

Bariogênese

Chee Sheng Fong

Universidade Federal do ABC

Resumo

O modelo padrão da física de partículas descreve matéria e antimatéria como provenientes dos mesmos campos e esse fato foi confirmado em vários experimentos. Assim, é curioso que o universo observável seja feito de matéria e não de antimatéria. Primeiramente, vamos discutir a evidência de que vivemos em um Universo dominado por matéria ou possui uma assimetria entre matéria e antimatéria. Em seguida, vamos discutir se isso pode ser explicado de acordo com nossa compreensão atual da cosmologia e da física de partículas. Argumentaremos que um importante processo conhecido como bariogênese, responsável por criar uma assimetria entre matéria e antimatéria no Universo, deve ter ocorrido antes que o Universo tivesse alguns segundos de idade. A seguir, discutiremos os ingredientes necessários para uma bariogênese bem sucedida e apontaremos que o modelo atual contém todos os ingredientes, mas não em quantidade suficiente. Por fim, discutiremos possíveis extensões ao modelo atual que permitem uma bariogênese bem-sucedida e como elas podem ser testadas experimentalmente. Curiosamente, elas também podem estar conectadas a outros problemas em aberto na física fundamental, como a pequena massa de neutrinos.

Abstract

The standard model of particle physics describes matter and antimatter as coming from the same fields and this fact has been confirmed experimentally. It is then curious that the observable universe is made of matter and not antimatter. We will first discuss the evidence that we live in a matter-dominated (or matter-antimatter asymmetric) Universe and then proceed to discuss if this can be explained according to our current understanding of the cosmology and particle physics. We will argue that an important process known as baryogenesis to generate a cosmic matter-antimatter asymmetry had to occur before the Universe was a few second old. Then, we will discuss the necessary ingredients for a successful baryogenesis and point out that the current model contains all the ingredients but not in a sufficient amount. Finally, we will discuss possible extensions to the current model which allow successful baryogenesis and how they can be tested experimentally. Interestingly, they might also be connected to other open puzzles in the fundamental physics, like the tiny neutrino mass.

Palavras-chave: bariogênese, assimetria matéria e antimatéria, universo primordial.

Keywords: baryogenesis, matter and antimatter asymmetry, primordial universe.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.41796](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.41796)

1 Introdução

Tudo o que vemos ao nosso redor, incluindo nós mesmos, é feito de prótons e nêutrons, conhecidos coletivamente como bárions, e um número igual de elétrons e prótons. Como os elétrons são cerca de 2.000 vezes mais leves que os bárions, podemos dizer que nós, assim como tudo ao nosso redor, somos feitos principalmente de bárions.

Em 1928-1931, Paul Dirac descobriu a equação que descreve o comportamento de um elétron, denominada posteriormente de equação de Dirac, e que surpreendentemente vem com uma solução adicional que descreve uma partícula com

a mesma massa, mas de carga elétrica oposta à do elétron, e que ele chamou de antielétron [1, 2]. Dirac também apontou que quando o elétron e o antielétron se encontram, eles se aniquilam para se tornarem partículas de luz conhecidas como fótons. Inversamente, quando dois fótons suficientemente energéticos colidem, pares de elétrons e antielétrons podem ser criados. Ele também esperava que o antipróton (a antipartícula do próton) existisse. A subsequente descoberta do antielétron em 1932 por Carl Anderson (que ele chamou de pósitron) [3], confirmou a previsão de Dirac e abriu um novo capítulo na física fundamental.

Na teoria atual, chamada de teoria quântica de campos,¹ a partícula e a antipartícula de uma espécie são unificadas e descritas pelo mesmo campo quântico. Se um campo quântico é real em vez de complexo, partícula e antipartícula são idênticas, sendo o fóton um exemplo. Em uma teoria quântica de campos conhecida como Modelo Padrão (MP) da física de partículas, que revisaremos na Seção 2, todas as partículas fundamentais (além do bóson de Higgs, fóton, glúons e bóson Z) possuem suas respectivas antipartículas. Todas essas antipartículas foram descobertas, a partir de sua produção em experimentos em laboratórios ou observados como partículas secundárias quando os raios cósmicos atingem a atmosfera.

Além de carregar números quânticos opostos como carga elétrica, partículas e antipartículas são idênticas em massa e interações.² Por exemplo, um átomo de hidrogênio é feito de um próton e um elétron. Se usarmos um antipróton e um antielétron, podemos formar um átomo de anti-hidrogênio. Tudo ao nosso redor, incluindo nossos “antieus”, poderia ser construído a partir da antimatéria, e o antiuniverso resultante seria indistinguível do Universo em que vivemos. Tanto quanto podemos dizer, é puramente uma “convenção” que denotamos o Universo em que vivemos como feito de matéria. Como Dirac apontou pela primeira vez, quando a antimatéria encontra sua contraparte de matéria, elas se aniquilam e se tornam fótons. Assim, se parte do Universo fosse feita de matéria enquanto outra parte fosse feita de antimatéria, poderíamos observar fótons energéticos sendo produzidos *a partir do processo de aniquilação*.

O fato de nunca termos observado nenhum objeto sendo aniquilado e se transformando em fótons energéticos na Terra, mostra que a Terra e tudo nela são feitos inteiramente de matéria. O fato de a espaçonave Apollo que transportava Neil Armstrong e Buzz Aldrin, que pousou na Lua em 1969, não ter sido imediatamente aniquilada também mostra que a Lua é feita de matéria. Como a Lua não tem campo magnético para desviar o vento solar feito de partículas carregadas,

¹ Isso emerge do trabalho de muitos físicos desde 1920 e um bom livro introdutório ao assunto é a Ref. [4].

² Existe uma pequena diferença para matéria e antimatéria para interações envolvendo a força fraca, que discutiremos na Seção 2.

e não está sendo aniquilada pelo vento solar emitido pelo Sol, podemos ter certeza de que o Sol é feito de matéria.³ Aplicando o mesmo argumento até o Universo observável, uma vez que não observamos esses fótons energéticos produzidos a partir da aniquilação matéria-antimatéria, podemos concluir que o Universo observável é feito inteiramente de matéria [5].

Para contextualizar esta questão, devemos agora mencionar duas descobertas importantes: a descoberta da expansão do Universo por George Lemaître em 1927 [6] e Edward Hubble em 1929 [7], e a descoberta de fótons de micro-ondas⁴ vindo de todas as direções no céu, por Arno Penzias e Robert Wilson em 1965 [8]. Voltando no tempo, o volume do Universo observável deve ser menor, enquanto a temperatura desses fótons será maior (imagine um gás esquentando à medida que seu volume se contrai) e, em algum momento, os fótons serão energéticos o suficiente para produzir pares de matéria e antimatéria. Se a quantidade de matéria e antimatéria forem exatamente iguais, à medida que o Universo esfria, podemos enfrentar uma aniquilação completa e ficar com um Universo “vazio”, composto apenas de fótons.⁵ O fato de o Universo observado ser feito inteiramente de matéria sugere que deveríamos ter tido mais matéria no Universo primordial, para evitar essa catástrofe de aniquilação ou, em outras palavras, nosso Universo deveria ter uma assimetria entre matéria e antimatéria.

Podemos apenas supor que o Universo começa com mais matéria do que antimatéria? Discutiremos na Seção 3 que o atual modelo de cosmologia, apoiado por observações, desfavorece esta explicação. A alternativa seria partir de uma quantidade igual de matéria e antimatéria e, durante a evolução cósmica, admitir que o Universo passou por um processo, conhecido como bariogê-

³ Enquanto estamos protegidos do vento solar pelos campos magnéticos da Terra, se o Sol fosse feito de antimatéria, quando o vento solar atingir a atmosfera superior, além de erodir nossa atmosfera, fótons energéticos mortais da aniquilação matéria-antimatéria também seriam produzidos.

⁴ Esses fótons têm comprimento de onda de cerca de 1 cm não muito longe daquele que usamos em nossos fornos de micro-ondas.

⁵ Discutiremos na Seção 3 que devido à expansão cósmica, a aniquilação deixará de ser eficiente em algum momento e ficaremos com uma quantidade muito pequena de matéria e antimatéria.

nese, para gerar mais matéria do que antimatéria. Veremos na Seção 4 que os cientistas determinaram a quantidade de matéria cósmica (bárions) com alta precisão enquanto, até o momento, não há nenhuma evidência definitiva de antimatéria cósmica (antibárions).

Na Seção 5, discutiremos os ingredientes necessários, conhecidos como condições de Sakharov, para gerar um Universo assimétrico entre matéria e antimatéria [9]. Veremos que, embora o MP contenha todos os ingredientes, eles não conseguem gerar a assimetria observada.

Finalmente, na Seção 6, discutiremos algumas possíveis modificações das teorias conhecidas e que poderiam dar origem a uma bariogênese bem-sucedida, sua conexão com outros quebra-cabeças abertos na física fundamental e se podem ser testadas por experimentos.

2 Duplicação das partículas fundamentais: a antimatéria

Vamos primeiro descrever duas das descobertas mais importantes no início do século 20: a teoria da relatividade (especial [10] e geral [11]) de Albert Einstein e a mecânica quântica (desenvolvida por Max Planck, Albert Einstein, Niels Bohr, Louis de Broglie, Erwin Schrodinger, Werner Heisenberg, Max Born e muitos outros).

Pela teoria da relatividade especial de Einstein, a massa m faz parte da energia E de uma partícula conforme a expressão

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4, \quad (1)$$

onde p é a magnitude do momento da partícula e c é a velocidade da luz. Portanto, dada uma energia $E \geq mc^2$, é possível criar uma partícula com massa m e, da mesma forma, uma quantidade de massa m também pode ser convertida em energia. Da eq. (1), a energia total é conservada quando um par matéria-antimatéria se aniquila ou é criado a partir de fótons. A teoria da relatividade geral de Einstein é uma teoria da gravidade que pode ser aplicada para descrever a expansão do Universo que discutiremos na Seção 3.

Na mecânica quântica, a energia de um sistema ligado vem apenas em valores discretos relacionados à constante de Planck h e, em particular, para a luz, Einstein descobriu que ela pode ser descrita

como uma partícula conhecida como fóton, cada uma carregando uma energia

$$E = \hbar\omega, \quad (2)$$

onde $\hbar = h/(2\pi)$ e $\omega = 2\pi\nu$, com ν sendo a frequência do fóton.⁶ Na mecânica quântica, a luz e as partículas são unificadas: a luz, que é descrita pelas equações de Maxwell como uma onda eletromagnética [12], também se comporta como uma partícula (o fóton) enquanto que, para qualquer partícula (mesmo um objeto macroscópico) com uma magnitude de momento p , um comprimento de onda λ é associado, dado pela relação de Broglie $\lambda = h/p$ [13]. Com esse ponto de vista unificado, faz sentido que um par matéria-antimatéria possa se aniquilar ou ser criado a partir de fótons.

Em 1928, Paul Dirac derivou sua famosa equação para descrever um elétron, a qual é consistente tanto com a teoria da relatividade especial de Einstein quanto com a mecânica quântica,⁷

$$(i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu - I_{4\times 4}mc)\psi = 0, \quad (3)$$

onde m é a massa do elétron, γ^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) são as quatro matrizes de Dirac 4×4 , que satisfazem $\gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = I_{4\times 4}$, sendo $I_{4\times 4}$ a matriz identidade, e as derivadas parciais no tempo e no espaço são dadas por $\partial_0 = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}$, $\partial_1 = \frac{\partial}{\partial x}$, $\partial_2 = \frac{\partial}{\partial y}$, e $\partial_3 = \frac{\partial}{\partial z}$. O importante é que ψ é um vetor de 4 componentes que descreve um elétron e um pósitron, cada um com dois estados de spin.

Observe que a eq. (3), na verdade, vale para qualquer partícula de spin 1/2 (o elétron é um exemplo), também conhecidas como férmions.⁸ Podemos escrever na base quiral

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}, \quad (4)$$

onde $\psi_{L(R)}$ é um vetor de duas componentes que denota um férmion quiral de mão esquerda (direita). Para um férmion sem massa ou relativístico (viajando perto da velocidade da luz em relação a nós), se medirmos seu spin ao longo de sua direção de movimento, ele será antiparalelo

⁶No vácuo, o comprimento de onda da luz é $\lambda = c/\nu$.

⁷Observe a presença de \hbar e c na mesma equação, que são as constantes da mecânica quântica e da teoria da relatividade, respectivamente.

⁸Um férmion é uma partícula de spin semi-inteiro, enquanto um bóson é uma partícula com spin inteiro.

(paralelo) à direção do movimento, ou seja, spin “para baixo” (“para cima”) para um férmion quiral de mão esquerda (direita). Portanto, o $\psi_{L(R)}$ de duas componentes descreve um férmion com spin “para baixo” (“para cima”) e um antiférmion com spin “para cima” (“para baixo”).

Na teoria quântica de campos, $\psi_{L(R)}$ torna-se um campo que descreve tanto o férmion quanto o antiférmion: $\psi_{L(R)}$ destrói um férmion quiral de mão-esquerda (direita) e cria um antiférmion quiral de mão-esquerda (direita); $\psi_{L(R)}^\dagger$ cria um férmion quiral de mão esquerda (direita) e destrói um antiférmion quiral de mão esquerda (direita).

A partir de agora, adotaremos as unidades naturais comumente usadas em física de partículas e cosmologia, estabelecendo $c = \hbar = k_B = 1$. Aqui, k_B é a constante de Boltzmann que relaciona temperatura e energia para um sistema em equilíbrio térmico $E \propto k_B T$. Em unidades naturais, da eq. (1), energia, momento e massa terão a mesma unidade. Da eq. (2), o tempo (e também o comprimento) terá unidade de energia inversa. Finalmente, a temperatura também terá unidade de energia. Para a energia, é conveniente usar a unidade eV (elétron-volt), que é a energia necessária para acelerar uma partícula com uma unidade de carga elétrica sob um potencial elétrico de um volt. Por exemplo, a massa de um bárion (próton ou nêutron) é cerca de 1 GeV, enquanto a massa de um elétron é cerca de 0,5 MeV.

Desde a concepção grega antiga, de que toda matéria é feita de entidades indivisíveis muito pequenas chamadas “átomo”, até as descobertas, no final do século 19 e início do século 20, de que um átomo é composto de elétrons e um pequeno e pesado núcleo constituído de prótons e nêutrons, parece emergir uma imagem bastante simples do que o Universo é feito. Hoje, sabemos que a composição da matéria comum no Universo é descrita por uma teoria quântica de campos conhecida como MP, com seu conteúdo de partícula dado na Tabela 1. Carga elétrica, número bariônico e número leptônico são conhecidos como números quânticos que caracterizam uma partícula. Todos os quarks carregam o número de bárions, enquanto os neutrinos e os léptons carregados (conhecidos coletivamente como léptons) carregam o número de léptons. A Tabela 1 mostra quase metade do conteúdo de partículas: todos os férmions e o W vêm com suas respectivas an-

tipartículas de números quânticos opostos. Por exemplo, um anti (quiral esquerdo) quark up , \bar{u}_L , tem carga elétrica $-2/3$ e número bariônico $-1/3$, enquanto um antineutrino do elétron, $\bar{\nu}_{eL}$, possui número leptônico -1 , e assim por diante. Todas essas partículas (e suas antipartículas) já foram observadas em laboratório, com as últimas tendo sido os bósons de Higgs, que foram produzidos no Grande Colisor de Hádrons (LHC, do inglês *large hadrons collider*) em 2012 [14, 15].

No MP, todos os quarks e antiquarks vêm em três “cores”⁹ e eles sentem a força forte mediada por oito glúons (g), enquanto apenas as partículas eletricamente carregadas sentem a força eletromagnética mediada pelos fótons (γ). Embora os férmions e antiférmions quirais de mão esquerda e direita interagem de forma idêntica sob as forças forte e eletromagnética, em 1956, Tsung-Dao Lee e Chen-Ning Yang propuseram que essa paridade (\mathcal{P}) poderia ser violada pela força fraca [16]. Um ano depois foi confirmado experimentalmente, por Chien-Shiung Wu e seus colaboradores, que \mathcal{P} é de fato quebrada no decaimento do cobalto-60 através da força fraca [17]. Agora está estabelecido que apenas os férmions quirais de mão-esquerda experimentam a força fraca mediada pelos bósons Z e W , portanto \mathcal{P} é violada ao máximo no MP. Veremos mais adiante, na Seção 5, que isso faz parte dos ingredientes da bariogênese.

A seguir vamos mencionar as leis de conservação. Em qualquer processo, a soma total de cada um dos três números quânticos (carga elétrica, número bariônico e número leptônico) deve permanecer a mesma antes e depois de uma interação. Por exemplo, para o decaimento de um quark top , $t_L \rightarrow b_L + \bar{e}_L + \nu_{eL}$, o estado inicial t_L tem uma carga elétrica $2/3$, um número bariônico $1/3$ e um número leptônico 0 , enquanto o estado final também tem uma carga elétrica (total) $-1/3 + 1 = 2/3$, número bariônico $1/3$ (transportado por b_L) e um número leptônico (total) $-1 + 1 = 0$ (transportado por \bar{e}_L e ν_{eL}). Crucialmente, os processos de produção e aniquilação do par matéria-antimatéria conservam os núme-

⁹Eles são rotulados de vermelho, verde e azul para distingui-los sob a ação da força forte, mas essa nomenclatura não tem nada a ver com as cores reais que vemos. De qualquer forma, na realidade, o número de quarks na Tabela 1 deve ser multiplicado por três.

Tabela 1: Conteúdo de partícula do MP com três números quânticos carregados pelas partículas: carga elétrica, número bariônico e número leptônico. Todos os quarks possuem três “cores” e sentem a força forte mediada pelos oito glúons g enquanto apenas as partículas que possuem cargas elétricas diferentes de zero sentem a força eletromagnética mediada pelo fóton γ . Apenas os férmions quirais de mão esquerda (com o subscrito “L”) sentem a força fraca mediada pelos bósons Z e W . O bóson de Higgs h interage diretamente com todas as partículas além de neutrinos, glúons e fótons. Usamos parênteses para denotar pares de férmions que obtêm suas respectivas massas do mecanismo de Higgs. Todos os férmions e W vêm com suas respectivas antipartículas com números quânticos opostos.

Nome	Símbolo	Spin	Carga Elétrica	Báron #	Lépton #
quarks tipo <i>up</i>	$(u_L, u_R), (c_L, c_R), (t_L, t_R)$	1/2	2/3	1/3	0
quarks tipo <i>down</i>	$(d_L, d_R), (s_L, s_R), (b_L, b_R)$	1/2	1/3	1/3	0
neutrinos	$\nu_{eL}, \nu_{\mu L}, \nu_{\tau L}$	1/2	0	0	1
léptons carregados	$(e_L, e_R), (\mu_L, \mu_R), (\tau_L, \tau_R)$	1/2	-1	0	1
portadores de força neutra	γ, Z, g	1	0	0	0
portadores de força carregada	W	1	1	0	0
bóson de Higgs	h	0	0	0	0

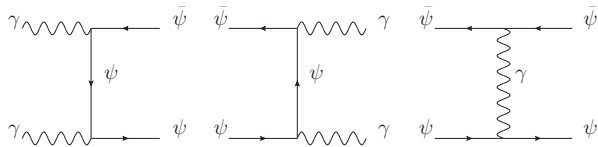


Figura 1: A criação (esquerda) e aniquilação (meio) de um par antiférmion-férmion eletricamente carregado. O diagrama à direita mostra a dispersão entre um $\bar{\psi}$ carregado e um ψ . Em todos esses processos, os números de bárions e léptons são conservados.

ros de bárions e léptons (além da carga elétrica)! Na Figura 1, o diagrama da esquerda mostra a criação de um par antiférmion-férmion eletricamente carregado, $\bar{\psi} - \psi$, a partir de dois fótons γ ; o diagrama do meio mostra a aniquilação de um par $\bar{\psi} - \psi$; e o diagrama à direita mostra a dispersão entre $\bar{\psi}$ e ψ carregados. Aqui ψ pode ser qualquer outro férmion eletricamente carregado da Tabela 1.¹⁰ Observe que em todos esses processos, os números totais de bárions e léptons não mudam do estado inicial para o final.

Podemos observar duas características interessantes na Tabela 1: 1) não há nenhum neutrino quiral de mão direita ν_R , e 2) os férmions podem ser agrupados em famílias de três, por exemplo, (u_L, c_L, t_L) , (e_R, μ_R, τ_R) e assim por diante.

A primeira característica leva a neutrinos sem massa no MP, o que está em contradição com o fenômeno de oscilação de neutrinos, descoberto em 1998 – 2002 e que indica massas de neutrinos

¹⁰Como os neutrinos são neutros, sua criação e aniquilação envolverão bósons Z em vez de fótons γ .

pequenas, da ordem de 0,1 eV (cerca de 10^{10} vezes mais leve que um bárion) [18–20] (veja também um artigo de revisão [21]). A origem da massa de neutrinos ainda é uma questão em aberto e, como veremos na Seção 6, pode estar conectado com o quebra-cabeça da assimetria matéria-antimatéria cósmica.

A segunda característica é conhecida como o enigma das famílias, ou sabores. O Universo é essencialmente constituído pela família mais leve: o elétron (e_L, e_R) e os quarks da primeira família (u_L, u_R, d_L, d_R) , que formam os prótons ($p \sim uud$) e os nêutrons ($n \sim udd$), onde usamos o símbolo \sim para denotar os quarks de composição e suprimimos o subscrito de quiralidade. A única diferença entre as famílias de férmions está em suas massas, com a segunda família sendo mais pesada que a primeira, e a terceira família sendo a mais pesada. Por exemplo, o férmion mais pesado é o quark *top*, com sua massa sendo cerca de 173 GeV (173 vezes mais pesado que um bárion). Os bósons Z e W , bem como todos os pares quirais de mão esquerda e direita de férmions (indicados entre colchetes na Tabela 1), exceto os neutrinos, obtêm suas respectivas massas do mecanismo de Brout–Englert–Higgs [22, 23].

O tempo de vida da segunda e terceira famílias de férmions é muito curto. Se produzidos em laboratório, ou a partir de fontes astrofísicas, eles decairão rapidamente em partículas mais leves. Por exemplo, o primo pesado do elétron, o múon μ decairá como $\mu_L \rightarrow e_L + \bar{\nu}_{eL} + \nu_{\mu L}$. Parece que não há razão para a existência desses

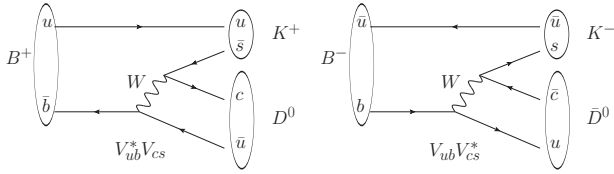


Figura 2: O processo $B^+ \rightarrow K^+ + D^0$ é diferenciado de $B^- \rightarrow K^- + \bar{D}^0$ devido ao número complexo $V_{ub}^*V_{cs}$ em fraco interação, levando à violação de \mathcal{CP} .

férmions mais pesados, mas em 1973, Makoto Kobayashi e Toshihide Maskawa estenderam o trabalho de Nicola Cabibbo com duas famílias [24] e descobriram que, com pelo menos três famílias, podemos diferenciar matéria e antimatéria através da força fraca, um efeito conhecido como violação de \mathcal{CP} [25]. Isso fornece uma explicação para o efeito de violação de \mathcal{CP} medido anteriormente, em 1964, no experimento liderado por James Cronin e Val Fitch [26]. Um exemplo de violação de \mathcal{CP} em decaimentos de mésons B^{11} é mostrado na Figura 2, onde surge uma diferença em $B^+ \rightarrow K^+ + D^0$ e o processo correspondente que envolve antipartículas, $B^- \rightarrow K^- + \bar{D}^0$, devido ao número complexo $V_{ub}^*V_{cs}$ que aparece na interação fraca.

A descoberta da violação de \mathcal{CP} nos dá esperanças para explicar a assimetria cósmica entre matéria e antimatéria. No entanto, como discutiremos na Seção 5, esse efeito no MP acaba sendo insuficiente para a bariogênese.

3 O universo em expansão

Em 1912, Henrietta Swan Leavitt descobriu que a distância de uma galáxia pode ser determinada com base na relação entre a luminosidade e o período das estrelas Cefeidas nas galáxias [27, 28]. Baseado na lei de Leavitt, Edward Hubble descobriu em 1929 que quanto mais longe uma galáxia está de nós, mais rápido ela está se afastando de nós [7]. (George Lemaitre descobriu independentemente a expansão no início de 1927 [6].) Isso tem uma implicação muito importante: o Universo pode ter tido um começo. Se alguém retrocedesse a evolução do Universo no tempo, o volume do Universo diminuiria en-

¹¹Um méson é uma partícula composta por um quark e um antiquark, como aquelas representadas pelas linhas ovais na Figura 2.

quanto todo o material dentro dele se tornaria mais denso e mais quente e, eventualmente, poderíamos alcançar o início do Universo conhecido como *big bang*. Fazendo essa extrapolação, verifica-se que a idade do Universo é de cerca de 13,8 bilhões de anos [29].

Em qualquer direção do céu que observamos, a distribuição de galáxias parece a mesma, ou seja, isotrópica. Como não há razão para estarmos em qualquer posição especial no Universo, a distribuição das galáxias deve ser a mesma em todos os lugares, ou seja, homogênea. A observação da distribuição média de matéria para aglomerados de galáxias é consistente com um Universo homogêneo e isotrópico nesta escala [30]. A suposição de um Universo isotrópico e homogêneo em grande escala nos leva à solução da equação de Einstein (teoria da relatividade geral) conhecida como métrica de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker,

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)d\vec{x}^2, \quad (5)$$

onde $a(t)$ é o fator de escala que descreve como o tamanho do Universo muda ao longo do tempo, e dt^2 e $d\vec{x}^2$ são respectivamente o quadrado do intervalo de tempo e a distância entre dois pontos próximos. A taxa de expansão do Universo, também conhecida como taxa de Hubble, é definida como

$$H \equiv \frac{1}{a} \frac{da}{dt}. \quad (6)$$

A partir da equação de Einstein, a taxa de Hubble, assumindo um Universo plano, satisfaz a equação de Friedmann¹²

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho, \quad (7)$$

onde $G = 1/M_{\text{Pl}}^2$ é a constante gravitacional de Newton com, e $M_{\text{Pl}} = 1,22 \times 10^{19}$ GeV é a massa de Planck, enquanto ρ é a densidade de energia total do universo, que pode ser relacionada com a temperatura cósmica T . Para radiação (ou matéria relativística), a densidade de energia é proporcional a T^4 , enquanto que, para matéria não

¹²A observação atual é consistente com o fato de nosso Universo ser plano. No espaço bidimensional, um universo com curvatura zero será como uma superfície plana, um universo com curvatura negativa terá a forma de uma sela, enquanto que um universo com curvatura positiva será uma esfera. Apenas para uma curvatura positiva o volume do universo é finito.

relativística com massa m , sua densidade de energia é proporcional a T^3 . Conforme T aumenta, o fator T^3 vem do aumento da densidade numérica das partículas, enquanto que para a radiação um fator adicional de T vem de seu comprimento de onda sendo comprimido e, portanto, sua energia aumenta.

À medida que voltamos no tempo, a temperatura, a energia e as densidades numéricas das partículas aumentam. Voltando no tempo, quando o Universo tinha cerca de 380.000 anos, ele estava em uma temperatura na escala de eV. Nessa época, os átomos de hidrogênio estavam ionizados. Como os prótons e elétrons livres interagem com os fótons, os fótons não podiam viajar livremente, e o Universo era opaco. Durante a transição de hidrogênio ionizado para neutro, os fótons puderam viajar sem impedimentos, e o Universo tornou-se transparente. Hoje, esses fótons chegam à Terra através da radiação cósmica de fundo (CMB, sigla em inglês para *cosmic microwave background*), com seu comprimento de onda tendo sido desviado para o vermelho, devido à expansão cósmica, até a região de microondas, correspondente à temperatura de 2,7 K ou $2,3 \times 10^{-4}$ eV. (Essa radiação foi descoberta acidentalmente por Arno Penzias e Robert Wilson, em 1965 [8]).

Uma medição de precisão feita pelo satélite Planck revela que a temperatura desses fótons, em qualquer direção, é uniforme e com pequenas diferenças, da ordem de apenas 10^{-5} [29]. (Esta observação também é consistente com um Universo isotrópico e homogêneo.) Isso é surpreendente, pois os fótons de quaisquer dois pontos do céu, separados por um ângulo maior que 2° aproximadamente, não estiveram em contato causal na época da emissão da CMB e, por isso, não se espera que tenham a mesma temperatura. Isso é conhecido como “problema do horizonte”, pois regiões que não estão em contato causal (regiões fora do “horizonte” ou do alcance, mesmo com a velocidade da luz) não deveriam estar em equilíbrio térmico (tendo a mesma temperatura).

Uma solução elegante para o problema do horizonte, proposta independentemente por Alexei Starobinsky [31] e Alan Guth [32], é considerar que o Universo primordial passou por um período de expansão exponencial, conhecido como inflação cósmica. Portanto, nosso atual Universo ob-

servável começou dentro de um pequeno volume que estava em equilíbrio térmico e, em seguida, a região foi inflada por um fator de pelo menos e^{50} . A força motriz por trás da inflação é um campo escalar conhecido como ínflaton com uma densidade de energia quase constante na eq. (7) que junto com a eq. (6), resulta em uma solução na qual o tamanho do Universo está aumentando exponencialmente, $a(t) \propto e^{Ht}$. A inflação também explica dois outros enigmas cosmológicos: por que o Universo parece plano hoje¹³ e por que não vemos os monopolos que são previstos pelas Teorias da Grande Unificação.¹⁴ Após a inflação, os ínflatons decairão e gerarão um banho térmico de partículas do MP de certa temperatura, conhecida como temperatura de reaquecimento T_{RH} . A temperatura mais alta é fixada pela densidade de energia do campo ínflaton, enquanto T_{RH} pode ser muito menor se os ínflatons tiverem uma longa vida útil, ou seja, decaem muito lentamente. A seguir, discutiremos qual é o valor esperado para T_{RH} .

Desde o período em que a CMB se originou, se continuarmos voltando no tempo até quando o Universo tinha cerca de 10^{-2} s, com uma temperatura na escala de MeV, os elementos leves como o deutério (^2H), Hélio-3 (^3He), Hélio-4 (^4He) e Lítio-7 (^7Li) podem ser destruídos pelos fótons energéticos, retornando ao estado de prótons e nêutrons livres. Avançando no tempo, este é o período em que prótons e nêutrons se fundem para formar elementos leves, um período importante conhecido como *Big Bang Nucleosynthesis* (BBN), ou Nucleossíntese do *Big Bang* (veja o artigo sobre o tema nesta mesma Seção Temática dos Cadernos de Astronomia, ou o artigo de revisão [33]).

Em princípio, podemos continuar voltando no tempo até quando o Universo tinha cerca de 10^{-5} s de idade, com temperatura $T \sim \text{GeV}$, quente

¹³Mesmo se o Universo como um todo tivesse uma curvatura positiva ou negativa no início, depois da inflação, o Universo observável, que é uma pequena parte do todo, parecerá plano, análogo à Terra que parece plana para nós.

¹⁴Nas Teorias da Grande Unificação, as forças fortes, fracas e eletromagnéticas são unificadas em alta temperatura. Quando essas forças são diferenciadas (através da chamada quebra espontânea de simetria) à medida que o Universo esfria, objetos estáveis conhecidos como monopolos serão produzidos em abundância. Como não os vemos, uma explicação plausível é que a inflação os diluiu a um valor insignificante.

o suficiente para prótons e nêutrons se dissociarem em quarks livres. Um fenômeno interessante ocorre quando o Universo tem uma idade de 10^{-11} s com $T \sim 160$ GeV. Se a temperatura aumenta um pouco mais, a simetria eletrofraca seria restaurada e as forças eletromagnética e fraca seriam unificadas [34]. Neste momento, os quarks, léptons carregados, e os bósons Z e W perdem massa, assim como os fótons e glúons. Essa transição é conhecida como transição de fase eletrofraca e pode fazer parte dos ingredientes para a bariogênese que discutiremos na Seção 5.

Eventualmente, alcançamos um limite superior $T_{\text{RH}} \lesssim 10^{16}$ GeV resultante da não observação de ondas gravitacionais primordiais da inflação [35, 36]. E quanto ao limite inferior para T_{RH} ? Para ser consistente com a medição de elementos leves primordiais da BBN (veja a próxima seção), devemos ter $T \gtrsim$ MeV. Em resumo, após a inflação, a temperatura cósmica deve estar na faixa $1 \text{ MeV} \lesssim T_{\text{RH}} \lesssim 10^{16} \text{ GeV}$.

Voltando à questão do conteúdo de matéria e antimatéria do Universo. Após a inflação, o Universo fica momentaneamente vazio de partículas e qualquer assimetria inicial entre matéria e antimatéria deve ser diluída a uma quantidade insignificante. Em outras palavras, a inflação leva a um universo como uma lousa em branco. Como o Universo é aquecido até T_{RH} pelos decaimentos dos ínflatons, esperamos que matéria e antimatéria sejam produzidas e destruídas em pares de bárion-antibárions, e deve haver uma quantidade igual de bárions e antibárions a qualquer momento. À medida que a temperatura cai abaixo da massa do bárion, a produção do par será suprimida enquanto a aniquilação ainda poderá ocorrer.

Devido à expansão do Universo, quando a temperatura cósmica estiver em torno de $T \sim 20$ MeV, as densidades numéricas de bárions e antibárions serão tão baixas que nem mesmo a aniquilação poderá ocorrer. No final, obteremos um universo com uma quantidade igual de bárions e antibárions e, para cada par bárion-antibárion, teremos cerca de 10^{18} fótons. Veremos na próxima seção que isso está em total contradição com as observações, apontando para a necessidade de bariogênese após a inflação para gerar uma assimetria matéria-antimatéria.

4 Nosso Universo dominado por matéria

Como quantificamos quanto de matéria e antimatéria existe em um universo em expansão? Imaginemos uma caixa que se expande exatamente na mesma proporção que o Universo. Se houver N partículas do tipo i na caixa de volume a^3 e elas não se transformarem em outra coisa, apesar dessa densidade numérica $n = N/a^3$ diminuir conforme o volume da caixa a^3 aumenta, temos sempre $na^3 = N$ partículas do tipo i na caixa. Tal número também é conhecido como número “comóvel”. Agora, vamos definir a abundância da partícula i como

$$Y_i \equiv \frac{n_i}{s}, \quad (8)$$

onde n_i é a densidade numérica da partícula i e s é a densidade de entropia cósmica. Considerando uma caixa de volume a^3 , $n_i a^3$ é o número comóvel de i enquanto sa^3 é a entropia na caixa. Assumindo que a expansão seja adiabática, a entropia na caixa é constante e, se a partícula i não se transforma em outra coisa, então $n_i a^3$ também é constante, o que juntos implica que Y_i também é uma constante. Portanto, Y_i é uma quantidade muito útil que só mudará se a partícula i puder se transformar em outra coisa ou se a entropia não for conservada.

Como nosso interesse está na quantidade de matéria e antimatéria, vamos usar a eq. (8) para analisar as abundâncias de bárions b e antibárions \bar{b} ,¹⁵

$$Y_b = \frac{n_b}{s}, \quad Y_{\bar{b}} = \frac{n_{\bar{b}}}{s}, \quad (9)$$

Se bárions e antibárions estão se aniquilando em fótons, Y_b e $Y_{\bar{b}}$ diminuirão.

Outra maneira de avaliar a quantidade de matéria e antimatéria é compará-las com a densidade do número de fótons cósmicos,

$$\eta_b \equiv \frac{n_b}{n_\gamma}, \quad \eta_{\bar{b}} \equiv \frac{n_{\bar{b}}}{n_\gamma}. \quad (10)$$

No entanto, ao contrário da entropia, o número comóvel de fótons não é constante, pois pode aumentar, por exemplo, a partir da aniquilação da

¹⁵Como o Universo é observado como sendo eletricamente neutro, uma vez que saibamos a quantidade de bárions e antibárions, também saberemos a quantidade de elétrons e pósitrons. Mesmo neste caso, não podemos ter certeza sobre o número total de léptons e antiléptons, pois ainda não observamos neutrinos e antineutrinos remanescentes do *big bang*, o fundo cósmico de neutrinos.

matéria-antimatéria. Mesmo assim, para o valor medido hoje, pode-se converter a eq. (10) para a eq. (9), e vice-versa, usando a relação

$$\frac{s_0}{n_{\gamma 0}} = 7.039, \quad (11)$$

onde o subscrito “0” denota o valor hoje. Por exemplo, atualmente, $\eta_{b0} = Y_{b0} \times s_0/n_{\gamma 0}$.

Em seguida, vamos definir a assimetria bárion-antibárion, ou simplesmente assimetria bariônica, como

$$Y_{\Delta b} = Y_b - Y_{\bar{b}}. \quad (12)$$

Se começarmos com a mesma quantidade de bárions e antibárions $Y_{\Delta b} = 0$. Esta quantidade permanecerá zero se todos os processos conservarem o número de bárions: ou os estados inicial e final têm o mesmo número de bárions e/ou bárions e antibárions só podem ser criados ou destruídos em pares.

4.1 Nucleossíntese do big bang

A época mais antiga em que temos acesso experimental ao valor de Y_b está na medição da abundância primordial dos elementos leves (H, ^2H , ^3He , ^4He , ^7Li) que foram produzidos a partir da BBN quando o Universo tinha cerca de 10^{-2} s de idade e com temperatura $T \sim \text{MeV}$ [33]. Durante este tempo, os únicos bárions disponíveis são prótons p e nêutrons n , ao mesmo tempo que eles podem ser convertidos entre si através de interações fracas: $n + \nu_e \leftrightarrow p + e$, $n + \bar{e} \leftrightarrow p + \bar{\nu}_e$ e $n \leftrightarrow p + e + \bar{\nu}_e$. Eventualmente, todos os nêutrons serão capturados para formar os elementos leves. A densidade dos bárions é tão baixa que apenas reações de dois corpos podem competir com a taxa de expansão do Universo, como: $p + n \rightarrow ^2\text{H} + \gamma$, $^2\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^3\text{H} + p$, $^2\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + n$, $^2\text{H} + ^3\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + n$, $^2\text{H} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + p$, $\text{H}^3 \rightarrow ^3\text{He} + \bar{e} + \nu_e$ e assim por diante.

Aumentando a quantidade de bárions Y_b , há mais nêutrons para formar ^4He e menos ^2H . Como ^2H tem uma energia de ligação baixa e pode ser facilmente destruído, a medida da sua abundância fornece um limite superior para Y_b . O mesmo não vale para o ^3He , pois ele pode ser tanto destruído como produzido pelas estrelas. O ^7Li é mais complicado porque tem produção direta: $^3\text{H} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Li} + \gamma$, e produção indireta:

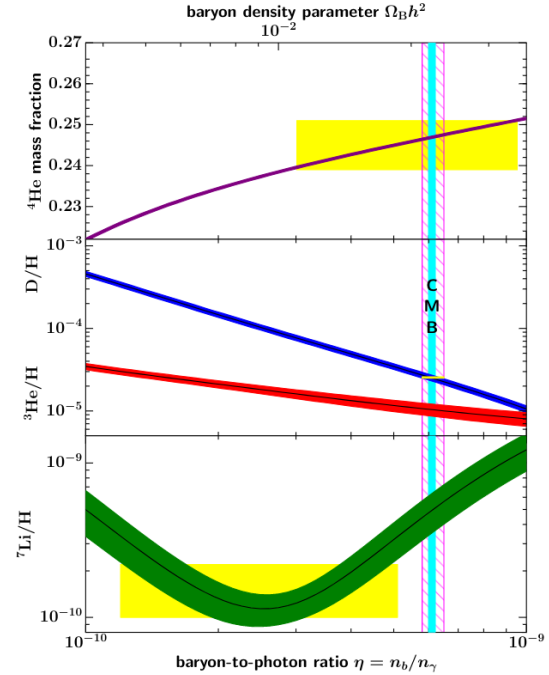


Figura 3: Previsão teórica da BBN comparada com medições. Figura de [38].

$^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + \gamma$ e, muito tempo depois, $^7\text{Be} + e \rightarrow ^7\text{Li} + \nu_e$. Conforme Y_b aumenta, a produção de ^7Li aumenta através da produção direta, depois diminui através de $^7\text{Li} + p \rightarrow ^4\text{He} + ^4\text{He}$ e, eventualmente, aumenta novamente através da produção indireta. Na teoria da BBN, a dependência da abundância primordial dos elementos leves com a quantidade de bárions é mostrada na Figura 3, onde as faixas amarelas indicam a quantidade observada de elementos leves. As medições indicam que [37]

$$Y_b^{\text{BBN}} = (8.72 \pm 0.27) \times 10^{-11}, \quad (13)$$

conforme mostrado pela faixa magenta sombreada na Figura 3. Da eq. (10), isso significa que para cada 10^9 fótons, temos cerca de um bárion. Na Figura 3, podemos ver uma tensão a ser resolvida, pois a quantidade de ^7Li observada é menor que o valor observado para o ^2H (D) e o ^4He .

4.2 Fundo cósmico de micro-ondas (CMB)

Os fótons da CMB que se originaram do período em que o Universo, com 380.000 anos, se tornou transparente, são observados em todas as direções com uma temperatura quase uniforme de 2.3×10^{-4} eV, onde as pequenas diferenças

de temperatura estão na ordem de 10^{-5} . Antes desse período, o plasma cosmológico é descrito como um fluido fóton-bárion onde os fótons fornecem a pressão e os bárions (e matéria escura)¹⁶ fornecem a gravidade, resultando em repetidas compressões e rarefações do plasma (como as oscilações de uma onda sonora). O principal efeito dos bárions adicionais é fornecer gravidade extra para aumentar as fases de compressão, resultando em maiores diferenças de temperatura em comparação com as fases de rarefação. A medição mais precisa deste efeito vem do satélite Planck em 2018, que dá [29]

$$Y_b^{\text{CMB}} = (8.70 \pm 0.06) \times 10^{-11}. \quad (14)$$

Este valor é indicado pela linha ciano na Figura 3. Aliás, a supressão da diferença de temperatura em escala menor também fornece a evidência de matéria escura, que equivale a cerca de cinco vezes a densidade de energia de bárions, $m_{\text{bárion}} Y_B^{\text{CMB}}$, onde $m_{\text{bárion}} \sim 1 \text{ GeV}$. (Nesta Seção Temática dos Cadernos de Astronomia há um artigo discutindo a CMB. Para um artigo de revisão mais técnica sobre a CMB, consulte [39].)

4.3 Antimatéria ausente

A concordância entre as determinações de Y_b nas eqs. (13) e (14) até o nível percentual, vindos de duas épocas diferentes do Universo (separadas por seis ordens de grandeza em temperatura) e de diferentes fenômenos, representa um dos maiores triunfos do modelo cosmológico padrão e do MP.

Na seção anterior, discutimos que, se o Universo começasse com uma quantidade igual de bárions e antibárions após a inflação, em torno de $T \sim 20 \text{ MeV}$, quando a aniquilação se tornaria ineficaz, acabaríamos com $Y_b = Y_{\bar{b}} \sim 10^{-19}$, devido à expansão cósmica. Isso é cerca de nove ordens de magnitude menor do que os valores medidos nas eqs. (13) e (14)! Além disso, onde estão os antibárions (antimatéria)?

Conforme mencionado na introdução, estamos confiantes de que a Terra, a Lua e o Sol são feitos de matéria. Como o vento solar não aniquilou nenhum outro planeta, podemos concluir

¹⁶Até agora as evidências para a existência de matéria escura são de origem puramente gravitacional, e não há evidências de que ela sinta as forças do MP e que deve ser distinguida dos bárions ou antibárions que estamos discutindo aqui.

que todo o sistema solar é feito de matéria. Em uma escala maior, vemos alguma antimatéria? Dentro de nossa galáxia, detectamos apenas uma pequena quantidade de antiprótons e pósitrons em raios cósmicos consistentes com sua origem secundária (por exemplo, $p + p \rightarrow 3p + \bar{p}$ e $p + p \rightarrow \bar{e} + p + \nu_e$). Até o momento, nenhum antinúcleo tão leve quanto partículas anti-²D, anti-³He ou anti-⁴He foram detectados.¹⁷ A não observação de fótons de alta energia produzidos a partir da aniquilação de próton-antipróton exclui objetos com misturas de matéria-antimatéria até a escala de aglomerados de galáxias. Limites observacionais em contribuições anômalas ao fundo cósmico difuso de raio gama e à CMB implicam em nenhuma quantidade significativa de antimatéria, excluindo uma quantidade igual de matéria e antimatéria em nosso Universo observável [5].

Em resumo, todas as evidências até agora dizem que hoje $Y_{b0} \sim 10^{-10}$ enquanto $Y_{\bar{b}0} \ll Y_{b0}$. Portanto, vivemos em um Universo dominado por matéria (bárions) e há uma assimetria de bárions cósmica. Se não houver nenhum processo que viole o número de bárions ($Y_{\Delta b}$ é conservado) até a temperatura $T \gg \text{GeV}$, quando o Universo estava quente o suficiente para deixar de produzir bárions e antibárions em abundância, deveríamos ter

$$Y_{\Delta b}(T \gg \text{GeV}) = Y_{\Delta b0} \sim 10^{-10}. \quad (15)$$

Neste momento, bárions e antibárions são tão abundantes quanto os fótons $n_b \sim n_{\bar{b}} \sim n_\gamma$ o que significa que para cada 6×10^7 pares bárion-antibárion, temos cerca de um excesso de bárion. Este excesso “minúsculo” é tudo o que é necessário para evitar que a catástrofe de aniquilação termine num Universo dominado por matéria.

Como argumentamos na Seção 3, com a inflação, definir uma assimetria bariônica como uma condição inicial não é viável, pois o Universo é uma lousa em branco após a inflação. A consistência com as observações da BBN e CMB requer que o Universo tenha um limite inferior na temperatura de reaquecimento $T_{\text{RH}} \gtrsim 5 \text{ MeV}$ [41]. Por outro lado, temos um limite superior $T_{\text{RH}} \lesssim 10^{16}$

¹⁷O Espectrômetro Magnético Alfa na Estação Espacial Internacional parece detectar algum anti-³He e, se for verdade, será difícil explicar tal medida com fontes astrofísicas, o que leva a algumas explicações mais exóticas [40].

GeV oriundo da não observação de ondas gravitacionais primordiais da inflação [35, 36].

Em resumo, após a inflação, começamos com um ambiente dominado por radiação e o Universo, em alguma temperatura inicial T_{RH} com assimetria bariônica inicial zero $Y_{\Delta b}(T_{RH}) = 0$. Então a bariogênese deve ocorrer para gerar $Y_{\Delta b} \sim 10^{-10}$ na janela

$$5 \text{ GeV} \lesssim T \lesssim 10^{16} \text{ GeV}. \quad (16)$$

Há muito espaço para a bariogênese ocorrer!

5 Como cozinhar um Universo dominado por matéria?

Em 1967, Andrei Sakharov apontou os três ingredientes necessários para a bariogênese [9]:

1. *Violação do número de Bárions.* Gerar $Y_{\Delta b} \neq 0$ a partir de $Y_{\Delta b} = 0$, processo que altera o número bariônico, é claramente necessário.
2. *Violação de \mathcal{C} e \mathcal{CP} .* Existe uma sutileza de que \mathcal{C} muda uma partícula para sua antipartícula (com os números quânticos opostos e, para um férmion, também sua quiralidade) enquanto a combinação \mathcal{CP} mudará a quiralidade de um férmion de volta devido à ação de \mathcal{P} . Para ilustrar isso, vejamos o exemplo a seguir. Assumindo que X é uma partícula real $X = \bar{X}$ (como o bóson Z) que pode decair em bárions e antibárions quirais de mão esquerda e direita. Para obter uma assimetria de bárions, a taxa de decaimento para bárions e antibárions deve ser diferente:

$$\begin{aligned} & \Gamma(X \rightarrow b_L b_L) + \Gamma(X \rightarrow b_R b_R) \\ & \neq \Gamma(X \rightarrow \bar{b}_L \bar{b}_L) + \Gamma(X \rightarrow \bar{b}_R \bar{b}_R). \end{aligned} \quad (17)$$

Por um lado, se \mathcal{C} é conservado, $\Gamma(X \rightarrow b_L b_L) = \Gamma(X \rightarrow \bar{b}_R \bar{b}_R)$ e $\Gamma(X \rightarrow b_R b_R) = \Gamma(X \rightarrow \bar{b}_L \bar{b}_L)$ e não produziremos excesso de bárions sobre antibárions. Por outro lado, se \mathcal{CP} é conservado, $\Gamma(X \rightarrow b_L b_L) = \Gamma(X \rightarrow \bar{b}_L \bar{b}_L)$ e $\Gamma(X \rightarrow b_R b_R) = \Gamma(X \rightarrow \bar{b}_R \bar{b}_R)$ e, novamente, não produziremos tal excesso.

3. *Condição fora de equilíbrio.* Se bárions e antibárions estiverem em equilíbrio a uma temperatura T , eles seguirão uma distribuição de espaço de fase de equilíbrio dada por

$$f_{b,\bar{b}} = \frac{1}{e^{-\frac{\sqrt{p^2 + m_b^2} \mp \mu_b}{T}} + \xi}, \quad (18)$$

onde consideramos as massas de bárion e antibárion iguais, $m_b = m_{\bar{b}}$, para uma teoria quântica de campos consistente [42], e os potenciais químicos para bárion e antibárion têm sinais opostos, $\mu_{\bar{b}} = -\mu_b$, devido ao rápido processo de aniquilação e criação $b\bar{b} \leftrightarrow \gamma\gamma$. Para férmions, $\xi = 1$, temos a conhecida distribuição de Fermi-Dirac e para bósons, $\xi = -1$, a distribuição de Bose-Einstein. Agora, se as interações que violam o número de bárions (a primeira condição de Sakharov) também estão em equilíbrio, então o equilíbrio químico entre bárions e antibárions resultará em $\mu_b = 0$. Nesse caso, bárions e antibárions têm exatamente a mesma distribuição de espaço de fase e, portanto, a mesma densidade numérica, ou seja, nenhum excesso de bárions sobre antibárions.

Em seguida, vamos ver como o MP e o modelo cosmológico padrão se saem na bariogênese. Em 1976, Gerald 't Hooft mostrou que o MP quebra os números de bárions e léptons devido à característica não trivial da força fraca, onde o seguinte tipo de processo se torna possível [43]

$$\begin{aligned} (u_L u_L d_L) + e_L & \rightarrow (\bar{c}_L \bar{c}_L \bar{s}_L) + \bar{\mu}_L \\ & + (\bar{t}_L \bar{t}_L \bar{b}_L) + \bar{\tau}_L, \end{aligned} \quad (19)$$

onde, para facilitar a leitura, agrupamos os quarks. Comparando os estados inicial e final, vemos que há uma mudança de números de bárions e léptons em três unidades. Ele mostrou ainda que este processo é suprimido por 10^{-160} , ou seja, muito pequeno para ser observado hoje [43]. Então, em 1985, Valentin Kuzmin, Valery Rubakov e Mikhail Shaposhnikov descobriram que se a temperatura for alta, $T \gtrsim 100$ GeV, esse processo se torna muito eficiente [44]. Essas duas importantes descobertas teóricas abrem um novo caminho para a bariogênese dentro do MP, que deve ocorrer na temperatura $T \gtrsim 100$ GeV.

Como discutimos na Seção 2, apenas os férmions quirais de mão esquerda, mas não os férmions quirais de mão direita, sentem a força fraca e, portanto, a paridade \mathcal{P} é violada ao máximo. Como a ação de \mathcal{C} muda um férmion para um antiférmion junto com sua quiralidade, ela também é violada ao máximo pela interação fraca. A violação de \mathcal{CP} no MP, que surge devido aos quarks de três famílias, depende apenas de uma única fase de Kobayashi-Maskawa [25] e acaba sendo suprimida demais (por pelo menos nove ordens de magnitude) para a bariogênese, devido as pequenas massas dos quarks [45, 46].

Dentro do MP, um afastamento do equilíbrio térmico pode ocorrer durante a transição de fase eletrofraca (quando os férmions carregados e os bósons de calibre fracos se tornam massivos) por volta de $T \sim 160$ GeV [34]. Para uma condição fora de equilíbrio, a transição de fase deve ser de primeira ordem (como condensação de vapor para formar água líquida ou formação de gelo dentro de água líquida), o que requer que a massa do bóson de Higgs seja menor que 70 GeV [47, 48]. Esta possibilidade foi descartada pela descoberta em 2012 do bóson de Higgs h com massa de 125 GeV [14, 15].

No modelo cosmológico padrão, existe outra possibilidade interessante devido à expansão cósmica. Se a taxa de um processo for lenta em comparação com a taxa de expansão cósmica (Hubble), ela estará fora de equilíbrio. Essa será uma consideração importante para a próxima seção, quando discutirmos a nova física da bariogênese.

Em resumo, o MP contém todos os três ingredientes para a bariogênese. Pode-se fazer uso do primeiro ingrediente da violação do número bariônico (e leptônico) se a bariogênese ocorrer na temperatura $T \gtrsim 100$ GeV. Quanto ao segundo ingrediente, a violação de \mathcal{C} e \mathcal{CP} , isso exigirá modificação ou extensão do MP para aumentar a violação de \mathcal{CP} . Finalmente, pode-se estender o MP para alcançar a transição de fase eletrofraca de primeira ordem ou introduzir novos processos físicos que não atinjam o equilíbrio térmico devido à expansão cósmica.

6 Nova física para a bariogênese

Lendo até aqui, devemos estar bastante convencidos de que o MP e/ou o modelo cosmoló-

gico padrão devem ser estendidos pela nova física para uma bariogênese bem-sucedida. Para se ter uma bariogênese eletrofraca bem sucedida, com base na transição de fase eletrofraca, é necessária uma nova fonte de violação de \mathcal{CP} e uma modificação no setor de Higgs para obter uma transição de fase eletrofraca de primeira ordem (veja o artigo de revisão [49]). Essas modificações são interessantes, pois: 1) uma nova fonte de violação de \mathcal{CP} pode dar origem a um momento de dipolo elétrico potencialmente mensurável para elétrons, prótons, nêutrons e outros núcleos mais pesados.¹⁸ 2) Ao medir as propriedades do bóson de Higgs com precisão pode-se descobrir desvios das previsões do MP ou mesmo descobrir novos bósons leves!

Além da bariogênese eletrofraca, existem muitas outras ideias fantásticas [51]. Não vamos tocar nelas, mas vamos nos concentrar em uma ideia atraente que conecta elegantemente os quebra-cabeças da assimetria cósmica de bárions e da minúscula massa do neutrino. Em 1986, Masataka Fukugita e Tsutomu Yanagida propuseram um cenário conhecido como leptogênese que permite uma bariogênese viável e a geração de uma minúscula massa de neutrinos [52].

Como vimos na Tabela 1, está faltando um ν_R . Acontece que, ao introduzir pelo menos duas famílias de ν_R , alguns dos neutrinos do MP podem adquirir uma massa minúscula de escala 0,1 eV (consistente com experimentos de oscilação de neutrinos), enquanto a bariogênese, através da leptogênese, pode ocorrer através dos decaimentos de ν_R , mais comumente denotado como N . Esta adição não é apenas “esteticamente” atraente, mas sua existência também é apoiada por uma teoria mais fundamental: três famílias de N são necessárias na Teoria da Grande Unificação (GUT, do inglês *Grand Unified Theory*) SO(10).¹⁹

¹⁸Para ter um momento de dipolo elétrico diferente de zero, \mathcal{CP} deve ser violado. A violação de \mathcal{CP} no MP dá origem a um efeito muito pequeno, por exemplo, a previsão do MP para o momento de dipolo elétrico do elétron ainda é várias ordens de magnitude menor do que mostra o experimento mais sensível já realizado até 2022 [50].

¹⁹Curiosamente, o título do artigo seminal [52] é “Bariogênese sem Grande Unificação” que se refere a uma GUT SU(5) onde há uma dificuldade para a bariogênese. A GUT SO(10) foi mencionada posteriormente na conclusão.

Ao introduzir N com massa M , agora temos os seguintes novos processos:

$$N \rightarrow \nu_{\ell L} + h, \quad N \rightarrow \ell_L + h^+, \quad (20)$$

e os processos conjugados \mathcal{CP}

$$N \rightarrow \bar{\nu}_{\ell L} + \bar{h}^0, \quad N \rightarrow \bar{\ell}_L + h^-, \quad (21)$$

onde $\ell = \{e, \mu, \tau\}$ pode denotar qualquer uma das famílias leptônicas enquanto em $T \gtrsim 100$ GeV, o bóson de Higgs do MP consiste em dois campos complexos: o h^0 neutro e h^\pm carregado. Observe que não escrevemos uma barra sobre N , pois ela tem uma massa Majorana, o que torna sua identidade indistinguível entre partícula e antipartícula quando a temperatura não é muito maior que sua massa.²⁰

Para que as forças fortes, fracas e eletromagnéticas se unam na GUT SO(10), a massa M de N deve estar em torno de 10^{14} GeV. Isso explica muito bem a minúscula massa do neutrino através do mecanismo de gangorra [53–56],

$$m_\nu \sim \lambda \frac{v^2}{M}, \quad (22)$$

onde $v = 174$ GeV é o valor esperado do campo de Higgs no vácuo, enquanto λ é uma matriz complexa²¹ que controla a força dos novos processos mostrados nas eqs. (20) e (21).

Vamos agora descrever como a bariogênese ocorre. Das eqs. (20) e (21), já que apenas $\nu_{\ell L}$ e ℓ_L carregam o número leptônico, os processos de decaimento violam o número leptônico. Como λ é complexo, os processos eqs. (20) e (21) não ocorrerão no mesmo ritmo, violando \mathcal{CP} (a segunda condição de Sakharov). Se a magnitude $|\lambda|$ for suficientemente pequena para que a taxa de decaimento N seja lenta em comparação com a taxa de expansão cósmica, o decaimento fora do equilíbrio ocorrerá em $T \ll M$, quando processos inversos (como $\ell_L + h^+ \rightarrow N$) forem suprimidos, e uma assimetria líquida de léptons sobreviverá

²⁰A massa Majorana é proibida para todos os férmions do MP além dos neutrinos para não violar a conservação de carga elétrica. Ao introduzir N com massa de Majorana, os neutrinos do MP irão adquirir uma pequena massa de Majorana, como veremos em breve.

²¹Com três famílias de neutrinos, esta é uma matriz complexa 3×3 que foi medida pelos experimentos até a escala geral e as fases dos números complexos.

(a terceira condição de Sakharov).²² Se todos esses processos ocorrerem em $T \gtrsim 100$ GeV, o processo de violação do número de bárions e léptons na eq. (19) será eficiente para converter a assimetria leptônica em uma assimetria bariônica (a primeira condição de Sakharov). Curiosamente, combinando a eq. (22) com a escala de massa de neutrinos medida nos experimentos de oscilação de neutrinos [57,58], a taxa de decaimento N está quase no ponto ideal para leptogênese.

Dois importantes descobertas experimentais fornecerão um forte suporte para a leptogênese: 1) Se a fase que viola \mathcal{CP} for medida como sendo diferente de zero em experimentos de oscilação de neutrinos; 2) se for observado o decaimento beta duplo sem neutrinos, onde um núcleon decai emitindo dois elétrons sem nenhum neutrino, o que implica em uma violação do número leptônico [59]. Embora haja algum indício de violação de \mathcal{CP} no experimento T2K [60], fenômenos de decaimento beta duplo sem neutrinos não têm sido observados.

Com o avanço nas frentes experimental e teórica, é bastante esperançoso que possamos determinar em um futuro próximo a razão pela qual o nosso Universo é dominado por matéria.

Agradecimentos

O autor agradece o apoio financeiro parcial da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) por meio dos projetos de número 2019/11197-6 e 2022/00404-3, e Conselho Nacional de Pesquisa e Desenvolvimento (CNPq) por meio do projeto de número 407149/2021-0. Ele também agradece o apoio do ICTP-Trieste Associates Programme (2023-2028) onde o artigo foi escrito. Finalmente, ele agradece a Gabriel de Oliveira Aragão por sua leitura cuidadosa e seus comentários deste manuscrito.

Sobre o autor

Chee Sheng Fong (sheng.fong@ufabc.edu.br) possui graduação em Física e Matemática pela

²²Se tivermos mais ℓ_L de $N \rightarrow \ell_L + h^+$ então, se o processo inverso $\ell_L + h^+ \rightarrow N$ for permitido, o excesso será apagado.

Michigan Technological University (2005), mestrado (2007) e doutorado (2011) em Física pela Stony Brook University, EUA. Foi pesquisador de Pós-doutorado no Laboratori Nazionali di Frascati - INFN, Itália (2011 - 2013) e no Departamento de Física Matemática da Universidade de São Paulo (2013-2017). Atualmente é Professor Adjunto da Universidade Federal do ABC (UFABC). Tem experiência na área de física de partículas com ênfase em física do universo primitivo (bariogênese, leptogênese e matéria escura), física além do modelo padrão e física de neutrinos.

Referências

- [1] P. A. M. Dirac, *The quantum theory of the electron*, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **117**, 610 (1928).
- [2] P. A. M. Dirac, *Quantised singularities in the electromagnetic field*, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **133**(821), 60 (1931).
- [3] C. D. Anderson, *The positive electron*, *Phys. Rev.* **43**, 491 (1933).
- [4] M. E. Peskin e D. V. Schroeder, *An Introduction to quantum field theory* (Addison-Wesley, Reading, USA, 1995).
- [5] A. G. Cohen, A. De Rujula e S. L. Glashow, *A matter - antimatter universe?*, *Astrophys. J.* **495**, 539 (1998). [ArXiv:astro-ph/9707087](#).
- [6] G. Lemaitre, *A homogeneous universe of constant mass and growing radius accounting for the radial velocity of extragalactic nebulae*, *Annales Soc. Sci. Bruxelles A* **47**, 49 (1927).
- [7] E. Hubble, *A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae*, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **15**, 168 (1929).
- [8] A. A. Penzias e R. W. Wilson, *A measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s*, *Astrophys. J.* **142**, 419 (1965).
- [9] A. D. Sakharov, *Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe*, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **5**, 32 (1967).
- [10] A. Einstein, *On the electrodynamics of moving bodies*, *Annalen Phys.* **17**, 891 (1905).
- [11] A. Einstein, *The foundation of the general theory of relativity*, *Annalen Phys.* **49**(7), 769 (1916).
- [12] J. C. Maxwell, *A dynamical theory of the electromagnetic field*, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.* **155**, 459 (1865).
- [13] L. V. P. R. de Broglie, *Recherches sur la théorie des quanta*, *Annals Phys.* **2**, 22 (1925).
- [14] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys. Lett. B* **716**, 1 (2012). [ArXiv:1207.7214](#).
- [15] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, *Phys. Lett. B* **716**, 30 (2012). [ArXiv:1207.7235](#).
- [16] T. D. Lee e C.-N. Yang, *Question of parity conservation in weak interactions*, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
- [17] C. S. Wu et al., *Experimental test of parity conservation in β decay*, *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
- [18] Super-Kamiokande Collaboration, *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998). [ArXiv:hep-ex/9807003](#).
- [19] SNO Collaboration, *Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ^8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301 (2001). [ArXiv:nuc1-ex/0106015](#).
- [20] SNO Collaboration, *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 011301 (2002). [ArXiv:nuc1-ex/0204008](#).

- [21] M. C. Gonzalez-Garcia e M. Maltoni, *Phenomenology with massive neutrinos*, *Phys. Rept.* **460**, 1 (2008). [ArXiv:0704.1800](#).
- [22] F. Englert e R. Brout, *Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons*, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 321 (1964).
- [23] P. W. Higgs, *Broken symmetries and the masses of gauge bosons*, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (1964).
- [24] N. Cabibbo, *Unitary symmetry and leptonic decays*, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963).
- [25] M. Kobayashi e T. Maskawa, *CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction*, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973).
- [26] J. H. Christenson et al., *Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson*, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).
- [27] H. S. Leavitt, *1777 variables in the magellanic clouds*, *Harvard Obs. Annals* **60**, 87 (1908).
- [28] H. S. Leavitt e E. C. Pickering, *Periods of 25 variable stars in the small magellanic cloud*, *Harvard Obs. Circ.* **173**, 1 (1912).
- [29] Planck Collaboration, *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020), [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)]. [ArXiv:1807.06209](#).
- [30] J. Yadav et al., *Testing homogeneity on large scales in the Sloan Digital Sky Survey Data Release One*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **364**, 601 (2005). [ArXiv:astro-ph/0504315](#).
- [31] A. A. Starobinsky, *Spectrum of relict gravitational radiation and the early state of the universe*, *JETP Lett.* **30**, 682 (1979).
- [32] A. H. Guth, *Inflationary universe: a possible solution to the horizon and flatness problems*, *Phys. Rev. D* **23**, 347 (1981).
- [33] G. Steigman, *Primordial nucleosynthesis: successes and challenges*, *Int. J. Mod. Phys. E* **15**, 1 (2006). [ArXiv:astro-ph/0511534](#).
- [34] M. D'Onofrio, K. Rummukainen e A. Tranberg, *Sphaleron rate in the minimal standard model*, *Phys. Rev. Lett.* **113**(14), 141602 (2014). [ArXiv:1404.3565](#).
- [35] Planck Collaboration, *Planck 2018 results. X. Constraints on inflation*, *Astron. Astrophys.* **641**, A10 (2020). [ArXiv:1807.06211](#).
- [36] BICEP/Keck Collaboration, *Improved constraints on primordial gravitational waves using Planck, WMAP, and BICEP/Keck observations through the 2018 observing season*, *Phys. Rev. Lett.* **127**(15), 151301 (2021). [ArXiv:2110.00483](#).
- [37] B. D. Fields et al., *Big-Bang nucleosynthesis after Planck*, *JCAP* **03**, 010 (2020), [Erratum: *JCAP* 11, E02 (2020)]. [ArXiv:1912.01132](#).
- [38] Particle Data Group, *Review of particle physics*, *PTEP* **2020**(8), 083C01 (2020).
- [39] W. Hu e S. Dodelson, *Cosmic microwave background anisotropies*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **40**, 171 (2002). [ArXiv:astro-ph/0110414](#).
- [40] V. Poulin et al., *Where do the AMS-02 antihelium events come from?*, *Phys. Rev. D* **99**(2), 023016 (2019). [ArXiv:1808.08961](#).
- [41] P. F. de Salas et al., *Bounds on very low reheating scenarios after Planck*, *Phys. Rev. D* **92**(12), 123534 (2015). [ArXiv:1511.00672](#).
- [42] O. W. Greenberg, *CPT violation implies violation of Lorentz invariance*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 231602 (2002). [ArXiv:hep-ph/0201258](#).
- [43] G. 't Hooft, *Symmetry breaking through Bell-Jackiw anomalies*, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 8 (1976).
- [44] V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov e M. E. Shaposhnikov, *On the anomalous electroweak baryon number nonconservation in the early universe*, *Phys. Lett. B* **155**, 36 (1985).

- [45] M. B. Gavela et al., *Standard model CP violation and baryon asymmetry*, *Mod. Phys. Lett. A* **9**, 795 (1994). [ArXiv:hep-ph/9312215](#).
- [46] P. Huet e E. Sather, *Electroweak baryogenesis and standard model CP violation*, *Phys. Rev. D* **51**, 379 (1995). [ArXiv:hep-ph/9404302](#).
- [47] K. Kajantie et al., *A non-perturbative analysis of the finite- T phase transition in $SU(2) \times U(1)$ electroweak theory*, *Nucl. Phys. B* **493**, 413 (1997). [ArXiv:hep-lat/9612006](#).
- [48] M. Laine e K. Rummukainen, *What's new with the electroweak phase transition?*, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **73**, 180 (1999). [ArXiv:hep-lat/9809045](#).
- [49] D. E. Morrissey e M. J. Ramsey-Musolf, *Electroweak baryogenesis*, *New J. Phys.* **14**, 125003 (2012). [ArXiv:1206.2942](#).
- [50] T. S. Roussy et al., *A new bound on the electron's electric dipole moment* (2022). [ArXiv:2212.11841](#).
- [51] G. Elor et al., *New ideas in baryogenesis: a snowmass white paper*, in *Snowmass 2021* (2022). [ArXiv:2203.05010](#).
- [52] M. Fukugita e T. Yanagida, *Baryogenesis without grand unification*, *Phys. Lett. B* **174**, 45 (1986).
- [53] P. Minkowski, $\mu \rightarrow e\gamma$ at a rate of one out of 10^9 *Muon Decays?*, *Phys. Lett. B* **67**, 421 (1977).
- [54] R. N. Mohapatra e G. Senjanovic, *Neutrino mass and spontaneous parity nonconservation*, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 912 (1980).
- [55] S. L. Glashow, *The future of elementary particle physics*, *NATO Sci. Ser. B* **61**, 687 (1980).
- [56] M. Gell-Mann, P. Ramond e R. Slansky, *Complex spinors and unified theories*, *Conf. Proc. C* **790927**, 315 (1979). [ArXiv:1306.4669](#).
- [57] I. Esteban et al., *The fate of hints: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations*, *JHEP* **09**, 178 (2020). [ArXiv:2007.14792](#).
- [58] *NuFIT 5.2: Three-neutrino fit based on data available in November 2022*. Disponível em <http://www.nu-fit.org/?q=node/12>, acesso em ago. 2023.
- [59] V. Cirigliano et al., *Neutrinoless double-beta decay: a roadmap for matching theory to experiment* (2022). [ArXiv:2203.12169](#).
- [60] The T2K Collaboration, *Constraint on the matter-antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations*, *Nature* **580**(7803), 339 (2020), [Erratum: *Nature* 583, E16 (2020)]. [ArXiv:1910.03887](#).