
UNIVERSIDAD DE GUADALAJARA

CENTRO UNIVERSITARIO DE CIENCIAS EXACTAS E INGENIERÍAS



**PROTOTIPO DETECTOR DE ONDAS
GRAVITACIONALES POR INTERFEROMETRÍA LÁSER**

TESIS

QUE PARA OPTAR EL GRADO DE:

LICENCIADO EN FÍSICA

PRESENTA

RAMÓN DANIEL RODRÍGUEZ SOTO

DIRECTOR

DRA. CLAUDIA MORENO GONZÁLEZ

CO-DIRECTOR

DR. JAVIER MAURICIO ANTELIS ORTÍZ

Septiembre 2016

Agradecimientos

A mi madre Isabel y a mi abuela Carmen que con su esfuerzo y sacrificios me han apoyado cada momento en vida, gracias por motivarme a alcanzar mis metas y objetivos, agradezco su infinito amor e incondicional confianza en mí.

A la Dra. Claudia Moreno por creer en mí y otorgarme la oportunidad realizar este gran proyecto, con su dedicación y paciencia cada instante y sobre todo brindarme su amistad.

Al Dr. Mauricio Antelis por sus excelentes consejos y guía a lo largo de este trabajo, gracias por los ánimos para continuar y dar lo mejor.

Al Dr. Oscar Blanco y al Dr. Gilberto Gómez por proporcionarnos un espacio en los laboratorios y proveer los medios necesarios para realizar las practicas.

A la Mtra. Alma Puerto, Mtro. Pablo Torres y al Mtro. Felipe Navarrete por facilitar las herramientas necesarias e ingeniosas sugerencias para realizar mi proyecto.

A mis grandes amigos y a mis compañeros de la universidad, compartir de los mejores momentos y haberme acompañado a lo largo de la carrera.

A los maestros Jaime Almaguer, Martín Salazar y al Dr. Guillermo García por sus indicaciones.

Al profesorado en general que colaboró a mi formación académica a lo largo de la carrera y a todos aquellos que de alguna u otra manera me apoyaron para alcanzar esta meta.

Al proyecto 2014-01-248411 AEM-CONACYT, por el apoyo financiero para adquirir el inmobiliario y equipo necesario para realizar esta tesis, esperamos continuar con posteriores prácticas e investigaciones.

Índice General

1	TEORÍA DE ONDAS GRAVITACIONALES	1
1.1	Teoría Linealizada de la Relatividad General.....	1
1.2	Ondas gravitacionales	3
1.3	Fuentes de ondas gravitacionales.....	7
1.4	Detectores de ondas gravitacionales.....	9
2	OBSERVATORIO DE ONDAS GRAVITACIONALES POR INTERFEROMETRÍA LÁSER (LIGO).....	13
2.1	Introducción al detector LIGO.....	13
2.2	Descripción y configuración del detector.....	14
2.3	Sensibilidad y Ruido	18
2.4	Análisis de datos	20
3	DETECTOR DE ONDAS GRAVITACIONALES POR INTERFEROMETRÍA LÁSER	21
3.1	Onda electromagnética.....	21
3.2	Interferencia de los campos eléctricos	22
3.3	Interferómetro de Michelson como detector de ondas gravitacionales	24
3.4	Prototipo detector de ondas gravitacionales por interferometría láser	31

4	PUESTA A PRUEBA PROTOTIPO DETECTOR.....	34
4.1	Simulación y detección de ondas gravitacionales	34
4.2	Análisis de datos	38
4.3	Resultados	44
4.4	Perspectivas a Futuro	46
5	CONCLUSIONES	47

Índice de figuras

1.1 a) El efecto de una onda gravitacional con polarización A_+ distorsiona un anillo de partículas en elipses oscilantes. b) El efecto de una onda gravitacional con polarización A_x distorsiona un anillo de partículas en elipses oscilantes.

1.2 a) El efecto de una onda gravitacional con polarización A_+ distorsiona un anillo de partículas en elipses oscilantes. b) El efecto de una onda gravitacional con polarización A_x distorsiona un anillo de partículas en elipses oscilantes.

1.3 Diversas fuentes de OG – Gráfico creado en <http://rhcole.com/apps/GWplotter/>, Moore C., Robert C. y Berry C., 2016.

1.4 Maryland Joseph Weber se ve trabajando en su detector de ondas gravitacionales en octubre de 1969- Special Collections University of Maryland Libraries, 2016.

1.5 Interferómetro de Michelson. “The detection of gravitational waves”, Cambridge University Press, Blair D. G., 1991.

2.1 Representación de interferómetro del Michelson y la distorsión debido una onda gravitacional que incide perpendicular al plano, h representa la amplitud de la deformación con respecto al tiempo. “LIGO: The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory”, Rept. Prog. Phys., Abbott B. P., et al., 2009.

2.2 Configuración óptica y de detección de los interferómetros LIGO de 4 km. El recuadro muestra la foto de una de la masa de prueba (espejo) de entrada en su suspensión pendular. “LIGO: The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory”, Rept. Prog. Phys., Abbott B. P., et al., 2009.

2.3 Sistema de aislamiento de masas de prueba (espejos). “Calibration of the Advanced LIGO detectors for the discovery of the binary black-hole merger GW150914”, arXiv, Abbott B. P., et al., 2016.

2.4 En esta figura, se muestra la densidad espectral de la amplitud del ruido del detector. Señales de ondas gravitacionales con amplitudes inferiores a este umbral mínimo de ruido son demasiado pequeñas

para que los interferómetros las detecten. “The Sensitivity of the Advanced LIGO Detectors at the Beginning of Gravitational Wave Astronomy”, Phys. Rev. D 93, 112004, Martynov D. V., et al., 2016.

2.5 En esta figura se muestra una variedad de fuentes de ruido que afectan el detector Livingston a bajas frecuencias. Las unidades en el eje y es la de densidad espectral de la amplitud. “The Sensitivity of the Advanced LIGO Detectors at the Beginning of Gravitational Wave Astronomy”, Phys. Rev. D 93, 112004, Martynov D. V., et al., 2016.

3.1 Esquema de un interferómetro de Michelson simple.

3.2 El diseño óptico del interferómetro como prototipo detector, muestra las dimensiones y potencias del láser.

3.3 Prototipo detector de ondas gravitacionales por interferometría láser.

4.1 Diagrama de bloques del proceso experimental.

4.2 Sistema de simulación muestra las direcciones de movimientos de las plataformas de desplazamiento.

4.3 a) Efecto de una onda gravitacional con polarización h_+ en el prototipo detector en dirección x . b) Efecto de una onda gravitacional con polarización h_+ en el prototipo detector en dirección z .

4.4 Interfaz gráfica que simula una onda gravitacional propagándose con un frente de onda en dirección x .

4.5 Interfaz gráfica que simula una onda gravitacional propagándose con un frente de onda en dirección z .

4.6 Señal original obtenida sin procesar de una onda gravitacional en dirección x .

4.7 Señal original obtenida sin procesar de una onda gravitacional en dirección z .

4.8 Señal filtrada con un filtro Butterworth pasa bandas de una onda gravitacional en dirección x .

4.9 Señal filtrada con un filtro Butterworth pasa bandas de una onda gravitacional en dirección z .

4.10 Señal suavizada con un filtro de media móvil de una onda gravitacional en dirección x .

4.11 Señal suavizada con un filtro de media móvil de una onda gravitacional en dirección z .

4.12 Onda gravitacional extraída del proceso de simulación. Onda gravitacional con polarización h_+ , con un frente de onda en dirección x .

4.13 Onda gravitacional extraída del proceso de simulación. Onda gravitacional con polarización h_+ , con un frente de onda en dirección z .

4.14 Comparación entre la onda gravitacional estimada y la onda gravitacional experimental medida. Onda polarizada h_+ propagándose en dirección x .

4.15 Comparación entre la onda gravitacional estimada y la onda gravitacional experimental medida. Onda polarizada h_+ propagándose en dirección z .

Índice de tablas

1.1 Detectores de masa resonante de ondas gravitacionales.

2.1 Parámetros de los interferómetros de LIGO. H_1 y H_2 se refieren a los interferómetros en Hanford, Washington, y L_1 es el interferómetro en Livingston Parish, Louisiana.

3.1 Parámetros del prototipo detector de ondas gravitacionales.

4.1 Parámetros óptimos de simulación y de detección.

Introducción

La existencia de las ondas gravitacionales (OG) fue predicha por Albert Einstein, en su teoría linealizada de la relatividad general en 1916 [1]. Las OG más intensas generadas son generadas por los objetos compactos masivos (estrellas de neutrones, agujeros negros, etc.) acelerados los cuales provocan deformaciones o perturbaciones en el espacio-tiempo, y cada vez que tales objetos sufren un cambio (por ejemplo un sistema binario de dos hoyos negros en colisión), crea una distorsión espaciotemporal dinámicamente cambiante (ondas) que se propaga a través del universo a la velocidad de luz, llevando con ella información importante sobre el evento que la generó y la naturaleza de la propia gravedad [1]. El paso de la onda causa la deformación de los objetos comprimiéndolos en una sola dirección y estirándolos perpendicularmente en relación a su posición original y viceversa. La importancia fundamental de las OG radica en el hecho de que nos brindan una nueva forma de observar y estudiar los objetos astrofísicos del universo, complementando con ellas las observaciones actuales basadas en electromagnetismo.

Los detectores pioneros en detección de OG son los de tipo de masa resonante, fueron desarrollados por primera vez por Joseph Weber durante la década de 1960 [2]. Consistían de una barra cilíndrica de aluminio de 2 metros de longitud y medio metro de diámetro con un peso de aproximadamente 1.5 toneladas, la cual se aislaba en una cámara de vacío suspendida por medio de alambres. El sistema consiste en que el aluminio tiene una frecuencia natural de oscilación, que dependerá fundamentalmente de su tamaño. Si uno perturba la barra esta responderá con una oscilación, que será máxima cuando la perturbación esté afinada a la frecuencia natural de oscilación. Si una onda gravitacional con la misma frecuencia de vibración del cilindro llegara a pasar a través de éste, el cilindro vibraría con una amplitud relativamente grande. En 1969 Weber anunció la detección de una onda gravitacional, provocó una ola de interés e investigaciones en el tema, pero después de varias pruebas con diferentes detectores de masa resonante, se determinó que lo que había encontrado Weber era solo ruido. Estos detectores no tuvieron éxito en la detección de las OG, sin embargo algunos siguen en funcionamiento como Allegro (EE.UU.) [3], Explorer (Suiza) [4] y Nautilus (Italia) [5].

En 1962 Gertsenshtein y Pustovoit idearon un nuevo método de detección, detectores interferométricos de OG [6]. Su idea era utilizar interferometría láser entre masas de prueba libremente suspendidas (espejos), pero su aplicación había estado a la espera de la disponibilidad de un láser relevante y tecnologías ópticas. De hecho, Robert Forward (un antiguo estudiante de Weber) construyó el primer prototipo de interferometría láser a principios de 1970 [7].

La interferencia es un fenómeno ondulatorio. Cuando dos o más ondas se propagan en la misma región del espacio, las contribuciones de ambas se suman. Si coinciden Por ejemplo si el valle de una onda coincide con la cresta de otra, éstas se cancelarían, dándose una interferencia negativa. Si por el contrario coinciden dos crestas, la amplitud de la onda aumentaría, dándose una interferencia positiva [8]. Basándose en este fenómeno, el interferómetro de Michelson debido a su forma de L permite medir longitudes relativas, con ayuda de la interferometría, si las longitudes de los dos brazos se mantienen sin cambios, entonces las dos ondas de luz se combinan y se restan completamente entre sí (interferencia destructiva) por lo que no habrá ninguna luz observada en la salida del detector. Sin embargo, si una onda gravitatoria estira ligeramente un brazo y comprime el otro, los dos haces de luz ya no serían restados completamente entre sí, entonces producirían patrones de luz en la salida del detector. Codificado en estos patrones de luz, se encuentra la información sobre el cambio de longitud relativa entre los dos brazos, que a su vez nos habla que produce las OG [9].

Las primeras mediciones indirectas de OG fueron gracias a que en el año de 1974 cuando se descubrió un púlsar en un sistema estelar binario, por Russell Alan Hulse y Joseph Hooton Taylor, Jr., pero no fue hasta el año 1993 que les fue otorgado el Premio Nobel de Física por las mediciones del sistema púlsar binario Hulse-Taylor [10], donde sugieren que las OG son más que concepto teórico. Ellos encontraron que el período orbital cambia con el tiempo, y este cambio está de acuerdo con la predicción de la relatividad general, en donde la pérdida de energía y de momento angular es debido a la emisión de OG. En un sistema binario de dos hoyos negros en colisión, la deformación inducida por una onda gravitacional es del orden $10^{-21} m$. Por lo tanto, es importante desarrollar los detectores de OG que pueden ser utilizados como el nuevo dispositivo para la astronomía, astrofísica y cosmología, esto implica un reto científico y tecnológico sin precedentes.

El interferómetro de Michelson es considerado uno de los mejores instrumentos para detectar OG, gracias a que se pueden hacer medidas muy precisas en el cambio de longitud de sus brazos.

Implementando una cavidad Fabry-Perot, cuya función principal es mediante la interferencia múltiple, extender la longitud efectiva de los brazos del interferómetro aumentando la sensibilidad [9]. Por ello existen alrededor del mundo varios detectores tipo interferómetro tales como Advanced LIGO [11] en Estados Unidos, Virgo [12] en Italia, GEO600 [13] en Alemania y TAMA [14] en Japón. Las OG se han vuelto uno de los temas más importantes en la física actualmente.

Las OG fueron observadas finalmente el 14 de septiembre del 2015 el evento GW150914 [15] y recientemente han anunciado un evento GW151226 registrado 26 diciembre del 2015 [16], por los dos detectores del observatorio de ondas gravitacionales por interferometría láser LIGO (Laser Interferometer Gravitational Waves Observatory), que se encuentran localizados en los estados de Louisiana y Washington en Estados Unidos de América.

La existencia de los observatorios de ondas gravitacionales por interferometría son pocos debido a la exigencia en tecnología, ubicación geográfica específica y personal humano, por consiguiente sus altos costos en construcción y operación. En el Centro Universitario de Ciencias Exactas e Ingenierías no es posible la construcción de un detector de onda gravitacional como LIGO, pero si trabajar y desarrollar un prototipo a nivel laboratorio, con ello buscar realizar colaboraciones y trabajar conjuntamente con los grupos de investigación de los interferómetros detectores en operación.

En esta tesis se construyó un prototipo tipo interferómetro de Michelson para la simulación de la detección de OG. En el capítulo uno se presentaran cálculos de conceptos básicos y teóricos sobre las OG. En el capítulo dos se analizará las características y configuración de LIGO, el observatorio en que se encuentra basado este prototipo. En el capítulo tres se estudiarán las ecuaciones de interferometría y el interferómetro de Michelson, también se expondrá el detector por interferometría láser mostrando el planteamiento teórico para sustentar el diseño del prototipo, continuando con el desarrollo del prototipo, presentando sus características, construcción y funcionamiento. En el capítulo cuatro se llevará la simulación de detección de OG, además del análisis y procesamiento de la señal obtenida en la simulación y los resultados obtenidos. Finalmente en el capítulo cinco se exponen las conclusiones de este trabajo.

Este prototipo no pretende por el momento detectar OG reales, pero si dará las bases de estudio necesarias para impulsar este tema en nuestro centro universitario.

1 TEORÍA DE ONDAS GRAVITACIONALES

Este capítulo desarrollará matemáticamente la linealización de las ecuaciones de campo de Einstein, un sistema de diez ecuaciones diferenciales acopladas no lineales que no se pueden resolver analíticamente, se usará teoría de perturbaciones para encontrar una solución. Con esta aproximación encontramos como resultado que las OG, las cuales tienen un comportamiento transversal y poseen dos estados de polarización. Así mismo se resolverá análogamente a la ecuación de onda para los campos electrodinámicos relativistas para obtener las fuentes que originan la radiación de las OG. Finalmente se analizarán las características de los tipos de detectores de OG que se han desarrollado.

1.1 Teoría Linealizada de la Relatividad General

Uno de los conceptos fundamentales en la teoría de la Relatividad Especial es que el intervalo del espacio-tiempo ds entre dos eventos vecinos [17], se define por

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2. \quad (1.1)$$

La geometría descrita por la ecuación (1.1) se diferencia notablemente del espacio plano de Euclides, y se conoce como el espacio-tiempo de Minkowski. Podemos volver a escribir la ecuación (1.1) de forma compacta como

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (1.2)$$

donde la suma sobre los índices μ y ν es implícita y cubre ambos índices, donde toman valores de $0, 1, 2, 3$, correspondiente a t, x, y, z . En la ecuación (1.2) $\eta_{\mu\nu}$ son componentes de la métrica de Minkowski para un espacio-tiempo plano, que describe cómo se miden los intervalos en nuestro espacio-tiempo. En general, estos componentes pueden ser complicadas funciones de las coordenadas espacio-tiempo, pero para el espacio-tiempo de Minkowski, en coordenadas cartesianas y estableciendo que $c = 1$, la métrica toma una forma muy sencilla

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

El mismo concepto físico es aplicado en la teoría de la Relatividad General, con la única diferencia que no es limitado al espacio-tiempo plano descrito por la métrica de Minkowski, pero en general, se curva para representar lo que llamamos gravitación [9]. La expresión general para definir el espacio-tiempo está definida para este caso por

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (1.4)$$

donde toda la información acerca de la curvatura del espacio-tiempo es representada en la métrica $g_{\mu\nu}$. Cuando el campo gravitacional es débil [18], la geometría está representada por la suma de la métrica de Minkowski del espacio-tiempo $\eta_{\mu\nu}$ y una pequeña perturbación $h_{\mu\nu}$

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (1.5)$$

$$\eta_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.6)$$

donde $|h_{\mu\nu}| \ll 1$. Utilizando el gauge de transformación en la ecuación (1.5) y el tensor de Riemann $R_{\alpha\beta\mu\nu}$, el tensor de Ricci $R_{\mu\nu}$ y la curvatura de Riemann R del espacio-tiempo, se pueden expandir a primer orden en $h_{\mu\nu}$ [19] como

$$R_{\alpha\beta\mu\nu} = \frac{1}{2} (h_{\alpha\nu,\beta\mu} + h_{\alpha\mu,\beta\nu} + h_{\beta\mu,\alpha\nu} - h_{\beta\nu,\alpha\mu}), \quad (1.7)$$

$$R_{\mu\nu} = R^\alpha{}_{\mu\alpha\nu}, \quad (1.8)$$

$$R = R^\alpha{}_\alpha. \quad (1.9)$$

El tensor traza inversa de $h_{\mu\nu}$, está representado por $\bar{h}_{\mu\nu}$ y se define como [19]

$$\bar{h}^{\mu\nu} \equiv h^{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta^{\mu\nu}h, \quad (1.10)$$

$$h \equiv h^\mu{}_\mu, \quad (1.11)$$

o igualmente

$$h^{\alpha\beta} \equiv \bar{h}^{\alpha\beta} - \frac{1}{2}\eta^{\alpha\beta}\bar{h}, \quad (1.12)$$

$$h \equiv h^\mu{}_\mu. \quad (1.13)$$

A partir de la ecuación (1.7) el tensor de Einstein que describe la geometría del espacio-tiempo de la métrica de Minkowski, es descrito como

$$G_{\alpha\beta} \equiv R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}R, \quad (1.14)$$

$$G_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}(\bar{h}_{\alpha\beta,\mu}{}^{,\mu} + \eta_{\alpha\beta}\bar{h}_{\alpha\beta,\mu\nu}{}^{,\mu\nu} - \bar{h}_{\alpha\mu,\beta}{}^{,\mu} - \bar{h}_{\beta\mu,\alpha}{}^{,\mu}). \quad (1.15)$$

Para simplificar la ecuación anterior, se requiere la condición de gauge de Lorentz [20]

$$\bar{h}^{\mu\nu}{}_{,\nu} = 0, \quad (1.16)$$

a partir este gauge, la expresión para el tensor de Einstein se simplifica como

$$G_{\alpha\beta} = -\frac{1}{2}\bar{h}_{\alpha\beta,\mu}{}^{,\mu}, \quad (1.17)$$

$$G_{\alpha\beta} = -\frac{1}{2}\square\bar{h}_{\alpha\beta}, \quad (1.18)$$

donde el símbolo \square representa el operador D'Alambertiano y Δ es el laplaciano

$$\square = -\frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} + \Delta, \quad (1.19)$$

las ecuaciones de campo de Einstein con fuente toman la forma en el gauge de Lorentz

$$\square\bar{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}, \quad (1.20)$$

donde G es la constante gravitacional y $T_{\mu\nu}$ representa el tensor energía momento.

1.2 Ondas gravitacionales

En el espacio vacío podemos tomar el tensor energía momento igual a cero y recordando $c = 1$. Las ecuaciones de campo de Einstein (1.20) por lo tanto se obtiene

$$\square\bar{h}_{\mu\nu} = 0. \quad (1.21)$$

Este es un resultado clave. La ecuación (1.21) tiene la forma matemática de una ecuación de onda, propagándose con la velocidad c . Por lo tanto, las perturbaciones métricas - las ondulaciones en el espacio-tiempo producidas por perturbar la métrica - se propagan a la velocidad de la luz como ondas en el espacio libre.

Cualquier solución a la ecuación (1.21) se expresa como las combinaciones lineales de las soluciones de onda plana

$$\bar{h}_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} \exp(ik_\alpha x^\alpha), \quad (1.22)$$

donde los componentes (reales) constantes $A_{\mu\nu}$ y k_α se conocen como la amplitud de la onda y el vector de onda, respectivamente. Los componentes de amplitud de onda y vector de onda no son arbitrarias. En primer lugar, $A_{\mu\nu}$ es simétrica, puesto que $\bar{h}_{\mu\nu}$ es simétrico, además de ser un tensor sin traza. Esto reduce inmediatamente el número de componentes independientes de 16 a 10 [21]. Podemos escribir la ecuación (1.22) como

$$\bar{h}_{\mu\nu,\alpha}{}^{,\alpha} = \eta^{\alpha\beta} \bar{h}_{\mu\nu,\alpha\beta} = 0. \quad (1.23)$$

El valor de $\bar{h}_{\mu\nu}$ es una constante en una hipersuperficie en la que el producto interno $k_\alpha x^\alpha$ es constante $k_\alpha x^\alpha = k_0 t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}$, donde \mathbf{k} se refiere al vector espacial cuyas componentes son k^i , si el cuadrivector asociado k_α es un vector nulo de Minkowski, es decir, tangente a la línea de mundo de un fotón [21]. Análogamente con las ondas clásicas, nombramos los componentes del vector de onda $k_\alpha = (\omega/c, k_x, k_y, k_z)$. Para cualquier solución no trivial, el vector de onda debe satisfacer

$$k_\alpha k^\alpha = \mathbf{k}^2 - \frac{\omega^2}{c^2} = 0, \quad (1.24)$$

se refiere a la relación de la dispersión de la onda, y es la relación de la dispersión de los fotones en el vacío. Por lo tanto, la ecuación (1.21) describe una onda plana de frecuencia ω propagándose a la velocidad de luz en dirección $k_\alpha = (\omega/c, \mathbf{k})$. Dado que esta onda no tiene masa se propagan a la velocidad de la luz para llevar una energía finita, tal como lo hacen las ondas electromagnéticas [21].

Asimismo, se desprende de la condición de gauge de Lorentz [19]

$$A^{\mu\nu} k_\nu = 0, \quad (1.25)$$

es decir, las componentes de amplitud de onda han de ser ortogonal al vector de onda \mathbf{k} . La relación (1.24) y la ecuación (1.25) muestran la solución de onda plana de la ecuación (1.22) es una onda transversal que se propaga a la velocidad de la luz, esta onda plana es llamada onda gravitacional.

Ahora bien podemos utilizar otro gauge, imponiendo las condiciones

$$A^\mu{}_\mu = 0, \quad (1.26)$$

$$A_{\mu\nu}U^\nu = 0, \quad (1.27)$$

donde U^ν es un vector temporal unitario arbitrario. Estas condiciones son llamadas condiciones gauge transversal-traceless (TT) [21,22]. En el gauge TT, el tensor de traza inversa $\bar{h}^{\mu\nu}$ es igual a la perturbación $h^{\mu\nu}$ del tensor métrico debido a que la traza es igual a cero

$$\bar{h}^\mu{}_\mu = h^\mu{}_\mu = 0, \quad (1.28)$$

$$\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}. \quad (1.29)$$

Elegimos U^ν como el tiempo base del espacio-tiempo de Minkowski. Cuando la parte espacial del vector de onda k_i es paralela al eje z (la onda se propaga paralela al eje z), el tensor de perturbación está representado por

$$h_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} \exp[ik(ct - z)], \quad (1.30)$$

$$A_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_+ & A_x & 0 \\ 0 & A_x & -A_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.31)$$

Hay dos grados de libertad, A_+ y A_x . Cuando A_x es igual a cero, la onda se denomina polarizada-mas, mientras que la onda con $A_+ = 0$ se llama polarizada-cruz en este sistema de coordenadas. Para entender físicamente los dos estados de polarización de una onda gravitacional, consideremos un anillo circular de partículas que se encuentran en un plano ortogonal a la dirección de propagación de una onda gravitacional, el estado de polarización A_+ alargará y comprimirá el anillo de partículas a lo largo de direcciones ortogonales, tal como se muestra en la 1.1 a), mientras que el estado de polarización A_x , producirá el mismo efecto de alargar y comprimir el anillo de partículas pero a lo largo de direcciones que están rotadas 45 grados ($\pi/4$ *radianes*) - forman un ángulo de $\pi/4$ - con respecto a la direcciones de deformación del estado A_+ , este efecto también puede observarse en la 1.1 b).

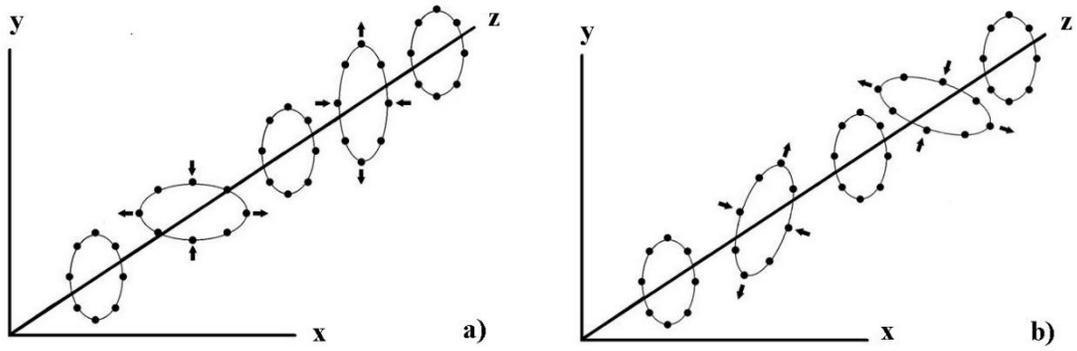


Figura 1.1 a) El efecto de una onda gravitacional con polarización A_+ distorsiona un anillo de partículas en elipses oscilantes. b) El efecto de una onda gravitacional con polarización A_x distorsiona un anillo de partículas en elipses oscilantes

Existen también combinación en los estados de polarización A_+ y A_x generando deformaciones como se muestran en la figura 1.2.

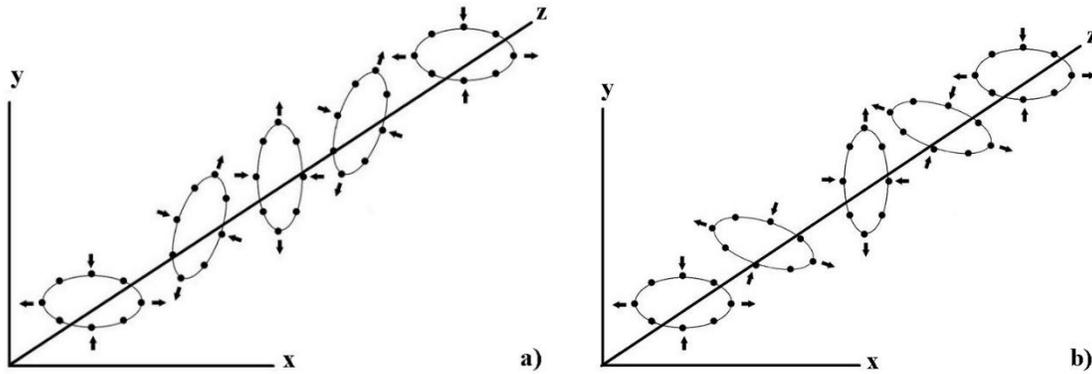


Figura 1.2 a) El efecto de una onda gravitacional con polarización combinada izquierda distorsiona un anillo de partículas en elipses oscilantes. b) El efecto de una onda gravitacional con polarización combinada derecha distorsiona un anillo de partículas en elipses oscilantes

Una expresión más general de la onda que se propaga a lo largo del eje z es [22]

$$h_{\mu\nu}(t, z) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_x & 0 \\ 0 & h_x & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.32)$$

1.3 Fuentes de ondas gravitacionales

La relación de las OG con sus fuentes es encontrada de las ecuaciones de Einstein (1.20) donde asumimos amplitudes débiles en espacio-tiempo casi plano. De la elección de coordenadas espaciales cartesianas y del gauge TT, se tiene una ecuación de onda no homogénea (1.20), que es análoga a la ecuación de onda para los campos electrodinámicos relativistas

$$\square A^\alpha = -\mu_0 J^\alpha, \quad (1.33)$$

donde $A^\alpha = (\phi/c, \bar{A})$ contiene las funciones potenciales escalares y vectoriales $J^\alpha = (c\rho, \bar{J})$ contiene el escalar de la carga eléctrica y la densidad de corriente. De manera similar a electrodinámica, el formalismo de las funciones de Green puede ser aplicado para obtener soluciones a (1.33). A modo de recordatorio, por ejemplo, la solución electrodinámica potencial vectorial puede escribirse como una integral sobre un volumen fuente [23]

$$\bar{A}(t, \bar{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3x' \frac{[\bar{J}(\bar{x}', t')]_{ret}}{|\bar{x} - \bar{x}'|}, \quad (1.34)$$

donde $[\bar{J}(\bar{x}', t')]_{ret}$ indica evaluación en el tiempo retardado definido por $t' = t - |\bar{x} - \bar{x}'|/c$.

Similarmente, la solución a la ecuación (1.20) puede ser escrita como

$$h_{\mu\nu}(t, \bar{x}) = \frac{4G}{c^4} \int d^3x' \frac{[T_{\mu\nu}(t', \bar{x}')]_{ret}}{|\bar{x} - \bar{x}'|}. \quad (1.35)$$

Para obtener una comprensión de esta solución, consideramos una fuente que varía armónicamente con el tiempo, con frecuencia angular característica ω y longitud de onda λ . Haciendo dos aproximaciones: 1) la aproximación de onda larga tal que $\lambda \ll R_{fuente}$ y 2) la aproximación distancia fuente $r \ll R_{fuente}$. Aquí R_{fuente} es el radio más exterior de la fuente, y r es la distancia desde el observador a la fuente. En este límite (OG débiles), la solución anterior para $h_{\mu\nu}$ se reduce a

$$h_{\mu\nu} \approx \frac{4G}{c^4} \int d^3x' T_{\mu\nu} \left(t - \frac{r}{c}, \bar{x}' \right), \quad (1.36)$$

aplicando conservación de energía-momento e integrando por partes [24] se obtiene

$$\int d^3x T^{ij} = \frac{1}{2} \frac{1}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} \left[\int d^3x x^i x^j T^{ij}(x) \right]. \quad (1.37)$$

Si se restringe aún más la fuente a una dominada por su densidad de masa en reposo μ (velocidades internas no relativista), entonces

$$h^{ij}(t, \bar{x}) \approx \frac{2G}{rc^4} \frac{d^2}{dt^2} \left[I^{ij} \left(t - \frac{r}{c} \right) \right], \quad (1.38)$$

donde I^{ij} es llamado el primer momento

$$I^{ij} \equiv \int d^3x \mu(t, \bar{x}) x^i x^j. \quad (1.39)$$

Por lo tanto, al orden más bajo, la radiación gravitacional es un fenómeno cuadropolar teniendo en cuenta que, la intensidad de la radiación gravitacional no es esféricamente simétrica (isotrópica) cerca de la fuente.

El hecho de que la constante de $2G/c^4$ en la ecuación (1.38) es tan pequeño en unidades SI ($1.7 \times 10^{-44} \text{s}^2 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$) es desafiante cuando se contempla la detección de la radiación gravitacional. La segunda derivada temporal del cuadropolo indica que debe ser enorme para dar efectos detectables de una fuente tan lejana, lo que implica grandes masas solares con altas velocidades características. Por ejemplo [9], considerar un par de estrellas de neutrones de **1,4** masas solares a **15 Mpc** de distancia (por ejemplo, cerca del centro del cúmulo galáctico de Virgo) en una órbita circular de radio de **20 km** (con coalescencia inminente), tienen una frecuencia orbital de **400 Hz** y emiten OG a **800 Hz** con una amplitud de (Newtoniana, punto de aproximación de masa)

$$h \approx \frac{10^{-21}}{\left(\frac{r}{15 \text{Mpc}} \right)}, \quad (1.40)$$

donde $h \sim 10^{-21}$ es una característica de amplitud de fuentes transitorias detectables por los detectores LIGO [11] y Virgo [12]. Similarmente, con este formalismo se pueden obtener resultados para diferentes fuentes astrofísicas [25]

En general, cualquier sistema acelerado no esférico o con simetría cilíndrica produce una onda gravitacional. Por ejemplo una supernova, esta explosión produce OG si la masa no es expulsada de forma esféricamente simétrica, aunque el centro de masa permanezca en la misma posición antes y después de la explosión. Otro ejemplo es el de una estrella rotante. Una estrella perfectamente esférica no produce OG, pero una irregular sí lo hace [15]. Con el fin de comprender los tipos de OG que estos objetos pueden producir, se han definido cuatro categorías de OG, cada uno con una firma de vibración. Estas categorías son: OG continuas, las OG de sistemas, las OG estocásticas y OG de explosiones, todas ellas pueden observarse en la figura 1.3.

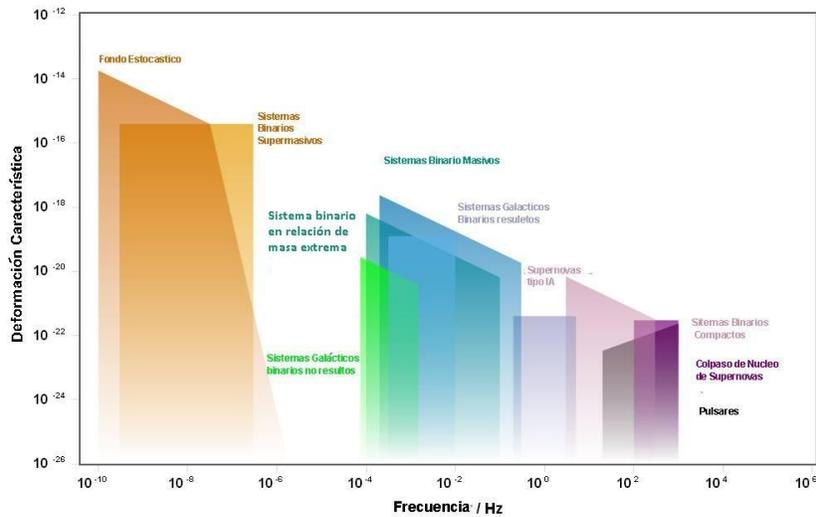


Figura 1.3 Diversas fuentes de OG.

1.4 Detectores de ondas gravitacionales

El desarrollo de los detectores de ondas gravitatorias fue iniciada por Joseph Weber a principios de 1960 utilizando detectores de masas resonantes [4]. Están diseñados para medir señales acústicas inducidas en una gran masa debido a su acoplamiento a una onda gravitacional. Consistían en grandes cilindros de aluminio (Barras de Weber, figura 1.4) aislados de vibraciones, implementando cristales piezoeléctricos pegados en la superficie cerca del centro. Un par de amplificadores transductivos que permiten la detección de la energía de la resonancia longitudinal fundamental de la barra. Una onda gravitacional aplica una deformación variable en el tiempo y hace el trabajo mecánico en la barra. La sección transversal de absorción de la barra depende de su masa y la velocidad en que se propaga el sonido. La sección transversal es la más alta a la frecuencia resonante fundamental. Esta última se encuentra vinculada a su longitud y velocidad de propagación del sonido, ya que su longitud debe ser la mitad de una longitud de onda acústica en la resonancia longitudinal fundamental. Weber eligió aluminio debido a su disponibilidad en piezas de gran tamaño, y porque tiene pérdidas acústicas bastante bajas. Siguiendo a Weber, muchos nuevos detectores de masa resonante utilizaron técnicas similares, pero con variaciones y mejoras, utilizando la criogenia y la superconductividad. A pesar del desarrollo y mejora de estos detectores fue poco el éxito en cuanto a la detección de OG, pero a partir de estos

inicios el interés en la detección de OG ha crecido enormemente. Algunas décadas después, una serie de detectores de masas resonantes fueron construidos y operados en todo el mundo con sensibilidades muy superiores a los de Weber en el tiempo. Algunas barras resonantes están todavía en funcionamiento (tabla 1.1), pero incluso sus sensibilidades mejoradas hoy en día son más bajas y se limita a un ancho de banda mucho menor que las de los interferómetros de láser actuales [26].

Detector	Antena	Transductor	Sensibilidad
Nautilus-CERN (Roma)	Aluminio-2.3 toneladas	Capacitivo	7×10^{-19}
Explorer- CERN (Geneva)	Aluminio-2.3 toneladas	Capacitivo	2×10^{-18}
Allegro- LSU (EU)	Aluminio-1.1 toneladas	Inductivo	7×10^{-19}
Stanford (EU)	Aluminio-4.8 toneladas	Inductivo	10^{-18}
Niobe-UWA (Australia)	Niobio-1.5 toneladas	Cavidad RF	9×10^{-19}

Tabla 1.1 Detectores de masa resonante de OG



Figura 1.4 Joseph Weber trabajando en su detector de OG.

Después de las ideas de la aplicación de la interferometría a la detección de OG de Gertsenshtein y Pustovoit en 1962 [6], esta idea fue desarrollada originalmente por Weiss [27] y experimentalmente fue realizado primeramente por Forward [9]. Utilizar la interferometría láser para detectores interferométricos de OG fue un enorme avance el cual ofrece la posibilidad de tener una alta sensibilidad sobre un amplio rango de frecuencias. El interferómetro de Michelson como se muestra en la figura 1.5 , debido a su configuración, destaca para observar los efectos de las OG en los cambios de longitud relativa de los brazos del interferómetro.

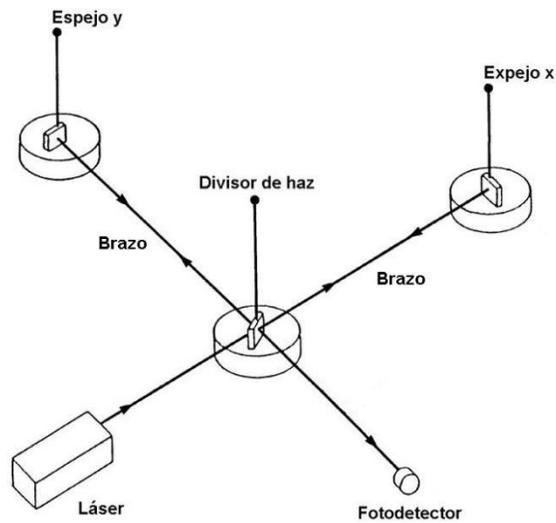


Figura 1.5 Interferómetro de Michelson

Para medir la longitud relativa de los brazos, un haz de luz láser monocromático es separado en dos en la intersección de los dos brazos. La mitad de la luz del láser se transmite a un brazo mientras que la segunda mitad se desvía al segundo brazo. Cerca del divisor de rayos y al final de cada brazo se encuentran los espejos. La luz láser dentro de cada brazo se refleja una y otra vez en los espejos y, finalmente, regresa a la intersección, donde interfiere con la luz del otro brazo. Si las longitudes de los brazos no han cambiado, entonces las ondas de luz, al combinarse, idealmente, deberían restarse completamente (interferencia destructiva) y no se observará nada de luz en la salida del fotodetector. Generalmente se genera un patrón de interferencia debido a que existe una diferencia de camino óptico entre ambos rayos.

Una configuración de interferómetro que puede detectar el cambio de posición relativa entre dos masas ortogonales (espejos). Cuando pasa una onda gravitatoria, las longitudes de los dos brazos del interferómetro provocan un cambio de fase. Esto resulta en un cambio en la intensidad de la interferencia en la salida. Este cambio en la intensidad de la luz es una medida de la onda gravitatoria. Dado que las masas de prueba simplemente siguen el patrón de onda que pasa, estos dispositivos permiten rastrear con precisión la forma de onda. La ventaja de este tipo de sistema es la característica no resonante y el hecho de que la escala de un instrumento se establece, no por la velocidad del sonido (que limita una barra resonante a unos pocos metros de longitud), sino por la velocidad de la luz. Por lo tanto, un interferómetro láser puede detectar OG sobre una amplia banda de frecuencias. Durante la última década, los detectores basados en interferometría láser han estado operando en los Estados Unidos [11], Italia [12], Alemania [13] y Japón [14]. Las mejoras están en marcha para configuraciones con mayores sensibilidades. Con más 'alcance' astrofísico, estos detectores serán el comienzo de la era de la astronomía de OG con la expectativa de decenas o posiblemente cientos de eventos por año en base a estimaciones de la tasa actual.

2 OBSERVATORIO DE ONDAS GRAVITACIONALES POR INTERFEROMETRÍA LÁSER (LIGO)

Las antenas interferométricas de OG están basadas en interferómetros Michelson mejorados, como el caso del observatorio de ondas gravitacionales por interferometría láser (LIGO), el mayor observatorio de OG del mundo, en el que los principios del prototipo de esta tesis se encuentra fundamentado.

En este capítulo conoceremos las características y parámetros que emplea LIGO para lograr la sensibilidad necesaria para observar y detectar OG.

2.1 Introducción al detector LIGO

LIGO utiliza tres interferómetros tipo Michelson especializados, estos se ubican en Hanford, Washington donde se encuentran dos interferómetros, los detectores H_1 y H_2 de 4 km y 2 km de longitud respectivamente; y un observatorio en Livingston, Louisiana, el detector de L_1 de 4 km de largo. Aparte de la longitud más corta de H_2 , los tres interferómetros son esencialmente idénticos. Múltiples detectores en sitios separados son cruciales para rechazar ruidos instrumentales y ambientales en los datos, requiriendo coincidencias en las detecciones y en el análisis de datos.

Los detectores iniciales LIGO fueron diseñadas para ser sensibles a OG en la banda de frecuencia de 40 a 7000 Hz , y capaz de detectar una amplitud de deformación tan pequeño como 10^{-21} [29].

2.2 Descripción y configuración del detector

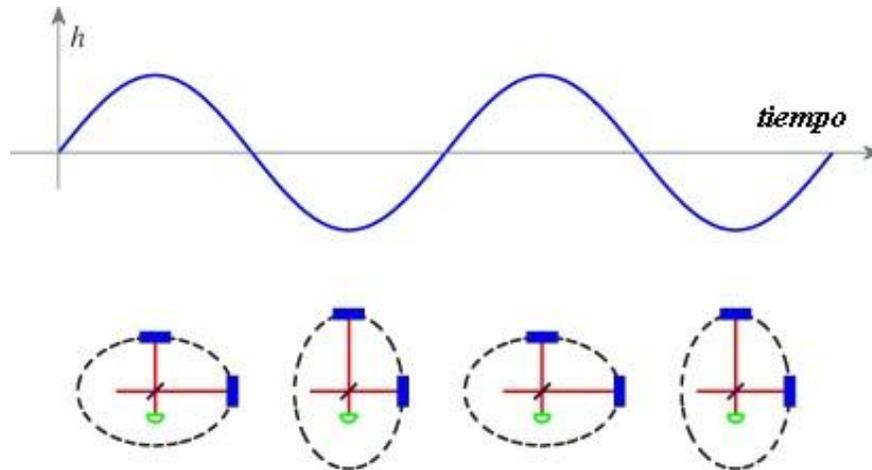


Figura 2.1 Representación del interferómetro de Michelson y la distorsión debido una onda gravitacional que incide perpendicular al plano, h representa la amplitud de la deformación con respecto al tiempo.

La figura 2.1 ilustra el concepto básico de cómo se utiliza un interferómetro de Michelson para medir una deformación de una onda gravitacional. El desafío es hacer el instrumento sea lo suficientemente sensible: en la sensibilidad de la deformación específica de 10^{-21} , el cambio de la longitud del brazo resultante es solamente $\sim 10^{-18}$, mil veces más pequeño que el diámetro de un protón. Frente a este desafío implica el uso de técnicas especiales de interferometría óptica, los láseres de gran estabilidad y varias capas de aislamiento de vibraciones, y por supuesto una característica clave de los detectores es simplemente su escala: los brazos están hechos tan largos como sea prácticamente posible para aumentar la señal debido a una perturbación de OG. En tabla 2.1 se listan los principales parámetros de diseño de los interferómetros de LIGO [30].

	H_1	L_1	H_2
Tipo de láser y longitud de onda	Nd : YAG, $\lambda = 1064 \text{ nm}$		
Finesa de la cavidad del brazo	220		
Longitud del brazo (m)	3995	3995	2009
Tiempo de almacenamiento de la cavidad del brazo, $\tau_s(ms)$	0.95	0.95	0,475
La potencia de entrada en el espejo de reciclaje (W)	4.5	4.5	2.0
Ganancia de potencia reciclada	60	45	70
Potencia almacenada de la cavidad del brazo (kW)	20	15	10
Tamaño y pesos de las masas de prueba (espejos)	$\emptyset 25 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}, 10,7 \text{ kg}$		
Radio del haz ($1 / e^2$ de potencia) MPE/MPF	3.6 cm- 4.5 cm	3,9cm- 4.5 cm	3.3 cm- 3.5 cm

Tabla 2.1 Parámetros de los interferómetros de LIGO. H_1 y H_2 se refieren a los interferómetros en Hanford, Washington, y L_1 es el interferómetro en Livingston Parish, Louisiana.

Los detectores LIGO son interferómetros Michelson cuyos espejos sirven también como masas de prueba gravitacionales. LIGO implementa cavidades Fabry-Perot en cada brazo, formada por un espejo de entrada de transmisión parcial y un espejo de alta reflectividad. En esta configuración, los interferómetros de LIGO aumentan el potencia de luz en los brazos por un factor de ≈ 8000 con respecto a una simple interferómetro de Michelson. La luz del láser se produce típicamente por una fuente de láser de estado sólido, es decir, NdYAG, el cual emite $10 W$ en una única frecuencia a 1064 nm , que está conectado a una cavidad de referencia para la estabilización de su frecuencia. Antes de que la luz entre en el detector interferométrico, pasa a través de una cavidad llamada limpiador de modo (LM) que limpia el haz espacialmente y suprime la frecuencia y la amplitud de ruido en frecuencias más altas. Después de la LM se encuentra un aislador de Faraday y un telescopio reflectante que expande el haz y lo compara con la cavidad del brazo, todo este esquema se muestra en la figura 2.2 .

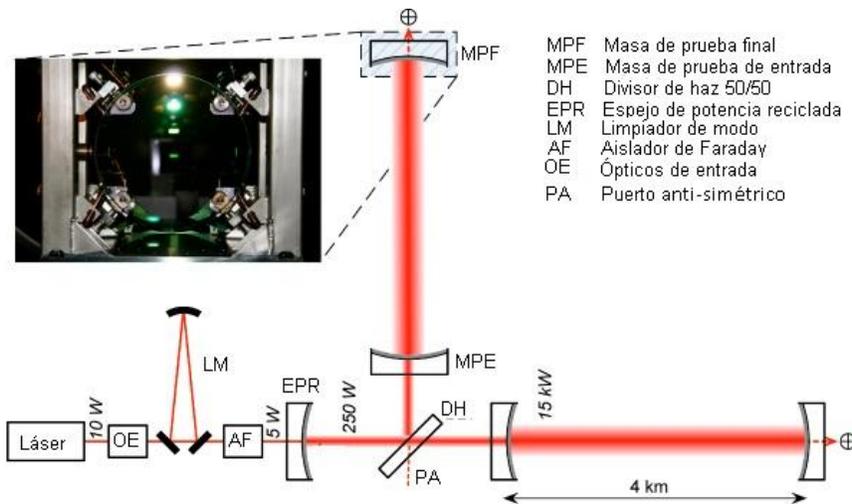


Figura 2.2 Configuración óptica y de detección de los interferómetros LIGO de 4 km. El recuadro muestra la foto de un de la masa de prueba (espejo) de entrada en su suspensión pendular.

La longitud del brazo del detector LIGO es de 4 km . Esto es todavía mucho más corto que la longitud de onda de una onda gravitatoria de 100 Hz y, por lo tanto la sensibilidad óptica se puede aumentar por el rebote del haz de láser varias veces adelante y atrás a lo largo de los brazos. El puerto anti-simétrico en el que se lleva a cabo la condición la franja oscura. Este proceso reduce al mínimo el ruido de disparo medido en el puerto anti-simétrico y envía la mayor parte de la luz de vuelta al láser. Un espejo adicional de transmisión parcial se coloca en la ruta de entrada para formar la cavidad óptica entre el espejo potencia reciclaje y el puerto simétrico, lo que aumenta la potencia incidente sobre el divisor de haz y, por lo tanto, disminuye la contribución de ruido a la relación señal-ruido de la señal de la onda gravitacional. Con la configuración de la cavidad Fabry-Perot, se tiene una ganancia de potencia reciclada en las cavidades del brazo alcanza aproximadamente 15 kW para una potencia de láser de 10 W en el interferómetro [30].

Para aislar los elementos ópticos (espejos) de las perturbaciones introducidas por la actividad sísmica de la tierra y para permitir la libre circulación de los espejos en la banda de frecuencias de OG, LIGO implementa un sistema de aislamiento sísmico que consiste en una pila de 4 capas de placas pesadas de acero a la que están montadas los espejos que se encuentran suspendidos como péndulos en cascada como se muestra en la figura 2.3. Esto forma un sistema de péndulo acoplado con las frecuencias bajas y un gran aislamiento a frecuencias superiores. La pila de aislamiento da aproximadamente 6

órdenes de magnitud de aislamiento a 40 Hz , mientras que el péndulo formado por el espejo añade 4 órdenes de magnitud.

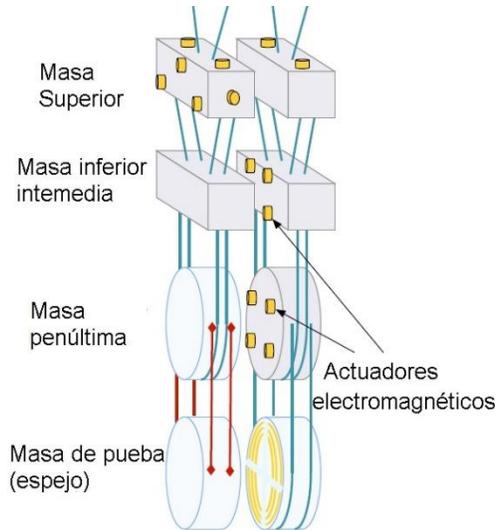


Figura 2.3 Sistema de aislamiento de masas de prueba (espejos).

El uso de cavidades ópticas es esencial para alcanzar el objetivo final de sensibilidad, pero requiere un sistema de retroalimentación electrónica activa para mantenerlos "en resonancia". El sistema de control debe mantener la longitud de ida y vuelta de una cavidad cerca de un múltiplo entero de la longitud de onda del láser para que la luz de reciente introducción en la cavidad interfiera constructivamente con la luz de anteriores viajes. En estas condiciones la luz en el interior de la cavidad se acumula y la cavidad se dice que está en resonancia. El logro de la acumulación de alta potencia en las cavidades del brazo también requiere que un mínimo de luz se le permite salir del sistema a través del puerto anti-simétrico, por lo que toda la luz se envía de nuevo en la dirección del láser donde se refleja de nuevo en el sistema por el espejo de potencia reciclada. Cada masa de prueba tiene cuatro pequeños imanes permanentes pegados a la pared posterior. Las bobinas que se montan en el sistema de suspensión funcionan como actuadores electromagnéticos que pueden empujar y tirar, así como inclinar la masa de prueba en función de las señales del control de compensación de realimentación. En LIGO, existe un sistema de compensación de realimentación que controla las masas de prueba y se implementa como un mecanismo digital con anchos de banda típicas entre $\sim 1\text{ Hz}$ y $\sim 100\text{ Hz}$. Para la

realimentación común de la señal de control, se ajusta a la frecuencia del láser con un ancho de banda de alrededor de $\sim 20 \text{ kHz}$ [31].

2.3 Sensibilidad y Ruido

Para alcanzar la sensibilidad necesaria para detectar una onda gravitacional como se observa en la figura 2.4 , LIGO ha caracterizado los ruidos provocados por muchas señales no gravitatorias que pueden mover los espejos o afectar a la luz de láser de una manera que puede imitar o enmascarar una señal de OG. Estos ruidos son generados por muchos fenómenos físicos diferentes, y la suma de todos los ruidos conduce a las curvas de sensibilidad de los detectores como una función de la frecuencia, como se muestra en la figura 2.5 . Los detectores se han diseñado de manera que estos ruidos son muy silenciosos, pero las señales de OG son igualmente pequeñas, e incluso las fuerzas más imperceptibles en los espejos son suficientes para estropear la medición.

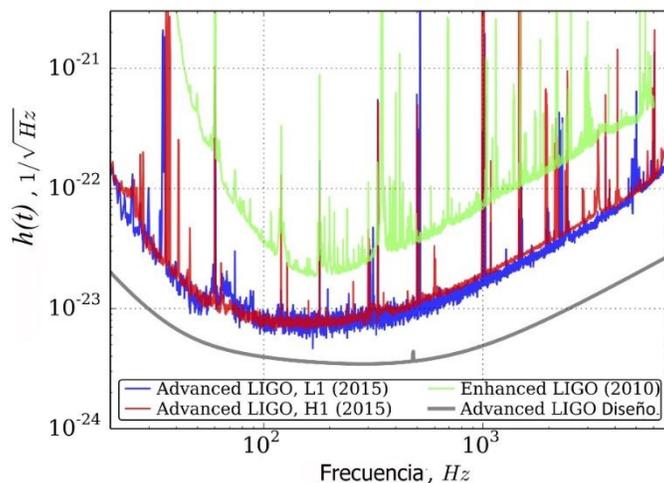


Figura 2.4 En esta figura, se muestra la densidad espectral de la amplitud del ruido del detector. Señales de OG con amplitudes inferiores a este umbral mínimo de ruido son demasiado pequeñas para que los interferómetros las detecten.

Algunos ejemplos de fuentes de ruido son: ruido sísmico, debido al movimiento de los espejos de las vibraciones del suelo, los terremotos, el viento, las olas del mar, y las actividades humanas tales como el tráfico de vehículos. Ruido térmico, de las fluctuaciones microscópicas de los átomos individuales en

los espejos y sus suspensiones. Ruido cuántico, debido a la naturaleza discreta de la luz (compuesto de fotones) y la incertidumbre estadística del "recuento de fotones" que se realiza por los fotodetectores. El ruido de gas, de las interacciones de las partículas del gas residual en el recinto de vacío con los espejos y la luz láser. El ruido de carga, de la interacción de cargas eléctricas estáticas en los espejos de vidrio con el metal de los recintos de vacío y los soportes de espejo. Ruido láser, por ejemplo pequeñas variaciones en la intensidad y la frecuencia del láser. Ruido auxiliar del grado de libertad, debido al control de la posición y alineación de los diversos espejos en los detectores, y el ligero acoplamiento cruzado entre los espejos y la medición de la señal de onda gravitacional. Ruido de oscilador, generada por la modulación de radiofrecuencia de la luz láser, que es necesaria para el control del interferómetro. Ruido conocido como jitter beam, son ligeras variaciones en la posición y el ángulo del haz de láser en el detector, que puede generar ruido sin desalinear el haz de láser con respecto a las cavidades ópticas. La luz dispersada, generada por pequeñas imperfecciones en los espejos de los interferómetros, que pueda redirigir una pequeña fracción de la luz láser hacia las paredes u otros componentes de los instrumentos, si esta luz se recombina con el haz principal que va a generar una señal en los fotodetectores. Por último, el ruido de la electrónica, que se genera por la electrónica analógica y digital que se utilizan para medir la señal.

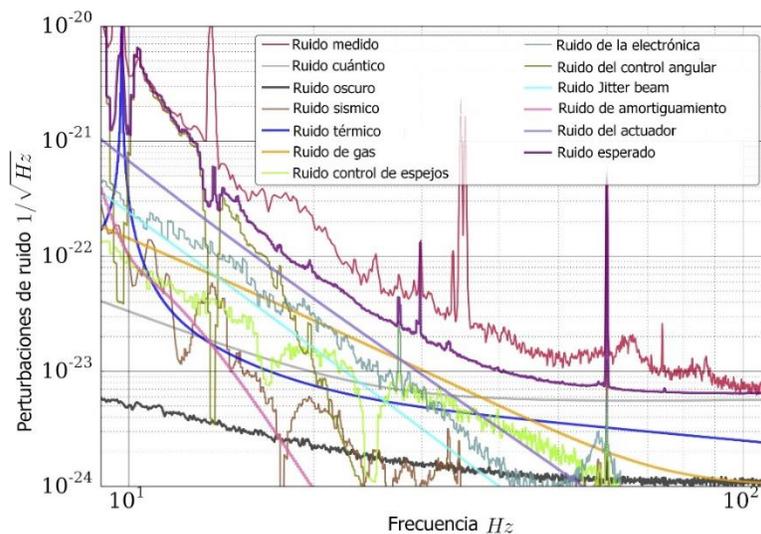


Figura 2.5 En esta figura se muestra una variedad de fuentes de ruido que afectan el detector Livingston a bajas frecuencias. Las unidades en el eje Y son las de densidad espectral de amplitud.

2.4 Análisis de datos

Mientras que los interferómetros de LIGO proporcionan mediciones en dos lugares distantes, los instrumentos constituyen sólo una mitad del observatorio LIGO. La otra mitad consiste de los algoritmos computacionales y el análisis de datos necesarios para obtener las señales de una onda gravitacional del ruido [30].

Los datos de los instrumentos se recogen y se archivan para su análisis fuera de línea. Para cada detector, aproximadamente 50 canales se graban a una velocidad de muestreo de 16 384 Hz, 550 canales a velocidades reducidas de 256 a 4096 Hz y 6000 monitores digitales a 16 Hz. La velocidad total de los datos archivados es de 5 MB s⁻¹ por cada interferómetro. Los clusters computacionales en cada sitio también producen conjuntos de datos reducidos que contienen únicamente los canales más importantes para su análisis. Las salidas del detector están pre-filtradas con una serie de controles de calidad de datos para identificar los períodos de tiempo apropiados para analizarlos.

Las inyecciones de señales de OG simuladas se llevan a cabo para probar la funcionalidad de todos los algoritmos de búsqueda y también para medir la eficiencia de detección. Estas inyecciones se realizan tanto en software, donde se añaden las formas de onda de la corriente de datos archivada, y directamente en hardware, en el que se añaden a la señal de control de realimentación de compensación. En general, las formas de onda inyectadas simulan las señales reales que se buscan, con formas de onda representativas para probar búsquedas de señales desconocidas.

3 DETECTOR DE ONDAS GRAVITACIONALES POR INTERFEROMETRÍA LÁSER

El interferómetro de Michelson, como el utilizado en 1887 en experimento clásico de Michelson-Morley el cual mostró la inexistencia del éter, es un extraordinario instrumento para medir el tiempo que viaja la luz a través de los brazos y sus cambios de longitud. El interferómetro de Michelson es el detector de OG más simple. Es importante mencionar que todos los detectores de ondas gravitatorias interferométricos se basan en el interferómetro de Michelson,

En este capítulo, comprenderemos el interferómetro de Michelson como detectores de OG introduciendo algunas definiciones de cantidades que aparecerán a lo largo de esta tesis.

3.1 Onda electromagnética

Una onda electromagnética plana se describe por su componente del campo eléctrico

$$E(t, x, y, z) = E_0 \vec{e}_p \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi), \quad (3.1)$$

con E_0 como la amplitud del campo (constante) en V/m , \vec{e}_p el vector unitario en la dirección de polarización, $\omega = 2\pi f$ es la frecuencia angular, el vector de onda \vec{k} da la dirección de la onda con $k = \omega/c$ como el número de onda y φ el desplazamiento de fase. La fase absoluta φ sólo se vuelve significativa cuando el campo se superpone con otros campos de luz. Por el momento no haremos uso de la polarización ni de ondas escalares. Una onda que se propaga a lo largo del eje z puede ser escrita como:

$$E(t, z) = E_0 \cos(\omega t - kz + \varphi), \quad (3.2)$$

En forma exponencial compleja tenemos

$$E'(t, z) = E'_0 \exp[i(\omega t - kz)], \quad (3.3)$$

para la conversión simplemente tomamos la parte real de la amplitud compleja

$$E = \Re[E']. \quad (3.4)$$

Esto tiene la ventaja de que la amplitud escalar y la fase φ sea igual uno, entonces la amplitud compleja, $E'_0 = E_0 \exp(i\varphi)$. Pero, por ejemplo, en $E = E_0 \exp(-ikz)$, ni E ni E_0 son cantidades físicas. Sólo existe la parte real de E y es la amplitud del campo.

3.2 Interferencia de los campos eléctricos

La interferencia está basada en el principio de superposición, y establece que la suma de las soluciones de la ecuación de onda es también una solución a la ecuación de onda.

Si el campo eléctrico E_1 y E_2 son soluciones a la ecuación de onda, la superposición de $E_1 + E_2$ es también una función válida de la ecuación de onda en interferencia de dos ondas en propagación. Nos limitaremos a ondas electromagnéticas planas propagándose en el espacio libre y las frecuencias ópticas serán iguales en las dos ondas. Por lo tanto el campo de dos ondas es expresado por

$$\bar{E}_1 = \bar{E}_{01} \exp[i(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1)], \quad (3.5)$$

$$\bar{E}_2 = \bar{E}_{02} \exp[i(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2)], \quad (3.6)$$

donde φ_1 y φ_2 son fases adicionales añadidas al campo para mantener la solución general. El argumento del exponencial definido como $\phi = \omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi$, es la fase del campo eléctrico. Aunque la frecuencia óptica ω es la misma en las dos ondas, los vectores de onda \vec{k}_1 y \vec{k}_2 no necesariamente son los mismos. Cuando las dos ondas son sumadas, tenemos el campo total

$$\bar{E}_T = \bar{E}_1 + \bar{E}_2 = \{\bar{E}_{01} \exp[i(-\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1)] + \bar{E}_{02} \exp[i(-\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2)]\} \exp(i\omega t). \quad (3.7)$$

No existen detectores que puedan medir el campo eléctrico de una onda electromagnética directamente, por lo tanto la cantidad física que podemos observar experimentalmente es la intensidad temporal promedio total de la luz, es decir,

$$I_T = \langle |E|^2 \rangle = \langle E \cdot E^* \rangle^1, \quad (3.8)$$

$$I_T = \langle \bar{E}_1 + \bar{E}_2 \rangle \cdot \langle \bar{E}'_1 + \bar{E}'_2 \rangle = \langle |\bar{E}_1|^2 \rangle + \langle |\bar{E}_2|^2 \rangle + \langle \bar{E}_1 \cdot \bar{E}_2^* \rangle + \langle \bar{E}_2 \cdot \bar{E}_1^* \rangle, \quad (3.9)$$

¹ La notación $\langle E \cdot E^* \rangle$ hace referencia al producto interno de los vectores E y E^*

donde intensidad temporal promedio de las ondas \bar{E}_1 y \bar{E}_2 se expresa com

$$I_1 = \langle |\bar{E}_1|^2 \rangle \quad y \quad I_2 = \langle |\bar{E}_2|^2 \rangle, \quad (3.10)$$

y resolviendo el producto interno de los términos de la ecuación (3.39)

$$\langle \bar{E}_1 \cdot \bar{E}_2^* \rangle = \langle \bar{E}_{01} \cdot \bar{E}_{02}^* \rangle \exp\{i[(-\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \cdot \vec{r} + (\varphi_1 - \varphi_2)]\}, \quad (3.11)$$

$$= \sqrt{I_1 I_2} \exp\{i[(-\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \cdot \vec{r} + (\varphi_1 - \varphi_2)]\}, \quad (3.12)$$

$$\langle \bar{E}_2 \cdot \bar{E}_1^* \rangle = \langle \bar{E}_{02} \cdot \bar{E}_{01}^* \rangle \exp\{i[(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r} + (-\varphi_1 + \varphi_2)]\}, \quad (3.13)$$

$$= \sqrt{I_1 I_2} \exp\{-i[(-\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \cdot \vec{r} + (\varphi_1 - \varphi_2)]\}, \quad (3.14)$$

ya que $\cos(\delta) = \frac{1}{2}[\exp(i\delta) + \exp(-i\delta)]$. La intensidad temporal promedio se simplificada como

$$I_T = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta), \quad (3.15)$$

donde $\delta = (-\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \cdot \vec{r} + (\varphi_1 - \varphi_2)$

Así la intensidad temporal promedio de alguna posición \vec{r} es igual al suma de las intensidades de dos ondas más un término de interferencia que oscila con la diferencia de fase δ entre las dos ondas.

La intensidad total alcanza su máximo o interferencia constructiva cuando δ_1 y la intensidad total alcanza su mínimo o interferencia destructiva cuando δ_2

$$\delta_1 = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \dots \quad \delta_2 = \pi, \pm 3\pi, \pm 5\pi, \dots \quad (3.16)$$

Por lo tanto, la diferencia de fase δ es el factor de control de interferencia. El segundo término en la diferencia de fase inicial, y el primer término $(-\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \cdot \vec{r}$, básicamente significa la diferencia de longitudes de camino óptico en dos ondas propagándose [28].

La eficiencia de interferencia está representada por la visibilidad [8]. La visibilidad del interferómetro de Michelson está definida como la relación

$$\mathcal{V} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (3.17)$$

donde I_{max} y I_{min} son la intensidad máximo y la intensidad mínima respectivamente de intensidad de la salida del interferómetro. La visibilidad es igual a la unidad cuando la óptica del interferómetro es simétrica, el caso ideal cuando el interferómetro está perfectamente alineado.

3.3 Interferómetro de Michelson como detector de ondas gravitacionales

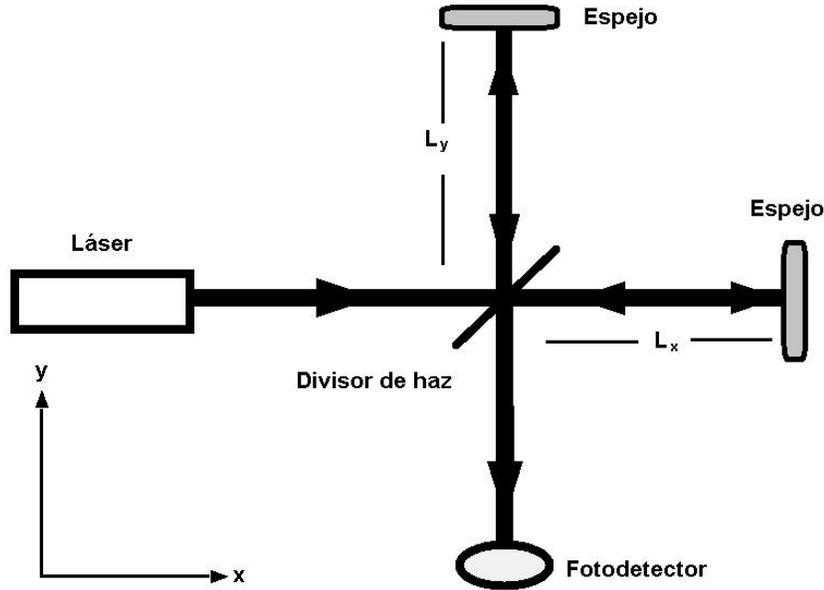


Figura 3.1 Esquema de un interferómetro de Michelson simple

El esquema conceptual de un interferómetro de Michelson como se muestra en la figura 3.1 donde se describen sus componentes y funcionamiento en capítulo Detectores de ondas gravitacionales. Así, consideramos un campo monocromático de una luz láser que se escribe como

$$E = E_0 \exp[i(-\omega t + \vec{k} \cdot \vec{r})], \quad (3.18)$$

expresamos L_x y L_y como la longitud de los brazos del interferómetro, donde orientamos los ejes ópticos x y y como se muestra en la figura 3.1. Considerando que el fotón llega del láser al divisor en un tiempo inicial t_0 , después la parte del campo eléctrico que recorre el brazo x es reflejado por el espejo para regresar de nuevo al divisor donde transcurre en un tiempo

$$t = t_0 + \frac{2L_x}{c}, \quad (3.19)$$

mientras que la parte que pasa por el brazo y vuelve al divisor en un tiempo

$$t' = t_0 + \frac{2L_y}{c}, \quad (3.20)$$

como consecuencia el haz finalmente se recombina en el divisor a un tiempo de observación t dado. El tiempo que el haz que entró en el divisor en un tiempo t hacia el brazo x , realizó un viaje ida y vuelta en el brazo

$$t_{0x} = t - \frac{2L_x}{c}. \quad (3.21)$$

Asimismo el haz que entró en el divisor en un tiempo diferente hacia el brazo y posteriormente pasó ida y vuelta a través del brazo y

$$t_{0y} = t - \frac{2L_y}{c}. \quad (3.22)$$

Ajustando en el divisor con $\vec{r} = 0$, el primer haz tiene una fase inicial

$$\exp(i\omega t_{0x}) = \exp[i(-\omega t + 2kL_x)], \quad (3.23)$$

y el haz siguiente tiene una fase

$$\exp(i\omega t_{0y}) = \exp[i(-\omega t + 2kL_y)]. \quad (3.24)$$

La fase del campo es conservada durante la propagación, mientras que el campo adquiere factores de transmisión y reflexión en los espejos. Así que, los dos campos eléctricos que se recombinan en un tiempo t en el divisor están dados por

$$E_1 = -\frac{1}{2}E_0 \exp[i(\omega t + 2kL_x)], \quad (3.25)$$

$$E_2 = \frac{1}{2}E_0 \exp[i(\omega t + 2kL_y)], \quad (3.26)$$

donde el total del campo eléctrico está dado por

$$E_t = E_1 + E_2, \quad (3.27)$$

escribiendo $2L_x = (L_x + L_y) + (L_x - L_y)$ y $2L_y = (L_x + L_y) - (L_x - L_y)$, tenemos que

$$E_t = -iE_0 \exp\{i[\omega t + 2k(L_x + L_y)]\} \text{sen}[k(L_x - L_y)], \quad (3.28)$$

y la potencia medida por el fotodetector es proporcional a

$$|E_t|^2 = E_0^2 \text{sen}^2[k(L_x - L_y)]. \quad (3.29)$$

Por lo tanto, cualquier variación en la longitud de los brazos resulta en una variación de potencia en el fotodetector, en la sección Detectores de ondas gravitacionales se discutió como aplicar idea a la

detección de onda gravitacional cuando estas interactúan en interferómetro. El efecto físico de la onda gravitacional es manifestado en el hecho que afecta la propagación de la luz entre el divisor y la posición de los espejos. Si se asume que una onda gravitacional con polarización h_+ que viene en la dirección z , en el plano del interferómetro $z = 0$, con la relación de la ecuación (1.30) y (1.32), con $k = \omega/c$ y con la convención que la parte real se toma al final del cálculo [22], tenemos

$$h_+ = h_0 \cos \omega_{OG} t, \quad (3.30)$$

donde ω_{OG} es la frecuencia de la onda gravitacional que queremos detectar. Inicialmente tenemos la métrica que describe distancia de un fotón propagándose a lo largo del eje x y el eje y , tiene la forma

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + [1 + h_+(t)]dx^2 + [1 - h_+(t)]dy^2, \quad (3.31)$$

donde $h_+(t)$ es la amplitud adimensional de la onda. El fotón viaja a lo largo de geodésicas nulas, por lo que

$$ds^2 = 0, \quad (3.32)$$

para luz en el brazo x tenemos, para el primer orden de h_0

$$ds = \pm c dt \left[1 - \frac{1}{2} h_+(t) \right], \quad (3.33)$$

donde el signo positivo es el viaje de la luz del divisor al espejo y el negativo el regreso del viaje. Considerando que deja el divisor en un tiempo t_0 llega al espejo en el punto fijo $x = L_x$ en el tiempo t_1 , integrando la ecuación (3.33) obtenemos que

$$L_x = c(t_1 - t_0) - \frac{c}{2} \int_{t_0}^{t_1} h_+(t') dt', \quad (3.34)$$

el fotón es reflejado y llega nuevamente al divisor en un tiempo t_2 integrando la ecuación (3.34) con el signo menos, en el punto $x = L_x$ y $x = 0$ obtenemos

$$\int_{L_x}^0 dx = -c \int_{t_1}^{t_2} \left[1 - \frac{1}{2} h_+(t') \right] dt', \quad (3.35)$$

$$L_x = c(t_2 - t_1) - \frac{c}{2} \int_{t_1}^{t_2} h_+(t') dt', \quad (3.36)$$

sumando las ecuaciones (3.34) y (3.36) tenemos

$$t_2 - t_0 = \frac{2L_x}{c} + \frac{1}{2} \int_{t_0}^{t_2} h_+(t') dt'. \quad (3.37)$$

Para un valor dado de t_0 , el tiempo de llegada en t_2 después de un viaje ida y vuelta en el brazo x es por lo tanto $t_0 + 2L_X/c$, más una corrección de orden h_0 . En el límite superior podemos remplazar t_2 por $t_0 + 2L_X/c$, donde el integrando es $O(h_0)$ y omitiendo los términos $O(h_0^2)$, obtenemos

$$t_2 - t_0 = \frac{2L_X}{c} + \frac{1}{2} \int_{t_0}^{t_0 + \frac{2L_X}{c}} h_0 \cos(\omega_{OG} t') dt', \quad (3.38)$$

$$t_2 - t_0 = \frac{2L_X}{c} + \frac{h_0}{2\omega_{OG}} \left\{ \text{sen} \left[\omega_{OG} \left(t_0 + 2 \frac{L_X}{c} \right) \right] - \text{sen}(\omega_{OG} t_0) \right\}, \quad (3.39)$$

usando la identidad $\text{sen}(a + 2b) - \text{sen}(a) = 2\text{sen}(b)\cos(a + b)$, reescribimos (3.39)

$$t_2 - t_0 = \frac{2L_X}{c} + \frac{h_0 L_X}{c} \frac{\text{sen} \left(\frac{\omega_{OG} L_X}{c} \right)}{\left(\frac{\omega_{OG} L_X}{c} \right)} \cos \left[\omega_{OG} \left(t_0 + \frac{L_X}{c} \right) \right]. \quad (3.40)$$

Observando que la diferencia de $t_2 - t_0$ es función del tiempo t_0 en el cual el fotón deja el divisor, debido a la expresión $t_0 + L_X/c$. Utilizando la ecuación (3.30) reescribimos el resultado anterior

$$t_2 - t_0 = \frac{2L_X}{c} + \frac{L_X}{c} h_+ \left(t_0 + \frac{L_X}{c} \right) \frac{\text{sen} \left(\frac{\omega_{OG} L_X}{c} \right)}{\left(\frac{\omega_{OG} L_X}{c} \right)}, \quad (3.41)$$

el argumento $t_0 + L_X/c$ de $h(t)$ es de orden cero en h_0 , en el valor del tiempo t_1 en el cual el fotón toca el espejo en el brazo x . Utilizando la función sinc² o seno cardinal [22]

$$\text{sinc} \left(\frac{\omega_{OG} L_X}{c} \right) = \frac{\text{sen} \left(\frac{\omega_{OG} L_X}{c} \right)}{\left(\frac{\omega_{OG} L_X}{c} \right)}, \quad (3.42)$$

Esta expresión se vuelve 1 cuando $\omega_{OG} L_X/c \rightarrow 0$. Por lo tanto, cuando el periodo de la onda gravitacional es grande comparado con L_X/c , el cambio Δt en el tiempo de viaje $t_2 - t_0$, con respecto al valor $2L_X/c$ no perturbado, es simplemente $h(t_1)L_X/c$. Si $\omega_{OG} L_X/c \gg 1$, Δt es eliminado. Físicamente, si $\omega_{OG} L_X/c \gg 1$, durante el tiempo de viaje del fotón $h(t)$ cambia varias ocasiones de signo, por lo que contribuye algunas veces positiva y otras negativa para Δt , y estas contribuciones parcialmente se anulan.

En el caso del brazo y el análisis es similar, pero el signo de $h(t)$ es inverso, como se observa en la ecuación (3.31), tenemos entonces

² La función tiene una singularidad evitable en cero, que generalmente se redefine específicamente como igual a 1. La función sinc es analítica en todas partes.

$$t_2 - t_0 = \frac{2L_y}{c} - \frac{L_y}{c} h_+ \left(t_0 + \frac{L_y}{c} \right) \frac{\text{sen} \left(\frac{\omega_{OG} L_y}{c} \right)}{\left(\frac{\omega_{OG} L_y}{c} \right)}, \quad (3.43)$$

En la práctica, estamos interesados en la luz que proviene del divisor hacia el detector, el cual nos da un valor de tiempo de observación t , lo que es útil para escribir estas relaciones manteniendo fijo el valor del tiempo $t_2 \equiv t$, en el cual observamos la luz se recombina en el divisor, y calculamos el valor correspondiente a t_0 . Al volver al divisor en el tiempo t , la luz que recorrió el brazo x debe haber comenzado su viaje de ida y vuelta en un tiempo t_0^x invirtiendo la ecuación 3.42 a primer orden en h_0 , lo que significa que $h(t_0 + L_x/c)$ es remplazada por $h(t_0 - 2L_x/c + L_x/c) = h(t_0 - L_x/c)$, entonces

$$t_0^x = \left(t - \frac{2L_x}{c} - \frac{L_x}{c} \right) h_+ \left(t - \frac{L_x}{c} \right) \text{sinc} \left(\frac{\omega_{OG} L_x}{c} \right), \quad (3.44)$$

similarmente la luz que atravesó el brazo y , al llegar al divisor en el mismo tiempo t , debe haber comenzado su viaje de ida y vuelta en un tiempo diferente t_0^y por lo que

$$t_0^y = \left(t - \frac{2L_y}{c} - \frac{L_y}{c} \right) h \left(t - \frac{L_y}{c} \right) \text{sinc} \left(\frac{\omega_{OG} L_y}{c} \right). \quad (3.45)$$

Nuevamente, usando el hecho de que la fase del campo es conservada durante la propagación, ajustando el origen del sistema de coordenadas en el divisor y escribiendo el campo eléctrico como la luz láser en la ecuación (3.18), la luz láser que hay en el divisor $\vec{r} = \mathbf{0}$, en el tiempo t_0^x tiene un fase $\exp(-\omega t_0^x)$, la propagación a lo largo del brazo no cambia esta fase

$$E^x(t) = -\frac{1}{2} E_0 \exp(-\omega t_0^x), \quad (3.46)$$

$$E^x(t) = -\frac{1}{2} E_0 \exp \left\{ -i \left[\omega \left(t - \frac{2L_x}{c} \right) + \Delta\phi_x(t) \right] \right\}, \quad (3.47)$$

donde

$$\Delta\phi_x(t) = h_0 \frac{\omega L_x}{c} \text{sinc} \left(\frac{\omega_{OG} L_x}{c} \right) \cos \left[\omega_{OG} \left(t - \frac{L_x}{c} \right) \right]. \quad (3.48)$$

Similarmente para el campo que viaja a través del brazo y , en el tiempo t tiene la forma

$$E^y(t) = \frac{1}{2} E_0 \exp(-\omega t_0^y), \quad (3.49)$$

$$E^y(t) = \frac{1}{2} E_0 \exp \left\{ -i \left[\omega \left(t - \frac{2L_y}{c} \right) + \Delta\phi_y(t) \right] \right\}, \quad (3.50)$$

donde

$$\Delta\phi_y(t) = -h_0 \frac{\omega L_y}{c} \text{sinc} \left(\frac{\omega_{OG} L_y}{c} \right) \cos \left[\omega_{OG} \left(t - \frac{L_y}{c} \right) \right]. \quad (3.51)$$

Así, en $\Delta\phi_x(t)$ y $\Delta\phi_y(t)$, que ya están en orden h_0 , simplemente reemplazamos L_x y L_y por

$$L = \frac{(L_x + L_y)}{2}, \quad (3.52)$$

mientras que para los términos $t - 2L_x/c$ y $t - 2L_y/c$ tomaremos cualquier diferencia entre L_x y L_y , escribiendo $2L_x = 2L + (L_x - L_y)$ y $2L_y = 2L - (L_x - L_y)$. Entonces

$$E^x(t) = -\frac{1}{2} E_0 \exp \left\{ -i \left[\omega \left(t - \frac{2L}{c} \right) + \phi_0 + \Delta\phi_x(t) \right] \right\}, \quad (3.53)$$

$$E^y(t) = \frac{1}{2} E_0 \exp \left\{ -i \left[\omega \left(t - \frac{2L}{c} \right) + \phi_0 + \Delta\phi_y(t) \right] \right\}, \quad (3.54)$$

donde

$$\phi_0 = k(L_x - L_y), \quad (3.55)$$

tal que $\Delta\phi_y = -\Delta\phi_x$, y obtener de

$$\Delta\phi_x(t) = h_0 k L_x \text{sinc} \left(\frac{\omega_{OG} L_x}{c} \right) \cos \left[\omega_{OG} \left(t - \frac{L_x}{c} \right) \right], \quad (3.56)$$

$$\Delta\phi_x(t) \equiv |\Delta\phi_x(t)| \cos(\omega_{OG} t + \alpha), \quad (3.57)$$

con una fase $\alpha = \omega_{OG} L_x/c$. La diferencia fase total inducida por la onda gravitacional en el interferómetro de Michelson es

$$\Delta\phi_M(t) \equiv \Delta\phi_x(t) - \Delta\phi_y(t) = 2\Delta\phi_x(t), \quad (3.58)$$

el campo eléctrico total es

$$E_t(t) = E^x(t) + E^y(t), \quad (3.59)$$

$$E_t(t) = -iE_0 \exp \left[-i\omega \left(t - \frac{2L}{c} \right) \right] \text{sen}[\phi_0 + \Delta\phi_x(t)], \quad (3.60)$$

donde ϕ_0 ³ es un parámetro que puede ajustarse, la elección del mejor punto de trabajo para el interferómetro [22, 33]. $\Delta\phi_x(t)$ contiene el efecto de onda gravitacional. En el límite $\omega_{OG} L/c \ll 1$, la ecuación (3.57) se reduce

³ Para este prototipo detector, las fluctuaciones de potencia del láser afectan despreciablemente las variaciones de potencias producidas por OG inducidas en el detector, pudiendo tomar valores de $\pm\pi/4, \pm\pi/2, \pm\pi 3/4 \dots$

$$\Delta\phi_x(t) \cong h \left(t - \frac{L}{c} \right) kL. \quad (3.61)$$

Comparando con (3.55), en este límite, el efecto de la onda gravitacional sobre el cambio de fase es formalmente equivalente a un cambio de $L_x - L_y$ [22], dado por

$$\frac{\Delta(L_x - L_y)}{L} \cong h \left(t - \frac{L}{c} \right), \quad (3.62)$$

La potencia total $P \sim |E_t|^2$ observada en el fotodetector es modulada por la señal de la onda gravitacional como

$$P = P_0 \text{sen}^2[\phi_0 + \Delta\phi_x(t)], \quad (3.63)$$

$$P = \frac{P_0}{2} \{1 - \cos[2\phi_0 + 2\Delta\phi_x(t)]\}, \quad (3.64)$$

$$P = \frac{P_0}{2} \{1 - \cos[\Delta\phi_M(t)]\}. \quad (3.65)$$

Deseamos hacer que $\Delta\phi_M$ sea lo más grande posible, para una onda gravitacional de una frecuencia ω_{OG} , de la ecuación (3.57) se observa que la dependencia sobre L está dada por un factor $(\omega L/c) \text{sinc}(\omega_{OG}L/c) = (\omega/\omega_{OG}) \text{sen}(\omega_{OG}L/c)$. Por lo que la longitud óptima de los brazos está dada por $\omega_{OG}L/c = \pi/2$, es decir, teniendo $L = \lambda_{OG}/4$, en términos de $f_{OG} = \omega_{OG}/(2\pi)$, resulta

$$L = \left(\frac{c}{4f_{OG}} \right), \quad (3.66)$$

$$L \cong 750 \text{km} \left(\frac{100 \text{Hz}}{f_{OG}} \right). \quad (3.67)$$

Por ejemplo con el fin de detectar una onda gravitacional con una frecuencia de **100Hz**, la óptima de los brazos es de aproximadamente **750 km**.

3.4 Prototipo detector de ondas gravitacionales por interferometría láser

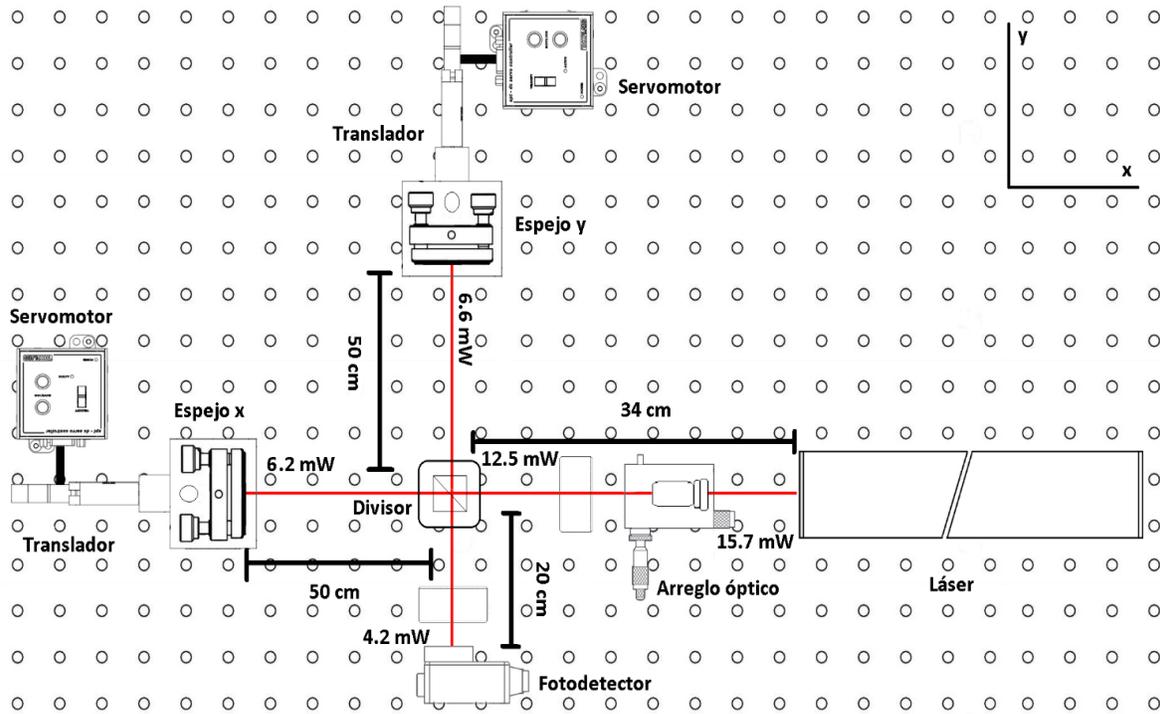


Figura 3.2 El diseño óptico del interferómetro como prototipo detector, muestra las dimensiones y potencias del láser.

La figura 3.2 muestra el diseño óptico general del interferómetro construido. Se encuentra montado sobre una mesa óptica de acero con un sistema de aislamiento sísmico que es adecuada para reducir el ruido en la señal de interferómetro proveniente de las vibraciones externas al sistema.

El láser de helio-neón NeHe (Thorlabs HRP170) produce un haz de 17 mW , linealmente polarizado (500:1 relación de polarización) a una longitud de onda $\lambda = 633 \text{ nm}$, con un diámetro de aproximadamente $\vartheta = 0.98 \text{ mm}$, y que está montado en un par de soportes amortiguados fijos. El arreglo óptico para expandir el haz está compuesto de un objetivo de microscopio de $10\times/0.25$ (Newport M10x) y se encuentra montado filtro espacial de tres ejes (Newport M-900), y una lente positiva con una distancia focal $f = 8.5 \text{ mm}$ de un diámetro $\vartheta = 5.08 \text{ cm}$, montada en una abrazadera óptica en V

(Thorlabs VG100) con altura ajustable. El filtro y la abrazadera se encuentran conectados a un soporte universal (Thorlabs UPH3) de aluminio con bloqueo de tornillo fijado a la mesa.

El cubo divisor de haz (Thorlabs BS013) 50:50 no polarizado para una $\lambda = 400 - 700 \text{ nm}$, tiene un tamaño de una pulgada cuadrada con un recubrimiento dieléctrico de banda ancha, que está montado en un plataforma cinemática óptica (Thorlabs KM100B) con control de inclinación acoplado a un soporte universal.

Los espejos x y y (ambos Thorlabs B-E02) son sílice fundido altamente reflejante $R_{pro} > 99\%$ a 45° , con una planicidad de $\lambda/10$, para el espectro de luz visible $400 - 750 \text{ nm}$, con un $\vartheta = 5.08 \text{ cm}$, y con revestimiento dieléctrico reflectante. Están montados en un armazón óptico cinemático (Thorlabs KM200) de aluminio con un control corrector de desplazamientos para boquilla fina e inclinación, están también ensamblados en los mismos soportes universales. Se encuentran acoplados a una plataforma de desplazamientos (Thorlabs MT1) por etapas de un solo eje que tiene ensamblado un translador motorizado por etapas (Thorlabs MZ6), el cual es controlado por un servomotor cubico (Thorlabs TDC001).

El fotodetector (Thorlabs DET10A/M) incluye un fotodiodo de silicio Si con un área activa de 0.8 mm^2 , para longitudes de onda de $200 - 1100 \text{ nm}$, con un tiempo de respuesta 1 ns , este se encuentra fijo a un soporte universal. El fotodetector se encuentra conectado a amplificador fotodiodo (Thorlabs PDA200C) el cual se encarga de amplificar la corriente pequeña proveniente del fotodetector de manera precisa. La ganancia total del amplificador es fija, y da alrededor de una señal de salida de 10 a -10 voltios, con la intensidad del láser incidente completo en el área activa del fotodiodo, registro una potencia máxima 4.2 mW y una potencia mínima de 0.1 mW . Una lente positiva con $f = 8.5 \text{ mm}$ de un diámetro $\vartheta = 5.08 \text{ cm}$, es montada en una abrazadera óptica en V ensamblada en un soporte universal y es útil para reducir el haz y dirigirlo al área activa del fotodetector.

El diseño óptico mostrado en la figura 3.2 y la figura 3.3 se diseñó para alinear plenamente el interferómetro, y mover los espejos de manera paralela con respecto a su eje para llevar a cabo el proceso de simulación. En la tabla 3.1 se muestran los parámetros del prototipo detector de OG.

Tipo de láser y longitud de onda	HeNe, $\lambda = 633 \text{ nm}$
Longitud del brazo (<i>cm</i>)	50
Potencia del láser entrante (<i>mW</i>)	15.7
Potencia almacenada brazo <i>x</i> (<i>mW</i>)	6.2
Potencia almacenada brazo <i>y</i> (<i>mW</i>)	6.6
Potencia de salida al fotodetector (<i>mW</i>)	4.2
Tamaño de las masas de prueba (espejos)	$\vartheta = 5.08 \text{ cm}$
Pesos de las masas de prueba (espejos)	50 <i>gr</i>
Radio del haz ($1 / e^2$ de potencia)	0.98 <i>mm</i>

Tabla 3.1 Parámetros del prototipo detector de OG.

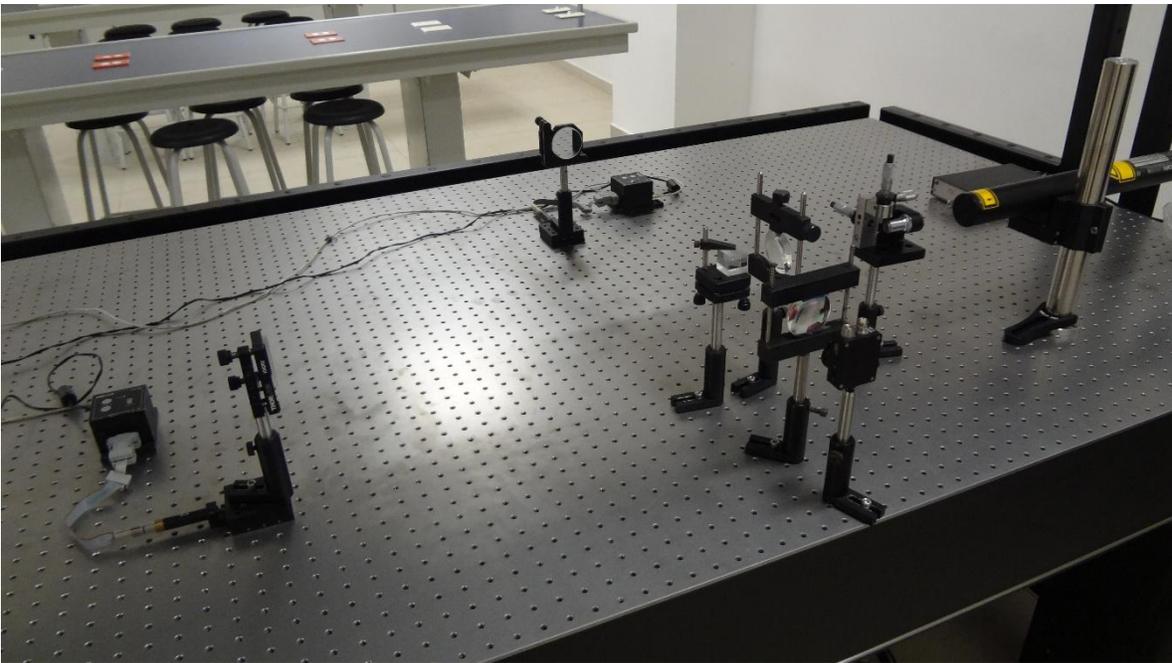


Figura 3.3 Prototipo detector de ondas gravitacionales por interferometría láser.

4 PUESTA A PRUEBA PROTOTIPO DETECTOR

Este capítulo conforma la etapa experimental, en la que se lleva a cabo la de detección de una onda gravitacional simulada por prototipo detector y el análisis de datos obtenidos de señal inyectada.

4.1 Simulación y detección de ondas gravitacionales

El prototipo detector de OG se construyó en las instalaciones del laboratorio de óptica y física moderna del departamento de física del Centro Universitario de Ciencias Exactas e Ingenierías. El desarrollo del experimento se puede comprender en el siguiente diagrama de bloques de la figura 4.1 donde se muestra el proceso de detección del prototipo

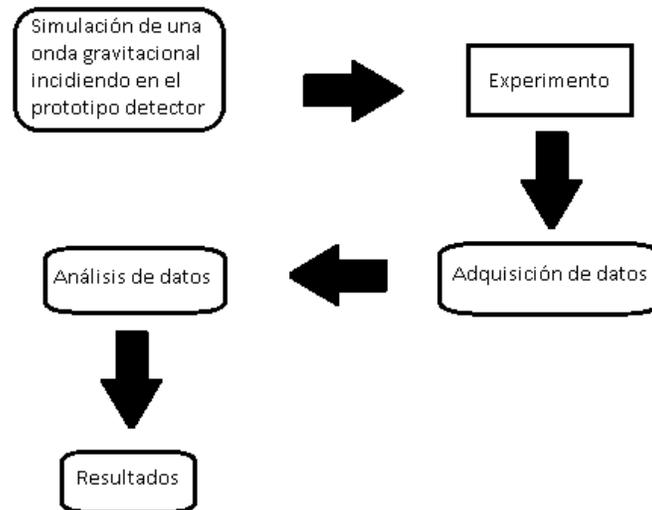


Figura 4.1 Diagrama de bloques del proceso experimental.

El proceso de simulación consiste en desplazar los espejos distancias determinadas de manera lineal, paralela respecto a su eje en el prototipo detector con el fin de emular para emular la interacción de una onda gravitacional como se muestra en la figura 4.2 . El sistema de simulación está compuesto por plataformas de desplazamiento y transladores motorizados, que realizan un desplazamiento mínimo de

79 nm con una velocidad mínima de 1185 nm/s, son controlados por el servomotor que se encuentra conectado vía USB a un ordenador. El sistema de desplazamiento se encuentra en cada brazo del prototipo detector.

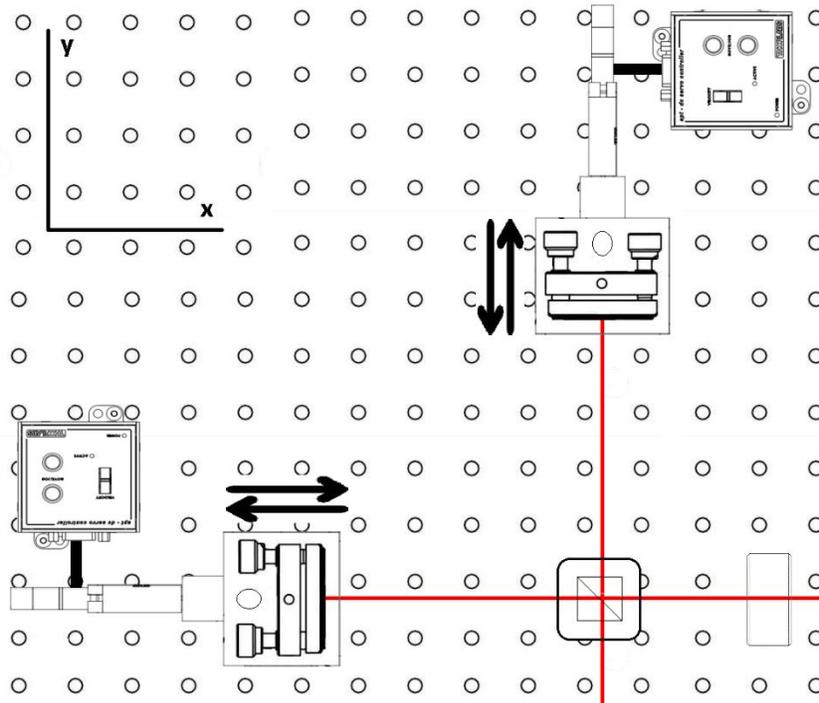


Figura 4.2 Sistema de simulación muestra las direcciones de movimientos de las plataformas de desplazamiento.

Las distancias determinadas de los desplazamientos están establecidas por una plantilla teórica de relatividad numérica (RN), de una onda gravitacional que contiene los datos de las deformaciones del evento GW150914. Esta plantilla RN corresponde a la señal que se espera de un par de agujeros negros con masas de alrededor de 36 y 29 masas solares, la fusión en un solo agujero negro de 62 masas solares, a una distancia de alrededor de 410 Mpc.

Por medio del software de matlab, se creó un programa que opera el sistema de desplazamiento, este lee los datos de la plantilla y muestra la onda gravitacional a emular, además controla las longitudes y velocidades de desplazamiento de cada uno de los espejos para así recrear las interacciones de OG.

La detección de onda gravitacional simulada se realiza por el sistema de adquisición de datos conformado por el fotodetector conectado al amplificador que mide los cambios de intensidad, esta acoplado a un sensor de voltaje diferencial (Vernier DVP-BTA) y un sensor de voltaje (Vernier VP-BTA) con un voltaje máximo $\pm 10 V$ y una resolución de $3.1 mV$, están conectados a una interfaz (Vernier LabPro) con una frecuencia de muestreo máxima 256 lecturas por segundo; esta a su vez se conecta a un ordenador vía USB y utiliza el software Logger Pro, donde la frecuencia de muestreo se puede configurar, además muestra y guarda los datos obtenidos de los sensores y la interfaz.

La onda gravitacional del evento GW150914 es de orden de $10^{-21} m$ con una duración $0.45 s$, con la limitación de los parámetros del sistema de desplazamiento, el fotodetector y el amplificador, los sensores y la interfaz para la adquisición de datos, también de los factores externos como los ruidos. El orden óptimo de la onda gravitacional a recrear es de $10^{-4} m$, por lo tanto la onda original se escala a este orden. Considerando las limitaciones anteriores los parámetros óptimos de simulación y de detección se muestran en la tabla 4.1

Frecuencia de muestreo	$4 Hz$
Movimiento mínimo	$.01 mm$
Velocidad mínima	$0.4 mm/s$
Potencia mínima del fotodetector	$0.01669 mW$
Potencia mínima del fotodetector	$0.6311 mW$

Tabla 4.1 Parámetros óptimos de simulación y de detección.

Se efectuaron dos simulaciones con los parámetros anteriores, recreando OG con polarización h_+ , la simulación uno, una onda gravitacional propagándose en dirección x , ocasionando únicamente que el espejo y se aleje linealmente del divisor, tomándolo como punto de referencia para después desplazarse a su posición original y continuar acercándose al divisor como se ve en la figura 4.3 a). La simulación dos, en la que una onda gravitacional se propaga en dirección z la cual provoca que el espejo y se mueva hacia el divisor mientras que el espejo x se desplace alejándose del divisor como se observa en la figura 4.3 b).

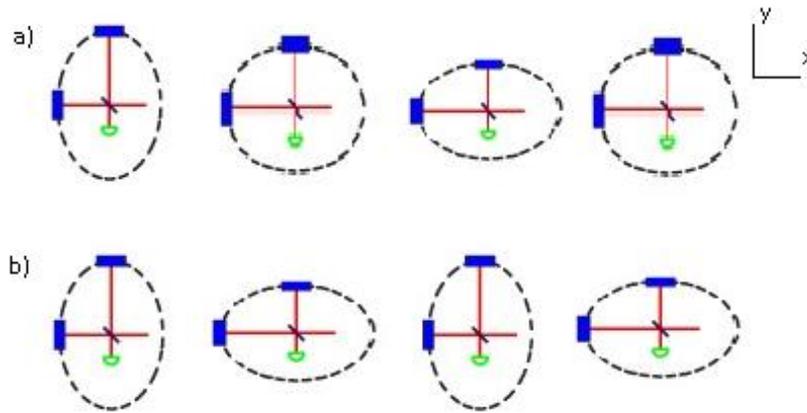


Figura 4.3 a) Efecto de una onda gravitacional con polarización h_+ en el prototipo detector en dirección x . b) Efecto de una onda gravitacional con polarización h_+ en el prototipo detector en dirección z .

En las figuras 4.4 y 4.5 se muestra la interfaz gráfica del programa de simulación, se observa la onda gravitacional recreada y los desplazamientos que produce en los brazos del interferómetro, asimismo el tiempo de duración de la interacción de la onda con el prototipo detector.

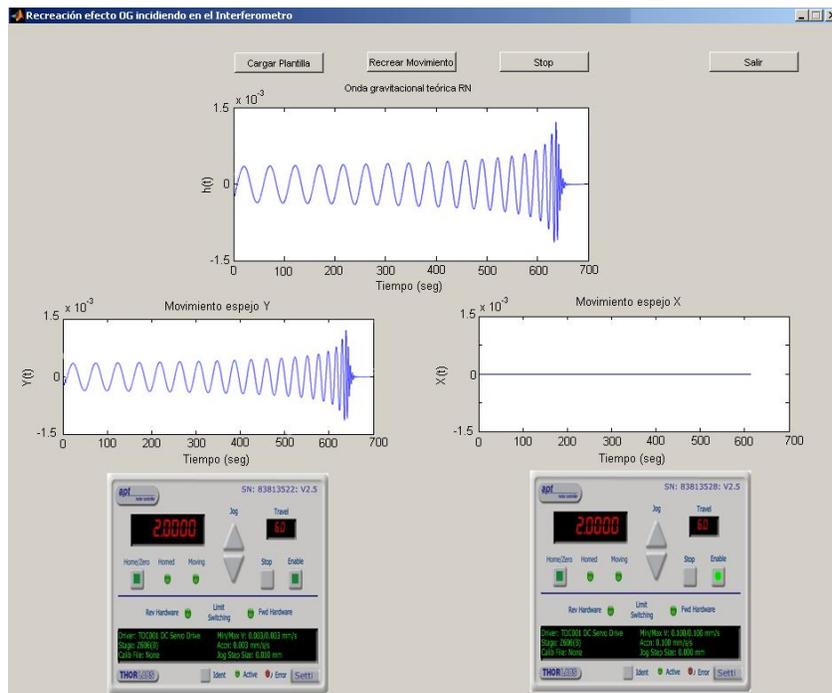


Figura 4.4 Interfaz gráfica que simula una onda gravitacional propagándose con un frente de onda en dirección x .

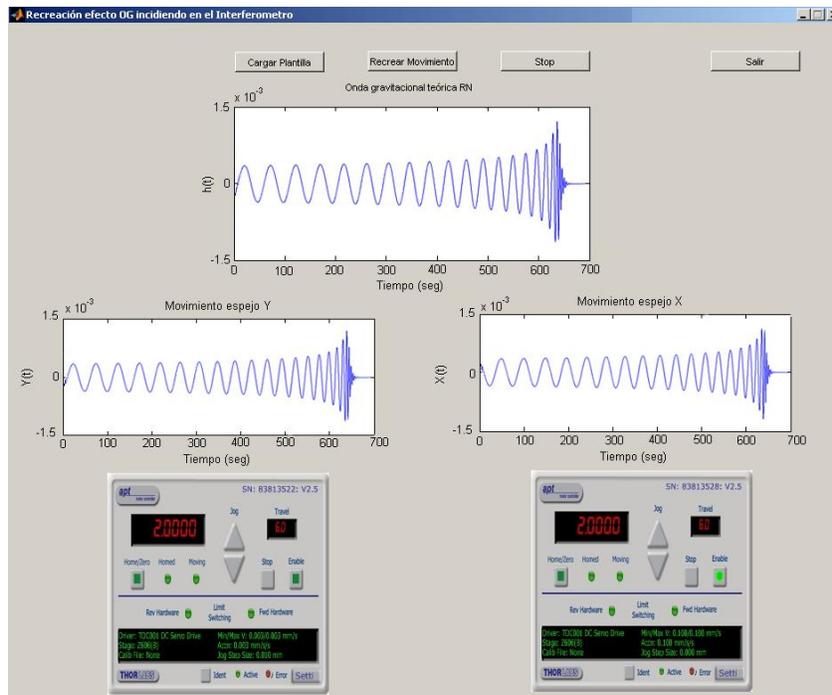


Figura 4.5 Interfaz gráfica que simula una onda gravitacional propagándose con un frente de onda en dirección z.

Con los datos anterior, se puede concluir que la frecuencia máxima de la onda gravitacional emulada es 3.26 Hz con una amplitud de 1.2264^{-4} m , además con la ecuación (3.17) podemos calcular la visibilidad de la interferencia del prototipo detector con $\mathcal{V} = 0.9946$.

4.2 Análisis de datos

Las señales obtenidas del sistema de adquisición de datos se almacenaron directamente al programa logger pro para después realizar su procesamiento. Antes de extraer alguna información, primero se realiza un procesamiento por dos técnicas de la señal: por un filtro Butterworth pasa bandas y posteriormente se utilizó suavizado de señal con filtro media móvil.

Un filtro Butterworth pasa bandas deja pasar un determinado rango de frecuencias de una señal y atenúa el paso del resto diseñado para producir la respuesta más plana. Se aplica un algoritmo de transformada rápida de Fourier no causal (es decir, sin cambio de fase) [34].

El suavizado de la señal consiste en utilizar filtros de media móvil y re-muestreo para aislar el efecto de los componentes periódicos, así como eliminar el ruido de fondo no deseado de una medición de voltaje de circuito abierto. Por este método descubrimos patrones importantes en nuestros datos y dejando fuera a las cosas que no son importantes (es decir, ruido). El objetivo de suavizado es producir cambios lentos en los datos, de modo que es más fácil ver las tendencias en nuestros datos. En su forma más simple, un filtro de media móvil de longitud N toma el promedio de cada N muestras consecutivas de la forma de onda [34].

Para ambos filtros se realizó un script en el software matlab donde se procesaron y se trataron los datos de las señales

Las señales originales obtenidas en las simulaciones de una onda gravitacional, una propagándose con un frente de onda en dirección x y otra propagándose en dirección z se muestran en las figuras 4.6 y 4.7 respectivamente, se utilizó el suavizado en estas señales.

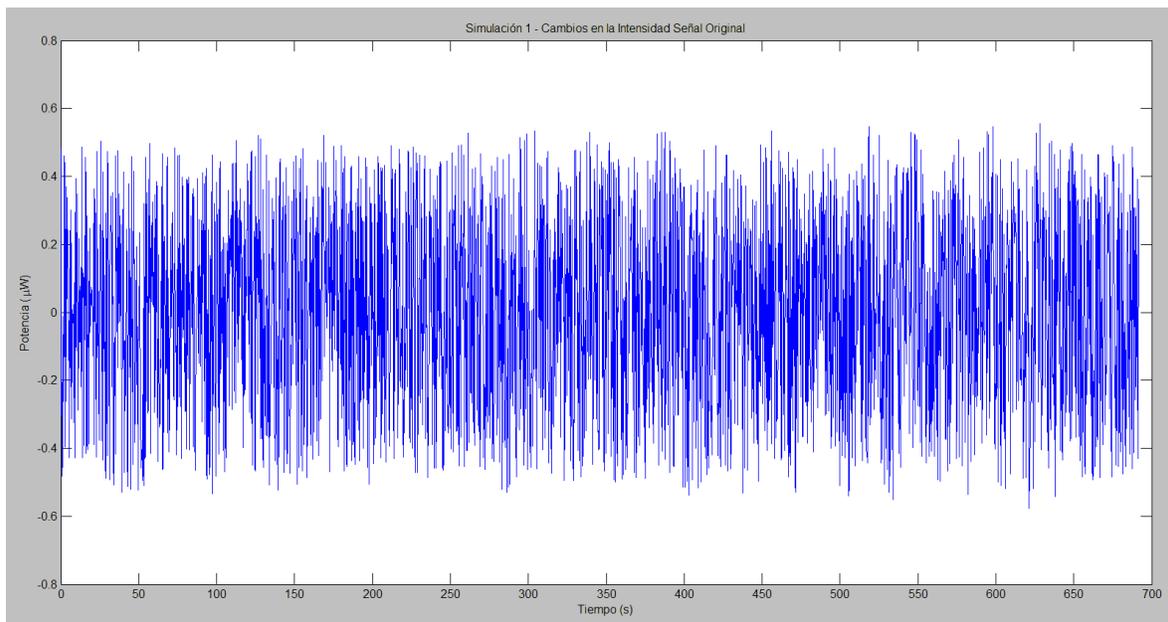


Figura 4.6 Señal original obtenida sin procesar de una onda gravitacional en dirección x .

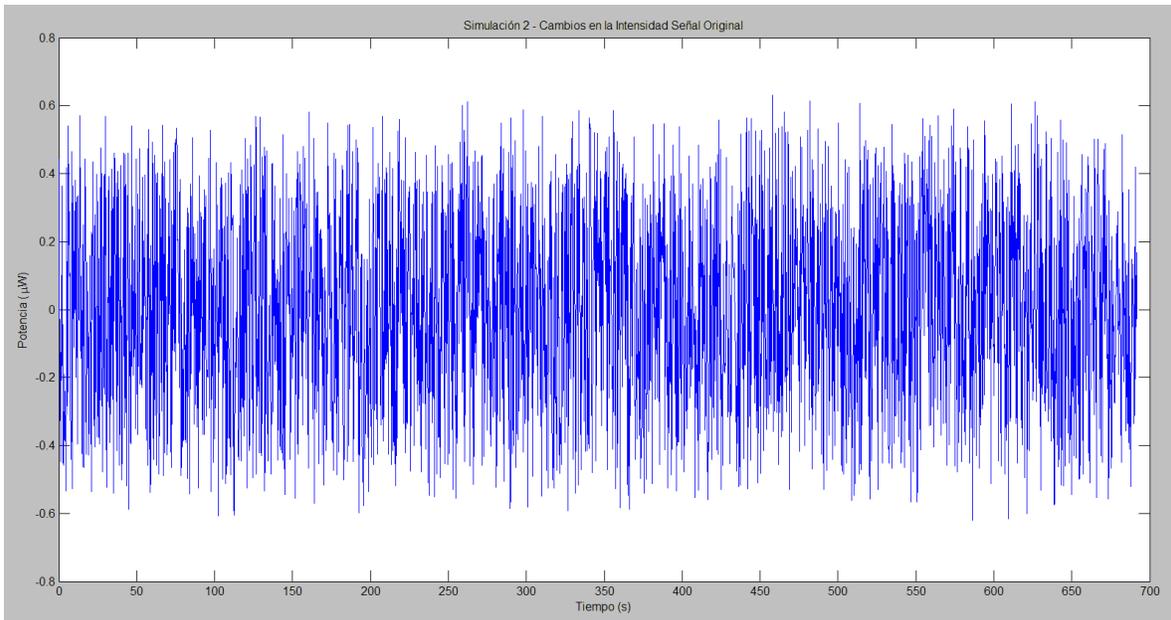


Figura 4.7 Señal original obtenida sin procesar de una onda gravitacional en dirección z.

Utilizando la primera técnica de procesamiento de las señales con el filtro Butterworth para extraer la señal de la onda gravitacional. Los parámetros empleados en el filtro son: frecuencia de muestro 4 Hz en el rango de frecuencias de la banda de paso es de 0.326 Hz a 3.26 Hz , con rango de atenuación de banda de paso 10 dB . Después del procesamiento anterior se obtienen las señales que se observan en las figuras 4.8 y 4.9 .

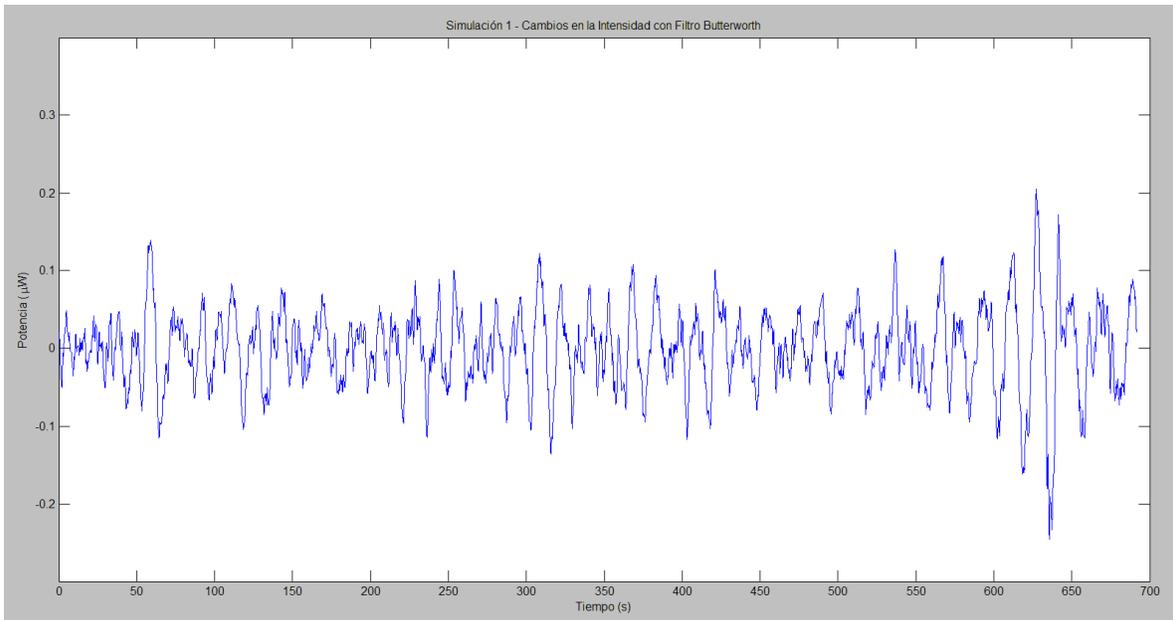


Figura 4.8. Señal filtrada con un filtro Butterworth pasa bandas de una onda gravitacional en dirección x.

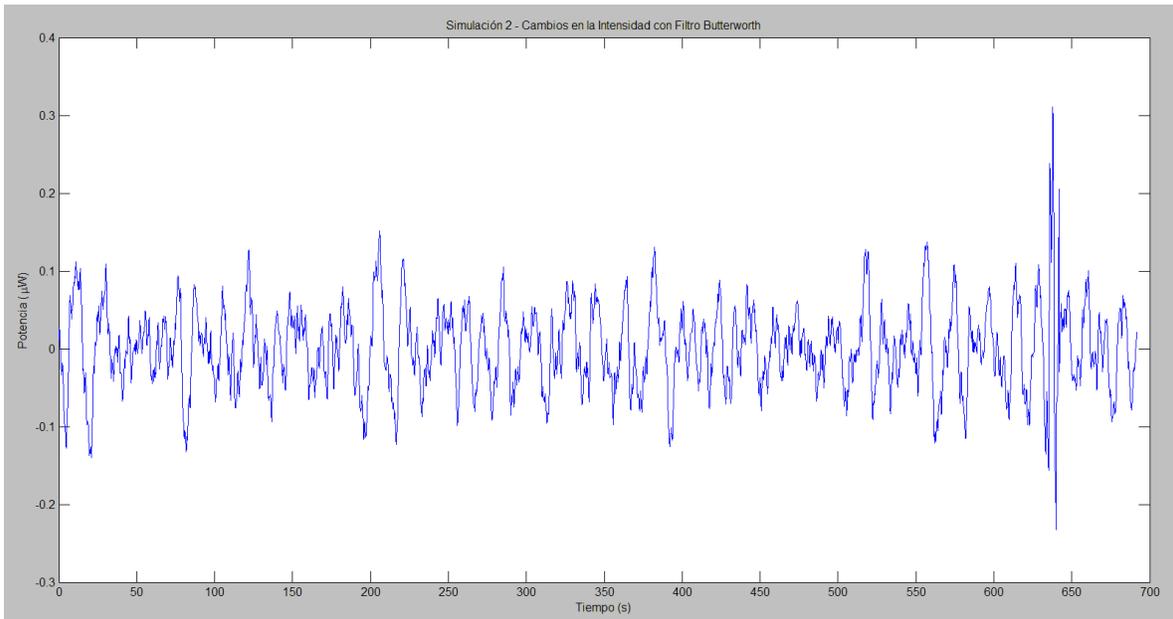


Figura 4.9 Señal filtrada con un filtro Butterworth pasa bandas de una onda gravitacional en dirección z.

Después del filtro pasa bandas aparece una tendencia, pero aun las señales conservan ruido, es por esto que aplicamos el suavizado. Para aplicar el proceso suavizado de un filtro de media móvil para cada punto de datos, construimos nuestros coeficientes de nuestro filtro de modo que cada punto tiene la misma importancia y contribuye a la media total, utilizando la frecuencia de muestreo 4 Hz y un segundo orden del filtro [34]. Esto nos da la potencia media durante cada período y se obtiene las señales que se observan las figuras 4.10 y 4.11

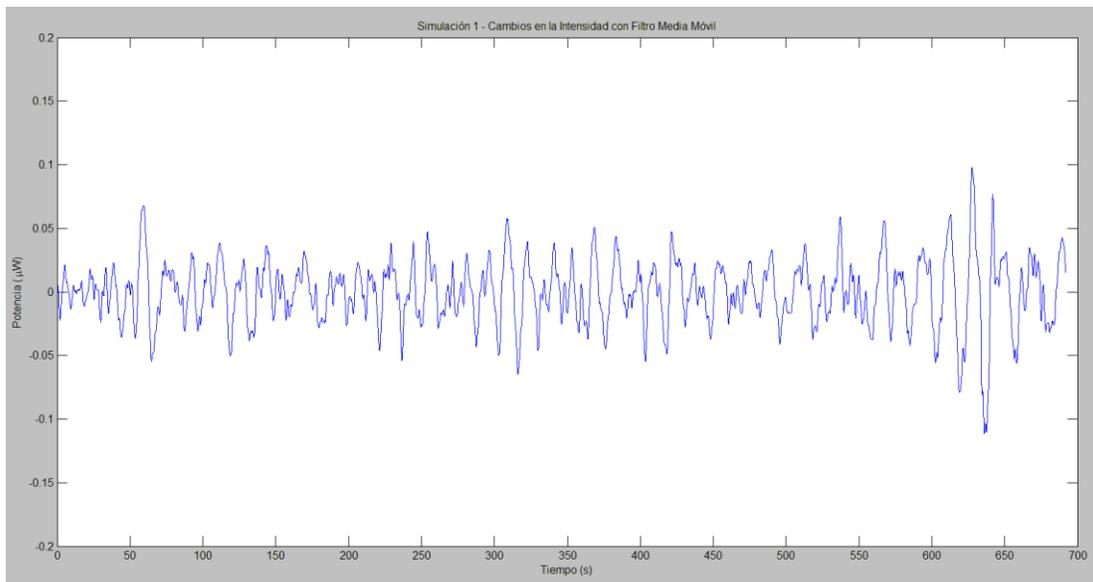


Figura 4.10 Señal suavizada con un filtro de media móvil de una onda gravitacional en dirección

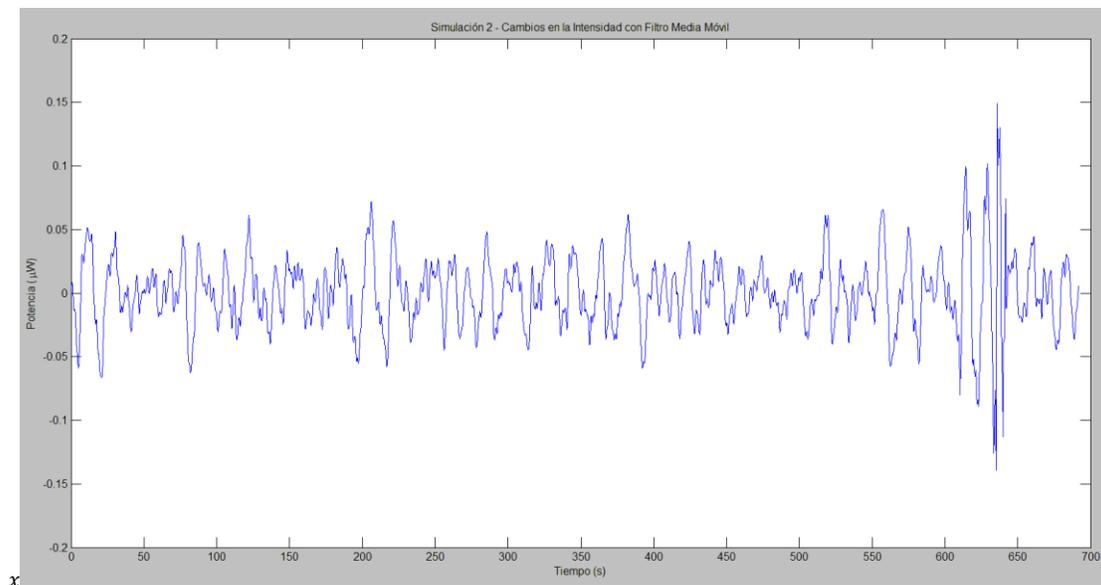


Figura 4.11 Señal suavizada con un filtro de media móvil de una onda gravitacional en dirección z.

Teniendo ambas señales procesadas se continúa con extraer la información de la onda gravitacional utilizando las ecuaciones (3.62) y (3.64) encontramos la siguiente relación

$$\Delta L = \left\{ \text{acos} \left[1 - \left(\frac{2P}{P_0} \right) \right] - 2\phi_0 \right\} \frac{L}{2}, \quad (4.1)$$

donde $\phi_0 = 5\pi/4$ para ajustar el desplazamiento de la señal, $L = 50 \text{ cm}$ el largo de los brazos y P_0 es la potencia inicial, tomado como referencia el máximo de cada simulación, para así normalizar la señal. ΔL contiene la información de la amplitud $h(t)$ de la perturbación gravitacional de la onda, ya que es diferencia total del cambio de longitud que provoca la interacción con la onda gravitacional con prototipo detector.

A partir de la relación anterior se desarrolló un algoritmo en matlab para procesar las señales que se muestra en las figuras 4.10 y 4.11 y obtener la onda gravitacional incidente. Se obtuvo las siguientes señales que se observan en las figuras 4.12 y 4.13

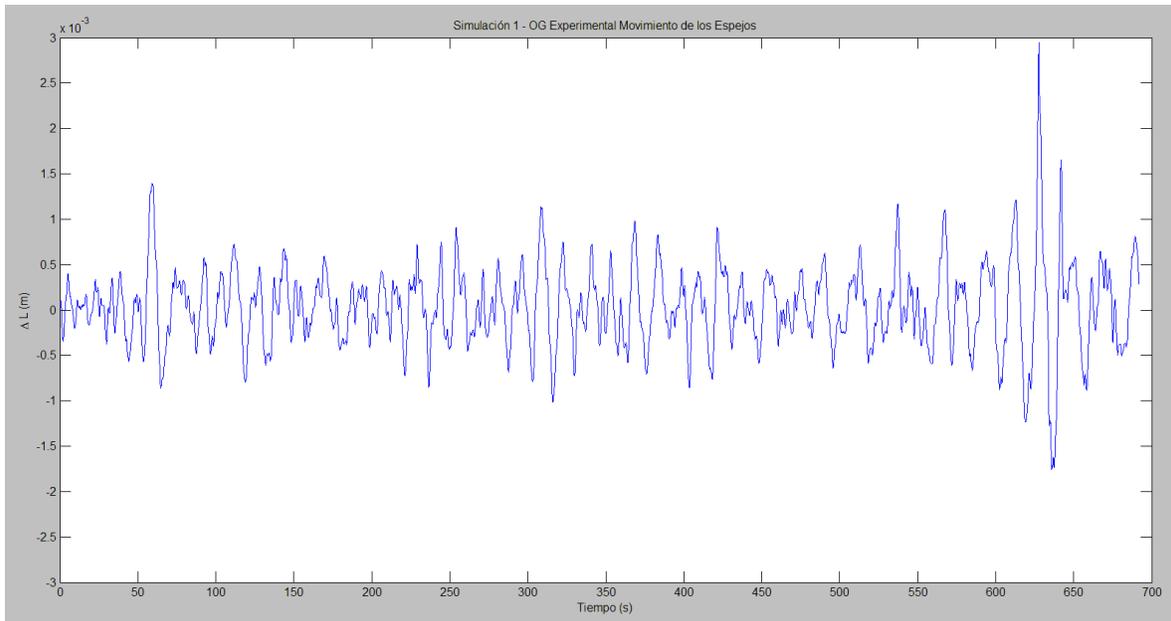


Figura 4.12 Onda gravitacional extraída del proceso de simulación. Onda gravitacional con polarización h_+ , con un frente de onda en dirección x .

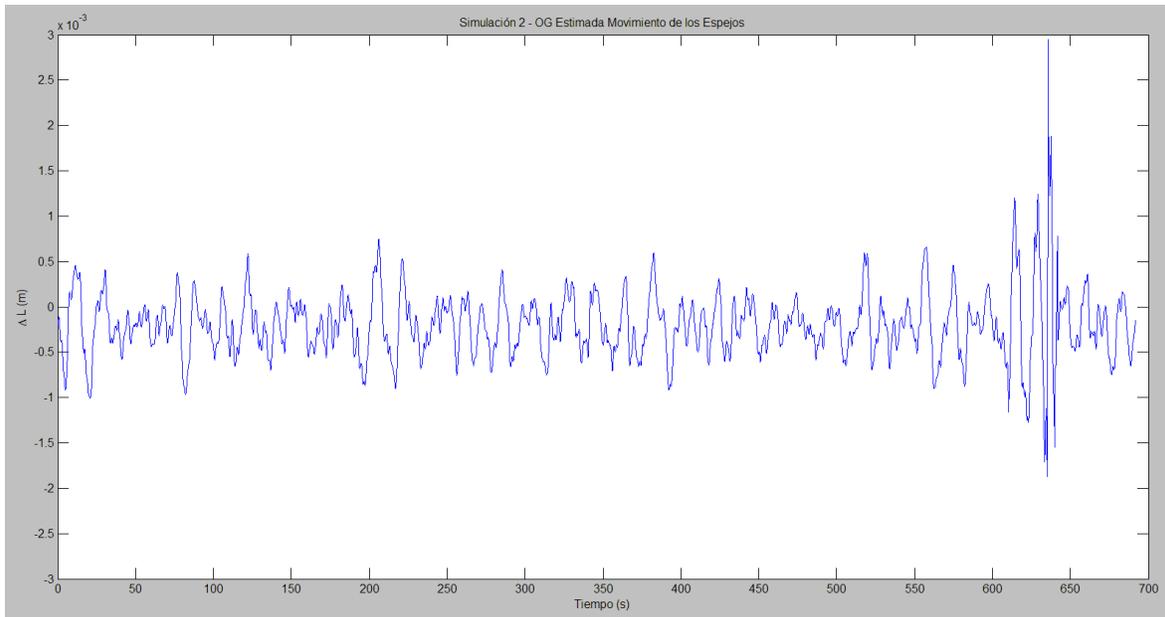


Figura 4.13 Onda gravitacional extraída del proceso de simulación. Onda gravitacional con polarización h_+ , con un frente de onda en dirección z .

Podemos observar que las ondas gravitacionales extraídas son casi iguales a las señales de potencias, esto se debe a que en la ecuación 4.1 el factor ϕ_0 ajusta es desplazamiento de la señal, este valor se calculó en relación a la frecuencia de la onda gravitacional inducida y la graficando la ecuación (3.63) con los valores de potencia anteriores. Para este prototipo detector no afecta las fluctuaciones de la potencia propia del láser debido a las frecuencias de simulación de la onda gravitacional inyectada [22].

4.3 Resultados

Después del proceso de análisis de datos con los algoritmos implementados, se observa que la señal extraída de la onda gravitacional tiene una gran similitud con la onda gravitacional estimada de RN inyectada que es emulada en la fase de simulación para ambos casos. Comparando las señales en las figuras 4.14 y 4.15 se observa la semejanza de la onda gravitacional extraída y la onda gravitacional inyectada.

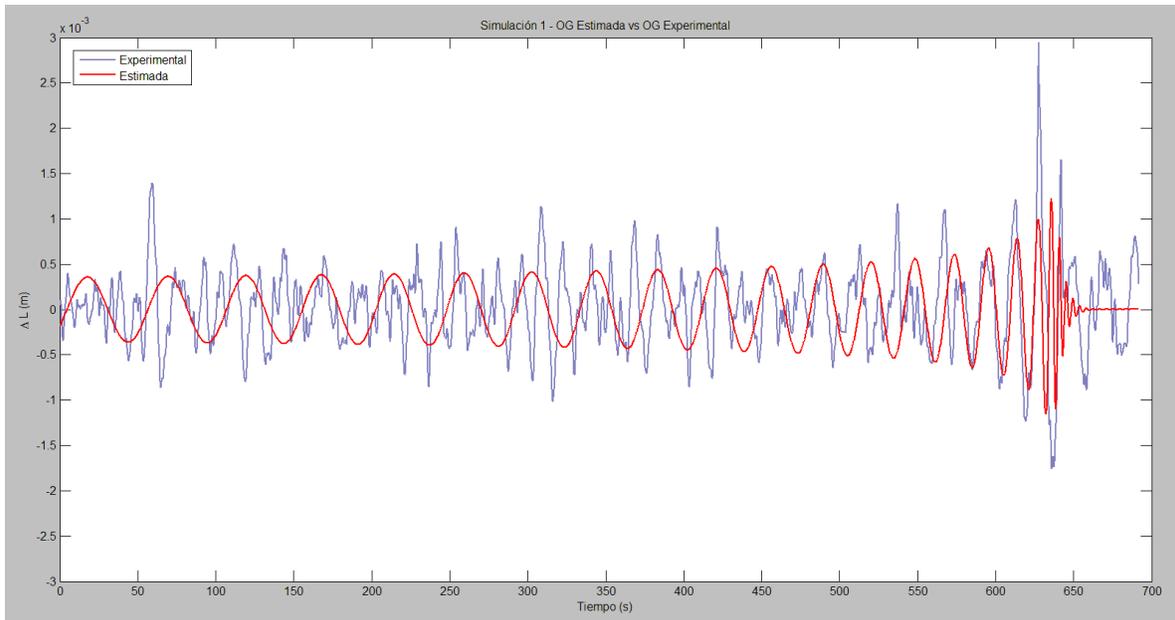


Figura 4.14 Comparación entre la onda gravitacional estimada y la onda gravitacional experimental medida. Onda polarizada h_+ propagándose en dirección x .

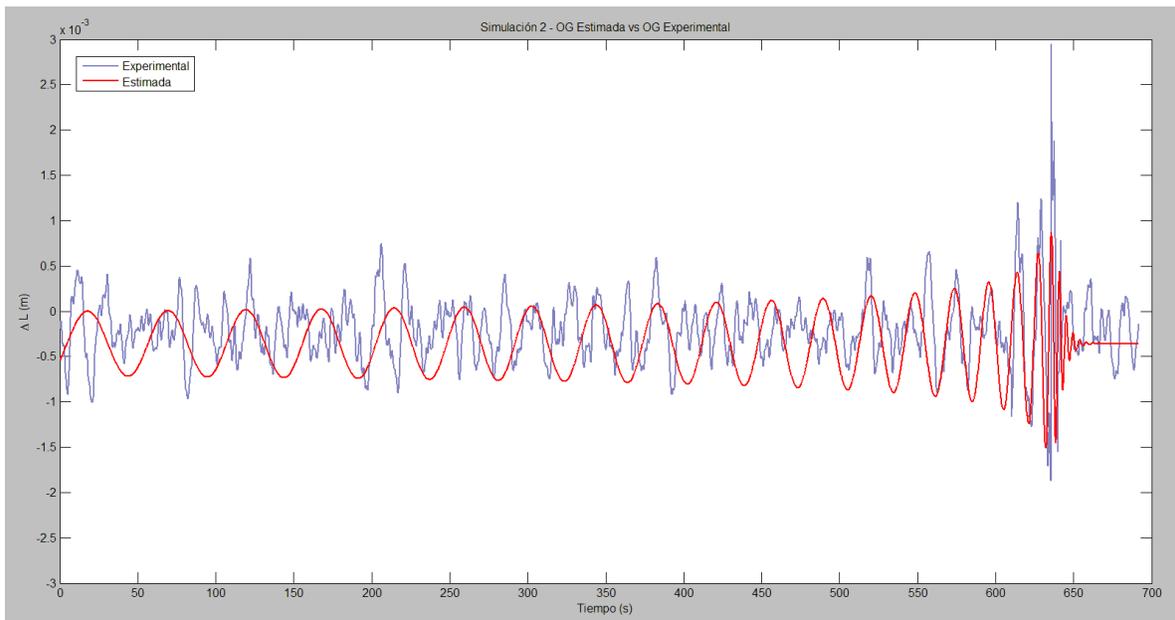


Figura 4.15 Comparación entre la onda gravitacional estimada y la onda gravitacional experimental medida. Onda polarizada h_+ propagándose en dirección z .

Con los resultados mostrados en las figuras anteriores se evaluaron dos métricas, la correlación r entre las OG extraídas de las mediciones y la onda gravitacional estimada, por otro parte se empleó el error medio cuadrático (EMC).

Implementando un algoritmo en matlab para calcular las dos métricas se obtuvo que:

- La corrección entre onda gravitacional experimental y estimada para onda propagándose en dirección x es de $r = 0.77$, y para el caso de la onda propagándose en dirección z es de $r = 0.74$
- El EMC entre onda gravitacional experimental y estimada para onda propagándose en dirección x es de 0.31 y para el caso de la onda propagándose en dirección z es de 0.32 .

Los resultados encontrados en correlación mide la dependencia lineal entre ambas señales, si el valor es 1 o próximo a 1, por tanto hay una relación lineal alta entre las mediciones de las señales de cada simulación. EMC de cero significa que el estimador predice las observaciones con una precisión, por consiguiente el valor obtenido nos muestra un error medio aceptable 31.5%, con una fiabilidad del 68.5% en las mediciones.

4.4 Perspectivas a Futuro

La continuación para el desarrollo y mejoramiento del prototipo detector de ondas gravitacionales por interferometría láser a corto plazo es mejora el esquema y las partes ópticas de interferómetro, así como en el sistema de adquisición datos implementando sensores de mayor calidad y utilizar un software óptimo para la toma continua de datos. Además de diseñar filtros superiores y mejores técnicas de análisis de datos para el procesamiento de las señales adquiridas.

El panorama mediano plazo es la implementación de cavidades Fabry-Perot en los brazos del prototipo detector, con ello mejorar la calidad y potencia del láser al salida del fotodetector aumentando la visibilidad y finesa, y también de crear sistemas aisladores de ruido. También desarrollar mejores técnicas en el procesado de las señales para obtener una señal más limpia de ruido.

A largo plazo continuar con grupo de trabajo en busca de mejoras en cada parte del prototipo detector con fines divulgativos y de enseñanza, ya que los temas de OG y detectores interferométricos de OG son parte de futuro para el desarrollo de tecnologías ópticas y la observación de los eventos astrofísicos del universo.

5 CONCLUSIONES

Al encontrar las OG como soluciones a las ecuaciones Einstein, es indispensable comprender la importancia estudio y detección de las OG, son una ventana al futuro en la observación del universo. El desarrollo tecnológico que con lleva la detección de las OG es fuente de líneas de investigación en varias áreas de estudio, tanto en la física como la ingeniería, para optimizar los detectores interferométricos de OG.

A partir de los conceptos y características importantes de los detectores interferométricos de OG, en especial LIGO, se desarrolló un prototipo detector de ondas gravitacionales por interferometría láser para incorporarme al área experimental de detección de ondas gravitacionales. Aunque este prototipo no buscar detectar OG, implementando los conceptos básicos detección de OG de acuerdo a nuestros recursos técnicos, fue posible la construcción del prototipo detector de manera satisfactoria llevando a cabo los proceso de simulación de una onda gravitacional y medición de la señal producida.

El proponer el desarrollo de un prototipo detector de ondas gravitacionales por interferometría láser, tiene como objetivo dar a conocer en el centro universitario una muestra de las investigaciones que se están llevando alrededor del mundo para la observación y estudio de las OG, crear un interés en diversas líneas de investigación, por ejemplo como en el área de óptica aplicada a interferometría láser, cavidades ópticas resonantes y el procesamiento y análisis de datos de datos experimentales de OG.

La construcción del prototipo detector funcional con los instrumentos y equipos propios para conseguir la mejor similitud con LIGO resultaron retos significativos. Se realizó un diseño óptico experimental del interferómetro Michelson para alcanzar una interferencia estable y una adecuada visibilidad. La implementación de plataformas de desplazamiento así como el desarrollo de programas computacionales para operarlas y llevar a cabo la simulación de una onda gravitacional incidiendo el prototipo detector. Se desarrolló un sistema de detección y adquisición de datos para medir los cambios de intensidad a través de un fotodiodo y un sensor para obtener la señal generada de la simulación.

La señal obtenida fue tratada mediante procesos de análisis de datos y filtrado, para encontrar la señal de la onda gravitacional inyectada en la simulación. Este tratamiento se llevó cabo para limpiar la señal

debido a diversos ruidos, como en los sensores de adquisición de datos, los dispositivos ópticos como el láser y la vibración de las plataformas de desplazamiento, además de ruidos externos fuera de la simulación, como las vibraciones sísmicas que afectaron en gran medida la señal obtenida.

Resultados obtenidos del prototipo detector establece una frecuencia máxima de la onda gravitacional emulada de 3.26 Hz con una amplitud máxima de 1.2264^{-3} m y una amplitud máxima detectada 2.9446^{-3} m , con una visibilidad de prototipo detector $\mathcal{V} = 0.9946$. Cuenta con una fiabilidad del 68.5 % y corrección r entre onda gravitacional experimental y estimada para onda propagándose en dirección x es de $r = 0.77$, y para el caso de la onda propagándose en dirección z es de $r = 0.74$.

Concluir este proyecto ofrece un nuevo campo de investigación de OG en el Centro Universitario, tanto en el desarrollo y optimización de las partes ópticas del prototipo detector como la adquisición y análisis de datos. Además promover la divulgación científica y la formación en los temas relacionados con OG entre los alumnos.

Así como buscar realizar colaboraciones y trabajar conjuntamente con los grupos de investigación internacionales de los interferómetros detectores OG en operación, lo que implica un crecimiento de grupos de investigación y reconocimiento internacional del Centro Universitario.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] Misner C., Thorne K., and Wheeler J. - Gravitation, W. H. Freeman, 1973.
- [2] Weber J. - Detection and generation of gravitational waves, Phys. Rev. 117, 1960.
- [3] Mauceli E. - The Allegro gravitational wave detector: Data acquisition and analysis, Phys. Rev. D 54, 1996.
- [4] Astone P. - The EXPLORER gravitational wave antenna: Recent improvements and performances, Class.Quant.Grav. 19, 2002.
- [5] Astone P. - The gravitational wave detector Nautilus operation at $T = 0.1$ K, Astropart. Phys. 7 231, 1997.
- [6] Gertsenshtein, M.E. and Pustovoit, V.I. - On the Detection of Low-Frequency Gravitational Waves. Soviet Physics-JETP 16 433-435, 1963.
- [7] Forward R. - Wideband laser-interferometer gravitational-radiation experiment, Phys. Rev. D 17, 1978.
- [8] Malacara D. - Óptica Básica, Fondo De Cultura Económica, 2004.
- [9] Saulson P. R. - Fundamentals of Interferometric Gravitational Wave Detectors, World Scientific Publishing, 1994.
- [10] Hulse R. A., and Taylor J. H. - The Nobel Prize in Physics, "for the discovery of a new type of pulsar, a discovery that has opened up new possibilities for the study of gravitation", 1993.
- [11] LSC - LIGO Scientific Collaboration, <https://www.ligo.org>, 2016.
- [12] European Gravitational Observatory, <http://www.ego-gw.it/public/virgo/virgo.aspx>, 2016.
- [13] Gravitational Wave Detector GEO600, <http://www.geo600.org/>, 2016.
- [14] TAMA300 interferometer, http://tamago.mtk.nao.ac.jp/spacetime/tama300_e.html, 2016.
- [15] Abbott B. P., et al. - Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger, Phys. Rev. Lett. 116, 2016.
- [16] B. P. Abbott et al. - GW151226: Observation of Gravitational Waves from a 22-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence, Phys. Rev. Lett. 116, 2016.
- [17] D'Inverno R. A. - Introducing Einstein's relativity, Oxford University Press, 1992.
- [18] Blair D. G. - The detection of gravitational waves, Cambridge University Press, 1991.

- [19] Schutz B. F. - A First Course in General Relativity, Cambridge University Press, 2009.
- [20] Carroll S. - Spacetime and Geometry; an Introduction to General Relativity, Addison Wesley, 2004.
- [21] Moreno C., García R., Lara A., Ramírez J. – Introducción a las OG, Lat. Am. J. Phys. Educ. Vol. 2, 2008.
- [22] Maggiore M. – Gravitational Waves Volume I: Theory and Experiments, Oxford University Press, 2008.
- [23] Jackson J.D. - Classical Electrodynamics, 3rd edition, John Wiley & Sons, 1999.
- [24] Hartle J. B. - Gravity: An Introduction to Einstein's General Relativity, Addison Wesley, 2003.
- [25] Thorne K. S. - Gravitational Radiation: A New Window In to the Universe, California Institute of Technology, 1997.
- [26] Ju L., Blair D. G., Zhao C. - Detection of gravitational waves, Rep. Prog. Phys. 2000.
- [27] Weiss, R. - "Electromagnetically Coupled Broadband Gravitational Antenna," Quarterly Progress Report, Research Lab. of Electronics, M.I.T., 1972.
- [28] Liao S. B., Dourmashkin P., Belcher J. - Introduction to Electricity and Magnetism, Prentice Hall, 2011.
- [29] Abramovici A. - LIGO: the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory, Science, 1992.
- [30] Abbott B. P., et al. - LIGO: The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory, Rept. Prog. Phys., 2009.
- [31] Abbott B. P., et al. - Calibration of the Advanced LIGO detectors for the discovery of the binary black-hole merger GW150914, arXiv: 1602.03845, 2016.
- [32] Martynov D. V., et al. - The Sensitivity of the Advanced LIGO Detectors at the Beginning of Gravitational Wave Astronomy, Phys. Rev. D 93, 2016.
- [33] Bassan M. - Advanced Interferometers and the Search for Gravitational Waves: Lectures from the First VESF School on Advanced Detectors for Gravitational Waves, Springer International Publishing, 2014.
- [34] Matlab Signal Processing Toolbox Mathworks, <http://www.mathworks.com/help/signal/>, 2016.