

---

# TESTANDO O REGIME DE ALTAS ENERGIAS DO UNIVERSO: RECENTES AVANÇOS E PRÓXIMOS DESAFIOS.

---

AS ASTROCIENTISTAS

 **Leila L. Graef**

Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense,  
Niterói, 24.210-240, Brasil,  
leilagraef@id.uff.br

## RESUMO

Com a expansão do Universo, a cosmologia nos permite trazer as pequenas escalas (próximas do comprimento de Planck) para o regime observável, nos fornecendo uma oportunidade única para acessar a física de altas energias do Universo primitivo e compreender os mecanismos que originaram tudo que hoje vemos no Universo. Nesta revisão são exploradas diversas previsões de modelos do Universo primordial possíveis de serem testadas com os dados recentes e futuros. Tais previsões nos permitem obter informações, a partir da cosmologia, sobre um regime de altas energias da física que de outra forma não seria acessível nem mesmo nos maiores aceleradores de partículas na Terra.

**Palavras-chave** Cosmologia, Universo Primordial, Ondas Gravitacionais

## 1 Introdução

Estamos atualmente vivendo um momento sem precedentes na história da cosmologia. O início da era de detecção de ondas gravitacionais [1] abriu uma nova janela para o Universo com fontes de dados independentes do espectro eletromagnético. Isso sem mencionar o avanço incrível nos demais experimentos de detecção da Radiação Cósmica de Fundo (RCF), além dos demais esforços nas medidas de estrelas, galáxias, aglomerados, etc. Além de prover um grande avanço para o desenvolvimento da física de uma perspectiva mais ampla, os recentes avanços observacionais permitiram que modelos do Universo primordial fossem testados com crescente precisão. Porém para entender os dados disponíveis é essencial melhorar nossa compreensão teórica dos mecanismos que ocorreram no Universo primordial. Muito das informações sobre o Universo primitivo são codificadas no espectro das flutuações cosmológicas [2], tanto as de natureza escalar como as de natureza tensorial, sendo as últimas associadas ao que chamamos de ondas gravitacionais primordiais (GWs). Portanto, o espectro das flutuações nos fornece uma ligação entre a física no Universo primordial e as atuais observações cosmológicas [2] [3].

Na descrição do Universo primordial, entramos em um regime no qual uma nova física deve entrar em jogo. As energias envolvidas são muito altas, e também há o fato de que perturbações que são importantes no Universo atual possuíam na época escalas próximas (ou menores) que o comprimento de Planck. Portanto, espera-se que seja necessária uma descrição física além da Relatividade Geral (RG) para compreendermos a origem e evolução das flutuações. Cenários de gravitação que se propõem a implementar uma modificação da RG nestes regimes comumente produzem previsões cosmológicas diferentes para a dinâmica do Universo no seu regime de altas energias, como é o caso por exemplo de certos modelos de bounce (ou ricochete) [4] [5] [6] [7] [8] [9] [10]. Devido à expansão do espaço-tempo, a cosmologia nos fornece uma janela de oportunidade para sondar a física próximo à escala de Planck, uma vez que a expansão acelerada do espaço-tempo traz essas escalas para o limite observável. De outra forma seria impossível testar estas escalas.

De acordo com o entendimento atual, o cenário padrão sugere que inicialmente flutuações de origem quântica teriam surgido nos primórdios do Universo, como esperado a partir do princípio da incerteza. A escala das flutuações de natureza escalar (flutuações na densidade de energia) teriam sido "esticadas" além do raio de Hubble durante a inflação (ou durante a fase análoga em cenário alternativos). Passando a ter então escalas clássicas, elas teriam evoluído gravitacionalmente formando as estruturas presentes no Universo. As flutuações primordiais com natureza tensorial, por sua vez, estariam relacionadas ao fundo estocástico das ondas gravitacionais (GWs) primordiais. Por outro lado, uma alternativa para a origem quântica das flutuações, poderia ser uma

possível origem térmica, visto que flutuações térmicas randômicas poderiam ter surgido já há nível clássico no Universo antigo de altas energias (e altas temperaturas) devido à natureza estatística da física térmica. Conforme analisado em [11][12], essa possibilidade implica em diferentes previsões testáveis para o espectro das perturbações cosmológicas. Em ambos os casos, além de semear todas as estruturas do Universo, essas pequenas flutuações, que podem ser vistas na RCF como variações de temperatura em torno da média da ordem de uma parte em 100.000, parecem ter também um grande impacto na evolução do background do Universo [13][14][15][16][17][18], e o inverso também é verdade. No que concerne à influência do background nas flutuações de pequenas escalas, em trabalhos como [19][20][21][22][23] foi mostrado como a dinâmica do Universo pode impactar os modos escalares levando à produção gravitacional de partículas, a qual pode ser bastante significativa em alguns cenários cosmológicos.

Além das flutuações escalares, também as flutuações tensoriais nos fornecem informações valiosas do Universo antigo. As flutuações tensoriais estariam associadas a um background estocástico de ondas gravitacionais primordiais (PGWs). Embora no cenário inflacionário padrão os sinais de PGWs seriam de amplitude tão baixa a ponto de serem praticamente indetectáveis, no contexto de diversos cenários alternativos à inflação padrão as flutuações tensoriais poderiam ter uma grande contribuição, gerando polarização significativa nos fótons da RCF e contribuindo também para o número efetivo de espécies relativísticas ( $N_{eff}$ ). Como será discutido abaixo, no trabalho das Refs. [24][25] foi mostrado como estas pequenas flutuações tensoriais podem afetar a expansão atual do Universo, influenciando inclusive o famoso problema da tensão em  $H_0$  [26][27][28][29][30][31][32][33][34][24], o qual é considerado um dos maiores problemas da cosmologia atual.

Mais recentemente, o estudo dos modos tensoriais das perturbações primordiais ganhou uma nova importância. Esta está relacionada aos recentes resultados de experimentos de pulsares, como o NANOGrav, que aparentam ter detectado um sinal no seu sistema de 47 pulsares. Caso o sinal destes pulsares venha a exibir uma correlação característica de quadrupolo, a qual corresponderia à marca de um background estocástico de GWs, seria então fundamental a investigação da possibilidade de que este tenha origem nos modos tensoriais do Universo primordial. Se confirmados, caso sejam de origem primordial, estas PGWs seriam o sinal mais antigo do Universo! Como mostramos nos recentes trabalhos [35][36], no caso de serem de origem primordial, estas PGWs seriam necessariamente advindas de cenários alternativos à inflação padrão. Como iremos discutir nas próximas seções, os próximos experimentos deverão nos permitir um grande avanço em nossa compreensão da origem e evolução destas flutuações cosmológicas.

Temos, portanto, na cosmologia atual um objetivo bastante ambicioso: explicar o Universo atualmente observado através de leis simples e convincentes que regem sua dinâmica partindo de um estado advindo de um regime de altíssimas energias do Universo antigo. É natural esperar que tais leis levem em conta fundamentos da mecânica quântica por diversas razões: Tais leis devem descrever o Universo primordial, onde as altíssimas energias envolvidas implicam que um regime de gravitação quântica deve ser esperado [2][37]. Além disto, as flutuações cosmológicas as quais hoje temos acesso, têm sua origem neste regime quântico do Universo, então é necessário estabelecer condições iniciais consistentes para que se extraia delas previsões para as observações cosmológicas [38].

Nas próximas seções abordaremos alguns dos principais aspectos de diferentes cenários do Universo primordial, incluindo previsões para os modos de perturbações escalares e tensoriais. Será analisado, em uma segunda etapa, o status atual da cosmologia do Universo primordial e seus testes observacionais. Finalizaremos com uma discussão das perspectivas experimentais futuras.

## 2 Modelos do Universo primordial

Antes de discutir alguns cenários possíveis para o Universo primordial, é importante lembrar o leitor que o cenário inflacionário não é um ingrediente necessário da cosmologia do Universo antigo. Existem, de fato, alternativas viáveis.

Neste artigo, trabalhamos no contexto de uma métrica de fundo homogênea e isotrópica dada pelo elemento de linha

$$ds^2 = dt^2 + a(t)dx^2, \quad (1)$$

onde  $t$  é o tempo físico,  $x$  são coordenadas espaciais comóveis e  $a(t)$  é o fator de escala em termos do qual a taxa de expansão de Hubble é escrita como  $H \equiv \dot{a}/a$ . Usaremos coordenadas naturais em que a velocidade da luz  $c$  e a constante de Planck são definidas como 1. A constante gravitacional de Newton é denotada por  $G$ , e a escala de comprimento correspondente é o comprimento de Planck  $l_{pl}$ . Iremos trabalhar no contexto de um Universo plano. O inverso da taxa de expansão de Hubble é o chamado raio de Hubble. O mesmo desempenha um papel importante na evolução das perturbações cosmológicas: perturbações em escalas de comprimento maiores que o raio de Hubble são "congeladas", apenas sofrendo redshift com o fator de escala, enquanto aqueles em escalas sub-Hubble podem oscilar.

Vamos começar com os requisitos fenomenológicos para uma teoria bem sucedida do Universo primordial. Em primeiro lugar, a mesma deve explicar a isotropia da radiação cósmica de fundo. Em segundo lugar, deve fornecer um mecanismo causal para a geração de flutuações cosmológicas escalares com um espectro quase invariante de escala com uma pequena inclinação vermelha

(red tilt), que significa uma potência levemente maior nas flutuações de escalas menores (ou frequências maiores). Para satisfazer a primeira condição, e obter um cenário causal para a formação de estruturas, escalas comóveis que são hoje vistas na RCF devem se originar dentro do raio de Hubble. O cenário inflacionário [39] tornou-se o paradigma padrão da cosmologia para o Universo antigo. Além de resolver uma série de problemas da cosmologia padrão do Big Bang ele foi o primeiro modelo baseado em física causal a produzir um espectro de perturbações cosmológicas aproximadamente invariante de escala. A inflação cosmológica [39] de fato satisfaz os requisitos acima mencionados: durante o período de expansão quase exponencial do espaço o comprimento físico associado a uma escala comóvel também se expande exponencialmente e então é possível que escalas correspondentes ao atual raio de Hubble iniciem em escalas menores que este raio no início do período de inflação. No caso de um Universo inflacionário, é razoável supor que as perturbações surjam de flutuações quânticas do vácuo. O espectro resultante das flutuações escalares de curvatura é, de fato, quase invariante de escala. A pequena inclinação vermelha do espectro decorre do fato de que  $H(t)$  diminui lentamente com o tempo.

Em geral, a inflação cosmológica é estudada ao nível de uma teoria de campo efetiva baseada na Relatividade Geral com a presença de um campo escalar representando a matéria. Nesse contexto, sabe-se que a inflação está incompleta, sofrendo do problema da singularidade inicial. Esta é a primeira indicação de quebra da teoria de campos efetiva na descrição do Universo primitivo. Além disto, a teoria de campo efetiva que descreve a inflação sofre também de outros desafios conceituais [39], o que motiva a busca por cenários alternativos. Existem cenários alternativos do Universo primordial que satisfazem os critérios acima mencionados (ver por exemplo [2] para uma discussão mais detalhada). Cenários de Universo com bounce, por exemplo, podem corresponder a uma alternativa viável. Nestes modelos, o Universo se encontra inicialmente em uma fase de contração. Após esta fase de contração segue-se um bounce, muitas vezes como consequência de uma nova física atuando no regime de altíssimas energias do Universo. Este bounce é então seguido por uma fase de expansão, cuja evolução a partir daí procede conforme descrito pela cosmologia padrão do Big Bang. Podemos mencionar nesta classe os modelos ekíptico, matter bounce, anamórfico, Loop Quantum Cosmology (LQC), entre outros (veja por exemplo [20][21][22][23]). Outra classe de alternativas à inflação são as chamadas cosmologias “emergentes”. Aqui, presume-se que a fase de expansão da cosmologia padrão do Big Bang inicia após uma transição de fase a partir de uma fase inicial que não possui uma descrição padrão do ponto de vista de uma teoria de campo efetiva. O cenário de String Gas Cosmology é um exemplo de tal cenário [2].

### 3 O Regime de altas energias do Universo e os modos escalares.

Um bom exemplo para ilustrar a dinâmica de um bounce de forma simples é o caso do modelo Loop Quantum Cosmology (LQC) [40][41][42][43][44][45][46][47][48][49][50]. Por esta razão até o fim desta seção iremos nos focar exclusivamente neste modelo.

LQC é um modelo que usa as técnicas de Loop Quantum Gravity (LQG) considerando as simetrias usualmente empregadas na cosmologia (homogeneidade e isotropia). Em LQG a geometria espacial é codificada em uma variável  $v$  proporcional ao volume físico de uma célula cúbica fixa, fiducial, no lugar do fator de escala,

$$v = \frac{-4V_0 a^3 M_{Pl}^2}{\gamma}, \quad (2)$$

sendo  $V_0$  o volume comóvel da célula fiducial,  $M_{Pl}$  a massa de Planck reduzida e  $\gamma$  o parâmetro de Barbero-Immirzi usualmente adotado como tendo o valor sugerido pelos cálculos de entropia de buracos negros em LQG,  $\gamma = 0.2375$ .

A equação de Friedmann em LQC assume a forma efetiva mostrada na Eq. abaixo [48]

$$\frac{1}{9} \left( \frac{\dot{v}}{v} \right)^2 \equiv H^2 = \frac{\rho}{3M_{Pl}^2} \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_{cr}} \right), \quad (3)$$

onde  $\rho_{cr} = 2\sqrt{3}M_{Pl}^4/\gamma^3$ .

Através da equação de Friedmann modificada vemos explicitamente o resultado dos efeitos quânticos subjacentes [44]. Podemos ver que a singularidade é substituída por um bounce quando  $\rho = \rho_{cr}$ , descrevendo uma solução natural para o problema da singularidade. Para  $\rho \ll \rho_{cr}$  recuperamos a Relatividade Geral, como esperado. Usualmente o fluido dominante é considerado como sendo um campo escalar, o qual posteriormente dará início a uma fase inflacionária após o bounce. Quando o bounce é dominado pela energia cinética do campo inflaton, a evolução do background pode ser dividida em três fases: a fase de contração, a fase do bounce, a transição e a fase inflacionária de slow-roll. Note que ao contrário de muitos modelos de bounce, LQC descreve um bounce que é posteriormente seguido por uma fase inflacionária. Enquanto o bounce não singular evita o problema da singularidade do Big Bang, a fase inflacionária garante o espectro observado para as flutuações cosmológicas.

Uma questão crucial a ser investigada no contexto desta classe de modelos é sob quais condições poderia ser possível obter sinais observáveis do regime quântico do Universo na RCF. Como mostrado em [49][50], após os efeitos da dinâmica pré-inflacionária serem levados em consideração, o espectro de potências passa a ser genericamente dependente de escala. Portanto, medindo a

dependência do espectro de potências com a escala, pode-se testar a dinâmica de LQC com os dados. Resumidamente, o efeito da dinâmica do regime quântico em LQC implica em rápidas oscilações nos baixos multipolos do espectro de potências escalar. Sendo que tais oscilações são muito rápidas, o que se prevê como efeito potencialmente observável é um pequeno aumento na potência dos baixos multipolos. No entanto, as previsões para os sinais observáveis do regime pre-inflacionário na RCF é estritamente dependente da quantidade de expansão do Universo desde o bounce até hoje. Como esperado, uma quantidade maior de expansão tende a diluir os efeitos do regime quântico no espectro ao ampliar as escalas das flutuações que advém deste regime (os baixos multipolos) para um limite além do observável pela RCF. A quantidade de expansão é usualmente descrita pela grandeza chamada número de e-folds, definida como sendo  $N \equiv a(t_f)/a(t_i)$ . A partir de um ajuste do espectro de potências com os dados de temperatura do Planck [51], foi mostrado em [49] que no contexto de LQC, o número total de e-folds de expansão desde o bounce até hoje deve ser,

$$N_{tot} = \ln \left( \frac{a_0}{a_B} \right) > 141. \quad (4)$$

Ou seja, para ser consistente com as observações atuais, o Universo em LQC deve ter expandido pelo menos 141 e-folds desde o bounce até hoje, para que oscilações não observadas no espectro da RCF sejam suficientemente diluídas para escalas não observáveis [49]. Sabemos que desde o fim da inflação até hoje o Universo expandiu  $\sim 60$  e-folds. Consequentemente, desde o bounce até o fim da inflação são necessários ao menos 81 e-folds nestes modelos. Comparando com o número mínimo de 60 e-folds exigido pelos modelos inflacionários padrão para que os mesmos sejam capazes de resolver os problemas do modelo padrão do Big Bang, vemos que em LQC são necessários 21 e-folds extras de expansão. Caso contrário, estará em conflito com as observações atuais. Por isso é importante analisar o número de e-folds previsto por diferentes cenários em LQC. Qualquer modelo no contexto de LQC que preveja menos de 81 e-folds até o fim da inflação não é consistente com os dados atuais da RCF. Por outro lado, cenários de LQC que prevejam muito mais que 81 e-folds até o fim da inflação teriam os efeitos na RCF tão diluídos que não se espera serem possíveis de se observar nem mesmo nos próximos experimentos. Já modelos que prevejam  $N \sim 81$  seriam compatíveis com os dados atuais ao mesmo tempo em que forneceriam boas perspectivas de deixarem marcas na RCF que poderiam ser observadas nos experimentos futuros, os quais contarão com uma maior precisão.

Com esta perspectiva, nos trabalhos das Refs. [40][41] foi feita uma análise do número de e-folds previstos em LQC, em particular, para o caso de um inflaton com potencial quadrático. Posteriormente extendemos esta análise para outros potenciais, como o quârtico, o sétasco e também para o potencial tipo Higgs. Seguindo o procedimento detalhado na Ref. [10], obtivemos as funções densidade de probabilidade para o número de e-folds para estes diferentes potenciais, assumindo condições iniciais no passado remoto, bem antes do bounce. Para cada caso analisado tomamos de 1000 à 5000 condições iniciais randômicas para o valor inicial do campo escalar. Com isto foram obtidos histogramas associados à densidade de probabilidade para o número de e-folds previstos para cada potencial. Para os casos estudados obtivemos os resultados mostrados na Tabela 1 para o número de e-folds inflacionário e para o número de e-folds pre-inflacionário (do bounce até o início do slow-roll):

Tabela 1: Valores da mediana e do desvio padrão em  $(1\sigma)$  para o número de e-folds pre-inflacionário e inflacionário em diferentes cenários de LQC. Abaixo  $\phi$  corresponde ao campo inflaton e  $vev$  corresponde ao valor esperado de vácuo para o potencial tipo Higgs.

Modelo de LQC	Média e Desvio Padrão	
	$N_{preinf}$	$N_{infl}$
Quadrático	$4.115 \pm 0.010$	$144 \pm 8$
Quârtico	$4.038 \pm 0.030$	$84 \pm 7$
Sétasco	$4.10 \pm 0.06$	$59 \pm 7$
Higgs ( $vev = 19M_{Pl}$ )	$\times$	$\times$
$\phi < vev$	$4.426 \pm 0.009$	$65 \pm 13$
Higgs ( $vev = 19M_{Pl}$ )	$\times$	$\times$
$\phi > vev$	$3.923 \pm 0.014$	$111 \pm 6$

Obtivemos que, entre os potenciais de lei de potência analisados, o modelo sétasco em LQC é aquele que prediz o menor valor para  $N_{infl}$ , implicando em uma pequena probabilidade de ser consistente com os dados da RCF. O potencial quârtico, por outro lado, prevê que o  $N_{infl}$  mais provável seja em torno de 80, o que sugere uma ótima possibilidade de gerar assinaturas observáveis do regime quântico de LQC no espectro da RCF. Para o modelo quadrático, o valor mais provável de  $N_{infl}$  está em torno de 140. Com valores tão altos de  $N_{infl}$ , os efeitos do regime quântico provavelmente seriam diluídos para escalas não observáveis. Para o potencial tipo Higgs mostramos que  $N_{infl}$  está sempre em torno de  $N_{infl} \sim 100$ , para todos os valores razoáveis do valor esperado de vácuo ( $vev$ ).

Neste trabalho [10] mostramos também que a presença de radiação no bounce, seja devido à uma densidade inicial significativa de radiação ou à um processo de dissipação do inflaton, afeta a previsão para o número de e-folds, geralmente, implicando

em uma redução no número de e-folds inflacionários previstos pelos modelos. Vimos que a possível presença significativa de radiação possui, portanto, uma forte influência no número de e-folds previsto pelos modelos.

Existem outros cenários cosmológicos importantes em que a radiação possui um papel preponderante para dinâmica do Universo primordial durante a inflação. Não podemos deixar de mencionar neste contexto os modelos de Warm Inflation [52][53]. Estes modelos, embora não resolvam o problema da singularidade inicial do Big Bang, como ocorre com LQC, são capazes de descrever uma transição natural da fase inflacionária para a era da radiação, ao considerar processos dissipativos atuando durante a fase inflacionária, os quais transferem energia do inflaton para a radiação. Um outro contexto em que a presença da radiação se mostrou importante nos primeiros instantes da expansão do Universo foi em alguns cenários de bounce com produção gravitacional de partículas (no caso, radiação) [23][20][21][22][9]. Em alguns destes cenários, a produção de partículas descrita pelo modelo ocorreu de forma bastante significativa na fase do bounce como exemplo, nos casos dos modelos de LQC, matter bounce, ekipirótico e anamórfico [23][20][21][22]. Em todos estes a produção de Parker durante o bounce foi tão significativa que gerou uma densidade de energia de radiação maior que a densidade de energia de background do Universo, afetando severamente a dinâmica de expansão do mesmo. No trabalho da Ref. [23] investigamos o processo de produção gravitacional de partículas na fase pré-inflacionária de LQC. Mostramos, pela primeira vez, dentro da abordagem do dressed metric approach com condição inicial de vácuo Bunch Davis na fase de contratação, que a densidade de radiação gravitacionalmente produzida pode superar a densidade de energia do background, levando ao colapso da descrição efetiva correspondente à esta abordagem. Em certo sentido, o cenário cosmológico que obtivemos neste caso é muito semelhante ao obtido para LQC em inflação quente, como mostrado, por exemplo, na Ref. [42]. As consequências deste fenômeno estão atualmente sendo investigadas no contexto das demais abordagens para se tratar as perturbações cosmológicas em LQC. A presença importante da radiação em todos estes cenários implica em consequências para diversas previsões observáveis destes modelos, sendo portanto um ingrediente importante na descrição destes cenários.

## 4 O Regime de altas energias do Universo e os modos tensoriais

A partir daqui vamos nos concentrar nas flutuações de natureza tensorial, as quais também fornecem valiosas previsões testáveis do regime de altas energias do Universo. Em modelos com inflação padrão, como discutiremos mais adiante, a contribuição das ondas gravitacionais primordiais (as quais são associadas aos modos tensoriais) é muito sutil e praticamente indetectável com os experimentos que temos atualmente. Isso inclui não apenas modelos de Big Bang com inflação padrão mas também outros cenários que incluem um período inflacionário como LQC, Warm Inflation, entre outros. Portanto os cenários mais interessantes nesse contexto, que seriam mais propícios a gerarem sinais detectáveis, são cenários que prevêem um espectro tensorial com o que chamamos de blue tilt (espectro com inclinação pro azul) que significa maior potência nas mais altas frequências. Por esta razão nos concentraremos a partir de agora neste tipo de modelo (não mais em LQC). Modelos com este tipo de previsão incluem diversos modelos de bounce, string gas cosmology, modelos de inflação não-padrão, em particular aqueles com um período de reaquecimento não-instantâneo, entre outros.

No caso tensorial, é o espectro primordial tensorial  $\mathcal{P}_T^{\text{prim}}(k)$  a grandeza chave que conecta previsões teóricas do Universo primordial com as observações cosmológicas. A abordagem padrão na literatura assume que o espectro primordial tensorial é descrito por uma única lei de potência em todo o range de frequências (ou número de onda  $k$ ):

$$\mathcal{P}_T^{\text{prim}}(k) = A_T(k_*) \left( \frac{k}{k_*} \right)^{n_T}, \quad (5)$$

onde  $A_T$  é a amplitude do espectro tensorial, a qual é relacionada à razão tensorial escalar pela expressão  $r \equiv A_T/A_s$  sendo  $A_s$  a amplitude do espectro escalar. A escala pivot é denotada por  $k_*$ , e  $n_T$  é o índice espectral tensorial, usualmente assumido como sendo constante ao longo de todo o espectro no caso padrão de espectros com uma única lei de potência. O espectro acima também pode ser expressado em termos da frequência  $f$  relacionada ao número de onda  $k$  por  $k = 2\pi f$ .

Nos modelos inflacionários padrão, com um único campo escalar e slow-roll, temos a relação de consistência segundo a qual  $r = -8n_T$  [30], implicando, portanto, em um índice espectral tensorial necessariamente negativo (espectro tensorial vermelho). No entanto, esta relação de consistência não necessariamente é válida em modelos alternativos à inflação padrão, o quais podem exibir um espectro azul.

O espectro de potências tensorial  $\mathcal{P}_T(\eta, k)$  em um dado tempo conforme  $\eta$  é relacionado ao espectro primordial  $\mathcal{P}_T^{\text{prim}}(k)$  através da relação  $\mathcal{P}_T(\eta, k) = \mathcal{T}_T^2(\eta, k) \mathcal{P}_T^{\text{prim}}(k)$ , onde  $\mathcal{T}_T(\eta, k)$  é a função de transferência, a qual leva em conta a evolução das perturbações tensoriais ao longo das várias épocas da história do Universo até o instante  $\eta$ .

Uma outra quantidade importante para conectar teoria e observação é a densidade atual de energia armazenada nas GWs,  $\rho_{\text{GW}}$ , a qual é dada por [24][25][54][55]:

$$\rho_{\text{GW}} = \int_{k_{\text{IR}}}^{k_{\text{UV}}} d \ln k \frac{\mathcal{P}_T^{\text{prim}}(k)}{32\pi G a^2} [\mathcal{T}'(k, \eta_0)]^2, \quad (6)$$

onde  $\eta_0$  é o tempo conforme atual e ' denota derivada temporal conforme. Os limites superior e inferior de integração  $k_{\text{UV}}$  e  $k_{\text{IR}}$  correspondem às escalas de cutoff ultravioleta (UV) e infravermelha (IR). Sobre o cutoff IR, os únicos modos que contribuem em um dado tempo são aqueles modos com escalas menores que o horizonte, visto que apenas estes oscilam e se comportam como partícula relativística (lembrando que o gráviton, associado às GWs, é relativístico). No caso de interesse, que são os modelos com espectro azul para as GWs, a contribuição dominante virá dos modos UV, que dominarão a integral acima. Por isto, em muitos casos, pode-se tomar  $k_{\text{IR}} \sim 0 \text{ Hz}$  como uma boa aproximação [25]. Já a escolha do cutoff UV é, de certa forma, mais incerta. Diferentes escolhas já foram consideradas na literatura [54] [25]. Em qualquer caso, no entanto, espera-se que  $k_{\text{UV}}$  não seja maior que a escala de Planck, e neste caso  $k_{\text{UV}} \sim 10^{57} \text{ Mpc}^{-1}$ , ou equivalentemente  $f_{\text{UV}} \sim 10^{43} \text{ Hz}$ . Uma escolha um pouco mais conservadora corresponde a escolher, ao invés da escala de Planck, a escala de GUT como cutoff, o que fornece  $k_{\text{UV}} \sim 10^{54} \text{ Mpc}^{-1}$  ( $f_{\text{UV}} \sim 10^{40} \text{ Hz}$ ). Outras escolhas para limites ainda mais baixos também são possíveis [25].

Para um espectro azul, a integral na Eq. (6) pode ser resolvida adotando-se a aproximação analítica padrão para a função de transferência. A menos de correções da ordem  $k_{\text{IR}}/k_{\text{UV}}$ , que são muito pequenas, a Eq. acima nos fornece (veja e.g. Ref. [25] para o cálculo completo):

$$\rho_{\text{GW}} = \frac{A_s r}{32\pi G} \left( \frac{k_{\text{UV}}}{k_*} \right)^{n_T} \frac{1}{2n_T(a\eta)^2} = \frac{A_s r}{24n_T} \left( \frac{k_{\text{UV}}}{k_*} \right)^{n_T} \rho_{\text{tot}}, \quad (7)$$

Acima,  $\rho_{\text{tot}}$  é a densidade de energia total do Universo, a qual, durante o domínio da radiação, é basicamente composta por fôtons ( $\gamma$ ), neutrinos ( $\nu$ ) e GWs,

$$\rho_{\text{tot}} = \rho_\gamma + \rho_\nu + \rho_{\text{GW}} \equiv \rho_\gamma \left( 1 + \frac{7}{8} \left( \frac{4}{11} \right)^{4/3} N_{\text{eff}} \right) = \rho_\gamma \left( 1 + \frac{7}{8} \left( \frac{4}{11} \right)^{4/3} 3.046 \right) + \rho_{\text{GW}}, \quad (8)$$

onde a segunda igualdade define o número efetivo de espécies relativísticas,  $N_{\text{eff}}$  (que inclui a contribuição de fôtons, neutrinos e GWs), e na terceira igualdade assumimos que as 3 famílias de neutrinos do Modelo Padrão constituem a contribuição efetiva padrão  $N_{\text{eff}}^\nu = 3.046$ . Portanto, o número total de graus de liberdade relativísticos é dado por  $N_{\text{eff}} = N_{\text{eff}}^\nu + N_{\text{eff}}^{\text{GW}} = 3.046 + N_{\text{eff}}^{\text{GW}}$ , em que a contribuição das GWs para  $N_{\text{eff}}$  é denotada por  $N_{\text{eff}}^{\text{GW}}$ .

Se a densidade de energia das GWs for uma componente subdominante na densidade de energia de radiação total, ou seja,  $\rho_{\text{GW}}/\rho_{\text{tot}} \ll 1$ , podemos substituir a Eq. (8) aproximada na Eq. (7), e resolver para  $N_{\text{eff}}$  para obter uma expressão que depende apenas de  $A_s$ ,  $r$ ,  $n_T$ , e  $k_{\text{UV}}$  [25]. Fazendo uma expansão de Taylor em primeira ordem em  $\rho_{\text{GW}}/\rho_{\text{tot}}$  obtemos a seguinte expressão para  $N_{\text{eff}}$  [24] [25] [54] [55]:

$$N_{\text{eff}} \approx 3.046 + \left[ 3.046 + \frac{8}{7} \left( \frac{11}{4} \right)^{4/3} \right] \frac{A_s r}{24n_T} \left( \frac{k_{\text{UV}}}{k_*} \right)^{n_T}, \quad (9)$$

enfatizamos novamente que esta expressão só é válida para um espectro de GWs azul e somente se a densidade de energia de GWs for pequena em comparação com a densidade de energia de radiação total, o que felizmente é o caso, dados os vínculos observacionais. Da Eq. (9) podemos diretamente identificar o segundo termo do lado direito como sendo a contribuição das GWs para o número efetivo de espécies relativísticas denotada por  $N_{\text{eff}}^{\text{GW}}$ .

Vimos que a densidade de energia das PGWs prevista por alguns modelos alternativos à inflação pode implicar em uma grande contribuição para o número efetivo de espécies relativísticas. Ocorre que ao incluir espécies relativísticas extras no Universo, a era de domínio da radiação é estendida por um período de tempo maior, afetando uma quantidade chave na cosmologia que é o redshift da igualdade matéria-radiação,  $z_{eq}$ , que indica o momento em que a densidade de matéria alcançou a densidade de radiação no Universo determinando o início da era de domínio da matéria. Ao alterar o valor de  $z_{eq}$  os vínculos em diversos parâmetros cosmológicos são afetados. Entre eles, a taxa de expansão atual do Universo, a qual está associada ao famoso problema da tensão em  $H_0$  [26] [27] [28] [29] [30] [31] [32] [33] [34] [24].

#### 4.1 Os modos tensoriais e a tensão nas medidas de $H_0$

A cosmologia se encontra atualmente em uma encruzilhada. Dados precisos da Radiação Cósmica de Fundo [31] fornecem a condição inicial para a evolução subsequente da formação de estruturas (estrelas, galáxias, aglomerados...) no Universo. Podemos então usar o modelo cosmológico padrão atual, denominado modelo  $\Lambda$ CDM ( $\Lambda$  Cold Dark Matter), para fazer uma previsão para a estrutura em grande escala do Universo (como a distribuição de galáxias) em um Universo tardio. As observações da estrutura em grande escala do Universo, portanto, oferecem um teste de “extremo a extremo” dessa previsão. Porém, há uma indicação de que esse teste possa estar falhando. A evidência mais dramática vem da chamada “tensão nas medidas da constante de Hubble ( $H_0$ )”, que se refere à discrepância no valor da constante de Hubble conforme inferida por diferentes observações, no caso, entre observações associadas ao Universo primordial (como a RCF) versus observações do Universo recente, como as

observações de estrelas supernovas SNe Ia [27]. O parâmetro de Hubble é um dos mais importantes parâmetros da cosmologia, o qual está associado à taxa de expansão atual do Universo e à idade do mesmo, e consequentemente ao comportamento da energia escura. Essa tensão tem sido considerada um dos desafios mais urgentes da cosmologia moderna.

Após vários anos de análises e conjuntos de dados aprimorados, a tensão entre a RCF e as medidas locais não apenas persistem como aumentam com o tempo [29]. A partir dos dados recentes disponíveis, podemos ver uma diferença em mais de  $4\sigma$  (e menos de  $6\sigma$ ) entre os vínculos vindos de ambas as classes de dados. Dados da RCF apontam o valor  $H_0 = 67,4 \pm 0,5 \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , enquanto dados locais de estrelas chegam a apontar o valor  $H_0 = 74,03 \pm 1,42 \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . O que pode estar falhando? Várias possibilidades foram investigadas, desde variar o número de espécies de neutrinos até adicionar curvatura espacial no Universo, considerando tanto um Universo fechado quanto aberto. Para se compreender este problema novas observações serão necessárias<sup>1</sup>.

Como uma contribuição de radiação maior reduz o horizonte sonoro, permitindo um valor maior de  $H_0$ , a alteração no número de espécies relativísticas se mostrou uma possibilidade promissora neste sentido. A partir daí, sabendo que a presença de GWs primordiais em modelos que prevêem um espectro tensorial azul contribui significativamente pra  $N_{eff}$ , no trabalho da Ref.[24] analisamos o problema da tensão em  $H_0$  no contexto destes modelos. Ao considerar a contribuição das GWs primordiais para o número efetivo de espécies relativísticas  $N_{eff}^{GW}$  e assumindo a física de partículas padrão, discutimos os efeitos da contribuição  $N_{eff}^{GW}$  para os vínculos no parâmetro  $H_0$ . Nesta análise usamos dados recentes da RCF [51] advindos da colaboração Planck e BICEP, dados de oscilações acústicas de bárions (BAO), além do resultado de Riess et al. para a taxa de expansão local [30], baseada em medidas diretas obtidas com o Hubble Space Telescope e o Gaia. Para os modelos explorados, mostramos que a contribuição adicional das ondas gravitacionais para  $N_{eff}$  alivia o problema da tensão em  $H_0$ . Mais recentemente, no entanto, os novos conjuntos de dados passaram restringir mais severamente a contribuição de  $N_{eff}^{GW}$  (principalmente por meio de seu impacto no amortecimento de Silk e no efeito Sachs-Wolfe integrado), limitando fortemente a possibilidade de elevar  $H_0$  de forma significativa nestes modelos.

Além de mostrar o efeito da contribuição de  $N_{eff}^{GW}$  para o problema da tensão, a análise das previsões tensoriais nos modelos considerados no trabalho [24] posteriormente ganhou uma importância inesperada. Tal fato está relacionado à recente divulgação pelo experimento NANOGrav da detecção de um sinal que, caso venha a exibir uma correlação de quadrupolo específica (Hellings-Downs (HD)), pode ser um sinal advindo de um background estocástico de ondas gravitacionais [58]. Se confirmado, no caso serem originados de flutuações primordiais tensoriais da métrica, este background de ondas gravitacionais seria necessariamente advindo de cenários para o Universo primordial que prevêem um blue tilt no range de frequências testado pelos dados da RCF, como os investigados em [24].

## 5 Testando ondas gravitacionais primordiais ao longo do espectro de frequência.

A colaboração do experimento NANOGrav de Pulsar Timing Array (PTA) [58] em 2020 divulgou seu conjunto de dados de 12,5 anos de medidas, que contém dados de tempos de chegada de 47 pulsares observados no Observatório de Arecibo e no Green Bank Telescope entre 2004 e 2017. Com a análise destes dados, a colaboração reportou uma forte evidência de um sinal que poderia ser advindo de um processo estocástico de GWs. A falta de evidências de correlações quadrupolares HD constituem motivos para cautela no que diz respeito à reivindicações do sinal do NANOGrav como constituindo uma detecção GWs estocásticas, como defendido pela própria colaboração. Curiosamente, a colaboração do Parkes Pulsar Timing Array (PPTA) muito recentemente também relatou evidências de tal sinal com amplitude e faixa de frequência consistente com o sinal reportado pelo NANOGrav [59]. No entanto, mais uma vez, não foram ainda encontradas evidências convincentes de correlações quadrupolares. Pouco depois, sinais semelhantes (embora mais uma vez sem evidências significativas de correlações quadrupolares) foram relatados no European Pulsar Timing Array (EPTA) [60], aumentando as expectativas de uma possível primeira detecção de GWs estocásticas na faixa de nHz.

Enquanto a identificação de correlações quadrupolares é necessária para que o sinal do NANOGrav seja confirmado como uma detecção de GWs estocásticas genuínas, acreditamos que há razão para sermos cautelosamente otimistas, especialmente tendo em vista as detecções provisórias do PPTA e do EPTA em uma faixa de freqüências semelhante. Com essas ressalvas em mente, no trabalho da Ref.[35] investigamos a possibilidade de que o sinal detectado possa ser de origem primordial, associado à modelos do Universo antigo que prevêem um espectro tensorial azul. Reforçamos também neste trabalho a importância da observação de GWs multifrequencial, necessária para compreender a origem do sinal, o qual possui diferentes origens possíveis [35], mesmo que seja confirmado como um sinal de GWs estocásticas.

No entanto, como mostramos em [35], o valor do índice espectral azul necessário para explicar o sinal do NANOGrav de forma consistente com observações da RCF implicaria em um sinal nas escalas dos atuais interferômetros que violaria fortemente os limites reportados pelo LIGO/Virgo. Isto então nos motivou a ir além da aproximação comumente adotada de um espectro de

<sup>1</sup>Neste contexto não podemos deixar de mencionar também importantes colaborações com liderança brasileira que também devem contribuir para o entendimento acerca desta questão, entre elas, a colaboração do JPAS [56] e do BINGO [57].

GWs descrito por uma única lei de potência. Para isto tomamos inspiração na proposta divulgada na Ref. [61] que descreve através de uma parametrização bastante geral (sem supor um modelo específico) um espectro que possui uma quebra na lei de potência a partir de uma dada frequência característica. Consideramos então uma parametrização dada por uma dupla lei de potência para o espectro. Desta forma o índice espectral muda de azul para vermelho a partir de uma certa frequência característica (ou frequência de quebra do espectro). Apesar de ser o comportamento usualmente assumido, uma extrapolação do espectro com uma única lei de potência desde as escalas de frequência da RCF até as escalas do LIGO, não é algo naturalmente esperado, dado a diferença de 19 ordens de magnitude entre tais escalas. Embora fenomenológica, a escolha que adotamos para o duplo espectro descreve vários modelos bem motivados do Universo primordial, incluindo cenários com um reaquecimento não instantâneo ou com uma evolução de background não padrão logo após o reaquecimento. Testamos neste trabalho, o modelo da dupla lei de potência com uma ampla variedade de dados cosmológicos multifrequenciais. Mostramos assim que este modelo fenomenológico com índice espectral azul nas frequências próximas da RCF e vermelho nas escalas do LIGO, é capaz de explicar o sinal NANOGrav permanecendo de acordo com os vínculos dos dados de RCF, BBN, BAO, Cronômetros Cósmicos e LIGO [35].

A cobertura dos experimentos atuais e futuros para detecção de GWs é extremamente vasta, diversa e complementar, permitindo investigar sinais de GWs em uma ampla gama de frequências. Algumas medidas (p.e. em interferômetros) são sensíveis a GWs em uma certa banda de frequência relativamente estreita, enquanto outras carregam uma sensibilidade integral para a densidade de energia das GWs em uma ampla faixa de frequência (p.e. BBN). Para compreender melhor como ocorre a sinergia entre os dados destes vários conjuntos de experimentos, será resumido a seguir como cada um deles pode ser usado como fonte de informação sobre GWs primordiais.

### 5.1 Interferômetros

Grandes interferômetros a laser podem ser usados para a detecção direta de GWs. Os dois interferômetros atuais principais são o Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO) e o interferômetro VIRGO [1][62], ambos sensíveis a GWs na faixa de frequências de  $10 - 10^4$  Hz. Até o momento, as colaborações LIGO e Virgo detectaram eventos de GWs pontuais (resolvidos) resultantes da fusão de objetos astrofísicos (buracos negros e estrelas de nêutrons)<sup>2</sup>. Com isso abriram uma janela notável para o Universo e revolucionaram nossa compreensão da gravitação e áreas afins.

Além dos eventos pontuais, os interferômetros podem ser usados para buscar um possível fundo estocástico de GWs (SGWB) astrofísico ou cosmológico, como considerado no trabalho [35]. Não tendo ainda detectado sinais deste fundo, LIGO e Virgo juntos impoem um limite superior para amplitude de SGWB na faixa de frequência  $20f/\text{Hz}^{86}$ . Segundo o que foi feito em trabalhos anteriores, em [35] tomamos como limite superior (para um nível de confiança de 95%) [1][62]:

$$\Omega_{\text{GW}}(k_{\text{LV}}) \lesssim 1.7 \times 10^{-7}, \quad (10)$$

onde  $k_{\text{LV}} \sim 2.3 \times 10^{16} \text{ Mpc}^{-1}$  é o número de onda comóvel correspondente à frequência  $f_{\text{LV}} \sim 35 \text{ Hz}$  que tomamos como representativa para o limite do LIGO/Virgo.

O limite dado na Eq. (10) é sensível à densidade de energia das GWs em um número de onda específico. No caso de uma dupla lei de potência, como a considerada no trabalho da Ref. [35], a frequência  $f_{\text{LV}} \sim 35 \text{ Hz}$  cai na segunda parte da lei de potência do espectro. Neste caso apenas a segunda parte do espectro, para  $k > k_{\alpha}$ , precisa ser considerada para a obtenção de previsões a serem comparadas com os limites do LIGO/Virgo. Sendo assim, é esperado que o LIGO/Virgo vincule o espectro das GWs primordiais nas frequências mais altas que a frequência característica  $f_{\alpha}$ .

Olhando para um futuro próximo, as perspectivas para a detecção direta de eventos de GWs primordiais com interferômetros e outros tipos de levantamentos são excelentes. A janela de frequência entre  $\mathcal{O}(10^{-7})$  e  $\mathcal{O}(10^3)$  Hz será coberta por uma ampla gama de experimentos, incluindo (mas não limitado a) interferômetros a laser no espaço, detectores em terra da próxima geração de interferômetros, etc.

### 5.2 Pulsar Timing Arrays

Pulsar timing arrays (PTAs) visam uma detecção de GWs estocásticas explorando o fato de que os pulsares se comportam como relógios extremamente estáveis. GWs viajando entre um conjunto de pulsares e a Terra deixariam sua marca por meio de flutuações nos tempos de chegada dos pulsos de rádio, os quais seriam espacialmente correlacionados. Identificando estas correlações, é possível buscar através dos PTAs sinais de GWs estocásticas no intervalo de frequências  $10^{-9} - 10^{-7}$  Hz. As missões atuais de PTAs incluem o NANOGrav [58], o PPTA [67], e o EPTA [68], os quais constituem o IPTA [69]. Além disso, espera-se que o Square Kilometer Array (SKA) seja potencialmente capaz de detectar milhares de pulsares de milissegundos podendo, portanto, desempenhar um papel importante nas pesquisas futuras de PTAs. [70].

<sup>2</sup>Para um estudo de GWs veja por exemplo [63], além de [64][65][66] para GWs em contextos astrofísicos mais específicos.

É comum reportar os resultados das pesquisas de PTAs em termos do espectro de potência de GWs em função da frequência,  $h_c(f)$ , o qual está relacionado ao parâmetro de densidade das ondas gravitacionais  $\Omega_{\text{GW}}(f)$  por:

$$\Omega_{\text{GW}}(f) = \frac{2\pi^2}{3H_0^2} f^2 h_c^2(f). \quad (11)$$

O espectro de potência para medidas de GWs em PTAs é normalmente aproximado como uma lei de potência em torno de uma frequência de referência  $f_{\text{yr}} = 1 \text{ yr}^{-1}$  (um valor conveniente dadas as frequências para as quais PTAs são mais sensíveis), com amplitude e índice espectral dados por  $A_{\text{CP}}$  e  $\alpha_{\text{CP}}$  respectivamente:

$$h_c(f) = A_{\text{CP}} \left( \frac{f}{f_{\text{yr}}} \right)^{\alpha_{\text{CP}}} \equiv A_{\text{CP}} \left( \frac{f}{f_{\text{yr}}} \right)^{\frac{3-\gamma_{\text{CP}}}{2}}, \quad (12)$$

onde o índice espectral  $\alpha_{\text{CP}}$  é frequentemente substituído pela quantidade relacionada  $\gamma_{\text{CP}} \equiv 3 - 2\alpha_{\text{CP}}$ .

A colaboração NANOGrav ajustou a aproximação da lei de potência do espectro na Eq. (12) para seus 5 bins de frequência com sinal-ruído mais alto, na faixa de frequência  $2,5 \times 10^{-9} \lesssim f/\text{Hz} \lesssim 9,0 \times 10^{-8}$ , e obtiveram vínculos para  $\log_{10} A_{\text{CP}}$  e  $\gamma_{\text{CP}}$  [58]. Para um espectro de SGWB que se comporta como uma única lei de potências pelo menos até a frequência de sensibilidade do NANOGrav, é possível mostrar que  $n_T$  é relacionado á  $\gamma_{\text{CP}}$  e/ou  $\alpha_{\text{CP}}$  por meio da relação  $n_T = 5 - \gamma_{\text{CP}} = 2 + 2\alpha_{\text{CP}}$ , enquanto  $A_{\text{CP}}$  escala com  $A_{\text{CP}} \propto \sqrt{r}$  [36]. Este é o caso que consideramos no trabalho [35], visto que neste trabalho a quebra no espectro ocorre para frequências  $f_\alpha \gtrsim \mathcal{O}(\text{nHz})$ . A partir disto obtivemos que para o duplo power law considerado ser capaz de explicar o sinal do NANOGrav, o valor do índice espectral deve estar entre  $0.76 < n_T < 1.34$ , sendo que o valor preciso varia com o valor de  $r$  considerado.

### 5.3 Nucleossíntese do Big Bang

A nucleossíntese do Big Bang (BBN) é um processo que ocorreu nos primeiros estágios do Universo e foi responsável pela produção de núcleos leves diferentes daqueles de  $^1\text{H}$ . A quantidade final de elementos leves, uma quantidade fortemente vinculada observationalmente, é altamente sensível à taxa de expansão do Universo. Portanto, a BBN é altamente sensível a um espectro de SGWB não padrão como o considerado, visto que SGWBs contribuem para a densidade de energia do Universo como uma componente extra de radiação.

Ao contrário dos vínculos discutidos anteriormente vindos de interferômetros (LIGO / Virgo) e PTAs (NANOGrav), que são sensíveis ao espectro de SGWB em uma banda estreita de frequências, a BBN possui sensibilidade integrada para uma ampla faixa de frequências de  $f_{\text{IR, BBN}}$  a  $f_{\text{UV}}$ , conforme capturado pelo número efetivo de espécies relativísticas  $N_{\text{eff, BBN}}^{\text{GW}}$ . Nesse caso, o cutoff IR relevante é dado por  $f_{\text{IR, BBN}} \sim 10^{-10} \text{ Hz}$ , correspondendo aproximadamente ao horizonte comóvel no momento da BBN. Para o modelo de dupla lei de potência, é simples mostrar que  $N_{\text{eff, BBN}}^{\text{GW}}$  é aproximadamente dado por:

$$N_{\text{eff, BBN}}^{\text{GW}} \sim 0.3 \frac{r A_s}{n_T} \left[ \left( \frac{f}{f_\star} \right)^{n_T} \right]_{f_{\text{IR, BBN}}}^{f_\alpha} + 0.3 \frac{r A_s}{\alpha} \left[ \left( \frac{f}{f_\alpha} \right)^\alpha \right]_{f_\alpha}^{f_{\text{UV}}}, \quad (13)$$

sendo  $f_\star$  a frequência pivot na primeira parte do espectro.

Analizando a contribuição de cada termo é possível mostrar que , no que se refere à contribuição para a BBN, o segundo termo é muito menor que o primeiro, para qualquer modelo viável que pretenda explicar o sinal detectado pelo NANOGrav. Portanto o segundo termo da equação acima pode ser desprezado neste cenário e ficamos, no que se refere aos vínculos da BBN, com a contribuição usual de um modelo de lei de potência simples que considera contribuições até uma certa frequência  $f_\alpha$ .

Observações referentes à abundância de elementos leves restringe severamente  $N_{\text{eff, BBN}}^{\text{GW}}$ . Diferentes fontes de dados geram limites diferentes, mas podemos tomar o valor  $N_{\text{eff, BBN}}^{\text{GW}} \lesssim 0.4$  como um limite superior seguro [71, 72, 31, 73, 74].

### 5.4 Radiação Cósmica de Fundo

A RCF nos permite testar o espectro de GWs em baixíssimas frequências ( $f \lesssim 10^{-16} \text{ Hz}$ ), através de sua marca nos modos B de polarização da RCF [31]. Além disto, a RCF é altamente sensível à densidade de energia de qualquer componente extra de radiação. E como ocorre com a BBN, neste aspecto a RCF é sensível á uma ampla gama de frequências que vai desde  $f_{\text{IR, CMB}}$  á  $f_{\text{UV}}$ . Portanto a expressão para  $N_{\text{eff, CMB}}^{\text{GW}}$  acaba sendo análoga à expressão para  $N_{\text{eff, BBN}}^{\text{GW}}$  dada pela Eq. (13), exceto pelo limite inferior de integração, onde o limite é neste caso dado por  $f_{\text{IR, CMB}}$  ao invés de  $f_{\text{IR, BBN}}$ . No entanto podemos lembrar que a parte de baixas frequências do duplo espectro de SGW é azul, portanto a maior contribuição para  $N_{\text{eff, CMB}}^{\text{GW}}$  da primeira parte

do espectro vem dos modos com frequência próxima à  $f_\alpha$ , e também estes modos dão a maior contribuição na segunda parte do espectro visto que nesta parte o espectro é vermelho. Na prática isso implica que  $N_{\text{eff,CMB}}^{\text{GW}}$  é basicamente insensível aos limites  $f_{\text{IR,CMB}}$  e  $f_{\text{UV}}$ . Então podemos formalmente considerar  $f_{\text{IR,CMB}} \sim 0$  Hz, de tal modo que a expressão considerada para  $N_{\text{eff,CMB}}^{\text{GW}}$  é aproximadamente a expressão para  $N_{\text{eff,BBN}}^{\text{GW}}$  dada pela Eq. (13).

Em resumo, em [35] a análise com um conjunto mais completo de dados cosmológicos nos mostrou que é possível que ondas gravitacionais primordiais advindas de flutuações tensoriais da métrica expliquem o sinal detectado pelos experimentos de pulsares. No entanto para explicar este sinal de forma consistente com os demais dados que temos disponível atualmente é necessário que estas GWs possuam um espectro com um blue tilt nas baixas frequências (com  $0.76 < n_T < 1.34$ ) e um red tilt nas altas frequências ( $\alpha < -2.8$ ). Os resultados se mostraram relativamente insensíveis ao valor da frequência característica de quebra do espectro  $f_\alpha$  desde que a mesma se encontre entre as frequências de sensibilidade do NANOGrav e do LIGO, como esperado. Os modelos do Universo antigo capazes de descrever este comportamento são cenários alternativos à inflação padrão como certos modelos de bounce, cenários inflacionários com reaquecimento não padrão à baixas temperaturas, modelos com produção tardia de entropia, entre outros.

## 6 Perspectivas futuras

Os vínculos que obtivemos para os parâmetros das SGW ainda são bastante limitados, principalmente devido à esparsidade e à precisão limitada do conjuntos de dados disponíveis que vinculam as SGWs ao longo de 20 décadas em frequência (mesmo embora RCF e BBN carreguem sensibilidade integrada ao espectro SGW). Vários experimentos da próxima geração preencherão a lacuna de frequências entre a sensibilidade dos pulsares e dos interferômetros atuais. É importante lembrar que para compreender a origem do sinal detectado é necessário uma análise multi-frequencial do espectro.

A boa notícia é que as expectativas futuras de detecção multi-frequencial de GWs é excelente. Na figura abaixo (adaptada da Ref. [75]) plotamos três espectros do tipo dupla lei de potência como exemplo dos modelos aqui considerados em comparação com a sensibilidade dos futuros experimentos. Na figura escolhemos como exemplo três valores de  $n_T$ , consistente, marginalmente consistente e inconsistente com a origem primordial do sinal NANOGrav. Estes espectros estão mostrados ao lado das curvas de sensibilidade esperadas de alguns dos próximos experimentos (com e sem a contribuição do foreground astrofísico), conforme obtido na análise detalhada da Ref. [75]. A melhora na sensibilidades desses experimentos e o aumento no range de frequências detectáveis contribuirá significativamente para a nossa capacidade de vincular o espectro SGWs, particularmente para o que diz respeito à frequência característica de quebra. Exemplos de experimentos futuros que serão extremamente úteis para testar o cenário que consideramos inclui por exemplo (entre parênteses a faixa de frequência de sensibilidade da respectiva sonda): o SKA, que deve detectar milhares de pulsares de milissegundos ( $10^{-9}$ - $10^{-7}$  Hz) [70],  $\mu$ Ares ( $10^{-6}$ - $10^{-2}$  Hz) [76], LISA ( $10^{-4}$ - $10^{-1}$  Hz) [77], BBO [78] E DECIGO ( $10^{-4}$ - $10$  Hz) [79], DO ( $10^{-3}$ - $10$  Hz) [80], AEDGE ( $10^{-2}$ - $10^0$  Hz) [81], bem como o Einstein Telescope ( $10^0$ - $10^3$  Hz) [82]. Futuras missões para detecção da RCF como o LiteBIRD (satélite espacial) [83] e o CMB-S4 (terrestre) [84] além do Observatório Simons [85, 86] serão capazes de testar valores da razão tensor-escalar até a ordem de  $\mathcal{O}(10^{-3})$ . A combinação de todos estes experimentos permitirá uma caracterização precisa do espectro SGWB ao longo de 21 décadas em frequência, potencialmente permitindo distinguir entre diferentes origens possíveis para o espectro fenomenológico que assumimos.

## Agradecimentos

A autora deste trabalho contou com financiamento do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), No. 307052/2019-2, e da Fundação Carlos Chagas Filho de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro (FAPERJ), No. E-26/201.297/2021.

## Referências

- [1] Benjamin P. Abbott et al. Upper Limits on the Stochastic Gravitational-Wave Background from Advanced LIGO's First Observing Run. *Phys. Rev. Lett.*, 118(12):121101, 2017. [Erratum: Phys.Rev.Lett. 119, 029901 (2017)].
- [2] Robert Brandenberger. Limitations of an Effective Field Theory Treatment of Early Universe Cosmology. 8 2021.
- [3] E. Moura-Santos, F. C. Carvalho, M. Penna-Lima, C. P. Novaes, and C. A. Wuensche. A Bayesian Estimate of the Cmb-large-scale Structure Cross-correlation. *Astrophys. J.*, 826(2):121, 2016.
- [4] Robert Brandenberger and Patrick Peter. Bouncing Cosmologies: Progress and Problems. *Found. Phys.*, 47(6):797–850, 2017.
- [5] Carla R. Almeida, Olesya Galkina, and Julio César Fabris. Quantum and Classical Cosmology in the Brans–Dicke Theory. *Universe*, 7(8):286, 2021.

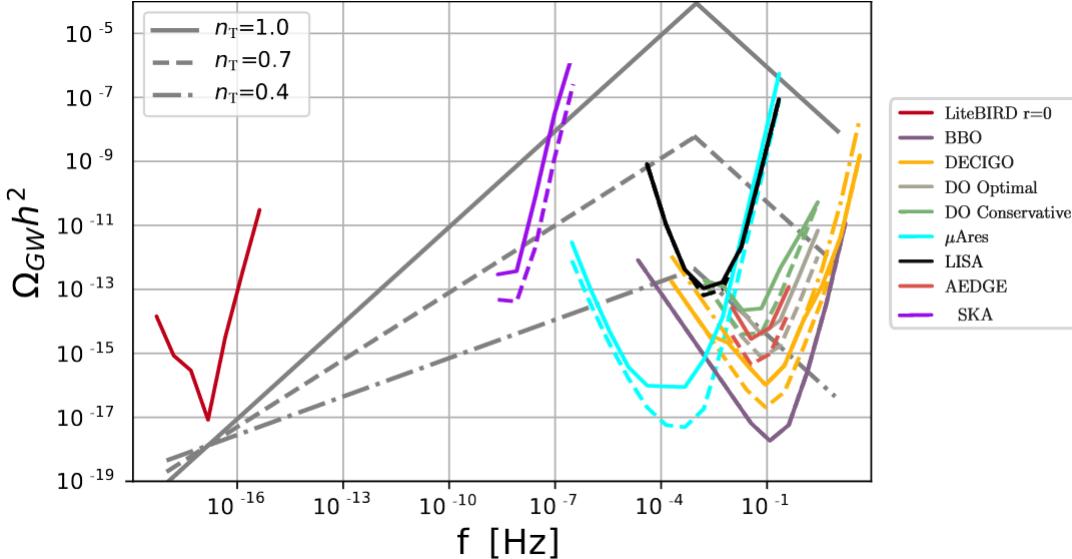


Figura 1: Exemplos de duplo espectro de potências com  $r = 10^{-4}$ ,  $f_\alpha = 10^{-3}$  Hz,  $\alpha = -1$ , e três diferentes valores de  $n_T = 1.0$  (linha sólida cinza - capaz de explicar o sinal do NANOGrav),  $n_T = 0.7$  (linha cinza pontilhada, marginalmente consistente com o sinal do NANOGrav), e  $n_T = 0.4$  (linha zinza tracejada-pontilhada, inconsistente com o sinal do NANOGrav). As curvas coloridas indicam a sensibilidade dos futuros experimentos com (linha sólida) e sem (linha tracejada) a contribuição de foregrounds astrofísicos. Figura retirada da Ref. [35] (e adaptada da Ref. [75]).

- [6] P. C. M. Delgado, M. B. Jesus, N. Pinto-Neto, T. Mourão, and G. S. Vicente. Baryogenesis in cosmological models with symmetric and asymmetric quantum bounces. *Phys. Rev. D*, 102(6):063529, 2020.
- [7] Tays Miranda, Emmanuel Frion, and David Wands. Stochastic collapse. *JCAP*, 01:026, 2020.
- [8] Nelson Pinto-Neto, Júlio C. Fabris, Júnior D. Toniato, Gustavo. S. Vicente, and Sandro D. P. Vitenti. Vector perturbations in bouncing cosmology. *Phys. Rev. D*, 101(12):123519, 2020.
- [9] M. Campista, M. Novello, and J. M. Salim. The spectrum of scalar fluctuations of a bouncing universe. *Int. J. Mod. Phys. A*, 25:3095–3105, 2010.
- [10] L. N. Barboza, L. L. Graef, and Rudnei O. Ramos. Warm bounce in loop quantum cosmology and the prediction for the duration of inflation. *Phys. Rev. D*, 102(10):103521, 2020.
- [11] L. L. Graef. Constraining the spectrum of cosmological perturbations from statistical thermal fluctuations. *Phys. Lett. B*, 819:136418, 2021.
- [12] Tirthabir Biswas, Robert Brandenberger, Tomi Koivisto, and Anupam Mazumdar. Cosmological perturbations from statistical thermal fluctuations. *Phys. Rev. D*, 88(2):023517, 2013.
- [13] Robert Brandenberger, Leila L. Graef, Giovanni Marozzi, and Gian Paolo Vacca. Backreaction of super-Hubble cosmological perturbations beyond perturbation theory. *Phys. Rev. D*, 98(10):103523, 2018.
- [14] L. Raul W. Abramo, Robert H. Brandenberger, and Viatcheslav F. Mukhanov. The Energy - momentum tensor for cosmological perturbations. *Phys. Rev. D*, 56:3248–3257, 1997.
- [15] Viatcheslav F. Mukhanov, L. Raul W. Abramo, and Robert H. Brandenberger. On the Back reaction problem for gravitational perturbations. *Phys. Rev. Lett.*, 78:1624–1627, 1997.
- [16] F. Finelli, G. Marozzi, G. P. Vacca, and Giovanni Venturi. Energy momentum tensor of field fluctuations in massive chaotic inflation. *Phys. Rev. D*, 65:103521, 2002.
- [17] F. Finelli, G. Marozzi, G. P. Vacca, and Giovanni Venturi. Energy momentum tensor of cosmological fluctuations during inflation. *Phys. Rev. D*, 69:123508, 2004.
- [18] Patrick Martineau and Robert H. Brandenberger. The Effects of gravitational back-reaction on cosmological perturbations. *Phys. Rev. D*, 72:023507, 2005.
- [19] Florencia Anabella Teppa Pannia, Santiago Esteban Perez Bergliaffa, and Nelson Pinto-Neto. Particle Production in Accelerated Thin Bubbles. 7 2021.

- [20] Jerome Quintin, Yi-Fu Cai, and Robert H. Brandenberger. Matter creation in a nonsingular bouncing cosmology. *Phys. Rev. D*, 90(6):063507, 2014.
- [21] W. S. Hipolito-Ricardi, Robert Brandenberger, Elisa G. M. Ferreira, and L. L. Graef. Particle Production in Ekpyrotic Scenarios. *JCAP*, 11:024, 2016.
- [22] L. L. Graef, W. S. Hipolito-Ricardi, Elisa G. M. Ferreira, and Robert Brandenberger. Dynamics of Cosmological Perturbations and Reheating in the Anamorphic Universe. *JCAP*, 04:004, 2017.
- [23] Leila L. Graef, Rudnei O. Ramos, and Gustavo S. Vicente. Gravitational particle production in loop quantum cosmology. *Phys. Rev. D*, 102(4):043518, 2020.
- [24] Leila L. Graef, Micol Benetti, and Jailson S. Alcaniz. Primordial gravitational waves and the  $H_0$ -tension problem. *Phys. Rev. D*, 99(4):043519, 2019.
- [25] P. Daniel Meerburg, Renée Hložek, Boryana Hadzhiyska, and Joel Meyers. Multiwavelength constraints on the inflationary consistency relation. *Phys. Rev. D*, 91(10):103505, 2015.
- [26] Wendy L. Freedman and Barry F. Madore. The Hubble Constant. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 48:673–710, 2010.
- [27] Adam G. Riess et al. A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant. *Astrophys. J.*, 826(1):56, 2016.
- [28] P. A. R. Ade et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 594:A13, 2016.
- [29] L. Verde, T. Treu, and A. G. Riess. Tensions between the Early and the Late Universe. *Nature Astron.*, 3:891, 7 2019.
- [30] Adam G. Riess et al. Milky Way Cepheid Standards for Measuring Cosmic Distances and Application to Gaia DR2: Implications for the Hubble Constant. *Astrophys. J.*, 861(2):126, 2018.
- [31] N. Aghanim et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 641:A6, 2020. [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)].
- [32] Eleonora Di Valentino, Alessandro Melchiorri, and Joseph Silk. Planck evidence for a closed Universe and a possible crisis for cosmology. *Nature Astron.*, 4(2):196–203, 2019.
- [33] Eleonora Di Valentino, Alessandro Melchiorri, Olga Mena, and Sunny Vagnozzi. Nonminimal dark sector physics and cosmological tensions. *Phys. Rev. D*, 101(6):063502, 2020.
- [34] Micol Benetti, Leila L. Graef, and Jailson S. Alcaniz. The  $H_0$  and  $\sigma_8$  tensions and the scale invariant spectrum. *JCAP*, 07:066, 2018.
- [35] Micol Benetti, Leila Lobato Graef, and Sunny Vagnozzi. Primordial gravitational waves from NANOGrav: a broken power-law approach. 11 2021.
- [36] Sunny Vagnozzi. Implications of the NANOGrav results for inflation. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 502(1):L11–L15, 2021.
- [37] James B. Hartle. Prediction in Quantum Cosmology. 8 2021.
- [38] Micol Benetti, Susana J. Landau, and Jailson S. Alcaniz. Constraining quantum collapse inflationary models with CMB data. *JCAP*, 12:035, 2016.
- [39] Andrei D. Linde. Inflationary Cosmology. *Lect. Notes Phys.*, 738:1–54, 2008.
- [40] Linda Linsefors and Aurelien Barrau. Duration of inflation and conditions at the bounce as a prediction of effective isotropic loop quantum cosmology. *Phys. Rev. D*, 87(12):123509, 2013.
- [41] Linda Linsefors. *Consistency and observational consequences of loop quantum cosmology*. PhD thesis, U. Grenoble Alpes, 2016.
- [42] Micol Benetti, Leila Graef, and Rudnei O. Ramos. Observational Constraints on Warm Inflation in Loop Quantum Cosmology. *JCAP*, 10:066, 2019.
- [43] Abhay Ashtekar, Martin Bojowald, and Jerzy Lewandowski. Mathematical structure of loop quantum cosmology. *Adv. Theor. Math. Phys.*, 7(2):233–268, 2003.
- [44] Abhay Ashtekar and Parampreet Singh. Loop Quantum Cosmology: A Status Report. *Class. Quant. Grav.*, 28:213001, 2011.
- [45] L. L. Graef and Rudnei O. Ramos. Probability of Warm Inflation in Loop Quantum Cosmology. *Phys. Rev. D*, 98(2):023531, 2018.
- [46] Suzana Bedić and Gregory Vereshchagin. Probability of inflation in Loop Quantum Cosmology. *Phys. Rev. D*, 99(4):043512, 2019.
- [47] Abhay Ashtekar, Alejandro Corichi, and Parampreet Singh. Robustness of key features of loop quantum cosmology. *Phys. Rev. D*, 77:024046, 2008.

- [48] Abhay Ashtekar and David Sloan. Probability of Inflation in Loop Quantum Cosmology. *Gen. Rel. Grav.*, 43:3619–3655, 2011.
- [49] Tao Zhu, Anzhong Wang, Gerald Cleaver, Klaus Kirsten, and Qin Sheng. Pre-inflationary universe in loop quantum cosmology. *Phys. Rev. D*, 96(8):083520, 2017.
- [50] Ivan Agullo, Abhay Ashtekar, and William Nelson. The pre-inflationary dynamics of loop quantum cosmology: Confronting quantum gravity with observations. *Class. Quant. Grav.*, 30:085014, 2013.
- [51] N. Aghanim et al. Planck 2015 results. XI. CMB power spectra, likelihoods, and robustness of parameters. *Astron. Astrophys.*, 594:A11, 2016.
- [52] Mar Bastero-Gil, Arjun Berera, Rudnei O. Ramos, and Joao G. Rosa. Warm Little Inflaton. *Phys. Rev. Lett.*, 117(15):151301, 2016.
- [53] Arjun Berera, Ian G. Moss, and Rudnei O. Ramos. Warm Inflation and its Microphysical Basis. *Rept. Prog. Phys.*, 72:026901, 2009.
- [54] Giovanni Cabass, Luca Pagano, Laura Salvati, Martina Gerbino, Elena Giusarma, and Alessandro Melchiorri. Updated Constraints and Forecasts on Primordial Tensor Modes. *Phys. Rev. D*, 93(6):063508, 2016.
- [55] Michele Maggiore. Gravitational wave experiments and early universe cosmology. *Phys. Rept.*, 331:283–367, 2000.
- [56] S. Bonoli et al. The miniJPAS survey: A preview of the Universe in 56 colors. *Astron. Astrophys.*, 653:A31, 2021.
- [57] Elcio Abdalla et al. The BINGO Project I: Baryon Acoustic Oscillations from Integrated Neutral Gas Observations. 7 2021.
- [58] Zaven Arzoumanian et al. The NANOGrav 12.5 yr Data Set: Search for an Isotropic Stochastic Gravitational-wave Background. *Astrophys. J. Lett.*, 905(2):L34, 2020.
- [59] Boris Goncharov et al. On the evidence for a common-spectrum process in the search for the nanohertz gravitational-wave background with the Parkes Pulsar Timing Array. *Astrophys. J. Lett.*, 917(2):L19, 2021.
- [60] S. Chen et al. Common-red-signal analysis with 24-yr high-precision timing of the European Pulsar Timing Array: Inferences in the stochastic gravitational-wave background search. 10 2021.
- [61] Sachiko Kuroyanagi, Tomo Takahashi, and Shuichiro Yokoyama. Blue-tilted Tensor Spectrum and Thermal History of the Universe. *JCAP*, 02:003, 2015.
- [62] B. P. Abbott et al. Search for the isotropic stochastic background using data from Advanced LIGO’s second observing run. *Phys. Rev. D*, 100(6):061101, 2019.
- [63] M. Bailes et al. Gravitational-wave physics and astronomy in the 2020s and 2030s. *Nature Rev. Phys.*, 3(5):344–366, 2021.
- [64] Luis Felipe Longo Micchi and Cecilia Chirenti. Spicing up the recipe for echoes from exotic compact objects: orbital differences and corrections in rotating backgrounds. *Phys. Rev. D*, 101(8):084010, 2020.
- [65] Raissa F. P. Mendes and Túlio Ottoni. Scalar charges and pulsar-timing observables in the presence of nonminimally coupled scalar fields. *Phys. Rev. D*, 99(12):124003, 2019.
- [66] Raissa F. P. Mendes and Néstor Ortiz. New class of quasinormal modes of neutron stars in scalar-tensor gravity. *Phys. Rev. Lett.*, 120(20):201104, 2018.
- [67] Matthew Kerr et al. The Parkes Pulsar Timing Array project: second data release. *Publ. Astron. Soc. Austral.*, 37:e020, 2020.
- [68] L. Lentati et al. European Pulsar Timing Array Limits On An Isotropic Stochastic Gravitational-Wave Background. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 453(3):2576–2598, 2015.
- [69] B. B. P. Perera et al. The International Pulsar Timing Array: Second data release. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 490(4):4666–4687, 2019.
- [70] A. Weltman et al. Fundamental physics with the Square Kilometre Array. *Publ. Astron. Soc. Austral.*, 37:e002, 2020.
- [71] Erik Aver, Keith A. Olive, and Evan D. Skillman. The effects of He I  $\lambda 10830$  on helium abundance determinations. *JCAP*, 07:011, 2015.
- [72] Ryan J. Cooke, Max Pettini, and Charles C. Steidel. One Percent Determination of the Primordial Deuterium Abundance. *Astrophys. J.*, 855(2):102, 2018.
- [73] Tiffany Hsyu, Ryan J. Cooke, J. Xavier Prochaska, and Michael Bolte. The PHLEK Survey: A New Determination of the Primordial Helium Abundance. *Astrophys. J.*, 896(1):77, 2020.
- [74] V. Mossa et al. The baryon density of the Universe from an improved rate of deuterium burning. *Nature*, 587(7833):210–213, 2020.

- 
- [75] Paolo Campeti, Eiichiro Komatsu, Davide Poletti, and Carlo Baccigalupi. Measuring the spectrum of primordial gravitational waves with CMB, PTA and Laser Interferometers. *JCAP*, 01:012, 2021.
  - [76] Alberto Sesana et al. Unveiling the Gravitational Universe at  $\mu$ -Hz Frequencies. 8 2019.
  - [77] Pau Amaro-Seoane et al. Laser Interferometer Space Antenna. 2 2017.
  - [78] Jeff Crowder and Neil J. Cornish. Beyond LISA: Exploring future gravitational wave missions. *Phys. Rev. D*, 72:083005, 2005.
  - [79] Naoki Seto, Seiji Kawamura, and Takashi Nakamura. Possibility of direct measurement of the acceleration of the universe using 0.1-Hz band laser interferometer gravitational wave antenna in space. *Phys. Rev. Lett.*, 87:221103, 2001.
  - [80] Manuel Arca Sedda et al. The missing link in gravitational-wave astronomy: discoveries waiting in the decihertz range. *Class. Quant. Grav.*, 37(21):215011, 2020.
  - [81] Yousef Abou El-Neaj et al. AEDGE: Atomic Experiment for Dark Matter and Gravity Exploration in Space. *EPJ Quant. Technol.*, 7:6, 2020.
  - [82] Michele Maggiore et al. Science Case for the Einstein Telescope. *JCAP*, 03:050, 2020.
  - [83] T. Matsumura et al. Mission design of LiteBIRD. *J. Low Temp. Phys.*, 176:733, 2014.
  - [84] Kevork N. Abazajian et al. CMB-S4 Science Book, First Edition. 10 2016.
  - [85] Peter Ade et al. The Simons Observatory: Science goals and forecasts. *JCAP*, 02:056, 2019.
  - [86] Maximilian H. Abitbol et al. The Simons Observatory: Astro2020 Decadal Project Whitepaper. *Bull. Am. Astron. Soc.*, 51:147, 2019.