

**ESCOLA DE TALENTOS
TURMA VANGUARDA QUANTUM**

Ana Luiza Ramirez Zanon Ghovatto

LIGO: os braços que capturaram uma nova forma de comunicação com o universo

Um estudo sobre a detecção de ondas gravitacionais

SÃO PAULO

2023

Ana Luiza Ramirez Zanon Ghovatto

LIGO: os braços que capturaram uma nova forma de comunicação com o universo

Um estudo sobre a detecção de ondas gravitacionais

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado para a conclusão do terceiro ano da primeira turma da Escola de Talentos, do Instituto Principia.

SÃO PAULO

2023

AGRADECIMENTOS

Aos meus familiares, por sempre me apoiarem e me incentivarem incondicionalmente, especialmente a minha mãe.

Aos professores Marcelo e Ricardo por terem sempre oferecido apoio e oportunidades incríveis na Escola de Talentos, bem como por terem me dado uma segunda chance para continuar o meu TCC.

Ao professor Samuel, por me introduzir à Relatividade Geral com as aulas que deu para mim e para a minha colega Lumi, e por se prontificar a me ajudar com o TCC na minha segunda tentativa.

E, por fim, aos meus colegas Fernando, Gabriel, João, Lumi, Marcela e Sofia da Turma Vanguarda Quantum, com quem compartilhei meus anos na Escola de Talentos e passei horas conversando sobre assuntos envolvendo desde os mais complexos conceitos da Física até argumentos defendendo o porquê de a palavra “tímpano” não ser um bom nome para a nossa turma.

RESUMO

O presente trabalho configura-se como um breve estudo a respeito da detecção das ondas gravitacionais, sendo a última etapa para conclusão dos três anos dentro da Escola de Talentos.

Primeiramente foi elucidada a relevância da detecção das ondas gravitacionais perante o cenário científico-tecnológico atual, bem como contextualizadas as operações dedicadas a tal objetivo, ressaltando o surgimento de tais esforços como originário das previsões feitas por Einstein com a formulação da Teoria da Relatividade Geral.

Posteriormente, foi brevemente relatada a tentativa de Joseph Weber na detecção de tais ondas. A seguir, foi explicado de onde surgiu a ideia de utilizar interferometria a laser para a construção de detectores de ondas gravitacionais, bem como os princípios fundamentais de funcionamento do *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* (LIGO).

Então, foram feitas demonstrações do funcionamento dos interferômetros de Fabry-Perot e de Michelson, configurações empregadas no LIGO e de extrema relevância para que pudessem ser detectadas as ondas gravitacionais.

Ao final do trabalho, foram mencionadas mais algumas tecnologias empregadas no projeto tratado como os espelhos, os sistemas de isolamento de vibrações, o vácuo dentro dos tubos e os sistemas de amplificação da voltagem dos lasers.

Palavras-chave: detecção, ondas gravitacionais, Relatividade Geral, interferometria, LIGO, Fabry-Perot, Michelson.

ABSTRACT

The following document is a brief study of gravitational wave detection, being the last step to completing the last amongst the three years at the Escola de Talentos.

Firstly there was a clarification as to the relevance of detecting gravitational waves before the current scientific-technological landscape, as well as a contextualizing of the operations dedicated to such goal, emphasizing the emergence of such efforts as originating from the predictions made by Einstein with his Theory of General Relativity.

Then, the attempt by Joseph Weber at detecting gravitational waves was described. Next, it was explained from where the idea of using laser interferometry in detecting gravitational waves originated, as well as the fundamental principles involved in the operation of the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO).

Later, the demonstrations as to how the Fabry-Perot and Michelson interferometers work were made. Such configurations are utilized in LIGO and are extremely relevant to the detection of gravitational waves.

Lastly, a few more technologies utilized in the project were mentioned, such as the mirrors, the vibration isolation systems, the vacuum inside the tubes and the boosting systems for the lasers.

Keywords: detection, gravitational waves, General Relativity, interferometry, LIGO, Fabry-Perot, Michelson.

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO.....	6
2 DETECÇÃO DE ONDAS GRAVITACIONAIS.....	7
2.1 A TENTATIVA DE JOSEPH WEBER.....	7
2.2 INTERFEROMETRIA A LASER.....	7
2.2.1 Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory.....	7
2.2.1.1 Comportamento de um Laser por um Espelho.....	9
2.2.1.2 Interferômetro de Fabry-Perot.....	10
2.2.1.3 Interferômetro de Michelson.....	14
2.2.1.4 Interferômetro de Fabry-Perot-Michelson.....	17
2.2.1.5 Tecnologias do LIGO.....	19
3 CONCLUSÃO.....	23
LISTA DE REFERÊNCIAS.....	24

1 INTRODUÇÃO

O estudo do Universo é uma missão de longa data na história da humanidade. Desde os mais antigos postulados geocêntricos, a transição para o heliocentrismo, a extrapolação dos estudos para fora da Terra com satélites e o estudo da radiação eletromagnética (luz visível, raio-x, ondas de rádio etc.), até a descoberta de partículas fantasmagóricas que carregam preciosa informação sobre os mais distantes eventos (tanto em questão de distância física quanto temporal), conhecidas como neutrinos, a busca pela verdade cósmica foi e continua a ser parte intrínseca da identidade humana.

Nesse sentido, em 1916, com a Teoria da Relatividade Geral, elaborada por Albert Einstein, passou-se a ter um novo entendimento do Universo. Transicionando para uma concepção além da clássica Newtoniana tida até então, a gravidade passou a ser entendida não mais como uma força como qualquer outra, e sim como uma deformação no chamado espaço-tempo, um tecido inerente à definição do Cosmos e sobre o qual encontram-se todos os objetos astronômicos. Uma massa, então, causa tal deformação no espaço-tempo e, quanto mais massivo o corpo, maior tal deformação, de maneira que corpos menores tendem a revolver ao redor de corpos maiores, isto é, gerando órbitas.

A teoria de Einstein, ainda, previu a existência das chamadas ondas gravitacionais, perturbações no espaço tempo causadas pela movimentação periódica de corpos massivos e que se propagam com a velocidade da luz. Entretanto, é fato que eventos mais energéticos, isto é, envolvendo astros de grandes massas a grandes acelerações - como supernovas, colisões entre buracos negros e colisões entre estrelas de nêutrons -, geram ondas gravitacionais mais intensas.

Assim, as ondas gravitacionais configuram-se como mais uma forma de comunicação que se tem com o Cosmos, mais uma mensagem que trás informações para a Terra, possibilitando vislumbrar os eventos mais dramáticos do Universo. As ondas gravitacionais estão fundamentalmente dissociadas da radiação eletromagnética, constituindo um canal de comunicação totalmente diferente. Enquanto a segunda apresenta considerável interação com a matéria (uma vez que pode ser absorvida, refletida, refratada ou distorcida pela própria gravidade), a primeira não, carregando dados de sua origem que estão livres de alteração.

Como disse Carl Sagan, “we are a way for the Cosmos to know itself “ (nós somos a maneira do Cosmos conhecer a si mesmo). Que melhor maneira de cumprir tal missão do que abrindo novos canais, sintonizando com novos sentidos?

2 DETECÇÃO DE ONDAS GRAVITACIONAIS

A partir da previsão das ondas gravitacionais por Einstein, ficou o questionamento de como detectá-las. Tais ondas causam uma compressão vertical e alongamento horizontal (e vice-versa) nos corpos. No entanto, a variação dos comprimentos proporcionada pela distorção do espaço-tempo é dez mil vezes menor que o diâmetro de um próton, tornando-as extremamente difíceis de serem detectadas, especialmente considerando as inúmeras outras fontes de vibrações e barulhos existentes. Comparativamente, seria como medir a distância da Terra até a estrela Alpha Centauri e tentar medir variações nessa distância correspondentes à largura de um fio de cabelo.

2.1 A TENTATIVA DE JOSEPH WEBER

Na década de 1960, Joseph Weber consagrou-se como o pioneiro dos esforços para a construção de um detector de ondas gravitacionais. Sua proposta utilizava grandes cilindros de alumínio que vibraram em resposta à passagem de uma onda gravitacional, emitindo vibrações de acordo com os alongamentos e compressões verticais e horizontais.

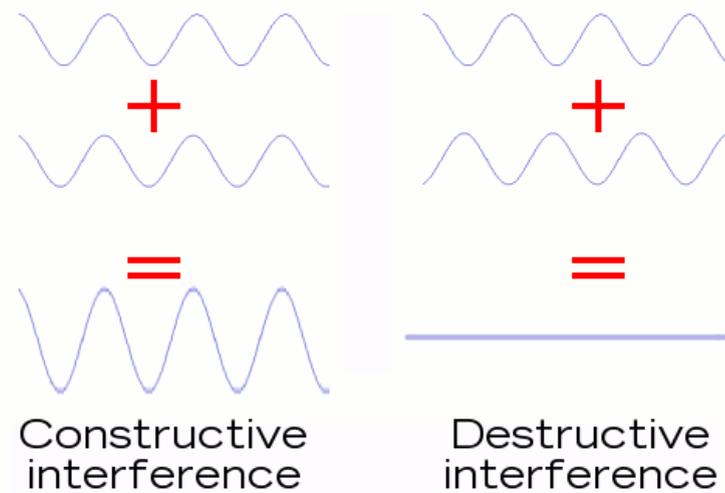
Entretanto, os resultados obtidos foram inconclusivos ou falsos, uma vez que o cientista superestimou o efeito das ondas gravitacionais e mediu os efeitos causados pelo ruído térmico do próprio tubo de alumínio.

2.2 INTERFEROMETRIA A LASER

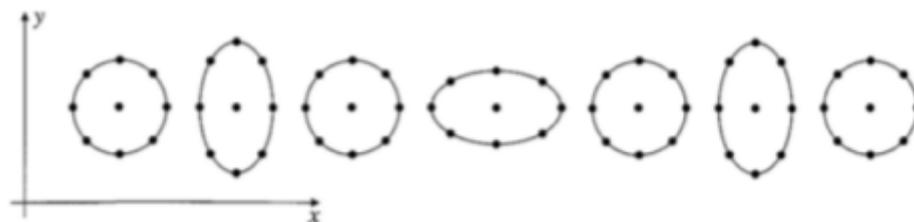
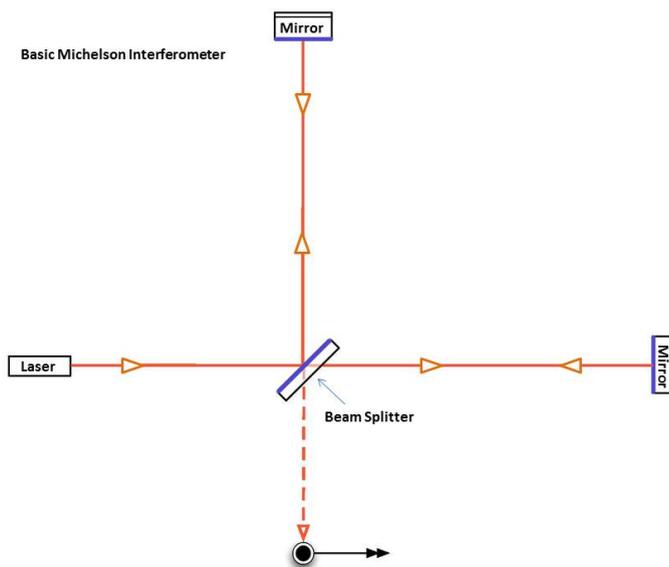
A primeira menção à interferometria a laser para a detecção de ondas gravitacionais foi feita em 1962 pelos cientistas Michael Gertseinshtein e Vladislav Pustovoit em Moscou, na Rússia. A partir de então, foram formados diversos grupos dedicados ao emprego da interferometria a laser na detecção de ondas gravitacionais, incluindo o da Caltech, iniciado em 1968 por Kip Thorne, futuro vencedor do Prêmio Nobel pela detecção de uma onda gravitacional pelo *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* (LIGO).

2.2.1 *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*

O LIGO ou *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* parte de um princípio básico da óptica para detectar ondas gravitacionais, isto é, a interferência, seja ela construtiva ou negativa. É dizer, utilizam o “alinhamento” entre ondas para determinar um padrão de interferência e poder inferir se houve passagem de uma onda gravitacional.



Para tal propósito é empregado um interferômetro de Michelson, capaz de detectar as mudanças de comprimento provocadas pelas ondas gravitacionais, ambos representados abaixo:



No LIGO, de maneira simplificada, o que determina quão bem alinhadas estão os dois feixes é simplesmente a distância que eles percorrem antes de se fundirem. Se cada feixe viaja exatamente a mesma distância antes de eles se encontrarem, a interferência entre eles é totalmente destrutiva. Mas, se por algum motivo eles não viajarem a mesma distância, suas

ondas não estarão mais totalmente alinhadas antes de se encontrarem, resultando em uma parte da luz atingindo o fotodetector.

A onda gravitacional causa um alongamento e encurtamento do espaço-tempo em si, enquanto a velocidade da luz permanece intacta, de maneira que sua passagem faz com que os braços alternem entre alongarem-se e encurtarem-se, de maneira que o fotodetector capta um piscar de luz, variando de nenhuma luz (quando há interferência totalmente destrutiva), até luz tão brilhante quanto o feixe original (quando a interferência entre as ondas é completamente construtiva).

Entretanto, como mencionado anteriormente, a mudança de comprimento causada em um braço do interferômetro pode ser tão pequena quanto 1/10000 vezes o diâmetro de um próton.

Considerando que a amplitude da onda é representada pela distorção $h = \frac{\Delta L}{L}$, que as ondas gravitacionais detectadas na Terra são da ordem de $h \approx 10^{-21}$, que uma mudança de resultado de uma franja clara para uma escura exige uma mudança de $\frac{\lambda}{2}$ no comprimento de um braço comparado ao outro, que o braço do LIGO mede 4 km e que o laser utilizado apresenta comprimento de onda $\lambda = 1064 \text{ nm}$, temos:

$$h = \frac{\Delta L}{L} = \frac{(1064 \cdot 10^{-6} \text{ m})/4}{4 \cdot 10^3 \text{ m}} \approx 10^{-10}$$

Assim, com os parâmetros fornecidos, o h detectado é onze ordens de magnitude maior do que o desejado.

Assim, como não é possível obter um laser com 750 kW de potência ou construir um braço de 1200 km (por causa da curvatura da Terra e da impraticabilidade do projeto) para aumentar a sensibilidade do interferômetro, foram utilizados outros artifícios para tal objetivo, bem como diversos mecanismos para bloquear o experimento de vibrações ou barulhos externos que possam perturbar as medições.

2.2.1.1 Comportamento de um Laser por um Espelho

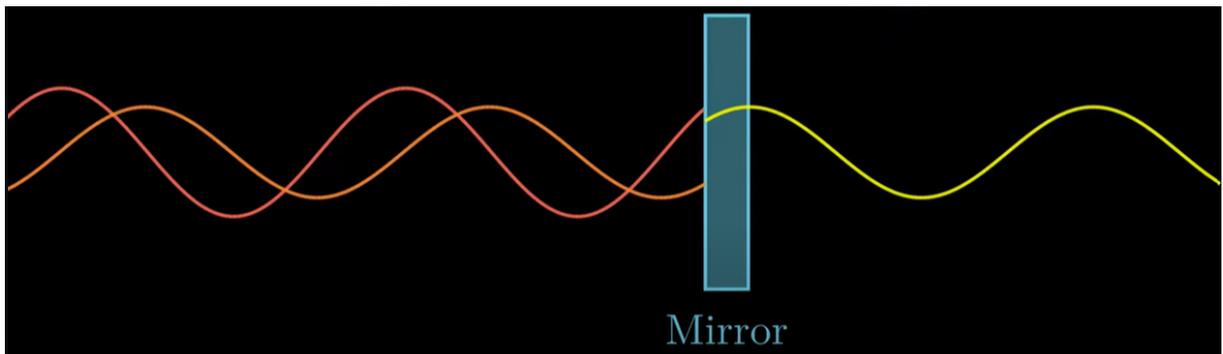
Sabe-se que o feixe de laser comporta-se como uma senóide, assim, seu campo elétrico é dado por:

$$E = E_0 e^{i\phi}$$

Em que ϕ é a fase da onda. Sabendo que $\phi = \omega t + kx$, em que ω é a frequência angular (dada por $2\pi f$, em que f é a frequência), t é o tempo, k é o número de onda (dado por $\frac{2\pi}{\lambda}$, em que λ é o comprimento de onda) e x é o espaço, obtemos:

$$E = E_0 e^{i(\omega t + kx)}$$

Ainda, dado que esse feixe passa por um espelho, temos o seguinte esquema:



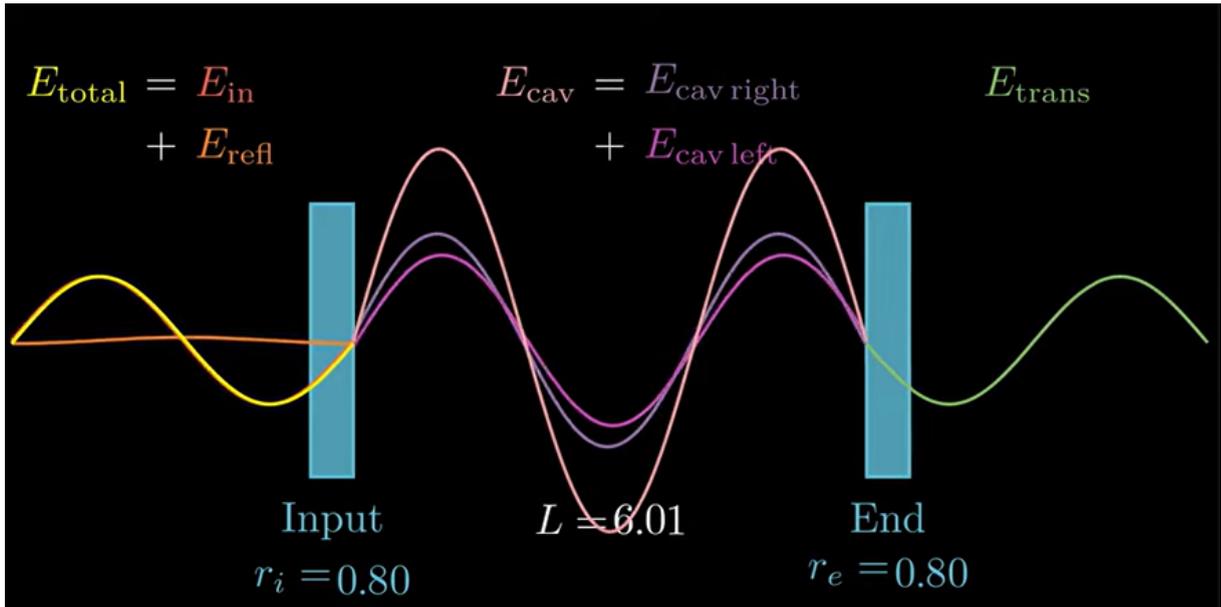
Em que o feixe vermelho é o feixe de *input* (aquele inicialmente aplicado no espelho), o feixe laranja é o refletido pelo espelho e o amarelo é o transmitido através do espelho. Ainda, sabe-se que o espelho apresenta coeficiente de reflexão r e coeficiente de transmissão τ . Sendo que o módulo desses coeficientes denotam a proporção de poder refletido e absorvido pelo espelho. Portanto, temos:

$$E_{refl} = -rE_{in}$$

$$E_{trans} = \tau E_{in}$$

2.2.1.2 Interferômetro de Fabry-Perot

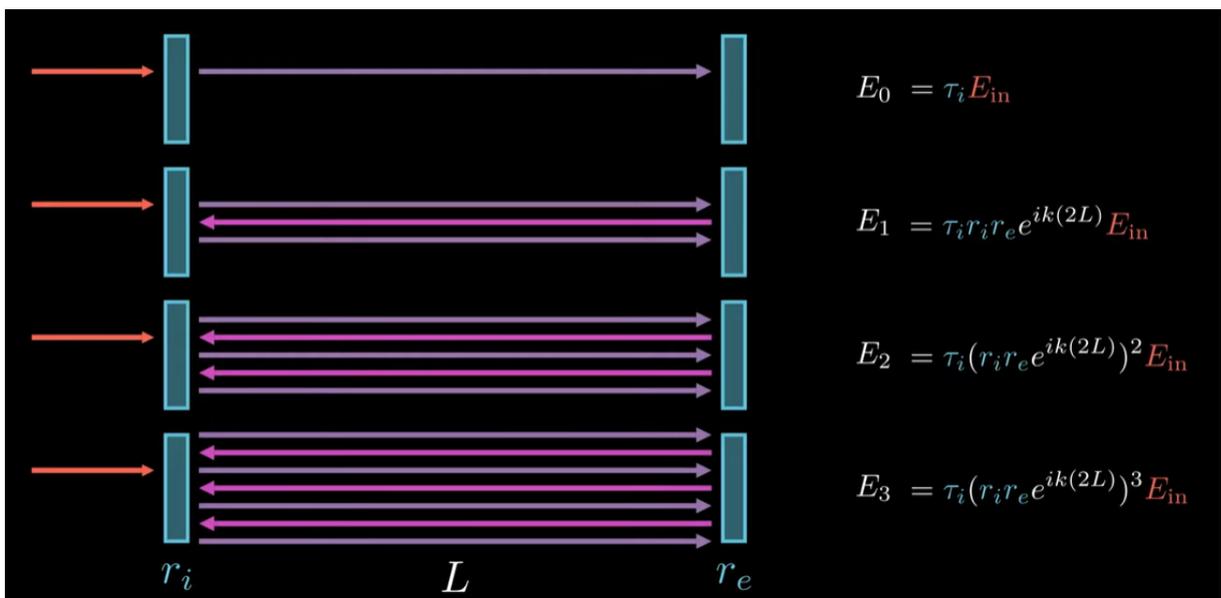
Para o interferômetro de Fabry-Perot, são utilizados dois espelhos, entre os quais se estabelece uma distância, chamada de comprimento da cavidade de Fabry-Perot. Então, utiliza-se um feixe de laser que é incidido no primeiro espelho, formando o esquema a seguir:



Queremos obter o ganho ocorrido dentro da cavidade, isto é, a razão entre o campo elétrico do feixe indo à direita da cavidade e o feixe de *input* (que é inicialmente aplicado sobre o espelho) dado por:

$$g = \frac{E_{\text{cav right}}}{E_{\text{input}}}$$

Por estar numa cavidade entre dois espelhos, o feixe indo à direita da cavidade é composto por uma série infinita de campos elétricos. Representando os feixes por setas, temos o seguinte:



Assim, sabendo que $E = E_0 + E_1 + E_2 + E_3 + \dots$, obtemos:

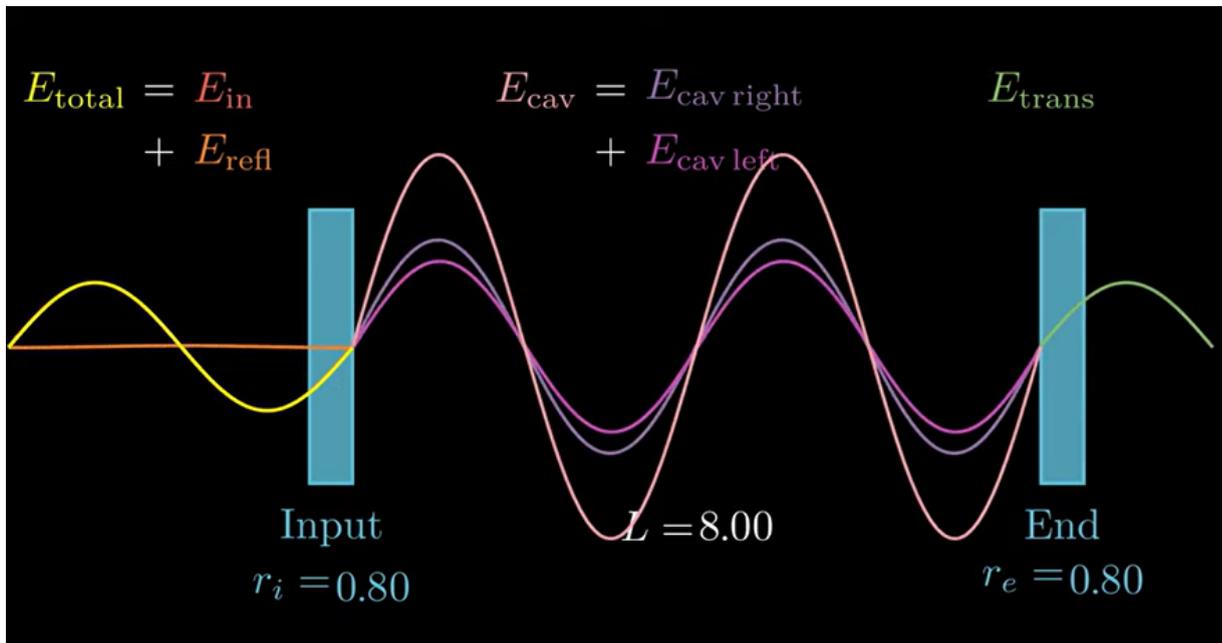
$$E = \tau_i E_{in} + \tau_i r_i r_e e^{ik(2L)} E_{in} + \tau_i (r_i r_e e^{ik(2L)})^2 E_{in} + \tau_i (r_i r_e e^{ik(2L)})^3 E_{in} + \dots$$

Tal forma emula a série geométrica $\sum_{n=0}^{\infty} ax^n = \frac{a}{1-x}$, com $|x| < 1$, de maneira que

$a = \tau_i E_{in}$ e $x = r_i r_e e^{ik(2L)}$. Portanto, temos:

$$E_{cav\ right} = \frac{\tau_i}{1 - r_i r_e e^{ik(2L)}} E_{in}$$

De maneira que sabemos, agora, o ganho ocorrido dentro da cavidade. Na figura representada abaixo, os feixes para a direita e para a esquerda se alinham. Tal momento é quando o interferômetro de Fabry-Perot atinge a ressonância, isto é, quando a potência dentro da cavidade é maximizada a partir da interferência construtiva entre os feixes. Observa-se, então, que a expressão obtida depende inteiramente da reflexividade dos espelhos utilizados, bem como do comprimento da cavidade.

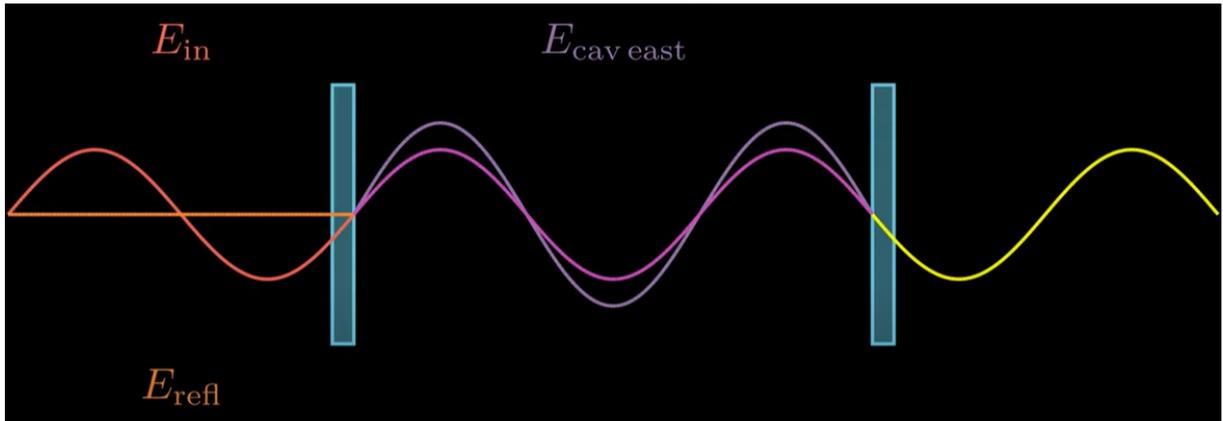


Determinando os coeficientes de reflexão de ambos os espelhos como muito próximos de 1, bem como o faser igual a 1, o denominador de $\frac{\tau_i}{1 - r_i r_e e^{ik(2L)}}$ torna-se muito pequeno e o ganho, muito grande. Assim:

$$e^{ik(2L)} = 1 \Rightarrow k(2L) = 2\pi n \Rightarrow \frac{2\pi}{\lambda} L = \pi n \Rightarrow L = \frac{\lambda}{2} n \quad (\forall n \in \mathbb{Z})$$

Assim, chegamos na condição de ressonância, isto é, que ela ocorre quando o comprimento da cavidade é múltiplo da metade do comprimento de onda.

Agora, pensamos na expressão para o feixe refletido, composto pelo feixe imediatamente refletido da superfície do primeiro espelho e pelo feixe vindo de dentro da cavidade, como ilustrado no esquema:



Em que:

$$E_{refl} = -r_1 E_{in} + \tau_i r_e e^{ik(2L)} E_{cav\ right}$$

Substituindo $E_{cav\ right}$ pela expressão encontrada acima e simplificando a expressão, obtemos:

$$E_{refl} = \frac{-r_1 + r_e e^{ik(2L)}}{1 - r_i r_e e^{ik(2L)}} E_{in} \Rightarrow r_{cav} = \frac{E_{refl}}{E_{in}} = \frac{-r_1 + r_e e^{ik(2L)}}{1 - r_i r_e e^{ik(2L)}}$$

A expressão obtida acima para r_{cav} é chamada de reflexão de cavidade complexa. Sabemos ainda, que o feixe refletido torna-se zero quando o sistema encontra-se em ressonância e apresenta algum valor quando fora da ressonância.

Para saber a sensibilidade do coeficiente de reflexão para a cavidade em relação ao comprimento desta, derivamos a expressão:

$$\frac{d}{dL} r_{cav} = \frac{d}{dL} \frac{-r_1 + r_e e^{ik(2L)}}{1 - r_i r_e e^{ik(2L)}}$$

Para facilitar os cálculos, assumimos que o sistema está em ressonância ($e^{ik(2L)} = 1$) e que ocorre conservação de energia no sistema ($r_i^2 + \tau_i^2 = 1$). Assim, obtemos a resposta do interferômetro de Fabry-Perot a mudanças no comprimento da cavidade:

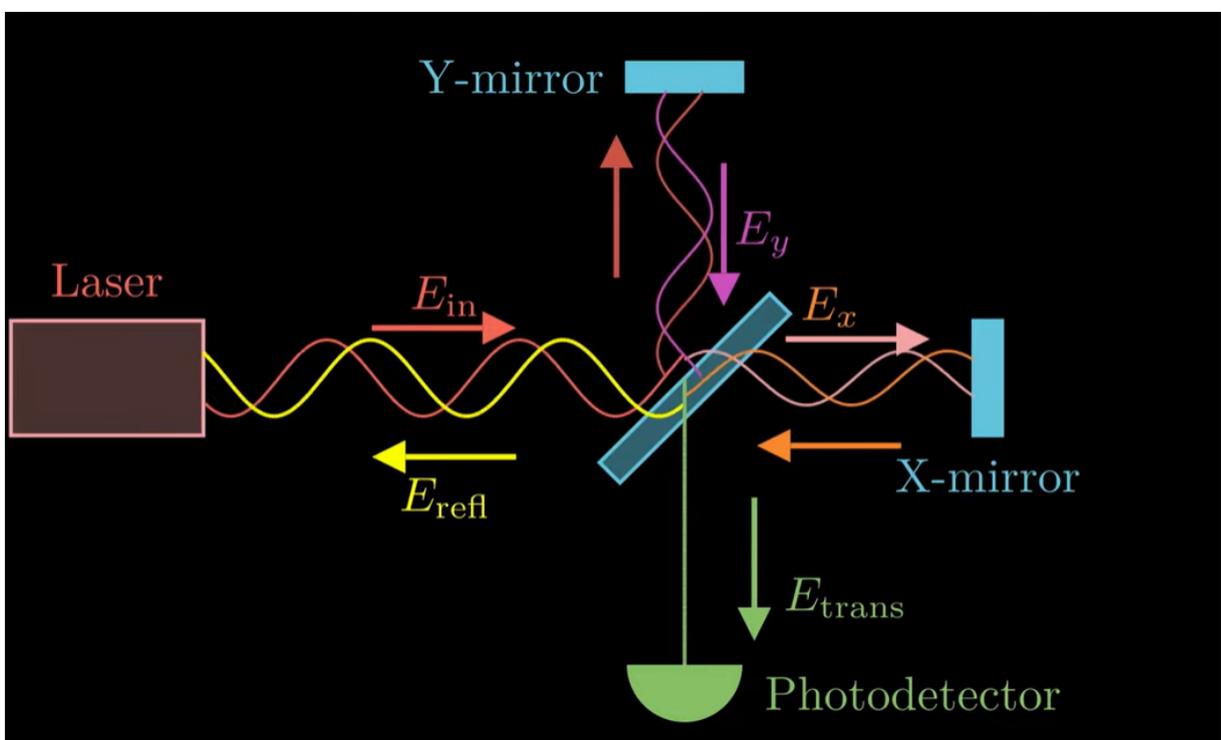
$$\frac{dr_{cav}}{dL} = \frac{i2k\tau_i^2 r_e}{(1 - r_i r_e)^2}$$

Vale ressaltar, então, que o denominador, quando elevado ao quadrado, torna-se menor ainda do que já visto previamente, de maneira que **o interferômetro de Fabry-Perot é extremamente sensível a mudanças no comprimento.**

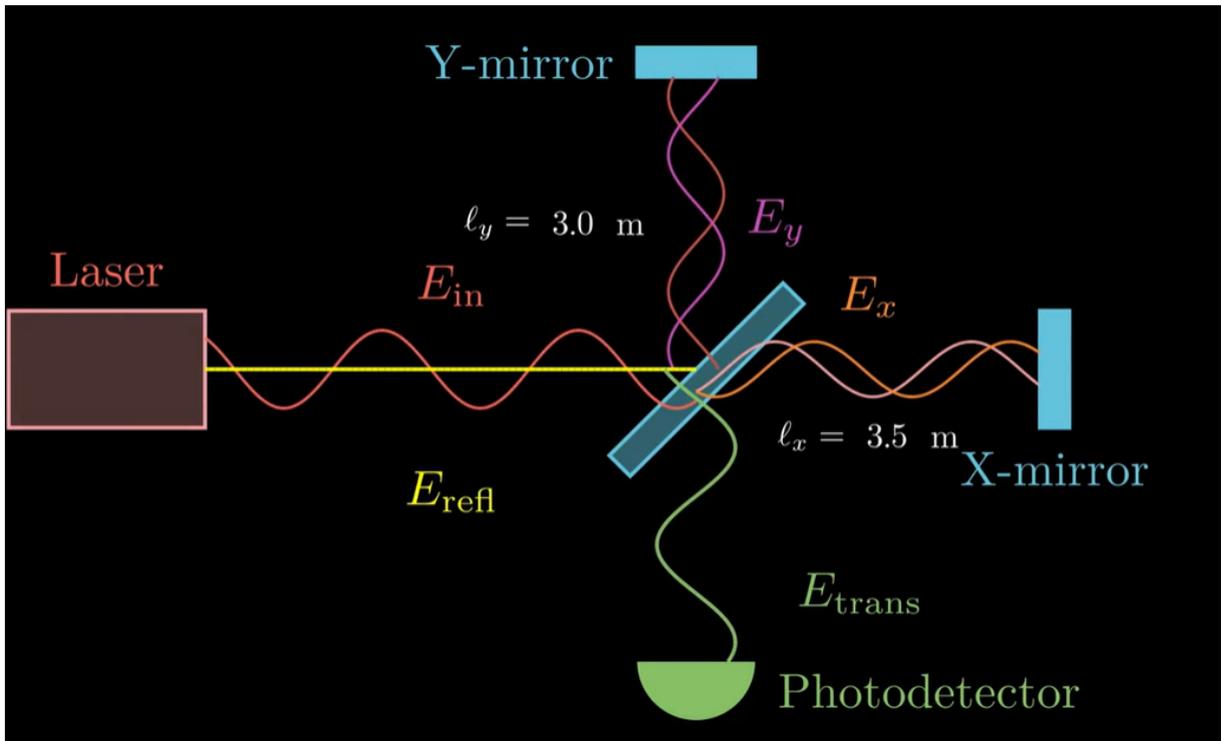
Sabe-se, ainda, que ondas gravitacionais naturalmente criam variações de comprimento.

2.2.1.3 Interferômetro de Michelson

O interferômetro de Michelson é caracterizado por um divisor de feixes central que distribui o feixe de laser em 50% para cada braço, os quais apresentam o mesmo comprimento. Na figura abaixo, observa-se que o feixe transmitido é nulo:



Entretanto, pode-se mudar tal situação alterando o comprimento dos braços, como pode ser observado na figura a seguir:



Para caracterizar os campos elétricos dos feixes determinados, determinamos um coeficiente de reflexão $+r$ para a face em que incide o feixe de *input* e $-r$ para a face oposta do divisor de feixes. Assim, obtemos que:

$$E_x = \tau e^{i2kl_x} E_{in}$$

$$E_y = r e^{i2kl_y} E_{in}$$

$$E_{refl} = \tau E_x + r E_y$$

$$E_{trans} = -r E_x + \tau E_y$$

Para o feixe refletido, considerando que o divisor de feixes realmente o distribui em 50% para cada parte ($r^2 = \tau^2 = \frac{1}{2}$), temos:

$$E_{refl} = \frac{E_{in}}{2} (e^{i2kl_x} + e^{i2kl_y})$$

Efetuamos, então, uma troca de bases, transicionando das bases dos braços x e y para as bases partilhadas comum ($l_c = \frac{l_x + l_y}{2}$) e diferencial ($l_d = \frac{l_x - l_y}{2}$) e obtemos:

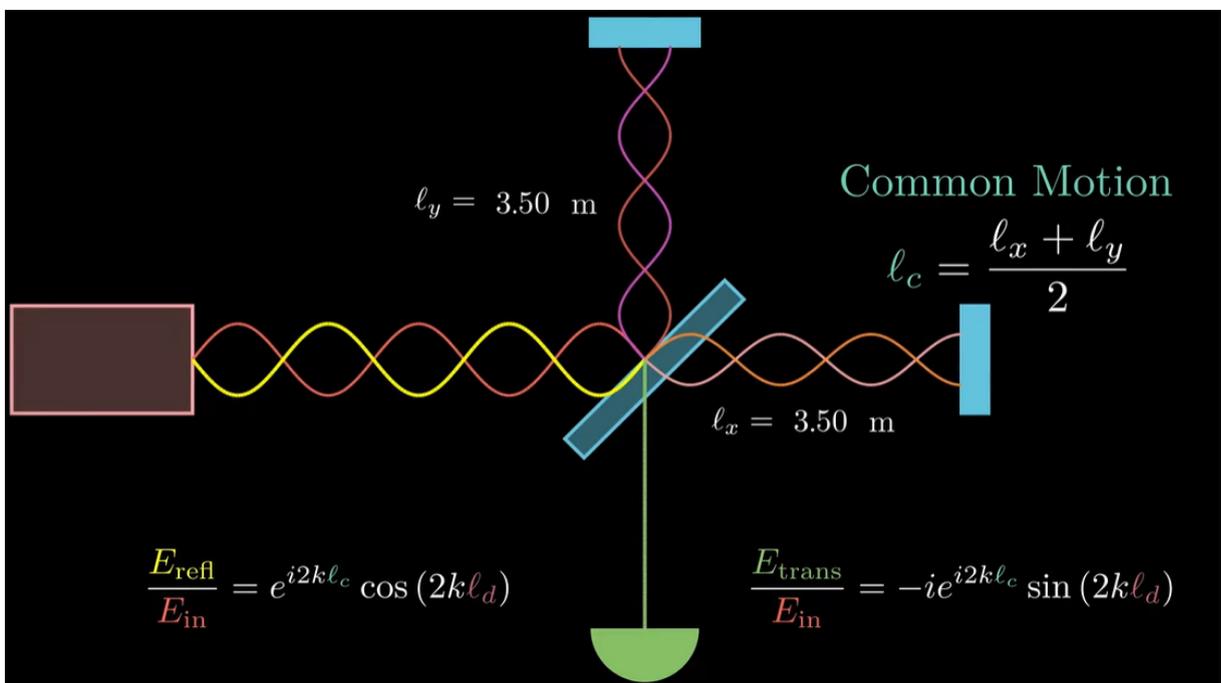
$$E_{refl} = \frac{E_{in}}{2} e^{i2kl_c} (e^{i2kl_d} + e^{-i2kl_d})$$

$$r_{mich} = \frac{E_{refl}}{E_{in}} = e^{i2kl_c} \cos(2kl_d)$$

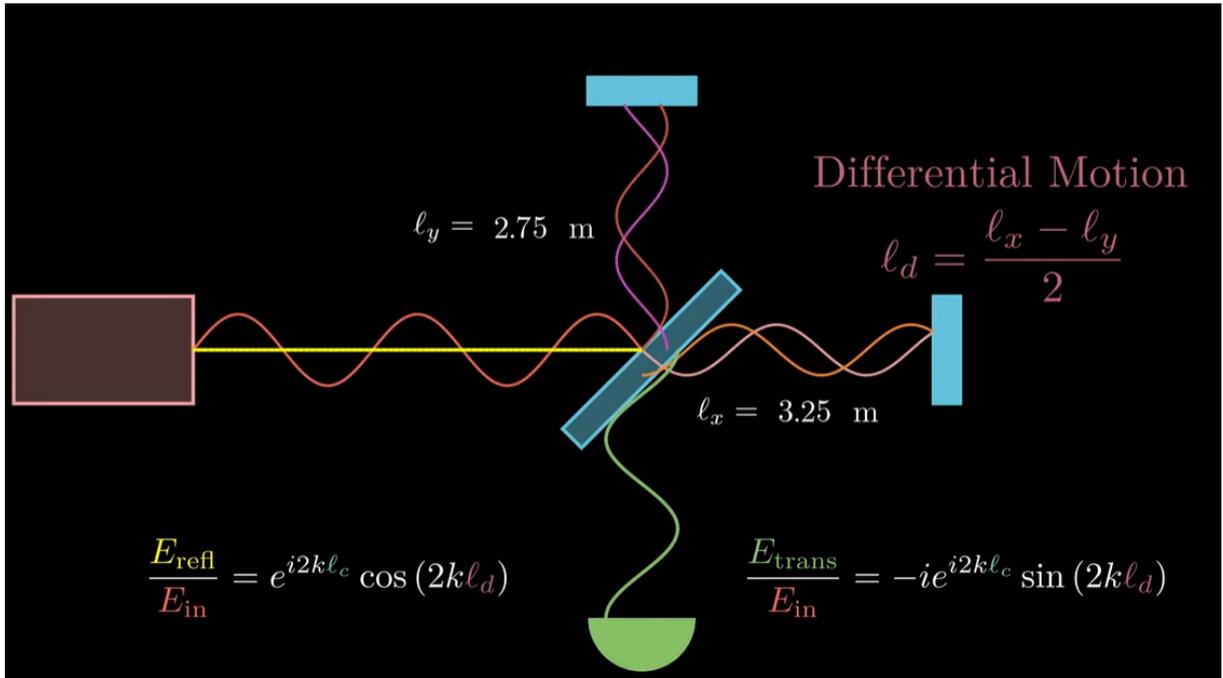
Conseguimos, então, o coeficiente de reflexão de Michelson r_{mich} , e, efetuando os mesmos cálculos para E_{trans} obtemos o coeficiente de transmissão de Michelson τ_{mich} :

$$\tau_{mich} = \frac{E_{trans}}{E_{in}} = -ie^{i2kl_c} \sin(2kl_d)$$

Aplicando movimentação comum (l_c), é possível notar que ocorre mudança de fase dentro do interferômetro, mas não há potência saindo pela parte de transmissão, como esquematizado abaixo:



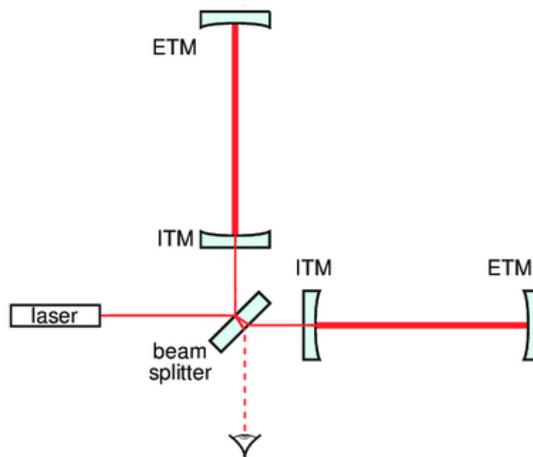
Entretanto, aplicando-se o movimento diferencial, observa-se que E_{trans} não é mais nulo. Assim, o movimento diferencial pode ser apontado pelo fotossensor, como ilustrado no esquema a seguir:



Sabe-se, ainda, que ondas gravitacionais naturalmente criam movimento diferencial.

2.2.1.4 Interferômetro de Fabry-Perot-Michelson

Neste caso, ambos os espelhos das extremidades de um interferômetro de Michelson são substituídos por cavidades de Fabry-Perot, como ilustrado a seguir:



A seguir, precisamos determinar a potência que atinge o fotodetector com a passagem de uma onda gravitacional pela configuração estabelecida. Na equação do coeficiente de transmissão de Michelson, substituímos o comprimento diferencial l_d pela fase diferencial

$\phi_d = \phi_{x \text{ arm}} - \phi_{y \text{ arm}}$, tal que $2kl_d \rightarrow \phi_d$, e consideramos $e^{i2kl_c} \rightarrow 1$. Assim, temos que:

$$\tau_{mich} = \frac{E_{trans}}{E_{in}} = -ie^{i2kl_c} \sin(2kl_d) = -i \sin(\phi_d)$$

Ainda, considerando que ϕ_d é muito pequeno, obtemos:

$$\frac{E_{trans}}{E_{in}} = -i\phi_d$$

Agora, pensando no interferômetro de Fabry-Perot, sabemos que, quando em ressonância, o coeficiente de reflexão da cavidade é muito próximo a 1 ($r_{cav} \approx 1$). Nota-se, ainda, que a resposta do interferômetro de Fabry-Perot a mudanças de comprimento é totalmente imaginária. Ainda, observando a expansão de Taylor para o coeficiente de reflexão da cavidade em torno da ressonância $r_{cav} \approx 1 + \frac{dr_{cav}}{dL} \Delta L$, sabe-se que qualquer variação de comprimento, a parte imaginária do número será mudada, o que é essencialmente o mesmo que ocorrer uma mudança de fase. Assim, podemos usar que:

$$\phi_{x\ arm} = \frac{dr_{cav}}{dL} \Delta L$$

$$\phi_{y\ arm} = \frac{dr_{cav}}{dL} (-\Delta L)$$

$$\phi_d = 2 \frac{dr_{cav}}{dL} \Delta L$$

Portanto:

$$\frac{E_{trans}}{E_{in}} = -i\phi_d = -i2 \frac{dr_{cav}}{dL} \Delta L \Rightarrow E_{trans} = -i2 \frac{dr_{cav}}{dL} \Delta L E_{in}$$

O que nos permite determinar a potência detectada, visto que $P_{trans} = |E_{trans}|^2$, de maneira que:

$$P_{trans} = 4 \left(\frac{dr_{cav}}{dL} \right)^2 \Delta L^2 P_{in} \Rightarrow \frac{dP_{trans}}{d\Delta L} = \frac{d}{d\Delta L} \left(4 \left(\frac{dr_{cav}}{dL} \right)^2 \Delta L^2 P_{in} \right) \Rightarrow \frac{dP_{trans}}{\Delta L} = 8 \left(\frac{dr_{cav}}{dL} \right)^2 \Delta L P_{in}$$

Assim, finalmente obtemos a sensibilidade do LIGO a ondas gravitacionais ou, ao menos, a mudanças de comprimento dos seus braços. Ainda, temos a expressão para a potência total transmitida e a resposta da cavidade de Fabry-Perot a mudanças de comprimento:

$$\frac{dP_{trans}}{\Delta L} = 8 \left(\frac{dr_{cav}}{dL} \right)^2 \Delta L P_{in}$$

$$P_{trans} = 4 \left(\frac{dr_{cav}}{dL} \right)^2 \Delta L^2 P_{in}$$

$$\frac{dr_{cav}}{dL} = \frac{i2k\tau_1^2 r_e}{(1-r_i r_e)^2}$$

Ainda, sabemos, como mencionado anteriormente, que $h = \frac{\Delta L}{L}$, de maneira que:

$$\frac{dP_{trans}}{\Delta L} = 8 \left(\frac{dr_{cav}}{dL} \right)^2 \Delta L P_{in} \Rightarrow \frac{dP_{trans}}{h} = 8L \left(\frac{dr_{cav}}{dL} \right)^2 \Delta L P_{in}$$

Portanto, utilizando os seguintes dados:

- $h \approx 10^{-21}$
- $L = 4 \times 10^3 \text{ m}$
- $\Delta L = 1 \times 10^{12} \text{ m}$
- $r_e \approx 1$
- $\tau_1^2 = 1.5\%$
- $r_i = 0.992$
- $P_{in} = 1 \text{ kW}$
- $\lambda = 1064 \text{ nm}$
- $k \approx 6 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$

Obtemos:

$$h \frac{P_{trans}}{h} \approx 300 \text{ nanowatts}$$

O que nos deixa com algo capaz de detectarmos, tornando, conseqüentemente, as ondas gravitacionais em si detectáveis.

2.2.1.5 Tecnologias do LIGO

Como mencionado ao longo das demonstrações, a reflexividade dos espelhos na configuração do interferômetro deve ser quase perfeita, e realmente são. Os espelhos utilizados são feitos de vidro de sílica fundida e absorvem apenas um a cada três milhões de fótons que os atingem, o que não apenas os faz quase exclusivamente reflexivos, como também evita que superaqueçam, o que poderia danificá-los, alterando sua forma o suficiente para degradar a luz do laser e reduzir a quantidade de luz que atinge os fotodetectores.

Os espelhos também refocalizam os lasers, evitando que os feixes se espalhem antes de atingirem o fotodetector.

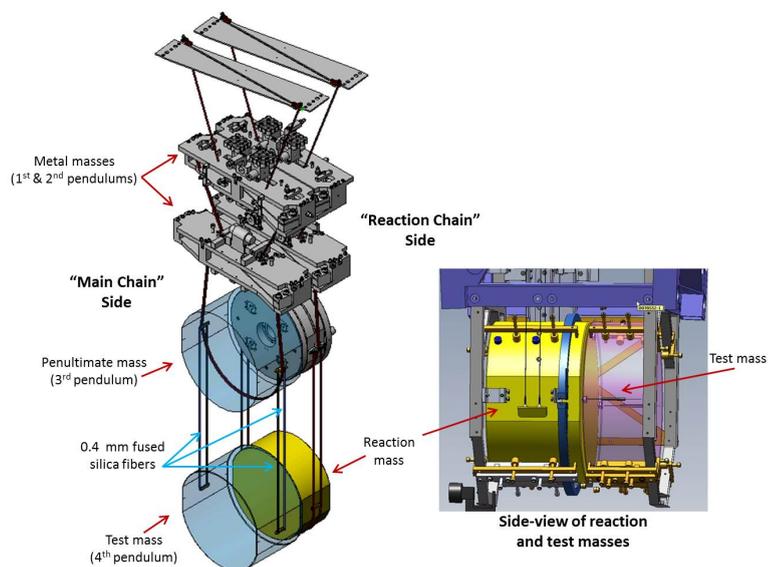
Ainda, eles são formados e polidos de maneira que a diferenciação entre eles e aqueles considerados perfeitos (modelados no computador) é medida em átomos. Isso é de extrema

importância, considerando que os feixes viajam 1200 km efetivamente, de maneira que, caso se espalhassem (mesmo que pouco), sobraria pouquíssima luz para ser captada pelos fotodetectores.



Devido à elevada sensibilidade do LIGO a vibrações externas, é extremamente importante que seja utilizado um sistema capaz de bloquear quaisquer interferências externas que afetem o interferômetro. Para isso, são empregados dois sistemas de isolamento de vibração.

O primeiro sistema são as suspensões ópticas, ou isolamento de vibrações “passivo”, que protege os espelhos de vibrações externas, fazendo com que apenas movimentos randômicos de seus átomos permaneçam detectáveis. Dessa maneira, os espelhos de 40 kg cada são suspensos por um sistema de pêndulo quádruplo de 360 kg, que reduz significativamente a quantidade de movimento na última junção do pêndulo, onde localizam-se os espelhos.



O segundo sistema é de isolamento sísmico, ou isolamento de vibrações “ativo”, no qual plataformas internas de isolamento sísmico utilizam posição e sensores de vibração sintonizados a diferentes frequências de vibrações do ambiente, além de atuadores de ímãs permanentes, que são “alimentados” com sinais externos que cancelam as movimentações detectadas, mantendo os componentes do interferômetro essencialmente parados.

Ainda, o LIGO opera com um dos maiores e mais puros vácuos mantidos no planeta Terra, sendo que a pressão atmosférica dentro dos tubos do LIGO é um trilhão de vezes menos que a pressão atmosférica a nível do mar. Tal característica é necessária para que não haja moléculas de ar causando vibrações indesejadas dentro do sistema (devido ao movimento Browniano, por exemplo), ou porque o ar pode agir como uma lente, desviando os feixes de laser do sistema. Outrossim, elimina as chances de partículas de poeira entrarem no caminho dos feixes, espalhando a luz, ou de entrarem em contato com os espelhos, sendo incineradas pelo laser e causando danos irreparáveis aos espelhos.

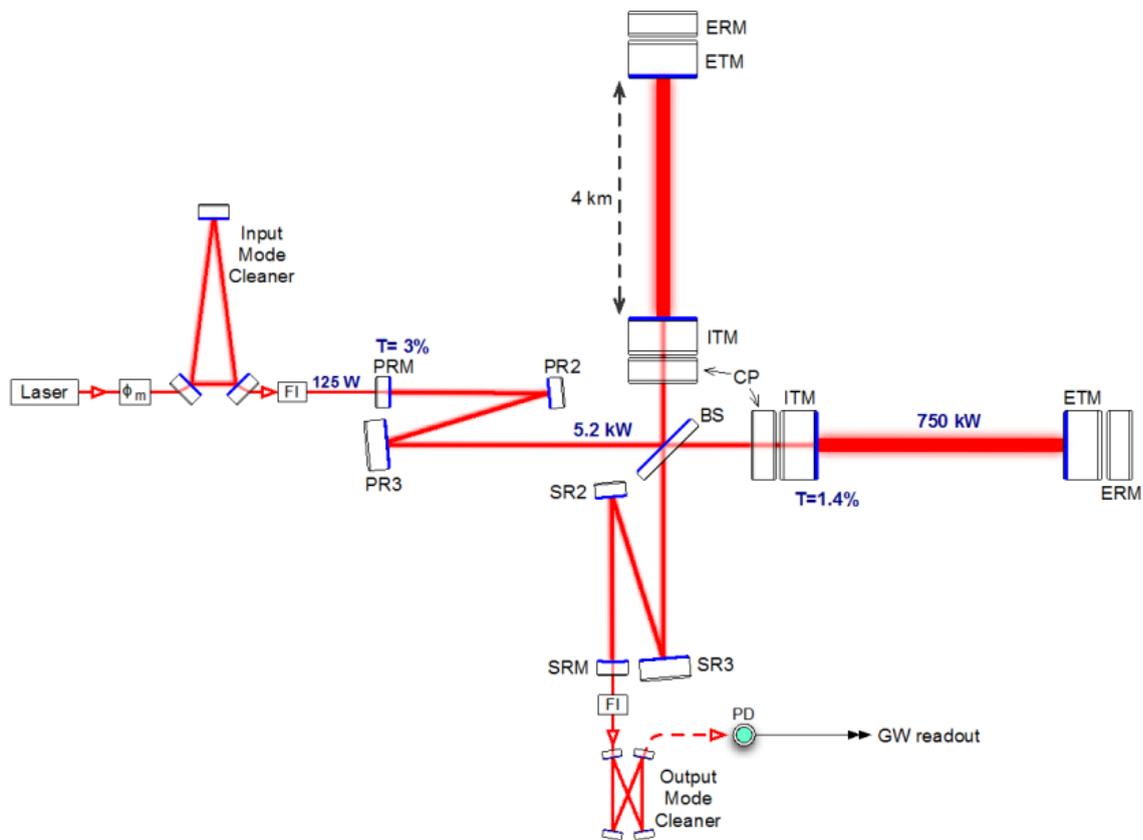
Para atingir tal pressão dentro dos tubos, foram efetuados diversos procedimentos:

- Os tubos foram aquecidos a temperaturas entre 150 e 170°C por trinta dias para retirar moléculas de ar residuais de dentro do próprio metal;
- Aspiradores retiraram o volume de ar contido dentro dos tubos;
- Bombas de íon então extraíram moléculas individuais de ar, carregando-as e atraindo-as com a carga oposta, como um ímã. Na realidade, como o metal dos tubos está sempre emitindo algumas moléculas de gás, essas bombas operam continuamente a fim de manter o vácuo ideal dentro dos tubos.

Levou quarenta dias para atingir a pressão um trilhão de vezes menor que a pressão atmosférica a nível do mar, sendo que o processo como um todo foi realizado apenas uma vez em cada tubo e o LIGO manteve seu vácuo desde então.

Por fim, vale ressaltar também que são utilizados sistemas de para aumentar a voltagem do laser utilizado, uma vez que é necessário um laser constituído por um único comprimento de onda e que seja potente o suficiente para proporcionar a detecção das ondas gravitacionais.

Abaixo está registrado um esquema completo de como funciona a interferometria a laser no Advanced LIGO, ou apenas LIGO.



3 CONCLUSÃO

Ao meu ver, a detecção de ondas gravitacionais é imprescindível para a jornada humana de conhecimento do Universo e de nós mesmos, sendo mais um canal de comunicação aberto para o entendimento do Cosmos.

Nesse sentido, as tecnologias empregadas no *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* são de extrema importância para tal objetivo, sendo que as técnicas utilizadas representam o pico do conhecimento tecnológico e científico atuais. É incrível de se imaginar, ainda, que tais técnicas e conhecimentos continuam a evoluir diariamente, especialmente com as detecções feitas pelo LIGO. Considerando o progresso feito desde 1916 até o dia de hoje, as possibilidades de avanço para o futuro são inimagináveis.

O LIGO foi um grande passo na jornada humana, uma pegada que marcará gerações e guiará os esforços humanos na busca pela verdade cósmica.

LISTA DE REFERÊNCIAS

CAHILLANE, Craig. **How does LIGO detect gravitational waves?**. Youtube, 23 de agosto de 2021. Disponível em: <<https://www.youtube.com/watch?v=X7RJHxeCulY>>. Acesso em: 23 de maio de 2023.

UGOLINI, Dennis; RAFFERTY, Hannah. **A set of undergraduate lab experiments to demonstrate some principles of gravitational wave detection**. 2018. Department of Physics and Astronomy, Trinity University, San Antonio, TX. Disponível em: <<https://www.reed.edu/physics/332/pdf/LIGO%20Analog.pdf>>. Acesso em: 28 de março de 2023.

EVANS, Tyra M. **A Pedagogical Demonstration/Lecture Plan for the Introduction of Gravitational Wave Astronomy**. 2020. Requerimento (Bacharelado em Astrofísica) - Departamento de Física, Brown University. Disponível em: <<https://www.brown.edu/academics/physics/sites/physics/files/images/Evans%2C%20Tyco%20Mera.pdf>>. Acesso em 23 de maio de 2023.

VERITASIIUM. **The absurdity of detecting gravitational waves**. Youtube, 5 de janeiro de 2017. Disponível em: <<https://www.youtube.com/watch?v=iphcyNWFD10>>. Acesso em: 10 de junho de 2023.

LIGO, A Gravitational-Wave Interferometer. Caltech. Disponível em: <<https://www.ligo.caltech.edu/page/ligo-gw-interferometer>>. Acesso em: 28 de março de 2023.

P. Fritschel, D. Coyne, ed. **Advanced LIGO Systems Design**. 2015. California Institute of Technology, Massachusetts Institute of Technology. Disponível em: <<https://dcc-lho.ligo.org/public/0005/T010075/003/T010075-v3%20aLIGO%20System%20Description.pdf>>. Acesso em: 24 de junho de 2023.