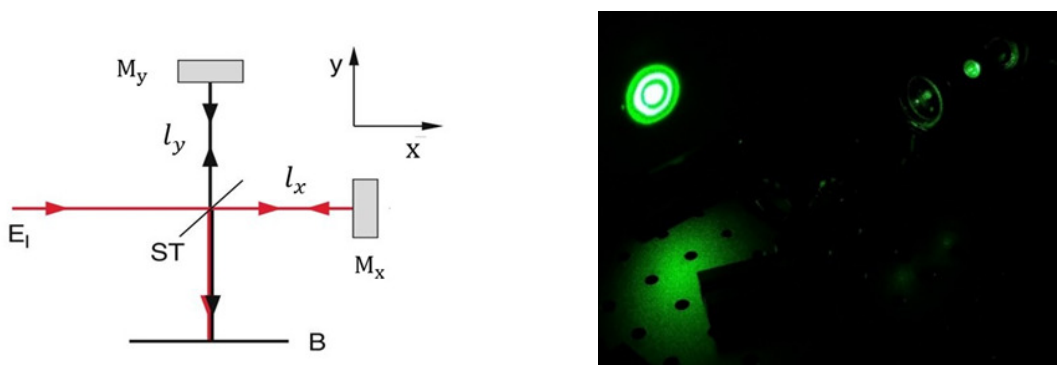


Abbildung gw.3: Angepasste schematische Darstellung des Michelson-Interferometers [[8], S. 291], rechts eine Aufnahme mit Interferenzmuster

Strahlteiler ST in zwei Teilbündel aufgespalten. Das vom Strahlteiler reflektierte Teilbündel wird in y -Richtung umgelenkt, am Spiegel M_y reflektiert und dann durch den Strahlteiler transmittiert. Das andere Teilbündel wird zunächst durch den Strahlteiler transmittiert, am Spiegel M_x reflektiert und

anschließend am Strahlteiler reflektiert. In der Beobachtungsebene B kommt es dann zur Überlagerung der beiden Teilwellen und es entsteht ein Interferenzmuster mit Maxima und Minima (siehe Abb.gw.3).

Unabhängig vom Reflexionsvermögen des Strahlteilers sind die Amplituden beider Teilwellen in der Beobachtungsebene gleich. Für Strahlteiler, deren Reflexionsvermögen und Transmissionsvermögen je 0,5 betragen, ergibt sich die zeitlich gemittelte transmittierte Intensität I_t zu

$$I_t = \frac{1}{2} I_0 (1 + \cos(\Delta\varphi)). \quad (\text{gw.7})$$

Hierbei ist I_0 die einfallende Intensität des Laserstrahls und

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta s, \quad (\text{gw.8})$$

wobei $\Delta s = l_x - l_y$ die Differenz zwischen den beiden Armlängen (l_x (Länge des x-Arms) und l_y (Länge des y-Arms) beschreibt. Beträgt $\Delta s = 0$ beziehungsweise $\Delta s = \frac{\lambda}{2}$, so lässt sich konstruktive Interferenz beobachten. Bei einem Unterschied von $\Delta s = \frac{\lambda}{4}$ kommt es zu destruktiver Interferenz (siehe Abb.gw.4) [8].

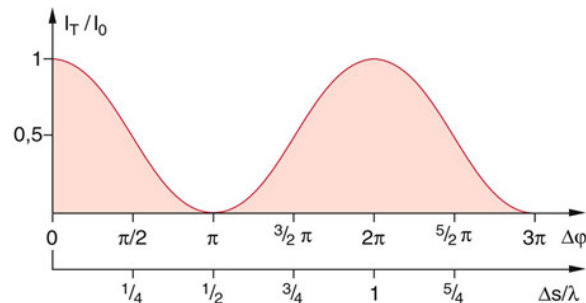


Abbildung gw.4: Transmission des Michelson-Interferometers als Funktion des Wegunterschiedes $\Delta s/\lambda$ in Einheiten der Wellenlänge λ bei monochromatischer einfallender ebener Welle [[8], S. 292]

Bei der Detektion von Gravitationswellen wird der in Abb.gw.5 veranschaulichte Effekt ausgenutzt.

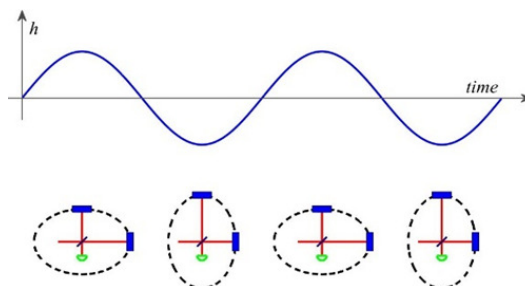


Abbildung gw.5: Illustration des Effekts einer Gravitationswelle auf die Arme eines Michelson-Interferometers. Die detektierende Photodiode ist dabei durch den grünen Punkt dargestellt [3].

Abb.gw.5: Illustration des Effekts einer Gravitationswelle auf die Arme eines Michelson-Interferometers. Die detektierende Photodiode ist dabei durch den grünen Punkt dargestellt [3]. Eine durchlaufende Gravitationswelle verlängert entsprechend ihrer Polarisation in ihrer ersten Periodenhälfte beispielsweise die Länge l_y , während sie gleichzeitig die Länge l_x staucht. In der zweiten Periodenhälfte kehrt sich dieser Effekt entsprechend um. Eine Gravitationswelle induziert also eine relative Längenänderung $\frac{\delta l}{l}$ zwischen zwei freien Massen bzw. in diesem Fall Spiegeln. Dabei verursacht ein größerer Strain eine größere relative Abstandsänderung zweier Objekte. Es gilt:

$$\delta l = h \cdot l \quad (\text{gw.9})$$

Die absoluten Längenänderungen der Armlängen l_x und l_y sind dabei immer deutlich kleiner als die halbe Wellenlänge des verwendeten Lichts, sodass die Intensitätsänderung nur im 0. Maximum erfolgt. Da diese Änderung elektronisch sehr genau erfasst werden kann, eignet sich ein Michelson-Interferometer gut für die Detektion von Gravitationswellen. Es sind jedoch weitere Überlegungen nötig, um eine entsprechend hohe Sensitivität zu erreichen. Das von Michelson und Morley im Jahr 1887 verwendete Interferometer war beispielsweise in der Lage, Wegunterschiede von $\frac{\delta l}{l} = 1,136 \cdot 10^{-9}m$ zu detektieren [5].

Um eine möglichst große Längenänderung zu messen, betragen die Längen der Interferometerarme von modernen Gravitationswellen-Detektoren einige Kilometer (siehe Abb.gw.6). Die Spiegelbewegung im Gravitationswellendetektor LIGO in den USA mit einer Armlänge von $l_x = l_y = l = 4km$ beträgt $\delta l = 4 \cdot 10^{-18}m$. Der Detektor kann Längen von bis zu $10^{-19}m$ detektieren, was kleiner als ein Tausendstel des Durchmessers eines Protons ist. Damit diese Messung überhaupt möglich ist, muss äußerst präzise gearbeitet werden. Die Anlage befindet sich deshalb im nahezu perfekten Vakuum [2]. Das LIGO Experiment wurde 2012 durch eine Verbesserung der Sensitivität der Instrumente im



Abbildung gw.6: Luftaufnahmen der LIGO Observatorien in Hanford, Washington (links) und Livingston, Louisiana (rechts). Auf den Bildern ist jeweils eine vollständige Armlänge mit 4 km Länge zu sehen [[3], S. 25].

Vergleich zur ersten Generation des Detektors erweitert. Das neue Experiment trägt nun den Namen aLIGO (advanced LIGO) und konnte bereits während eines Testlaufs das erste Signal detektieren [2], [3].

Der Kollaboration des aLIGO-Experiments gelang damit im September 2015 der erste direkte experimentelle Nachweis von Gravitationswellen. Das Signal des Events GW150914 stammt aus der Verschmelzung zweier schwarzer Löcher mit einer Masse von 29 bzw. 36 Sonnenmassen. In circa einer Zehntelsekunde wurden Gravitationswellen mit der Energie äquivalent zu drei Sonnenmassen frei. Sowohl der LIGO-Standort in Livingston (L1) detektierte das Signal, als auch der Standort in Hanford (H1) ca. $6,9\text{ms}$ später [9].

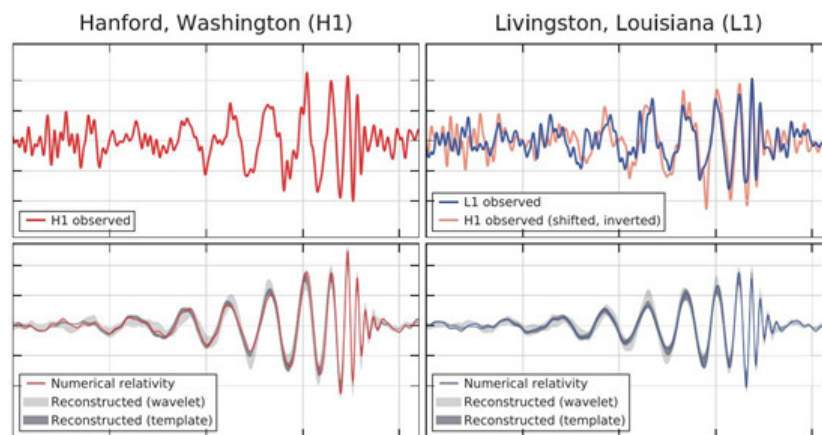


Abbildung gw.7: Darstellung der Daten des im September 2015 detektierten Events GW150914. Links in Hanford (H1) und rechts in Livingston (L1) [[10], S.3].

In Abb.gw.7 ist das bereits beschriebene Chirp-Signal gut zu erkennen. Die oberen Bilder zeigen dabei jeweils das Signal als Funktion der Zeit, welches zur besseren Darstellung mehrmals gefiltert wurde. In den unteren Bildern wurden die Messdaten unter anderem an eine Gaußwelle angepasst. Außerdem wurden die aus der numerischen Relativitätstheorie erhaltenen Signale unter Verwendung der am besten an die Daten angepassten Parameter abgebildet [10]. Wissenschaftler hoffen, in den nächsten Jahrzehnten ein Laser-Interferometer im Weltall (LISA - Laser Interferometer Space Antenna) installieren zu können, um Messungen mit deutlich höherer Genauigkeit durchzuführen. So sollen beispielsweise Gravitationswellen von Galaxienkollisionen detektiert werden können [3].

gw.2.4 Analogie Gravitationswellen - Schallwellen

Im Folgenden soll kurz auf die Grenzen der Analogie zwischen Gravitations- und Schallwellen, wie sie für den Versuch von Bedeutung sind, eingegangen werden. Beide Wellenarten üben Kräfte auf Körper aus, allerdings gibt es dabei grundlegende Unterschiede. In erster Linie sind Schallwellen Longitudinalwellen, während es sich bei Gravitationswellen um Transversalwellen handelt. Beim

Durchlauf einer Gravitationswelle erfahren beide Arme eines Michelson-Interferometers eine Längenänderung und zwar mit dem bereits beschriebenen gegensätzlichen Effekt. Eine direkt hinter einem Arm platzierte Schallwelle hat dagegen nur wesentlichen Einfluss die Länge dieses Interferometerarmes. Hier wird durch die Schwingung des angeregten Spiegels eine absolute Positionsänderung eines Bauteils erreicht und nicht wie durch Gravitationswellen die relative Abstandsänderung zweier Objekte. Bei der Gravitationswellendetektion müssen zur die Testmassen quasi-frei mithilfe von Pendelkonstruktionen aufgehängt werden. Bei der Verwendung von Schallwellen genügt es, die Spiegel als Testmassen in optischen Halterungen zu befestigen. Es ist allerdings zu beachten, dass neben den Spiegeln auch die anderen optischen Bauteile (z.B. Strahlteiler) durch die Schallwellen angeregt werden. Ein weiterer Unterschied besteht darin, dass große Armlängen bei einer Verwendung von Schallwellen keinen Vorteil bieten, hier also platzsparend gearbeitet werden kann. Zu beachten ist, dass die Frequenz der Schallwellen nicht mit der Resonanzfrequenz der Bauteile übereinstimmt, um die Messungen nicht durch frequenzabhängige Reaktionen der Bauteile zu verfälschen. Ein besonderer Vorteil in der Verwendung von Schallwellen ist deren Wahrnehmbarkeit. Werden für Gravitationswellendetektoren typische Frequenzen von einigen Hz bis einigen kHz verwendet, so sind diese grundsätzlich für Menschen hörbar. Es kann dann unter Umständen auch gezeigt werden, dass Schallwellen auch dann noch vom Interferometer detektiert werden können, wenn sie für das menschliche Ohr sehr leise oder nicht mehr zu hören sind [5].

gw.2.5 Schallwellen im Experiment

Die Längenänderung δl der Länge eines Interferometerarms l , wie sie auch bei der Gravitationswellendetektion gemessen wird, wird im Analogie-Experiment durch eine Anregung eines Endspiegels durch die Schallwelle erreicht. Schallwellen sind Kugelwellen und werden isotrop in alle Raumrichtungen abgestrahlt. Dabei werden Schallfelder mit sphärischer Geometrie erzeugt. Eine Kugelwelle wird durch

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{r} \cos(\omega t \pm kr + \phi_0) \quad (gw.10)$$

beschrieben. Hierbei beschreibt Φ eine beliebige Schallfeldgröße (also z.B. Schalldruck, -dichte, -schnelle oder eine ihrer Komponenten), und Φ_0 die Amplitude. Die Wellenzahl k ist durch $k = \frac{f}{v_{Schall}} = \frac{2\pi}{\lambda_{Schall}}$ mit f Frequenz der Schallwelle und v_{Schall} der Schallgeschwindigkeit gegeben und ϕ_0 bezeichnet eine Phasenkonstante, die den Zustand der Welle bei $x = 0$ und $t = 0$ angibt. Mit zunehmendem Abstand r von der Schallquelle nimmt also der Schalldruck ab:

$$p_{Schall} \sim \frac{1}{r} \quad (gw.11)$$

Die Spiegelanregung im Experiment ist vom Schalldruck abhängig. Durch die Druckänderung wird der Spiegel aus seiner Ruhelage um eine Länge Δx ausgelenkt und infolgedessen bei Kontakt mit einer Schallwelle zum Schwingen angeregt.

Bei den durchgeführten Experimenten ist die Auslenkung des Spiegels und damit die Längenänderung δl der Länge des Interferometerarms l immer kleiner als $\frac{\lambda}{2}$. Dies ist dadurch ersichtlich, dass sich die Photodiode durchgehend im 0. Maximum des Interferenzmusters und man sich infolgedessen durchgehend im Bereich $0 < \Delta s < \frac{\lambda}{2}$ befindet (vgl. Abb.gw.4). Erfolgt die Längenänderung innerhalb dieses Bereiches periodisch mit einer Frequenz f , so ändert sich die von der Photodiode registrierte Intensität periodisch mit eben derselben Frequenz. Diese lässt sich anschließend in der Fourier-Darstellung als Signalspitze beobachten.

gw.3 Fragen und Aufgaben

1. Beschreiben Sie, was eine Gravitationswelle ist und wie sie auf massebehaftete Objekte wirkt.
2. Nennen Sie mögliche Quellen für Gravitationswellen. Welche Eigenschaften müssen diese Quellen aufweisen?
3. Erläutern Sie, wie Gravitationswellen detektiert werden können. Warum ist ein Michelson-Interferometer dafür besonders gut geeignet?
4. Um welchen Faktor ändert sich die von der Photodiode gemessene transmittierte Intensität, wenn sich eine Armlänge des Interferometers um $\delta l = 3nm$ verkürzt? Die verwendete Laserwellenlänge betrage $\lambda = 540nm$.
5. Nennen Sie wesentliche Unterschiede der Welleneigenschaften von Gravitationswellen und Schallwellen und die daraus folgenden Grenzen des Analogie-Experiments.
6. Von welcher Eigenschaft der Schallwelle hängt die Längenänderung der Interferometerarmlänge im Analogieexperiment unter anderem ab und welcher Zusammenhang ist zu erwarten, wenn Sie diese Größe im Experiment variieren?
7. In einem weiteren Experiment soll die Abhängigkeit der Amplitudenhöhe des Signals von der Radialkomponente der Schallquellenposition gemessen werden. Welchen Zusammenhang erwarten Sie?

gw.4 Durchführung

gw.4.1 Aufbau und Justierung

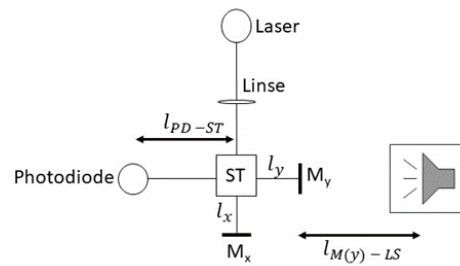
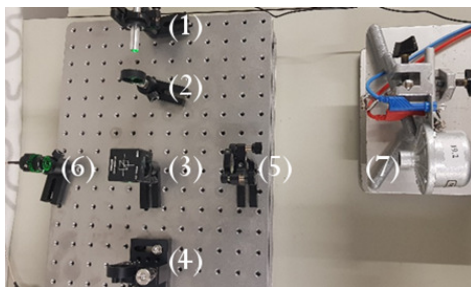


Abbildung gw.8: Versuchsaufbau des Gravitationswellen-Analogie-Experiments, rechts Skizze

Das Gravitationswellen-Analogie-Experiment wird entsprechend Abb.gw.8 aufgebaut.

Hierbei bezeichnet (1) den Laser, welcher nach Herstellerangaben eine Wellenlänge von $\lambda = 532\text{nm}$ besitzt [7]. In den Laserstrahl wird außerdem eine Linse (2) zum Aufweiten des Strahls eingebracht, welcher anschließend im Strahlteiler ST (3) aufgespalten wird. Der Endspiegel M_x (4) im x-Arm ist in einer manuell verstellbaren Translationshalterung montiert, um Armlängenänderungen in kleinen Schritten zu realisieren. (5) bezeichnet den y-Arm Endspiegel M_y . Die Spiegel haben jeweils einen Durchmesser von $d_{M_x} = d_{M_y} = 1 - 2,54\text{cm}$. Zur Detektion des Signals wird eine Photodiode (6) mit einer über einen kleinen Hebel verstellbaren Blende verwendet. Der Ausgang der Photodiode wird an ein Oszilloskop angeschlossen und das elektrische Signal mithilfe der vorinstallierten Software PicoScope6 dargestellt. Dabei wird es bei allen Messungen die Fast-Fourier-Transformation-Darstellung verwendet.

Die Schallwellen werden mithilfe eines Frequenzgenerators erzeugt und über einen Richtungs-lautsprecher (7) ausgegeben. Bei der Platzierung der Schallquelle hinter dem Spiegel M_y ist unbedingt zu beachten, dass sich der Lautsprecherausgang direkt auf Höhe des Spiegels befindet. Um eine rein mechanische Übertragung des Schalls über den optischen Tisch zu verhindern, sollte der Lautsprecher die Anordnung nicht berühren. Als Abstand l_{M_y-LS} vom Spiegel M_y zur Schallquelle hat sich daher $l_{M_y-LS} = 20\text{cm}$ als sinnvoll erwiesen.

Die Justage des Aufbaus erfolgt entsprechend des Handbuchs des Michelson-Interferometer Kits der Firma Thorlabs [7]. Die Armlängen müssen sehr genau übereinstimmen, wodurch erreicht wird, dass das 0. Maximum im resultierenden Interferenzmuster nahezu die ganze Breite des beleuchteten Bereiches am optischen Schirm einnimmt. Ist dies der Fall, so kann anstelle des optischen Schirms zentral im Interferenzmuster die Photodiode platziert werden. Diese muss exakt in Richtung des Lichtstrahls ausgerichtet sein, um einen optimalen Lichteinfall auf die Detektorfläche zu gewährleisten. Die Photodetektorblende sollte zuerst komplett verschlossen sein und dann während der Beobachtung im

Oszilloskopmodus (!) langsam geöffnet werden, bis eine Spannung von einigen hundert Millivolt angezeigt wird.

Hinweis: Die reflektierende Fläche des Spiegels stimmt nicht immer mit der Vorderkante des Spiegelhalters überein. Im Fall der Translationsstuge liegt die Spiegelfläche zumeist 2 bis 3mm hinter der Bauteilvorderseite.

gw.4.2 Störquellen und Rauschen

Bei der Justage und Messung wird man stets ein Rauschen beobachten können. Unter anderem wird das in [12] beschriebene $\frac{1}{f}$ -Rauschen auftreten, welches in der Elektronik der Detektorkomponenten begründet ist. Hinzu kommen bei diesem Aufbau Effekte durch Erschütterungen im Gebäude. Dazu zählt beispielsweise das Gehen durch den Laborraum und das Sprechen in Zimmerlautstärke. Um diese Rauscheffekte zu verringern werden Gravitationswellendetektoren wie aLIGO in möglichst abgechiedenen Gebieten installiert und verfügen über komplexe Dämpfungssysteme für alle Testmassen. Neben diesen Rauschquellen muss bei Gravitationswellendetektoren das thermische Rauschen (resultiert aus der thermischen Bewegung der Testmassen) sowie das Poisson'sche Schrotrauschen (folgt aus der Quantennatur des Lichts) minimiert werden. Beide Effekte sind in diesem Versuch allerdings nicht relevant.

Im Programm PicoScope können im Reiter „Anzeigemodus/Einstellungen der Fourier-Transformation – Y-Achse“ durch das Umstellen von "**Größe**" auf "**Mittelwert**" die Einzelmessungen gemittelt dargestellt werden.

Versuch 1: Hintergrundauschen

Erstellen Sie eine Frequenzanalyse (FFT-Darstellung) des Rauschens. Stellen Sie nun in den Einstellungen der FFT-Darstellung den Reiter „Größe“ auf „Mittelwert“ um. Ab wie vielen gemittelten Einzelmessungen ändert sich die Signalform nicht mehr? Notieren Sie sich diesen Wert und führen Sie bei den folgenden Messungen jeweils mindestens die entsprechende Anzahl an Einzelmessungen durch.

gw.4.3 Analogieversuche zur Gravitationswellendetektion

Nun soll das eigentliche Analogie-Experiment durchgeführt werden. Bei diesen Versuchen sollen unter anderem die Frequenz und Amplitude der Schallwelle, sowie die Position der Schallquelle verändert werden. Außerdem soll ein Frequenz-Sweep als Analogie zum Chirp-Signal der schwarzen Löcher beobachtet werden.

Versuch 2: Analogie-Experiment

Senden Sie zunächst mithilfe des Tongenerators einen Sinuston mit $f = 650\text{Hz}$ über den Lautsprecher in das Michelson-Interferometer. Das Signal sollte dann direkt in der FFT-Darstellung zu beobachten sein. Speichern Sie die Messung und drucken Sie sie aus.

Versuch 2.1: Variation der Frequenz

Variieren Sie nun die Frequenz am Tongenerator. Was lässt sich in der FFT-Darstellung beobachten? Entspricht dies Ihren Erwartungen? Wählen Sie zwei Frequenzen $f \neq 650\text{ Hz}$ aus und speichern die Messungen und drucken die FFT-Darstellung aus.

Versuch 2.2: Variation der Lautstärke

In diesem Versuch soll die Lautstärke des Tonsignals variiert werden. Beginnen Sie bei der niedrigsten Lautstärke, bei der noch ein Signal in der FFT-Darstellung sichtbar ist. Messen Sie an fünf Messpunkten im Abstand von 1V und messen Sie die zuvor ermittelte Anzahl von Einzelmessungen. Die Auswertung der Messungen erfolgt anschließend entsprechend Anhang.gw.4.4.

Tragen Sie die Amplitudenhöhe gegen die Lautstärke unter Berücksichtigung von Fehlerangaben auf. Entspricht das Ergebnis Ihren Erwartungen aus der Vorbereitung?

Versuch 2.3: Chirp Signal

Nun soll als Analogie zum Chirp-Signal der Verschmelzung der schwarzen Löcher ein Frequenz-Sweep in Echtzeit beobachtet werden. Die Generation des Signals kann dabei ganz einfach per Smartphone und einem online frei verfügbaren Tongenerator geschehen. Als sinnvolle Einstellungen können hier ein Frequenzbereich von $1 - 2000\text{Hz}$ sowie eine Dauer von zwei Sekunden gewählt werden. Die Möglichkeit der Beobachtung der FFT-Analyse in Echtzeit ist vor allem durch die Zeit begrenzt, welche das Oszilloskop benötigt, eine Wellenform aufzunehmen und daraus eine einzelne Frequenzanalyse zu berechnen. Diese Zeit kann durch eine gröbere Frequenzauflösung verkürzt werden. Erhöhen Sie unter „Werkzeuge/Voreinstellungen“ den Wert für die „Maximale Anzahl Wellenformen“ um eine größere Zeitspanne aufzunehmen. Zusätzlich verringern Sie unter der Schaltfläche „Spektrumoptionen“ den Wert für „Spektrum-Bins“ bis Sie den Sweep in Echtzeit beobachten können.

Hinweis: Das Smartphone muss erfahrungsgemäß recht nah an den Spiegel gehalten werden. Achten Sie behutsam darauf, den Versuchsaufbau und die optischen Komponenten nicht zu berühren!

Versuch 2.4: Winkelmessung

Um zu untersuchen, wie sich die Signalhöhe bei nicht parallelem Einfall der Schallwelle auf den Spiegel M_y ändert, werden im letzten Versuchsteil Messungen abhängig von der Radialkomponente der Schallquellenposition durchgeführt. Hierfür wird der optische Tisch vom Betreuer auf einen Drehstuhl platziert, der mit Winkelangaben beschriftet ist. Eine Drehung im Uhrzeigersinn des Drehstuhls entspricht so einer Drehung der Schallquelle im mathematischen Sinn um die Versuchsanordnung (siehe Abb.gw.9).

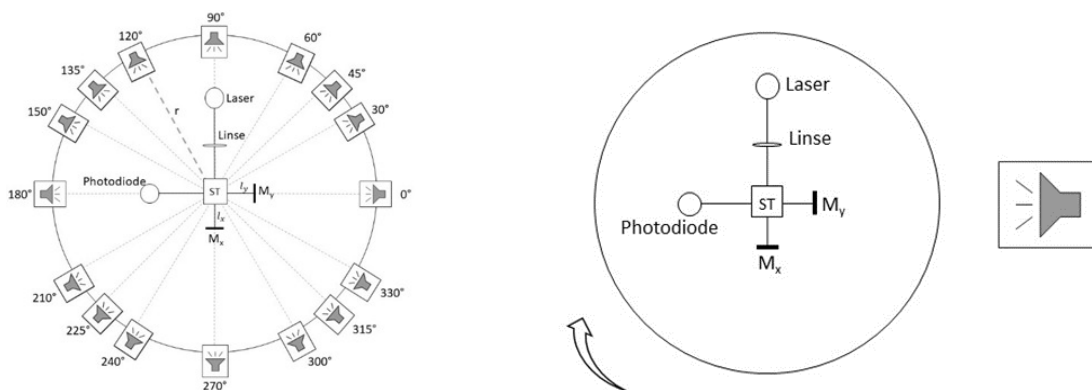


Abbildung gw.9: Schematischer Versuchsaufbau zur Messung der Winkelabhängigkeit – links Position der Schallquelle im Bezug zur Versuchsanordnung. Die Position wird durch das Drehen des Stuhls (rechts) entsprechend verändert.

gw.4.4 Anhang: Auswerten der Messungen

Durch das Ansetzen eines digitalen Lineals auf der Höhe des Frequenzpeaks zeigt die Software die maximale Amplitude bei dieser Spitze in dBu angezeigt. Da nur die Amplitudenhöhe des Signals von Bedeutung ist und die Umrechnung in mV linear erfolgt, wird in diesem Fall darauf verzichtet und die Höhe des Signals in "arbitrary units" [a.u.] angegeben. Dieser Betrag wird von dem Betrag des per Augenmaß im Hintergrundrauschen platzierten Lineals subtrahiert (vgl. Abb.gw.10, die relevanten Beträge sind farbig markiert). Hier ergibt sich beispielsweise eine Amplitudenhöhe von 26,28[a.u.]. Als Fehler wird bei allen Messungen die Hälfte der Amplitude des Hintergrundrauschens der jeweiligen Messung angenommen, welche zuvor mithilfe von zwei digitalen Linealen bestimmt wird.

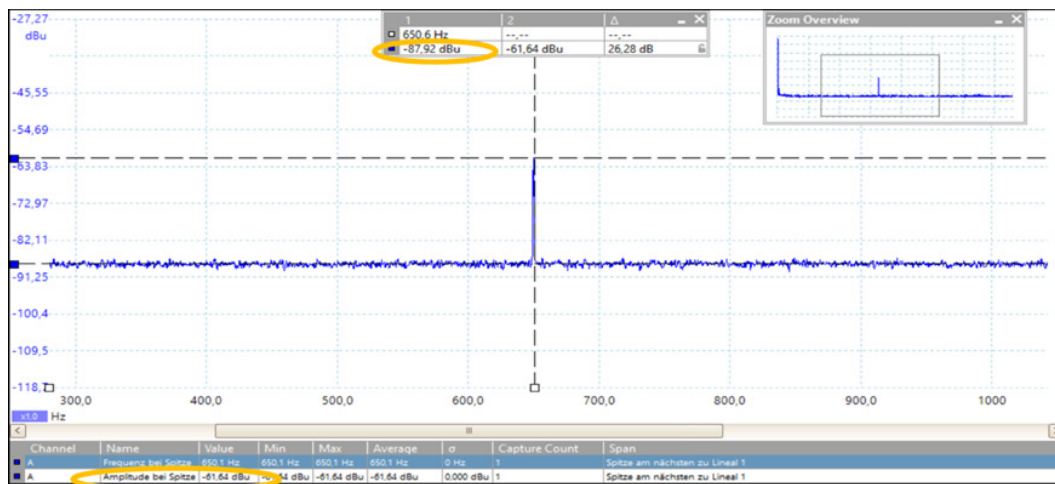


Abbildung gw.10: Ablesen der Amplitudenmesswerte in Picoscope6

Literaturverzeichnis

- [1] A. Einstein, "Über Gravitationswellen," Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.), vol. 1918, pp. 154–167, 1918.
- [2] K. Svitil, "Gravitational Waves detected 100 years after Einsteins's prediction: LIGO Opens New Window on the Universe with Observation of Gravitational Waves from Colliding Black Holes," [Link zum Paper](#), 2016.
- [3] K. Riles, "Gravitational Waves: Sources, Detectors and Searches," Progress in Particle and Nuclear Physics, vol. 68, pp. 1–54, 2013.
- [4] R. H. Danzmann K., "Gravitationswellen: Laserinterferometer eröffnen ein neues Fenster zum All," Physikalische Blätter 49, vol. 1993, no. Nr.2.
- [5] M. Winter, "Analogieversuche zur Gravitationswellendetektion," [Link zum Paper](#), 2018.
- [6] P. R. Saulson, "The Search for Gravitational Waves," in Fundamentals of Interferometric Gravitational Wave Detectors, pp. 1–8.
- [7] Thorlabs GmbH, "EDU-MINT2/M Michelson-Interferometer Kit Handbuch," [Link zum Paper](#), 2018.
- [8] W. Demtröder, Experimentalphysik 2. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2017.
- [9] C. Zhao and D. G. Blair, "First direct detection of gravitational waves," National Science Review, vol. 4, no. 5, pp. 681–682, 2017.
- [10] H. Mathur, K. Jones-Smith, and A. Lowenstein, "An analysis of the LIGO discovery based on Introductory Physics," American Journal of Physics, vol. 85, no. 9, pp. 676–682, [Link zum Paper](#), 2017.
- [11] R. Lerch, G. M. Sessler, and D. Wolf, Technische Akustik: Grundlagen und Anwendungen. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [12] F. N. Hooge, T G M Kleinpenning, and L K J Vandamme, "Experimental studies on 1/f noise," Reports on Progress in Physics, vol. 44, no. 5, pp. 479–532, [Link zum Paper](#), 1981.
- [13] Pico Technology Ltd., "Benutzerhandbuch zu PicoScope 6," [Link zum Paper](#), 2007-2015.