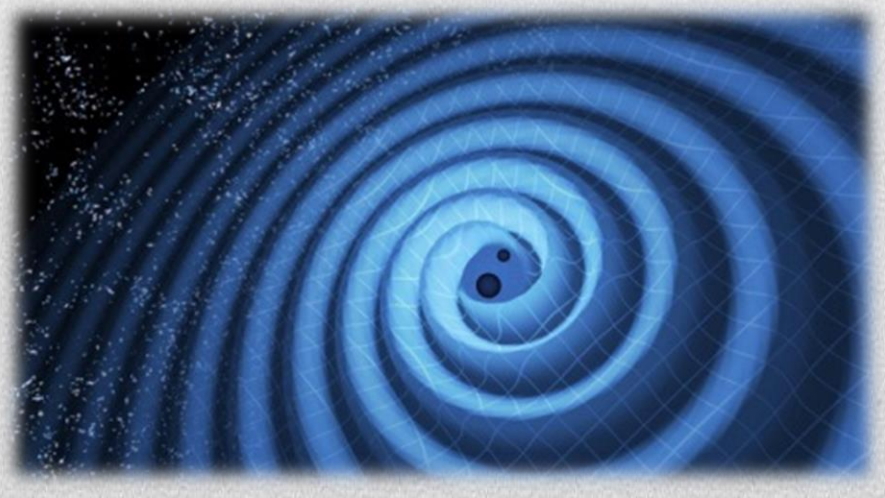
INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES ROUEN

PROJET DE PHYSIQUE P6

STPI / P6 / 2019 – PROJET 46

LES RESONATEURS OPTIQUES

DU LASER A LA DETECTION DES ONDES GRAVITATIONNELLES



Etudiants :

Paul DESCHAMPS
Othman AMMAR

Enseignant-responsable du projet :

Rémy LEGAIE

SOMMAIRE

Sommaire **1**

INTRODUCTION **2**

PARTIE 1 : LA RÉSONANCE ACOUSTIQUE **3**

A) QUELQUES NOTIONS 3

B) EXPERIENCE : CORDE DE MELDE 4

C) UN AUTRE EXEMPLE DE RÉSONATEURS ACOUSTIQUES 5

Partie 2 : Les Résonateurs optiques **7**

Introduction 7

A) Différents types de cavités optiques : 7

B) Cavité optique de Fabry-Pérot 8

Partie III : Le laser **10**

A) Le laser à l'échelle macroscopique 10

B) Point de vue microscopique 11

C) Le pompage optique 13

IV) Caractéristiques de la lumière émise par un LASER. **15**

A) Un faisceau monochromatique et directionnel 15

B) Une lumière cohérente 16

C) Un faisceau Gaussien 17

V) L'application des lasers dans la détection des ondes gravitationnelles **19**

A) Les ondes gravitationnelles, qu'est-ce que c'est ? 19

B) Les détecteurs d'ondes gravitationnelles 20

C) Le fonctionnement de ces détecteurs 22

Conclusion **25**

Bibliographie **26**

INTRODUCTION

Depuis la création des premiers lasers (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) à liquide en 1966, ceux-ci n'ont cessé d'évoluer, pour être utilisés aujourd'hui dans de très nombreux domaines tels que la mécanique, la chirurgie, la télécommunication, le nucléaire, et bien d'autres encore. Il a permis de grandes avancées dans certains domaines (l'astrophysique ou la médecine par exemple), ainsi que des économies de temps ou d'énergie dans d'autres (l'usinage ou la télécommunication). Toutes ces avancées, nous les devons sans doute en grande partie à Albert Einstein (1879-1955) pour avoir découvert en 1917 l'un des phénomènes physiques qui seront ensuite à la source du fonctionnement d'un laser, l'émission stimulée de photons (dont nous parlerons dans la partie III).

Nous connaissons tous Albert Einstein pour ses grands travaux sur la gravité, notamment à travers la théorie de la relativité restreinte (1905) avec la fameuse formule $E = mc^2$ (qui montre l'équivalence entre la masse et l'énergie), et à travers la théorie de la relativité générale (1915). Ces deux théories sont devenues des objets essentiels dans l'astrophysique moderne : en expliquant des phénomènes inexpliqués par la loi de la gravitation de Newton, comme par exemple les trous noirs, ou certaines anomalies de l'orbite de Mercure, c'est en partie grâce à ces théories que les astrophysiciens d'aujourd'hui arrivent encore à en découvrir davantage tous les ans sur l'espace.

Mais ce qu'Einstein n'avait sans doute pas prévu, c'est que le laser puisse un jour prouver l'existence d'un phénomène gravitationnel qui découlait directement de sa propre théorie de la relativité générale : les ondes gravitationnelles. Indirectement, c'est donc un de ses travaux sur la physique quantique (l'émission stimulée de photons) qui a réussi à prouver la cohérence d'un de ses travaux sur la gravité.

En fait, pour faire fonctionner un laser, il est nécessaire de combiner la physique quantique avec des principes optiques, ceux de la résonance optique. Il en va de même pour la détection des ondes gravitationnelles, qui, sans la résonance optique, serait impossible. En faisant une analogie avec la résonance acoustique, nous expliquerons ces phénomènes optiques intervenant dans le laser et dans la détection des ondes gravitationnelles. Puis nous détaillerons le fonctionnement du laser en lui-même, avant de décrire les caractéristiques de la lumière émise par un laser, qui est loin d'être une lumière « habituelle ». Nous finirons par raconter comment, depuis 2015, les astrophysiciens arrivent à détecter les ondes gravitationnelles à l'aide du laser.

PARTIE 1 : LA RÉSONANCE ACOUSTIQUE

La résonance acoustique est un phénomène ondulatoire similaire à la résonance optique sur différents points, notamment sur le comportement des ondes à l'intérieur du résonateur et sur l'amplification de celles-ci. Pour expliquer le phénomène de résonance acoustique dans un système, nous allons dans un premier temps définir quelques notions correspondant aux facteurs jouant dans la résonance, puis nous expliquerons ce phénomène en utilisant le cas d'un tube simple comprenant un microphone à son extrémité, et nous finirons par présenter quelques exemples dans lesquels la résonance est utilisée.

A) QUELQUES NOTIONS

- **Mode propre** : Un « mode propre » (ou « mode naturel ») est une forme spatiale qui modélise l'oscillation du système excité selon sa fréquence propre, avant d'être atténuée jusqu'à la position d'équilibre du système. Chaque objet physique (par exemple une corde, un immeuble, un pont) possède un nombre limité ou infini de modes propres de vibration qui dépendent de sa structure et de ses constituants par exemple. (Source : Wikipédia, Mode normal)
- **Fréquence propre (singulier)** : En terme général, la « fréquence propre », ou autrement appelée « fréquence naturelle », est la fréquence à laquelle oscille un système lors d'une excitation non-entretenue. C'est la fréquence qu'il est le plus facile d'exciter, notamment lors d'un choc.
- **Fréquence fondamentale** : C'est la fréquence la plus basse qu'une corde ou un tube puisse émettre en produisant un son.
- **Fréquences propres (pluriel)** : Désignent les fréquences pour lesquelles un objet résonne en préférence. On peut les constater en excitant un système par oscillations forcées. On les appelle aussi **modes partiels**.
- **Harmonique** : Il s'agit d'une onde dont la fréquence est un multiple de la fréquence fondamentale. Les harmoniques d'un son sont donc des partiels particuliers.
- **Onde stationnaire** : C'est le phénomène clé de la résonance. Il est engendré par la propagation simultanée dans les deux sens opposés de plusieurs ondes de même fréquence dans le même milieu physique. La conséquence est que ces ondes vont s'additionner ou se compenser. Dans le cas où les ondes sont superposées on va avoir une accentuation de l'amplitude (on appelle cette zone un ventre), et si elles sont opposées on aura une amplitude nulle (un nœud). Ces points d'amplitude nulle sont fixes dans le temps. Les fréquences pour lesquelles les ondes stationnaires s'établissent sont les fréquences harmoniques de vibration.

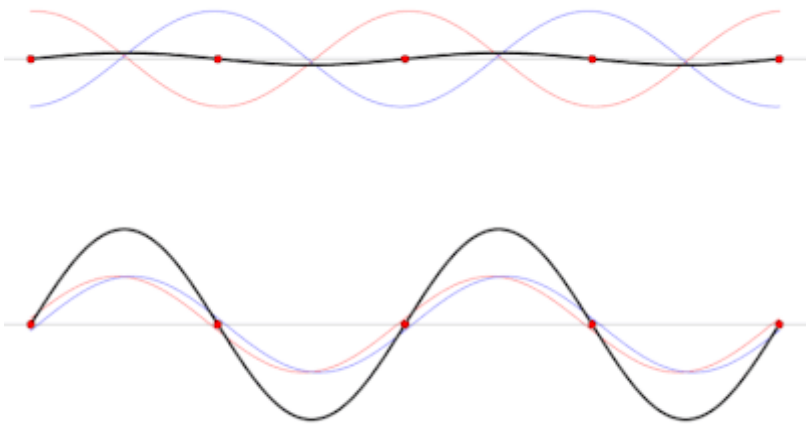
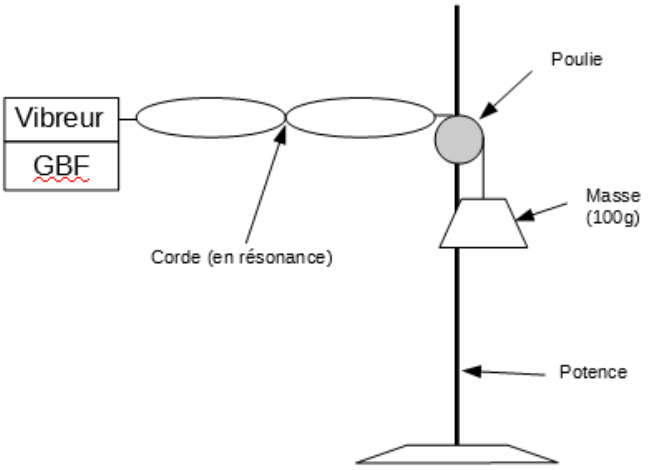


Schéma d'une onde stationnaire (provenant de Wikipédia), comportant donc deux ondes de même fréquence (ici de même amplitude mais ce n'est pas forcément toujours le cas).
En déplaçant les deux ondes sur l'axe horizontal, on s'aperçoit que l'onde résultante peut être d'amplitude quasiment nulle : on parlera d'interférence destructive.
Dans la deuxième partie, l'amplitude des deux ondes est ajoutée pour donner l'onde résultante, il s'agit d'une interférence constructive.

B) EXPERIENCE : CORDE DE MELDE

Pour mettre en évidence l'existence de ce phénomène de résonance acoustique, nous avions prévu de réaliser l'expérience de la Corde de Melde. L'avantage de cette expérience simple est que l'onde se déplace en une seule dimension, ce qui rend l'observation de l'onde plus simple à l'œil nu, grâce à l'apparition de faisceaux le long de la corde. De plus, cette expérience reste accessible à un coût abordable, en considérant la possession d'un Générateur à Basses Fréquences. À cause d'un problème de retard dans la réception du matériel, nous n'avons pas pu effectuer l'expérience, nous avons donc basé cette partie sur nos recherches.

Le principe de l'expérience de la Corde de Melde est de fixer l'extrémité d'une corde à un vibreur, alimenté par un GBF et ainsi émettre une onde en oscillation forcée le long de la corde. L'autre extrémité de celle-ci est reliée à une masse de 100g, suspendue à l'aide d'une poulie (accrochée à une potence). L'intérêt d'une masse à cette extrémité est de tendre la corde sans être obligé(e) de la tendre soi-même, ce qui pourrait apporter des imprécisions dues à des petits



tremblements, ou des secousses. Ici, la masse rend la corde immobile et tendue au repos.

Si on réalise cette expérience, nous remarquons que la corde entre en résonance à une première fréquence: il s'agit de la fréquence fondamentale. À cette fréquence, on observe un unique faisceau. En augmentant à peine la fréquence du vibreur, la résonance disparaît, car la corde ne vibre plus sur sa fréquence fondamentale (f_1). Puis si on continue d'augmenter la fréquence du vibreur jusqu'à atteindre le double de la fréquence fondamentale, on retombe sur une fréquence de résonance, il s'agit d'un mode partiel, sur lequel on observe 2 faisceaux (2 ventres et un nœud). Puis de nouveau en augmentant sensiblement la fréquence du GBF le motif disparaît. Puis on continue d'augmenter la fréquence du GBF jusqu'à arriver à une fréquence égale à nf_1, où on constate l'apparition de n faisceaux.

Dans ce cas concret, l'onde est envoyée dans la corde à partir du vibreur à sa première extrémité qui émet une oscillation forcée. Cette première onde, en rencontrant le bout de la corde et la poulie, va être réfléchie pour partir dans l'autre sens de la corde. Ainsi le rôle du phénomène des ondes stationnaires a son importance : lorsque l'onde a une fréquence correspondant à celle d'un mode partiel, elles vont interférer, et c'est la raison pour laquelle on peut voir des faisceaux le long de la corde à certaines fréquences uniquement, les fréquences propres de la corde.

Les longueurs d'ondes respectives de ces fréquences propres peuvent être retrouvées grâce à la formule suivante :

$\lambda_n = \frac{2L}{n}$, où L et n correspondent respectivement à la longueur de la corde et au nombre de fuseaux. Ainsi pour avoir toutes les fréquences propres de la corde il suffit de calculer l'inverse de ces longueurs d'ondes.

Cette expérience a donc démontré que pour tout objet matériel de l'espace il existait des fréquences propres de résonance, pour lesquelles l'objet peut entrer en résonance via des ondes stationnaires. On peut appliquer cette expérience aux résonateurs acoustiques en considérant que l'onde, engendrée par la corde agitée par les oscillations du GBF, représente l'onde sonore se déplaçant dans le milieu. On peut aussi appliquer l'expérience au domaine de la résonance optique, et dans ce cas l'onde représenterait une onde lumineuse. C'est donc une expérience simple à réaliser qui nous a permis de mettre en relief des phénomènes plus complexes.

C) UN AUTRE EXEMPLE DE RÉSONATEURS ACOUSTIQUES

La résonance de Helmholtz caractérise le phénomène de résonance d'air dans une cavité : le résonateur de Helmholtz. Celui-ci tient son nom d'Hermann Von Helmholtz, qui a été le premier à imaginer des récipients percés d'un orifice pour extraire les harmoniques d'un son total à étudier. Ce résonateur est formé d'une cavité fermée de volume V, et d'un col de longueur L et de section S.

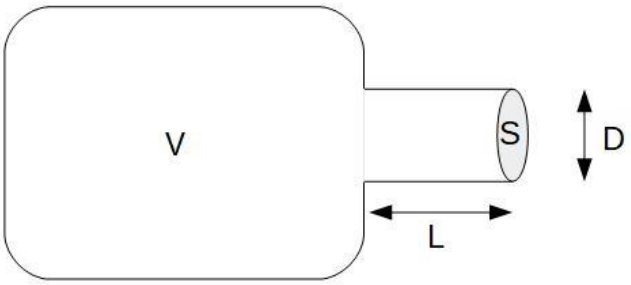


Schéma simplifié d'un résonateur de Helmholtz

Lorsqu'on excite un résonateur de Helmholtz, le volume d'air présent dans la cavité entre en surpression car l'air arrivant par le col du résonateur agit comme une masse qui comprime celui dans la cavité. L'air présent dans la cavité vibre, mais a du mal à s'échapper à cause de la forme étroite du col. On peut donc adopter le modèle d'un système masse-ressort pour étudier ce résonateur, en considérant que l'air situé dans le col du résonateur oscille en bloc. On en déduit la formule$M = LS\rho$, où on note M la masse d'air présente dans le col (en kg), ρ la masse volumique cet air (en kg.m^{-3}), S la section du col (en m^2) et L la longueur du col (en m). À l'aide de calculs on en arrive à la conclusion pour la fréquence de résonance du résonateur (en Hz) :

$$f = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\frac{S}{LV}}$$

Où on a c la célérité du son (≈340m.s^{-1}), S la section du col, L la longueur du col, et V le volume d'air présent dans la cavité (en m^3).

Le résonateur de Helmholtz est utilisé dans de nombreux domaines. Beaucoup d'instruments utilisent ce phénomène : l'ocarina, par exemple, est un instrument à vent uniquement basé sur ce résonateur, possédant plusieurs cols pour pouvoir changer la hauteur du son joué. Les instruments à cordes utilisent aussi un résonateur de Helmholtz pour rendre le son de la corde audible, car si la corde est excitée mais que le son n'est pas amplifié il est alors à peine perceptible (cas de la guitare électrique non branchée). Evidemment, la cavité de ces instruments est étudiée pour que chaque son joué par le musicien se trouve sur un mode propre de la cavité, pour qu'il puisse être amplifié.

Au contraire, dans certaines situations, les résonateurs de Helmholtz sont utilisés pour atténuer des sons nuisibles. Dans des anciennes églises, par exemple, on trouve des trous sur les murs reliés à des vases en céramique placés dans la pierre. Si le but de ces vases n'est toujours pas prouvé, de nombreux scientifiques s'accordent à dire que le but était d'atténuer la résonance des voix causée par la mauvaise acoustique des églises. La condition pour que le résonateur de Helmholtz puisse atténuer ces sons est d'utiliser une cavité dont la fréquence des modes propres ne coïncide pas avec la fréquence de la voix humaine, sinon elle serait amplifiée. Pour citer un dernier exemple, Dyson utilise un résonateur de Helmholtz pour atténuer un sifflement causé par la rotation du moteur sur son modèle Dyson Cool™.

PARTIE 2 : LES RESONATEURS OPTIQUES

INTRODUCTION

On définit un résonateur optique ou cavité optique comme un dispositif dans lequel certains rayons lumineux sont susceptibles de rester confinés grâce à des miroirs sur lesquels ils se réfléchissent.

Ainsi, les résonateurs optiques comportent trois éléments essentiels, un milieu amplificateur de lumière , une cavité résonnante et un système de pompage que l'on introduira dans la partie 4 de notre projet.

Les cavités optiques jouent alors un rôle fondamental dans l'étude des phénomènes ondulatoires, on en distingue trois principaux :

- Générer et maintenir une amplification lumineuse. Dans la résonateur optique, Le signal optique peut traverser à plusieurs reprises la substance active dans la direction de l'axe de la cavité ; l'amplification optique est obtenue continuellement, le signal devient plus fort et saturé et la sortie du laser est formée.
- Améliorer la directionnalité du laser. Tout photon dont la direction de propagation s'écarte de l'axe de la cavité est rapidement éliminé de la cavité. Seuls les photons se propageant le long de l'axe de la cavité peuvent être échangés en continu dans le tube pour obtenir une amplification optique, de sorte que le laser de sortie présente une bonne directivité.
- Améliorer la monochromaticité laser. Le laser est réfléchi dans la cavité résonante et superposé de manière cohérente pour former une onde stationnaire (source wikipédia) avec le miroir en tant que nœud.

Avant d'introduire les différents types de cavités optiques, on définit deux modes de résonance pour les résonateurs optiques, un mode de résonance longitudinal qui varie selon la longueur d'onde λ de l'onde associée ainsi qu'un mode de résonance transverse (ou TEM) qui varie selon la forme du système étudié.

Nous étudierons dans cette partie les différentes formes des cavités optique et leur condition de stabilité , le cas des cavités optique de Fabry-Pérot ainsi que le mode d résonance transverse.

A) DIFFERENTS TYPES DE CAVITES OPTIQUES :

Avant de parler des différents types de cavités optiques, le modèle de cavité stable le plus simple représentable est la cavité linéaire constituée de deux miroirs face à face, de rayons de courbures respectifs R1 et R2, distants d'une distance L et de diamètre respectifs D1 et D2.

On définit une cavité stable par une cavité dont des rayons restent au voisinage de l'axe optique à travers les n éléments quand n tend vers l'infini (c'est à dire pour n allers retours à l'intérieur de la cavité optique).

La stabilité d'une cavité optique est définie par l'équation suivante :

$$0 < (1 - L\,R_1)(1 - L\,R_2) < 1$$

On définit ainsi 5 types de cavités optiques stables :

1) Plan-Plan ou Plan Parallèle (où R1=R2= ± ∞).

2) Sphérique.

3) Confocale (où R1=R2=L).

4) Hémishérique (où R1= 1 2 R2=L).

5) Concave-convexe.

Afin de déterminer la stabilité d'une cavité optique, il existe une méthode nommée “Méthode des cercles de Deschamps”, qui permet de savoir si une cavité optique est stable ou ne l'est pas, il suffit de vérifier que si les deux cercles de diamètres R1 et R2 centrés sur les points focaux F1 et F2 se coupent alors la cavité est stable. Les cercles de Deschamps permettent également d’avoir accès à la position du « waist » (intersection des cercles) et à la « longueur de Rayleigh » notée ZR.

B) Cavite optique de Fabry-Perot

On définit une cavité optique de Fabry-Pérot comme une cavité optique résonnante constituée de 2 lames semi-réfléchissantes séparés d'une distance L. Ce type de cavité optique est caractérisé par le phénomène de réflexion totale interne puisque chaque rayon entrant entre les 2 lames se réfléchit un très grand nombre de fois avant d'y ressortir et chaque rayon sortant interfère dans le plan focal d'une lentille.

Cette cavité optique est ainsi caractérisée par un coefficient R de réflexibilité qui d'autant plus grand lorsque le nombre de rayons en phase est important (Pour des angles particuliers variant en fonction de θ et L). Le traitement de la cavité optique permet alors d'augmenter le coefficient de réflexion des faces internes de la lame d'air, soit par métallisation, soit par le dépôt de plusieurs couches diélectriques. Typiquement, le coefficient de réflexion énergétique est supérieur à 90% (Le Coefficient de réflexion idéal est de 95%).

De plus, la cavité de Fabry-Pérot est caractérisée par le phénomène d'interférence à ondes multiples. En effet, on remarque que si le coefficient de réflexibilité est faible, alors la première onde sortant de la cavité est peu visible et très intense, ce qui contraire au principe de stabilité du résonateur de Fabry-Pérot. Lorsque le coefficient de réflexibilité s'approche de 1, il faudrait prendre en compte le nombre de rayons d'amplitude comparable afin de vérifier la stabilité de la cavité optique.

De plus, on néglige le phénomène d'absorption optique dans le modèle de la cavité de Fabry-Pérot puisque l’on n’a pas de pertes d'énergie lumineuse (phénomène de réflexion totale interne).

La cavité de Fabry-Pérot se caractérise par le phénomène de transmission d'intensité lumineuse, qui dépend en grande partie par son déphasage Δφ ; puisque la division d'amplitude produite par une lame introduit un déphasage qui se traduit par la formule suivante :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$$

Avec λ longueur d'onde du faisceau lumineux et

δ =2ne cos (θ r) , n=1 (indice de l'air), e l'épaisseur de la lame d'air et θ r = θ i avec θ i angle incident et θ r angle réfléchi sortant de la cavité de Fabry-Pérot.

Afin de calculer l'intensité transmise par la cavité de Fabry-Pérot, on utilise la méthode de la superposition des ondes :

$$\psi = A\, t_1\, t_2\, e^{i(\omega t)} \sum_{k=0}^{+\infty} (R\, e^{-i\Delta\varphi})^k$$

Avec At1 t2 amplitude des réflexions à l'intérieur de la cavité de Fabry-Pérot et R coefficient de réflexibilité. Finalement, on retrouve l'expression de l'intensité lumineuse à l'aide de l'expression conjuguée de ψ (ou ψ *) :

$$I = \frac{1}{2}\psi\psi^* = I_0\left(\frac{T}{1-R}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)}$$

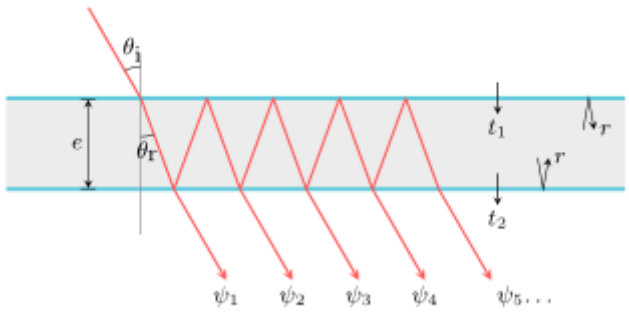
Avec I 0 = A² 2 intensité du flux lumineux et T= t 1 t 2 coefficient de transmission lumineuse. Ainsi, l'intensité lumineuse est maximale pour chaque période $\Delta\varphi = 2k\pi\ (k \in \mathbb{Z})$.

De plus, l'interféromètre de Michelson en configuration "lame d'air" respecte le même principe de base que celui de la cavité Fabry-Pérot, c'est à dire celui de balayer le spectre d'incidence tout en modifiant la différence de phase $\Delta\varphi$.

Ainsi, l'interféromètre de Fabry-Pérot présente une résolution spectrale exceptionnelle ce qui en fait un instrument de choix en spectroscopie haute résolution.

Finalement, la cavité contient un milieu actif qui permet d'avoir la cohérence spectrale du laser qui est de ces propriétés les plus importantes.

Fonction de transmission de la cavité Fabry-Pérot en fonction du déphasage.



PARTIE III : LE LASER

A) LE LASER A L'ECHELLE MACROSCOPIQUE

Le laser est une application directe des cavités de Fabry-Pérot. C'est donc un système composé d'un miroir totalement réfléchissant placé en face d'un miroir partiellement réfléchissant. Entre les deux, il y a un milieu excitable dans lequel on trouve les molécules qui vont créer la lumière. La couleur de la lumière créée par le laser dépend du matériau contenu dans le milieu excitable. Par exemple, dans le commerce, on peut trouver des néons fonctionnant à l'hélium-néon ou au rubis dans le milieu excitable produiront une couleur rouge, tandis que le rayon de ceux fonctionnant avec de l'argon aura une couleur bleue. Bien sûr, il existe de multiples lasers différents, produisant de nombreuses longueur d'ondes différentes.

Dans les grandes lignes, le fonctionnement du laser commence par une impulsion électrique émise par une batterie ou une pile placée à côté de l'interrupteur. Cette impulsion sert à allumer une lampe à décharge qui va effectuer un pompage optique (nous parlerons du pompage optique à la fin de cette partie), et va déclencher le phénomène de résonance dans la cavité de Fabry-Pérot. La lumière dans cette cavité va entrer en résonance et être amplifiée, et la lumière résultante est donc envoyée au dehors de la cavité via le miroir semi-réfléchissant pour donner le faisceau laser.

Le dessin ci-dessous (provenant du site sweetrandomscience.blogspot.com) montre avec efficacité les composants du laser.

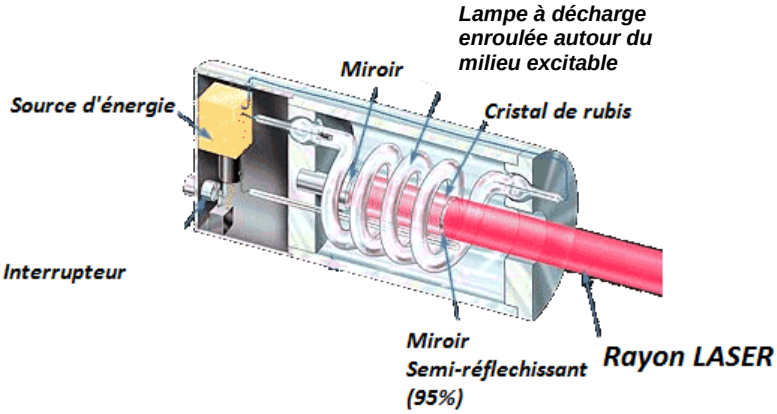


Figure 4 : dessin d'un laser ()

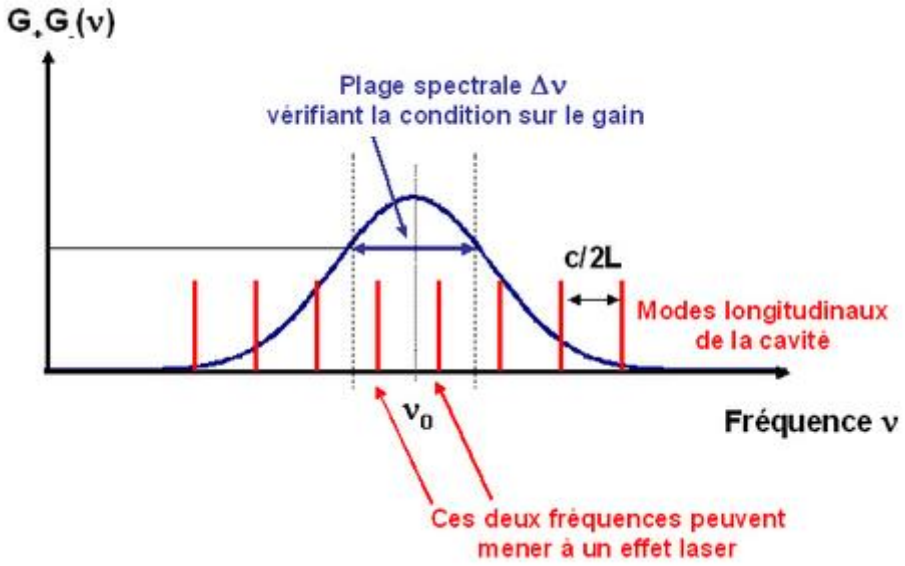
Il existe également des lasers fonctionnant avec une diode, ce qui permet de remplacer la lampe à décharge et donc de rendre le laser plus compact. En revanche, sur ces modèles, la divergence des rayons est augmentée, ce qui diminue le caractère directif de la lumière laser.

Il existe des conditions sur la cavité pour rendre le laser fonctionnel :

- Des conditions sur le gain de la cavité : celui-ci étant défini par $G = \frac{P_s}{P_e}$ avec P_s la puissance du rayon en sortie du milieu amplificateur et P_e sa puissance en entrée (en watts par seconde). On définit M_1 le miroir semi-réfléchissant et M_2 le miroir totalement réfléchissant,G_+ le gain effectif de la cavité dans le sens du rayon laser, et G_- le gain effectif

dans le sens inverse. G_{+G_-} est donc le gain total en un aller-retour. On note aussi R_1 et R_2 les coefficients de chaque miroir. Alors pour que la puissance puisse augmenter à chaque aller-retour pour avoir un rayon efficace en sortie, il faut que$G_{+G_{->\frac{1}{R_1R_2}}}$. Autrement dit, le gain doit être supérieur aux pertes des miroirs. Dans le cas inverse, le laser n'entre pas en résonance. Mais ici, l'augmentation d'intensité du rayon n'est pas infinie car elle reste limitée par le nombre de photons stimulés par le pompage optique.

- Pour que la lumière puisse résonner, il y a aussi des conditions sur sa fréquence. Comme pour la résonance optiques, ces fréquences sont égales à $\nu = \frac{kc}{2L}$ (c la célérité de la lumière dans le vide, L la longueur de la cavité entre les 2 miroirs). Pour qu'elles soient efficaces, il faut aussi que la fréquence se trouve dans la bande de gain du milieu amplificateur. Dépendant du matériau se trouvant dans ce milieu, ces fréquences sont différentes. De manière générale on peut les représenter comme sur ce graphique ci-dessous, provenant de la page internet optique-ingenieur.org.



B) Point de vue microscopique

Si à l'échelle macroscopique nous pouvons observer des faisceaux lasers et étudier leurs propriétés d'un point de vue optique, en réalité ceux-ci sont créés à partir de phénomènes physiques microscopiques, allant jusqu'à l'échelle atomique. Nous allons traiter dans cette sous-partie des phénomènes mis en jeu lors de la création du faisceau laser.

Pour comprendre comment fonctionne le laser d'un point de vue microscopique, il faut revenir sur quelques notions d'atomistique. En effet, la conception du faisceau repose sur 3 phénomènes énergétiques :

- L'absorption d'un photon (Figure 1)

L'énergie d'un atome étant quantifiée, on peut représenter les énergies possibles de l'atome selon un diagramme énergétique. On différenciera sur ce diagramme l'état fondamental des nombreux états excités de l'atome, et on appellera « n » le nombre quantique principal, c'est-à-dire

le nombre caractérisant l'état d'énergie de l'atome. À l'état « naturel », un atome se trouve généralement dans son état fondamental (n=1). Il s'agit de l'énergie la plus basse à laquelle peut être un électron, et c'est aussi la plus stable. Pour passer de son état fondamental à un état excité, l'atome a besoin d'une certaine quantité d'énergie précise selon l'état à atteindre.

L'absorption d'un photon est donc la capacité qu'a l'atome à absorber un photon d'énergie $E_{photon} = \frac{hc}{\lambda}$ = $E_2 - E_1$ en Joules (où h est la constante de Planck soit $6.63.10^{-34}$, c la célérité de la lumière dans le vide soit 3.10^8m.s^{-1} et λ la longueur d'onde du photon en m) pour passer de l'état fondamental de l'atome à son premier état excitéE_2.

- L'émission spontanée d'un photon (Figure 2)

Il s'agit en quelque sorte du système inverse de l'absorption d'un photon. Lorsqu'il se trouve sur un état excité, un atome peut tôt ou tard retourner sur son état fondamental, cette fois-ci en émettant un photon. Celui-ci aura la même énergie que le photon qui aurait été nécessaire à faire le trajet de l'état fondamental à cet état excité (voir la formule de l'énergie du photon dans le paragraphe précédent).

- L'émission stimulée d'un photon (Figure 3)

Il s'agit là aussi d'un passage d'un état excité à l'état fondamental, mais cette fois elle est stimulée par un photon incident. L'énergie du photon est définie par la même formule que précédemment, mais cette fois lorsque le photon passera sur l'état fondamental il libèrera un photon en plus du photon incident, ce qui double le nombre de photons total. Le photon résultant aura la même direction et la même phase que le photon incident. C'est ce phénomène qui a été décrit dans un article d'Albert Einstein en 1917 et qui est à la source du fonctionnement du laser.

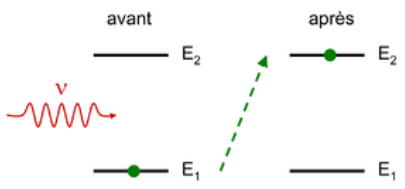


Figure 1 : absorption d'un photon

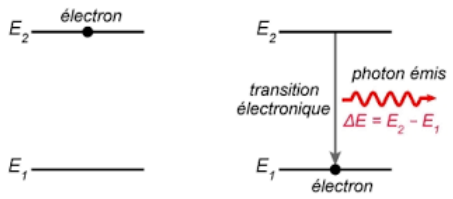


Figure 2 : émission spontanée d'un photon

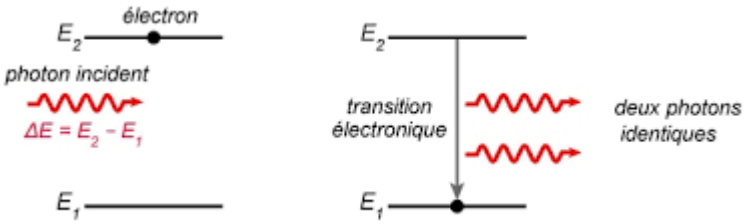


Figure 3 : émission stimulée d'un photon

Revenons au laser : le milieu excitable du laser est constitué d'un matériau qui peut être à l'état liquide, gazeux ou solide (cristaux et verres). Par exemple, le tout premier laser fonctionnait

grâce à un cristal de rubis. Les lasers à gaz, eux, fonctionnent pour la plupart avec un mélange hélium-néon ou avec du dioxyde de carbone. Quant aux lasers liquides il s'agit tout simplement d'un colorant qui est utilisé et ce sont ses molécules qu'on va exciter (la couleur du rayon émis dépend de la couleur du colorant présent dans le laser).

Le fonctionnement du laser se fait dans un premier temps en excitant les atomes, initialement dans leur état fondamental, vers un état excité. On va pour cela procéder à un pompage optique, dont nous parlerons au prochain paragraphe. Ensuite il faut envoyer sur ces atomes excités un photon dont l'énergie semblable à celle du photon que l'on veut émettre (soit la différence entre l'énergie de l'état excité et celle de l'état fondamental). Puis c'est une réaction en chaîne qui se poursuit, à l'aide d'émissions stimulées sur les autres atomes excités. On arrive vite à une multitude de photons résultants se déplaçant dans le milieu. Lorsque les photons rencontrent l'un des deux miroirs ils sont réfléchis, et le phénomène de résonance entre les deux miroirs accentue le signal lumineux, tout comme le même phénomène de pompage et d'émission stimulée l'accentue aussi. Au final, la lumière sortant du miroir semi-réfléchi est puissante, monochrome et unidirectionnelle.

C) Le pompage optique

Comme mentionné précédemment, dans le milieu excitable, les atomes sont dans leur état d'énergie le plus stable pour la plupart, c'est-à-dire l'état fondamental. En effet, à l'équilibre thermodynamique, la répartition de ces deux populations (atomes excités et atomes stables) suit la loi de Boltzmann selon la formule suivante : $N_2 = N_1 \left(\frac{-E_2-E_1}{k_B T}\right)$ où E_1 est l'état fondamental (en Joules), E_2 un état excité (en Joules), k_B est la constante de Boltzmann ($1{,}38.10^{-23}$ J.K^{-1}) et T la température (en Kelvin). Dans ce cas, N_2 est toujours inférieur à N_1.

Si on envoyait simplement un photon (certes de bonne énergie) sur ces atomes, il serait sans doute amplifié par quelques atomes excités mais ils seraient aussi absorbés par d'autres. Donc on garderait approximativement la même quantité de photons, et la même proportion d'atomes excités. Il faut donc trouver un moyen pour que la plupart soient excités. On appelle cela l'inversion de population.

Et pour inverser la population d'atomes excités dans le laser, on procède au pompage optique, méthode qui a valu à son inventeur, Alfred Kastler, le prix Nobel de la physique en 1966. Pour se représenter facilement le concept de pompage optique, on peut le comparer à un système de pompage ordinaire, où on voudrait déplacer des molécules d'eau (qui représentent les atomes à l'état fondamental) vers un réservoir situé en hauteur (atomes excités).

Le pompage optique est le plus souvent utilisé en émettant un rayonnement externe au milieu excitable. On peut utiliser pour cela un tube à décharge enroulé autour du milieu excitable (figure 4). Il s'agit d'un tube contenant un gaz métallique (par exemple du néon) elles-mêmes soumises à une différence de potentiel créée par des électrodes situées à chaque côté de la lampe. Dans la lampe, les molécules de gaz métallique s'ionisent sous l'effet de la différence de potentiel. Les électrons libérés par cette ionisation sont attirés vers la cathode et les ions positivement chargés sont attirés vers l'anode. Il y a donc énormément de flux d'électrons à l'intérieur, et de collisions entre chaque particule. Ces collisions vont permettre à la plupart des électrons d'être chassés de leur

orbite et de changer de couche, sur laquelle ils vont y retourner en émettant un photon. Certains électrons sont totalement arrachés de l'atome, ce qui augmente le flux d'électrons dans la lampe.

La couleur des rayonnements émis par la lampe à décharge dépend du gaz à l'intérieur (par exemple le néon émet une couleur rouge orangé), donc il est primordial de choisir un gaz qui émet des photons qui ont une longueur d'onde coïncidant avec celle qui sera nécessaire pour être absorbés par le milieu excitable du laser. Ainsi les photons émis par cette lampe vont pouvoir être absorbés par les atomes qui sont sur leur état fondamental, et vont pouvoir être excités et démarrer la réaction en chaîne dans le laser.

IV) CARACTERISTIQUES DE LA LUMIERE EMISE PAR UN LASER.

A) UN FAISCEAU MONOCHROMATIQUE ET DIRECTIONNEL

L'effet de résonance produit dans le laser a plusieurs répercutions sur la lumière qu'il émet. Rappelons qu'un laser est constitué d'un milieu excitable dans lequel on peut trouver un gaz, liquide ou solide. La conséquence est que la couleur de la lumière émise dépend du (ou des) matériau(x) inclus dans le milieu excitable. En effet, la formule permettant d'obtenir l'énergie du photon, libéré par le changement de couche d'un électron, est calculée en fonction de la longueur d'onde de ce photon. La différence d'énergie entre deux couches d'énergie étant propre à chaque matériau, alors la longueur d'onde de la lumière émise par le laser est elle aussi dépendante du milieu excitable. Avec la lumière émise par le pompage optique (le plus souvent il s'agit d'un tube à décharge), les électrons (des atomes du milieu excitable) changent sensiblement toujours de la même couche d'énergie, produisant une lumière toujours identique en fonction du matériau choisi dans le milieu excitable. La lumière émise est donc monochromatique.

Le monochromatisme d'un laser est extrêmement précis. À titre d'exemple, la lumière résultant d'une lumière blanche d'une lampe torche passant à travers un filtre rouge contient des photons possédant des longueurs d'ondes dans une fourchette de 650 à 700 nanomètres. Le filtre laisse passer tous les rayons de couleur rouge, y compris le rouge clair et le rouge foncé. Un laser contenant de l'Hélium et du Néon, à la sortie de la cavité optique, émet des rayons dont la longueur d'onde est quasiment identique : elles sont toutes comprises dans une tranche de 1 nanomètre. En fait, un laser ne peut pas être parfaitement monochromatique, car certaines lois de la Physique imposent que tout rayonnement émis possède un certain nombre (aussi petit soit-il) supérieur à 1 de longueurs d'ondes différentes. Toutefois les différences entre celles du laser sont tellement minimes qu'on peut considérer son faisceau de monochromatique.

Dans la cavité de Fabry-Pérot présente dans le laser, chaque rayon qui n'est pas parfaitement orthogonal aux deux miroirs ne va pas entrer en résonance et va finir par s'atténuer. Ceux qui sont, en revanche, dans la linéarité de l'axe perpendiculaire aux miroirs, vont faire un certain nombre d'allers retours avant de sortir par le miroir semi-réfléchissant (comme expliqué dans le II). En plus de la puissance acquise par ce rayon dû à la résonnance, il va alors également obtenir un caractère très directionnel. Si un rayon lumineux émis par un projecteur classique diverge au bout de quelques mètres, celui d'un laser, lui, met plusieurs kilomètres avant de diverger.

B) UNE LUMIERE COHERENTE

C'est un caractère très important de la lumière qu'émet un laser. C'est grâce à cette cohérence que la lumière d'un laser arrive à être autant puissante.

Rappelons que l'émission stimulée d'un photon dans un milieu engendre la création d'un photon de même direction, de même longueur d'onde et de même phase que le photon incident. Lors du pompage optique dans le milieu excitable du laser, tous les électrons créés ont donc la même longueur d'onde et sont en phase. Et lors du phénomène de résonance, ces photons restent en phase, l'amplitude de l'onde associée à ces photons augmente et les rendent plus puissants. En sortant de la cavité, la lumière émise est donc totalement en phase, et elle est alors puissante.

La cohérence du faisceau laser est temporelle : on définit τ_c le temps de cohérence de la source et Δv la largeur spectrale du spectre de lumière émise par le laser (on rappelle qu'elle n'est pas exactement monochromatique). Alors $\tau_c = \frac{1}{\Delta\nu}$. Si le retard entre les différents chemins optiques pris par le laser est supérieur à une valeur $L_c = c\tau_c$ alors il n'existera pas d'interférences pour cette onde, elle sera incohérente. Ce n'est pas le cas du laser. Ce que cela signifie est que lors de l'émission successive de plusieurs ondes lumineuses, ces ondes restent en phase à n'importe quel instant.

La cohérence du laser est aussi spatiale : à un instant donné, tous les points se situant sur le même plan perpendiculaire à la direction de l'onde sont dans le même état de phase et peuvent interférer.

La conséquence de cette cohérence est que la lumière émise par le laser emporte une plus grande quantité d'énergie que celle venant d'une source incohérente. En effet si une lumière incohérente contenant n photons dégage une énergie égale à N x E avec E l'énergie de chaque photon, l'énergie de la lumière cohérente, elle, aurait une énergie valant N^2 x E.

L'énergie (ou intensité) d'une lumière émise est proportionnelle au carré d'amplitude de cette onde lumineuse. Or quand une lumière est incohérente, on peut avoir des interférences destructives comme constructives des photons (de même longueur d'onde) contenant le rayon lumineux, ce qui réduit l'efficacité énergétique de la lumière. L'amplitude moyenne va donc tendre vers une valeur$\sqrt{N} \times A$. Si la lumière est cohérente en revanche, toutes les amplitudes s'additionnent pour donner l'amplitude totale du rayon qui est désormais beaucoup plus haute.

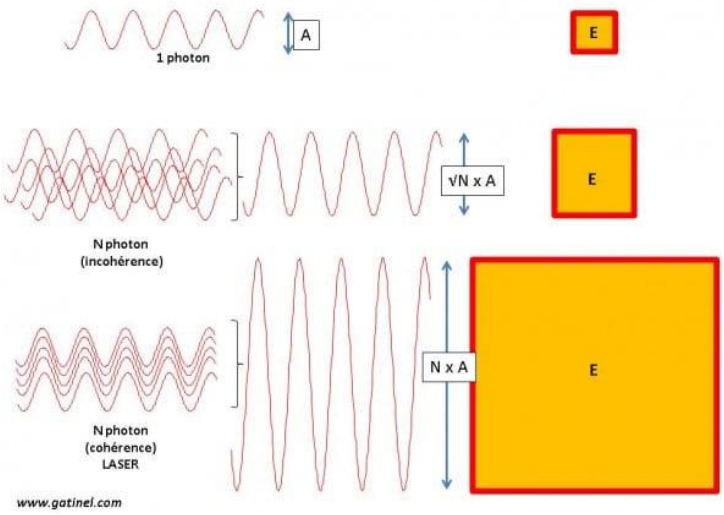
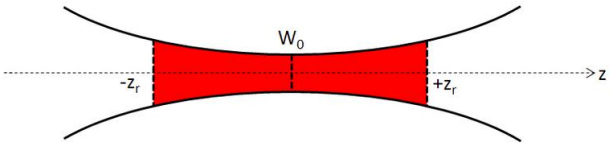


Schéma provenant du site www.gatinel.com et représentant la différence des ondes résultant de photons de même longueur d'onde, entre une lumière incohérente et une lumière cohérente de type laser, et représentation de quantité d'énergie émise.

C) Un faisceau Gaussien

En optique, un faisceau gaussien est une solution particulière de l'équation de propagation de Helmholtz (au même titre qu'une onde plane) dans le cadre de l'approximation paraxiale. Ce modèle produit une meilleure description de rayonnements cohérents comme les faisceaux lasers bien qu'il soit incomplet dans le traitement de la diffraction (Source Wikipédia).

Plus spécifiquement, un faisceau gaussien est un faisceau dont l'évolution du profil transversal d'amplitude en fonction de la propagation spatiale est proportionnelle à une fonction gaussienne, par exemple une fonction de Gauss-Hermite. De manière historique, la notion des faisceaux gaussiens est fortement liée à l'optique, particulièrement dans le domaine des Lasers où ils permettent de formuler avec une bonne approximation la propagation des faisceaux et leurs interférences avec les systèmes optiques.



Les faisceaux Gaussiens interviennent dans des domaines tels que celui de la télécommunication mobile, les réseau WIFI ainsi que d'autres domaines concrets de l'optique.

Ainsi les faisceaux gaussiens sont définis par plusieurs paramètres, notamment par une valeur ω 0 qui représente une valeur minimale du rayon du faisceau, appelé le “waist ou “cercle de gorge”, très important dans le calcul de l'intensité et de la dimension d'un faisceau gaussien car ce dernier est entièrement déterminé par sa longueur d’onde et son waist.

N'oublions certainement pas qu'il existe un lien entre faisceaux gaussiens et cavité laser puisque c'est la forme de la cavité d’un laser qui détermine la forme du faisceau qu'elle émet.

La position et la largeur du waist des faisceaux gaussiens dépendent alors de trois paramètres, position, largeur et modes transverse de la cavité. Ainsi, l'intensité d'un faisceau gaussien dans un plan transverse s'écrit de la manière suivante :

$$I = I_0 \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 . e^{-\frac{2r^2}{\omega}}$$

Avec $I_0 = \frac{2P}{\pi \omega_0}$ représentant l'éclairement initial de la source (ou intensité sur l'axe au niveau du waist) et ω le rayon limite du faisceau à 1 e².

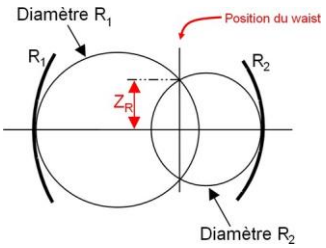
Les faisceaux gaussiens respectent ainsi le principe de conservation d'énergie puisque l'intensité au centre en z (axe des cotes) est inversement proportionnelle la surface du faisceau en ce point. La dimension d'un faisceau gaussien s'écrit sous la forme :

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + (\frac{z}{z_R})^2}$$

Avec $z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}$ correspondant à la distance de Rayleigh.

Ainsi, la manière la plus simple pour représenter un faisceau gaussien est la suivante :

Le faisceau possède une symétrie de révolution autour de l'axe Oz. Le diamètre du faisceau en un point d'abscisse z est 2 ω, c'est à dire que ω représente le rayon de courbure et varie en fonction de z, et on appelle waist ω 0 sa valeur minimale. Par convention, la position du waist est en z=0. La courbe hyperbolique tracée en noire est l'enveloppe du faisceau gaussien : il ne s'agit pas d'un rayon lumineux.

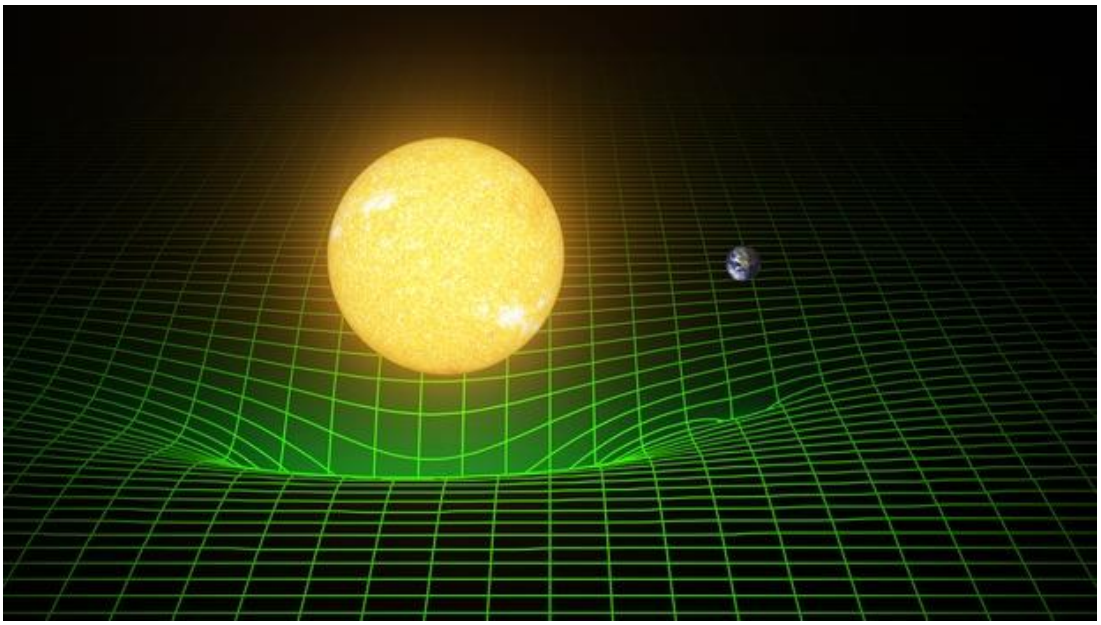


V) L'APPLICATION DES LASERS DANS LA DETECTION DES ONDES GRAVITATIONNELLES

A) LES ONDES GRAVITATIONNELLES, QU'EST-CE QUE C'EST ?

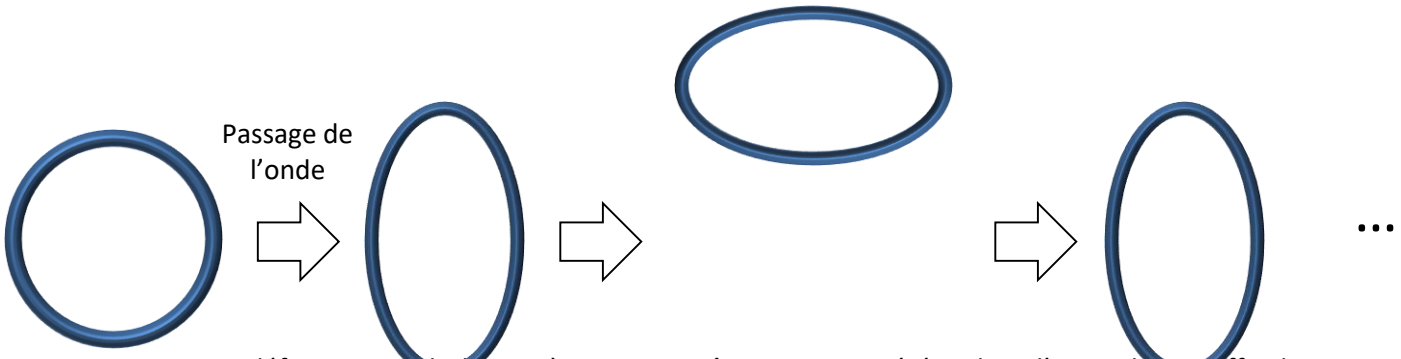
Le phénomène des ondes gravitationnelles est avant tout une théorie pensée par Albert Einstein lors de ses travaux sur la relativité générale publiés en 1915. La théorie de la relativité générale est une théorie sur l'étude du mouvement des corps massifs, en décrivant avec précision le phénomène de gravitation. Contrairement à la théorie newtonienne, elle décrit la gravitation comme une courbure de l'espace-temps et non pas comme une force s'appliquant instantanément en fonction de la position relative de deux objets. En effet, la théorie de la gravitation universelle proposée par Isaac Newton au XVIIe siècle est incohérente avec la théorie de la relativité restreinte proposée elle aussi par Einstein en 1905 car selon celle-ci, aucune information ne peut se déplacer à une vitesse supérieure ou égale à la vitesse de la lumière. C'est donc le caractère instantané de la force gravitationnelle de Newton qui est contradictoire avec la relativité restreinte d'Einstein, et qui l'a forcé à écrire sa plus récente théorie, la fameuse théorie de la relativité générale. https://www.youtube.com/watch?v=1WKWEbmaN30

La modélisation la plus simple de cette théorie est d'imaginer une boule de métal (représentant un objet stellaire massif) posé sur une nappe tendue. La nappe représenterait donc l'espace-temps, et les creux formés par la boule sur la nappe pourraient être vus comme les courbures de l'espace-temps. En imaginant que la boule de métal est un soleil, alors si une planète est en rotation autour de celui-ci, on la représenterait comme une boule de métal plus petite dans la courbure créée par le soleil (possédant aussi une courbure plus petite). En considérant que cette planète est en rotation uniforme autour du soleil, alors dans notre modélisation elle avancerait tout droit dans le repère de la nappe, mais en considérant cette courbure la trajectoire serait perpétuellement déviée, ce qui donne bien la rotation uniforme. L'illustration ci-dessous montre l'attraction de la Terre par le Soleil dû à une légère distorsion de l'espace-temps autour du Soleil



Cette théorie comporte plusieurs conséquences qui ont toutes été démontrées expérimentalement (ce qui n'était pas le cas il y a quelques années). Par exemple, le fait que les corps massifs dévient la lumière, l'existence des trous noirs, l'expansion de l'univers (etc.) sont tous des phénomènes qui ont été démontrés grâce à la théorie de la relativité générale. Le seul domaine dans lequel cette théorie n'avait pas été pleinement validée est celui dans lequel les courbures de l'espacement sont faibles (ce qui est assez paradoxal d'ailleurs car il s'agit de la majorité de l'univers). Dans ce domaine, la théorie se simplifie beaucoup et on obtient une théorie assez similaire à celle dans les champs électromagnétiques, dans le sens où on obtient une théorie mettant en jeu des ondes. Dans ce cas, il s'agit donc des ondes gravitationnelles.

Pour comprendre la méthode de détection de ces ondes comme présenté par la suite, il est important d'expliciter l'effet qu'ont ces ondes sur la matière. Il s'agit d'ondes transversales. De ce fait, l'onde n'a aucun impact sur la matière dans sa direction de propagation, mais uniquement sur le plan perpendiculaire à cette direction. Quand l'onde gravitationnelle traverse la matière, elle l'étire dans une direction (donc perpendiculaire à la direction de l'onde) et la comprime dans l'autre (perpendiculaire aux deux directions citées précédemment) alternativement. Ces ondes se déplacent à la vitesse de la lumière (c'est-à-dire approximativement 3.10^{8}m.s^{-1}). Dans l'exemple ci-dessous, le cercle représente la matière dans laquelle passe l'onde et est tracé perpendiculairement à la direction de celle-ci. On suppose dans cet exemple que l'aire du cercle reste égale.

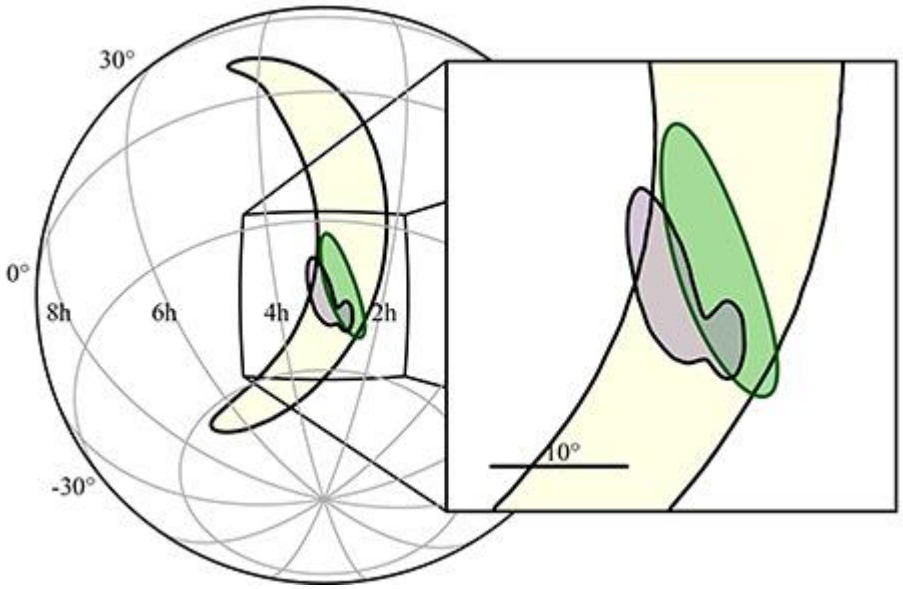


Les déformations de la matière sont extrêmement exagérées dans l'exemple. En effet les ondes gravitationnelles peuvent être émises par n'importe quel objet, peu importe sa masse, mais dans la réalité les ondes gravitationnelles sont si faibles qu'elles ont une amplitude d'environ 10^{-20}m. Pour avoir une meilleure idée de ce que cela signifie, la Terre, pendant le passage d'une telle onde, subirait une déformation de 10^{-13}m, soit mille fois plus petite que la taille d'un atome. Pour les détecter, il faut donc se concentrer sur les événements parmi les plus puissants de ceux connus dans l'univers, qui mettent en jeu des corps massifs fortement accélérés. Ces événements les plus connus produisant des ondes assez puissantes pour être détectées correspondent à ceux qui ont lieu lorsque deux étoiles super massives se tournent autour de façon accélérée, on appelle ces phénomènes des pulsars binaires. Les deux étoiles peuvent être le plus souvent la fusion de deux étoiles à neutrons formées par des supernovæ, ou de deux trous noirs.

B) Les detecteurs d'ondes gravitationnelles

Le problème qui s'est posé avec cette théorie sur les ondes gravitationnelles, c'est que celles-ci ont bien été prouvées (par Hulse et Taylor en 1974) mais jamais observée directement avant 2015. Pour détecter des ondes aussi faibles, le monde scientifique a dû mettre des moyens considérables dans les recherches pour mettre au point un appareil assez précis pour capter ces ondes à plusieurs années-lumière de la Terre. C'est ainsi que dans les années 1970 les premières recherches sur les détecteurs d'ondes gravitationnelles ont commencé aux États-Unis d'Amérique avec, en 1972, une avancée majeure dans les recherches venant de la MIT (Massachusetts Institute of Technology, une université située à Cambridge) sur les premiers plans de détecteurs. Puis le projet LIGO soit cofondé en 1992 par la MIT, Caltech (California Institute of Technology, une université située à Los Angeles) et NSF International (National Science Foundation, société indépendante des USA qui vise à soutenir financièrement la recherche scientifique fondamentale).

Les deux premiers détecteurs d'ondes gravitationnelles LIGO ont commencé à fonctionner en 2002. C'est en 2007 qu'une collaboration avec Virgo a débuté. Virgo est un autre interféromètre situé près de Pise, en Italie, soutenue par la CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique) et par l'INFN (Instituto Nazionale de Fisica Nucleare), tous deux des organismes publics respectivement français et italiens à caractère scientifique. Il faudra attendre 2015 pour que LIGO soit amélioré et détecte directement la toute première onde gravitationnelle provenant de la collision de deux trous noirs situés à 1,3 ± 0,6 milliard d'années-lumière. Virgo était alors à l'arrêt pour amélioration de matériel. Or, n'ayant que deux détecteurs à leur disposition, l'origine des deux trous noirs était mal repérée par LIGO. Lorsque Virgo a pu détecter lui aussi les ondes, les trous noirs ont pu être triangulés plus efficacement. En effet, avec les deux détecteurs américains, la zone de recherche s'étendait à plusieurs milliers de fois la surface de la pleine Lune dans une carte du ciel. Avec la participation de Virgo, elle s'est alors réduite à une zone dix fois plus petite, et l'estimation de la distance des objets célestes s'est améliorée pour être deux fois meilleure. Un plus grand nombre de détecteur permet aussi d'écarter les signaux parasites suspects pouvant être captés par l'un des détecteurs : s'il n'est pas capté par les autres, il ne s'agit pas d'ondes gravitationnelles.



L'image ci-dessus est tirée du site officiel de la CNRS, il s'agit d'un projeté d'une carte du ciel. On peut y lire en jaune l'estimation de la surface dans laquelle les trous noirs détectés avec les détecteurs LIGO peuvent être situés, en vert la localisation obtenue avec LIGO et Virgo, et en mauve celle obtenue avec une observation sur plus longue durée, plus poussée, avec plus de précision.

C) LE FONCTIONNEMENT DE CES DETECTEURS

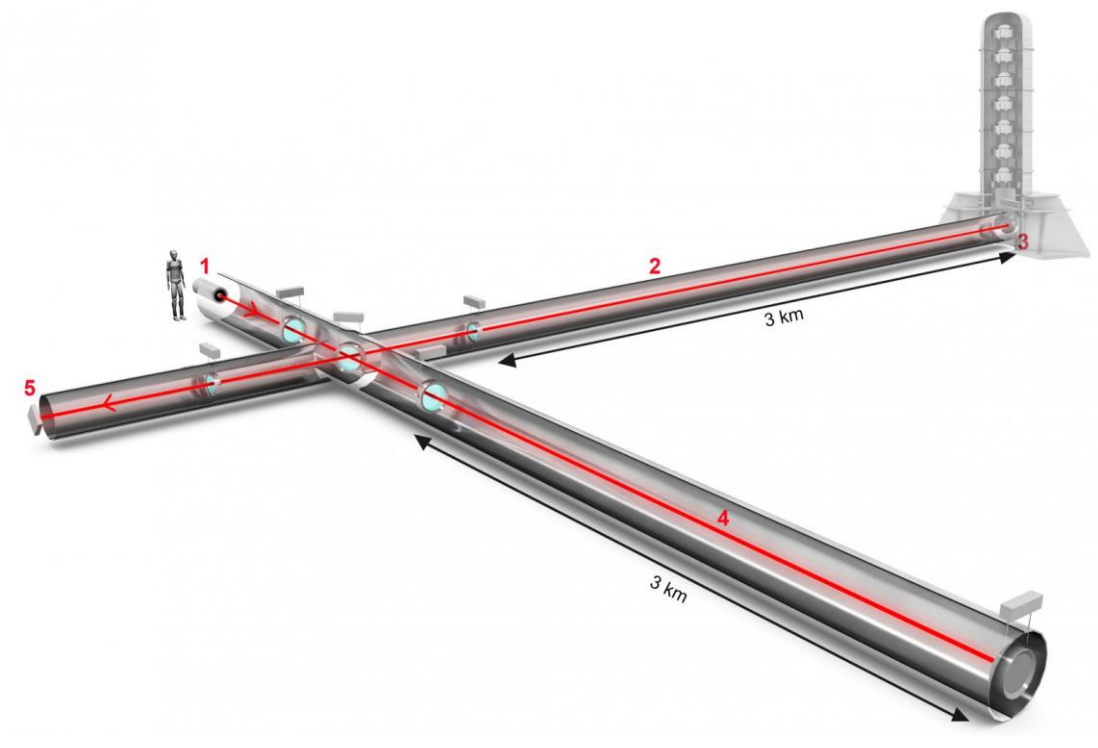
De manière générale, pour détecter des ondes, on peut utiliser des interféromètres. Dans un interféromètre, un laser est divisé en deux, parcourent différents trajets optiques et sont recombinés à nouveau pour produire une interférence. Et c'est cette interférence qui nous donne des informations sur la longueur des chemins optiques parcourus. Cette méthode est très utilisée pour mesurer des ondes électromagnétiques par exemple.

Seulement, pour les ondes gravitationnelles, il est nécessaire d'utiliser un interféromètre ayant une précision de taille. Les détecteurs actuels peuvent détecter des ondes d'une plage de fréquences allant de 20Hz à 3000Hz ! Pour cela, les détecteurs d'ondes gravitationnelles tels que LIGO ou Virgo par exemple, s'étendent sur plusieurs kilomètres de long. En fait, il s'agit d'interféromètres de Michelson couplés avec des cavités de Fabry-Pérot. Si on prend l'exemple du détecteur Virgo en Italie, un laser est envoyé puis divisé en deux faisceaux distincts grâce à un miroir séparateur placé à 45 degrés par rapport au rayon incident, pour que l'un des rayons puisse être envoyé selon un angle droit par rapport à ce dernier. Les deux faisceaux traversent ensuite deux longs bras perpendiculaires de plusieurs kilomètres de long placés sous un vide le plus absolu possible puis sont réfléchis à l'extrémité du bras pour revenir vers le miroir séparateur puis par un capteur qui va déchiffrer les interférences.

À la manière d'un interféromètre de Michelson, la figure d'interférence va jouer un rôle primordial pour le décryptage des ondes reçues. Le déplacement (aussi minime qu'il soit) va nous donner des indices sur le bras de l'interféromètre qui a subi un déplacement. L'onde gravitationnelle, étant donné qu'elle contracte et dilate la matière dans chaque direction alternativement, lorsque l'un des bras est très légèrement raccourci par l'onde, l'autre est très légèrement rallongé, car les bras sont disposés de manière perpendiculaire.

Malgré la longueur des bras, il y a tout de même un problème de distance qui est posé. Il faut rappeler que les ondes gravitationnelles sont extrêmement faibles, sachant qu'elles proviennent d'un événement se déroulant à plusieurs années-lumière de la Terre. Pour détecter ces ondes, des bras de plusieurs kilomètres ne suffisent pas. Et créer des bras plus longs poseraient d'autres problèmes : plus les bras sont longs et plus il y a de risque d'avoir des imprécisions en théorie. De plus, la sensibilité de l'interféromètre est donnée par la formule suivante : $\frac{1}{L\times\sqrt{P}}$ où L est la longueur des cavités et P la puissance du laser incidente. Donc plus la longueur des bras est grande et plus la puissance du laser est grande, plus la sensibilité est fine. C'est ici que les cavités de Fabry-Pérot interviennent. En effet, l'implantation de ce type de cavité dans chaque bras permet d'avoir un rayon sortant plus puissant et d'augmenter la distance parcourue par le laser, dû au chemin optique parcouru par le laser dans la cavité, avec ses multiples réflexions aux parois de la cavité. L'intensité du rayon laser va augmenter grâce aux ondes stationnaires mais rester de même longueur d'onde et de même phase. Le résultat ne nuit donc pas du tout au faisceau sortant, mais il augmente juste son chemin parcouru d'environ un facteur 50, et sa puissance.

De plus, le miroir séparateur ayant été séparé en deux lors de l'incidence sur le miroir séparateur, ces rayons formés retournent sur le miroir séparateur lors de leur chemin retour. De ce fait, le miroir séparateur forme de nouveaux rayons. En réalité, pour chaque rayon de nouveau séparé, il y en a qui sont renvoyés vers la source laser, d'autres qui sont directement émis sur une photodiode, qui capte la figure d'interférence. Pour économiser la lumière laser, un miroir semi-réfléchissant est placé devant la source du laser, pour que la lumière reste un maximum dans le circuit et ne retourne pas à la source. Pour mieux comprendre tout ce fonctionnement, un schéma provenant du site officiel de Virgo résume le tout ci-dessous (il s'agit donc de Virgo mais c'est le même fonctionnement pour tous les détecteurs d'ondes gravitationnelles).

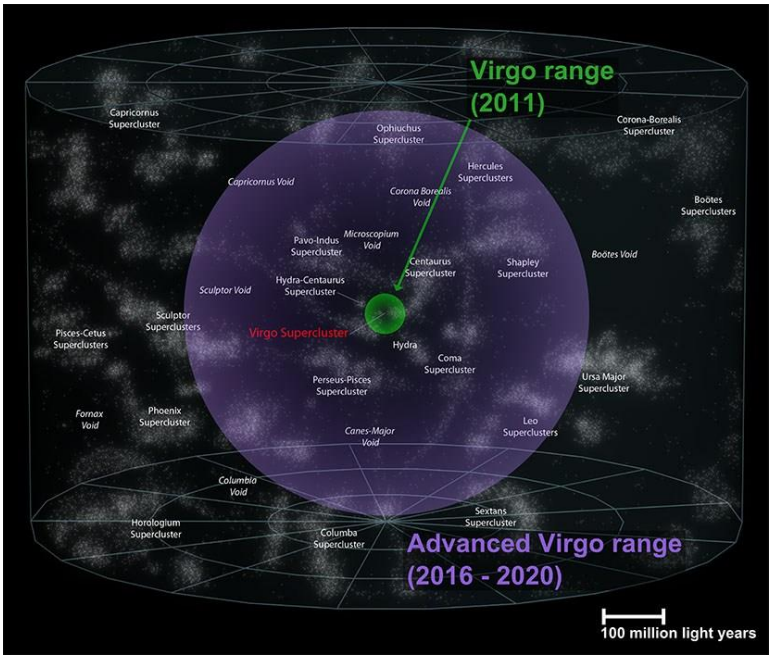


Il est évident que les détecteurs d'ondes gravitationnelles doivent être d'une précision extrême pour fonctionner correctement. Mais en conséquence, le principal problème auquel sont confrontés les scientifiques travaillant sur ces projets est celui des bruits. Par bruit, il faut comprendre les bruits ambiants, les moindres secousses autour des sites qui peuvent être détectés par cet appareil comme par exemple les voitures circulant autour, les plaques tectoniques se déplaçant, les conditions météorologiques, etc. Même une petite vaguelette de la Mer Méditerranée peut être détectée ! Alors pour lutter contre les bruits, plusieurs moyens sont mis en place : l'un des plus important (visible sur le schéma) est le système d'isolation sismique installé sur chaque élément

optique. Chaque système est placé dans une tour à vide de plusieurs mètres voire dizaines de mètres de haut (dépend des éléments optiques) et possède plusieurs atténuateurs sismiques placés en série. Cela permet d'éliminer la majorité des bruits. La suspension des miroirs est aussi cruciale pour lutter contre le bruit thermique : ils sont suspendus sur des masses par des fils en silice fondue, qui est le même matériau dans lequel est créé chaque miroir du détecteur et qui permet de ne pas avoir de différence de vibration dû à la différence de matériau et de l'agitation thermique.

Le fait que les tubes de plusieurs kilomètres de long soit mis sous ultra vide s'explique par le fait que, la température n'étant pas nulle, il y a une certaine agitation thermique et les molécules heurtant les miroirs pourraient induire de minuscules déplacement de ceux-ci et ainsi réduire la précision de l'appareil. La pression dans les bras est donc de 10^{-12} atmosphères. Pour finir sur l'aspect matériel, les miroirs utilisés sont parmi les meilleurs dans le monde, en silice fondu (le verre le plus pur au monde) et réfléchissent 99,999% de la lumière. Ils sont créés avec tellement de précision que leur plus grande impureté en leur centre est en moyenne de 5 atomes. Grâce à la directivité de la lumière laser, la précision de la direction et des résonances optiques peuvent être optimisées de manière très précise.

Les détecteurs actuels sont tous les trois sur leur deuxième version, Advanced LIGO et Advanced Virgo. C'est-à-dire que les composants de chaque détecteur ont été mis à jour (Advanced LIGO en 2015 et Advanced Virgo en 2016), ce qui leur permet d'avoir une portée de détection d'ondes largement supérieure à leurs versions initiales. En prenant l'exemple du détecteur européen Virgo, le schéma ci-dessous illustre l'amélioration de portée celui-ci, détecteur qui peut analyser dans un volume mille fois supérieur depuis l'installation de sa nouvelle version Advanced Virgo (le schéma est tiré du site internet officiel de Virgo). En vert il s'agit du volume détectable par l'ancienne version, et en violet par la nouvelle.



CONCLUSION

Ce projet nous a au final permis de comprendre comment le laser et ses phénomènes microscopiques ont pu servir à détecter des événements mettant en jeu des objets super-massifs à plusieurs milliards d'années-lumière. Cette technique de détection des ondes gravitationnelles n'aurait jamais été possible sans les multiples interventions d'Albert Einstein. D'ailleurs il ne se doutait pas que la détection de ces ondes soit possible un jour, mais aujourd'hui elle est l'est, grâce à la technologie de pointe utilisée par les scientifiques actuels.

Si les détecteurs d'ondes gravitationnelles ont été améliorés en améliorant la pureté et la sensibilité des composants avec la mise à jour de LIGO et Virgo vers respectivement Advanced LIGO et Advanced Virgo, mais prochainement la précision sera encore augmentée. En effet, depuis 2018, un nouveau détecteur est en projet au Japon, nommé KABRA, ainsi qu'un nouveau détecteur LIGO en Inde. De la même manière que le détecteur Virgo a pu diminuer la zone d'incertitude sur la provenance des ondes, ces nouveaux détecteurs vont pouvoir la réduire considérablement, car la répartition des détecteurs sur le globe n'en est qu'améliorée.

L'avancée la plus spectaculaire de ce domaine est prévue pour 2034, avec le projet de détecteur eLisa, annoncé par l'ESA (European Space Agency) et en développement avec la NASA. Ce détecteur devrait être composé de plusieurs satellites en orbite de la Terre, formant un interféromètre de Michelson géant spatial. Cet interféromètre aurait de nombreux avantages, dont celui de la contrainte d'espace spatiale pour la construction et qui est inexistante. Un autre avantage est que ce détecteur ne subirait pas de légères perturbations, car à l'inexistence d'activité humaine à plusieurs dizaines (voire centaines) de kilomètres à la ronde.

Les lasers et les détecteurs d'ondes gravitationnelles ont donc une histoire très marquée par les avancées technologiques, mais les avancées effectuées dans ces domaines ne s'arrêtent pas, et sont sur le point d'atteindre des sommets de précision démesurés.

BIBLIOGRAPHIE

Partie 1

- https://odpf.org/images/archives_docs/23eme/memoires/EquipeU/memoire.pdf
- https://fr.wikipedia.org/wiki/R%C3%A9sonance_acoustique
- https://www.phycats.plaf.org/docs/M6tp_corde_melde.pdf
- https://odpf.org/images/archives_docs/23eme/memoires/EquipeU/memoire.pdf

Partie 2

- http://res-nlp.univ-lemans.fr/NLP_C_M09_G01/co/Contenu_051.html
- https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00383746/document
- https://emrecmic.wordpress.com/2016/07/11/cavite-et-faisceau-laser/
- http://paristech.institutoptique.fr/site.php?id=460&fileid=2625
- http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M01_C03/co/Contenu.html

Partie 3

- http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M01_C01/co/Contenu_11.html
- https://slideplayer.fr/slide/508636/
- http://www.maxicours.com/se/fiche/9/4/410449.html/ts
- https://fr.wikipedia.org/wiki/%C3%89mission_stimul%C3%A9e
- http://sweetrandomscience.blogspot.com/2013/04/comment-marche-un-laser.html

Partie 4

- https://www.gatinel.com/recherche-formation/laser/particularites-de-la-lumiere-laser/
- https://www.gatinel.com/recherche-formation/laser/emission-de-la-lumiere-laser/
- https://fr.wikipedia.org/wiki/Coh%C3%A9rence_(physique)
- http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M01_C03/co/Contenu_13.html
- http://www-lpl.univ-paris13.fr/pon/lumen/documents/Optique des lasers_et faisceaux gaussiens.pdf

Partie 5

- http://public.virgo-gw.eu/advanced-virgo-fr/
- http://public.virgo-gw.eu/quest-ce-quune-onde-gravitationnelle/
- http://public.virgo-gw.eu/lunivers-par-les-ondes-gravitationnelles/
- http://public.virgo-gw.eu/des-technologies-de-pointe/
- https://www.arte.tv/fr/videos/080042-000-A/detecter-les-ondes-gravitationnelles/

Conclusion

https://www.futura-sciences.com/sciences/actualites/univers-lointain-ondes-gravitationnelles-mission-elisa-nouvelle-phase-50674/