

Sondando o universo primitivo com as ondas gravitacionais

J.A. de Freitas Pacheco

Observatoire de la Côte-d'Azur, França

Resumo

Neste artigo são revistos os principais eventos que teriam ocorrido nas primeiras fases de evolução do universo, quando o plasma cósmico é opaco à radiação eletromagnética. Neste caso, a informação sobre tais eventos não pode provir de fótons mas somente de ondas gravitacionais, detetadas pela primeira vez em 2015. Serão revisitados os espectros do fundo de ondas gravitacionais gerados durante o período inflacionário e as transições de fase eletrofraca e quark-hádron. Além disso, são examinados os espectros do fundo de ondas gravitacionais gerados em cenários alternativos ao *big bang*, sugeridos por teorias efetivas de campo.

Abstract

In this article the main events expected to have occurred in the early universe are reviewed. In these primitive evolutionary phases the universe is opaque to the electromagnetic radiation and photons cannot be used as messengers to carry out information about those events. Since gravitational waves interact weakly with matter, the early universe can be probed only by those waves that were detected for the first time in 2015. The stochastic gravitational wave background generated during inflation or during the electroweak or quark-hadron phase transitions will be revisited as well as the background generated in alternative big bang scenarios.

Palavras-chave: astronomia, ondas gravitacionais, cosmologia.

Keywords: astronomy, gravitational waves, cosmology.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.35940](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.35940)

1 Introdução

Devido ao fato da velocidade da luz ser finita, a informação que nos chega de objetos distantes corresponde ao estado em que se encontravam no instante da emissão dos fótons. Assim, os objetos mais distantes nos ensinam sobre as condições físicas que devem ter prevalecido na “juventude” do universo.

Quão longe podemos “enxergar” as primeiras épocas do nosso universo? O mensageiro usual da informação é o fóton. Podemos utilizá-lo sempre que a distância entre o ponto de emissão e de recepção for inferior ao seu livre caminho médio efetivo. Na situação inversa, o fóton sofre uma série de interações que constituem um processo estocástico possuindo a propriedade de Markov, isto é, a informação restringe-se unicamente àquela obtida após a última interação. Em outras palavras, em um processo de Markov o mensageiro perde a informação que carregava antes da úl-

tima interação. Assim, os fótons da radiação do fundo de origem cosmológica nos informam apenas sobre a região onde sofreram o último espalhamento. Desta forma, aprendemos que o Universo, naquele momento, apresentava flutuações de temperatura (e de densidade) da ordem de 10^{-5} , que são as sementes das estruturas observadas atualmente, como as galáxias, aglomerados e filamentos de galáxias que constituem a chamada teia cósmica.

Antes do último espalhamento, o gás que preenchia o universo (constituído essencialmente de hidrogênio e hélio) estava ionizado e os fótons acoplavam-se fortemente com os elétrons através do espalhamento Compton. Nestas condições, o livre caminho médio dos fótons era muito menor do que o horizonte do universo. O meio sendo opaco (portanto submetido aos processos de Markov) implica que informações não podem ser extraídas. Devido a expansão continua do universo,

a temperatura do gás diminui e ocorre a recombinação do He e em seguida do H. A densidade de elétrons é drasticamente reduzida e o meio passa de opaco a transparente. Nessa transição ocorre o chamado último espalhamento. Quando isso ocorreu? Para o chamado modelo Λ CDM, isto é, constituído por matéria bariônica, matéria escura e incluindo uma constante cosmológica Λ , os parâmetros medidos pela sonda europeia PLANCK indicam que o universo tornou-se transparente quando possuía uma idade de aproximadamente 300 mil anos. Isto significa que não podemos obter informações sobre eventos anteriores a tal data, pois os fótons perderam completamente a memória.

Estamos condenados a ignorar o que se passou antes da data fatídica mencionada anteriormente? A resposta é não se, ao invés de fótons utilizarmos um outro mensageiro. Em 1916, nos primórdios do desenvolvimento da Relatividade Geral, Albert Einstein [1] previu a existência de ondas gravitacionais que, devido a sua fraca interação com a matéria, poderiam ser um mensageiro ideal.

Mas o que são ondas gravitacionais (que, em hipótese alguma devem ser confundidas com ondas de gravidade)? A teoria da relatividade geral (daqui por diante, simplesmente RG) pode ser igualmente considerada como uma teoria do espaço-tempo. Ao contrário das concepções newtonianas, onde tempo e espaço são conceitos distintos, Einstein considera que tempo e espaço são entidades que descrevem a geometria do Universo. Para Newton o tempo flui continuamente e independentemente do observador, enquanto o espaço, onde se situam e se movem os corpos materiais, é imutável. Na RG o tempo depende do observador: um relógio nas vizinhanças do Sol anda mais devagar que um relógio na Terra ou, em outras palavras, o tempo depende da curvatura local do espaço-tempo. Este efeito já foi observado através do estudo do deslocamento para o vermelho de linhas presentes no espectro de estrelas anãs brancas. Os leitores cinéfilos deste artigo, apreciadores do gênero ficção científica, devem reconhecer que este efeito foi utilizado no filme *Interestelar*, onde o tempo passa a escoar lentamente a medida que os astronautas se aproximam do buraco negro. Na teoria einsteiniana, o espaço não é imutável mas tem propriedades que se assemelham às de um meio elástico. O espaço pode

se dilatar (ou contrair), o que explica a expansão observada do Universo. O espaço pode ser deformado – por exemplo, o movimento de rotação de um corpo massivo provoca o arrasto do espaço circundante. Este efeito extremamente sutil foi medido pelo satélite da NASA, *Gravity Probe B*, lançado em 2004 e cujos resultados foram anunciados em 2007. A precessão medida está em excelente acordo com as previsões do arrasto causado pela rotação da Terra. Perturbações no espaço-tempo causadas pelo movimento de massas podem se propagar e é este processo que chamamos de ondas gravitacionais. Enquanto ondas eletromagnéticas propagam-se no espaço-tempo, as ondas gravitacionais são propagações das deformações do próprio espaço-tempo. A previsão de 1916 feita por Einstein foi comprovada recentemente pela detecção, em 2015 [2], destas ondas pela antena gravitacional LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory). Neste caso, a fonte de tais ondas foi a fusão de um par de buracos negros massivos que formavam um sistema binário.

Ondas gravitacionais interagem fracamente com a matéria e podem se propagar através de um meio opaco à radiação, como é o caso do universo antes do desacoplamento dos fótons. Assim, podemos sondar o universo primitivo através destas ondas.

É preciso salientar aqui um fato fundamental. As ondas gravitacionais detectadas até o presente são a consequência de processos envolvendo objetos compactos como estrelas de nêutrons e buracos negros. Portanto, tratam-se de fontes pontuais que perturbam localmente o espaço-tempo. Ondas gravitacionais eventualmente produzidas na fase opaca envolvem componentes do universo que determinam sua dinâmica. Logo, são geradas em todo universo, constituindo um fundo cosmológico tal qual o fundo de fótons da chamada radiação de 3 K, (re)descoberta em 1964 por Arno Penzias e Robert Wilson (prêmio Nobel de Física de 1978). Devido a expansão do universo, as frequências que constituem o espectro se deslocam para o vermelho e as amplitudes decaem. Em geral, para cada componente matéria-energia que constitui o universo, define-se um parâmetro de densidade Ω que mede a razão atual entre a densidade de energia da substância considerada e a densidade total de energia devido a todas as componentes. Da mesma forma, define-se o parâme-

tro de densidade Ω_{gw} para as ondas gravitacionais mas considerando-se a densidade de energia das mesmas por um intervalo logarítmico de frequência, isto é,

$$\Omega_{gw} = \frac{1}{\rho_{cr}} \frac{d\Omega_{gw}(\nu)}{d \ln \nu}. \quad (1)$$

Por razões diversas devemos esperar que $\Omega_{gw} \ll 1$ e, portanto, as ondas gravitacionais não afetam de forma significativa a expansão do universo.

A teoria da RG não inclui os processos físicos que ocorrem no universo mas descreve essencialmente sua dinâmica. Assim, as equações de estado das diferentes componentes que constituem o universo são consequência de teorias físicas independentes. Desta forma, os processos que poderiam ter ocorrido na época “opaca” do universo são apenas conjecturas baseadas nessas teorias que representam o nosso conhecimento atual da natureza. No momento, dispomos unicamente das ondas gravitacionais para sondar estas fases evolutivas iniciais do universo. Como mencionado anteriormente, estas ondas devem constituir um fundo cosmológico de carácter estocástico, que se espera seja estacionário, isotrópico e não polarizado.

Nas seções que se seguem deste artigo serão discutidas algumas das etapas pelas quais o universo deve ter passado nos seus primórdios e nas quais se espera uma produção significativa de ondas gravitacionais.

2 O período inflacionário

Apesar dos sucessos alcançados pelo modelo “padrão” da cosmologia, o chamado modelo Λ CDM mencionado anteriormente, possui uma série de dificuldades que, entre outras, podemos mencionar: porque o universo atual possui uma geometria plana? Porque a radiação cosmológica de fundo é tão homogênea? Porque não observamos hoje monopolos magnéticos?

As questões acima podem ser respondidas se, logo no seu início, o universo passou por uma fase de rápida expansão, na qual o fator de escala variou de forma quase exponencial. Esta ideia foi proposta, entre outros, por A. H. Guth e A. D. Linde no início dos anos 80 [3, 4].

A inflação é um processo não previsto pela RG e é inserida manualmente na evolução do universo quando a idade do mesmo é da ordem de

$10^{-35} - 10^{-33}$ s. Neste estágio evolucionário, a dinâmica do universo é suposta ser dominada por um campo escalar, comumente denominado ínflaton. A energia do ínflaton é composta de dois termos: um cinético, que depende da derivada temporal do campo e outro potencial, que define as interações do campo e que predomina durante o período inflacionário. Nesta fase, o potencial varia muito pouco, propiciando uma expansão exponencial do universo.

Embora o ínflaton seja um campo clássico, está sujeito à flutuações de carácter quântico. Como a dinâmica e, portanto a geometria do universo, está dominada pelo campo escalar, tais flutuações perturbam o espaço-tempo. As perturbações de tipo escalar são as que deixaram impressas na radiação de fundo suas características que observamos sob forma de flutuações de temperatura. No entanto, existem flutuações de tipo tensorial, que representam ondas gravitacionais com frequências determinadas pela escala do horizonte cosmológico na época da inflação. Devido a expansão do universo, as frequências observadas hoje são extremamente baixas e estendem-se ao longo de um amplo intervalo.

O espectro das ondas gravitacionais geradas durante a era inflacionária depende do modelo de potencial adotado para as interações do campo, devendo obedecer aos vínculos impostos pelas observações da radiação cosmológica de fundo. Tais limites referem-se a amplitude do espectro de flutuações escalares e a razão entre as amplitudes dos espectros tensorial e escalar. O primeiro fixa o parâmetro de Hubble (ou, de forma equivalente, o valor do potencial do ínflaton) e o segundo, limita o valor da amplitude do espectro tensorial.

Os detalhes dos cálculos do espectro estão descritos, por exemplo, em um artigo recente de revisão do presente autor [5] e o espectro resultante é mostrado na Figura 1.

O espectro gerado durante a inflação e mostrado na 1 possui, como esperado, uma amplitude $\Omega_{gw} \ll 1$ e distribui-se ao longo de um grande intervalo de frequências. Apresenta um máximo para $f \sim 2 \times 10^{-19}$ Hz cuja amplitude é da ordem de $\Omega_{gw} h^2 \sim 10^{-12}$ (note que, como é comum na literatura, o parâmetro de Hubble-Lemaître foi normalizado tal que $h = H_0/100$ km/s/Mpc). Para frequências mais elevadas, a amplitude do sinal decresce lentamente aproximadamente como $\Omega_{gw} h^2 \propto f^{-0.0084}$. Notar que oscilações estão

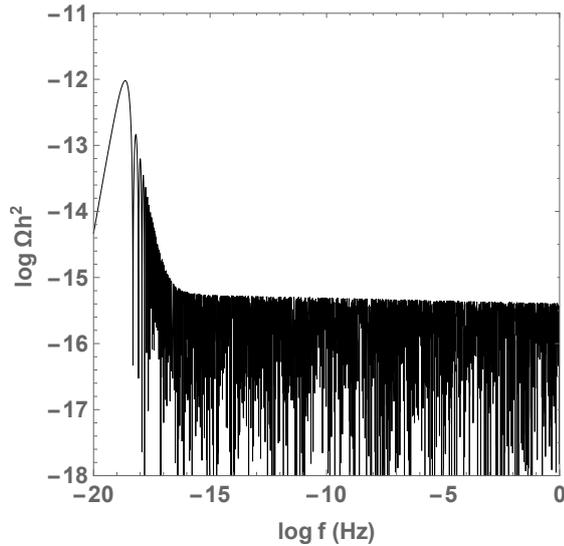


Figura 1: Espectro de fundo esperado atualmente, de ondas gravitacionais geradas durante o período inflacionário.

presentes em todo domínio de frequências. A máxima frequência observável corresponde ao fim da inflação. Nesse momento, o ínflaton ao chegar no mínimo do potencial sofre violentas oscilações e decai em diferentes partículas, provocando o reaquecimento do universo. A temperatura de reaquecimento depende do processo de decaimento, que não é bem conhecido no presente. Assim, o valor da temperatura é incerto mas deve situar-se entre 10^{11} a 10^{13} GeV, embora alguns autores considerem que valores da ordem centenas de MeV sejam ainda possíveis. No intervalo considerado, resultam frequências máximas entre 11 – 80 MHz.

2.1 Antes do Big Bang

Acredita-se que a teoria da relatividade seja falha em escalas ditas de Planck (dimensões da ordem de 10^{-33} cm e tempos da ordem de 10^{-43} s) onde efeitos quânticos são esperados. Na ausência de uma teoria quântica da gravitação, teorias efetivas de campo têm sido utilizadas para descrever o Universo nas escalas em questão. A gravitação quântica de laços (em inglês Loop Quantum Gravity, ou simplesmente LQG) é um exemplo de tal classe de teorias.

Importantes modificações do modelo cosmológico padrão resultam da LQG e, em particular, a inexistência de uma singularidade inicial identificada com o *big bang*. No cenário introduzido pela LQG, o universo encontrava-se em uma fase de

contração, passando em seguida por um estado de alta densidade, identificado agora com o *big bang* e seguido por uma fase de expansão. No entanto, tal reversão por si não explica o porque de uma geometria espacial praticamente plana atualmente. Em vários cenários desenvolvidos no contexto da LQG, espera-se que logo após a reversão da contração, o universo encontre-se com condições de iniciar um período inflacionário tal qual descrito anteriormente. É importante mencionar que a fase pré-inflacionária descrita no contexto da LQG não depende criticamente do campo (ou campos) responsáveis pela subsequente fase inflacionária. O espectro das ondas gravitacionais geradas durante a reversão da contração foi calculado por Mielczarek [6], que obteve um sinal de máxima amplitude $\Omega_{gw}h^2 \approx 10^{-23}$ em frequências em torno de $f = 7 \times 10^{-14}$ Hz.

Por outro lado, ondas gravitacionais geradas após a reversão da contração mas antes da inflação canônica são caracterizadas por modos *super horizonte*. Tais modos são aqueles que cruzam o horizonte cosmológico e depois permanecem “congelados” até que a expansão do universo faça com que re-entrem em épocas mais avançadas. Tais modos guardam toda informação das condições físicas existentes na época pré-inflacionária. O ponto fraco destes cálculos é que dependem de parâmetros de quantização incertos. A frequência característica das ondas (sem correção devido a expansão) é da ordem de $f \propto 1/\tau_0$ onde τ_0 é o tempo conforme que marca o início do processo de reversão. No intervalo de frequências 100 Hz - 10 GHz o espectro das ondas gravitacionais pode ser representado por uma lei de potência, i.é., $\Omega_{gw}h^2 \propto f^{1.2}$ [7]. No entanto, o índice de potência e a amplitude do sinal dependem de parâmetros incertos, conforme o mencionado anteriormente.

3 Um universo cíclico?

O chamado modelo cosmológico padrão associa o chamado cenário do Big Bang, proposto por Georges Lemaître no início dos anos 30, com a inflação não presente na RG. Por outro lado, a LQG evita a singularidade que caracteriza o Big Bang, prevendo uma fase de contração anterior ao estado de densidade máxima que antecede a fase de expansão. Como consequência, uma pergunta surge naturalmente. Podem as fases de contração

e expansão serem repetitivas? Alguns cosmologistas responderam afirmativamente [8,9] desenvolvendo um cenário no qual ocorre uma sucessão sem fim de fases de expansão e de contração. A densidade máxima alcançada no instante da reversão contração-expansão é da ordem do valor estimado através da LQG, isto é, $\rho_{max} \approx 4 \times 10^{92}$ g.cm⁻³, um valor inimaginável. Tal modelo é capaz de explicar a homogeneidade, a planura espacial e as flutuações de densidade responsáveis pelas estruturas da teia cósmica observadas hoje no Universo.

No cenário cíclico podemos identificar diferentes estágios evolutivos: 1) o atual, no qual o universo se encontra em expansão e o potencial do campo escalar age como a componente *energia escura*, responsável pela aceleração da expansão; 2) o termo cinético do campo torna-se importante, iniciando-se uma fase de desaceleração até que o parâmetro de Hubble-Lemaître fique negativo, iniciando a fase de contração; 3) flutuações de densidade aparecem antes do máximo de densidade e da subsequente expansão; 4) fim do período no qual a dinâmica do universo está dominada pelo termo cinético e início das eras radiativa e da matéria; 5) a expansão prossegue até que o termo potencial torne-se dominante, recuperando o estágio (1).

Ondas gravitacionais são geradas na fase (3) e o espectro é fortemente atenuado em baixas frequências mas acentuado em altas frequências, onde se concentra essencialmente toda energia [10]. A amplitude do sinal depende, além de outros parâmetros, da temperatura de reaquecimento discutida anteriormente. Na Figura 2 são mostrados os espectros esperados para o fundo de ondas gravitacionais geradas no cenário cíclico [5] para dois valores da temperatura de reaquecimento.

4 Ondas gravitacionais geradas na transição de fase eletrofraca

Um aspecto importante da descrição dos processos físicos que teriam ocorrido no universo primitivo concerne a hipótese de uma perfeita simetria entre matéria e antimatéria. Neste caso, como explicar o universo atual dominado amplamente pela matéria? Para explicar tal assimetria várias possibilidades tem sido consideradas: a) violação da conservação da carga bariônica; b) violação da

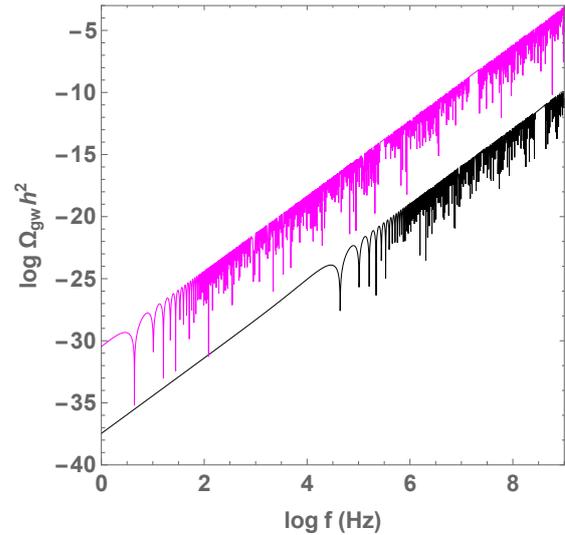


Figura 2: Espectro do fundo de ondas gravitacionais geradas em um universo cíclico. As curvas magenta e preta correspondem respectivamente às temperaturas de reaquecimento de 10^{11} GeV e 10^{13} GeV. O corte do espectro em altas frequências ocorre por volta de 11 GHz para o caso de $T_{rea} = 10^{11}$ GeV e por volta de 2,5 GHz quando $T_{rea} = 10^{13}$ GeV. Como veremos adiante, não existem atualmente projetos de antenas gravitacionais sensíveis em tais frequências

conservação CP (carga – paridade) e c) que os processos físicos tenham ocorrido fora do equilíbrio termodinâmico. Uma hipótese suplementar, muito discutida nestes últimos anos, pode ser adicionada às anteriores – ocorrência de uma forte transição de fase eletrofraca (EW) de primeira ordem que viola a conservação CP, um processo também conhecido como bariogênese EW.

A completa simetria entre as forças fraca e eletromagnética é esperada ocorrer em temperaturas superiores a 100 - 200 GeV. Em altas temperaturas espera-se que o universo se encontre em um estado simétrico metaestável. Conforme o universo se expande e se resfria, há uma probabilidade de tunelamento quântico no qual o universo passa do estado metaestável para o vácuo verdadeiro, quebrando a simetria original. Tal transição se efetua via a nucleação de bolhas do estado assimétrico que se desenvolvem no fundo constituído pelo estado simétrico (metaestável). Tais bolhas surgem, expandem e coalescem até que o universo fique completamente no estado assimétrico. A expansão e o movimento das bolhas geram ondas gravitacionais.

Tanto o estado simétrico como o assimétrico são descritos por um potencial efetivo $V(\phi, T)$, que depende tanto do campo ϕ como da tempe-

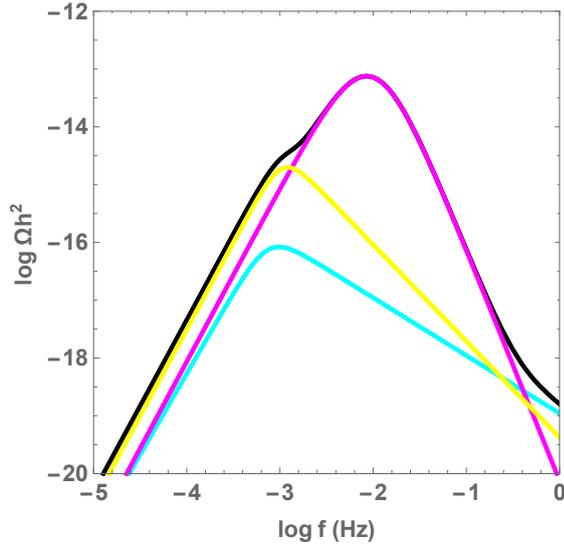


Figura 3: Espectro do fundo de ondas gravitacionais gerado durante uma transição de fase EW forte. A curva azul claro corresponde a contribuição do mecanismo de colisões entre bolhas; a curva amarela, a contribuição da turbulência MHD; a curva magenta, ao amortecimento de ondas sonoras e a curva preta representa a soma de todas as contribuições.

ratura T , supondo-se que estejam em equilíbrio térmico. Os dois estados do vácuo (simétrico e assimétrico) são determinados pelas raízes da equação

$$\frac{\partial V(\phi, T)}{\partial \phi} = 0, \quad (2)$$

enquanto que a condição $\partial^2 V(\phi, T)/\partial \phi^2 > 0$ calculada nas raízes define a estabilidade (ou não) dos estados. Notar que a condição de estabilidade é equivalente a dizer que a massa efetiva do campo é positiva. A transição de fase, do ponto de vista termodinâmico, ocorre quando a energia livre de Gibbs de cada fase é igual a outra ou, em outras palavras, quando as pressões de ambas as fases se igualam. Soluções numéricas feitas em [5] indicam que a transição de fase EW ocorre quando $T = 165,8$ GeV.

Em uma transição EW forte de primeira ordem, ondas gravitacionais podem ser geradas por três mecanismos distintos: a) colisões entre bolhas que se expandem; b) turbulência magnetohidrodinâmica (MHD) produzida pela conversão de grande parte da energia cinética das bolhas e c) amortecimento de ondas sonoras geradas igualmente pelo movimento das bolhas. Os dois últimos mecanismos continuam gerando ondas gravitacionais mesmo após o término da transição.

A intensidade e o espectro das ondas gravitacionais geradas pelos mecanismos mencionados dependem essencialmente da escala de tempo da transição, da velocidade de expansão das bolhas e da razão entre as densidades de energia do vácuo e térmica. O espectro do fundo gerado durante a transição de fase EW calculado em [5] é mostrado na Figura 3.

Um aspecto importante merece aqui ser salientado. A intensidade das ondas gravitacionais geradas durante a transição EW é significativa somente no caso de uma transição forte. Tal condição, em geral, não é satisfeita no caso do modelo padrão de partículas elementares, porque a contribuição do termo $T\phi^3$ do potencial efetivo é muito pequena. Modificações do modelo padrão tem sido sugeridas, implicando em termos adicionais do tipo $T\phi^3$ no potencial efetivo. Tais termos descrevem interações com o chamado campo de Higgs ou descrevem interações com bósons “extras” aos do modelo padrão. Nos cálculos efetuados em [5], isto foi levado em conta adotando-se uma constante de acoplamento para o termo em questão 15,6 vezes maior que a estimada para o modelo padrão. Nessas condições, o espectro do fundo de ondas gravitacionais apresenta um máximo em torno de $f \approx 8,4$ mHz com uma amplitude $\Omega_{gw}h^2 \approx 8 \times 10^{-14}$.

5 Ondas gravitacionais geradas durante a transição quark-hadron

Após a transição EW, o universo continua sua expansão e seu resfriamento. O plasma cósmico está agora constituído por léptons e seus neutrinos associados, por quarks, glúons e fótons. Os quarks e os glúons permanecem livres, em um estado de “liberdade assintótica” até que as condições para a existência de tal estado não sejam mais satisfeitas. Como consequência, quarks e glúons passam para um estado de confinamento identificado aos hádrons.

A propriedade de confinamento dos quarks e glúons se manifesta através de um potencial efetivo de interação de longo alcance. Para $T = 0$, o potencial é proporcional à separação entre quarks e as forças resultantes obrigam quarks e glúons a se confinarem no interior de uma “sacola hadrônica”, que constitui o chamado *bag model* desenvolvido no MIT (Massachusetts Institute of Technology). Em temperaturas elevadas espera-se que

as sacolas hadrônicas coalesçam, liberando assim os quarks e os glúons.

O processo de coalescência acima mencionado é comumente interpretado como uma transição de fase de primeira ordem, que ocorre quando a energia livre de ambas as fases se iguala. No entanto, a equação de estado para o plasma quark-glúon é ainda bastante incerta. No modelo do MIT, a densidade de energia e a pressão são calculadas pelas expressões bem conhecidas de um plasma relativístico às quais se anexa a energia de confinamento da sacola B . Assim, temos respectivamente para a densidade de energia e a pressão (em unidades naturais $\hbar = c = k = 1$),

$$\rho = \frac{\pi^2 g_{ef}}{30} T^4 + B, \quad (3)$$

$$p = \frac{\pi^2 g_{ef}}{90} T^4 - B. \quad (4)$$

Nas expressões acima a temperatura T é, em geral, dada em MeV, g_{ef} é o número efetivo de graus de liberdade do plasma quark-glúon e B é a densidade de energia associada ao confinamento, que é da ordem de $60 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^{-3}$. Face a não-linearidade da teoria cromodinâmica quântica (QCD) vários métodos têm sido propostos para o cálculo da equação de estado da fase “desconfinada” como a teoria de treliças (*lattice*, em inglês). Tal método representa uma excelente ferramenta para cálculos não perturbativos em QCD, permitindo determinar uma equação de estado mais realista do que o modelo da sacola. Um resultado importante derivado dos cálculos pelo método de treliças corresponde ao fato que a transição QCD é efetivamente de primeira ordem.

O método de treliças fornece, em geral, a chamada anomalia do traço do tensor energia-momento, isto é, $I(T) = (\rho - 3p)$, que satisfaz a seguinte equação

$$I(t) = T^5 \frac{d}{dT} \left(\frac{p}{T^4} \right). \quad (5)$$

Assim, sendo conhecida a anomalia $I(T)$, a pressão pode ser calculada por integração da equação acima e, em seguida, calcula-se a densidade de energia. Usando-se a equação de estado calculada pelo método de treliças na referência [11] e representando-se os hádrons pelos mésons π e K , podemos calcular os parâmetros físicos da transição. Os kaons (K) devem ser incluídos porque

quarks “s”, além dos quarks “u” e “d”, foram considerados no cálculo da equação de estado por [11]. Nestas condições, segundo [5], a transição de fase QCD ocorre a uma temperatura $T = 174 \text{ MeV}$.

O processo de confinamento dos quarks se inicia com o aparecimento de bolhas de hádrons no plasma cósmico, que crescem e coalescem até que todos os quarks estejam confinados. Tal cenário é similar ao que ocorre na transição EW descrita anteriormente. Assim, deve-se esperar que o movimento e as colisões de bolhas gerem ondas gravitacionais mas os parâmetros envolvendo tais processos dependem agora das condições físicas que prevalecem na transição QCD.

Na Figura 4 é mostrado o espectro esperado do fundo de ondas gravitacionais gerado durante a transição QCD, destacando a contribuição de cada mecanismo. O espectro total apresenta um pico na frequência de $0,33 \mu\text{Hz}$ com uma amplitude $\Omega_{gw} h^2 \approx 8,9 \times 10^{-11}$. Tal amplitude é cerca de três ordens de grandeza superior ao valor obtido para o fundo gerado na transição EW mas ocorre em frequências mais baixas. Convém salientar que estes resultados dependem fortemente da equação de estado adotada para descrever o plasma de quarks e glúons.

A massa do quark “s” (*strange*) é incerta e assim é geralmente parametrizada. No entanto, vários estudos mostram que existe um valor crítico da massa dessa partícula acima do qual a transição QCD é dita de *crossover*, isto é, o confinamento ocorre suavemente sem a formação de bolhas. Neste caso, ondas gravitacionais podem ser geradas somente se o plasma cósmico tiver um grau relativamente elevado de turbulência. Em [12] os autores consideram esta possibilidade, arguindo que a baixa viscosidade do fluido cósmico pode manter a turbulência gerada nos primórdios do universo. Um sinal apresentando um pico largo em torno de frequências da ordem de $0,1 \mu\text{Hz}$ e com amplitude da ordem de $\Omega_{gw} h^2 \approx 3 \times 10^{-9}$ foi obtido por aqueles autores, admitindo turbilhões turbulentos com velocidades da ordem de 300 km/s .

6 Detecção de ondas gravitacionais

A procura de um sinal do fundo de ondas gravitacionais está baseada na hipótese que o mesmo seja isotrópico, estacionário e Gaussiano. Nestas condições, o sinal fica completamente especificado

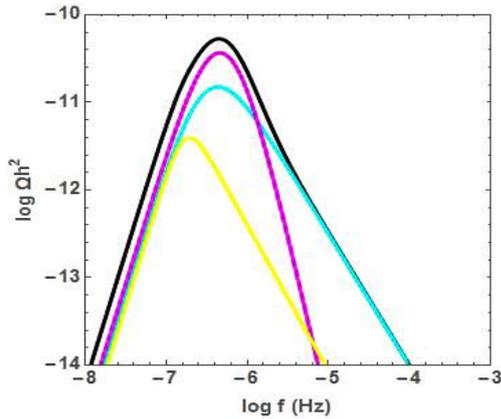


Figura 4: Espectro do fundo de ondas gravitacionais gerado durante a transição QCD (ver detalhes em [5]). Em azul claro a contribuição das colisões entre bolhas, em amarelo a contribuição da turbulência gerada pelas bolhas, a cor magenta indica contribuição de ondas sonoras e a curva em preto, a contribuição total.

pelo seu espectro. Não vamos aqui discutir tais premissas mas podemos afirmar, por várias razões, que são plenamente justificadas.

O problema maior é que a intensidade do sinal do fundo de ondas gravitacionais, independentemente do seu mecanismo de geração, é muito pequena e, neste caso, o ruído intrínseco do detetor é dominante. Mesmo assim é possível detectar o sinal se efetuarmos a correlação das medidas de vários detetores, considerando-se que o ruído de cada um é independente. Como as técnicas de detecção e o princípio dos detetores, principalmente das antenas interferométricas laser, serão abordados em outro artigo deste volume, não entraremos aqui nos detalhes dos mesmos.

Conforme o visto anteriormente, os sinais do fundo de ondas gravitacionais gerados por diferentes processos que teriam ocorrido no universo primitivo, ocorrem em baixas frequências (inferiores a 1 Hz). Isto implica na utilização de detetores interferométricos com braços extremamente longos e baseados no espaço para escaparem do ruído sísmico terrestre, dominante para frequências abaixo de 10 Hz.

Nesse sentido vários projetos tem sido propostos, merecendo destaque o projeto europeu eLISA (Evolved Laser Interferometric Space Antenna), o projeto chinês ALIA (Advanced Laser Interferometer Antenna) e o projeto japonês DECIGO (Deci-Hertz Interferometer Gravitational Wave Observatory). No entanto, o mais ambicioso projeto é certamente o BBO (Big Bang Observer) destinado a detectar o sinal produzido durante a

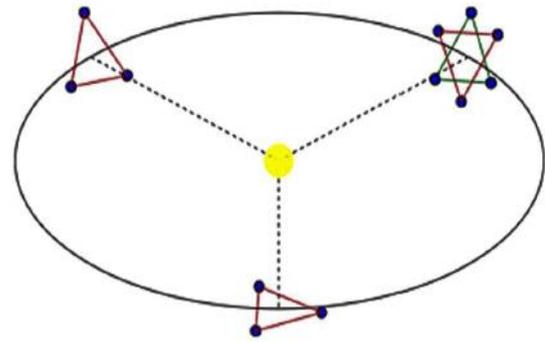


Figura 5: Esquema da configuração orbital proposta para a maioria dos projetos espaciais visando a detecção do fundo de ondas gravitacionais, seja de origem cosmológica, seja de origem astrofísica.

inflação, requerendo, portanto, uma alta sensibilidade.

A configuração básica destas antenas gravitacionais está esquematizada na Figura 5. Os detetores são constituídos por conjuntos de satélites dispostos em uma configuração triangular e em uma órbita em torno do Sol a uma distância de aproximadamente 1 UA. No caso do projeto BBO (versões 1 e 2, que se distinguem pelo número de satélites envolvidos) a separação dos satélites em cada conjunto é de 50.000 km. Para eLISA, a separação é de $2,5 \times 10^6$ km enquanto que DECIGO terá uma separação de apenas 1000 km e ALIA uma separação de 5×10^5 km.

7 Conclusões

As ondas gravitacionais são o único mensageiro capaz de sondar o universo primitivo, verificando ou não processos que supomos ter ocorrido com base nas teorias físicas atuais. A maioria destes processos gera um fundo estocástico de ondas gravitacionais, caracterizados unicamente pelos seus espectros.

A inflação, não prevista pela teoria da relatividade, é um processo importante pois as flutuações do campo gerador da mesma são responsáveis pela estrutura em grande escala do universo. Infelizmente, no domínio de frequências onde os detetores planejados seriam sensíveis para detectar o sinal gravitacional gerado por tal processo, o fundo estocástico astrofísico, devido aos sistemas binários constituídos por objetos compactos, é dominante e submerge o sinal cosmológico.

Outro marco importante da era opaca do universo é a transição de fase electrofraca. O sinal gerado é significativo somente se interações extras ao modelo padrão forem incluídas. Assim, uma eventual detecção do sinal seria um forte indício de violação do modelo padrão. No entanto, nos encontramos novamente em uma situação onde o sinal seria detetado por um interferômetro como o BBO-2 mas as previsões indicam que o mesmo está imerso no fundo astrofísico.

O caso do sinal gravitacional gerado durante a transição de confinamento dos quarks é um pouco diferente. Se a transição de fase for de primeira ordem, a amplitude do sinal se situa acima do fundo astrofísico para a maioria dos modelos, mas as frequências são por demais baixas e o sinal se encontra abaixo da sensibilidade dos detetores espaciais planejados. Por outro lado, dependendo da massa do quark s , a transição pode ser do tipo *crossover* e se a turbulência nesse momento for suficientemente importante, devido a baixa viscosidade do fluido cósmico, o sinal gravitacional gerado estaria acima do fundo astrofísico e poderia ser detetado por BBO-2. Em caso de detecção deste sinal, teremos informações importantes sobre o papel do quark “estranho” no processo de confinamento e das condições físicas que prevaleceram naquela época no plasma cósmico.

Sobre o autor

José Antônio de Freitas Pacheco (pacheco@oca.eu) é professor emérito do *Observatoire de la Côte d’Azur-OCA*, França. Formado na USP, foi diretor do IAG/USP, do Observatório Nacional/CNPq, e do próprio OCA. Membro da Academia Brasileira de Ciências, foi agraciado com a medalha do Mérito Científico do Governo Brasileiro. Possui mais de 200 artigos científicos publicados, tendo sido orientador de mais de 20 doutorandos, tanto no Brasil quanto na Europa.

Referências

[1] A. Einstein, *Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation*, Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin) **22**, 688 (1916).

- [2] B. P. Abbott et al., *Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger*, *Phys. Rev. Lett.* **116**(6), 061102 (2016). [arXiv:1602.03837](https://arxiv.org/abs/1602.03837).
- [3] A. H. Guth, *The Inflationary Universe: A Possible Solution to the Horizon and Flatness Problems*, *Phys. Rev. D* **23**, 347 (1981).
- [4] A. D. Linde, *A New Inflationary Universe Scenario: A Possible Solution of the Horizon, Flatness, Homogeneity, Isotropy and Primordial Monopole Problems*, *Phys. Lett. B* **108**, 389 (1982).
- [5] J. de Freitas Pacheco, *Cosmological stochastic gravitational wave background*, in *New phenomena and new states of matter in the universe*, editado por C. Vasconcellos, P. Hess e T. Boller (World Scientific, no prelo).
- [6] J. Mielczarek, *Gravitational waves from the Big Bounce*, *JCAP* **11**, 011 (2008). [arXiv:0807.0712](https://arxiv.org/abs/0807.0712).
- [7] J. Mielczarek e M. Szydlowski, *Relic gravitons as the observable for loop quantum cosmology*, *Phys. Lett. B* **657**, 20 (2007). [arXiv:0705.4449](https://arxiv.org/abs/0705.4449).
- [8] P. J. Steinhardt, N. Turok e N. Turok, *A cyclic model of the universe*, *Science* **296**, 1436 (2002). [arXiv:hep-th/0111030](https://arxiv.org/abs/hep-th/0111030).
- [9] P. J. Steinhardt e N. Turok, *Cosmic evolution in a cyclic universe*, *Phys. Rev. D* **65**, 126003 (2002). [arXiv:hep-th/0111098](https://arxiv.org/abs/hep-th/0111098).
- [10] L. A. Boyle, P. J. Steinhardt e N. Turok, *The cosmic gravitational wave background in a cyclic universe*, *Phys. Rev. D* **69**, 127302 (2004). [arXiv:hep-th/0307170](https://arxiv.org/abs/hep-th/0307170).
- [11] M. Cheng, S. Ejiri et al., *Equation of state for physical quark masses*, *Physical Review D* **81**(5) (2010). [arXiv:0911.2215](https://arxiv.org/abs/0911.2215).
- [12] V. R. C. Mourão Roque e G. Lugones, *Unveiling the cosmological QCD phase transition through the eLISA/NGO detector*, *Physical Review D* **87**(8) (2013). [arXiv:1303.6978](https://arxiv.org/abs/1303.6978).