

Conférence débat à la Maison des Polytechniciens

L'ASTRONOMIE DES ONDES GRAVITATIONNELLES

Luc Blanchet

Gravitation et Cosmologie ($\text{GR}\epsilon\text{CO}$)
Institut d'Astrophysique de Paris

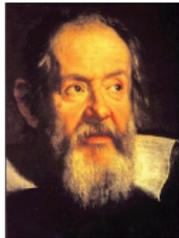
25 novembre 2025

Plan de l'exposé

- 1 Relativité générale et ondes gravitationnelles
- 2 Astronomie gravitationnelle et multi-messagère
- 3 Problème à deux corps en relativité générale

RELATIVITÉ GÉNÉRALE ET ONDES GRAVITATIONNELLES

1500 ans d'universalité de la chute libre



[Philiponus Vth century, Galileo 1610, Newton 1687, Laplace 1780, Bessel 1850, Eötvös 1898]

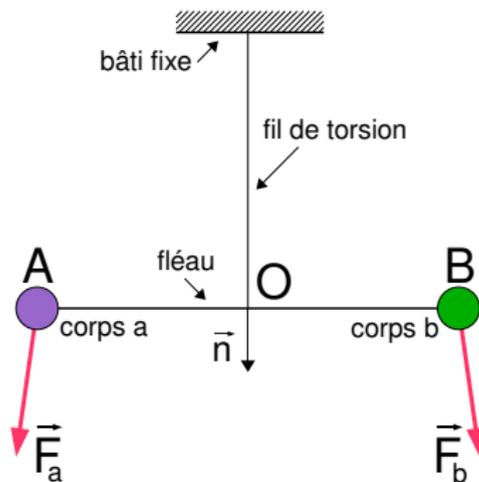
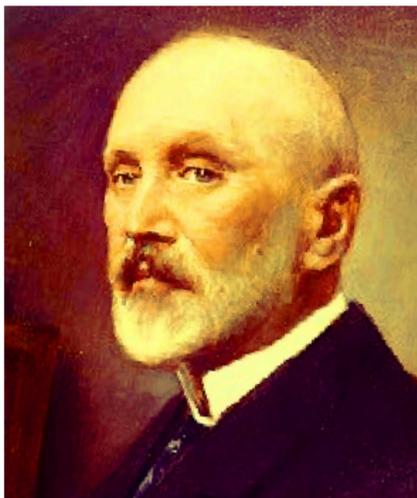
Tous les corps test acquièrent la même accélération dans un champ gravitationnel, indépendamment de leur masse et de leur structure et composition interne

$$m_i = m_g$$

$$\mathbf{F} = m_i \mathbf{a} \quad (m_i = \text{masse inertielle})$$

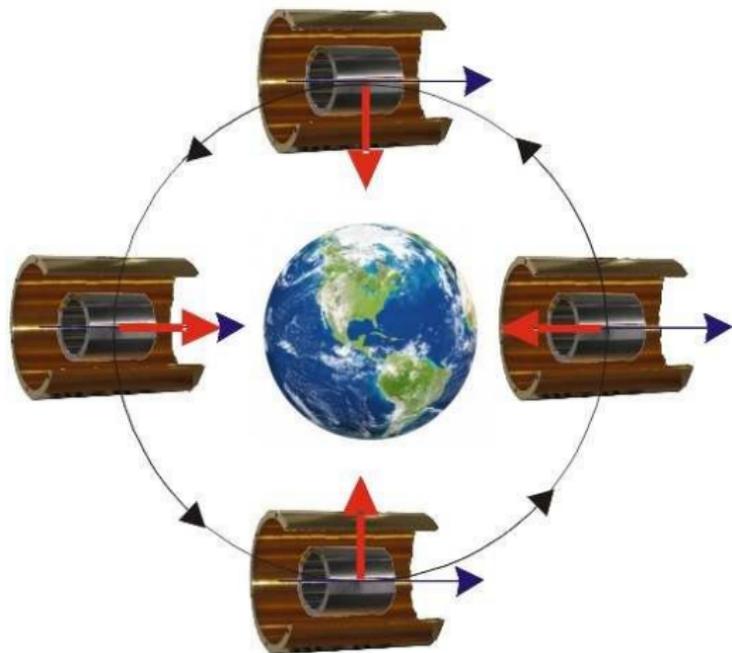
$$\mathbf{F}_g = m_g \mathbf{g} \quad (m_g = \text{masse gravitationnelle})$$

L'expérience d'Eötvös [1898]



$$\eta_{AB}^{\text{Eötvös}} = \left| \left(\frac{m_g}{m_i} \right)_A - \left(\frac{m_g}{m_i} \right)_B \right| \lesssim 10^{-9}$$

Le satellite MICROSCOPE [CNES/ONERA, Touboul *et al.* 2022]



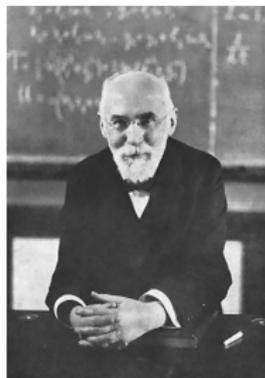
test du principe d'équivalence
au niveau 10^{-15}



deux accéléromètres
Pt–Pt et Pt–Ti

La révolution de la relativité restreinte

[Lorentz 1904; Poincaré 1905; Einstein 1905; Minkowski 1911]



- Le groupe de Galilée est remplacé par le groupe de Lorentz-Poincaré

$$X'^{\alpha} = \underbrace{\Lambda^{\alpha}_{\beta}}_{\text{transformation de Lorentz}} X^{\beta} + a^{\alpha} \quad X^0 = cT$$

transformation de Lorentz

- L'espace-temps a une structure minkowskienne

$$\Delta s^2 = -c^2 \Delta T^2 + \Delta X^2 + \Delta Y^2 + \Delta Z^2 = \eta_{\alpha\beta} \Delta X^{\alpha} \Delta X^{\beta}$$

Géométrie riemannienne

- La courbure intrinsèque d'une surface à 2 dimensions est le produit des 2 courbures principales [Theorema Egregium]
- L'espace-temps est décrit par l'intervalle infinitésimal

$$ds^2 = \underbrace{g_{\mu\nu}(x)}_{\text{tenseur métrique}} dx^\mu dx^\nu$$

- L'espace-temps est plat, dans le sens où il existe un système global de coordonnées $\{X^\alpha\}$ pour lequel l'intervalle a partout la forme minkowskienne $ds^2 = \eta_{\alpha\beta} dX^\alpha dX^\beta$, si et seulement si le tenseur de Riemann est nul en tous points:

$$R^\lambda_{\mu\sigma\nu} = 0$$

avec $R^\lambda_{\mu\sigma\nu} \equiv \partial_\sigma \Gamma^\lambda_{\mu\nu} - \partial_\nu \Gamma^\lambda_{\mu\sigma} + \Gamma^\rho_{\mu\nu} \Gamma^\lambda_{\rho\sigma} - \Gamma^\rho_{\mu\sigma} \Gamma^\lambda_{\nu\rho}$



[Gauss 1827]



[Riemann 1854]

Le principe d'équivalence d'Einstein [1911]

- 1 **Principe d'équivalence faible** : tous les corps tests acquièrent la même accélération

$$m_i = m_g$$

- 2 **Invariance locale de Lorentz** : la relativité restreinte est valable dans les référentiels en chute libre avec les corps tests



- 3 **Couplage universel à l'espace-temps** : les champs non gravitationnels se couplent à la métrique de l'espace-temps $g_{\mu\nu}$

un homme tombant en chute libre d'un toit ne sentirait plus son propre poids



La théorie parfaite [Einstein & Grossmann 1912; Einstein 1915; Hilbert 1915]

- L'action d'Einstein-Hilbert

$$S_{\text{RG}} = \underbrace{\frac{c^3}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} R}_{\text{champ gravitationnel}} + \underbrace{S_{\text{matière}}[g_{\mu\nu}, \psi_m]}_{\text{champs de matière}}$$



- Variation par rapport à la métrique

$$\underbrace{R^{\mu\nu} - \frac{1}{2}g^{\mu\nu} R}_{\text{tenseur d'Einstein}} = \frac{8\pi G}{c^4} T^{\mu\nu} \implies \nabla_\nu T^{\mu\nu} = 0$$



- Dans la limite non-relativiste $c \rightarrow +\infty$ la RG se ramène à la théorie de Newton

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \nabla U \quad \underbrace{\Delta U = -4\pi G \rho}_{\text{équation de Poisson}}$$



Ondes gravitationnelles [Einstein 1916; 1918]

$$4\pi \mathcal{R}^2 \bar{\mathcal{G}} = \frac{x}{40\pi} \left[\sum_{\mu\nu} \ddot{J}_{\mu\nu}^2 - \frac{1}{3} \left(\sum_{\mu} \ddot{J}_{\mu\mu} \right)^2 \right].$$

- Equations d'Einstein linéarisées autour de la métrique de Minkowski

$$\begin{cases} \partial_\nu h^{\mu\nu} = 0 & \text{(condition de jauge)} \\ \square h^{\mu\nu} = \frac{16\pi G}{c^4} T^{\mu\nu} & \text{(équation d'onde)} \end{cases}$$

- Formule du quadrupôle d'Einstein

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)^{\text{OG}} = -\frac{G}{5c^5} \left\{ \frac{d^3 Q_{ij}}{dt^3} \frac{d^3 Q_{ij}}{dt^3} + \mathcal{O} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right\}$$

- Force de réaction de rayonnement [Chandrasekhar & Esposito 1970; Burke & Thorne 1970]

$$F_i^{\text{reac}} = \underbrace{-\frac{2G}{5c^5} \left\{ \rho x^j \frac{d^5 Q_{ij}}{dt^5} + \mathcal{O} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right\}}_{\text{effet 2.5PN}}$$

Formule du quadrupôle à la Landau & Lifshitz [1941]

- Les équations d'Einstein peuvent être écrites en terme de la métrique "gothique" $g^{\mu\nu} = \sqrt{-g}g^{\mu\nu}$

$$\partial_{\rho\sigma} \left[g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} \right] = \frac{16\pi G}{c^4} |g| (T^{\mu\nu} + t^{\mu\nu})$$

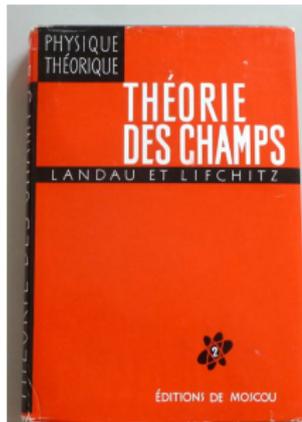
- Le pseudo-tenseur de Landau-Lifshitz est

$$t^{\mu\nu} = \frac{c^4}{32\pi G} \left\{ g^{\mu\nu} g_{\rho\sigma} \partial_\tau g^{\rho\lambda} \partial_\lambda g^{\sigma\tau} + \dots \right\}$$

- La formule du quadrupôle découle de l'équation de **conservation du pseudo-tenseur**

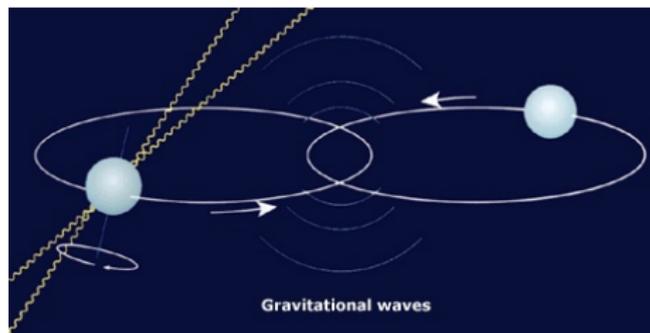
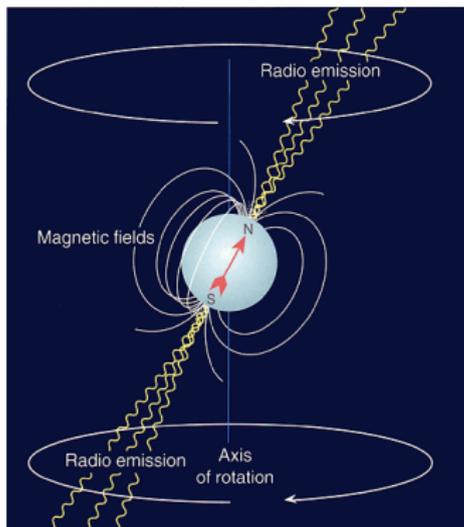
$$\partial_\nu \left[|g| (T^{\mu\nu} + t^{\mu\nu}) \right] = 0$$

- La dérivation est valable pour des systèmes auto-gravitants



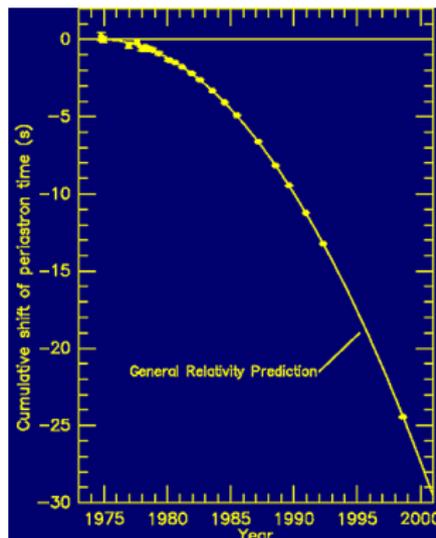
ASTRONOMIE GRAVITATIONNELLE ET MULTI-MESSAGÈRE

Le pulsar binaire PSR 1913+16 [Hulse & Taylor 1974]



- Le pulsar est une étoile à neutrons fortement magnétisée en rotation rapide qui émet comme un phare des impulsions radio en direction de la Terre
- Ce pulsar est en orbite rapprochée (quasi-)keplerienne autour d'un compagnon invisible, probablement une autre étoile à neutrons

Vérification de la formule du quadrupôle [Taylor & Weisberg 1982]



$$\dot{P} = -\frac{192\pi}{5c^5} \nu \left(\frac{2\pi G M}{P} \right)^{5/3} \frac{1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4}{(1 - e^2)^{7/2}} \simeq -2.4 \times 10^{-12}$$

[Peters & Mathews 1963; Esposito & Harrison 1975; Wagoner 1975; Damour & Deruelle 1983]

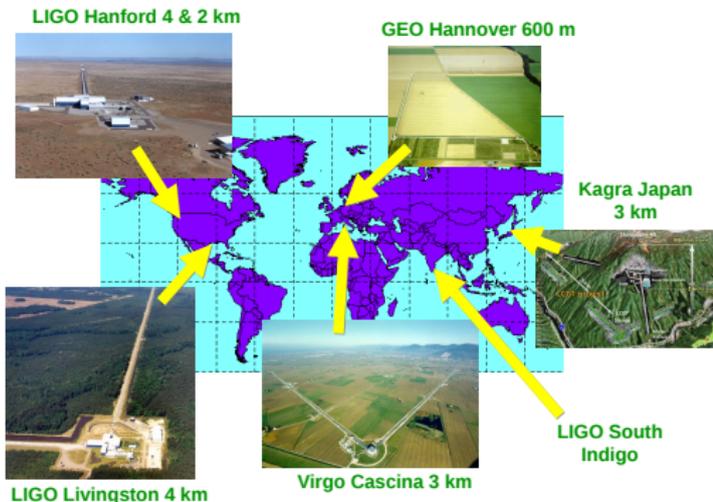
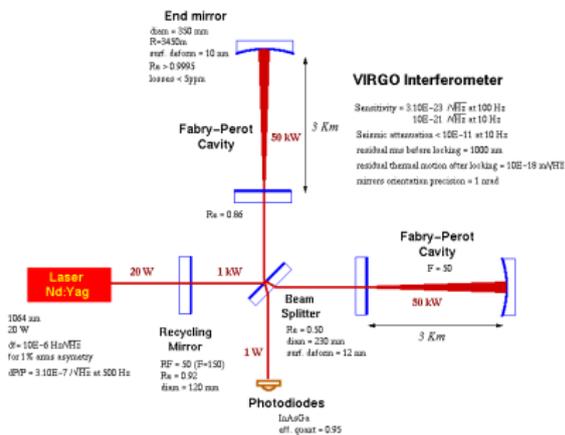
Le réseau de détecteurs d'ondes gravitationnelles



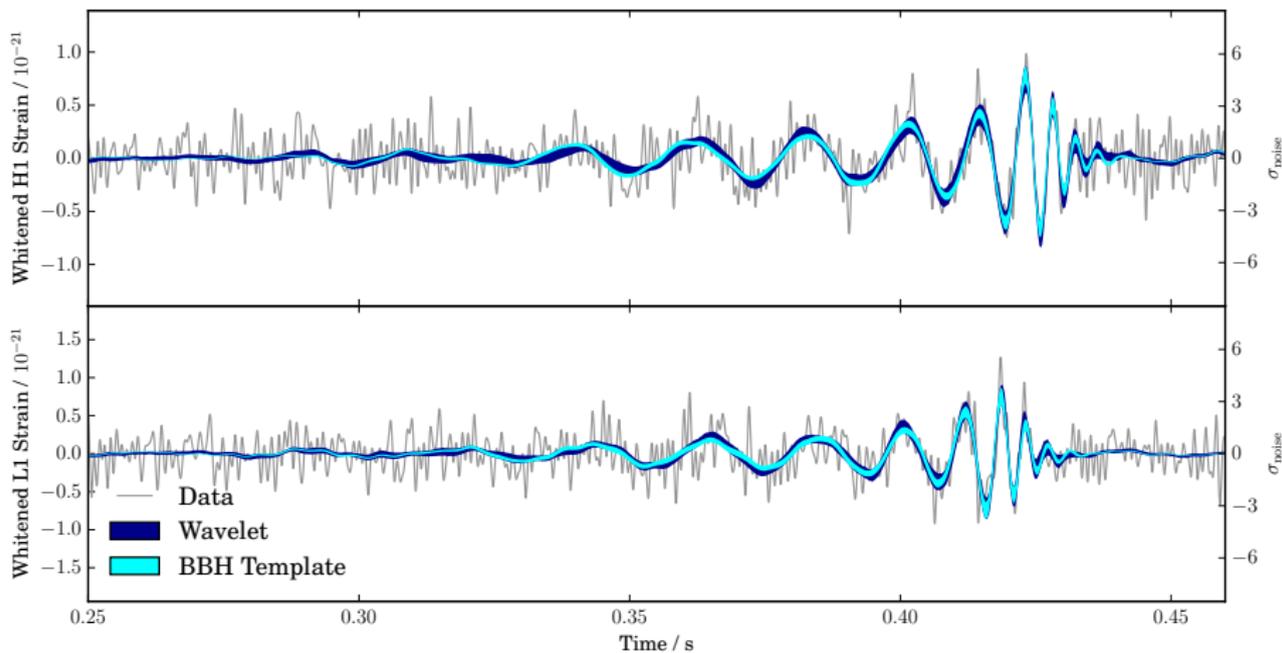
[Rainer Weiss, Barry Barish & Kip Thorne]



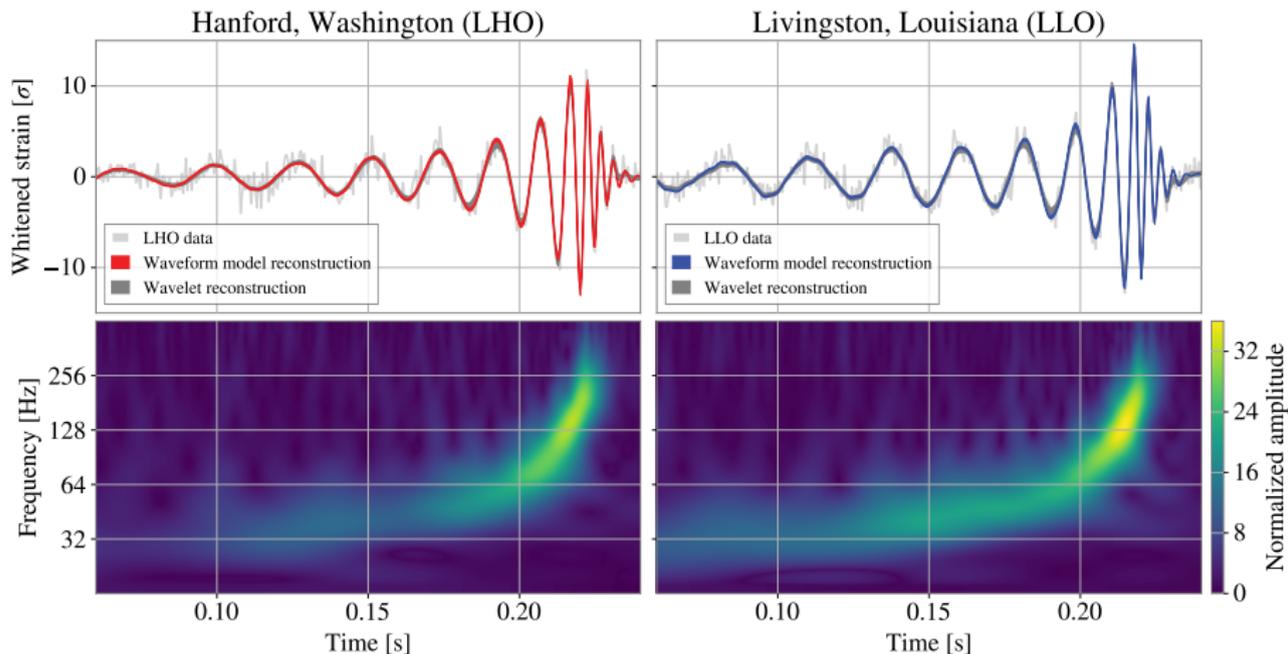
[Alain Brillet & Adalberto Giazotto]



L'évènement de trous noirs GW150914 [LIGO/VIRGO 2016]

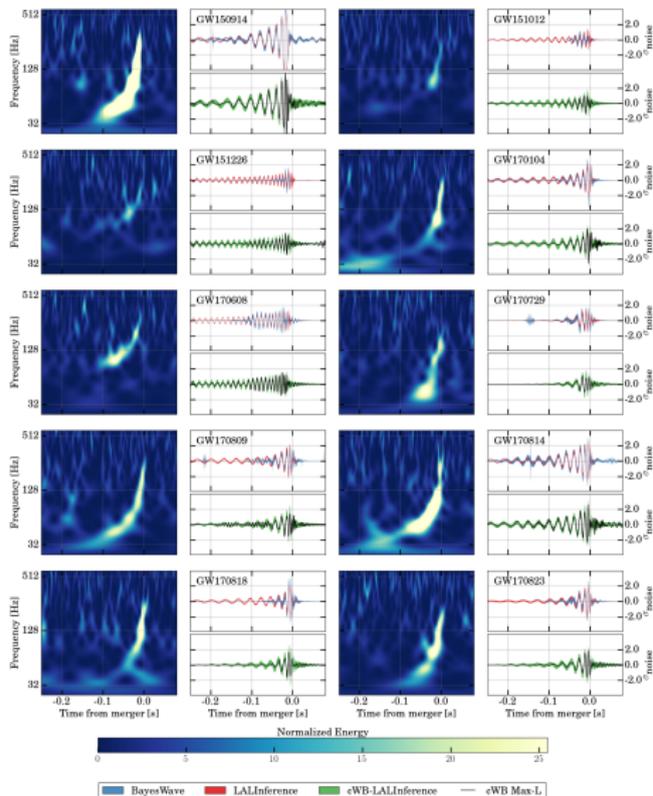


L'évènement de trous noirs GW250114 [LIGO/Virgo 2025]



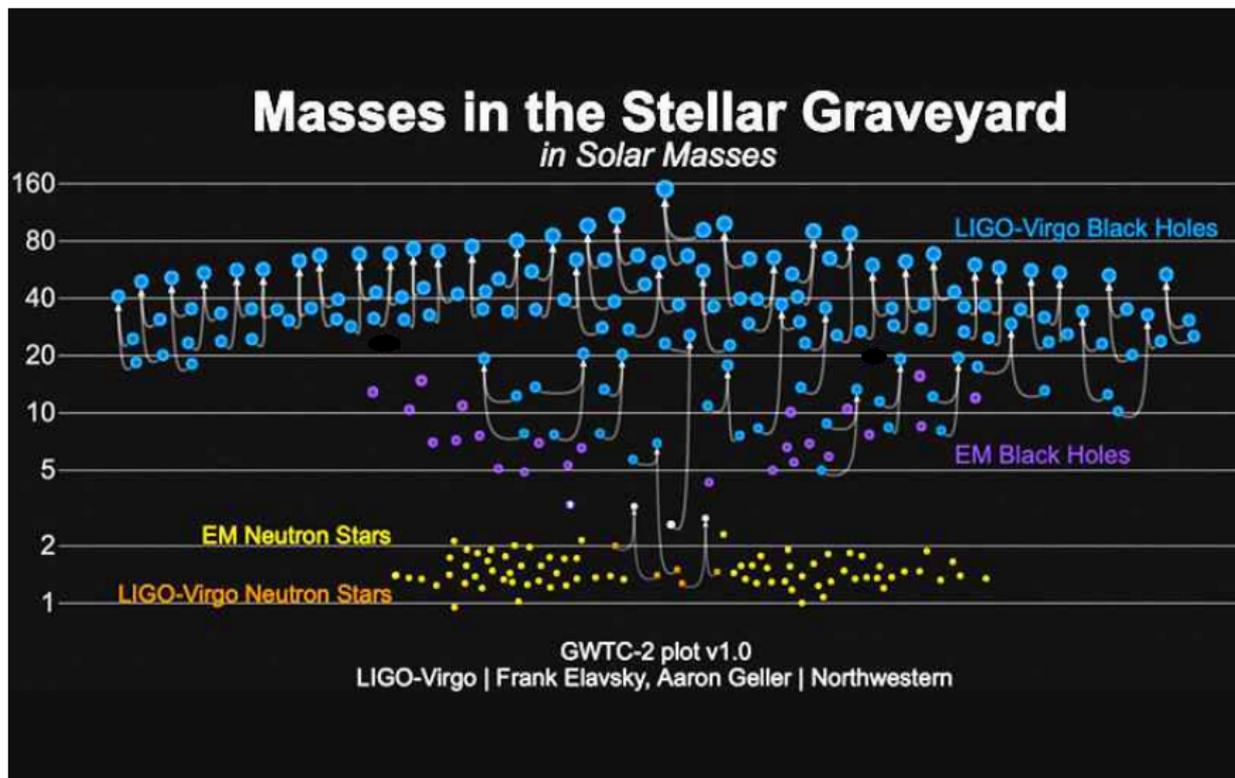
- GW250114 est l'évènement le plus fort détecté avec un **signal à bruit de 80**
- $m_1 \simeq 34 M_{\odot}$, $m_2 \simeq 32 M_{\odot}$, $D_L \simeq 400$ Mpc (comparable à GW150914)

Le bestiaire des TN binaires [LIGO/Virgo 2015-2025]

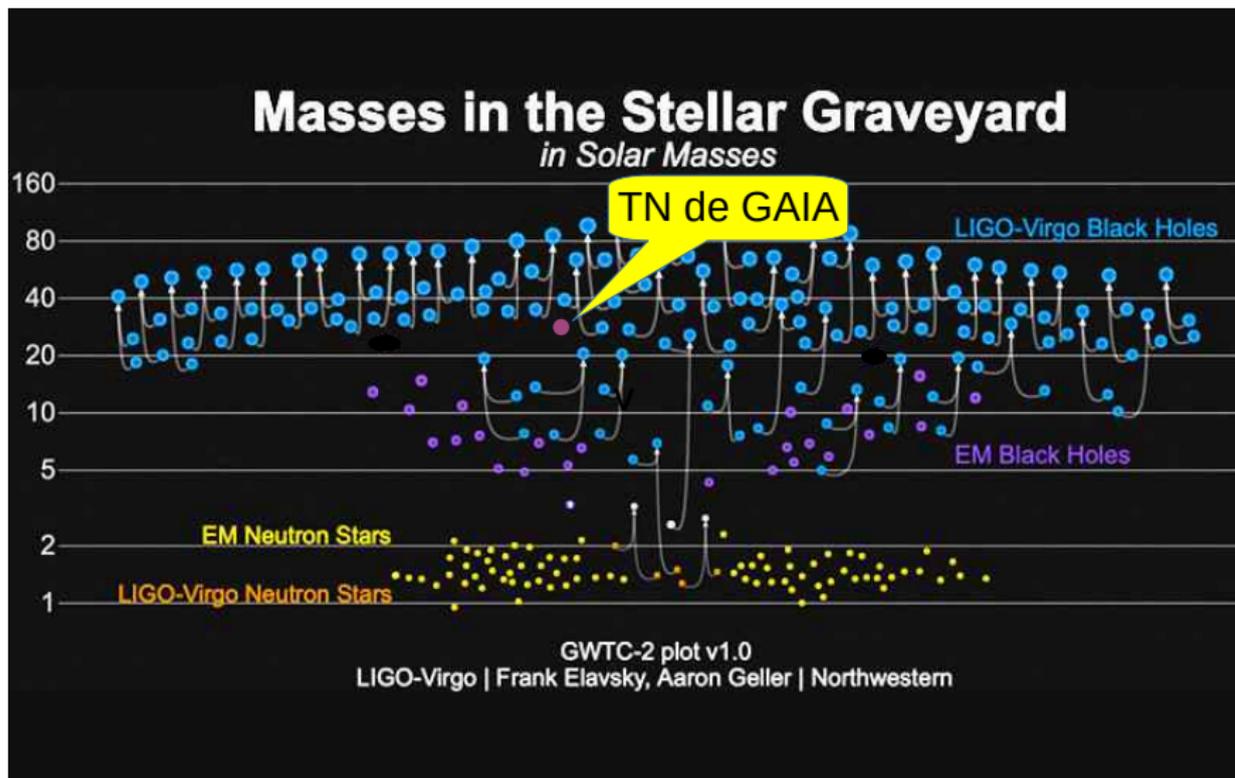


- ~ 200 signaux de TN détectés
- Les détecteurs sont essentiellement sensibles à la phase de fusion finale
- Les masses totales varient entre $\sim 20 M_{\odot}$ et $\sim 240 M_{\odot}$ (GW231123)
- Un objet $\sim 2.5 M_{\odot}$ est soit le TN le plus léger connu soit l'étoile à neutrons la plus massive
- Deux candidats EN-TN
- Les signaux sont parfaitement en accord avec la prédiction de la RG

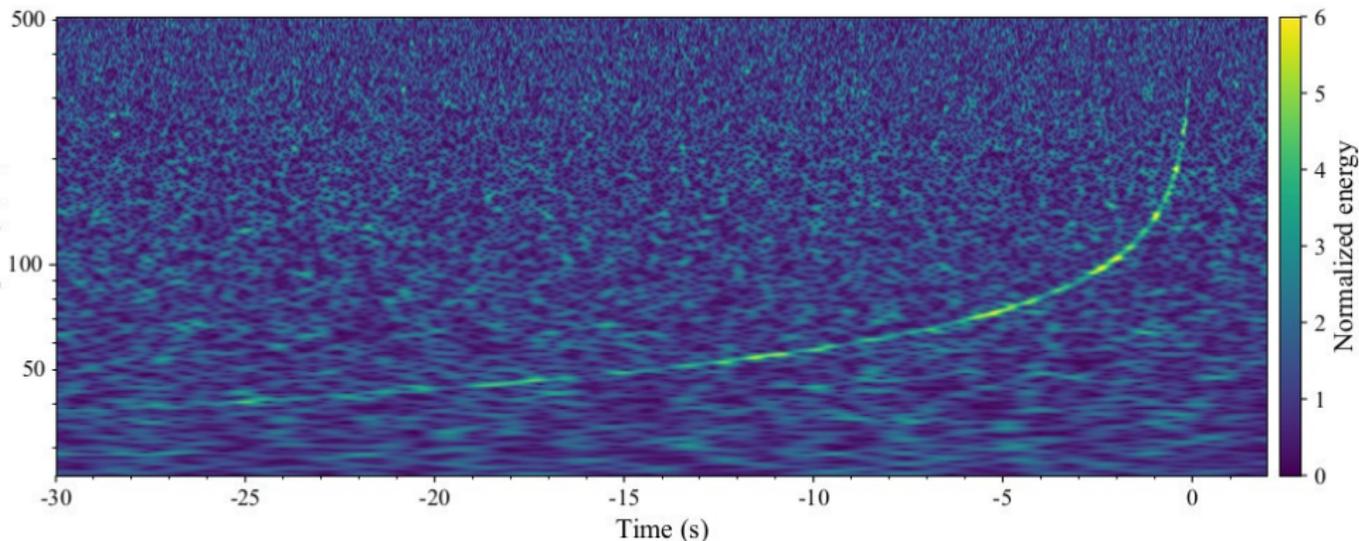
Les masses des trous noirs dans le cimetière stellaire



Les masses des trous noirs dans le cimetière stellaire

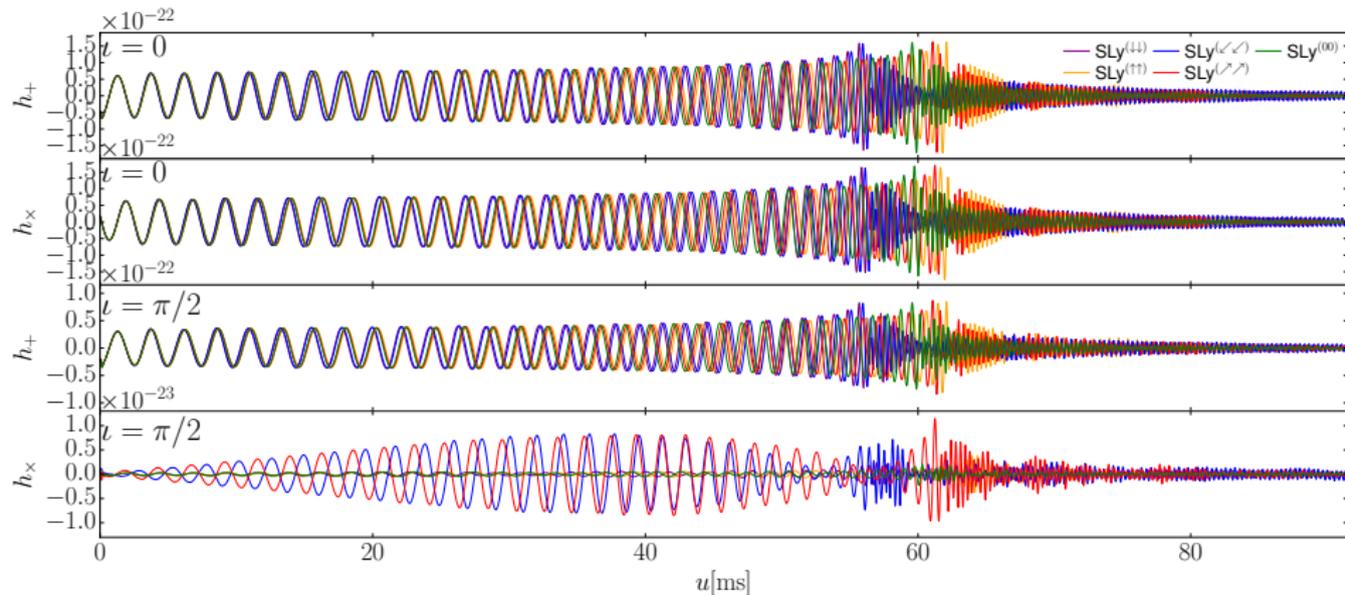


L'évènement d'étoiles à neutrons GW170817 [2017]

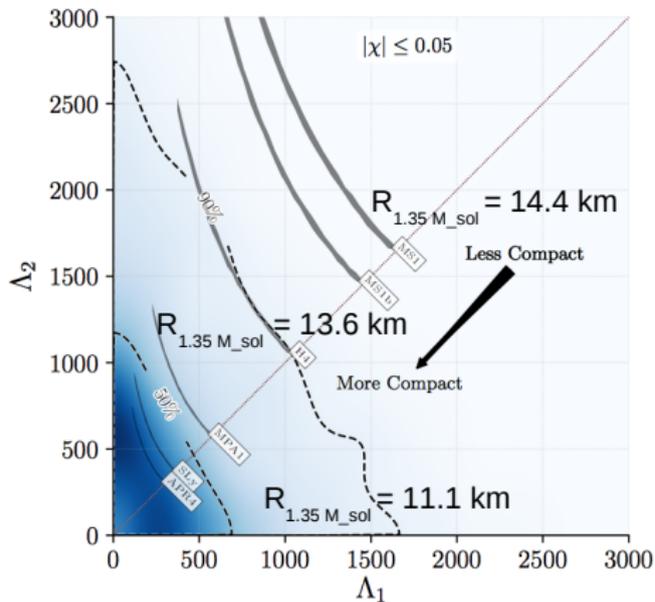


- Le signal est observé pendant ~ 100 s et ~ 3000 cycles avec un important rapport signal à bruit combiné de 32.4
- La masse chirp est mesurée précisément à $\mathcal{M} = \mu^{3/5} M^{2/5} = 1.98 M_{\odot}$
- La distance est mesurée à partir du signal gravitationnel à $D_L = 40$ Mpc

La forme d'onde des binaires d'étoiles à neutrons



Contraindre l'équation d'état des étoiles à neutrons



- Paramètres de polarizabilité

$$\Lambda_A = \frac{2}{3} \underbrace{k_A}_{\text{nombre de Love}} \left(\frac{c^2 R_A}{G m_A} \right)^5$$

avec $k_A = 0$ pour les TN

- Effet de marée sur le signal OG

$$x(t) = \frac{1}{4} \theta^{-1/4} \left[1 + \frac{39}{8192} \tilde{\Lambda} \theta^{-5/4} \right]$$

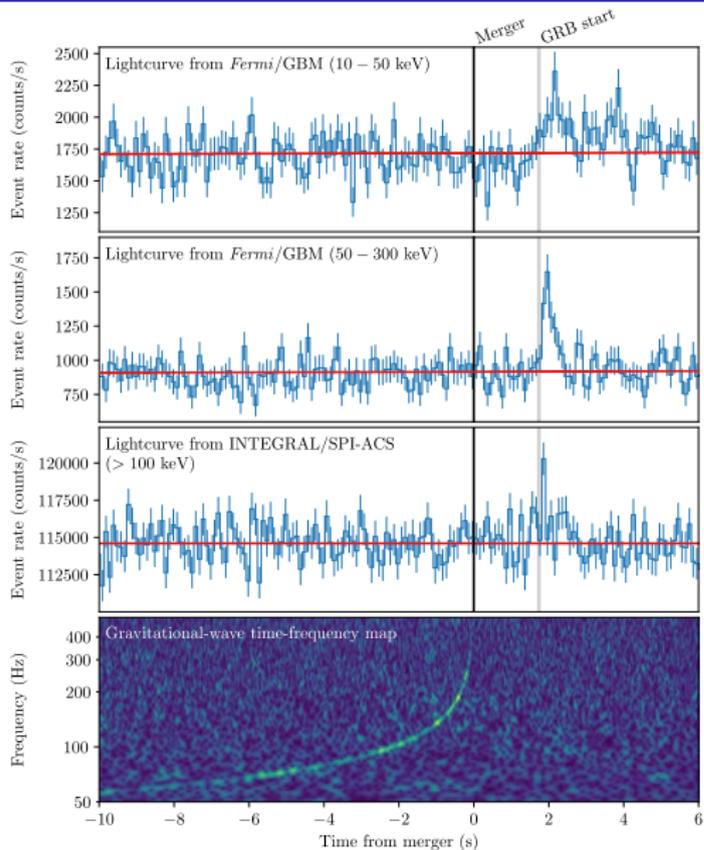
$$\phi(t) = \phi_0 - \frac{x^{-5/2}}{32\nu} \left[1 + \frac{39}{8} \tilde{\Lambda} x^5 \right]$$

effet 5PN

avec $x = \left(\frac{G m \omega}{c^3} \right)^{2/3}$ et $\theta = \frac{\nu c^3}{5 G m} (t_c - t)$

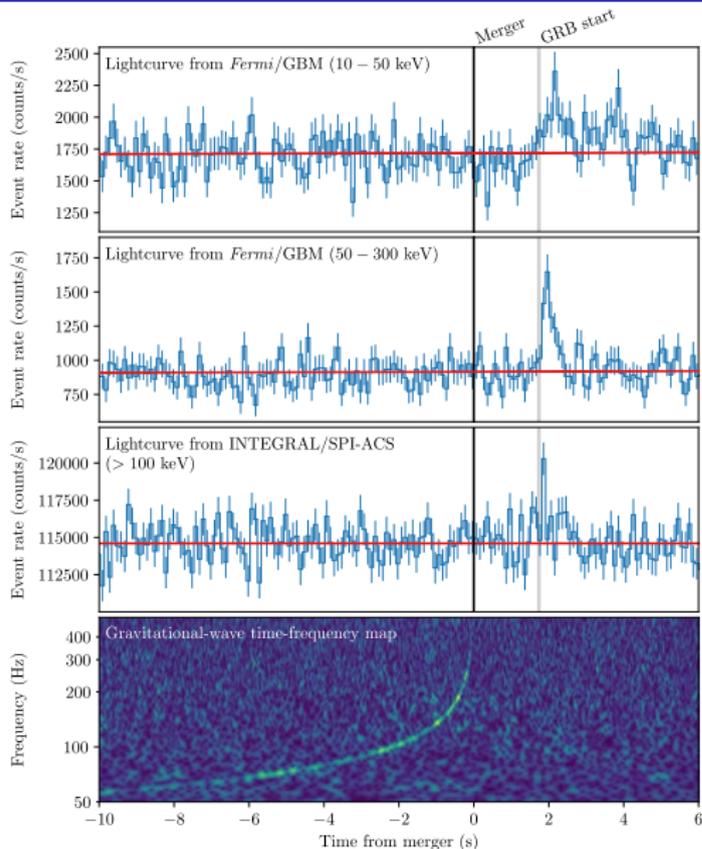
[Flanagan & Hinderer 2008]

GW170817: début de l'astronomie multi-messagère



- Le sursaut gamma a été détecté **1.7 seconde après la fusion**
- C'est le sursaut gamma le plus proche dont la distance soit connue et il est probablement vu de côté par rapport au jet relativiste

Vitesse des OG versus vitesse de la lumière

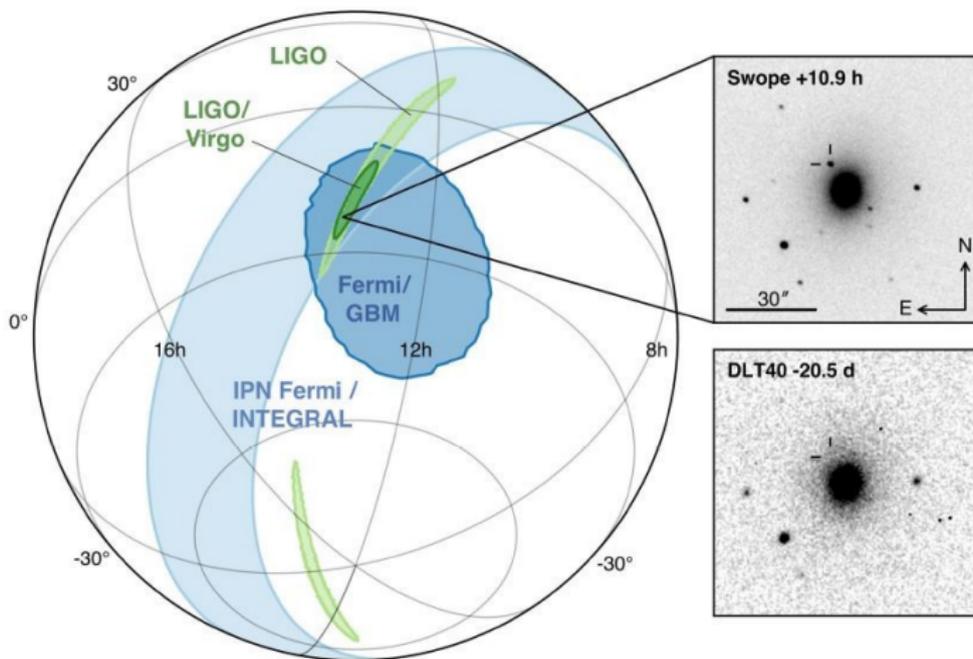


- La différence des temps d'arrivée entre l'OG et le sursaut gamma implique

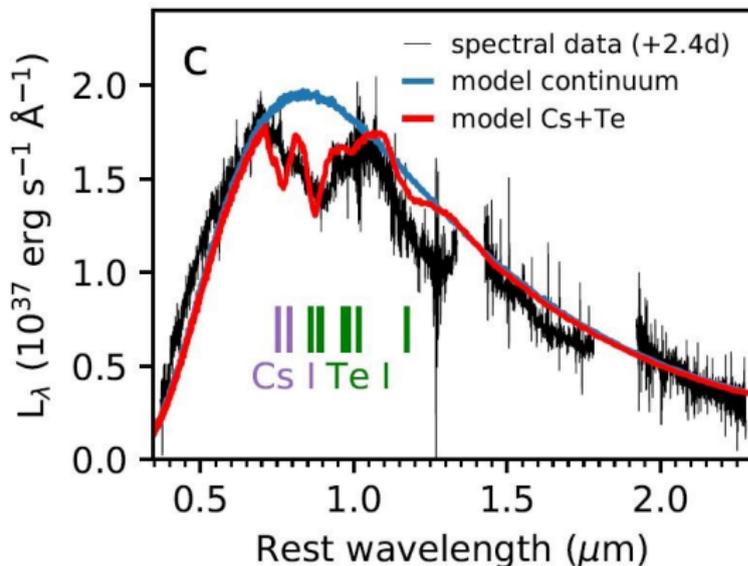
$$|c_g - c_{em}| \lesssim 10^{-15} c$$

- Cette contrainte permet d'éliminer des théories alternatives de la gravitation

Découverte d'une kilonova optique [Swope, DLT40, VISTA, etc.]

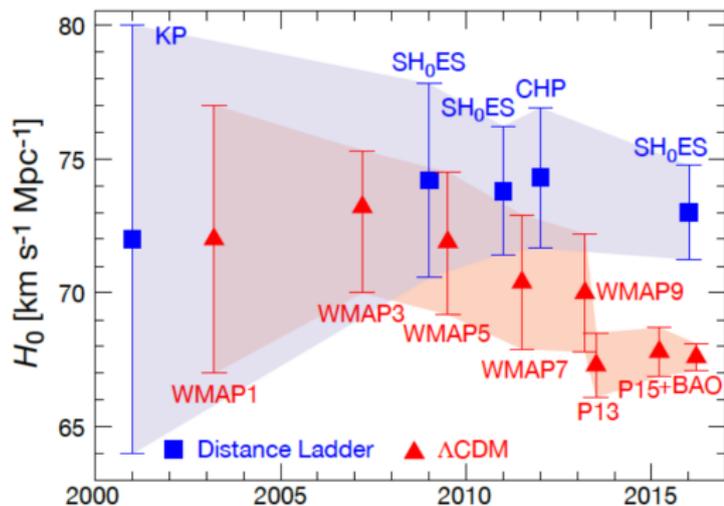


Production d'éléments lourds [Smartt et al 2017]



- Raies d'absorption du césium et du tellure (élargies par la **vitesse d'éjection 60 000 km/s**) qui ont été synthétisés dans l'environnement riche en neutrons
- La formation des éléments les plus lourds (**lanthanides, platine, or, uranium**) est maintenant expliquée par les fusions d'étoiles neutrons

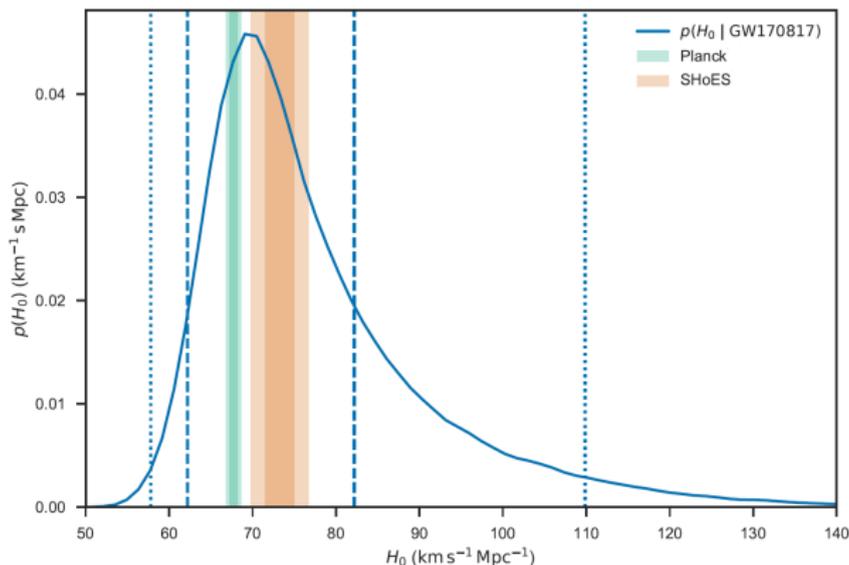
Mesure de la constante de Hubble-Lemaître



Dans le modèle cosmologique Λ -CDM la distance de luminosité D_L est

$$D_L(z) = \frac{1+z}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_M(1+z')^3 + \Omega_{DE}(1+z')^{3(1+w)}}$$

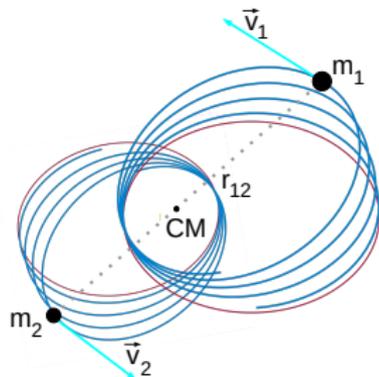
Mesure de la constante de Hubble-Lemaître



- La distance $D_L = 40 \text{ Mpc}$ est mesurée avec GW170817
- Le redshift z de la galaxie hôte NGC4993 est mesuré et la vitesse particulière par rapport à l'expansion cosmologique est soustraite

PROBLÈME À DEUX CORPS EN RELATIVITÉ GÉNÉRALE

Equations du mouvement post-newtoniennes



$$\begin{aligned}
 \frac{d\mathbf{v}_1}{dt} = & -\frac{Gm_2}{r_{12}^2} \mathbf{n}_{12} + \overbrace{\frac{1}{c^2} \left\{ \left[\frac{5G^2 m_1 m_2}{r_{12}^3} + \frac{4G^2 m_2^2}{r_{12}^3} + \dots \right] \mathbf{n}_{12} + \dots \right\}}^{\text{1PN [Lorentz \& Droste 1917; Einstein-Infeld-Hoffman 1938]}} \\
 & + \underbrace{\frac{1}{c^4} [\dots]}_{\text{2PN}} + \underbrace{\frac{1}{c^5} [\dots]}_{\substack{\text{2.5PN} \\ \text{radiation reaction}}} + \underbrace{\frac{1}{c^6} [\dots]}_{\text{3PN}} + \underbrace{\frac{1}{c^7} [\dots]}_{\substack{\text{3.5PN} \\ \text{radiation reaction}}} + \underbrace{\frac{1}{c^8} [\dots]}_{\substack{\text{4PN} \\ \text{conservative \& dissipative (tail)}}} + \mathcal{O} \left[\left(\frac{v}{c} \right)^9 \right]
 \end{aligned}$$

Etat de l'art: 4PN [Damour, Jananowski & Schäfer 2014; Blanchet *et al.* 2016; Foffa & Sturani 2019]

Méthodes pour calculer les EdM post-newtoniennes

1 Méthodes traditionnelles en RG classique

- Formalisme hamiltonien canonique en coordonnées ADM
- Action de Fokker en coordonnées harmoniques
- Approach par les intégrales de surface (*à la* EIH)
- Fluides étendus dans la limite des corps compacts

2 Méthodes inspirées par la théorie quantique des champs

- Théorie effective des champs (EFT)
- Développement diagrammatique post-minkowskien
- Amplitudes quantiques de diffusion

3 La régularisation dimensionnelle est l'outil commun

[t Hooft & Veltman 1972; Bollini & Giambiagi 1972; Breitenlohner & Maison 1977]

- Divergences UV: particules ponctuelles modélisant les corps compacts
- Divergences IR: integration sur tout l'espace du développement PN



Action de Fokker ^[1929]



- 1 Action d'Einstein-Hilbert pour des particules ponctuelles

$$S = \frac{c^3}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} \left[R \overbrace{-\frac{1}{2}g_{\mu\nu}\Gamma^\mu\Gamma^\nu}^{\text{terme de fixation de jauge}} \right] - \sum_{A=1}^N m_A c^2 \int dt \sqrt{-(g_{\mu\nu})_A v_A^\mu v_A^\nu / c^2}$$

- 2 L'action de Fokker est obtenue en insérant une solution explicite (PN) des équations d'Einstein

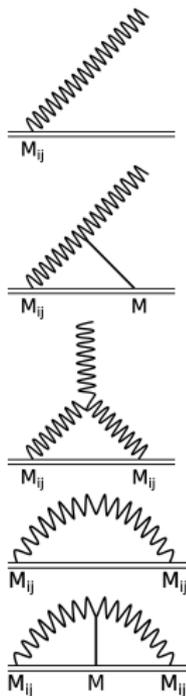
$$g_{\mu\nu}(\mathbf{x}, t) \longrightarrow \bar{g}_{\mu\nu}(\mathbf{x}; \mathbf{y}_B(t), \mathbf{v}_B(t), \dots)$$

- 3 Les équations du mouvement du système **auto-gravitant** des particules sont

$$\boxed{\frac{\delta S_F}{\delta \mathbf{y}_A} \equiv \frac{\partial L_F}{\partial \mathbf{y}_A} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L_F}{\partial \mathbf{v}_A} \right) + \dots = 0}$$

Développement post-newtonien versus EFT

Théorie effective des champs



Post-newtonien

- émission par une source quadrupolaire
- effet de tail dans le champ d'onde (1.5PN)
- effet de mémoire non-linéaire (2.5PN)
- réaction de rayonnement (2.5PN)
- tail dans la réaction de rayonnement (4PN)

Le développement PN est équivalent à EFT pour les **diagrammes en arbre**

Binaires spiralantes et développement PN

VOLUME 70, NUMBER 20

PHYSICAL REVIEW LETTERS

17 MAY 1993

The Last Three Minutes: Issues in Gravitational-Wave Measurements of Coalescing Compact Binaries

Curt Cutler,⁽¹⁾ Theodor A. Apostolatos,⁽¹⁾ Lars Bildsten,⁽¹⁾ Lee Samuel Finn,⁽²⁾ Eanna E. Flanagan,⁽¹⁾ Daniel Kennefick,⁽¹⁾ Dragoljub M. Markovic,⁽¹⁾ Amos Ori,⁽¹⁾ Eric Poisson,⁽¹⁾ Gerald Jay Sussman,^{(1),(a)} and Kip S. Thorne⁽¹⁾

⁽¹⁾*Theoretical Astrophysics, California Institute of Technology, Pasadena, California 91125*

⁽²⁾*Department of Physics and Astronomy, Northwestern University, Evanston, Illinois 60208*

(Received 24 August 1992)

Gravitational-wave interferometers are expected to monitor the last three minutes of inspiral and final coalescence of neutron star and black hole binaries at distances approaching cosmological, where the event rate may be many per year. Because the binary's accumulated orbital phase can be measured to a fractional accuracy $\ll 10^{-3}$ and relativistic effects are large, the wave forms will be far more complex and carry more information than has been expected. Improved wave form modeling is needed as a foundation for extracting the waves' information, but is not necessary for wave detection.

PACS numbers: 04.30.+x, 04.80.+z, 97.60.Jd, 97.60.Lf

A network of gravitational-wave interferometers (the American LIGO [1], the French/Italian VIRGO [2], and possibly others) is expected to be operating by the end of the 1990s. The most promising waves for this network are from the inspiral and coalescence of neutron star (NS) and black hole (BH) binaries [3, 4], with an estimated event rate of $\sim (3/\text{year})[\text{distance}/(200 \text{ Mpc})]^3$ [5]. This Letter reports initial results of a new research effort that

as the signal sweeps through the interferometers' band, their overlap integral will be strongly reduced. This sensitivity to phase does *not* mean that accurate templates are needed in searches for the waves (see below). However, once the waves have been found, and if accurate templates are in hand, then from the orbital phasing one can infer each of the system's parameters λ_i to an accuracy of order the change $\Delta\lambda_i$ which alters by unity the

Binaires spirales et développement PN

A network of gravitational-wave interferometers (the American LIGO [1], the French/Italian VIRGO [2], and possibly others) is expected to be operating by the end of the 1990s. The most promising waves for this network are from the inspiral and coalescence of neutron star (NS) and black hole (BH) binaries [3, 4], with an estimated event rate of $\sim (3/\text{year})[\text{distance}/(200 \text{ Mpc})]^3$ [5]. This Letter reports initial results of a new research effort that is changing our understanding of these waves; further details will be given in the authors' papers cited in the references.

A binary's inspiral and coalescence will produce two gravitational wave forms, one for each polarization. By cross correlating the outputs of three or more interferometers, both wave forms can be monitored and the source's direction can be determined to within ~ 1 degree [4, 6].

We shall divide each wave form into two parts: the *inspiral wave form*, emitted before tidal distortions become noticeable ($\lesssim 10$ cycles before complete disruption or merger [7, 8]), and the *coalescence wave form*, emitted during distortion, disruption, and/or merger.

As the binary, driven by gravitational radiation reaction, spirals together, its *inspiral wave form* sweeps upward in frequency f (it "chirps"). The interferometers will observe the last several thousand cycles of inspiral (from $f \sim 10$ Hz to ~ 1000 Hz), followed by coalescence.

Theoretical calculations of the wave forms are generally made using the post-Newtonian (PN) approximation to general relativity. Previous calculations have focused

as the signal sweeps through the interferometers' band, their overlap integral will be strongly reduced. This sensitivity to phase does *not* mean that accurate templates are needed in searches for the waves (see below). However, once the waves have been found, and if accurate templates are in hand, then from the orbital phasing one can infer each of the system's parameters λ_i to an accuracy of order the change $\Delta\lambda_i$ which alters by unity the number of cycles \mathcal{N}_{cyc} spent in the interferometers' band.

We shall assume (as almost always is the case) that the binary's orbit has been circularized by radiation reaction [10]. Then the only parameters λ_i that can significantly influence the inspiral template's phasing are the bodies' masses, vectorial spin angular momenta, and spin-induced quadrupole moments (which we shall ignore because, even for huge spins, they produce orbital phase shifts no larger than ~ 1 [8]). More specifically, the number of cycles spent in a logarithmic interval of frequency, $d\mathcal{N}_{\text{cyc}}/d\ln f = (1/2\pi)(d\Phi/d\ln f)$, is

$$\frac{d\mathcal{N}_{\text{cyc}}}{d\ln f} = \frac{5}{96\pi} \frac{1}{\mu M^{2/3}(\pi f)^{5/3}} \left\{ 1 + \left(\frac{743}{336} + \frac{11}{4} \frac{\mu}{M} \right) x - [4\pi + \text{S.O.}]x^{1.5} + [\text{S.S.}]x^2 + O(x^{2.5}) \right\}. \quad (1)$$

Here M is the binary's total mass, μ its reduced mass, and $x \equiv (\pi M f)^{2/3} \simeq M/D$ the PN expansion parameter (with D the bodies' separation and $c = G = 1$). The PN correction $[O(x)$ term] is from [13]. In the $\text{P}^{1.5}\text{N}$ correction $[O(x^{1.5})$ term], the 4π is created by the waves' in-

Technique du filtrage adapté [Wiener 1942]



- Sortie bruitée du détecteur

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

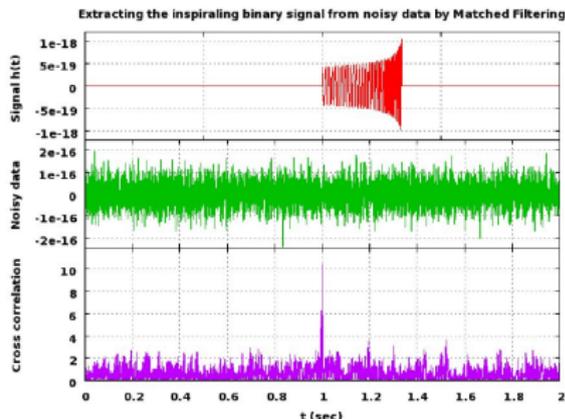
- Corrélation entre $o(t)$ et un filtre $q(t)$

$$c(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt' o(t')q(t+t')$$

- Le filtre qui maximise le rapport signal-à-bruit $RSB = \frac{\bar{c}}{\sqrt{c^2 - \bar{c}^2}}$ est

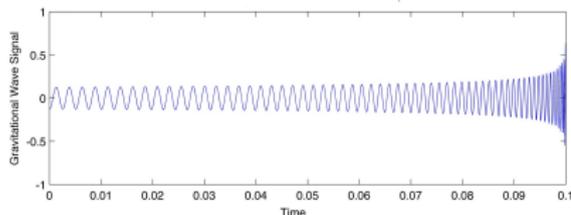
$$\tilde{q}(\omega) = \frac{\tilde{h}(\omega)}{S_n(\omega)}$$

- En pratique $h(t) \rightarrow h_{\text{patron}}(t, \{p_i\})$ en fonction des paramètres de la source $\{p_i\}$



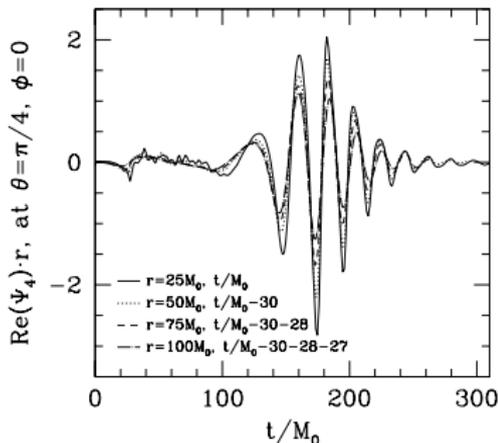
Prédiction théorique pour la forme d'onde

- ① Développement analytique post-Newtonien (4.5PN) pour la phase spiralante



[Blanchet, Faye, Henry, Larrouturou & Trestini 2023]

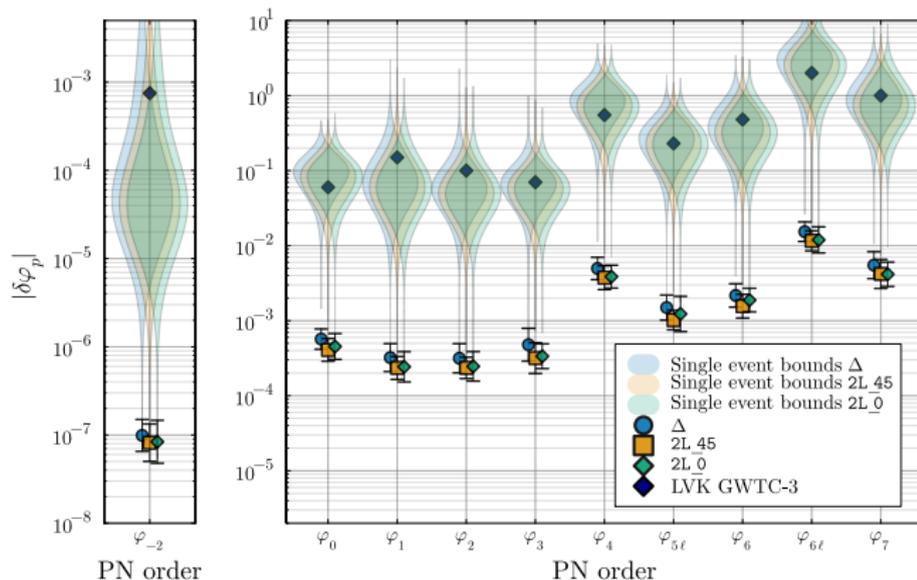
- ② Simulation numérique pour la phase de fusion (cas des deux trous noirs)



[Pretorius 2005; Campanelli *et al.* 2006; Baker *et al.* 2006]

- ③ Raccord sophistiqué du PN au calcul numérique [Buonanno & Damour 1998; 2000]

Mesure des paramètres post-newtoniens [LIGO-Virgo 2020; ET]



$$\varphi_3 = 4\pi \quad (\text{tail})$$

$$\begin{aligned} \varphi_6 = & \frac{12348611926451}{18776862720} - \frac{160}{3}\pi^2 - \frac{1712}{21}\gamma_E - \frac{3424}{21}\ln 2 \\ & + \left(-\frac{15737765635}{12192768} + \frac{2255}{48}\pi^2 \right) \nu + \frac{76055}{6912}\nu^2 - \frac{127825}{5184}\nu^3 \end{aligned}$$

Quelques avancées de l'astronomie gravitationnelle

1 Astrophysique

- Évidence directe de l'existence des trous noirs
- Preuve que le moteur central des sursauts gamma courts est la fusion de deux étoiles à neutrons
- Contraintes sur l'équation d'état de la matière nucléaire au centre des étoiles à neutrons
- Évidence qu'une part importante des éléments lourds sont synthétisés lors de l'explosion des kilonovae
- Mesure indépendante du paramètre de Hubble-Lemaître

2 Physique théorique

- Confirmation de la relativité générale dans un régime de champs forts et rapidement variables
- Confirmation de la nature quadrupolaire du rayonnement gravitationnel
- Évidence que les ondes gravitationnelles se propagent à la vitesse de la lumière
- Contrainte sur la masse du graviton et les théories alternatives de la gravitation
- Test nouveau de la version forte du principe d'équivalence