3

La première détection d'ondes gravitationnelles

Patrice Hello

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay, CNRS,
IN2P3 et Université de Paris Sud, France

Conférence transcrite par Jean Pierre Treuil, A.E.I.S

Résumé

Le présent chapitre est le dernier de cet ouvrage consacré aux ondes gravitationnelles. Il rappelle le contexte et les circonstances de la première détection des ondes gravitationnelles, le 14 septembre 2015. Il présente les méthodes ayant permis de s'assurer du caractère significatif des signaux perçus. Il dresse un tableau des caractéristiques de l'objet émetteur, le système binaire de trous noirs GW150914 ; il présente enfin quelques enseignements ou questions que ces caractéristiques plutôt inattendues ont d'emblée posés, et évoque les deux autres événements du même type détectés lors de la première période d'observation d'*Advanced LIGO*.

Abstract

Gravitational waves first detection

The present chapter is the last one of this book which is dedicated to gravitational waves. It addresses the context and the circumstances of the first detection of gravitational waves on September 14 2015. It addresses the methods enabling to ensure the significant character of perceived signals. He draws a table of the characteristics of the emitting object, the binary system of black holes GW150914; finally, it presents some teachings or questions which these rather unexpected characteristics have straightaway raised, and it alludes the two other events of the same type which were detected during Advanced LIGO's first period of observation.

I. Le 14 septembre 2015...

Il était 11h 50 heure de Paris. Tout de suite on a su que c'était un évènement important. La figure 1 montre le signal reçu, sur les deux interféromètres LIGO d'Hanford et de Livingston. En moins de 28 centièmes de seconde un signal de 30 Hz se détachait du bruit de fond, croissant en fréquence et en amplitude pour atteindre en 7 cycles un pic d'amplitude de $\approx 10^{-21}$ sur une fréquence de 275 Hz (cf. figure 1). Cette détection a eu lieu durant la première période d'observations ouverte pour d'*Advanced LIGO*, qui s'est achevée le 12 janvier 2016. Dans le réseau mondial des détecteurs d'ondes gravitationnelles, seuls les deux détecteurs LIGO étaient alors en capacité opérationnelle de détection : aucune triangulation, seule à même de déterminer précisément la localisation angulaire de l'émetteur, n'était possible. Cependant, la différence entre les temps d'arrivée des signaux sur les deux détecteurs (distants de 1000 km environ) et la configuration des lobes d'antennes associés à ces détecteurs permettent de situer l'émetteur dans une zone d'environ 600 deg².

L'évènement était d'emblée jugé intéressant eu égard à la fréquence atteinte et sa dynamique : la fréquence moyenne observée de $f = 150$ Hz correspond en effet à une fréquence orbitale du système moitié moindre, soit 75 Hz. Par le seul jeu de la troisième loi de Képler, cette fréquence orbitale donnait l'ordre de grandeur de la distance entre les deux compagnons. Par ailleurs l'équation, issue de la relativité générale, reliant la fréquence observée et sa dynamique $\dot{f} = df/dt$ d'une part, aux masses du système binaire en jeu d'autre part, savoir :

$$\frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}} = \frac{c^3}{G} \left[\frac{5}{96} \pi^{-8/3} f^{-11/3} \dot{f} \right]^{3/5}$$

imposait une masse totale du système $\geq 70 M_\odot$, et bien plus grande encore en cas de déséquilibre important entre les masses des deux compagnons ; ces seules données sélectionnaient un couple de trous noirs binaires comme le seul système d'objets compacts pouvant orbiter sans se toucher à la fréquence de 75 Hz.

2. Extraction et validation du signal

Bien sûr, l'annonce d'un tel évènement scientifique et de son interprétation se devait d'être entourée de toutes les garanties : il fallait vérifier que le signal reçu ne pouvait être mis en relation avec aucune cause surgie dans l'environnement des détecteurs et qui aurait été repérée ; il fallait également que le signal ne puisse être attribué raisonnablement à un effet de hasard surgissant du bruit de fond des détecteurs. Pour ce faire plusieurs techniques ont été mises en œuvre.

Figure 1. Signaux reçus par les détecteurs LIGO, le 14/09/2015, à 9 h 50 UTC. De haut en bas : signaux bruts ; ajustements par ondelettes et aux calques théoriques ; fréquence en fonction du temps. Figure partiellement reproduite de Abbott et al. [4]

2.1 Elimination de causes externes

Les sites d'Hanford et de Livingston sont équipés d'instruments spécialisés dans le repérage et la mesure de perturbations pouvant être confondues, dans leurs conséquences sur les détecteurs, avec les signaux recherchés : perturbations magnétiques, électromagnétiques (fréquences radio), acoustiques et autres phénomènes vibratoires ; la conclusion a été que si la séquence du signal observée, dans sa forme et son amplitude, avait été causée par l'une de ces perturbations externes, ces instruments de mesures l'auraient obligatoirement détectée. Ce qui n'a pas été le cas. De même que n'a été détectée aucune corrélation entre les données fournies par les instruments des deux sites.

2.2 La recherche de coïncidences

Le principe repose sur la notion d'évènement candidat. Un tel évènement est identifié au repérage d'une corrélation entre les signaux reçus respectivement sur Hanford et sur Livingston, avec un décalage éventuel compatible avec le temps de propagation d'une onde gravitationnelle d'un site à l'autre, temps de propagation de l'ordre de 10 ms. Des contraintes supplémentaires sont cependant imposées, venant filtrer la forme des

séquences de signaux susceptibles d'être examinées. Dans cette idée, deux méthodes sont parallèlement mises en œuvre :

1. Dans la première (*generic transient search*), ces contraintes sont minimales et se résument à la coïncidence - avec le décalage inter-site autorisé - d'un excès momentané de puissance du signal sur une certaine bande de fréquence.
2. Dans la seconde (*Binary coalescence search*), les séquences sont filtrées par des modèles (*templates*), des *calques*, conformes aux prédictions de la relativité générale quand aux signaux gravitationnels émis lors de la coalescence de systèmes binaires.

Dans les deux cas, un indice d'évidence (ou de netteté) de l'évènement - s'apparentant à un rapport signal sur bruit - est calculé sur une échelle commune (*detection statistic*), indice η_c pour la première méthode, $\hat{\rho}_c$ pour la seconde ; le caractère significatif de l'évènement candidat est ensuite apprécié par la fréquence à laquelle le bruit de fond peut produire des évènements - des *fausses alarmes* - ayant un indice de valeur égale ou supérieure. Lorsque cette fréquence est élevée, l'évènement candidat sera peu significatif, car il a toute chance d'être une fausse alarme. Lorsque cette fréquence est très faible (lorsque le taux de fausses alarmes atteignant au moins cet indice est très faible), l'évènement candidat sera retenu comme significatif. Il s'agit là d'un schéma général, décliné en différentes variantes destinées à renforcer la confiance dans le ou les évènements retenus (cf. [4] déjà cité).

2.3 Evaluation de l'évènement GW150914

Les deux approches - *generic transient search* et *Binary coalescence search* - ont été utilisées lors de la détection de GW150914 et ont fourni des résultats très proches. La seconde approche est elle-même implémentée dans deux enchaînements d'algorithmes temps réel, deux *pipelines* indépendants, respectivement dénommés PyCBC et Gst-LAL [3, 2]. Ces deux *pipelines* partagent un même ensemble de calques.

2.3.1 La construction des calques

Les calques de signaux gravitationnels théoriques, mis en corrélation avec les signaux reçus sont construits en associant trois approches : développements analytiques post-Newtonniens, pour la phase spirante du processus (*inspiralling phase*), « relativité numérique », pour les derniers cycles et la fusion proprement dite (*merger phase*), enfin applications de la théorie des perturbations, en fin de séquence (*ringdown phase*). De gros progrès ont été faits, notamment en relativité numérique, et les configurations de signaux produits par ces trois approches se raccordent très bien. Naturellement il faut disposer d'une population de calques reflétant bien la diversité des systèmes émetteurs. C'est ainsi que pour couvrir l'espace des paramètres concernés, quelques 250 000 calques ont été utilisés.

2.3.2 Les algorithmes

Abordons brièvement la structure et le fonctionnement du *pipeline* PyCBC (cf. [6]). Le signal recueilli dans chaque détecteur est une série discrète $s(t_j)$. Le pas de l'échantillonnage est de 1/4096 secondes. A chaque instant t_j , pour chaque calque et chaque détecteur, est calculé un rapport signal sur bruit (SNR) $\rho(t_j)$. Ce calcul - basé sur la transformée de Fourier rapide - intègre les valeurs du signal prise sur une fenêtre rétrospective de 256 secondes, ainsi que la densité spectrale du calque considéré. La densité spectrale du bruit du détecteur, qui intervient également dans le calcul, est réévaluée périodiquement. Diverses procédures d'élimination, d'application de seuils et de repérages de maxima, isolent alors des événements potentiels, ou *triggers*, liés à des instants où un signal significatif peut être présent. Mais ces *triggers* ne sont pas encore des *événements candidats* ; pour en être ils doivent passer un certain test de χ^2 évaluant de façon plus précise leur conformité aux calques auxquels ils sont associés ; ils doivent ensuite satisfaire le test de coïncidence, savoir l'existence de leur correspondant exact (mêmes calques avec les mêmes valeurs de paramètres) dans l'autre détecteur, dans un intervalle de temps d'au plus 10 ms. Si tous ces tests sont positifs, la paire de *triggers* co-incidents est alors retenue comme événement candidat et se voit attribuer un SNR définitif $\hat{\rho}_c$ combinant les SNR initiaux sur chacun des détecteurs, atténués respectivement, s'il y a lieu, d'un facteur correctif lié aux résultats des tests du χ^2 . C'est ce SNR définitif qui, mit en rapport avec l'estimation du taux de fausses alarmes pour une valeur $\hat{\rho}_c$ donnée, détermine si l'événement candidat doit être effectivement considéré comme significatif du passage d'un train d'ondes gravitationnelles.

2.3.3 Estimation du taux de fausses alarmes

Les fausses alarmes sont des configurations de signaux qui - de par leur puissance - pourraient être interprétées comme la manifestation du passage d'ondes gravitationnelles, alors qu'elles ne sont que la production aléatoire du bruit des détecteurs. Lorsque les propriétés de ce bruit sont stables dans le temps et connues, par exemple - un bruit stationnaire gaussien - il est possible de calculer les taux de fausses alarmes en fonction de l'excès de puissance qui leur est associé. Et donc de calculer la probabilité que tel événement observé soit une fausse alarme. Mais le bruit des détecteurs n'est ni stationnaire ni gaussien. Il n'est par ailleurs pas possible de séparer, *a priori*, le bruit de fond d'un détecteur d'éventuels signaux gravitationnels. Il faut donc procéder empiriquement. La méthode adoptée dans le *pipeline* PyCBC consiste, dans son principe, à décaler la séquence des *triggers* identifiés sur l'un des détecteurs d'un intervalle de temps choisi aléatoirement, mais bien supérieur à 10 ms, et ensuite à dresser la statistique des co-incidences avec les *triggers* identifiés sur l'autre détecteur. De telles coïncidences - *background events* - ne peuvent être bien sûr que le fruit du hasard. Reproduire cette procédure un grand nombre de fois revient à simuler une très longue durée d'observation de deux séries temporelles indépendantes et de pouvoir ainsi déterminer la fréquence de co-incidences fortuites en fonction du SNR qui leur correspond. Ainsi, lors des analyses liées à la détection de GW150914, cette durée d'observation simulée du bruit des deux détecteurs a été de 608 000 ans.

Figure 2. Positionnement de l'évènement GW150914 sur un diagramme de fréquence des fausses alarmes. Figure reproduite de Abbott et al. [4].

2.3.4 Résultats

La figure 2 présente les résultats obtenus par le *pipeline* PyCBC. La courbe noire¹ représente le nombre moyen de *background events* - calculé par la méthode empirique décrite précédemment - par tranche de valeurs du rapport signal sur bruit (*detection statistics* $\hat{\rho}_c$) associé, sur 16 jours de prises de données effectives. Les points de couleur orange représentent les évènements candidats identifiés par le *pipeline* - donc satisfaisant notamment à la condition de co-incidence : une dizaine d'évènements avec $\hat{\rho}_c \approx 8$, ... un évènement candidat avec $9 < \hat{\rho}_c < 10$, enfin l'évènement GW150914 se détachant loin sur la droite avec $\hat{\rho}_c = 23.6$, une valeur supérieure à tous les *background events* détectés sur la durée simulée. Avec ces résultats, cette valeur de $\hat{\rho}_c$ ne peut être celle d'une fausse alarme que moins d'une fois sur 203 000 ans (cf. [4]).

(1) La courbe bleue, quant à elle, représente la statistique des *background events* obtenue par la méthode utilisée pour la courbe noire, mais après que l'on ait éliminé, dans la série des *triggers*, ceux correspondant à l'évènement GW150914 ; ce dernier, reconnu comme significatif d'un évènement astrophysique, n'entre donc plus dans l'estimation du bruit de fond ; la probabilité que ce dernier puisse produire (par le fait du hasard) des *triggers* de fort rapport signal sur bruit s'en trouve donc naturellement fortement diminuée.

3. Données recueillies et premiers enseignements

L'annonce officielle de la première détection d'ondes gravitationnelles a été accompagnée - pratiquement le jour même du 11 février - de publications sur les données recueillies (cf. [4] déjà cité) et les premiers enseignements astrophysiques que l'on pouvait tirer de ces données [1].

3.1 Caractéristiques du système

Le calque attaché à l'évènement candidat retenu comme significatif, de part sa position dans l'espace des paramètres des 250 000 calques possibles, permet de remonter aux caractéristiques du système émetteur. C'est ainsi qu'ont pu être mesurées (cf. [4]) masses, distances et énergie rayonnée.

Masses. Les masses initiales des deux trous noirs - au début de la phase spirale - sont respectivement égales à $36^{+5}_{-4} M_{\odot}$ pour le trou noir le plus massif, et à $29^{+4}_{-4} M_{\odot}$ pour son compagnon ; les barres d'erreurs sont donc de l'ordre de 14 % en plus ou en moins. La masse du trou noir final est de $62^{+4}_{-4} M_{\odot}$ et son spin, $0.67^{+0.05}_{-0.07}$. Il s'agit donc un trou noir de Kerr de spin non maximal. Il existe par ailleurs des contraintes sur les valeurs des spins individuels, mais ces derniers n'ont pu être complètement déterminés. C'eût été possible si le détecteur VIRGO avait été opérationnel lors de l'évènement.

Distances. Le redshift du système est $z = 0.09^{+0.03}_{-0.04}$, correspondant à une distance luminosité de $410^{+160}_{-180} \text{ Mpc}$: une distance déjà grande, mais non encore « cosmologique ». En comparaison, la distance séparant les deux compagnons au début de la coalescence est infinitésimale : 990 km.

Energie rayonnée. La différence entre la somme des masses initiales et la masse finale, soit $3 M_{\odot}$ correspond à l'énergie totale transmise par le train d'ondes gravitationnelles. Rapportée à la durée de la coalescence dans le repère temporel des détecteurs, soit 0.28 s mesurée sur le train d'ondes à partir de la fréquence de 30 Hz, cette énergie est libérée dans un flash d'une puissance de 10^{55} erg/s , avec un pic de luminosité de l'ordre de $3.6 \cdot 10^{56} \text{ erg/s}$, ce qui en fait le phénomène le plus lumineux jamais observé.

3.2 Premiers enseignements

Les signaux et données recueillies sur GW150914 sont compatibles avec les équations d'Einstein de la relativité générale, les approximations analytiques post-Newtoniennes et les méthodes numériques mises en œuvre dans leur analyse ; ce avec les champs gravitationnels intenses régnant dans un système de deux trous noirs de quelques dizaines de masses solaires distants d'à peine 1000 km (cf. [5]). Cependant ces données ne sont pas sans apporter des surprises, et donc poser des questions, auxquelles les détections à venir apporteront peut-être des débuts de réponse.

La masse des trous noirs stellaires. L'évènement GW150914 peut être vu comme la première mise en évidence *directe* de l'existence de trous noirs stellaires. Cependant, cette existence était déjà établie, de façon indirecte, par l'analyse du comportement de systèmes binaires émetteurs de rayons X (les 22 *Black Hole X ray Binaries* identifiées de façon sûre, dans la galaxie et l'univers proche). Les masses des trous noirs en jeu dans de tels systèmes, lorsque connues avec certitude, se situent toutes dans une gamme de $5 - 10 M_{\odot}$ (cf. [1]). Les masses des trous noirs impliqués dans GW150914, qui se situent au delà de ces fourchettes, sont donc plutôt inattendues. Cette surprise va donc relancer toute la réflexion sur les processus générant les trous noirs stellaires, à partir de progéniteurs isolés ou composants de systèmes binaires, et l'influence que peut avoir sur l'issue de ces processus différents facteurs tels que la densité de l'environnement immédiat du progéniteur ou sa métallicité.

Le délai précédant la coalescence. L'évènement GW150914 fournit la preuve que la coalescence d'un système binaire de trous noirs stellaires peut se produire dans un temps fini, inférieur au *temps de Hubble*. Mais la distance à laquelle a lieu cette coalescence fait de GW150914 un évènement de l'univers relativement proche, donc un évènement relativement récent. Cette constatation laisse une grande marge quant au délai qui a pu s'écouler entre la formation même du système binaire et sa coalescence : quelles hypothèses doit-t-on privilégier : un délai court - de l'ordre de la dizaine ou de la centaine de millions d'années, ou bien un délai long, de l'ordre de la dizaine de milliard d'années. Ici encore, les conditions présidant à la formation du système (environnement, métallicité) semblent jouer un rôle important.

L'estimation des taux d'occurrence. De nombreux modèles - *population synthesis models*, cf. chapitre précédent - ont été élaborés pour estimer le taux de formation de systèmes binaires de trous noirs - BBH, *Binaries Black Holes* - puis le taux d'occurrence de leur coalescence et, *in fine* estimer les taux annuels de détection que l'on pouvait espérer. Ces modèles ont donné des résultats compatibles avec l'absence de détection constatée sur les anciennes versions des détecteurs LIGO, mais cependant très incertains et pour certains d'entre eux, plutôt pessimistes : la question de la survenance de tels évènements sur une durée correspondant à l'âge de l'Univers pouvait se poser (cf. [1]). L'évènement GW150914 change évidemment la donne, et fournit un premier point d'appui pour une estimation statistique des taux d'occurrences de tels évènements, comme on a pu le faire pour la coalescence de systèmes de pulsars binaires.

Et maintenant... L'histoire ne s'arrête pas à GW150914. Lors de la même période d'observation effective des détecteurs LIGO - *the first Advanced LIGO Observation Run*, du 12 septembre 2015 au 19 janvier 2016 [2] - déjà un autre évènement candidat a pu être associé de façon sûre (taux de fausse alarme annuel inférieur à $6.0 \cdot 10^{-7}$) à une coalescence de couples de trous noirs stellaires. Cet évènement, GW151226, a eu lieu le 26 décembre 2015. Un troisième évènement candidat, LVT151012, a été observé le 12 octobre 2015, ne présente pas, de loin, le même degré de confiance pour être interprété comme le passage d'un train d'ondes gravitationnelles. Il semble cependant que la probabilité pour qu'il en soit ainsi soit plus forte que celle d'un évènement aléatoire lié aux détecteurs ou à leur environnement. Aussi bien, pour cet évènement candidat, a-t-on également calculé les caractéristiques des deux trous noirs en jeu, si la nature astrophysique de l'évènement se trouvait bien confirmée.

Références

- [1] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari et al. Astrophysical Implications of the Binary Black-hole Merger GW150914. *Astrophysical Journal Letters*, **818**: L22, Feb. 2016.
- [2] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari et al. Binary Black Hole Mergers in the First Advanced LIGO Observing Run. *Physical Review X*, **6**(4): 041015, Oct. 2016.
- [3] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari et al. GW150914: First results from the search for binary black hole coalescence with Advanced LIGO. *Physical Review D*, **93**(12): 122003, June 2016.
- [4] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger. *Physical Review Letters*, **116**(6): 061102, Feb. 2016.
- [5] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari et al. Tests of General Relativity with GW150914. *Physical Review Letters*, **116**(22): 221101, June 2016.
- [6] S. A. Usman, A. H. Nitz, I. W. Harry, C. M. Biwer, D. A. Brown, M. Cabero, C. D. Capano, T. Dal Canton, T. Dent, S. Fairhurst, M. S. Kehl, D. Keppel, B. Krishnan, A. Lenon, A. Lundgren, A. B. Nielsen, L. P. Pekowsky, H. P. Pfeiffer, P. R. Saulson, M. West et J. L. Willis. The PyCBC search for gravitational waves from compact binary coalescence. *Classical and Quantum Gravity*, **33**(21): 215004, Nov. 2016.