
Capítulo 10

Ondas gravitacionais

Radiação gravitacional: a física básica.

Fontes de radiação gravitacional. *O pulsar binário PSR 1913+16 e as ondas gravitacionais*

Detectores de ondas gravitacionais

Interferômetros e massas ressonantes: do sonho à realidade.

As detecções de fusão de BH e NS: o começo de uma nova era. *Ouverture: a fusão de buracos negros GW150914. A saga: a fusão de duas estrelas de nêutrons GW170817.*

Radiação gravitacional: a física básica

A Física conhece e trata de fenômenos ondulatórios há muito tempo, de fato, os cursos de Física estão permeados do tratamento de ondas em fluidos, eletromagnéticas e outros. De forma muito geral, e muito acurada, podemos definir uma *onda* como uma solução da equação da onda. Longe de ser uma mera tautologia, esta afirmação é indiscutível e inclui as inúmeras possibilidades da física dos fenômenos ondulatórios. De forma mais específica, a equação da onda pode conter uma variedade de termos, mas o que não pode faltar é a derivada segunda respeito do tempo e a derivada segunda respeito de alguma dimensão espacial. A equação da onda trata de forma igualitária as coordenadas espaciais e temporal, e na sua forma mais simples resulta da forma

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{v^2}\nabla^2\right) A = 0 \quad (10.1)$$

onde temos escrito o símbolo ∇^2 , chamado *operador de Laplace* para englobar as derivadas espaciais de segunda ordem (por exemplo, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ em uma dimensão). A onda de amplitude A da eq. (10.1) se propaga com velocidade v .



Fig. 10.1. O dilema de Einstein. Existem as ondas gravitacionais?

Um caso bem conhecido e estudado na Física é o das ondas eletromagnéticas. Os campos magnético \vec{B} e elétrico \vec{E} satisfazem equações de onda em vácuo e se propagam com velocidade (da luz) c , desde que produzidos pelas fontes adequadas: cargas elétricas aceleradas. É sempre possível expressar a radiação eletromagnética em série de multipolos, sendo o dipolo o mais baixo que produz as ondas mencionadas. A solução da onda longe das cargas que deram origem a esta se mostra na Fig. 10.2

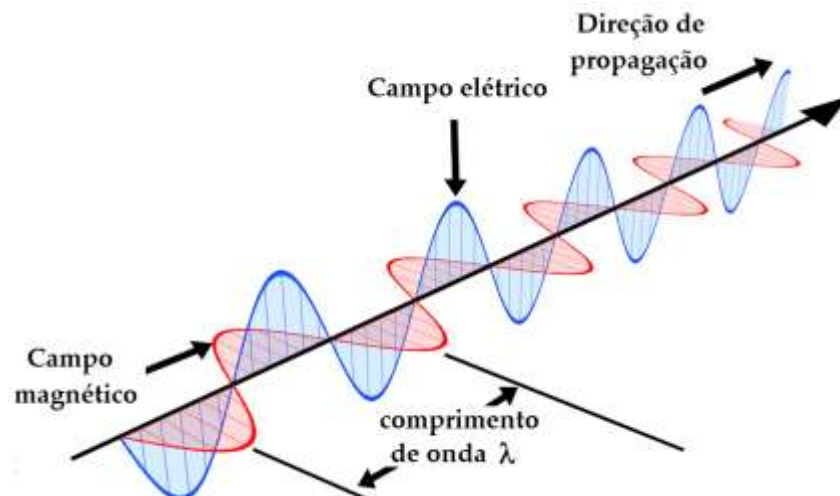


Fig. 10.2. Um campo elétrico variável induz um campo magnético com o mesmo período, as duas componentes satisfazem uma equação de onda e se propagam "puxando" um ao outro com a amplitude variando na direção perpendicular à direção de propagação.

Na teoria da gravitação, a fonte do campo gravitacional é a massa-energia em aceleração (a massa ou energia cumpre o papel da "carga" do campo gravitacional, já que este se origina em aquela). Mas há algumas diferenças muito importantes com as ondas eletromagnéticas: os campos elétrico e magnético são *vetores*, têm uma direção e um módulo. A gravitação é descrita por um objeto mais complexo que um vetor, chamado de *tensor*, e que pode ser representado por uma matriz em um determinado sistema de coordenadas (de fato, os escalares são também tensores de grau 0, e os vetores, tensores de grau 1...). Além disso, fisicamente sabemos que duas cargas elétricas opostas formam um dipolo, mas isto não existe na gravitação: em primeiro lugar o sinal da massa (ou energia) é único, e sempre podemos passar ao sistema de centro de massa para anular as diferenças. Assim, concluímos que não pode haver radiação dipolar na gravitação, e o modo mais baixo deve corresponder ao quadrupolo.

A forma usual de escrever uma equação de onda para a gravitação é a de supor que existe uma pequena perturbação (tensor) que descreve as deformações do espaço-tempo acima de um fundo fixo descrito pela solução representada pelo tensor de Minkowski estática $\eta_{\mu\nu}$, à qual chamaremos de $h_{\mu\nu}$. A derivação completa consiste em substituir nas equações (não lineares) de Einstein e conservar os termos pequenos até chegar em

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2}\nabla^2\right) h_{\mu\nu} = 0 \quad (10.2)$$

Este cálculo é padrão mas não o repetiremos aqui, é possível consultar várias referências que o fazem (por exemplo, Pais 1995), mas não é imprescindível para nossos propósitos. Nos basta com observar que (10.2) tem a forma de uma equação de onda para $h_{\mu\nu}$, deformação esta que se propaga com velocidade c transversalmente à direção de propagação (Matzner, 2010).

De forma análoga ao problema eletromagnético, essa onda pode ser escrita em geral, adotando a direção do eixo x , como

$$h_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} e^{ik_\alpha x^\alpha} \quad (10.3)$$

onde temos escrito $k_\alpha x^\alpha$ para indicar o produto do vetor de onda com a direção de propagação, o qual em 4 dimensões tem a forma conhecida $\left(\frac{\omega t}{c} - \vec{k} \cdot \vec{x}\right)$. A deformação mencionada, sendo ortogonal à direção de propagação, pode ser ainda

decomposta usando dois modos independentes, convencionalmente chamados de (+) e (×) (*mais* e *cruz*). As amplitudes h_+ e $h_×$ compõem o $A_{\mu\nu}$ segundo

$$A_{\mu\nu} = h_+ e_{\mu\nu}^+ + h_× e_{\mu\nu}^× \quad (10.4)$$

cuja interpretação geométrica pode ser apreciada na Fig. 10.3.

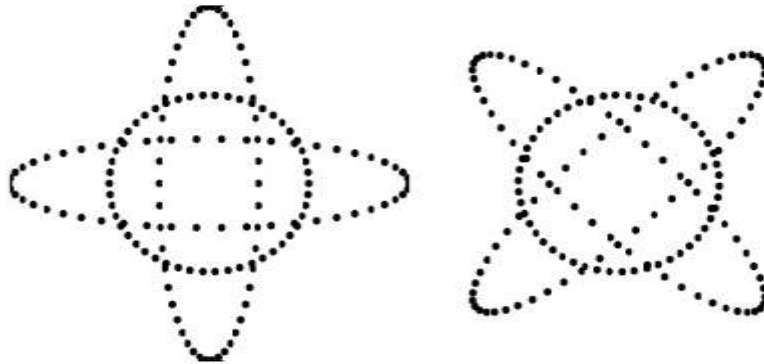


Fig. 10.3. Os modos de polarização h_+ e $h_×$. A direção de propagação (eixo x) é perpendicular ao plano da página. O modo (+), à esquerda, "puxa" a matéria na direção vertical enquanto a comprime horizontalmente, e o modo (×) faz o mesmo mas com as direções a 45° quando a onda passa. Qualquer deformação $A_{\mu\nu}$ pode ser decomposta em estes dois modos, desde que as amplitudes h_+ e $h_×$ sejam determinadas.

Em 1918 Einstein seguiu o caminho do cálculo da equação dinâmica da perturbação $h_{\mu\nu}$ mencionado acima e conseguiu mostrar que esta resulta proporcional à segunda derivada temporal do momento quadrupolar Q de uma distribuição de massa acelerada, ou seja $h_{\mu\nu} \propto \ddot{Q}$. Assim, a potência emitida (luminosidade) em ondas gravitacionais é proporcional à *terceira* derivada de Q

$$L_{GW} \propto \dddot{Q} \quad (10.5)$$

mas ele próprio ficou duvidando por vários anos a respeito da realidade deste resultado. Houve, de fato, uma intensa discussão para estabelecer se esta perturbação poderia sumir com uma mudança adequada do sistema de coordenadas, ou seja, se era uma solução perturbativa espúria como decorrência da eleição de um sistema de coordenadas. Por volta de 1950 a realidade das ondas tinha sido demonstrada mas as perspectivas para sua detecção eram consideradas utópicas.

Para apreciarmos a magnitude real deste fenômeno físico, podemos supor que os movimentos na fonte acontecem em uma escala de tempo característica τ , medida de quanto leva uma massa para se locomover dentro do sistema. Por outro lado, o momento quadrupolar é aproximadamente o produto da massa M vezes o quadrado da dimensão do sistema R^2 . Assim temos de imediato a estimativa

$$\ddot{Q} \approx \frac{MR^2}{\tau^3} \approx \frac{Mv^2}{\tau} \approx \frac{E_{NE}}{\tau} \quad (10.6)$$

onde v é a velocidade da massa em movimento e E_{NE} é a energia que existe na parte não esférica deste. Como para um sistema auto-gravitante temos ainda que $\tau \approx \sqrt{R^3/GM}$, e com ele uma frequência característica $\nu = \frac{2\pi}{\tau} = 2\pi f$, podemos estimar a luminosidade produzida como

$$L_{GW} \sim \frac{G^4}{c^5} \left(\frac{M}{R}\right)^5 \sim \frac{G}{c^5} \left(\frac{M}{R}\right)^2 v^6 \sim \frac{c^5}{G} \left(\frac{R_S}{R}\right)^2 \left(\frac{v}{c}\right)^6 \quad (10.7)$$

onde R_S é o raio de Schwarzschild definido no Capítulo 6. Desta fórmula resulta evidente que as maiores luminosidades serão produzidas por objetos compactos ($R \approx R_S$) se movimentando com velocidades relativísticas ($v \approx c$). Devemos agora estudar o tipo de eventos sistemas reais que podem ser candidatos à detecção.

Fontes de radiação gravitacional

Tendo estimado a luminosidade em ondas gravitacionais de forma geral, poderíamos tentar determinar quais sistemas e eventos são os mais promissores, mas isto ainda não diz muito, já que precisamos estimar também a amplitude da perturbação a ser detectada para uma fonte que emite a uma distância r . Com o mesmo grau de aproximação de antes, podemos prever o valor desta amplitude

$$h \approx \frac{G}{c^4} \frac{E_{NE}}{r} \approx \frac{G}{c^4} \frac{\epsilon E_K}{r} \quad (10.8)$$

com ϵ a fração da energia cinética E_K emitida em ondas. Numericamente temos

$$h \approx 10^{-22} \left(\frac{E_{GW}}{10^{-4} M_\odot c^2}\right)^{1/2} \left(\frac{1 \text{ kHz}}{f_{GW}}\right) \left(\frac{\tau}{1 \text{ ms}}\right)^{-1/2} \left(\frac{15 \text{ Mpc}}{r}\right) \quad (10.9)$$

A escolha da distância $D = 15 \text{ Mpc}$ não é arbitrária: ela corresponde ao valor central para o aglomerado de galáxias de Virgo, onde $> 10\,000$ galáxias estão localizadas.

Este conjunto de galáxias deve dar origem a ~ dezenas de eventos por ano do tipo colapsos gravitacionais não esféricos (se é que a deformação não esférica for suficiente...), ao menos na visão original dos pesquisadores que começaram a pensar em detectar as ondas (Thorne, 1980).

A estimativa da eq.(10.9), no entanto, supõe implicitamente um "surto" de emissão de curta duração ($\sim ms$) e frequência característica de $\sim 1 kHz$. Mas é também possível contemplar fontes de emissão *contínua*, com frequências que mudem lentamente com o tempo. De fato, todas as binárias compactas conhecidas são deste tipo, já que a órbita produz um momento quadrupolar variável. Consideremos um sistema binário genérico com massas M_1 e M_2 e semi-eixo a , tal como mostrado na Fig. 10.4.

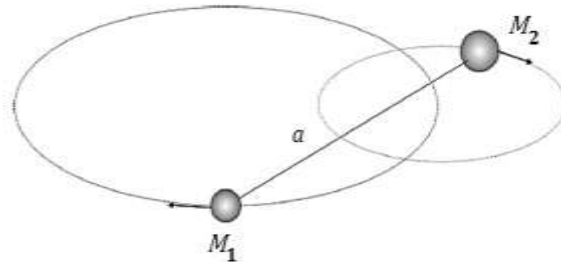


Fig. 10.4. Uma binária compacta genérica com massas M_1 e M_2 e semi-eixo a .

O semi-eixo resulta $a = a_1 + a_2$ e a massa reduzida é $\mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \equiv \frac{M_1 M_2}{M}$. As únicas componentes não nulas do quadrupolo formado por esta binária cuja órbita está no plano xy são

$$Q_{xy} = Q_{yx} = \frac{1}{2} \mu a^2 \sin 2\Omega t \quad (10.10)$$

onde a frequência da órbita Ω pode ser obtida da Terceira Lei de Kepler $\Omega^2 = \frac{GM}{a^3}$ (note-se que a frequência da onda gravitacional é o dobro da frequência orbital). Desta forma, a luminosidade é

$$L_{GW} = -\frac{dE}{dt} = \frac{G}{5c^5} (\mu\Omega a^2)^2 \langle 2 \sin^2 2\Omega t + 2 \cos^2 2\Omega t \rangle = \frac{32}{5} \frac{G}{c^5} \mu^2 a^4 \Omega^6 = \frac{32}{5} \frac{G}{c^5} \frac{M^3 \mu^2}{a^5} \quad (10.11)$$

vemos que a emissão aumenta muito quando o semi-eixo a encolhe, nos estágios avançados antes da fusão final. A energia total da binária é

$$E = \frac{1}{2}\Omega^2 (M_1 a_1^2 + M_2 a_2^2) - \frac{GM_1 M_2}{a} = -\frac{1}{2} \frac{G\mu M}{a} \quad (10.12)$$

e no decorrer do tempo, a radiação gravitacional faz a órbita encolher a uma taxa

$$\frac{dE}{dt} = \frac{G\mu M}{2a^2} \frac{da}{dt} \quad \rightarrow \quad \frac{da}{dt} = -\frac{64}{5} \frac{G^3}{c^5} \frac{\mu M}{a^3} \quad (10.13)$$

onde temos usado de novo a Terceira Lei de Kepler. Como a frequência orbital aumenta segundo $\frac{3}{2} \frac{\dot{a}}{a}$, podemos integrar a eq.(10.13) para achar o tempo de coalescência da binária a partir de um semi-eixo inicial a_0 , que resulta

$$\tau_C = \frac{5}{256} \frac{c^5}{G^3} \frac{a_0^4}{\mu M^4} \quad (10.14)$$

Finalmente, usando as expressões anteriores, podemos estimar a amplitude adimensional das ondas produzidas como

$$h \approx 5 \times 10^{-22} \left(\frac{M}{2.8 M_\odot} \right)^{2/3} \left(\frac{\mu}{0.7 M_\odot} \right) \left(\frac{f_{GW}}{100 \text{ Hz}} \right)^{2/3} \left(\frac{15 \text{ Mpc}}{r} \right) \quad (10.15)$$

onde os números correspondem a uma binária simétrica de duas massas de $1.4 M_\odot$. Vemos que uma binária localizada no aglomerado de Virgo produziria um sinal comparável ao surto da eq. (10.9). Mas como algumas binárias muito mais próximas são conhecidas, a possibilidade de detectá-las, pelo menos indiretamente, foi imediatamente considerada. Este tipo de detecção levou aos trabalhos de Hulse e Taylor pelos quais ganharam o Prêmio Nobel de Física de 1993, e que descreveremos a seguir.

O pulsar binário PSR 1913+16 e as ondas gravitacionais

Em 1974, uma época na qual a pesquisa de objetos relativísticos tinha ganho um enorme impulso, J. Taylor e R. Hulse descobriram um sistema binário muito particular: enquanto uma das componentes é um pulsar, a outra também é um objeto compacto de massa similar. Embora não são detectadas pulsações da companheira, foi finalmente identificada como uma segunda estrela de nêutrons. Isto foi possível porque a binária foi observada com precisão, primeiro para determinar a chamada *função de massas*

$$f_M = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{4\pi^2 X^2}{T_\odot P_{orb}^2} \quad (10.16)$$

com $P_{orb} = 2.79 \times 10^4 s$, X o semi-eixo da órbita projetado no plano do céu e $T_{\odot} = \frac{GM_{\odot}}{c^3} = 4.925490947 \mu s$ uma constante temporal. Como todas as quantidades do lado direito da eq.(10.16) são muito bem medidas, e além disso os pulsos atrasam ou adiantam dependendo do momento em que o pulsar se afasta ou aproxima ao observador, a velocidade radial também é medida (através do efeito Doppler mencionado). Para completar, o campo gravitacional da companheira afeta os pulsos e com a expressão relativística é possível resolver todo o sistema. A órbita é bastante excêntrica e inclinada em $\sim 45^\circ$ respeito da linha de visada (o ângulo i na eq.10.16). Em resumo, temos um "relógio" com precisão absurda em órbita em torno de uma companheira com um campo gravitacional forte, e assim uma variedade de efeitos próprios da Relatividade Geral que permitem um conhecimento acurado do sistema. A representação do PSR 1913+16 e a companheira se mostra na Fig. 10.5 (Weisberg e Taylor, 2005).

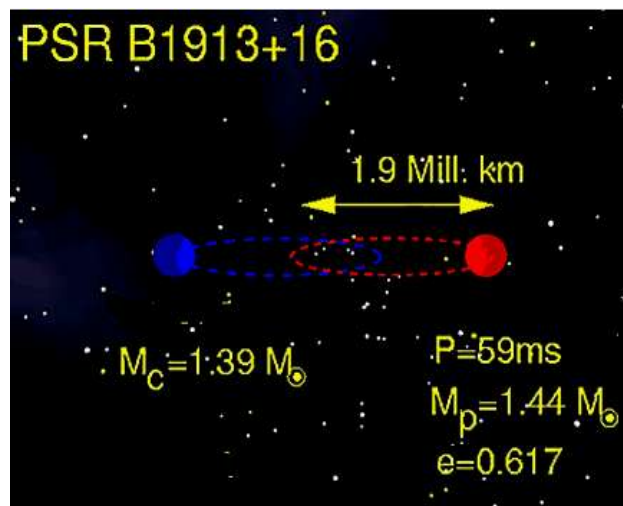


Fig. 10.5. Uma representação pictórica do PSR 1913+16 e sua companheira, uma segunda estrela de nêutrons. Os parâmetros da órbita inferidos estão indicados em amarelo.

Agora, com o auxílio da expressão (10.15), podemos obter de imediato que a radiação gravitacional emitida com frequência $f_{GW} = 1.1 \times 10^{-5} Hz$ e amplitude $h \sim 10^{-23}$. Estes valores são muito baixos e sua detecção direta impossível ao presente. Mas existe um outro aspecto importante: como o sistema é muito bem medido, a eq.(10.13) permite calcular a taxa de mudança do semi-eixo, e com ela a mudança na passagem da estrela de nêutrons pelo periastro (análoga à precessão do perihélio de Mercúrio...), a qual resulta em uma diminuição do período orbital de

$$\Delta P_{orb} = -7.6 \times 10^{-5} \text{ s/ano} \quad (10.17)$$

um valor muito maior que a precisão atingida nas medições pelos erros e incertezas várias. Assim o monitoramento do pulsar binário permitiu determinar a mudança acumulada e pôde ser comparado com a predição (10.17), tal como mostrado na Fig. 10.6.

Como apontamos antes, Hulse e Taylor receberam o Prêmio Nobel de Física em 1993 pela descoberta do pulsar binário e os trabalhos que mostraram o acordo com a predição da Relatividade Geral. Desvios menores de 0.1% desta ainda são possíveis, apontando para o escasso espaço que há para teorias alternativas, ao menos do ponto de vista da radiação gravitacional produzida por binárias. Estes resultados foram melhorados quando descoberto em 2003 o sistema PSR J0737-3039A/B com período orbital de 2.4 horas e onde as duas estrelas de nêutrons pulsam, o decaimento de acordo com a RG foi confirmado com uma precisão 10 vezes maior, da ordem de $\sim 0.01\%$, e vários outros efeitos relativísticos medidos pela primeira vez.

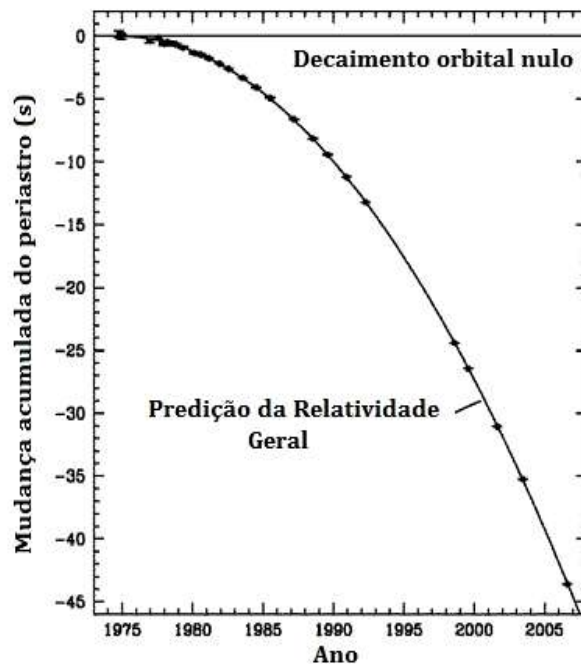


Fig. 10.6. A comparação dos dados obtidos (pontos) com a predição da RG, mostrando que o acumulado em 20 anos segue esta com uma precisão de $\sim 0.1\%$, longe da linha horizontal que indicaria o caso em que a órbita não decai em absoluto (claramente desfavorecido pelos dados).

Detectors de ondas gravitacionais

Interferômetros e massas ressonantes: do sonho à realidade.

Agora que foram discutidas as fontes das ondas e que conhecemos melhor a ideia central da deformação do espaço-tempo, podemos apresentar os princípios dos detectores construídos desde a segunda metade do século 20 e que permitiram que hoje as ondas sejam uma realidade para a ciência. Basicamente existem duas formas de detectar *diretamente* a passagem das ondas (o decaimento da órbita do PSR 1913+16 é uma forma *indireta*, através dos efeitos na própria fonte binária): a primeira é conseguir a deposição de energia transportada pelas ondas em uma massa e medir as oscilações em esta induzidas; a segunda é monitorar massas estáticas cujo movimento seja perturbado pela passagem das ondas, mas sem absorver energia alguma. Os detectores destes dois tipos são chamados *massas ressonantes* e *interferômetros* respectivamente.

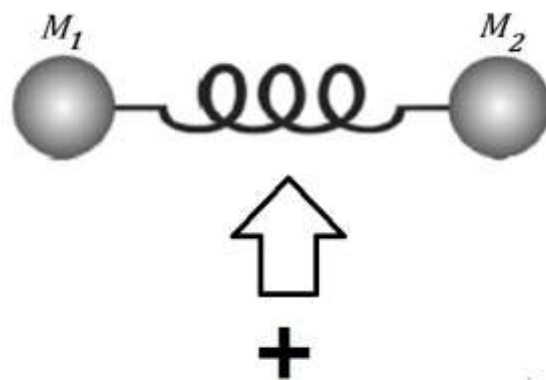


Fig. 10.7. O princípio básico da detecção direta das ondas: duas massas M_1 e M_2 unidas por uma mola reagem a uma onda gravitacional que incide perpendicularmente ao eixo de separação com uma polarização hipotética "+" (como a da esquerda da Fig. 10.3).

Consideremos a situação da Fig. 10.7, um esquema do detector ressonante mais simples possível. Se a onda incidente tem uma frequência própria ω e o oscilador das duas massas uma frequência natural ω_0 , a equação de movimento para a amplitude ξ é

$$\ddot{\xi} + \frac{\dot{\xi}}{\chi} + \omega_0^2 \xi = -\frac{1}{2} \omega^2 L h_+ e^{i\omega t} \quad (10.18)$$

onde χ representa o atrito, L é a distância entre massas e a força do segundo membro decorre da onda incidente que "chacoalha" o oscilador. A solução desta equação é bem conhecida e resulta de imediato em

$$\xi(t) = \frac{\omega^2 L h_+}{2(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega/\chi)} e^{i\omega t} \quad (10.19)$$

ou seja, uma *ressonância* com $\omega \approx \omega_0$ e amplitude máxima $\xi_{max} = \frac{1}{2} \omega_0 \chi L h_+$. Se formos construir um detector real, convém que o produto $\omega_0 \chi L$ seja máximo. Assim, além de escolher um material com fator Q alto que permita medir claramente as oscilações induzidas, o tamanho L do detector deve ser grande (ou seja, para maior massa, mais energia absorvida). Com este resultado, as primeiras tentativas de construir um detector de massa ressonante, na década de 1960, utilizaram alumínio de alto Q com uma frequência própria $\omega_0 \approx 1650 \text{ Hz}$ e atingiam um nível de sensibilidade $h \sim 10^{-15}$. Este último valor é surpreendentemente bom (equivale a detectar uma amplitude da ordem do raio de um próton na barra com $L \sim 1.5 \text{ m}$!) mas ainda insuficiente para observar eventos reais, já que a operação dos detectores era feita a temperatura ambiente e o ruído térmico muito difícil de controlar e limitador da sensibilidade da antena. Por várias ocasiões J. Weber, da U. de Maryland, até anunciou detecções positivas que nunca puderam ser confirmadas por outros grupos. e que teriam implicado energias enormes canalizadas nas ondas em cada evento. Mas o seu trabalho pioneiro permitiu muito depois construir detectores avançados com sensibilidade ordens de grandeza maior (Fig. 10.8).

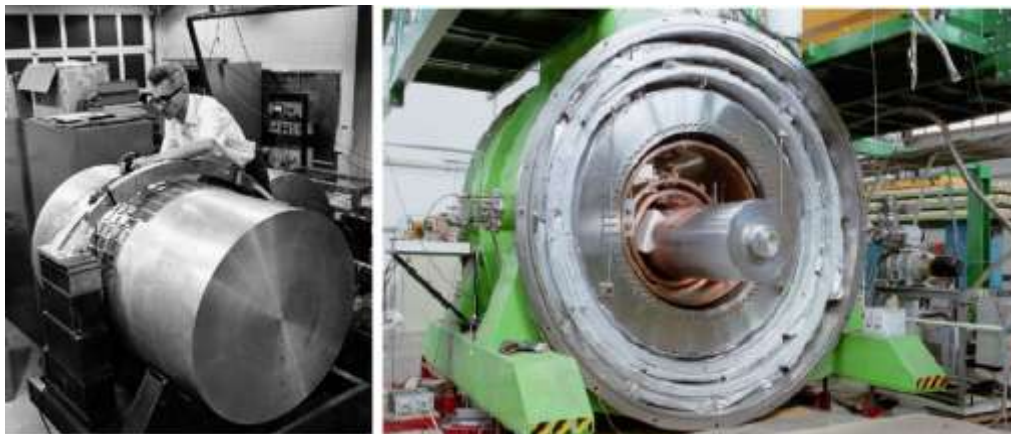


Fig. 10.8. Esquerda: Joe Weber trabalhando em uma de suas barras ressonantes em meados da década de 1960. Direita: imagem do detector Nautilus, na Itália, uma das barras operadas 30 anos depois com melhoras na transdução eletro-mecânica, na suspensão e na supressão do ruído térmico por estarem operadas $T \ll 1 \text{ K}$, atingindo sensibilidades de até $h \sim 10^{-19}$ no centro da (estreita) banda de operação.

Somente três antenas ressonantes estão em operação hoje, já que a aprovação e financiamento do observatório LIGO nos Estados Unidos restou bastante espaço para este tipo de projeto. Uma das razões pelas quais os interferômetros foram favorecidos é que, pelas suas características, as antenas ressonantes têm boa sensibilidade somente em uma banda muito restrita, em torno da frequência ω_0 . Embora o sistema de transdutores (dispositivos que "traduzem" a oscilação mecânica em sinal eletrônico processável) utilizado possa "ampliar" esta banda, ela só atinge uns $10 - 20 \text{ Hz}$ em torno da frequência central. Assim, as expectativas de observar, por exemplo, radiação de binárias em frequências mais baixas $\sim 100 \text{ Hz}$ deslocou o interesse para os interferômetros, com capacidade de registrar desde $\sim 10 \text{ Hz}$ até $\sim 1 \text{ kHz}$, embora com amplitudes diferentes. Existem, porém, planos para continuar esta linha de trabalho com antenas ressonantes, as quais atingem hoje $h > 10^{-20}$, mas seu futuro dependerá de fatores vários difíceis de avaliar.

A construção de interferômetros de banda larga, por sua vez, deveu superar inúmeros obstáculos tecnológicos para finalmente se tornar realidade. O princípio básico é o de monitorar a posição de espelhos onde a luz de um laser incide e volta. A luz original é dividida em dois feixes que seguem trajetórias ortogonais (Fig. 10.9). Depois de voltar, as frentes de onda do laser são colocadas para interferir, e se os espelhos oscilaram pela passagem de uma onda gravitacional, observa-se um padrão de interferência variável num fotodetector. Um avanço importante, e que de fato possibilitou as detecções reais (vide abaixo) é a colocação de duas cavidades de Fabry-Perot, uma em cada braço. Desta forma, a luz do laser é obrigada a ir e voltar um número enorme de vezes, e assim o comprimento efetivo do braço aumenta muitíssimo além do comprimento real $\sim 4 \text{ km}$, chegando a dimensões efetivas maiores de 1000 km (este efeito é similar às casas de espelhos dos parques de diversões, onde as imagens são multiplicadas com o mesmo esquema de espelhos paralelos, Saulson 2018).

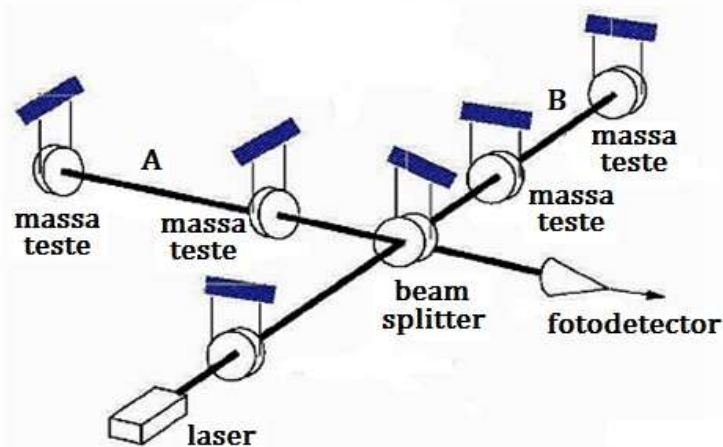


Fig. 10.9. Os interferômetros modernos. O laser do canto inferior esquerdo emite um feixe dividido no centro, as massas (discos) penduradas carregam espelhos que reciclam a luz (nos braços A e B), até que finalmente interferem no fotodetector à direita.

Esta técnica interferométrica permite detectar oscilações extremamente pequenas, de fato a amplitude no centro da banda larga é $\Delta l = hl \sim 10^{-17} \text{ cm}$ (!) para um comprimento de braço de 4 km . Isto equivale a 0.0001 do diâmetro de um próton. Como apontamos antes, os interferômetros são sensíveis a toda a forma da onda, mas em cada faixa o ruído dominante que complica a detecção é de origem diferente. A Fig. 10.10 mostra as curvas de sensibilidade medidas e desejadas para as sucessivas tomadas de dados no experimento LIGO (o acrônimo de *Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory*). É possível observar que em cada uma dos períodos operados a curva desceu, permitindo sensibilidades cada vez maiores, e a colaboração espera atingir a curva de baixo no desenho mais avançado. A melhor frequência, onde o interferômetro é mais sensível, é por volta de $\sim 100 \text{ Hz}$, onde é atingido um compromisso entre todas as fontes de ruído. Acima dessa frequência a curva sobe pelo efeito da incerteza intrínseca na emissão dos fótons do laser (chamado *shot noise* em inglês) e a sensibilidade piora progressivamente. Por outro lado, abaixo dos $\sim 100 \text{ Hz}$, as vibrações sísmicas da Terra estragam a detecção para frequências $< 30 \text{ Hz}$, e embora podem ser atenuadas com sistemas mecânicos sofisticados, resultam um problema sério. Assim, a decisão mais razoável é a de melhorar o desempenho para medir na região central da banda com confiança, esquecendo um pouco das baixas e altas frequências. Isto foi precisamente o que a colaboração LIGO fez no desenvolvimento dos interferômetros.

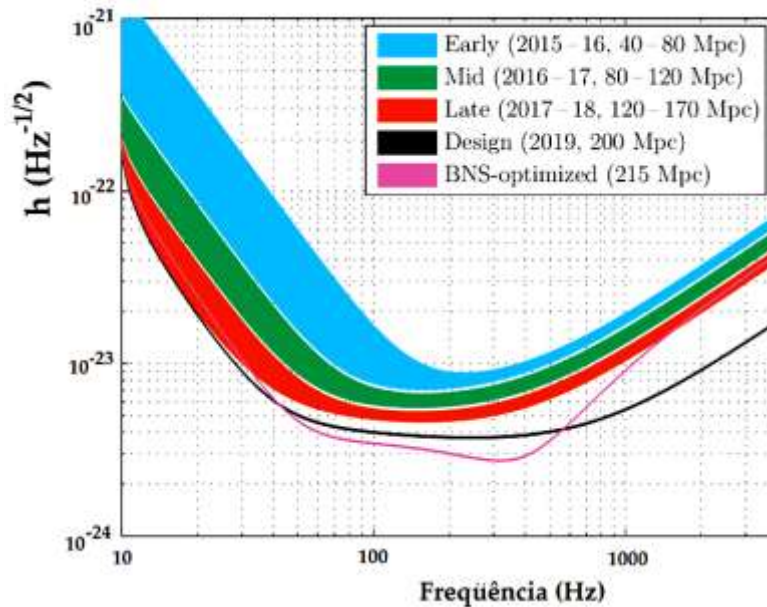


Fig. 10.10. Curvas de sensibilidade do experimento LIGO. A tomada de dados S6, a qual atingiu uma sensibilidade de $h \sim 10^{-22}$ em torno de ~ 100 Hz, hoje muito superada pelas melhoras introduzidas. Os "picos" visíveis originados pelas ressonâncias mecânicas várias do sistema que responde a equações diferenciais de ordem 14 (!) (não totalmente identificadas, e que ninguém tem confiança em identificar, nem com as melhores simulações numéricas) não são mostrados na figura. A colaboração está operando com a sensibilidade da curva alaranjada, próxima à "ideal" em preto. Isto já foi suficiente para observar vários eventos reais.

Da discussão das binárias podemos ver, porém, que segundo a eq. (10.11) a luminosidade emitida em ondas gravitacionais é proporcional ao inverso do semi-eixo a elevado à quinta potência. Isto quer dizer que a maior parte dos sistemas binários que existem estará, em geral, longe da fusão e emitirá em frequências *baixas*, já que pela Terceira Lei de Kepler $\Omega^2 = \frac{GM}{a^3}$. Para a ter sucesso na detecção destes sistemas com um interferômetro, este precisará de uns braços extremamente longos (a frequência de oscilação é inversamente proporcional ao comprimento) e perturbações extremamente baixas. Por estas razões a melhor solução é a de construir um interferômetro espacial. A Fig. 10.11 mostra as características do projeto eLISA (*evolved Laser Interferometer Space Antenna*) em estudo pela agência espacial europeia. Um interferômetro com um satélite "mãe" e dois "filhos" em formação de triângulo equilátero de ~ 1 milhão de quilômetros de lado orbitando a uns 50 milhões de quilômetros da Terra conseguiria detectar binárias cuja emissão estivesse centrada em $\approx 10^{-2}$ Hz através da mudança nas posições

relativas das espaçonaves com o tempo (Fig. 10.12), se for possível controlar uma série de perturbações tais como o vento solar. A precisão necessária para estas medidas requer medir a posição de cada satélite com erro de $\approx 10^{-14}$ cm, o qual parece razoável com a tecnologia disponível. Note-se que o interferômetro espacial tipo Michelson *não* levará espelhos nos satélites "filhos", já que o feixe laser seria fraco demais para ser refletido. Antes o sinal será retransmitido em cada um destes de forma ativa. Ao momento os testes estão se realizando e o horizonte temporal desta missão está além do ano 2030 para o começo da operação efetiva (Blaut, 2018). Outras missões e experimentos que visam medir nas frequências mais baixas são mostrados na Fig. 10.12.

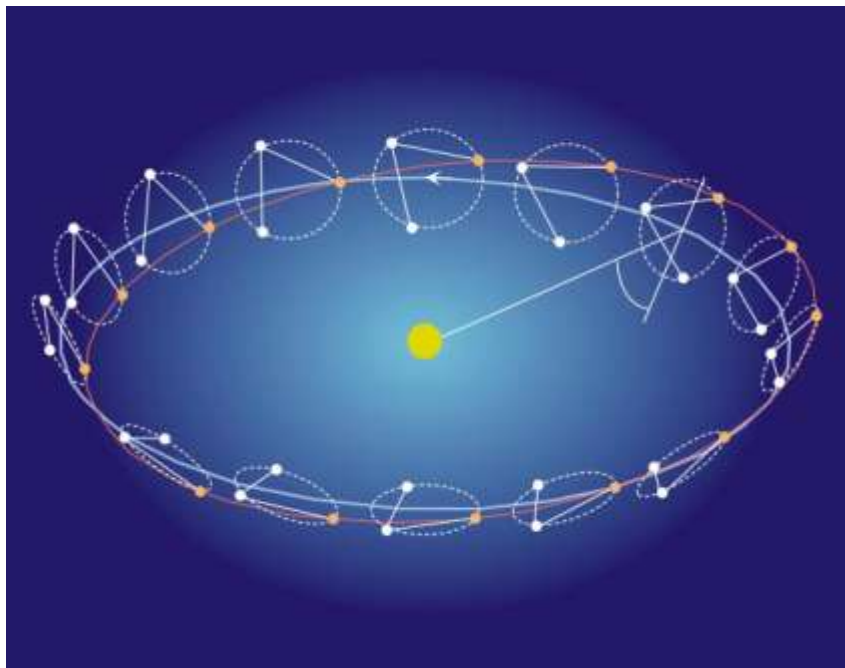


Fig. 10.11. A órbita prevista do interferômetro eLISA para minimizar perturbações solares e obter uma cobertura ampla do céu.

Fig. 10.12. Esquema das curvas de sensibilidade de experimentos em andamento e planejados. A estrela vermelha assinala a amplitude dos eventos inicialmente detectados pela colaboração LIGO-Virgo (vide texto).

As detecções de fusão de BH e NS: o começo de uma nova era

Ouverture: a fusão de buracos negros GW150914



Fig. 10.13. Vistas aéreas dos interferômetros LIGO em Livingston (Louisiana) e Hanford (Washington) na imagem de cima. Embaixo, o interferômetro VIRGO em Cascina (Itália).

A operação dos dois interferômetros gêmeos LIGO e, posteriormente, a do projeto franco-italiano VIRGO (Fig. 10.13) despertou expectativas pelo fato de que as curvas de sensibilidade já mostradas na Fig. 10.10 eram adequadas para a detecção de eventos reais desde que acontecessem durante a tomada de dados com intensidade suficiente. O dia esperado chegou em 14 de Setembro de 2015, quando os dois interferômetros LIGO que estavam em operação detectaram um sinal simultâneo, o primeiro aliás que foi identificado como tal e não como mero ruído, inaugurando a Astrofísica das ondas gravitacionais (Abbott *et al.*, 2016). Na Fig. 10.14 se mostram os dados obtidos. A probabilidade de que seja meramente uma coincidência (flutuação aleatória), e não um evento verdadeiro é extremamente baixa, com uma confiança de 99.99994% (mais de 5σ de significação estatística).

Embora não houve dúvidas que se tratava da fusão de uma binária, precisou-se de uma comparação com os gabaritos teóricos (chamados de *templates*) para extrair os parâmetros de cada um dos objetos e do evento em geral. A interpretação é que

este evento foi produzido por dois buracos negros de grande massa que se fusionaram em um maior, radiando o excesso de energia na forma das ondas gravitacionais detectadas. Isto decorre da determinação da forma de onda da fase de aproximação, a qual segue a quantidade chamada de *chirp mass* \mathcal{M} , uma combinação das massas individuais M_1 e M_2 da forma

$$\mathcal{M} = \frac{(M_1 M_2)^{3/5}}{(M_1 + M_2)^{1/5}} = \frac{c^3}{G} \left[\frac{5}{96} \frac{f}{\pi^{8/3} f^{11/3}} \right]^{3/5}. \quad (10.20)$$

Dos dados obtidos para este primeiro evento $\mathcal{M} \approx 30 M_\odot$, e por outro lado, a soma das massas $M_1 + M_2 > 70 M_\odot$ para reproduzir os estágios posteriores com acurácia. Desta forma, as massas individuais resultaram ser $M_1 = 36 \pm 5 M_\odot$ e $M_2 = 29 \pm 4 M_\odot$. Somente dois buracos negros poderiam ter originado esta colisão. Posteriormente vários eventos similares foram detectados (por exemplo, GW151226 na Fig. 10.14) e, aos poucos, vai sendo possível monitorar uma população de buracos negros binários que existe em distâncias cosmológicas.

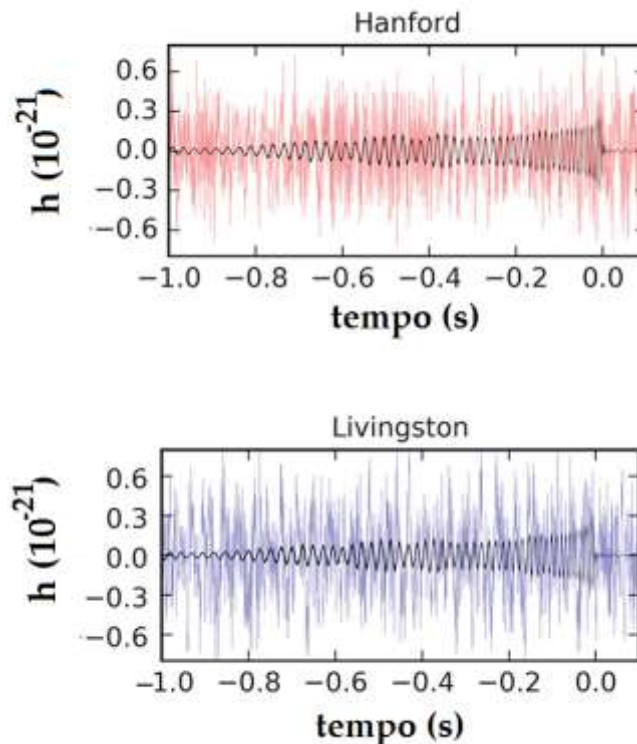


Fig. 10.14. Os sinais detectados em Hanford (acima) e Livingston (abaixo) em coincidência do segundo evento de fusão de dois buracos negros, GW151226, bastante similares ao primeiro GW150914. Distinguem-se claramente a fase de

aproximação (*inspiral*), a fusão (*merger*, no "0") e a vibração do objeto formado (*ringdown*) depois desse tempo.

Da mesma análise da forma da onda emerge que o objeto "filho" da primeira colisão tem uma massa de $M_2 = 62 \pm 4 M_\odot$ e, portanto, $3 \pm 0.5 M_\odot$ foram radiadas nas ondas. Também foi concluído que o *spin* do buraco negro filho resultou de $\sim 2/3$ do máximo possível, como consequência da transferência parcial do momento angular orbital dos buracos negros que colidiram, um buraco negro de Schwarzschild não ajustaria a forma observada. A velocidade destes buracos negros perto do momento da colisão superou a metade da velocidade da luz. Finalmente, da luminosidade observada foi possível calcular a distância-luminosidade ao evento, a qual resultou em $440 \pm_{180}^{160} \text{ Mpc}$, ou seja, uma escala cosmológica. Além de ser o primeiro evento registrado na história da Astrofísica, os resultados mostraram que a visibilidade de eventos semelhantes atinge uma fração considerável do Universo observável.

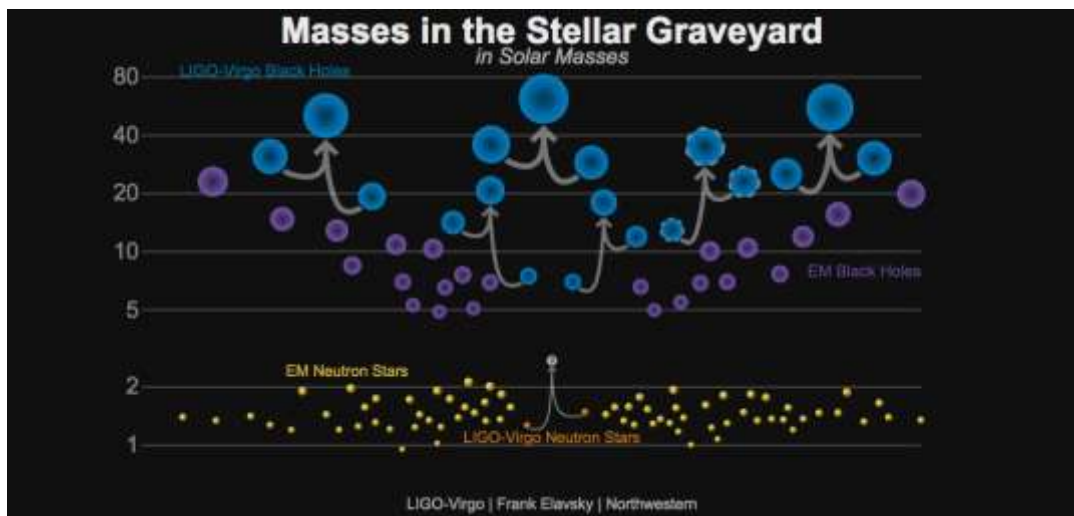


Fig. 10.15. Os eventos detectados positivamente pela colaboração LIGO no final de 2018. O GW150914 é o primeiro acima à esquerda. Note-se a diferença com as massas típicas dos buracos negros conhecidos na galáxia (em lilás).

Com a continuidade das observações não foi tão surpreendente a detecção de outros eventos similares ao GW150914. A Fig. 10.15 mostra graficamente este conjunto. Além de *não* ser esperado que a fusão de buracos negros seja tão freqüente, já que de fato a aposta mais forte da colaboração foi a da detecção de fusão de estrelas de nêutrons como evento paradigmático, chama a atenção que os buracos negros têm massas maiores que aquelas determinadas nas binárias próximas a nós (Fig. 6.29). De fato, até os progenitores que colidem são majoritariamente de massas $\geq 20 M_\odot$. Isto faz pensar que no Universo jovem as estrelas que deram origem a esses buracos

negros tinham massas muito grandes, o qual é consistente com as ideias da Evolução Estelar que prevê massas típicas de $\geq 100 M_{\odot}$ se a metalicidade é baixa. Esta observação mostra como é importante a abertura de uma nova janela para o Universo com a detecção do GW150914 aqui discutida.

A saga: a fusão de duas estrelas de nêutrons GW170817

Depois da confirmação dos eventos discutidos no ponto anterior, coube perguntar onde é que estavam os eventos mais esperados até então, ou seja, as fusões de binárias de duas estrelas de nêutrons. Até as primeiras tomadas de dados dos interferômetros, a enorme maioria dos astrofísicos apostava forte na sua detecção imediata, mas isto não aconteceu. Porém, quase dois anos após a detecção do GW150914, um evento destas características foi registrado (Abbott *et al.*, 2017a). Se julgado pelo alcance das (múltiplas) observações, valeu a pena esperar, como veremos a seguir.

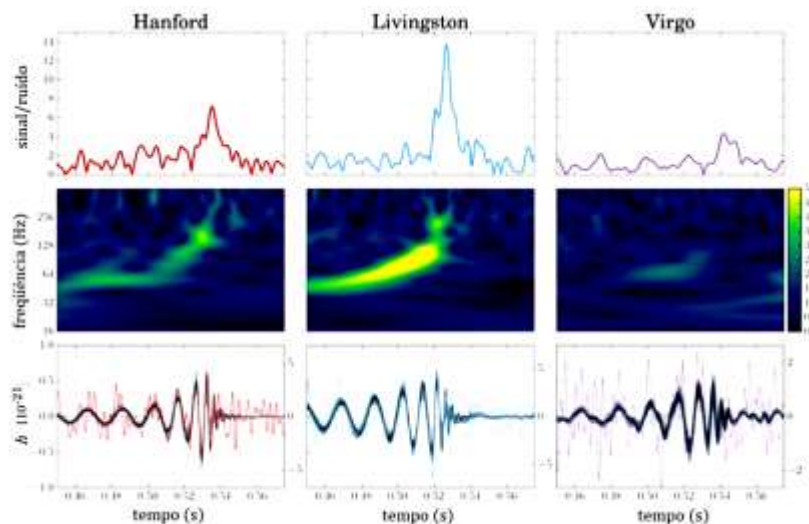


Fig. 10.16. O sinal nos 3 interferômetros (painel do meio), a forma de onda (abaixo) e a relação sinal-ruído (acima) no dia 17 de Agosto de 2017. As curvas sólidas nos painéis do meio são o melhor ajuste aos gabaritos.

No dia 17 de Agosto de 2017 todos os três interferômetros em operação detectaram simultaneamente um sinal intenso, mostrado na Fig. 10.16. Os satélites de raios gama FERMI e INTEGRAL, por sua vez, detectaram um surto de ~ 2 s localizado na periferia da galáxia NGC 4993. Da *chirp mass* nas formas de onda da Fig. 10.17 foi inferido que dois objetos compactos de massa total $M_1 + M_2 = 2.74 \pm_{0.01}^{0.04} M_{\odot}$ colidiram e se fusionaram, mas as massas individuais não podem ser determinadas. Porém, da mesma forma de onda e através de modelagem das mesmas formas de

onda foi possível determinar que o intervalo das massas é $M_2 = [1.17M_\odot, 1.36 M_\odot]$ e $M_1 = [1.36M_\odot, 1.6 M_\odot]$, ignorando o *spin* de cada uma delas (a forma de onda não mostra nenhum sinal de *spin* alto). Note-se que não é obrigatório, mas bem provável, que as duas massas fossem iguais de $1.36 M_\odot$. Estas mesmas comparações mostram que o evento é consistente com a fusão de duas estrelas de nêutrons, não com outro tipo de evento tipo estrela de nêutrons-buraco negro.

O evento GW170817 foi extraordinário para a área das ondas gravitacionais mas também para a outros campos da Astrofísica. O satélite *Fermi* detectou um surto de raios gama (vide próximo Capítulo) $1.74 \pm 0.05 s$ depois do "zero" do sinal gravitacional e com duração de aproximadamente $2 s$, confirmando que a fusão de estrelas de nêutrons são fontes dos GRBs "curtos" (embora a intensidade total um fator ~ 1000 menor que a esperada, possivelmente devido ao ângulo respeito da linha de visada, Abbott *et al.* 2017b). Outros instrumentos vários monitoraram o surto em frequências mais baixas, incluindo óptico-infravermelho (Fig. 10.17). A primeira destas detecções se deve à colaboração *Swope Supernova Survey* quase 11 h depois do tempo inicial das ondas gravitacionais. Mas o mais interessante é que foi possível observar nos espectros linhas no infravermelho que foram atribuídas à formação de lantanídeos de alta opacidade (Covino *et al.*, 2017), responsabilizados pelo comportamento temporal da curva de luz. Esta, por sua vez, é consistente com a injeção de energia pelo decaimento de elementos pesados formados pelo processo de captura rápida (*r-process*), do pico dos actinídeos. Uma estimativa de 1.6×10^4 vezes a massa da Terra em estes elementos pesados foi calculada, incluindo umas 10 massa terrestres de ouro e platino. Isto apóia fortemente a hipótese de que estas fusões são o lugar preferencial onde a Tabela Periódica dos elementos com $A \sim 200$ são formados no Universo.

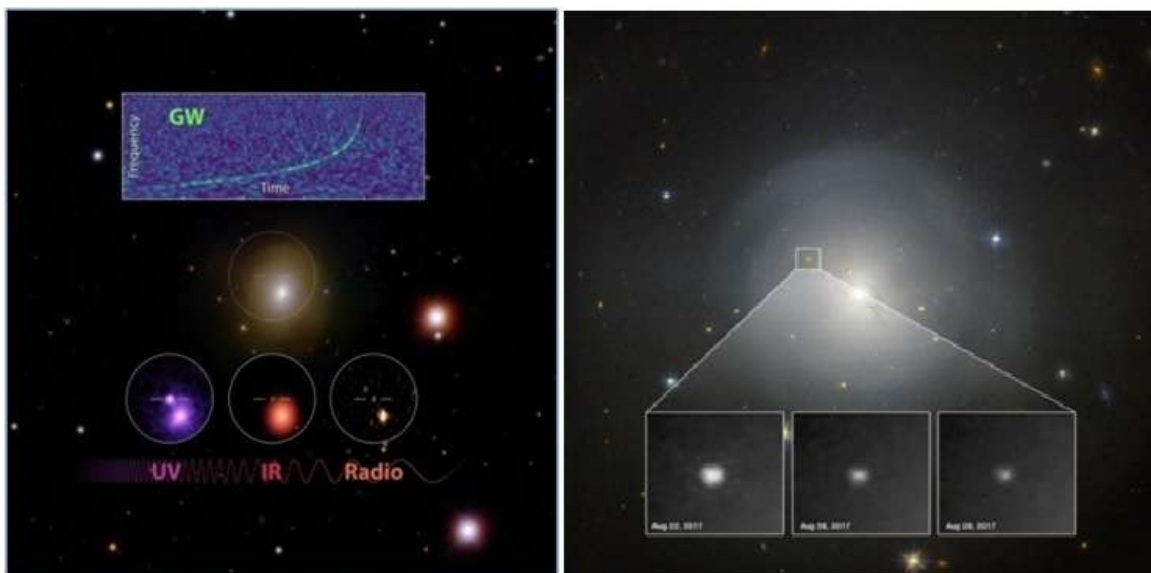


Fig. 10.17. Esquerda: sinal detectado do evento GW170817 (acima) e a localização do mesmo em raios gama (centro), acompanhada de detecções em UV, infravermelho e rádio (abaixo) em mais de 60 instrumentos. Direita: imagens ópticas do Telescópio Espacial Hubble em 22, 26 e 28 de Agosto de 2017, mostrando o declínio da magnitude óptica do transitório associado ao evento.

Algumas considerações finais para ressaltar a importância deste evento. A galáxia hospedeira, NGC 4993, tem uma distância determinada de $\sim 40 \text{ Mpc}$ pelo seu redshift de 0.0099. Assim, ficou provado que qualquer evento que aconteça no aglomerado de galáxias de Virgo, com metade dessa distância, será visível no futuro. Como eventos deste tipo também devem acontecer em distâncias maiores, será possível determinar independentemente a constante de Hubble H_0 para reduzir sua incerteza para $< 2\%$ em uns 5-6 anos. Outros testes da gravitação, incluídos os que visam detectar efeitos das teorias alternativas, são possíveis. Por exemplo, do atraso relativo entre o sinal gravitacional e o sinal eletromagnético foi determinado que a gravitação e os fótons viajam com a mesma velocidade c com uma diferença máxima admissível de $\sim 10^{-15}$. Por último, o estudo do ato da fusão promete novidades para este evento e os futuros, já que a observação de sinal por quase 2 s depois da fusão (Fig. 10.16) mostra que não houve a formação imediata de um buraco negro, mas antes alguma configuração transitória, possivelmente uma estrela de nêutrons supermassiva mantida pela alta rotação e viscosidade, e isto traz evidência do comportamento da matéria nesse regime extremo. Em soma, somos testemunhas de um evento marcante para a Astrofísica e há perspectivas muito encorajadoras para estudos deste tipo no futuro imediato.