

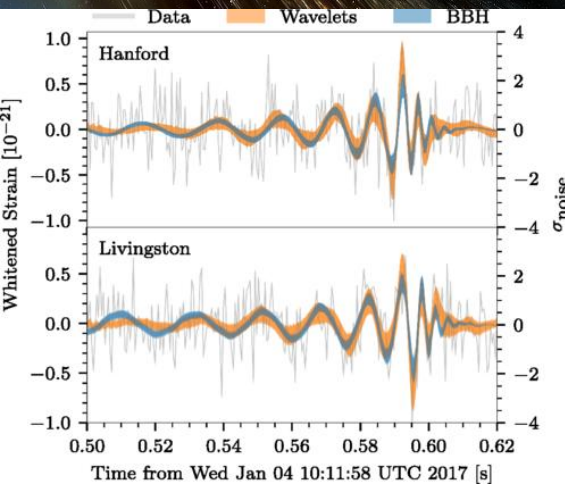
Vers une Astronomie de la gravitation

Stage DAFOP 17A0100217 23 janvier 2018

François Sibille

Association SÉLÉNÉ

Académie des Sciences Belles Lettres et Arts de Lyon



Remarques préliminaires sur la gravitation

Action universelle : classique (Newton) → relie toutes les masses
relativiste (Einstein) → relie la masses à l'espace
et toutes les formes d'énergie

Principe d'équivalence entre masse inertielle et masse grave.

Rien ne l'arrête : toujours attractive, pas de masse négative (jusqu'à nouvel avis !)
pas de blindage possible

L'Univers est électriquement neutre, et si une « force électrique » apparaît quelque part (zone de charge d'espace, par ex.), son action est immédiatement neutralisée.

Longue portée : $1/r^2$. Pas d'échelle de portée (comme les interactions faibles et fortes)

C'est la plus faible des 4 interactions. Exemple pour deux protons : rapport entre force de gravité et force électrique :

$$f_{grav} = G \frac{m_p^2}{r^2} \quad f_{elec} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad \frac{f_{grav}}{f_{elec}} \approx 10^{-36}$$

Comment se « propage » le champ de gravité ?

2 Masses (*) bougent l'une par rapport à l'autre, très loin dans l'Univers : quand l'apprendrons nous ?

propagation instantanée ? Choquant pour Poincaré
Pour Einstein, ne cadre pas avec la relativité générale

photon : transporte de l'énergie, mais pas de charge

→ ne perturbe pas le champ dû à la source qu'il propage

graviton : transporte de l'énergie, donc de la masse, donc lui-même produit de la gravité

→ perturbe le champ dû à la source : Très compliqué en général

Equation d'Einstein :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} = -\frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}$$

termes d'espace \Leftrightarrow termes d'énergie

Cas particulier : loin de la source → Plus simple, approximation « champ faible »

Alors, l'équation a une solution qui prévoit l'existence **d'ondes gravitationnelles**,

- produites par des masses accélérées (très grandes masses, très accélérées)

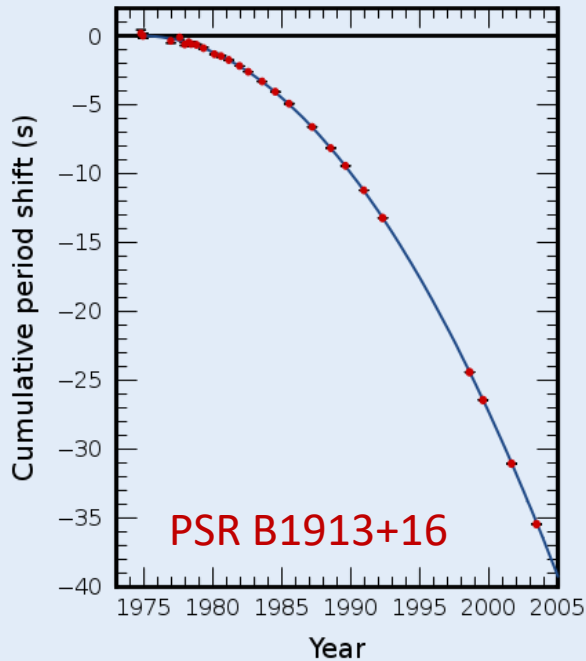
- hors de la symétrie sphérique : distribution de masse « quadripolaire » (4 quadrants)

(*) Il en faut toujours au moins 2, en fait, même 4 !

1° recherche de détection des OG :
Les « barres de Weber »

L'OG fait résonner le bloc de métal
très longtemps (diapason)

durée → précision de mesure
1950 → 1987 échec



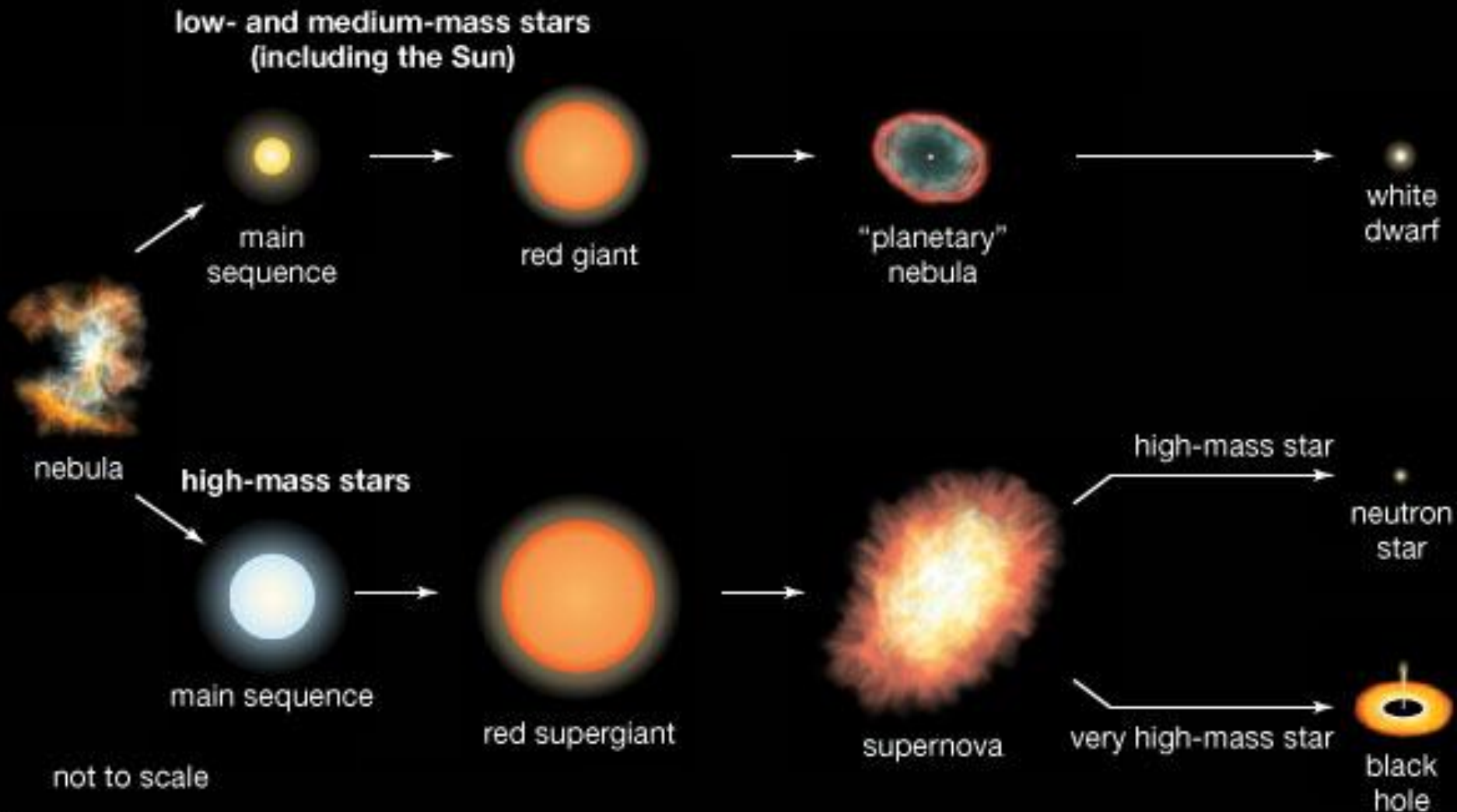
Découverte indirecte : succès

Joseph Hooton Taylor et Russell Hulse.
montrent que l'accélération de la période
du **pulsar double PSR B1913+16** correspond
exactement à la perte d'énergie du système
par émission d'ondes gravitationnelles, telle
que prévue par la RG.

→ Nobel 1993

Evolution des étoiles : phases finales compactes et faiblement lumineuses
Etoile massive → Super géante rouge → Supernova (effondrement) → TN , étoile à neutron

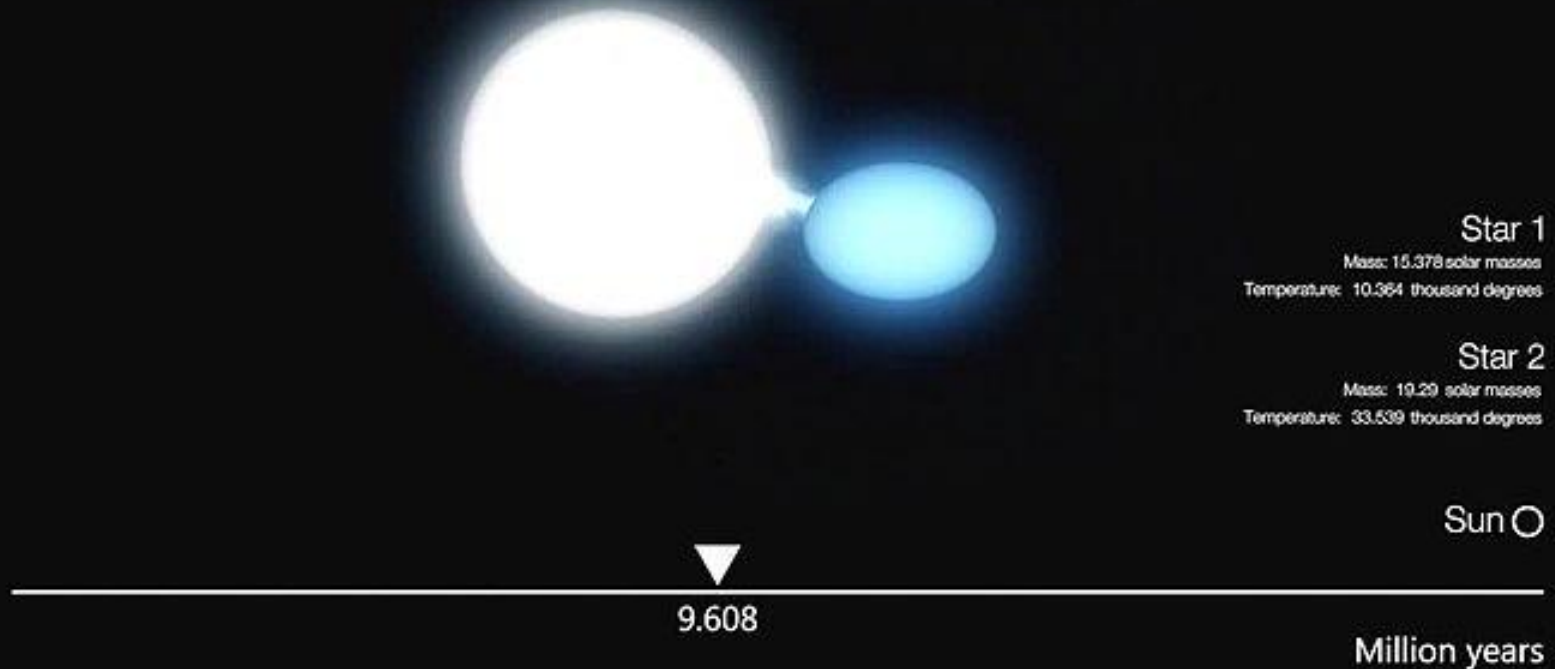
Stellar evolution



Évolution accélérée des systèmes d'étoiles doubles : objets compacts, doubles, serrés

Etoiles à neutron pulsar Magnétar Trou noir

https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/f/f7/Artist%27s_impression_of_the_evolution_of_a_hot_high-mass_binary_star.ogv



Étoiles à neutrons et étoiles de quarks = étoiles denses

Effondrement gravitationnel du cœur de fer lors de la supernova \Rightarrow petite taille de l'objet résidu



Étoile à neutrons :

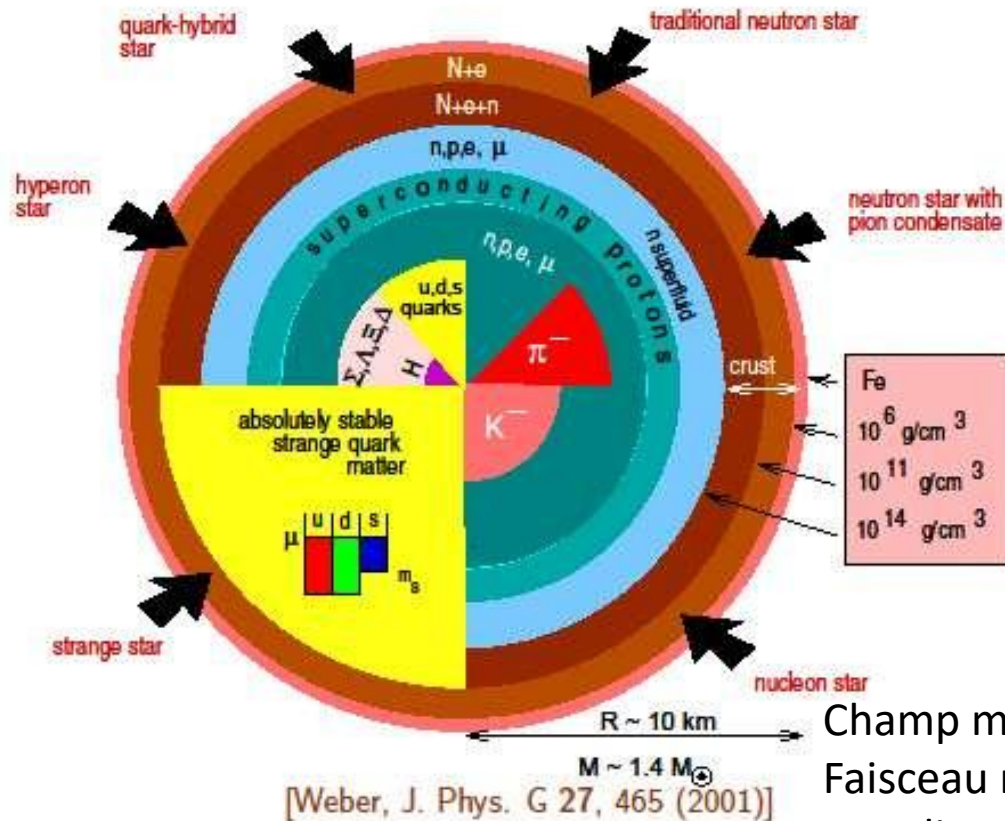
$R \sim 10 \text{ km}$

$M \sim 1.4 M_{\odot}$

$\rho_c \sim 2 - 10 \rho_{\text{nuc}}$

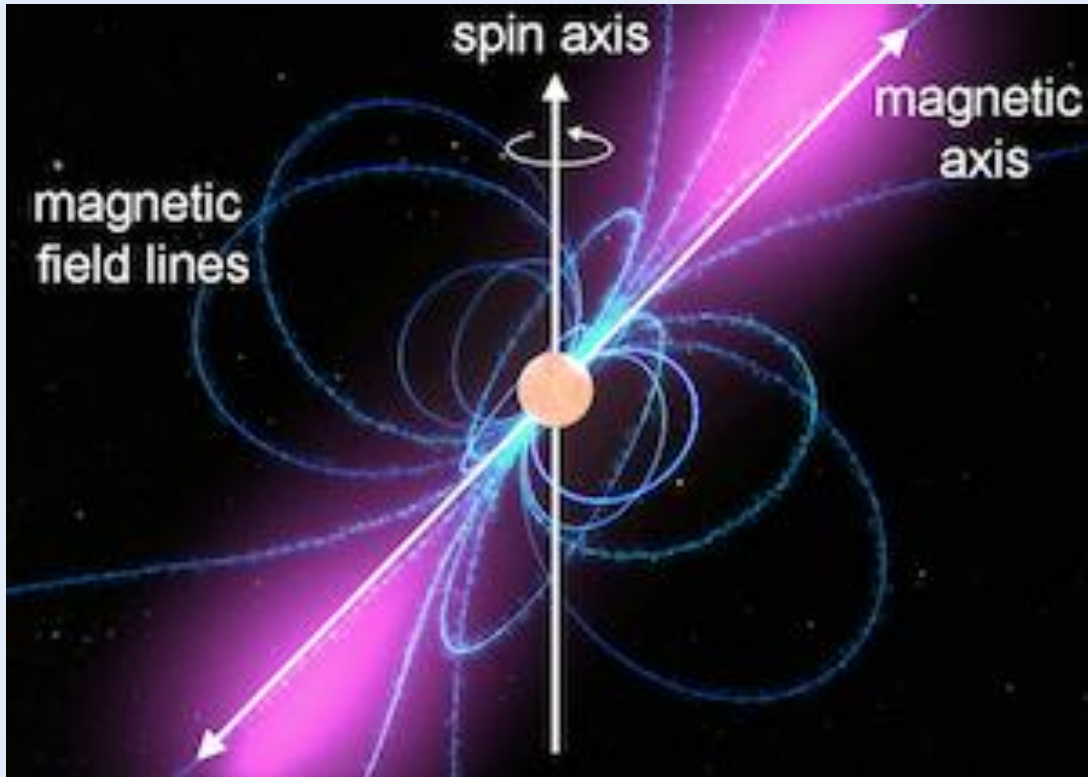
$(\rho_{\text{nuc}} := 2 \times 10^{17} \text{ kg m}^{-3})$

\Rightarrow intérieur régi par l'interaction forte (QCD)

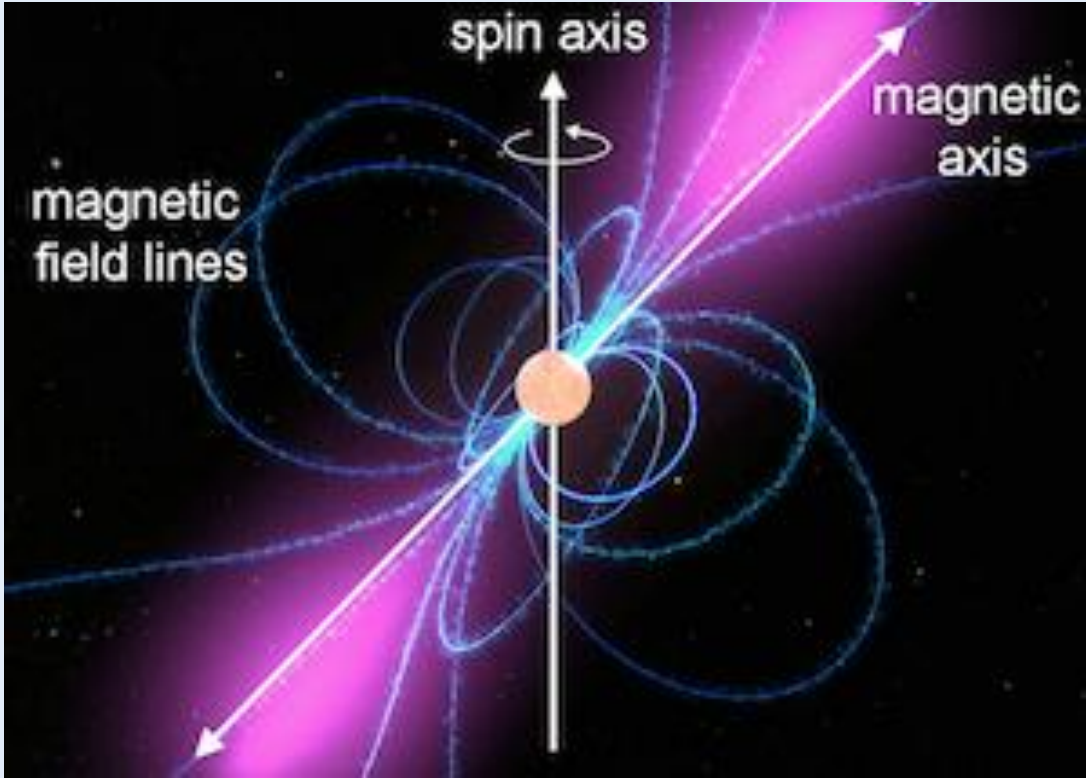


Champ magnétique fort 10^{10} Tesla
 Faisceau radio dans l'axe du champ (jet)
 pas aligné avec l'axe de rotation \rightarrow Pulsar
 Etoile double \rightarrow (rarement) paire d'étoile à N

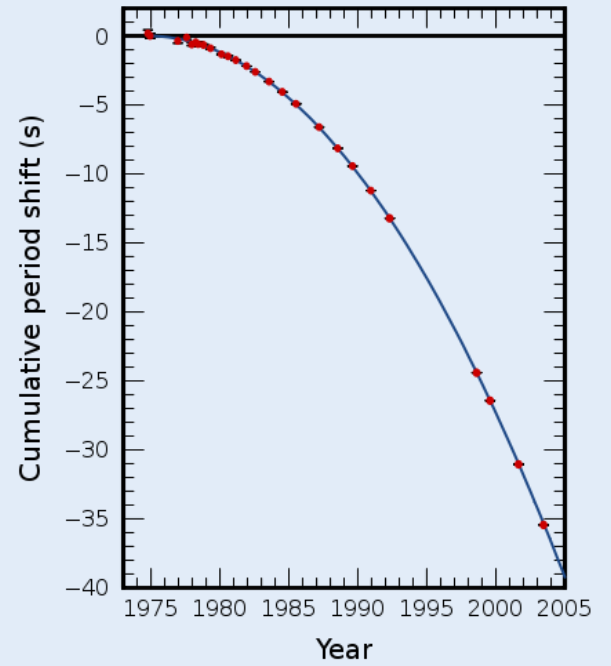
Pulsar



Pulsar



pulsar double PSR B1913+16



Pourquoi les deux pulsars PSR B1913+16 se rapprochent ?

Modèle très simplifié : 2 masses égales $m_1 = m_2 = m$, séparées de $2a$
En orbite autour du centre de gravité du couple.

$$f_{grav} = G \frac{m^2}{(2a)^2} = f_{centr} = m \frac{v^2}{a} \Rightarrow mv^2 = G \frac{m^2}{4a}$$

$$E_{cin} = 2 \frac{mv^2}{2} = G \frac{m^2}{4a} \quad E_{pot} = -2G \frac{m^2}{4a}$$

$$E_{meca} = E_{cin} + E_{pot} = -G \frac{m^2}{4a}$$

Si l'énergie mécanique totale (cinétique+potentielle) E_{meca} diminue
alors $2a$ diminue

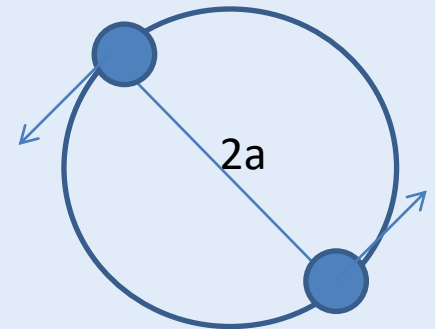
Règle : l'énergie d'un système en orbite augmente comme $(-1/2a)$

Pour « monter » vers Jupiter, il faut fournir de l'énergie à un engin

Pour « descendre vers le Soleil, il faut lui en enlever (freiner ?)

Le système double rayonne de l'énergie gravitationnelle

Son énergie totale diminue (plus négative) → la séparation $2a$ diminue



OG : De la découverte à l'observation

1990 → Ère des interféromètres

LIGO (*, **): Prouesse technico-scientifique majeure + Coup de chance

« Observatoires » d'un genre complètement nouveau



LIGO Hanford (Wa)



LIGO Livingston (La)

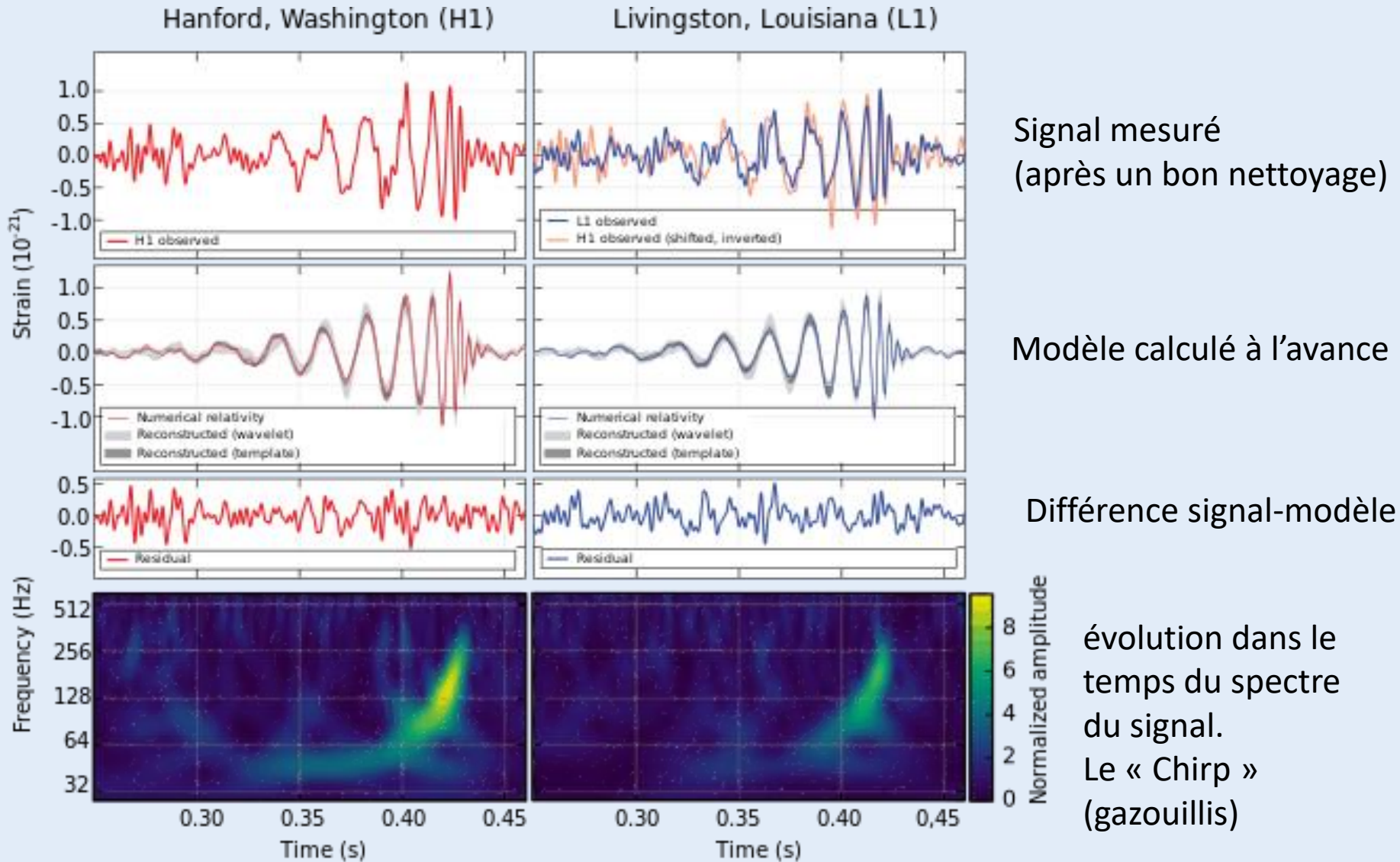


VIRGO (Italie)

*LIGO : Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory

** λιγο = juste un peu ! ein bisschen, just a bit etc.

GW 150914 (2015-sept-14) 1ère observation directe d'une onde gravitationnelle



Le spectre de fréquence du signal, codé en jaune, évolue avec le temps
→ difficile à analyser

On assiste à la « coalescence » de 2 trous noirs

$36 M_{\odot} + 29 M_{\odot} \rightarrow 62 M_{\odot} + 3 M_{\odot}$ d'énergie dans une bouffée de 0,2 sec d'OG

qui atteint la Terre après un voyage de $1,3 \pm 0,6$ milliard d'années(-lumière)
(600 fois la distance de la galaxie d'Andromède)

https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/a4/BBH_gravitational_lensing_of_gw150914.webm

https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/transcoded/a/a4/BBH_gravitational_lensing_of_gw150914.webm/BBH_gravitational_lensing_of_gw150914.webm.360p.webm

GW150914 : On en tire quoi ?

On savait que les OG, prédites par la théorie, existent (pulsar binaire Nobel 1993)

On a pu les détecter.

Il existe des trous noirs de quelques dizaines de M_{\odot} .

ils peuvent former un système binaire et fusionner dans le temps de Hubble.

La forme de l'OG confirme les prédictions théoriques (forme du signal prévue à l'avance).

Flash d'énergie énorme = $3M_{\odot} \rightarrow 2 \cdot 10^{30} \text{ kg} \cdot (3 \cdot 10^8 \text{ m sec}^{-1})^2 \approx 2 \cdot 10^{47} \text{ J}$
(énergie lumineuse rayonnée par toutes les étoiles de la Galaxie pendant 100 ans !)

On n'est pas encore certain, mais on sent venir une explication des sursauts gamma.

On a un laboratoire pour tester les prédictions des théories en « champ fort »

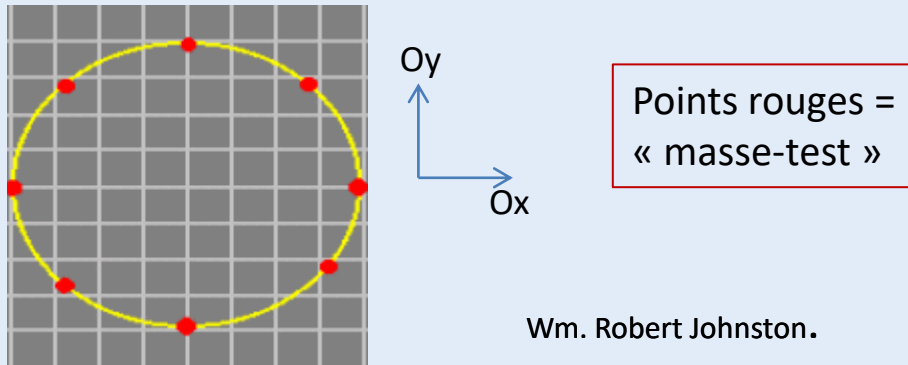
C'est quoi une OG ?

C'est quoi une OG ?

Onde de dilatation /compression (strain) de **l'espace** (des distances)

Onde qui se propage à la vitesse de la lumière

Onde « transverse », dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation de l'onde

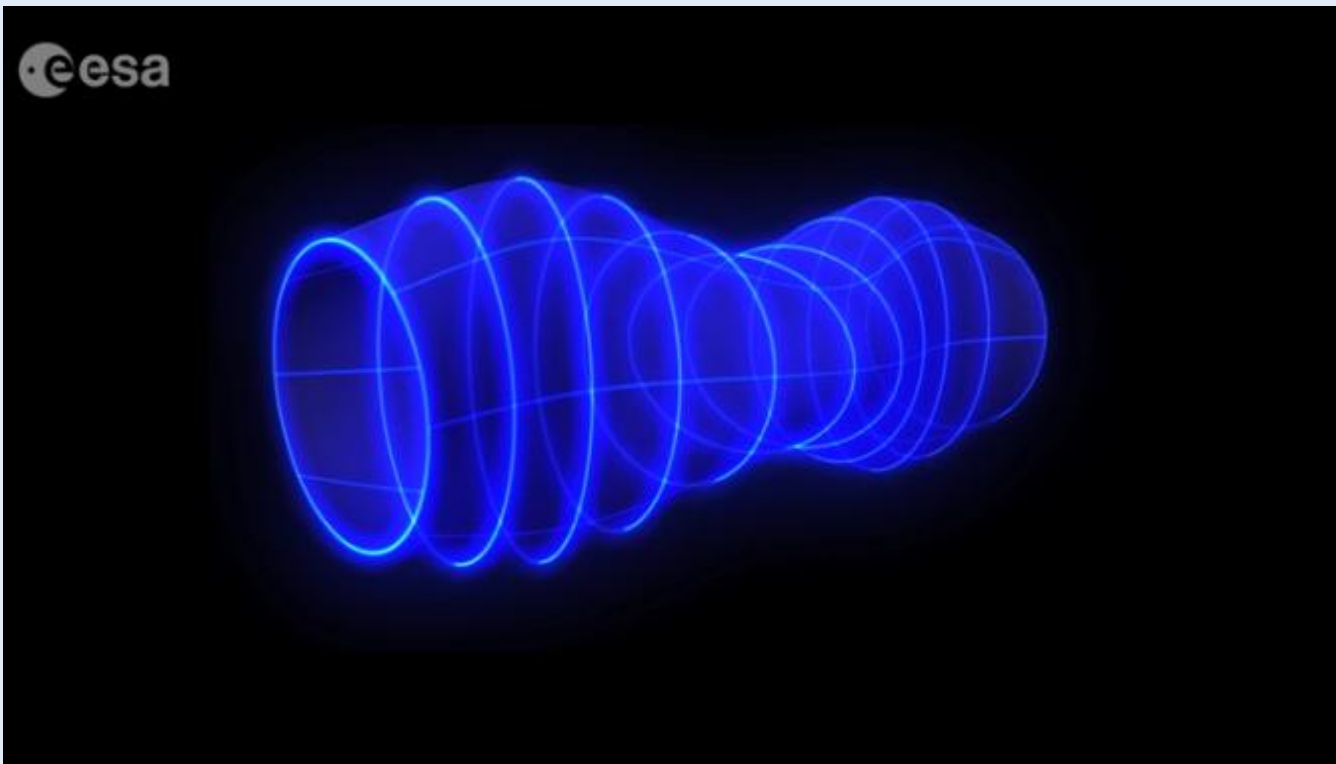


polarisation « + », « plus », ou (x,y)

$$h_+(t) \left\{ \begin{array}{l} \Delta x / x = \frac{h_+}{2} \sin(\omega t) \\ \Delta y / y = -\frac{h_+}{2} \sin(\omega t) \end{array} \right\}$$

Ordre de grandeur : GW150914

$h_{\max} \approx 10^{-21}$ (sans dimension !) soit , sur 4km, $4 \cdot 10^{-18}$ m = 4 attomètre
 $\approx 10^{-3}$ taille d'un proton



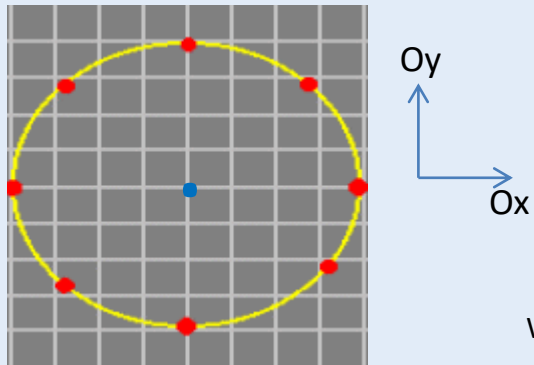
http://www.esa.int/esatv/Videos/2015/09/Gravitational_waves

C'est quoi une OG ?

Onde de dilatation /compression (strain) de l'espace-temps (des distances)

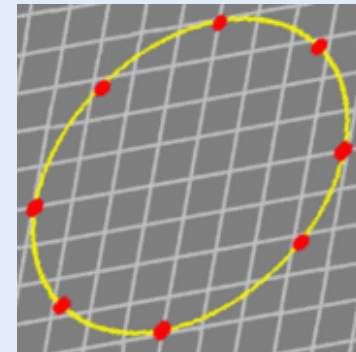
Propagation à la vitesse de la lumière

Onde « transverse », dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation de l'onde



Points rouges =
« masse-test »

Wm. Robert Johnston.



polarisation « + », « plus », ou (x,y)

$$h_+(t) \left\{ \begin{array}{l} \Delta x / x = \frac{h_+}{2} \sin(\omega t) \\ \Delta y / y = -\frac{h_+}{2} \sin(\omega t) \end{array} \right\}$$

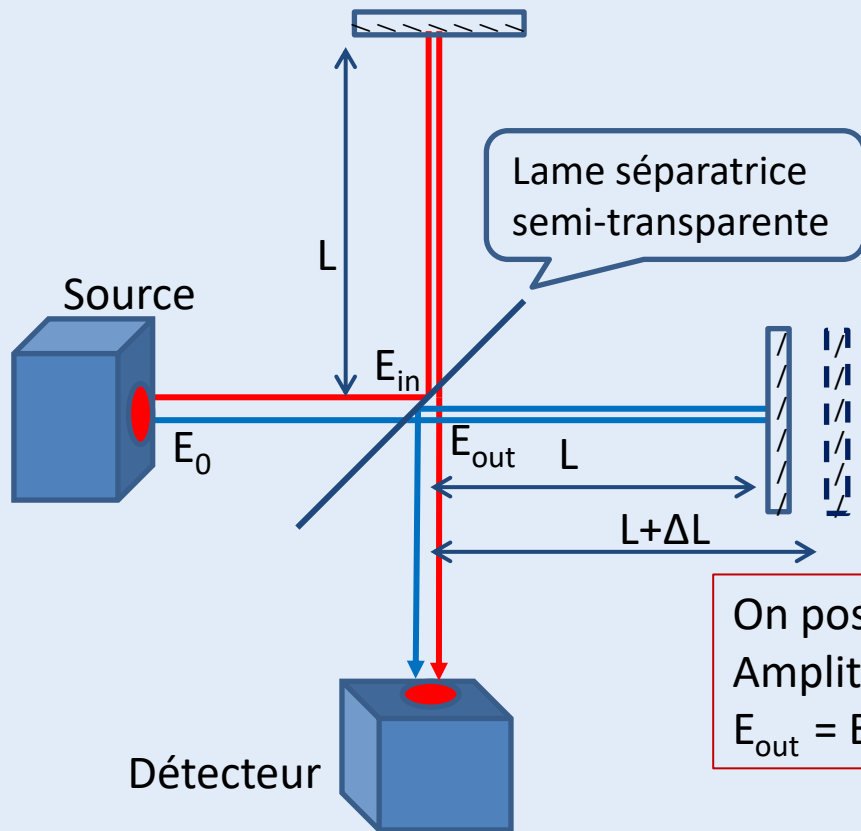
polarisation « x », « croix »

$$h_x(t) \left\{ \begin{array}{l} \Delta x / y = \frac{h_x}{2} \sin(\omega t) \\ \Delta y / x = \frac{h_x}{2} \sin(\omega t) \end{array} \right\}$$

Remarque fondamentale : pour détecter une OG il faut au moins 2 masse-test

Avec une seule , c'est impossible

Interféromètre Michelson = comparateur de deux longueurs



Longueur bras X = $L + \Delta L$

Longueur du bras Y = L

Amplitude d'entrée, juste avant 1° réflexion sur la séparatrice : $E_{in} = E_0 \cos(\omega t)$

Sur la séparatrice, après un aller-retour :

rouge $E_1 = (1/4) E_0 \cos(\omega t + 2\pi (2L/\lambda))$

bleu $E_2 = (1/4) E_0 \cos(\omega t + 2\pi (2(L+\Delta L)/\lambda))$

On pose : $\varphi = 4\pi L/\lambda$

$\Delta \varphi = 4\pi \Delta L/\lambda$

Amplitude de sortie, juste après la séparatrice :

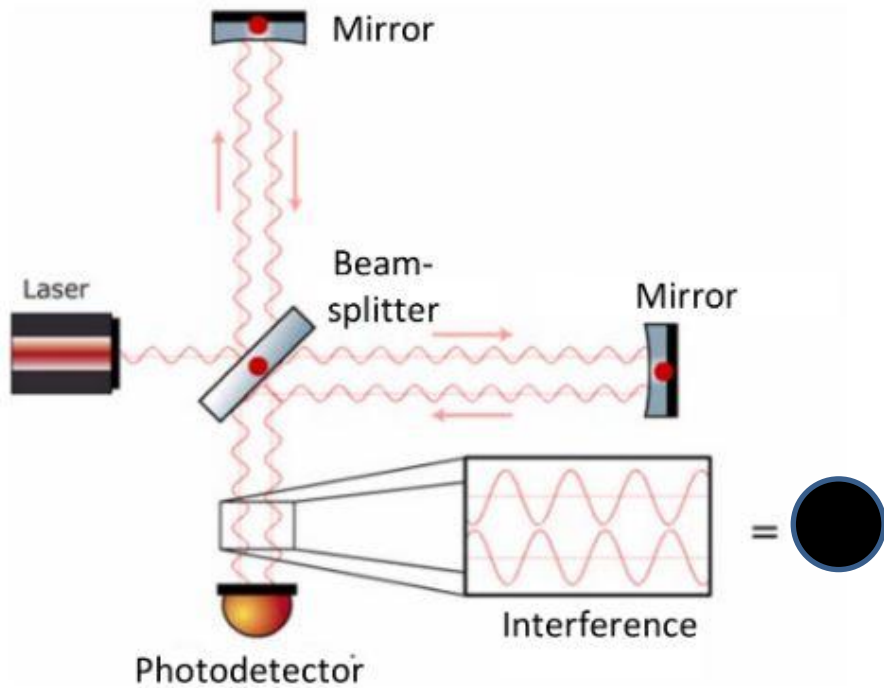
$E_{out} = E_1 + E_2 = (1/2) E_0 \cos(\omega t + (\varphi + \Delta \varphi)/2) \cdot \cos(\Delta \varphi / 2)$

On ne s'intéresse qu'à l'amplitude à la sortie : $[E_{out}] = (1/2) E_0 \cos(\Delta \varphi / 2)$

Dérivée de cette amplitude par rapport à L : $[dE_{out}/dL] = -(1/2) E_0 \sin(\Delta \varphi / 2) 4\pi / \lambda$

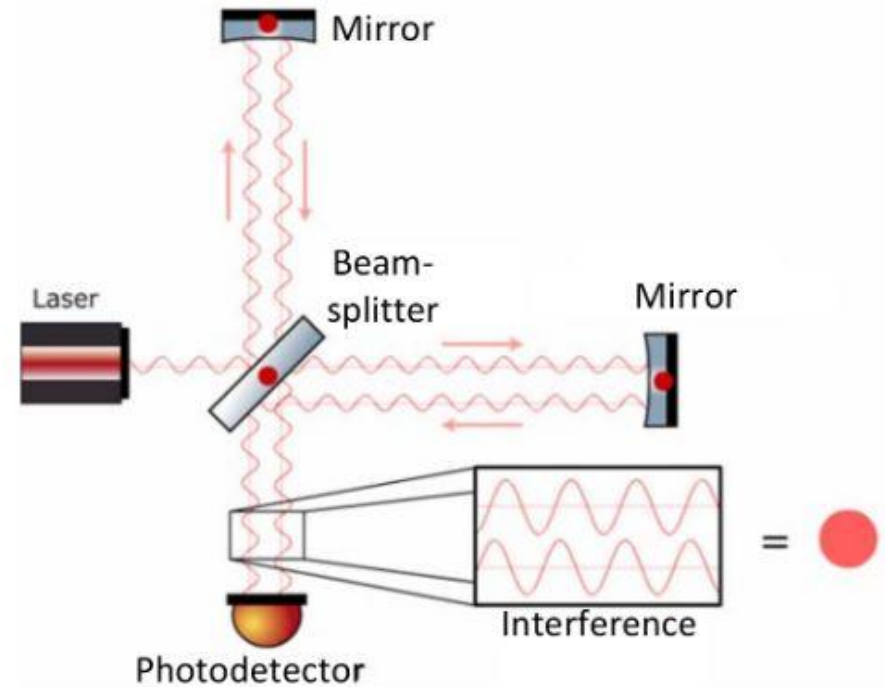
$[dE_{out}/dL]_{max} = 2\pi E_0 / \lambda$ pour $|\Delta \varphi / 2| = \pi/2$ ou $\Delta L = \lambda/4$ (frange sombre)

Un interféromètre réglé sur une frange sombre pour $\Delta L = 0$



$I = 0$ dans la photodiode

Un déséquilibre ΔL entre les chemins
→ écart de la frange sombre

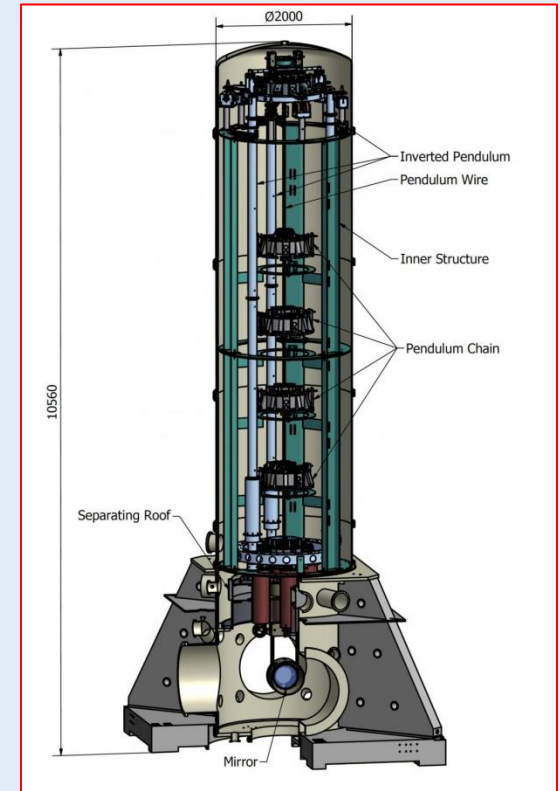
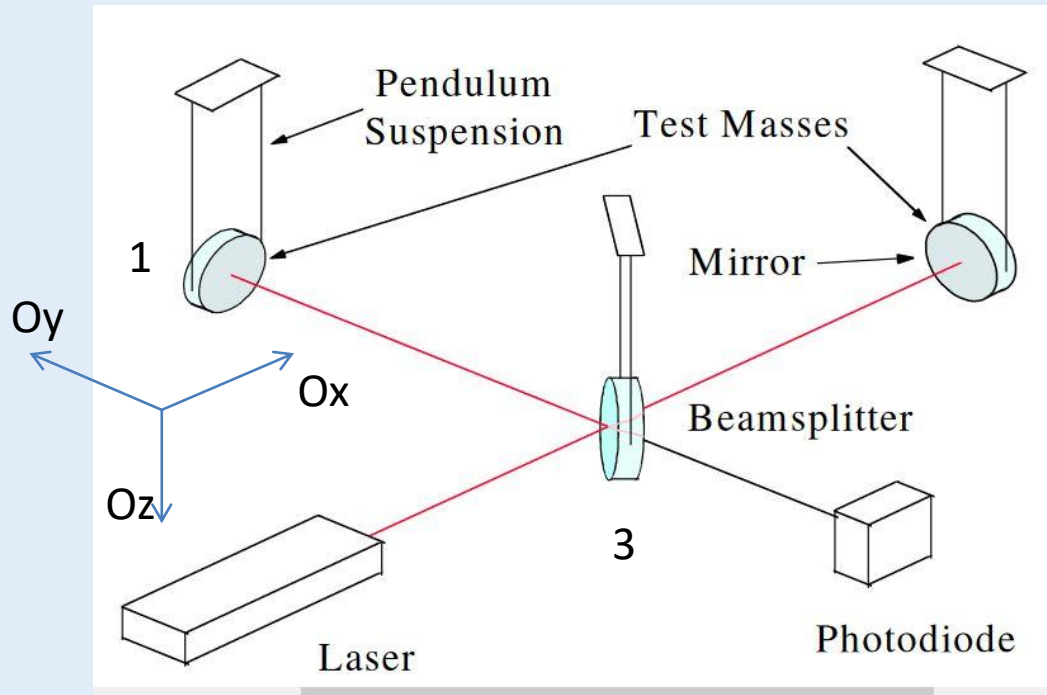


$I \neq 0$ dans la photodiode

* En pratique, on se décale un petit peu par rapport à la frange sombre

Concept de base d'un interféromètre pour OG

- 3 systèmes « en état de chute libre » M1, M2, séparatrice(+laser)
- Isolés de toutes perturbations mécaniques extérieures (son, sismique, camion etc.)
- OG = seule perturbation possible sur les trois « masses-test » qui puisse en faire bouger une par rapport aux autres



Isolation des vibrations du sol
principe du pendule multiple

Calcul de la perturbation du Michelson par l'OG

Plutôt que de calculer des longueurs, on calcule des temps de parcours des bras
dans le référentiel de la séparatrice

On considère une OG se propageant selon l'axe \overline{Oz} , perpendiculaire au plan du Michelson

$$\text{Equation de la métrique dans le repère de la séparatrice : } ds^2 = -cdt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2 \quad (1)$$

Dans l'approximation d'une très petite distortion $h(t)$ de la métrique par l'OG :

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + [1 + h(t)] dx^2 + [1 - h(t)] dy^2 + dz^2 \quad \text{avec } h(t) \ll 1$$

Le long d'un rayon lumineux entre deux points voisins : $ds = 0$

Dans le plan xOy du Michelson, l'équation (1) devient :

$$c^2 dt^2 = [1 + h(t)] dx^2 + [1 - h(t)] dy^2$$

On considère un rayon lumineux parallèle à \overline{Ox} , $dy = dz = 0$

Avec l'approximation :

$$\sqrt{1 + h(t)} \approx 1 + \frac{1}{2} h(t) \quad \text{et} \quad \sqrt{1 - h(t)} \approx 1 - \frac{1}{2} h(t) \quad (\text{développement limité au 1er ordre de } \sqrt{1 \pm h(t)})$$

On calcule le temps Δt mis par la lumière pour faire l'aller-retour dans un bras, soit 2 fois le trajet depuis la séparatrice (O) jusqu'au miroir masse de test (M)

$$t_{OMO} = \oint dt = \frac{1}{c} \oint \sqrt{1 \pm h(t)} dx = \frac{2}{c} \int_0^M \left(1 \pm \frac{1}{2} h(t) \right) dx = t_0 \pm \delta t$$

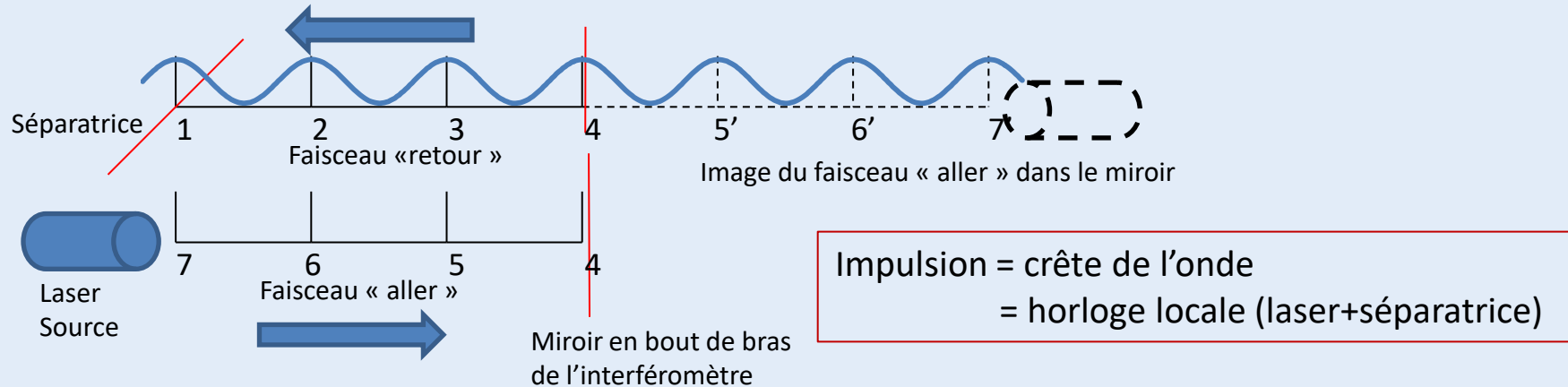
$$t_0 = \frac{2L}{c} = \text{Temps de parcours du bras non perturbé.}$$

$$\pm \delta t = \pm \frac{2}{c} \int_0^M \frac{1}{2} h(t) dx = \pm \frac{2Lh}{c} \text{ Perturbation qui va créer le déphasage entre les deux bras}$$

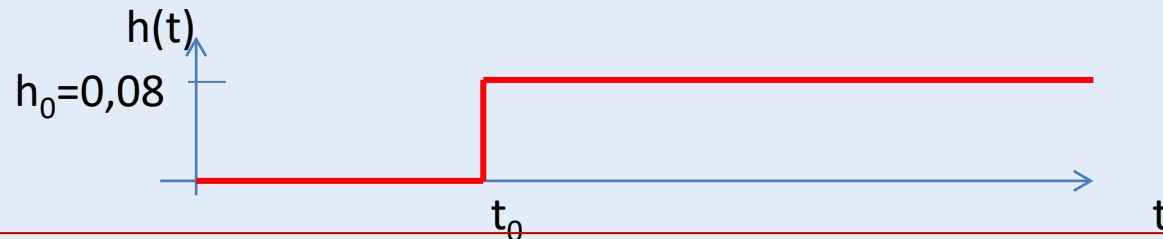
On remplace $h(t)$ par h constant, car $h(t)$ varie très peu pendant le temps d'aller retour de la lumière dans le bras

Réponse impulsionnelle du michelson à une OG

Etat du bras Ox, à l'instant t_0 , juste **avant** l'arrivée de l'OG



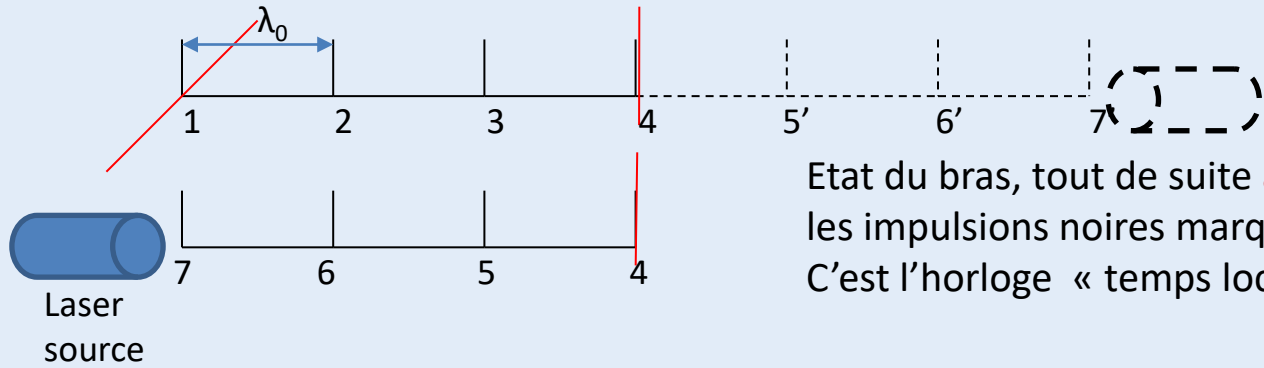
On fait passer une OG **élémentaire** en forme de marche à l'instant t_0 , **Après** la marche de l'OG, toutes les distances mesurées à partir de la séparatrice sont multipliées (par ex : $(1+h_0)=1,08$)



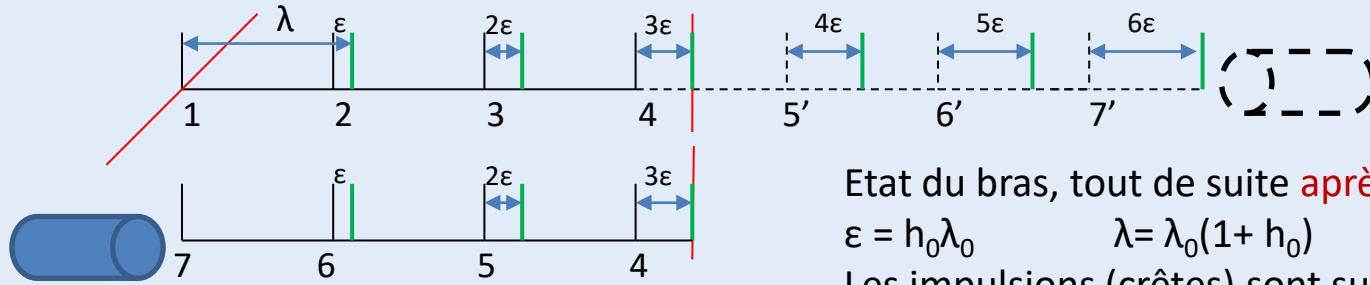
Quiz

1- Une règle infiniment rigide placée dans le bras X entre la séparatrice et M1 serait-elle « dilatée » par $(1+h_0)$?

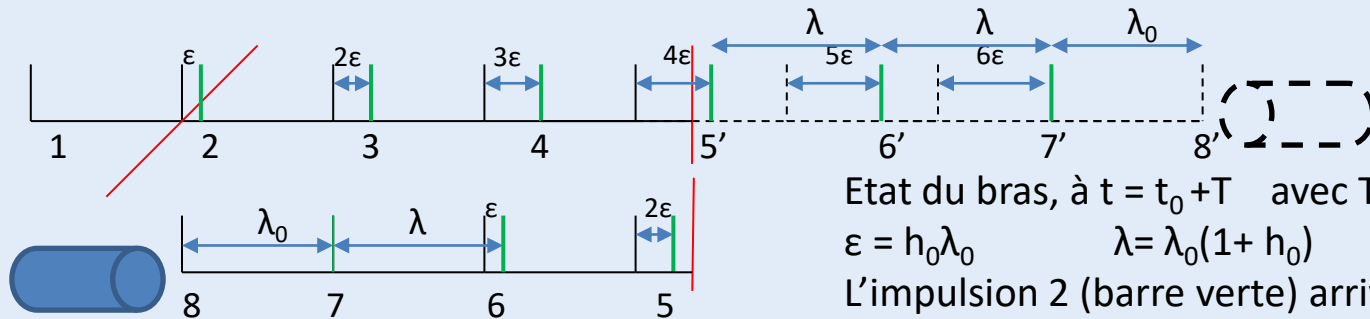
2- Avant t_0 , Le bras est rempli par un train d'onde de la lumière du laser, sur la fig.: 6 longueurs d'onde λ_0 .
Après t_0 ces ondes seront-elles « dilatées » à $\lambda = \lambda_0(1+h_0)$?



Etat du bras, tout de suite **avant** l'arrivée de l'OG
 les impulsions noires marquent la position des crêtes
 C'est l'horloge « temps local » du repère de la séparatrice



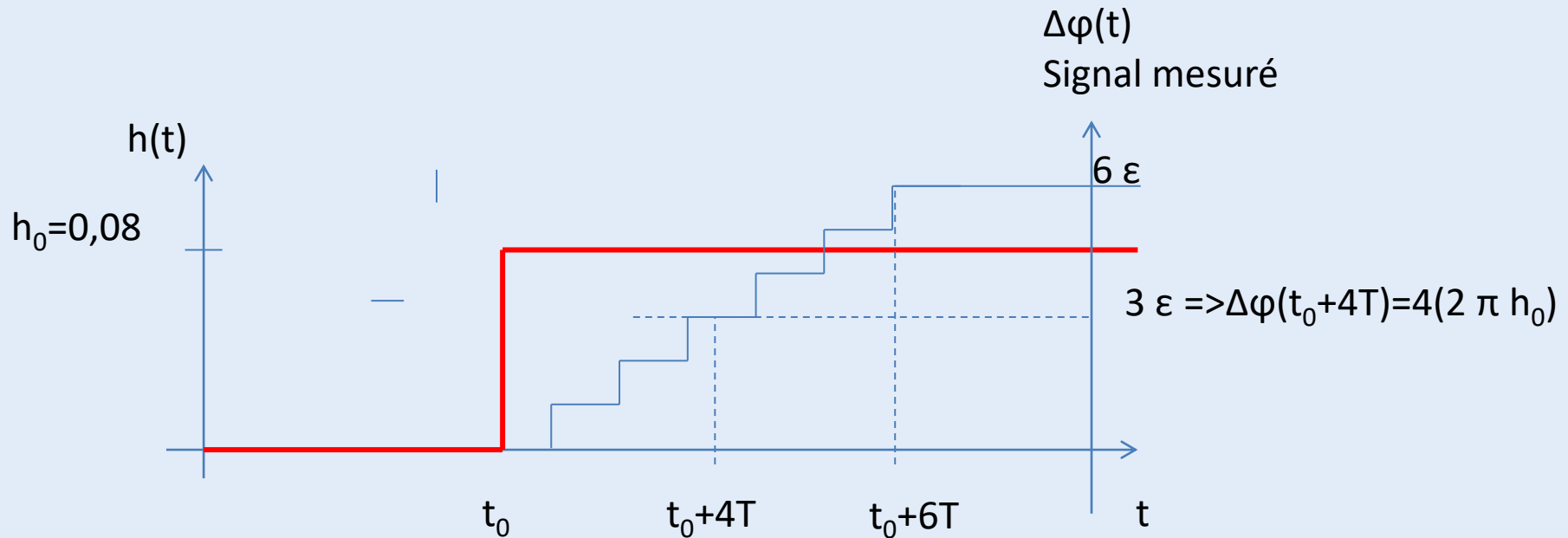
Etat du bras, tout de suite **après** l'arrivée de l'OG
 $\epsilon = h_0 \lambda_0$ $\lambda = \lambda_0 (1 + h_0)$ $t = t_0$
 Les impulsions (crêtes) sont sur les barres vertes



Etat du bras, à $t = t_0 + T$ avec $T = \lambda_0 / c$
 $\epsilon = h_0 \lambda_0$ $\lambda = \lambda_0 (1 + h_0)$
 L'impulsion 2 (barre verte) arrivera sur
 la séparatrice avec un retard de ϵ / c

à $t = t_0 + nT$ L'impulsion $n+1$ (barre verte) arrivera sur
 la séparatrice avec un retard de $n\epsilon / c$ qui provoque le
 déphasage des bras (retard $n\epsilon / c$ dans le bras X, avance $n\epsilon / c$
 dans le bras Y)

Réponse en fréquence du Michelson



Durée de vie du photon dans le bras $\tau = T \times 2L/\lambda_0$

$T = v/c$ Période de la lumière émise par le laser

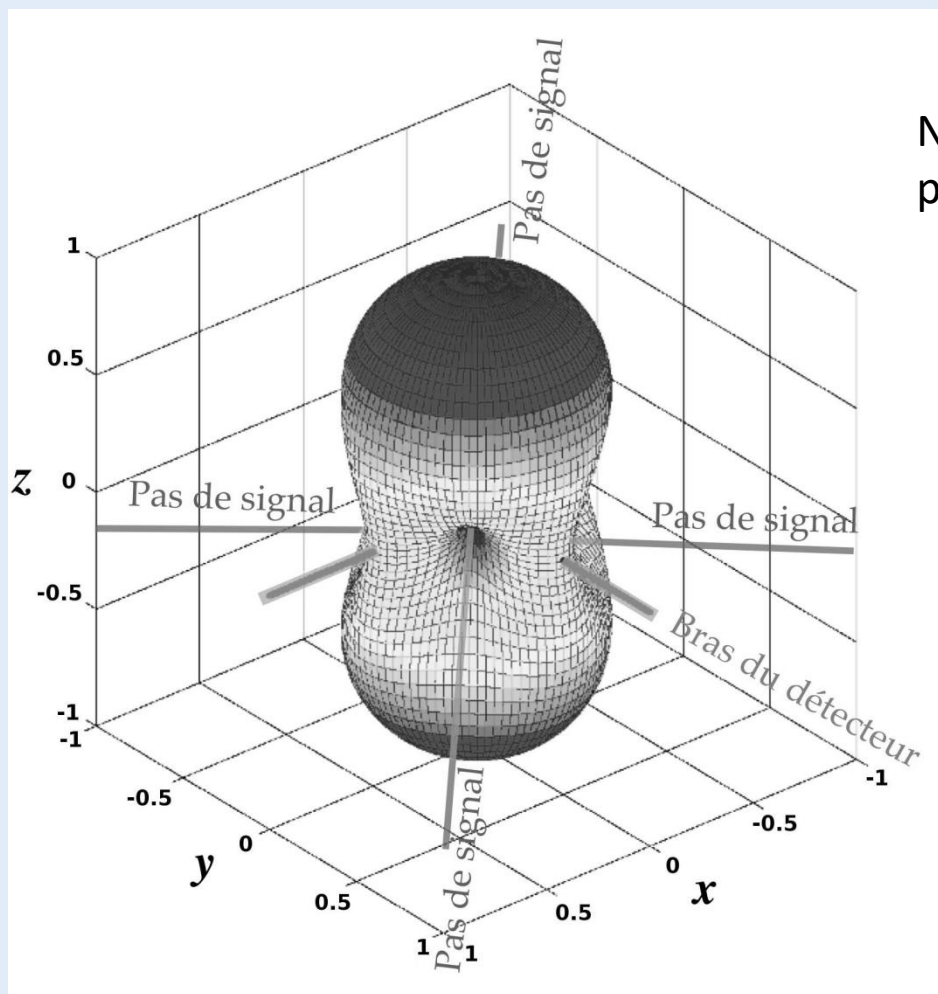
$2L/\lambda_0 = N =$ nombre d'ondes contenues dans $2L$

Le déséquilibre des deux bras met un temps $= \tau = T \times 2L/\lambda_0$ pour s'établir

Limitation aux hautes fréquences : si la durée caractéristique du phénomène est $< \tau$

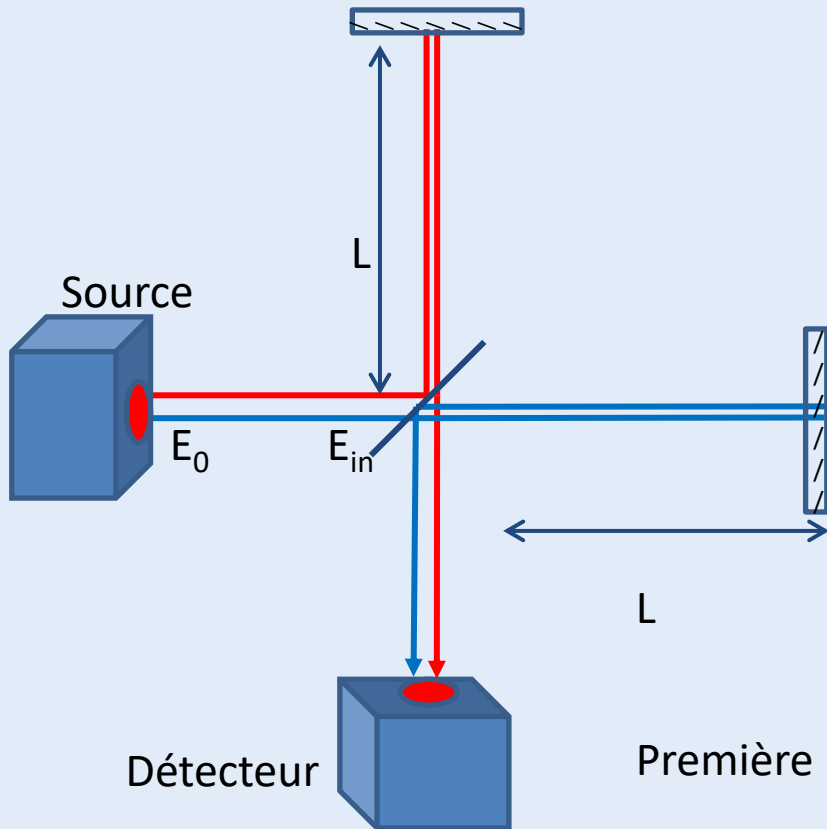
Filtre passe bas

Réponse d'un Michelson en fonction de la direction de la source



Nécessité de plusieurs observatoires pour localiser les sources

Comment gagner en sensibilité ?



Sensibilité limite du Michelson :

L = longueur des bras

P = puissance lumineuse dans le faisceau

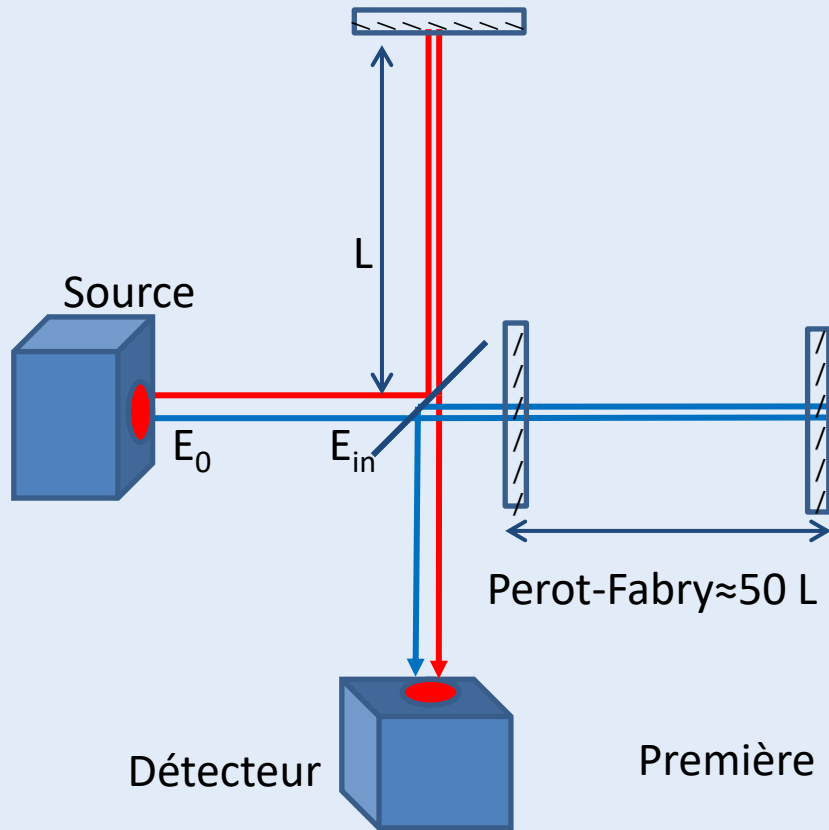
$$h_{\min} \approx \frac{1}{L} \frac{1}{\sqrt{P}}$$
$$\frac{S}{B} = \frac{h}{h_{\min}}$$

Première idée pour améliorer : « allonger » L

2 fois 3 ou 4 km de tube : c'est déjà cher.

1° Astuce : insérer un circuit **Perot-Fabry** dans les bras

Comment gagner en sensibilité ?



Sensibilité limite du michelson :

L = longueur des bras

P = puissance lumineuse dans le faisceau

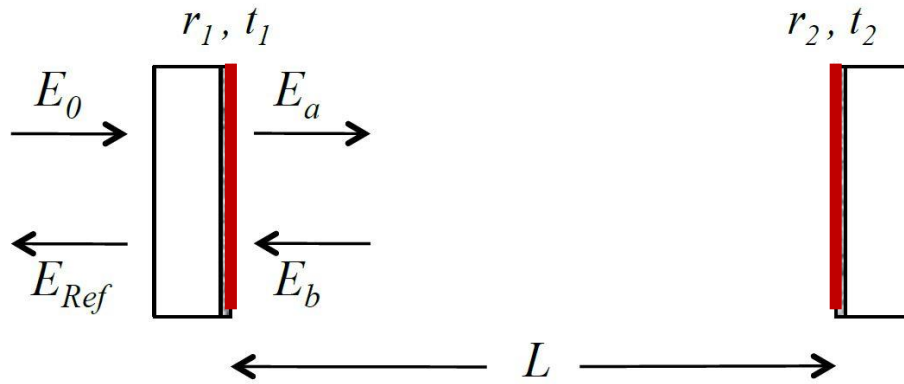
$$h_{\min} \approx \frac{1}{L} \frac{1}{\sqrt{P}}$$
$$\frac{S}{B} = \frac{h}{h_{\min}}$$

Première idée : « allonger » L

2 fois 3 ou 4 km de tube : c'est cher

1° Astuce : insérer un circuit Perot-Fabry dans les bras

Perot-Fabry résonant (utilisé comme miroir)



$$E_a = t_1 E_0 - r_1 E_b$$

$$E_b = -r_2 e^{i\phi} E_a$$

$$E_{\text{Ref}} = r_1 E_0 + t_1 E_b$$

$$E_a = \frac{t_1}{1 - r_1 r_2 e^{i\phi}} E_0,$$

$$E_b = -\frac{t_1 r_2 e^{i\phi}}{1 - r_1 r_2 e^{i\phi}} E_0,$$

$$E_{\text{Ref}} = \frac{r_1 - r_2 e^{i\phi}}{1 - r_1 r_2 e^{i\phi}} E_0.$$

Par construction :

$$r_2 = 1$$

$$1 - r_1 = \delta r_1$$

$$\phi = 2\pi N = 4\pi L/\lambda$$

$$N = 2L/\lambda \text{ entier} \rightarrow e^{i\phi} = 1$$



$$E_a \approx \frac{t_1}{1 - r_1} E_0,$$

$$E_b \approx -\frac{t_1}{1 - r_1} E_0,$$

$$E_{\text{Ref}} \approx -E_0.$$

On dérive E_{ref} par rapport à L , en régime résonant : $\phi = 2\pi N \rightarrow e^{i\phi} = 1$

$$\left[\frac{dE_{\text{Ref}}}{dL} \right]_{\phi=2\pi N} = -i \frac{(1 - r_1^2) r_2}{(1 - r_1 r_2)^2} \frac{2\pi}{\lambda} E_0$$

Dans l'approximation : $r_2 \rightarrow 1$ et $\delta r_1 \equiv 1 - r_1 \ll 1$

$$\left[\frac{dE_{\text{Ref}}}{dL} \right]_{\phi=2\pi N} \approx -i \frac{2}{\delta r_1} \frac{2\pi}{\lambda} E_0,$$

A comparer avec le résultat obtenu pour un Michelson simple :

$$[dE_{\text{out}}/dL] = 2\pi E_0/\lambda$$

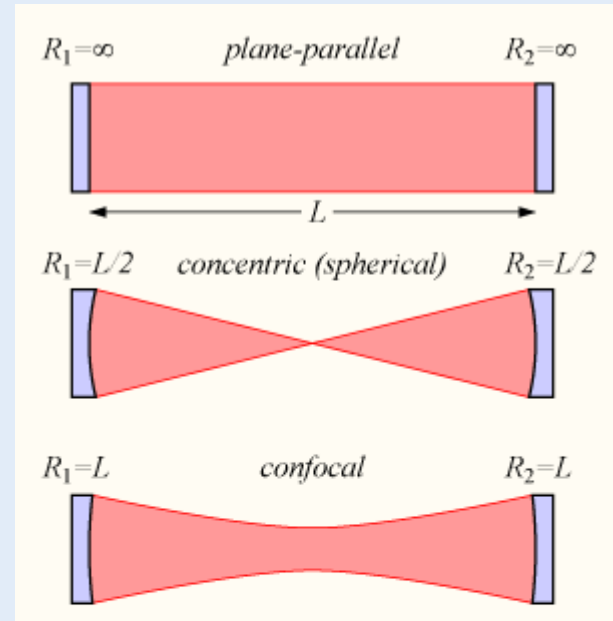
On voit apparaître **un gain sur le Michelson en $2/\delta r_1$ de l'ordre de 50 à 100**

En lui-même, ce Perot-Fabry pourrait déjà servir de détecteur d'OG.

On en met un dans chaque bras du Michelson

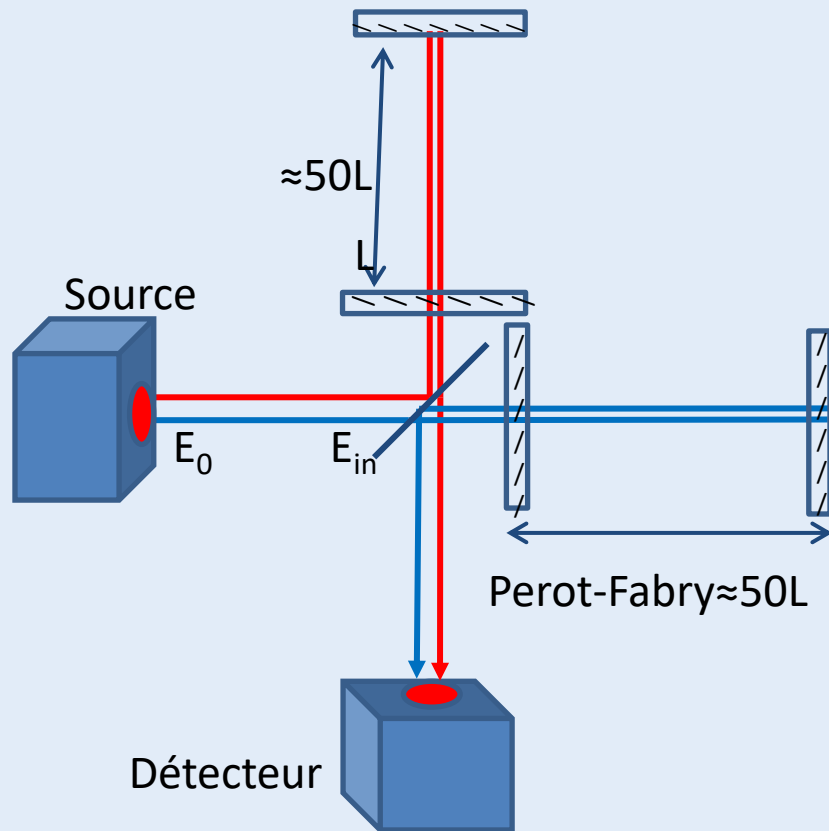
Problème d'ajustement du parallélisme
si L est très grand

Configuration LIGO/Virgo →
2 miroirs sphériques
(Fabriqués à Lyon 1 !)



Limite : pression de radiation sur les miroirs
→ source de bruit

Prix à payer pour le gain du Perot-Fabry



Pour faire 1 aller-retour de bras,
la lumière met un temps $\tau = 2L/c$

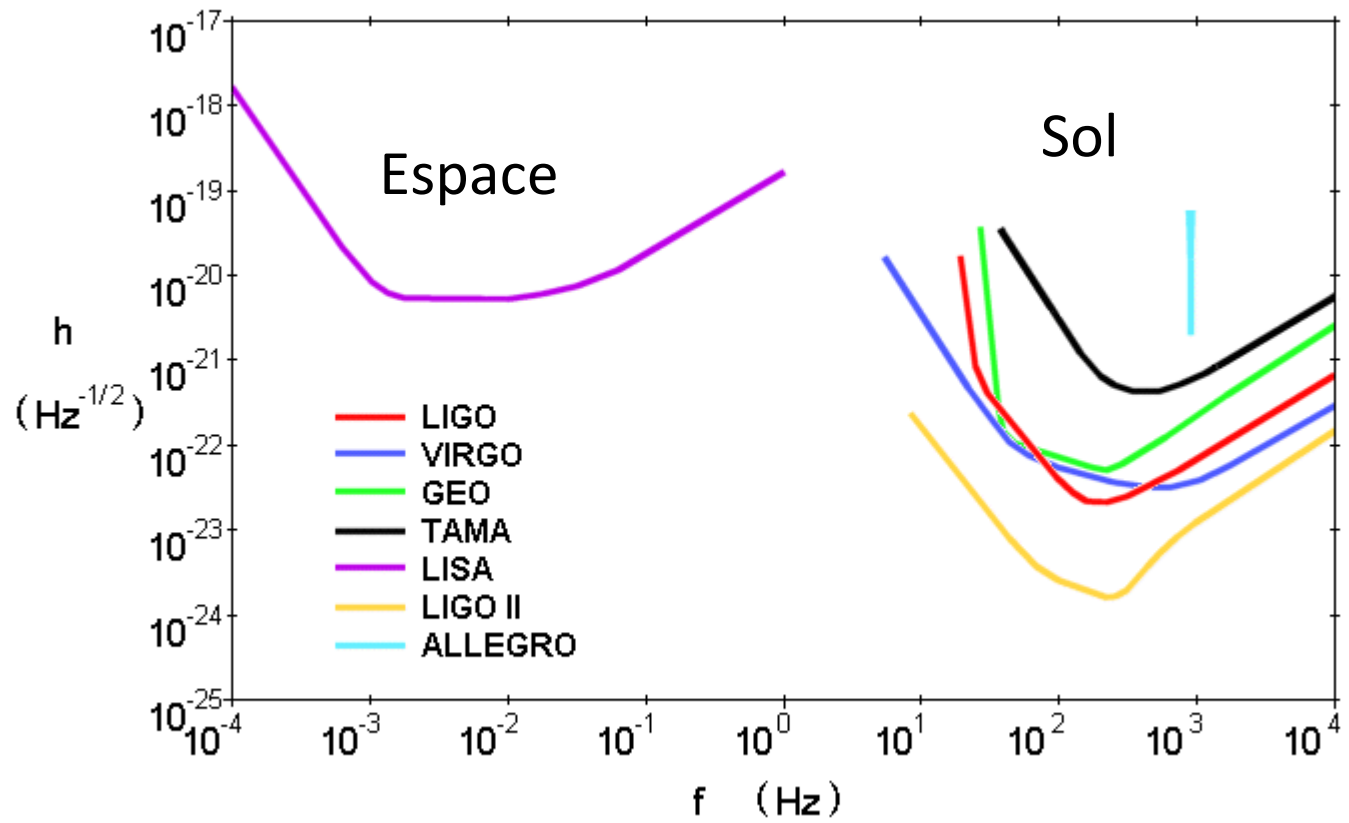
LIGO/VIRGO $2L = 2 \times 3\text{km}$
(Virgo) $\rightarrow \tau = 0,02 \text{ msec } (10^{-3} \text{ sec})$

Avec le Perot-Fabry, ce temps est multiplié par 50
 $\tau_{\text{PF}} = 50 \times 0,02 \text{ msec } (10^{-3} \text{ sec}) \approx 1 \text{ msec}$

(On a 50 fois plus de temps pour faire agir l'OG
sur l'espace entre la séparatrice et le miroir M1)

Mais les variations de l'OG plus rapide que 1msec
commenceront à être difficiles à voir (filtrées passe-bas).

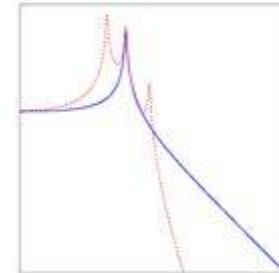
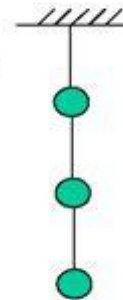
Coût = limitation de la bande passante dans les hautes fréquences ≈ 1 à 2 kHz



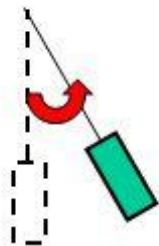
Les bruits fondamentaux de Virgo

- **Vibrations acoustiques + fluctuations d'indice** dans le tube
⇒ solution : faisceau laser et miroirs placés sous vide (10^{-8} mbar)

- **Bruit sismique** : basses fréquences
Utilisation de Super-Atténuateurs (série de pendules en cascade)
⇒ isolation sismique au-dessus de quelques Hz



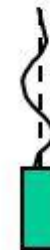
- **Bruit thermique** : mouvement aléatoire des miroirs relié à la dissipation d'énergie thermique



Bruit de pendule
(→ 100 Hz)



Bruit de miroir
(100-200 Hz)



Modes violons (résonances hte fréquence)

- **Bruit de photons** (hte fréquence)

La Détection Interférométrique

Comment gagner encore ? Augmenter la puissance du faisceau P

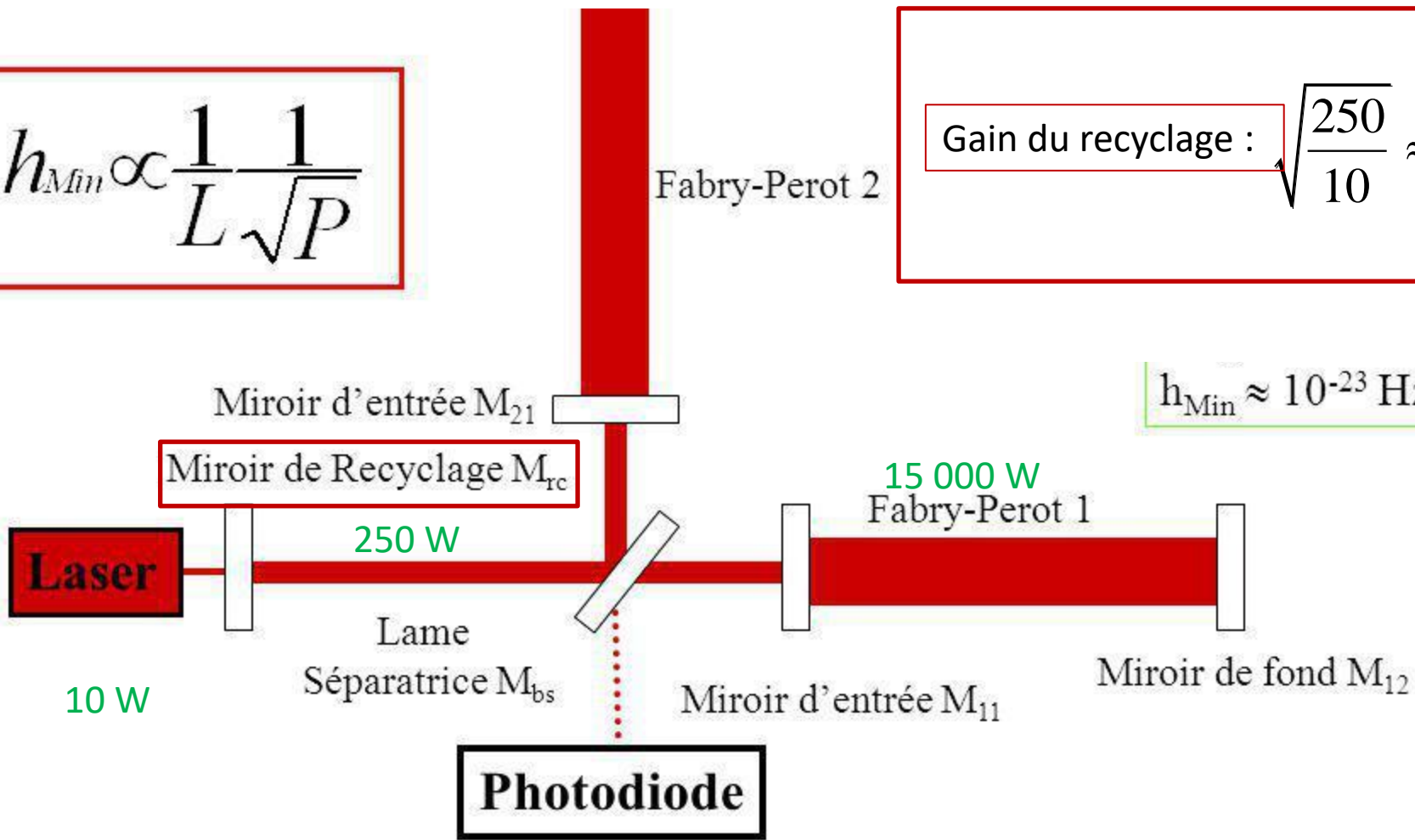
1

Miroir de recyclage du faisceau laser : Tout le michelson devient un perot-fabry

$$h_{Min} \propto \frac{1}{L} \frac{1}{\sqrt{P}}$$

$$\text{Gain du recyclage : } \sqrt{\frac{250}{10}} \approx 5$$

$$h_{Min} \approx 10^{-23} \text{ Hz}^{-1/2}$$



Approche du traitement du signal

On a un signal $s(t)$ qui est la superposition d'un bruit $n(t)$ et d'un signal $h(t)$

$$s(t) = h(t) + n(t)$$

$\langle n(t) \rangle = 0$ valeur moyenne d'un très grand échantillon de mesures du bruit à la date t

On le remplace par la valeur moyenne d'un long enregistrement de $n(t)$

$$\frac{1}{T} \int_0^T n(t) dt \rightarrow 0 \quad \text{quand } T \rightarrow \infty$$

Supposons que l'on connaisse a priori la forme et l'amplitude de $h(t)$

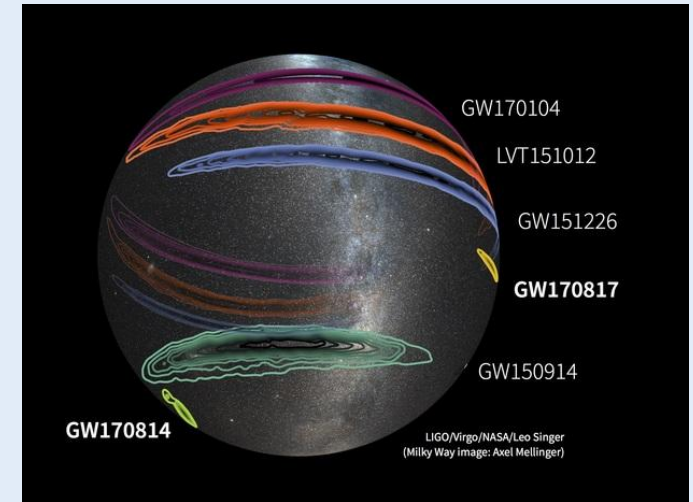
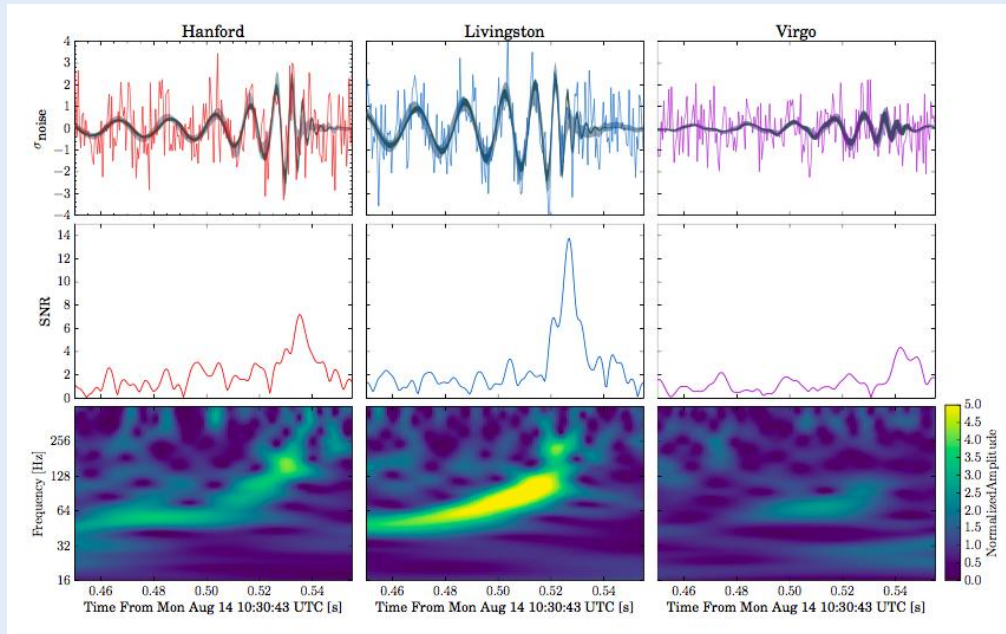
On calcule (par traitement de données):

$$\frac{1}{T} \int_0^T s(t)h(t)dt = \frac{1}{T} \int_0^T h(t)^2 dt + \frac{1}{T} \int_0^T n(t)h(t)dt$$

$$\text{Quand } T \rightarrow \infty : \frac{1}{T} \int_0^T h(t)^2 dt \rightarrow \approx h_0^2 \quad \text{et} \quad \frac{1}{T} \int_0^T n(t)h(t)dt \rightarrow 0$$

Une information a priori sur la forme de $h(t)$ peut faciliter l'extraction du signal

GW170817 Entrée dans une nouvelle ère de l'Astrophysique

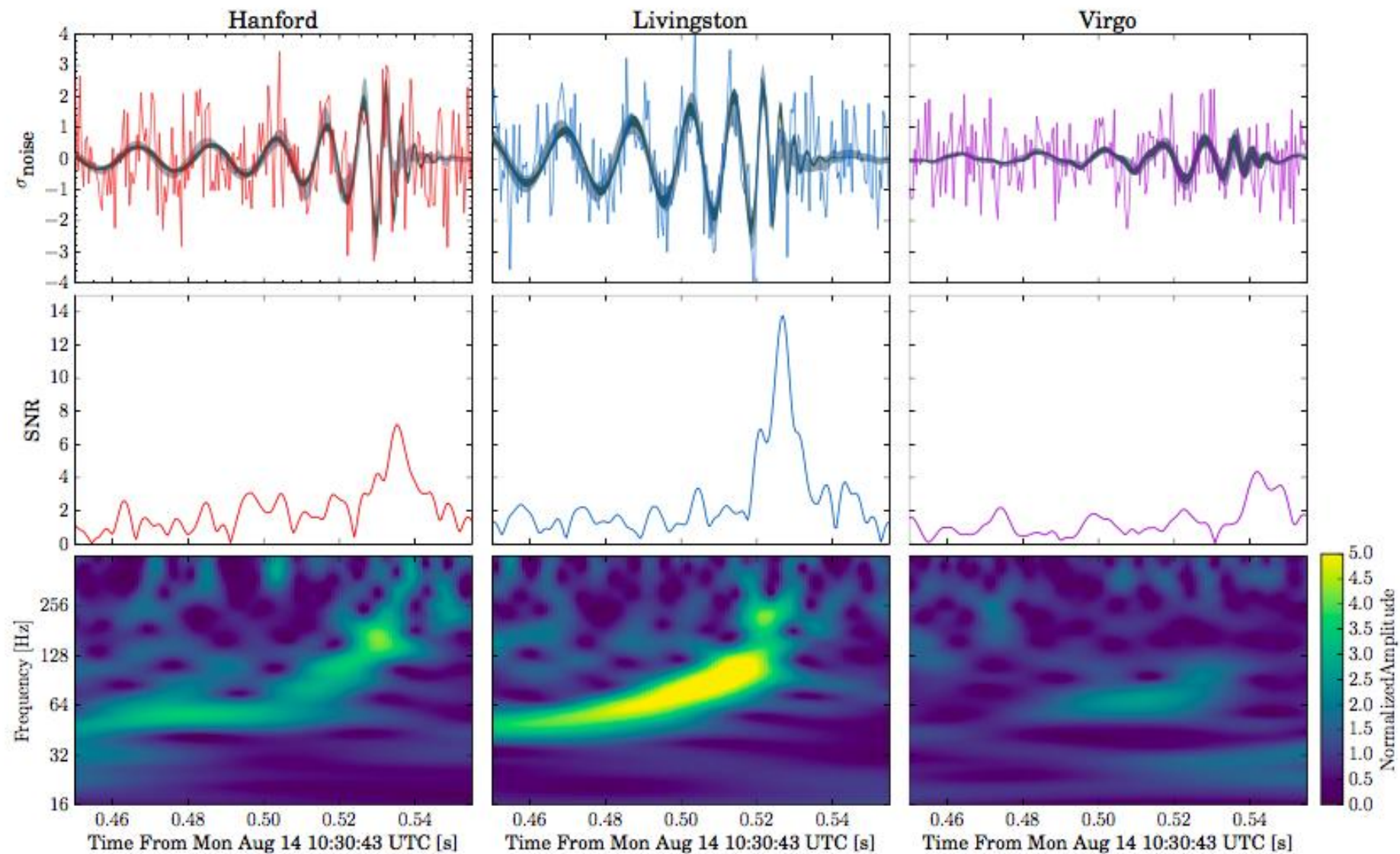


C'est la deuxième sorte de source d'OG prévue :

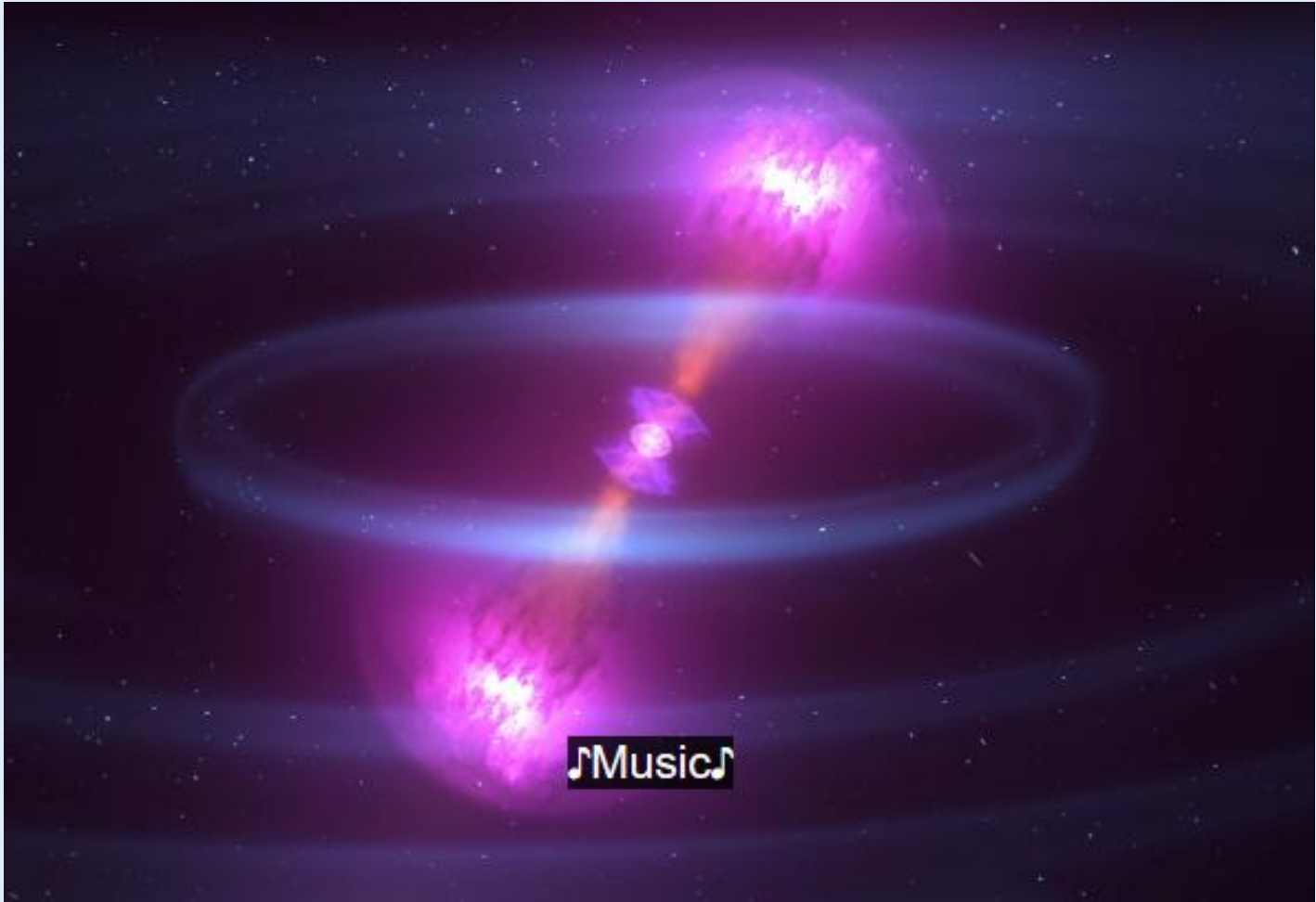
Coalescence de deux étoiles à neutron

Détectée par 3 interféromètres 2LIGO+1VIRGO

→ Localisation plus précise



GW170817 : Coalescence de deux étoiles à neutron

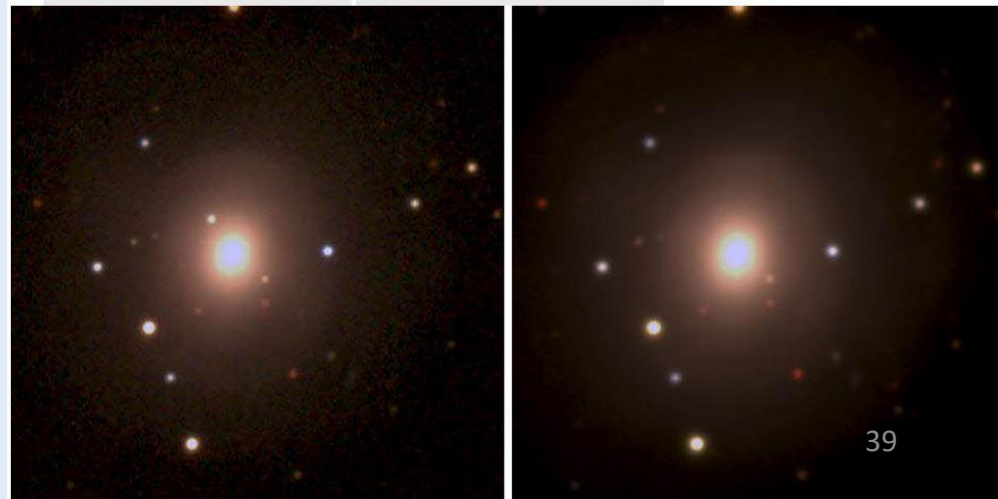
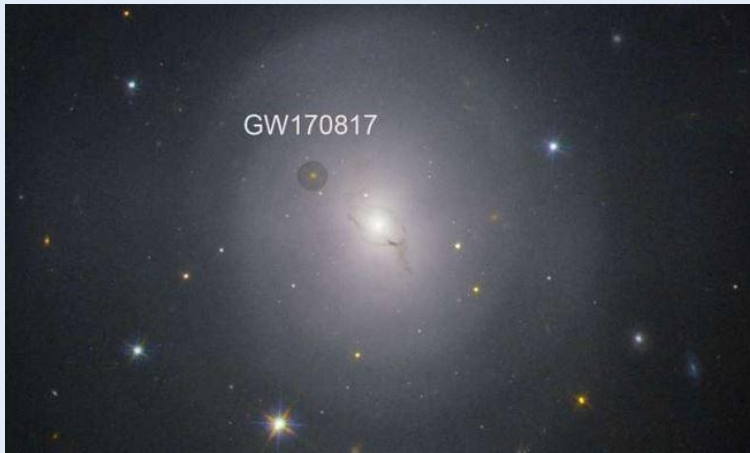


https://svs.gsfc.nasa.gov/vis/a010000/a012700/a012740/12740_Neutron_Star_Merger_Good_1080.m4v

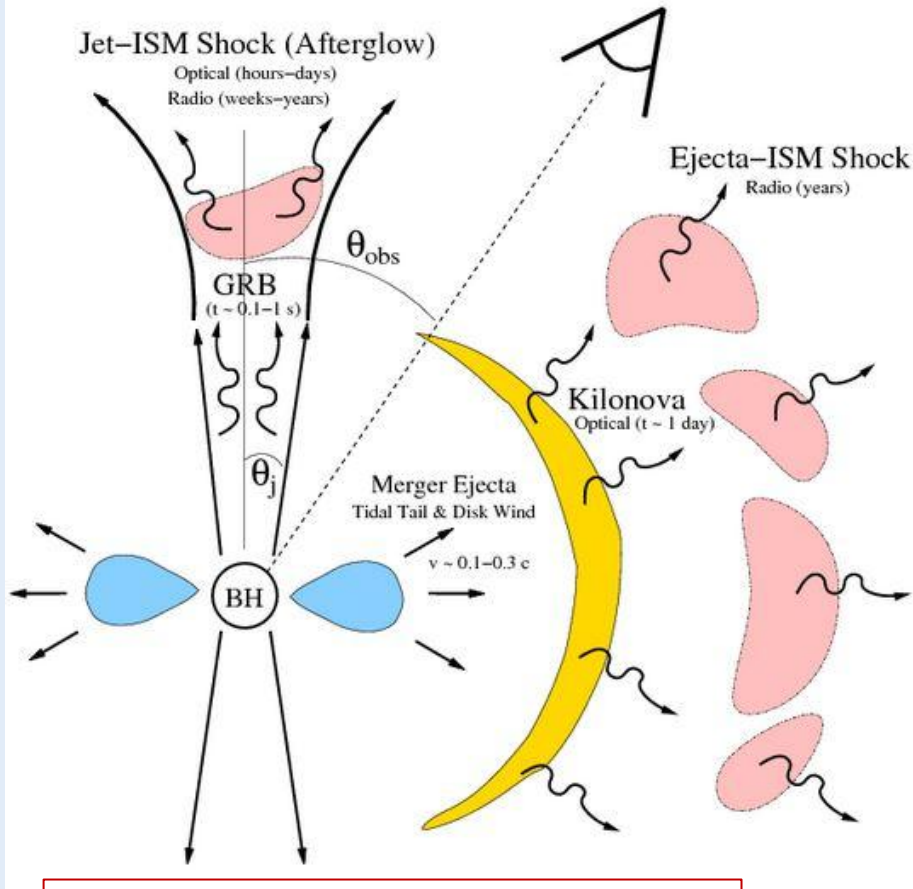
<https://svs.gsfc.nasa.gov/12740>

GW170817 Astronomie multi messenger :

- **OG** Train d'onde de 200 sec (sinusoïde → forme connue, détection synchrone)
- GRB 170817A : **sursaut gamma** à la même heure observé par satellite.
→ ALERTE aux observatoires
- Telescope Swope **localise une source de lumière** dans NGC 4993 (une galaxie ordinaire) qui décroît très vite
- Distance : 40 MPc (120 10^6 AL : 10 fois plus près que GW150914)



Les suites d'une coalescence NS-NS



Summary of potential electromagnetic counterparts of NS-NS/NS-BH mergers discussed in this paper, as a function of the observer angle, ϑ_{obs} . Following the merger a centrifugally supported disk (blue) remains around the central compact object (usually a BH). Rapid accretion lasting $\lesssim 1$ s powers a collimated relativistic jet, which produces a short-duration gamma-ray burst. Due to relativistic beaming, the gamma-ray emission is restricted to observers with $\vartheta_{\text{obs}} \lesssim \vartheta_j$, the half-opening angle of the jet. Non-thermal afterglow emission results from the interaction of the jet with the surrounding circumburst medium (red). Optical afterglow emission is observable on timescales up to \sim days-weeks by observers with viewing angles of $\vartheta_{\text{obs}} \lesssim 2\vartheta_j$. Radio afterglow emission is observable from all viewing angles (isotropic) once the jet decelerates to mildly relativistic speeds on a timescale of weeks-months, and can also be produced on timescales of years from sub-relativistic ejecta. Short-lived isotropic optical emission lasting \sim few days (kilonova; yellow) can also accompany the merger, powered by the radioactive decay of heavy elements synthesized in the ejecta

bleu : disque résiduel
 pôle : sursaut gamma bref
 rose : émission non thermique (radio)
 dans le jet : ≈ 1 jour
 dans toutes les directions ≈ 1 mois
 jaune : kilonova, \approx qq jour, optique
 désexcitation des éléments lourds

Element Origins

1 H																	2 He	
3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne	
11 Na	12 Mg											13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar	
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr	
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe	
55 Cs	56 Ba			72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
87 Fr	88 Ra																	
		57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu		
		89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U													

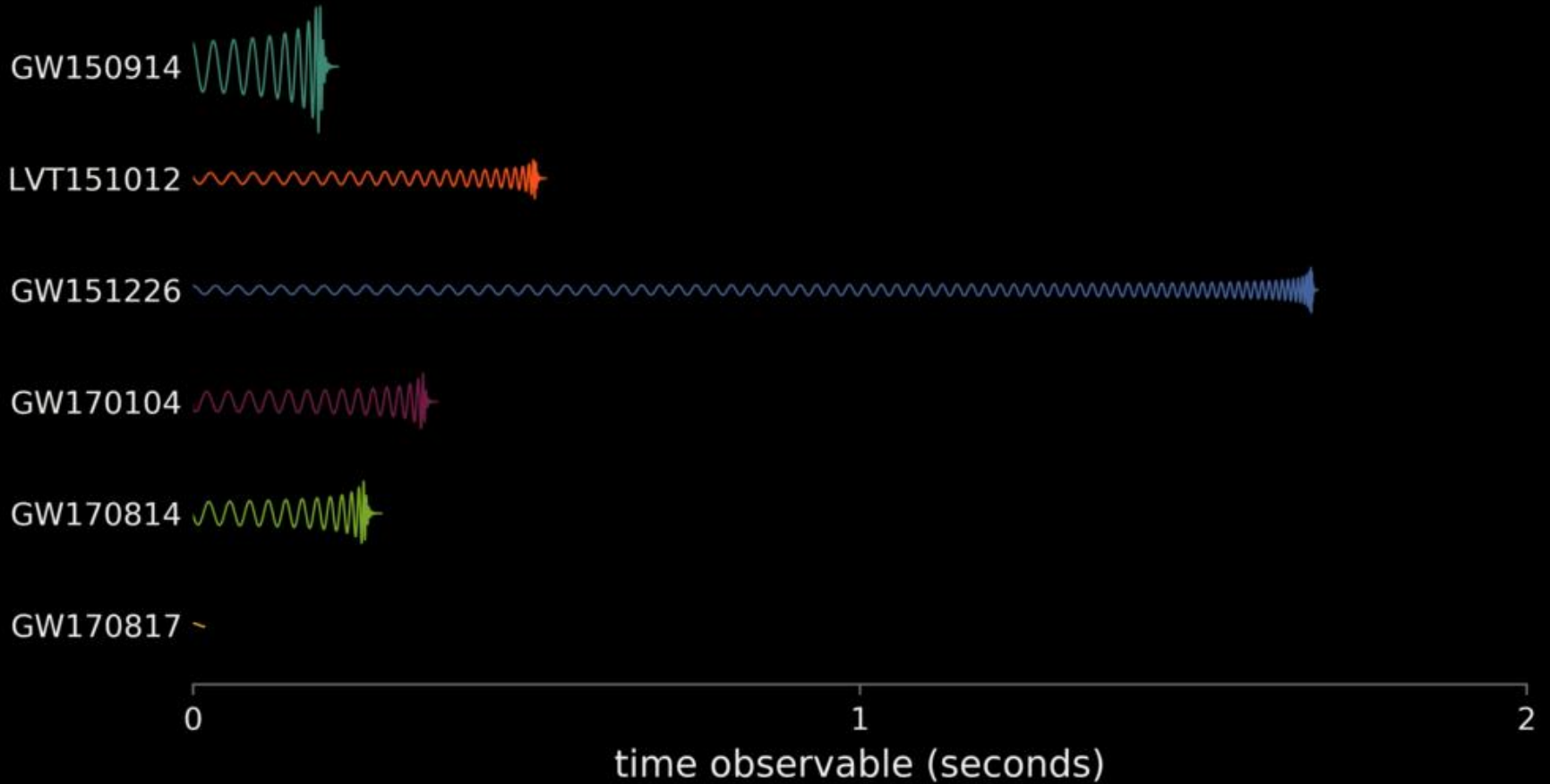
Merging Neutron Stars
Dying Low Mass Stars

Exploding Massive Stars
Exploding White Dwarfs

Big Bang
Cosmic Ray Fission

Based on graphic created by Jennifer Johnson

Coalescences observées à ce jour , le « chirp »

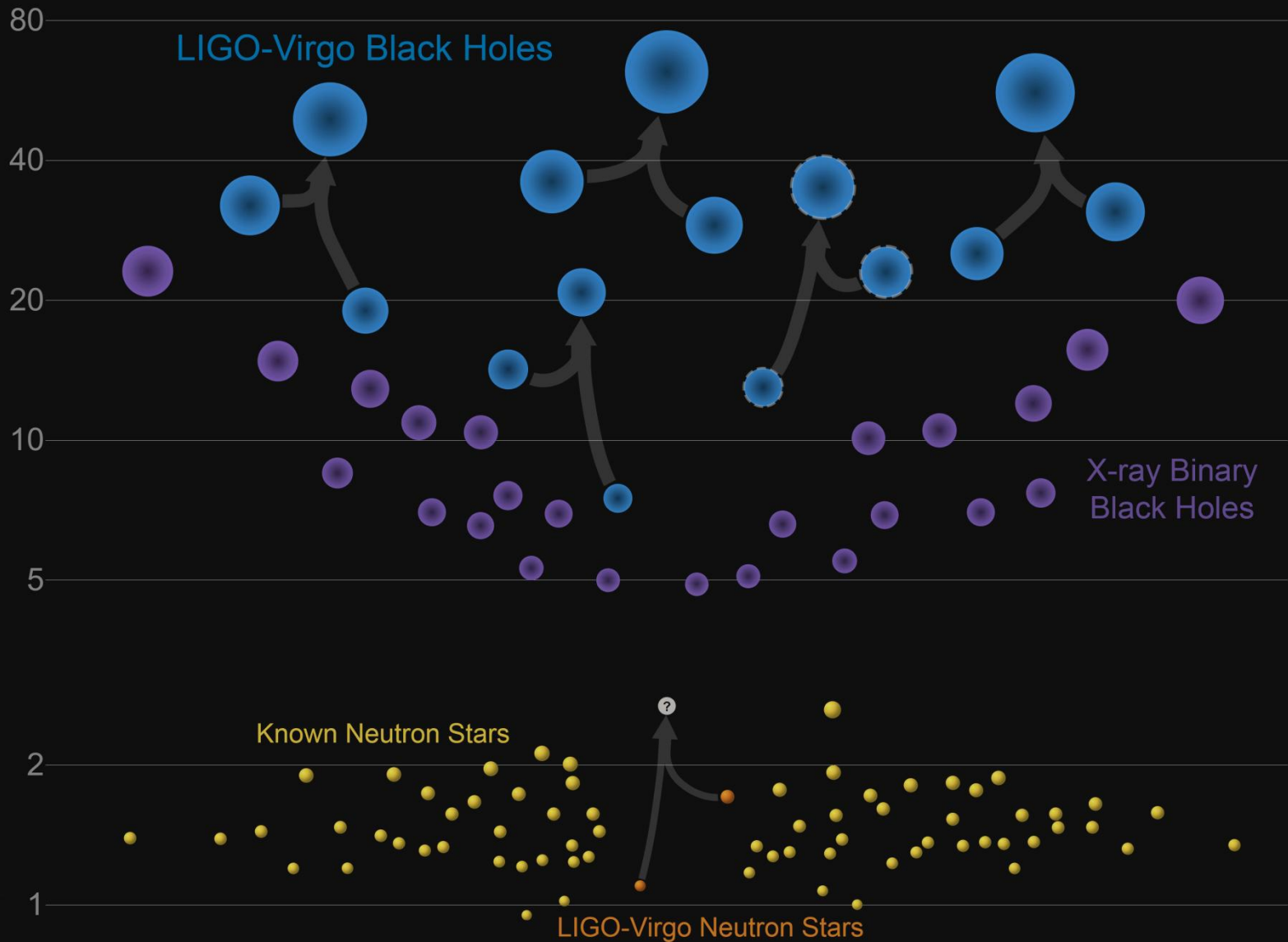


LIGO/University of Oregon/Ben Farr

Waveforms and Chirp; CREDIT_
LIGO_University of Oregon_Ben Farr.mp4

Masses in the Stellar Graveyard

in Solar Masses



La suite : Détection des OG dans l'espace

LISA = Laser Interferometer Space Antena

Agence spatiale européenne + NASA abandonné

LISA - Pathfinder : Test technologique 2015

Maintenir une masse-test en situation de chute libre

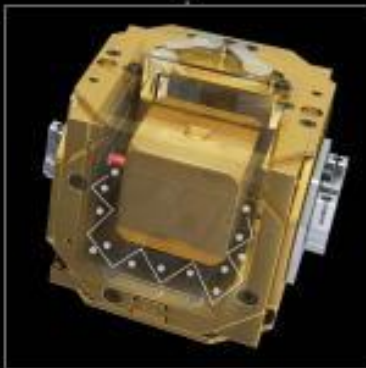
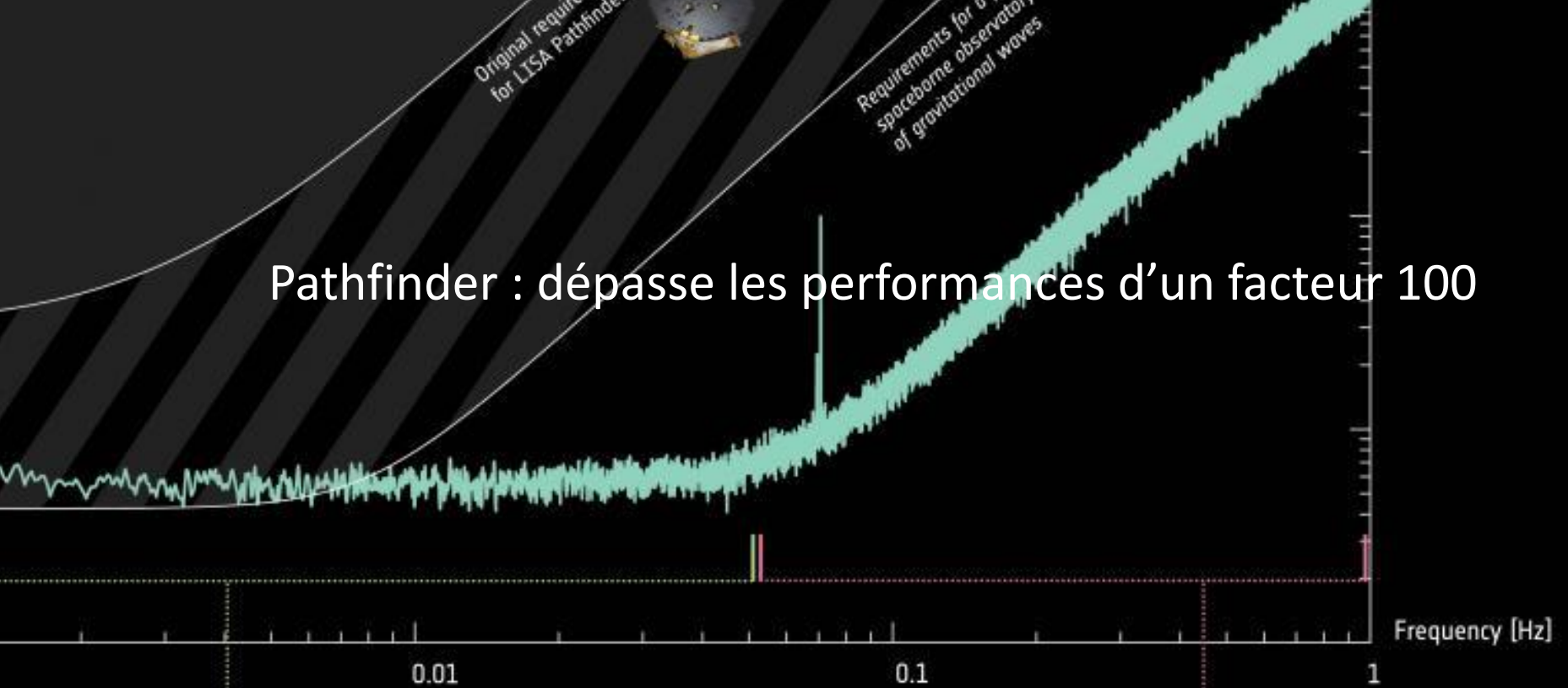
Succès complet

eLISA - Agence spatiale européenne seule

Proposal : https://www.elisascience.org/files/publications/LISA_L3_20170120.pdf

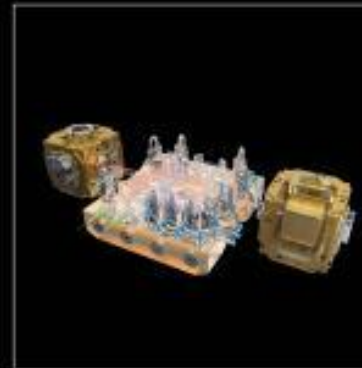
Mission : 203?

Pathfinder : dépasse les performances d'un facteur 100



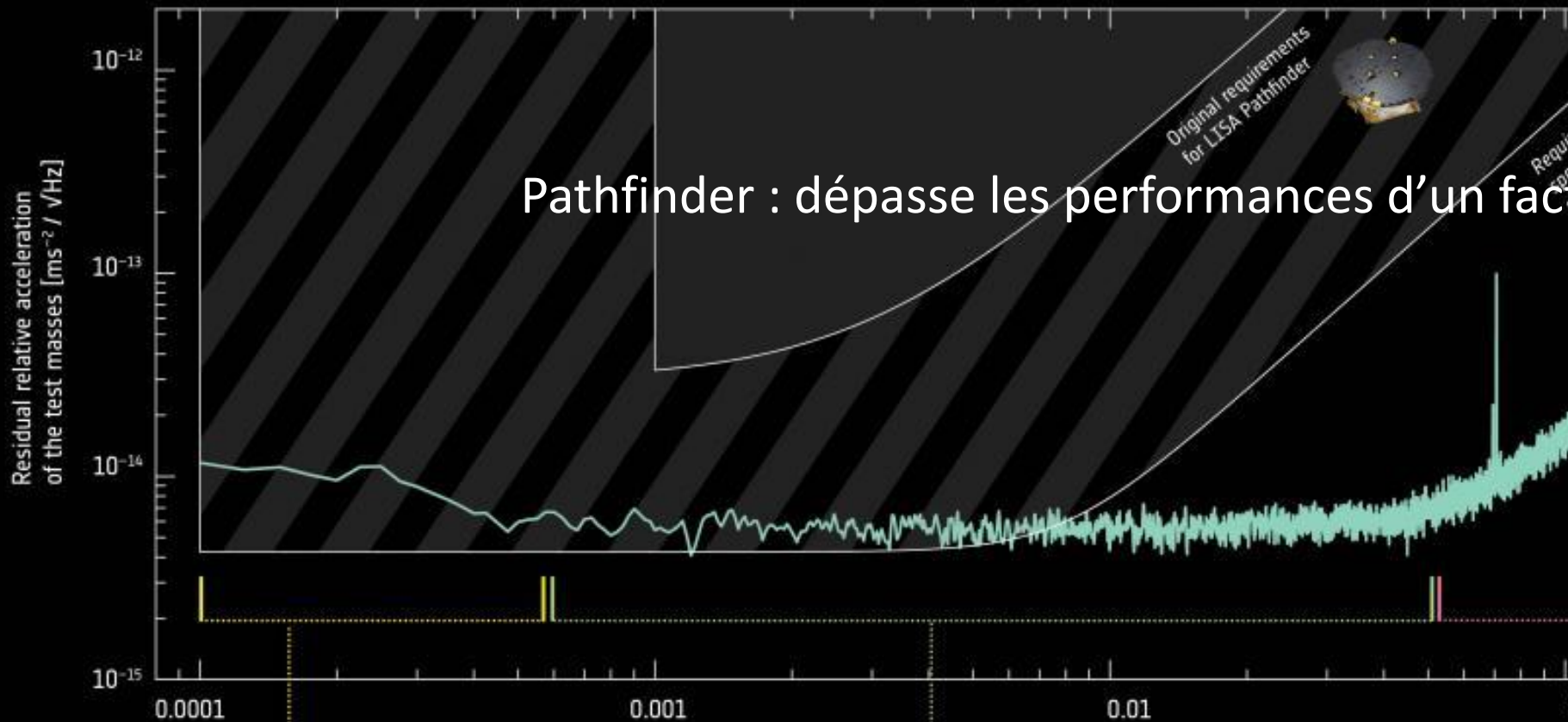
Gas damping

Inside their housings, the test masses collide with some of the few gas molecules still present. This noise term becomes smaller with time, as more gas molecules are vented to space.



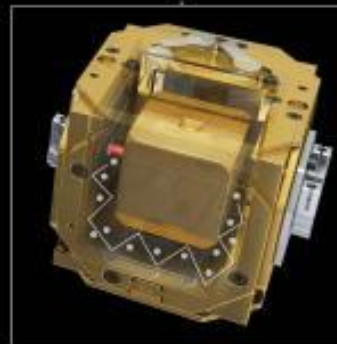
Sensing noise

The sensing noise of the optical metrology system used to monitor the position and orientation of the test masses, at a level of $35 \text{ fm} / \sqrt{\text{Hz}}$, has already surpassed the level of precision required by a future gravitational-wave observatory by a factor of more than 100.



Centrifugal force

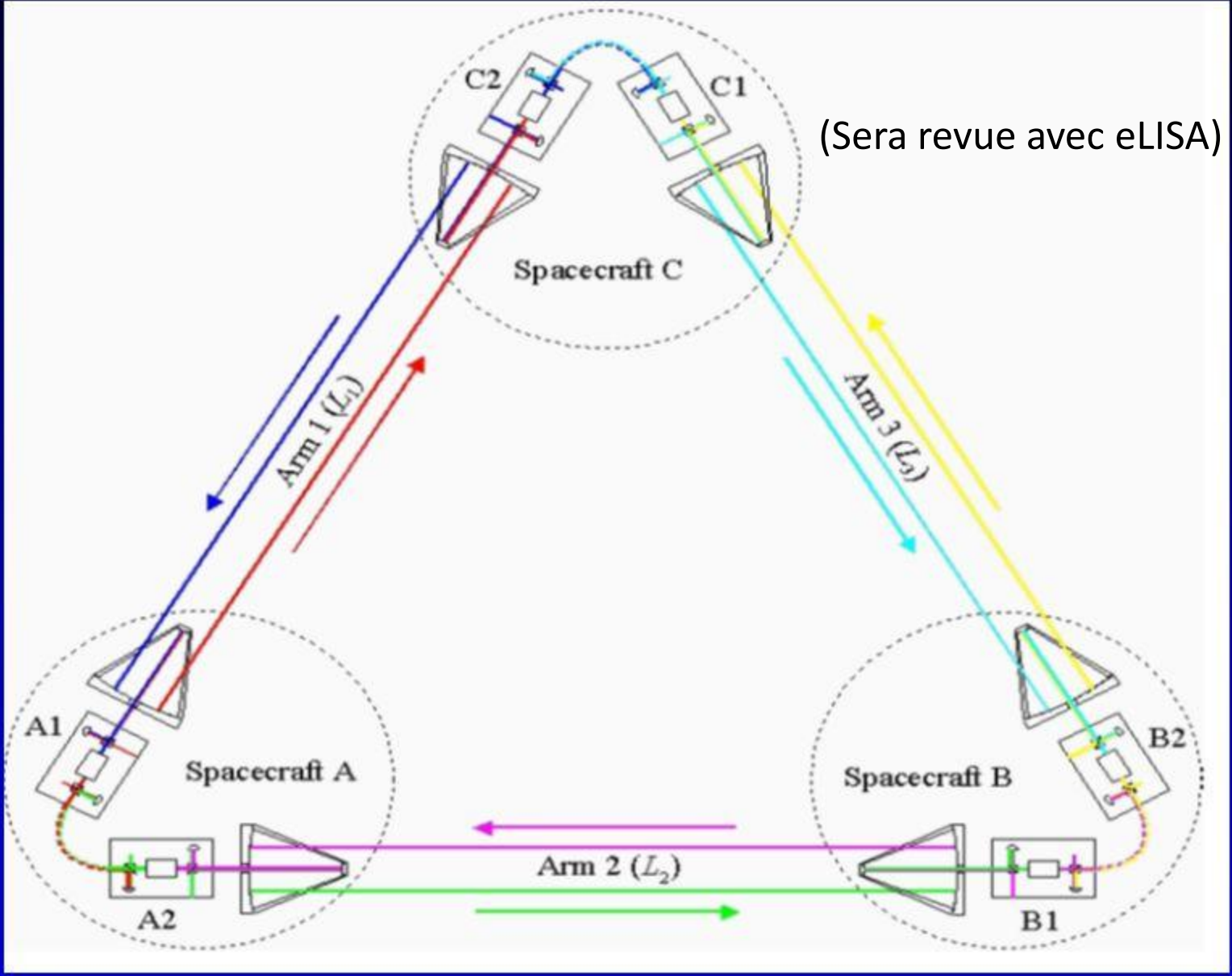
The rotation of the spacecraft required to keep the solar array pointed at the Sun and the antenna pointed towards Earth, coupled with the noise of the startrackers produces a noisy centrifugal force on the test masses. This noise term has been subtracted, and the source of the residual noise after subtraction is still being investigated.

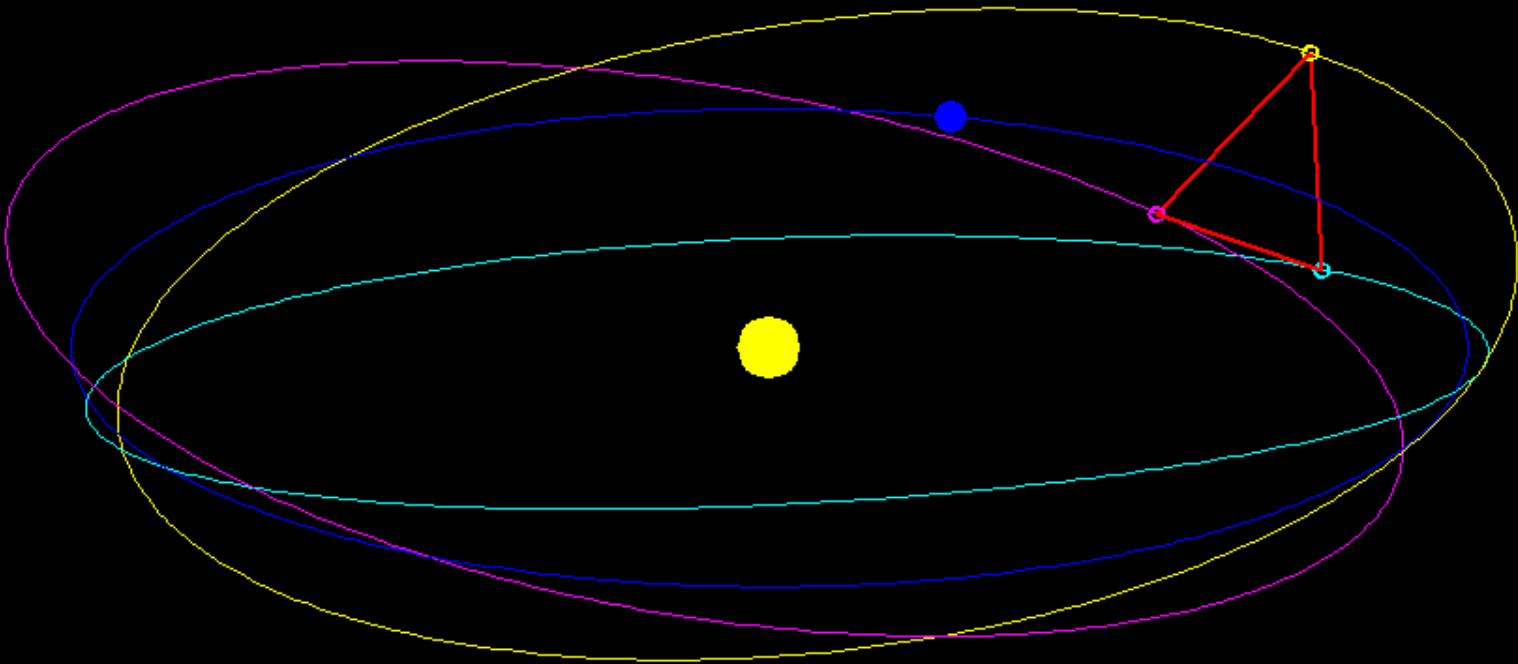


Gas damping

Inside their housings, the test masses collide with some of the few gas molecules still present. This noise term becomes smaller with time, as more gas molecules are vented to space.

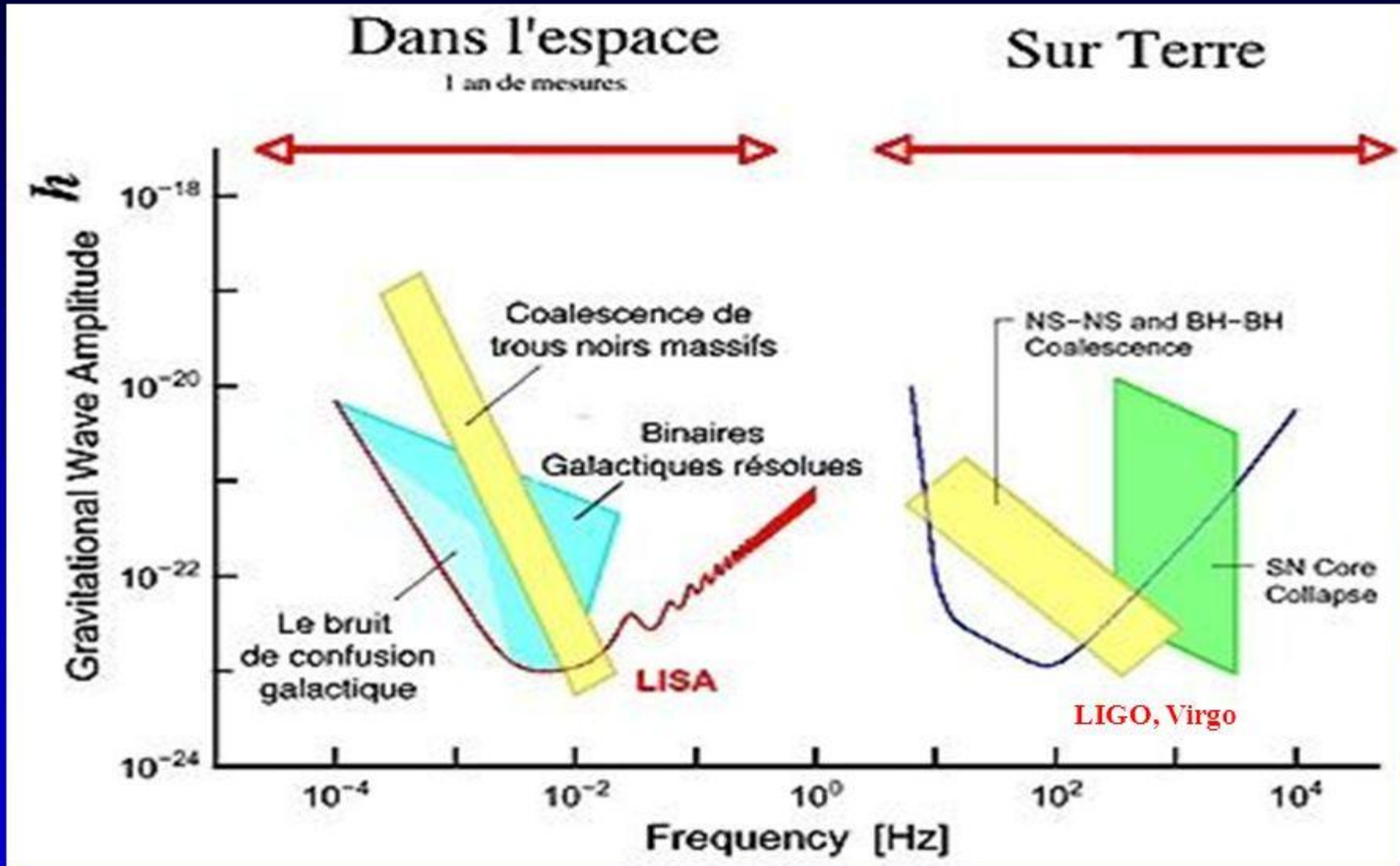
La configuration optique





Nicolas Douillet - ARTEMIS

Les sources d'Ondes Gravitationnelles



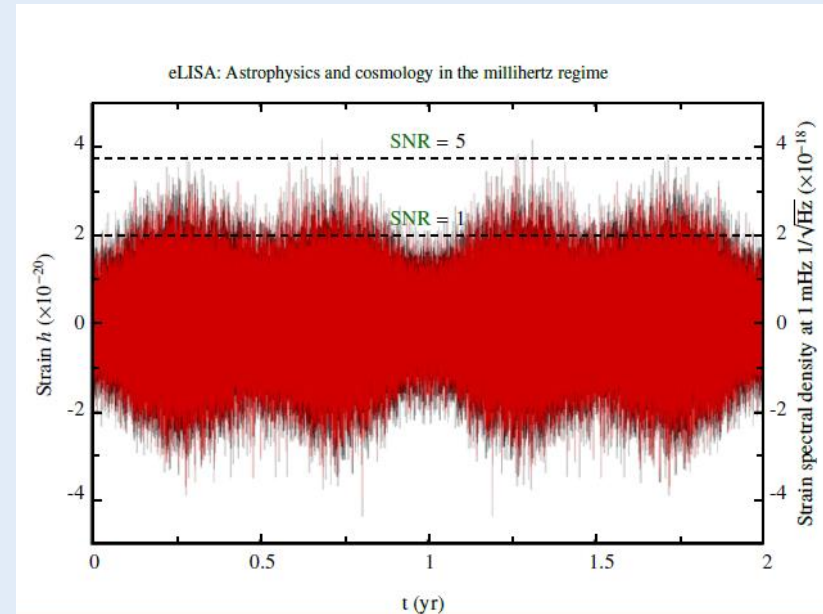
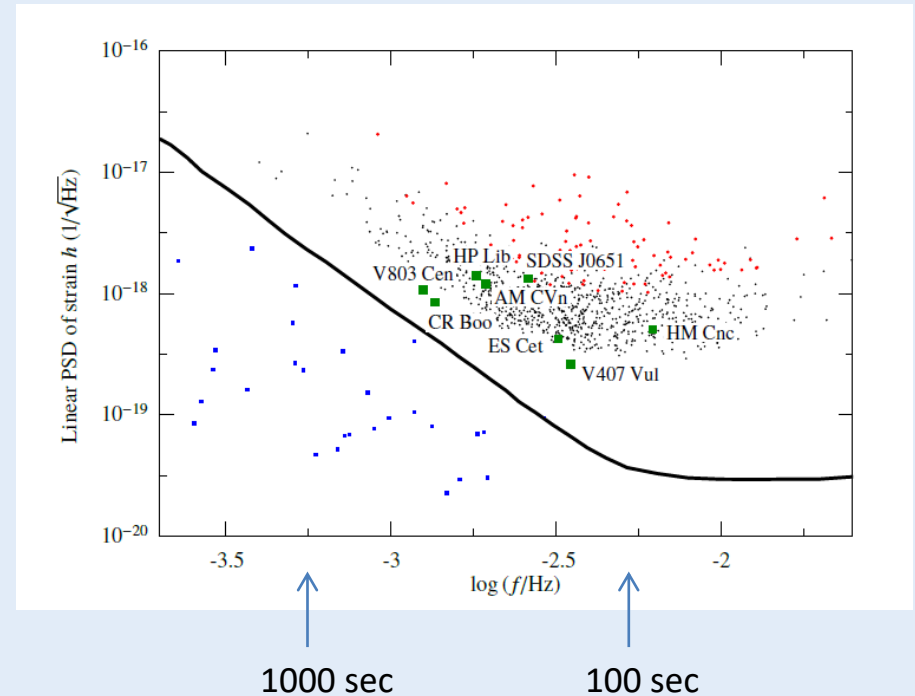
Astrophysique avec eLISA

Systèmes Binaires compactes

- majorité des étoiles = systèmes binaires
- si serrées (50%) interaction d'évolution entre les 2 étoiles



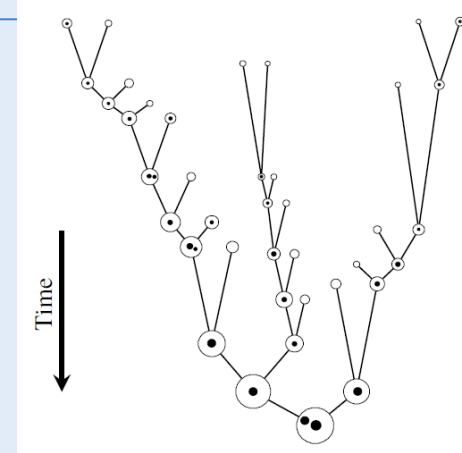
- Progéniteurs des supernova
- étoiles à neutron binaires
- Diminution de la séparation → OG
- Fond des binaires galactiques à $1/f > 1000$ sec seulement quelques unes individualisées



Astrophysique avec eLISA

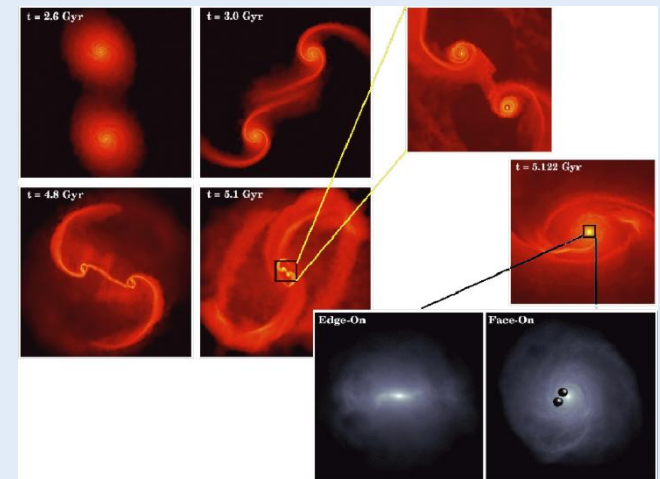
Trous noirs de toutes sortes

- Trous noirs stellaires 3 à $100 M_{\odot}$
- Trous noirs super massif au centre des galaxies 10^7 à $10^9 M_{\odot}$
fabriqués par accrétion de matière + coalescence de petites galaxies
(avec ou sans TN central) dans la gamme 10^4 à $10^7 M_{\odot}$.
- Etudier l'accrétion par le TN (gaz et étoiles)
- Ses effets sur la rotation du TN (accessible par le OG !)
- cas particulier « chute » d'une étoile dans un TN (grand rapport de masse)



Tester la RG en régime de « champs forts »
dans des conditions dynamiques

Développer les modèles théoriques des OG
produites pendant les 3 phases :
approche – coalescence – amortissement
in-spiral - merger - ring-down



FIN