

Um escuro quarto do Universo

Gláuber Carvalho Dorsch

Universidade Federal de Minas Gerais

Resumo

Um quarto do conteúdo energético do Universo está na forma de matéria escura. A natureza dessa matéria ainda é um enigma, mas há poucas dúvidas de que sua solução requer uma extensão do modelo padrão da física de partículas, com a inclusão de novas partículas elementares e talvez novas interações. Após rever algumas evidências cosmológicas indicando a existência dessa componente escura do cosmos, mostramos como as ferramentas teóricas já disponíveis podem ser utilizadas para explicar sua origem no Universo primordial, e discutimos brevemente alguns dos cenários de candidatos mais promissores a essa forma de matéria. Uma importante conclusão é que o estudo desse setor escuro pode lançar nova luz sobre alguns dos enigmas relacionados ao comportamento da matéria bariônica usual.

Abstract

A quarter of the energetic content of the Universe is in the form of dark matter. The nature of this matter is still an enigma, but there is little doubt that its solution will require an extension of the Standard Model of Particle Physics, with the inclusion of new fundamental particles and perhaps new interactions. After reviewing some cosmological evidence pointing to the existence of this dark component of the cosmos, we show how the available theoretical tools could be used to explain its genesis in the early Universe, and briefly discuss a few of the most promising candidate scenarios. An important conclusion is that the study of this dark sector could shed new light on some of the enigmas related to the behaviour of the usual baryonic matter as well.

Palavras-chave: cosmologia, matéria escura, Universo primordial, CMB, modelo padrão.

Keywords: cosmology, dark matter, early Universe, CMB, standard model.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n1.33753](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n1.33753)

1 Introdução

Poucas obras de arte são capazes de retratar tão eloquentemente o impacto das ciências no *Zeitgeist* do século XX quanto o mural de Diego Rivera intitulado “Homem, Controlador do Universo” (Figura 1). Nele, Rivera coloca o ser humano ao centro, senhor de seu próprio destino, capaz de manipular a matéria em seus vários níveis de complexidade, tanto em escala microscópica quanto cosmológica, e com isso dirigir sua História através do redirecionamento das forças naturais para seus desígnios. Circundando essa figura, diversas imagens aludem à encruzilhada a que esse poder nos conduziu, e que definiu boa parte daquele século: de um lado o otimismo diante das imensas capacidades e conquistas da Razão humana, de outro a preocupação com as catástrofes humanitárias já prenunciadas — e logo concretizadas — frente ao potencial destrutivo e opressivo

dessas tecnologias. Mas por trás desse conflito inconciliável, por mais antitéticas que fossem essas vertentes que tanto se digladiaram no decorrer do século, ambas compartilhavam de uma percepção comum que lhes servia de ponto de partida: a de que nos aproximávamos de uma compreensão fundamental sobre a estrutura e a dinâmica de toda a matéria do Universo.

E, de fato, havia boas justificativas para se pensar assim. Basta considerarmos o exemplo do acelerado desenvolvimento da teoria atômica, principalmente a partir do início do século XIX, quando as primeiras corroborações empíricas em favor da estrutura discreta da matéria puseram fim a um debate filosófico que perdurara por milênios. Menos de cem anos depois já surgiam os primeiros indícios de uma estrutura subatômica, como a detecção dos elétrons em 1897 e a posterior descoberta do núcleo em 1913. A partir

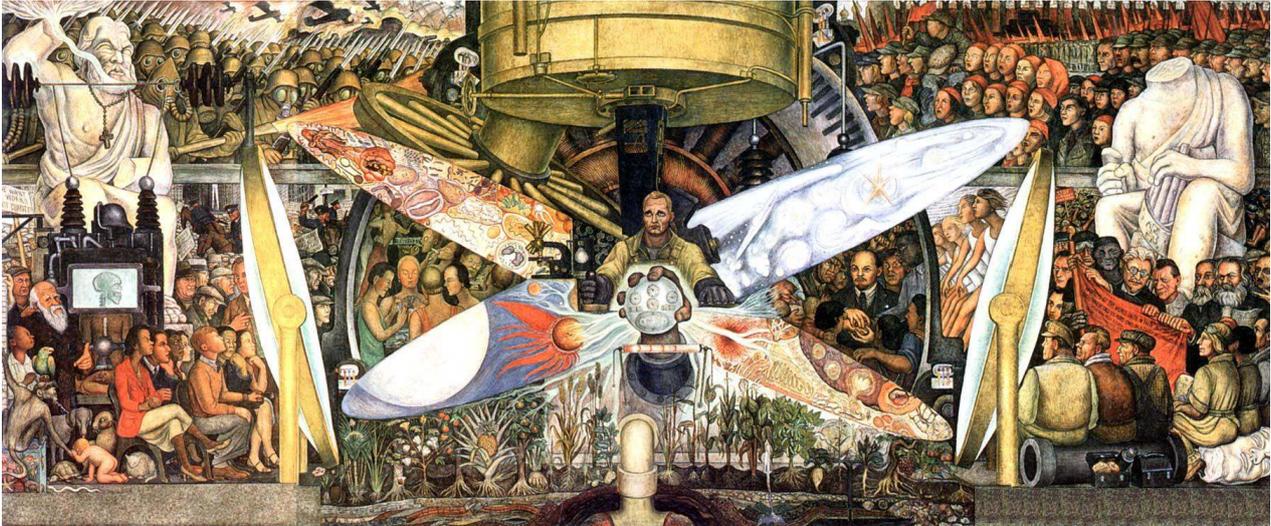


Figura 1: Diego Rivera, “Homem, Controlador do Universo” (1933). Mural em exibição no *Palacio de Bellas Artes*, Cidade do México.

daí, só duas décadas precisaram transcorrer para que a subestrutura do núcleo fosse desvelada, e, seis anos (!) após a detecção dos nêutrons em 1932, essas partículas já eram utilizadas para realizar fissão nuclear artificial, possibilitando-nos controlar reações nucleares e delas extrair energia em quantidades até então inimagináveis. Não tardou para que essa técnica já fosse posta em prática nos explosivos nucleares detonados sobre as cidades de Hiroshima e Nagasaki, que puseram um ponto final à Segunda Guerra Mundial e redirecionaram as discussões geopolíticas desde então. Ou seja, em menos de cinquenta anos o desenvolvimento da física atômica alçou-nos da simples concepção de átomos indivisíveis rumo a um clima de iminente apocalipse nuclear que marcou profundamente as décadas subsequentes!

Um outro exemplo também surpreendente desse rápido progresso científico é o desenvolvimento da cosmologia enquanto ramo da física. Até as primeiras décadas do século XX as discussões sobre as origens e a história do cosmos estavam amplamente restritas às tradições mitológicas e especulações metafísicas, ainda que o problema já fosse tratável com o ferramental teórico da mecânica newtoniana [1, 2]. Foi somente após o advento da relatividade geral de Einstein, com a conseqüente geometrização da gravitação e a unificação de espaço e tempo, que surgiram na física as primeiras cosmologias dinâmicas, propostas por Friedmann nos anos 1920 [3, 4]. Na solução de Friedmann o Universo está continua-

mente em expansão a uma taxa

$$H = \frac{\dot{a}}{a}, \quad (1)$$

onde o ponto sobre a variável representa a sua derivada (i.e. sua taxa de variação) com relação ao tempo. Aqui, $a(t)$ é o fator de escala que determina a razão entre o “tamanho do Universo” em um instante t comparado a hoje, ou, mais precisamente, determina como a distância entre dois objetos cosmológicos varia com o tempo devido à expansão do espaço¹. Se d_0 é a distância entre dois objetos hoje, em um outro instante t essa distância será $d(t) = a(t)d_0$. Ou seja, mesmo na ausência de movimento relativo (d_0 constante) a expansão do espaço faz com que a distância entre quaisquer dois objetos varie! De fato, nesse caso segue-se que esses objetos se afastam a uma velocidade

$$v \equiv \dot{d} = \dot{a}d_0 = Hd \quad (2)$$

proporcional à distância. Em 1929, Edwin Hubble mostrou que as galáxias distantes estão se afastando de nós a velocidades que satisfazem justamente a Eq. (2), que é hoje denominada *Lei de Hubble*. O valor atual do *parâmetro de Hubble*² é

¹Consulte também a edição anterior desta revista, em especial a ref. [5].

²A constante de Hubble pode ser medida diretamente pelo afastamento de cefeidas [6, 7] ($H_0 \simeq 73 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$), ou indiretamente através de observáveis cosmológicos como o CMB [8] ($H_0 \simeq 67 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$). Essas duas abordagens resultam em valores incompatíveis para a constante de Hubble, discrepantes por um fator maior do que 4σ . Essa tensão pode ser indicativa de nova física [9].

$H_0 \simeq 67 - 73$ (km/s)/Mpc.

A descoberta de Hubble fortaleceu a tese de um Universo em expansão, mas ainda assim houve relutância em se adotar o modelo Friedmanniano por ele prever a existência de uma singularidade inicial. Afinal, se o Universo está sempre se expandindo, seu tamanho deve ter sido muito menor no passado do que atualmente, e houve um instante em que todo seu conteúdo estava concentrado em um único ponto: o chamado “Big Bang”. Ao invés disso, até meados da década de 1960 prevaleceu, na comunidade científica, a insistência na concepção de um Universo eterno, o que lançou a cosmologia em décadas de investigações pouco frutíferas em busca de uma solução expansionista mas sem uma origem [4].

Uma exceção foi a escola russa: George Gamow nos anos 1940 e 1950, e o grupo de Yakov Zeldovich no início dos anos 1960, já haviam concluído que um Universo comprimido em um volume muito pequeno constituiria um plasma superaquecido, e demonstraram que esse cenário seria propício para explicar a formação dos elementos leves no Universo³. Mais ainda, Gamow também previra, como consequência desse Universo quente, que nós estamos imersos em meio a uma radiação eletromagnética remanescente dessa época primordial. Quando essa radiação cósmica de fundo (*Cosmic Microwave Background* ou CMB em inglês) foi então detectada em 1965, a noção de que o Universo possui uma história, e de que passou por um período quente, tornou-se parte integrante do modelo cosmológico padrão, inaugurando assim uma nova era da cosmologia teórica e observacional. Hoje em dia, menos de um século após o advento da cosmologia como ramo da física, somos capazes de medir o espectro do CMB com uma precisão que nos permite determinar diversas propriedades do cosmos, tais como sua taxa de expansão, sua geometria, e seu conteúdo material e energético.

Mas a história não transcorre sem suas ironias. Ao mesmo tempo em que celebramos um outro grande sucesso das ciências, expandindo nossa capacidade investigativa a todo o Universo observável, presente e passado, essas medições mais precisas nos forçam a confrontar-nos com uma ver-

dade inconveniente: a de que toda a matéria que conhecemos até então não constitui mais do que $\sim 5\%$ do nosso cosmos. E que o nosso melhor modelo das partículas elementares e de suas interações fundamentais, o chamado *modelo padrão da física de partículas*, é, ao mesmo tempo, uma teoria de quase tudo — porque explica quase todos os fenômenos envolvendo a matéria com que estamos familiarizados — e de quase nada — porque essa matéria é apenas uma pequena fração de todo o Universo.

Posto dessa forma, o prognóstico parece bastante desolador. O objetivo deste artigo é provar o contrário, e, de certa forma, sustentar o otimismo predominante no início do século passado, mesmo diante dessa aparente desilusão. O cerne do argumento consiste em mostrar que o ferramental teórico-observacional que desenvolvemos até aqui é suficiente para abordarmos o problema da natureza da matéria escura, inclusive com previsões quantitativas. Os grandes sucessos obtidos na descrição da matéria bariônica (i.e. matéria luminosa) provam a robustez dessas técnicas, e a história atesta a nossa capacidade de constantemente aprimorá-las quando elas se mostram insuficientes. Ademais, veremos que a investigação a respeito da origem da matéria escura pode ajudar a esclarecer outros enigmas que ainda rondam o modelo padrão da física de partículas, e portanto contribuir para uma maior compreensão a respeito da matéria bariônica.

Para esse fim, o artigo está organizado da seguinte maneira. Na Seção 2 discutiremos como o CMB constitui evidência convincente da existência de uma componente escura da matéria no Universo. Além de nos permitir determinar o percentual de energia do cosmos na forma de matéria escura, $\Omega_{\text{dm}} \approx 26.6\%$, o CMB ainda nos mostra que essa matéria deve ter existido desde os primórdios da história do Universo. Na Seção 3 discutiremos algumas propostas para a natureza da matéria escura, que pode ser constituída de novas partículas elementares ainda não descobertas, mas que *em princípio* poderia também ser um efeito puramente gravitacional ou ser constituída de matéria usual compactada em estruturas não luminosas (planetas, buracos negros, estrelas mortas, etc.). A principal conclusão dessa discussão é que a única explicação, até hoje, que se adequa a todas as evidências observacionais envolve a existência de novas partículas elementa-

³É curioso que muitas contribuições à física desse plasma primordial advieram de cientistas que haviam trabalhado em projetos de explosivos nucleares, e tinham experiência nas técnicas relevantes à teoria de fusão nuclear, como Yakov Zeldovich e Robert Dicke [10].

res. O desafio, então, é elaborar uma teoria em que essas partículas interajam de maneira a produzir a abundância de matéria escura atualmente observada. Alguns aspectos técnicos necessários a essa discussão serão apresentados na Seção 4. Na Seção 5 apresentamos alguns dos principais candidatos a partículas de matéria escura e suas motivações, ilustrando como a busca por essas novas partículas pode ajudar-nos a compreender melhor também a matéria bariônica com a qual estamos familiarizados. A Seção 6 é reservada para as conclusões.

2 Matéria escura na radiação cósmica de fundo (CMB)

2.1 A origem do CMB

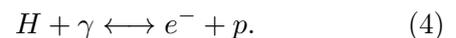
No princípio o Universo era um plasma quente. A essas altíssimas temperaturas, as partículas constituintes dessa sopa primordial são tão energéticas que é praticamente impossível mantê-las ligadas entre si, impossível formarem sistemas mais complexos do que meras partículas livres. Trata-se de uma situação distinta da que vivenciamos em nosso cotidiano de baixas energias, em que estamos familiarizados com a matéria organizada em átomos, que formam moléculas, que, por sua vez, se aglomeram em estruturas cristalinas. Ao mesmo tempo, estamos também familiarizados com o fato de que, ao aquecermos um sólido, fornecendo energia às moléculas, suas ligações mútuas nessa rede cristalina podem se romper, promovendo a fusão do material. Se fornecermos ainda mais energia, é possível dissociar as moléculas em átomos, e até eventualmente ionizar esses átomos, rompendo a ligação Coulombiana dos elétrons com o núcleo. Com ainda mais energia o núcleo pode ser desintegrado em prótons e nêutrons isolados, e assim sucessivamente. É justamente isso o que acontece no plasma primordial: todos esses processos de desintegração estão ocorrendo constantemente, desde que a temperatura seja suficientemente alta para que as energias necessárias estejam amplamente disponíveis.

Consideremos, por exemplo, o Universo em seus primeiros anos de vida, quando todos os nêutrons já se encontravam ligados a prótons, e o plasma era formado majoritariamente de fótons (i.e. radiação eletromagnética), elétrons e alguns núclídeos leves — isótopos de hidrogênio, hélio, e

traços de lítio. Nessa sopa primordial, esses elétrons e núclídeos estão constantemente se aproximando e se afastando e interagindo uns com os outros, e, dadas as condições adequadas, o elétron pode entrar em órbita em torno de um desses núclídeos, formando um estado ligado — um átomo. Uma exemplo de tal reação, formando um átomo de hidrogênio, pode ser escrita como



onde γ representa a energia liberada em forma de radiação eletromagnética por essa reação exotérmica. Nesse caso a energia é da ordem de alguns eV, correspondente à energia necessária para ionizar o átomo⁴. Ocorre que, no Universo primordial, esses átomos recém criados estão imersos em um mar de fótons. Se a temperatura desse plasma for suficientemente alta, vários desses fótons terão energia suficiente para reionizar o hidrogênio, e a reação ocorre em ambas direções,



Mais ainda, ambas direções ocorrem à mesma taxa. Ou seja, o hidrogênio é dissociado tão rapidamente quanto é formado. Trata-se, portanto, de uma situação de *equilíbrio químico*, em que as concentrações dessas partículas do plasma não se alteram (contanto que a temperatura permaneça constante).

Mas, como o Universo está se expandindo adiabaticamente, esse plasma primordial está constantemente se resfriando, e a energia dos fótons termais é cada vez menor. Eventualmente o plasma atinge uma temperatura tão baixa que poucos fótons termais possuem energia suficiente para reionizar os átomos recém-formados. Quando a temperatura chega a ~ 3000 K (ou ~ 0.25 eV), aos ~ 380000 anos de idade do Universo, poucos fótons possuem energia suficiente para reionizar os átomos, e a reação acima passa a ocorrer somente na direção da equação (3). Com o Universo tornando-se eletricamente neutro e a densidade de elétrons livres diminuindo rapidamente (devido à captura de elétrons por prótons e também à expansão do Universo, que dilui as

⁴Um *elétron-Volt* (1 eV) é uma unidade de medida de energia, correspondente à variação de energia de um elétron ao atravessar uma diferença de potencial de 1 Volt. Em unidades do Sistema Internacional tem-se $1 \text{ eV} \approx 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$. O elétron-Volt é a unidade de energia mais comum na física de partículas.

partículas no plasma), os fótons emitidos pela “recombinação” dos átomos⁵ se propagam livremente, até eventualmente atingirem os nossos telescópios: essa é a radiação cósmica de fundo, uma relíquia que nos dá uma imagem do Universo primordial.

2.2 Das anisotropias

Analisando o espectro dessa radiação, que tem a forma de um corpo negro, é possível determinar que a temperatura desses fótons atualmente é $T \simeq 2.73$ K [1, 2, 11, 12]. Como a temperatura do plasma é inversamente proporcional ao fator de expansão do Universo, e como a temperatura dos fótons na época da recombinação era ~ 3000 K, pode-se concluir que o Universo se expandiu por um fator de 1100 vezes desde então. Ademais, a temperatura do CMB é essencialmente a mesma independente da direção para onde apontamos nossos telescópios. Essa homogeneidade e isotropia do Universo, que pode ser alçada a um princípio fundamental da cosmologia moderna, está em sintonia com outras observações independentes, como a distribuição de aglomerados de galáxias e demais grandes estruturas, que também é homogênea e isotrópica em escalas acima de ~ 100 Mpc [1, 2].

Mas é óbvio que, localmente, essa isotropia não é válida. Em uma manhã ensolarada, o Sol claramente diferencia leste de oeste, norte de sul. À noite, a anisotropia da distribuição de constelações no céu também nos permite localizar-nos no espaço, como faziam e ainda fazem os navegadores na ausência de aparelhos artificiais.

Assim, se comprimíssemos o Universo por um fator de 1100, regressando ao instante da Recombinação, seria de se esperar que essas anisotropias também estivessem presentes no plasma primordial. E, de fato, estão! A Figura 2 é um mapa do céu mostrando as microflutuações da temperatura do CMB em torno do valor médio $T \simeq 2.73$ K. Para extrair informações mais quantitativas dessa imagem, podemos expandir esse perfil de temperatura em multipolos (i.e. em harmônicos esféricos⁶), analogamente a uma expansão em série de Fourier sobre a superfície de

⁵“Recombinação” é o nome técnico desse processo, mas é um pouco enganoso: é a primeira vez, na história do Universo, que elétrons e prótons estão se combinando em átomos neutros.

⁶Os harmônicos esféricos $Y_{\ell m}(\theta, \phi)$ são funções definidas sobre uma esfera, dependentes dos ângulos polar θ e

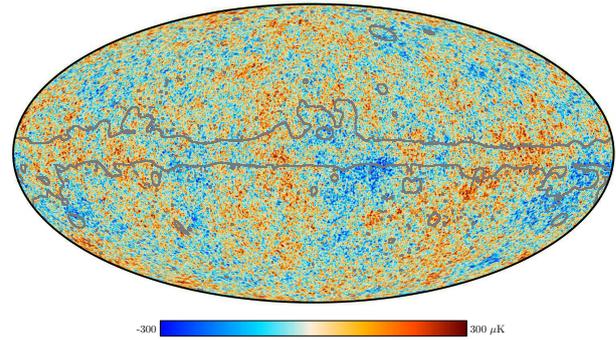


Figura 2: Mapa do céu mostrando as flutuações de temperatura do CMB, obtido pelo satélite Planck [13]. Note que as flutuações são da ordem de $\Delta T \sim 10^2 \mu\text{K}$, ou $\Delta T/T \sim 10^{-5}$.

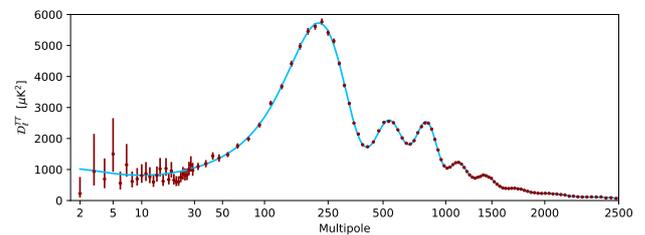


Figura 3: Espectro de potência das flutuações de temperatura do CMB [13].

uma esfera, e calcular a média dos coeficientes $\Delta T_{\ell m}$ sobre todo o espaço. Como a média simples $\langle \Delta T_{\ell m} \rangle$ se anula por definição — ΔT são as flutuações em torno da média total —, o primeiro momento não-nulo é o espectro de potência

$$\langle \Delta T_{\ell m} \Delta T_{\ell' m'} \rangle = \delta_{\ell \ell'} \delta_{m m'} T^2 C_{\ell}. \quad (5)$$

O lado direito dessa equação adquire essa forma (em particular, depende apenas do multipolo ℓ) devido à isotropia (em média) do Universo. O parâmetro ℓ está associado às aberturas angulares abrangidas pelas flutuações via $\theta \sim \pi/\ell$. Assim, C_{ℓ} parametriza a amplitude das flutuações em regiões de “largura” ℓ^{-1} na Figura 2.

As origens dessas anisotropias são, em última instância, as pequenas variações na densidade local de matéria e energia, produzidas num período ainda anterior da vida do Universo⁷. Uma maior

azimutal ϕ , e caracterizados pelo número de multipolo ℓ e o número azimutal m .

⁷No período de expansão inflacionária, flutuações quânticas dos campos primordiais são amplificadas e se tornam essas flutuações observáveis no CMB. Com a expansão posterior do Universo, essas flutuações se tornam as imensas estruturas que observamos atualmente, como os aglomerados de galáxias. Vale mencionar que a teoria inflacionária prevê que o espectro de anisotropias do CMB

densidade local dá origem a um poço de potencial gravitacional que, por si só, já altera a energia (e portanto a temperatura) dos fótons desacoplados, além de atrair a matéria para seu centro. Por outro lado, a interação entre matéria bariônica e os fótons do plasma gera uma pressão de radiação que se contrapõe ao colapso gravitacional, fazendo com que o fluido de bárions e fótons oscile — as chamadas *oscilações acústicas bariônicas*. Essas ondas acústicas se propagam esféricamente no plasma a uma velocidade c_s a partir do centro do poço gravitacional, percorrendo uma distância d_* no intervalo de tempo entre a origem do plasma⁸ até o momento da recombinação e do desacoplamento dos fótons — ou seja, d_* é o tamanho do chamado “horizonte acústico”. Após a recombinação os fótons se desacoplam dos bárions, a pressão de radiação é extinta, as oscilações são interrompidas, e as regiões de compressões ou rarefações máximas ficam “congeladas”. O resultado são regiões de maior ou menor concentração bariônica, refletidas nas flutuações da temperatura do CMB. As regiões de maiores flutuações resultam das oscilações com comprimento de onda múltiplo do tamanho do horizonte acústico, que são congeladas exatamente nos máximos e mínimos de compressão. Portanto o espectro de potência das flutuações termais deve conter vários picos, cujas localizações e amplitudes nos fornecem informações detalhadas a respeito dos potenciais gravitacionais primordiais e da dinâmica do fluido de bárions e fótons. Disso, podemos inferir o conteúdo energético-material do Universo e sua geometria.

De fato, todos os parâmetros do modelo padrão da cosmologia, denominado Λ CDM⁹ podem ser extraídos a partir de um *melhor ajuste* para a Figura 3, que ilustra o espectro de potência correspondente ao mapa da Figura 2. Por exemplo, a localização do primeiro pico em $\ell \simeq 200$ na Figura 3, correspondendo a regiões que abrangem um ângulo $\theta \simeq 1^\circ$ na Figura 2, nos diz que a ge-

é Gaussiano, e as observações até agora têm corroborado essa previsão. Isso significa que a função de correlação quadrática, dada pela Eq. (5), determina univocamente todas as propriedades do mapa na Figura 2.

⁸O plasma emerge durante o processo de *reaquecimento* do Universo pós-inflacionário.

⁹A nomenclatura Λ CDM faz referência às duas principais componentes do Universo nesse cenário: a energia escura, comumente parametrizada pela constante cosmológica Λ , e a matéria escura fria ou *Cold Dark Matter* em inglês.

ometria espacial do Universo é plana. Dessa planicidade podemos deduzir, a partir das equações de Friedmann para a dinâmica da expansão [5], que a densidade total de energia no Universo é a *densidade crítica*,

$$\rho_{\text{tot}} = \rho_{\text{cr}} \equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G}, \quad (6)$$

onde G é a constante da gravitação e H_0 é o valor atual do parâmetro de expansão de Hubble¹⁰. Por sua vez, as amplitudes dos picos podem ser usadas para obter a fração da densidade de energia em forma de matéria¹¹, $\Omega_m \equiv \rho_m/\rho_{\text{cr}}$, e de matéria bariônica (i.e. matéria luminosa), $\Omega_b \equiv \rho_b/\rho_{\text{cr}}$. Uma discussão detalhada dos efeitos que determinam a localização e amplitude dos picos desse espectro foge ao escopo deste artigo (cf. [1, 11, 14]), mas, na Figura 4, mostramos como a previsão teórica varia com esses parâmetros. Um ajuste da posição e das amplitudes relativas dos picos, de modo a conformar a curva teórica ao resultado experimental, resulta em $\Omega_b \simeq 0.049$ e $\Omega_m \simeq 0.315$ [8]. Ou seja, 31.5% da densidade de energia total do Universo está em forma de matéria, mas apenas 4.9% é a matéria bariônica que bem conhecemos¹².

É interessante notar que a fração de matéria bariônica medida pelas anisotropias do CMB está em excelente acordo com as previsões baseadas no mecanismo de nucleossíntese primordial, i.e. no processo de fusão nuclear que ocorreu nos primeiros minutos de vida do Universo, e que foi responsável pela formação dos primeiros elementos químicos. Se a abundância de bárions no Universo fosse maior, deveríamos também observar muito mais hélio e deutério do que de fato medimos. Esse resultado está ilustrado na Figura 5 [16]. O excelente acordo entre dados da recombinação e da nucleossíntese, que são processos totalmente independentes e que envolvem física em escalas de

¹⁰Note, portanto, que a densidade de energia no Universo atual é extremamente baixa, $\rho_{\text{cr}} \sim 10^{-26} \text{ kg/m}^3$.

¹¹Em cosmologia, chama-se *matéria* (ou *matéria fria*) qualquer constituinte do Universo cuja densidade de energia varie como $\rho_m \sim a^{-3}$, onde $a(t)$ é o fator de escala. A título de comparação, a densidade de energia em forma de radiação (ou matéria quente) comporta-se como $\rho_{\text{rad}} \sim a^{-4}$, e a densidade de energia escura é constante [1, 2, 11, 12].

¹²Os restantes 68.5% estão na forma da chamada *energia escura*, que é responsável pela atual expansão acelerada do Universo, e cuja origem é também um mistério. No entanto, uma discussão sobre energia escura foge ao escopo do presente trabalho.

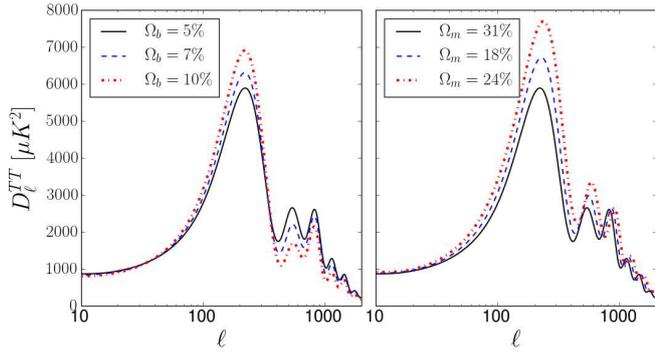


Figura 4: O espectro de anisotropia do CMB depende de parâmetros cosmológicos como a taxa de expansão, a geometria do Universo, e seu conteúdo material. Os gráficos acima mostram como o espectro varia em função da densidade bariônica (esquerda) e da densidade de matéria total no Universo (direita). Os dados foram produzidos usando a interface online do software CAMB [15]. Um melhor ajuste da curva teórica com os dados experimentais da Figura 3 permite-nos determinar que o Universo é constituído de 4.9% de matéria bariônica, 26.6% de matéria escura, e 68.5% de energia escura [8].

energia bastante distintas, constituem forte evidência em favor desse modelo cosmológico de um Universo primordial quente [17].

3 Mas, afinal, o que é a matéria escura?

3.1 Da necessidade de novas partículas elementares

Na seção anterior oferecemos uma forte evidência da existência de uma componente escura da matéria do Universo: o espectro do CMB. As observações atuais e a teoria cosmológica subjacente são tão precisas que, confrontando-as, conseguimos determinar não só a existência de matéria escura, mas a sua abundância no cosmos. Entretanto, poderíamos também citar várias outras evidências independentes, como as anomalias nas curvas de rotações de galáxias — que parecem se comportar como se a matéria galáctica se estendesse muito além do halo visível —, o fenômeno de lentes gravitacionais — que indica a existência de efeitos gravitacionais em regiões do céu onde não se detecta matéria visível —, a distribuição de matéria em aglomerados de bala [18], a formação de estruturas de larga escala no cosmos — que não seriam possíveis sem matéria escura —, entre outras.

Neste ponto, cabe notar que todas as atuais evidências para matéria escura consistem em ano-

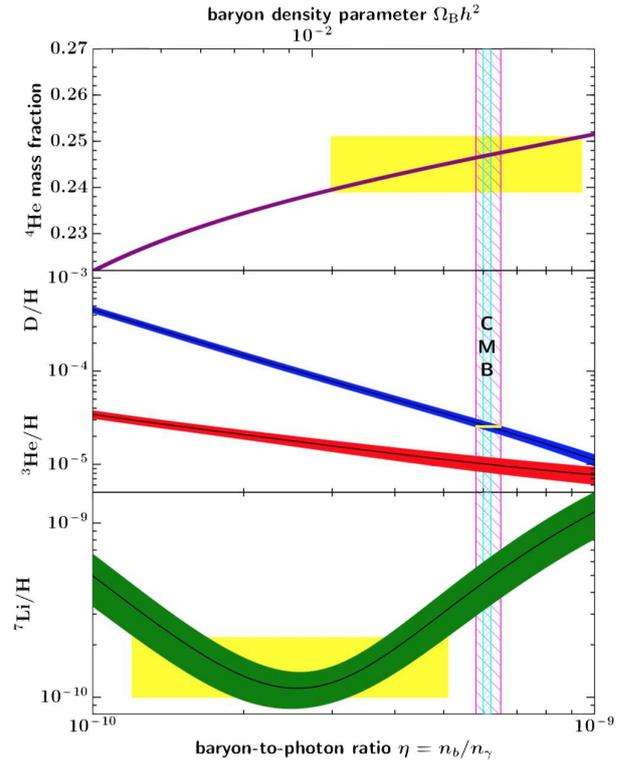


Figura 5: Abundância dos elementos químicos leves (deutério, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ e ${}^7\text{Li}$) como função da abundância de bárions no Universo primordial. As faixas amarelas horizontais indicam as abundâncias observadas dos respectivos elementos, enquanto a faixa vertical azul mostra a abundância bariônica de acordo com o CMB (note que $\Omega_b \simeq 4.9\%$ aparece multiplicado pela constante de Hubble reduzida, $h \equiv H/(100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}) \simeq 0.67$, resultando em $\Omega_b h^2 \simeq 0.022$). O acordo entre teoria e experimento para a abundância de ${}^4\text{He}$ e deutério é notável. Por outro lado, o motivo do desacordo para o ${}^7\text{Li}$ permanece um mistério, denominado *problema do lítio*. Fonte: Particle Data Group [16].

malias gravitacionais, i.e. efeitos distintos dos preditos pela relatividade geral se levarmos em conta apenas a existência de matéria luminosa. A princípio seria possível, então, interpretar esses desvios como indícios de uma teoria modificada da gravitação, insistindo na tese de que toda a matéria do Universo seja bariônica. No entanto, teorias de gravitação modificada têm sucessos limitados nessa empreitada, sendo frequentemente incapazes de explicar as nuances do CMB e das estruturas de grande escala [19]. A precursora dessas teorias, a chamada MOND (sigla em inglês para *dinâmica newtoniana modificada*) [20], é conflitante com diversos dados experimentais de rotações de galáxias, que seriam supostamente os observáveis aos quais a teoria melhor se adequa [21]. Resultados recentes ga-

rantem que mesmo as poucas teorias de gravitação modificada capazes de reproduzir as flutuações do CMB [22] falham em prever corretamente outros observáveis, por ex. seu espectro de polarização [23]. Assim, a explicação dessas anomalias gravitacionais em termos de uma componente escura da matéria do Universo parece ser mais simples, mais eficiente, e portanto mais atraente¹³.

Em princípio poderíamos vislumbrar a possibilidade de a matéria escura ser constituída, em última instância, de matéria bariônica compactada em objetos astrofísicos que não emitem luz, como planetas, estrelas em fim do ciclo de vida (estrelas de nêutrons, anãs marrons, buracos negros), ou até *buracos negros primordiais*, produzidos durante os primeiros instantes de vida do Universo e que podem ter massa inferior a massas estelares [25]. Todos esses objetos recebem a alcunha geral de MACHOs (*Massive Compact Halo Objects*), e, como não emitem luz e se comportam cosmologicamente como matéria, satisfazem as condições básicas requeridas de um candidato à matéria escura. Entretanto, para satisfazer os vínculos do CMB e da nucleossíntese é necessário que esses objetos se comportem como matéria escura já nos primeiros minutos da história do cosmos. Planetas, anãs marrons e demais corpos astrofísicos usuais não satisfazem essa condição, pois foram formados centenas de milhões de anos após o evento que deu origem ao CMB. Por sua vez, buracos negros primordiais que tenham sido formados muito antes da nucleossíntese seriam, *em princípio*, candidatos viáveis, pois não participam de interações não-gravitacionais durante essas eras. Mesmo assim, diversos resultados experimentais indicam que a quantidade de tais objetos no Universo é insuficiente para perfazer a abundância conhecida de matéria escura, $\Omega_{\text{dm}} \simeq 26.6\%$. Caso contrário, já teríamos detectado outros de seus efeitos colaterais, como sinais de colisões com outros objetos astrofísicos, microlenteamento gravitacional, distorções do CMB, entre outros [26, 27]. Ou seja, objetos de origem

bariônica só podem explicar uma fração da matéria escura total do cosmos, que deve portanto ter ainda outros constituintes.

Poderíamos, ainda, aventar a possibilidade de a matéria escura ser composta por neutrinos — partículas já detectadas e com muitas propriedades bem conhecidas desde meados do século passado. Por serem eletricamente neutros, neutrinos não interagem com fótons, e portanto constituem de fato uma componente “escura” da matéria. No entanto, suas minúsculas massas ($\sum m_\nu \lesssim 0.12$ eV [8]) impedem que sua densidade de energia alcance o valor observado para a abundância de matéria escura. Ademais, por serem muito leves, neutrinos são partículas ultra-relativísticas, e por isso constituem o que se costuma designar como *matéria escura quente*. Ocorre que um tal gás ultra-relativístico não produz inomogeneidades gravitacionais suficientemente localizadas para explicar a formação de estruturas em grande escala que observamos no Universo [28]. É necessário que a matéria escura seja suficientemente não-relativística, para que ela possa se aglomerar e produzir um poço de potencial gravitacional que atrairá a matéria bariônica e formará estrelas, que se aglomerarão em galáxias, e aglomerados de galáxias, e assim sucessivamente¹⁴. O caso mais simples ocorre quando a matéria escura já é não-relativística desde o momento em que se desacopla do plasma. Nesse caso diz-se que a matéria escura é *fria*, correspondente à sigla CDM em inglês¹⁵.

Assim, as explicações mais atraentes para a matéria escura envolvem a existência de novas partículas ainda não detectadas. Trata-se, aliás, de uma possibilidade bastante plausível, pois sabemos que o modelo padrão da física de partículas é uma teoria incompleta, incapaz de incorporar explicações para as massas dos neutrinos, a assimetria entre matéria e antimatéria no Universo, ou mesmo a interação gravitacional entre

¹³Teorias de gravitação modificada continuam sendo atraentes como explicação para a “energia escura”, i.e. a causa da atual aceleração do Universo. A essa discussão a física de partículas tem pouco a oferecer. De fato, o modelo padrão prevê a existência de uma constante cosmológica que atuaria como energia escura, mas o valor previsto é cerca de 100 ordens de magnitude (!) acima do valor observável, o que merece o título de pior previsão da história da física [24].

¹⁴Matéria escura quente é difusa e prevê uma história diferente para a formação de estruturas: primeiro formam-se as estruturas de grande escala, e depois as subestruturas. Isso vai de encontro às observações: as galáxias são mais recentes do que as primeiras estrelas no cosmos.

¹⁵Um meio termo é também possível, consistindo em partículas que são relativísticas na época em que se desacoplam do equilíbrio *térmico*, mas que se tornam subsequentemente não-relativísticas quando entram em desequilíbrio *químico* com o banho térmico, e começam a formar as sementes das grandes estruturas. É a denominada *matéria escura morna* ou WDM.

partículas elementares, além de ser afetado por diversos problemas de hierarquia (ou ajuste fino) em seus parâmetros livres. Dito de outra forma, o modelo padrão é uma teoria efetiva, que funciona bem quando estudamos fenômenos na escala de energia da ordem da escala eletrofraca, ~ 1 TeV, mas que fundamentalmente deve ser descrita por novos graus de liberdade que ainda desconhecemos¹⁶.

Para que uma partícula seja candidata a matéria escura é preciso que seja estável em escalas de tempo cosmológicas — i.e. não devem decair com uma meia-vida inferior à idade do Universo, senão não estariam presentes atualmente — e devem ter carga elétrica insignificante — de modo que sua interação com os fótons seja pequena e essa matéria seja efetivamente “escura” [29]. Ademais, é necessário garantir que a abundância dessas partículas no Universo atual coincida com a abundância observada de matéria escura.

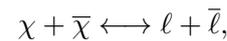
Cada partícula possui um mecanismo próprio para produção de energia em escala cosmológica, mas existem dois mecanismos muito comuns que se aplicam a diversos casos: os chamados *freeze-out* e *freeze-in*, aos quais nos dedicaremos nas seções a seguir.

¹⁶Uma analogia conveniente é a relação entre termodinâmica e física estatística. Macroscopicamente um sistema em equilíbrio pode ser descrito por algumas poucas variáveis de estado, como pressão ou temperatura, e é caracterizado por algumas propriedades como calor específico ou condutividade, cujos valores podem ser medidos mas que não são calculáveis nessa abordagem macroscópica. À medida que investigamos a estrutura do sistema mais de perto, notamos que ele é constituído de diversos novos graus de liberdade — inúmeros átomos ou moléculas —, e que as variáveis macroscópicas são apenas manifestações das interações médias entre esses graus de liberdade mais elementares. Com isso, muitas propriedades do sistema passam a ser previsíveis teoricamente. Diz-se, então, que a descrição termodinâmica é uma teoria efetiva para o sistema, válida em um regime macroscópico em que o caráter discreto da matéria não se manifesta. Da mesma forma, o modelo padrão é visto como uma teoria efetiva: parâmetros como as massas das partículas e seus acoplamentos são determinados experimentalmente, e isso é suficiente para descrever as interações a ~ 1 TeV, mas não sabemos explicar por que assumem esses valores, por que há uma enorme discrepância entre as massas das partículas, ou por que a interação gravitacional é tão mais fraca que todas as outras. Por isso, é de se esperar que existam outros graus de liberdade mais fundamentais, ainda inobservados, mas cuja teoria fundamental forneça uma explicação para esses parâmetros do modelo efetivo.

3.2 Freeze-out e freeze-in

Suponhamos, então, que a matéria escura é constituída de uma nova partícula χ . Existem dois mecanismos distintos de produção e aniquilação de partículas no Universo primordial, que eventualmente resultam na abundância de matéria escura que queremos determinar.

No chamado “mecanismo de *freeze-out*” [30], as partículas de matéria escura encontram-se inicialmente em equilíbrio termoquímico com o plasma primordial, o que significa que são muito abundantes a altas temperaturas, mas tornam-se mais raras com o resfriamento do Universo. O equilíbrio é mantido enquanto as interações entre as partículas são suficientemente frequentes para que elas sejam constantemente criadas e aniquiladas. Por exemplo, um processo em que uma partícula de matéria escura χ se aniquila com a sua antipartícula $\bar{\chi}$, resultando em um par de lépton ℓ e antilépton $\bar{\ell}$, como em



ocorre em ambas direções à mesma taxa. Mas a expansão do Universo faz com que as partículas se afastem até que, eventualmente, o encontro entre elas seja tão raro que as interações efetivamente deixam de ocorrer, e o equilíbrio térmico é então interrompido. As partículas deixam de ser criadas ou aniquiladas, e o número total de tais partículas no Universo é congelado, permanecendo o mesmo até os dias atuais. O mecanismo é idêntico ao anteriormente descrito no contexto da recombinação. Portanto, o desafio de explicar a matéria escura pelo mecanismo de *freeze-out* consiste em encontrar o ponto exato em que o equilíbrio térmico deve ser interrompido para que a abundância dessas partículas corresponda à abundância observada de matéria escura.

Por outro lado, no chamado *freeze-in* a matéria escura interage tão fracamente com o plasma que o equilíbrio térmico do setor escuro com o visível jamais é alcançado [31, 32]. A matéria escura era comparativamente rara nos primeiros instantes de vida do Universo, mas foi constantemente produzida por interações com outras partículas do banho térmico (por ex. decaimentos $A \rightarrow B + \chi$ ou espalhamentos $A_1 + A_2 \rightarrow B + \chi$, onde A e B são partículas quaisquer pertencentes ao banho térmico), até que o resfriamento do Universo reduziu a abundância das partículas-mães e/ou a taxa de interação a um nível insignificante, e

a abundância de matéria escura se congelou em seu valor atual. Trata-se, de certa forma, de um mecanismo oposto ao anteriormente descrito: no *freeze-out* o desafio é fazer com que a abundância deixe de ser suprimida, enquanto no *freeze-in* o problema é fazer com que ela pare de aumentar.

Esses dois mecanismos estão ilustrados na Figura 6. A notação utilizada nos eixos ficará mais clara na discussão das seções a seguir. Por enquanto, basta notar que o eixo y representa a abundância da partícula em questão, e o eixo x mostra a passagem do tempo cosmológico, em que há resfriamento do plasma, portanto aumento da fração (massa da partícula)/(temperatura).

O caso paradigmático de matéria escura produzida por *freeze-out* são as WIMPs — *Weakly Interacting Massive Particles* ou partículas massivas que interagem fracamente —, enquanto o mecanismo de *freeze-in* aplica-se às chamadas FIMPs — *Febly Interacting Massive Particles* ou partículas massivas que interagem debilmente¹⁷.

Para compreender melhor essas ideias, será conveniente discutir um pouco sobre a termodinâmica do Universo primordial.

4 Termodinâmica do Universo quente

4.1 Densidade de partículas

No equilíbrio térmico, a função de distribuição de partículas no plasma é dada por^{18,19}

$$f_{\pm} = \frac{1}{e^{(E-\mu)/T} \pm 1}, \quad (7)$$

onde o sinal “+” corresponde à distribuição para o caso de férmions (distribuição de Fermi-Dirac), e “−” para partículas bosônicas (distribuição de

Bose-Einstein)²⁰. Nessa expressão, T é a temperatura do plasma, E é a energia da partícula e μ seu potencial químico, associado a um desequilíbrio químico que tende a criar ou destruir as partículas em questão. Mais especificamente, μ é a energia que é liberada ou absorvida pelo sistema quando há variação em seu número de partículas. Para um gás de fótons $\mu \approx 0$, e, para todas as demais partículas, a abundância relativa aos fótons é insignificante (por ex., a fração do número de bárions por fóton é $n_b/n_\gamma \sim 10^{-10}$), de modo que $\mu \approx 0$ se aplica a todas as partículas no Universo primordial. Enfatiza-se, entretanto, que isso é válido apenas aproximadamente, senão não haveria matéria no Universo (uma discussão didática a respeito do potencial químico pode ser encontrada na ref. [34]).

As funções de distribuição f_{\pm} estão associadas à *probabilidade* de encontrar uma partícula com energia E . Mais especificamente, a energia pode ser escrita em termos dos momentos lineares da partícula por meio da famosa relação relativística de energia-momento,

$$E = \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2}, \quad (8)$$

e portanto f_{\pm} depende das três componentes do momento, p_x , p_y e p_z . O *número de partículas* de uma determinada espécie (por unidade de volume) que possuem momento no intervalo entre (p_x, p_y, p_z) e $(p_x + dp_x, p_y + dp_y, p_z + dp_z)$ é

$$dn = g f_{\pm} \frac{d^3p}{(2\pi)^3}, \quad (9)$$

onde g é o número de graus de liberdade associados a essa espécie²¹. Portanto a densidade de

²⁰Toda partícula pode ser classificada como sendo um “bóson” ou um “férmion”, segundo uma propriedade denominada *spin*. Partículas com spin semi-inteiro (por ex. $\frac{1}{2}$) são férmions, como é o caso dos elétrons, prótons e nêutrons. Por outro lado, partículas com spin inteiro (por ex. 0, 1 ou 2) são bósons, por ex. as partículas mediadoras das interações, como os fótons. Uma interessante propriedade dos férmions é que devem satisfazer o *Princípio da Exclusão*, ou seja, dois férmions não podem ocupar um mesmo estado. Já aos bósons essa limitação não se aplica. Por isso, a função de distribuição é diferente para esses dois tipos de partículas.

²¹Por exemplo, para o caso de fótons, que possuem duas polarizações, tem-se $g = 2$. Quarks, por sua vez, podem se manifestar no plasma como partícula ou antipartícula, e cada uma possui dois graus de liberdade de spin e três graus de liberdade devido à carga colorida (cada quark pode possuir carga vermelha, verde ou azul), totalizando $2 \times 2 \times 3 = 12$ graus de liberdade por tipo de quark.

¹⁷As FIMPs são um trocadilho com as já famosas WIMPs. Para essas últimas, “interagir fracamente” significa interagir por meio da força fraca, que é uma das quatro interações fundamentais da Natureza. Já as FIMPs interagem debilmente no sentido de que suas interações com a matéria usual são quantitativamente minúsculas, e por isso mesmo elas não atingem equilíbrio térmico no Universo primordial.

¹⁸Estamos usando unidades naturais, em que $\hbar = c = k_B = 1$. O fato de a constante de Boltzmann k_B ser unitária significa simplesmente que estamos medindo temperatura em unidades de energia.

¹⁹Para maiores detalhes o leitor pode consultar as refs. [1, 12, 33].

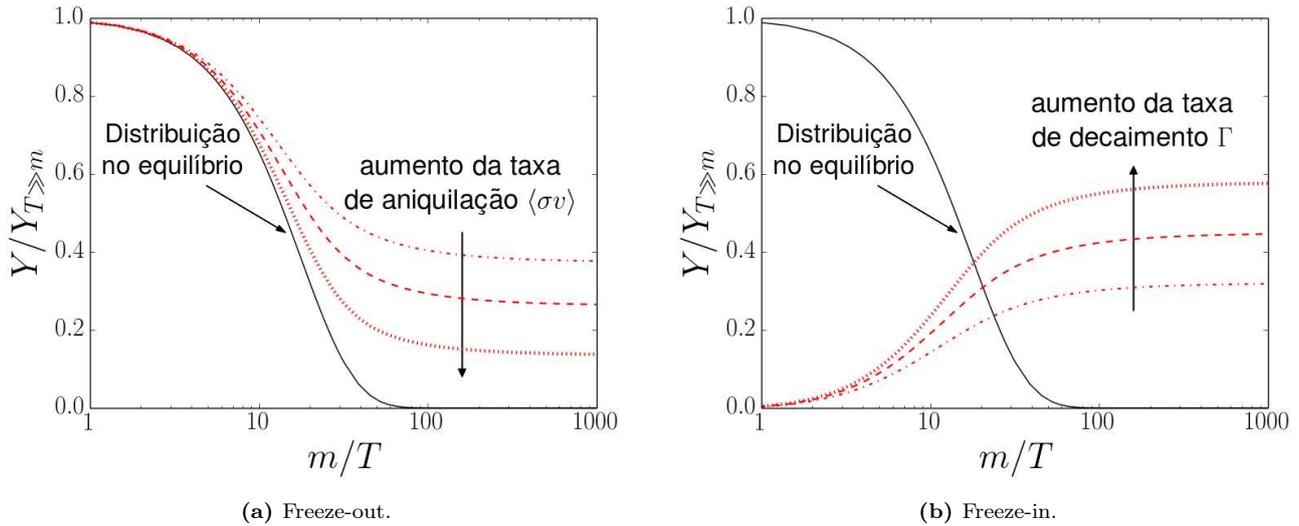


Figura 6: Abundância de uma partícula nos mecanismos de *freeze-out* (a) e *freeze-in* (b). A distribuição para o equilíbrio (linha sólida preta) tende a zero quando a temperatura diminui. No *freeze-out*, a partícula eventualmente sai do equilíbrio e sua abundância é congelada em um valor que permanece até os dias atuais. Por outro lado, no *freeze-in* a abundância aumenta devido a decaimentos de outras partículas em equilíbrio no plasma, até que essas partículas-mãe se tornam tão raras que a abundância das filhas fica congelada. Os gráficos foram obtidos resolvendo-se a equação de Boltzmann para a função distribuição em um Universo em expansão e com termo de colisão. Para mais detalhes cf. [33].

uma certa espécie de partículas no plasma é dada pela integral²²

$$n = g \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} f_{\pm}. \quad (10)$$

Para partículas relativísticas em equilíbrio, cujas massas são muito menores do que a temperatura e portanto $E/T = \sqrt{m^2 + p^2}/T \approx p/T$, as integrais podem ser realizadas analiticamente²³, resultando em

$$n_{\text{rel.}} = g \frac{\zeta(3)}{\pi^2} T^3 \begin{cases} 1, & \text{bósons} \\ 3/4, & \text{férmions} \end{cases} \quad (11)$$

onde $\zeta(x)$ é a função zeta de Riemann. Assim, para o valor atual da temperatura do CMB, $T_0 \simeq 2.73 \text{ K} \simeq 2.35 \times 10^{-4} \text{ eV}$, a densidade de fótons do CMB no Universo atual é $n_{\gamma,0} \simeq 3.17 \times 10^{-12} \text{ eV}^{-3} \simeq 413 \text{ cm}^{-3}$. Ou seja, há, em média, 413 fótons remanescentes do CMB em cada cm^3 ao nosso redor.

Um outro caso interessante a se considerar é o de partículas *não-relativísticas*, para as quais

²²O símbolo \int , denominado “integral”, pode ser entendido como uma “soma contínua”. Estamos efetivamente somando a contribuição da equação (9) sobre todos os valores possíveis dos momentos p_x , p_y e p_z .

²³Um resultado útil para esse fim é

$$\int \frac{u^{n-1}}{e^u \pm 1} du = (n-1)! \zeta(n) \begin{cases} 1, & \text{bósons} \\ \left(1 - \frac{1}{2^{n-1}}\right), & \text{férmions.} \end{cases}$$

$m \gg T$, como é o caso de matéria escura fria (CDM). Nesse caso

$$f_{\pm}^{\text{não rel.}} \approx e^{-E/T}, \quad (12)$$

com $E \approx m + p^2/2m$, e

$$n_{\text{não rel.}} = g T^3 \left(\frac{m}{2\pi T}\right)^{3/2} e^{-m/T}. \quad (13)$$

Ou seja, a densidade de partículas não-relativísticas em equilíbrio com o plasma cai exponencialmente, suprimida por um fator de Boltzmann $e^{-m/T}$.

Nos mecanismos de *freeze-out* e *freeze-in* o equilíbrio é abandonado em algum momento, e esse decaimento exponencial é interrompido, congelando o número de partículas em um valor que permanece até os dias atuais, como mostra a Figura 6.

No entanto, a densidade de partículas, definida como $n \equiv (\text{número de partículas})/(\text{volume})$, continua a diminuir devido à expansão do Universo, que tende a diluir o plasma simplesmente por causa do aumento do volume no denominador dessa fração. Ou seja, mesmo quando não há partículas sendo criadas ou destruídas, a densidade continua a decair de acordo com $n \sim 1/a^3$, onde a é o fator de escala do Universo.

A abundância atual dessas partículas é, então, dada por

$$n_0 = n_f \left(\frac{a_f}{a_0}\right)^3, \quad (14)$$

onde o índice “ f ” se refere ao valor da grandeza na época do congelamento da abundância, e o índice “0” se refere a seu valor atual. Ou seja, precisamos determinar não só a abundância na época de seu congelamento, mas também como o fator de escala evoluiu desde então.

Para esse fim, podemos explorar o fato de a expansão do Universo ser adiabática, conservando a entropia total. Isso é o que discutiremos na seção a seguir.

4.2 Densidade de entropia

Sejam p a pressão do fluido no plasma, ρ sua densidade de energia, s sua densidade de entropia, e $V \sim a^3$ o volume. A primeira lei da termodinâmica garante que

$$Td(sa^3) = d(\rho a^3) + pd(a^3), \quad (15)$$

ou

$$T \frac{d(sa^3)}{dt} = a^3 \left[\dot{\rho} + 3 \frac{\dot{a}}{a} (\rho + p) \right]. \quad (16)$$

O termo entre colchetes se anula pela conservação de energia-momento de um fluido perfeito, como é o caso do plasma, logo

$$\frac{d(sa^3)}{dt} = 0 \implies s \sim \frac{1}{a^3}. \quad (17)$$

Ou seja, a expansão do Universo é adiabática.

Ao invés de lidar com a densidade de partículas, que a expansão do Universo também dilui por um fator $1/a^3$, convém definir, então, a abundância de uma relíquia do Universo primordial como a razão

$$Y \equiv \frac{n}{s}. \quad (18)$$

O efeito da expansão se cancela na razão Y , que é ditada apenas pelas interações envolvendo a partícula em questão. Ou seja, uma vez que ocorre o *freeze-out* ou *freeze-in*, o valor de Y permanece o mesmo até os dias atuais.

Resta, agora, escrever essa densidade de entropia em termos de grandezas que podemos determinar.

Para partículas ultra-relativísticas a pressão se relaciona à densidade de energia via $p = \rho/3$, e a densidade de entropia é então dada por [12]

$$s = \frac{p + \rho}{T} = \frac{4\rho}{3T} = \frac{4}{3T} \sum_i g_i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} E_i f_i, \quad (19)$$

onde a somatória é sobre todas as espécies presentes no plasma, E_i a energia da partícula da

espécie i , e f_i sua função de distribuição. Vem, daí, que

$$s = \frac{2\pi^2}{45} T^3 \underbrace{\left[\sum_{i=\text{bósons}} g_i + \frac{7}{8} \sum_{i=\text{férmions}} g_i \right]}_{g_*}. \quad (20)$$

O termo entre colchetes, g_* , é denominado o número efetivo de graus de liberdade relativísticos no plasma (para uma discussão mais completa a esse respeito vide ref. [35]).

A adiabaticidade da expansão do Universo implica, então, que

$$g_* T^3 a^3 \sim \text{constante}. \quad (21)$$

Ou seja, enquanto g_* é constante, a expansão do Universo causa uma redução da temperatura segundo $T \sim 1/a$. Mas esse resfriamento faz com que, em alguns momentos de transição na história do Universo, quando a temperatura cai abaixo da massa de uma espécie específica, o número efetivo de graus de liberdade relativísticos diminua e o resfriamento seja menos brusco. Isso pode ser entendido da seguinte maneira: durante uma reação em que uma partícula pesada, de massa m , é aniquilada e produz partículas mais leves, a diferença de massa entre reagentes e produtos é convertida em energia cinética. A temperaturas suficientemente altas, $T \gtrsim m$, o processo inverso também pode ocorrer, convertendo parte da energia cinética do plasma em energia de repouso. Mas, quando o resfriamento do Universo faz com que $T \lesssim m$, o processo torna-se unidirecional e só há conversão de energia de repouso em energia cinética, que resulta, então, em um aquecimento do plasma.

Para calcularmos a densidade atual de energia na forma de matéria escura basta, agora, determinarmos a temperatura T_f em que ocorreu o congelamento da abundância. Com isso, podemos obter a densidade de matéria escura nesse momento do desacoplamento, n_f , usando a equação (13), e usar o fato de que $Y = n/s$ é constante após o congelamento para calcular a densidade atual, $n_0 = n_f(s_0/s_f)$. Como a maior parte da energia de uma partícula não-relativística está na forma de energia de repouso m_χ , a atual densidade de energia em matéria escura, normalizada pela densidade de energia crítica dada na Eq. (6), será

$$\Omega_{\text{dm}} = \frac{\rho_{\text{dm}}}{\rho_{\text{cr}}} = m_\chi n_f \left(\frac{g_*(T_0) T_0^3}{g_*(T_f) T_f^3} \right) \frac{8\pi G}{3H_0^2}, \quad (22)$$

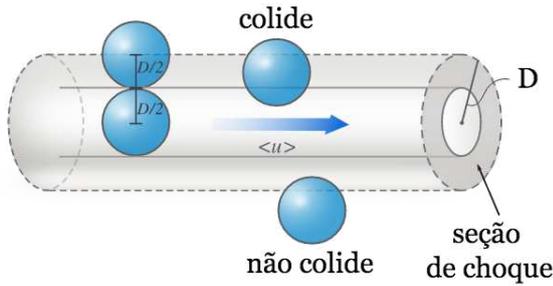


Figura 7: A seção de choque de colisão entre duas esferas de raio D é $\sigma = \pi D^2$. Para determinar se duas esferas colidem, podemos considerá-las como partículas pontuais, e traçar um cilindro de base σ com eixo atravessando uma delas. A colisão ocorrerá se a outra estiver no interior desse cilindro (i.e. se o centro da outra esfera estiver contido nesse cilindro). Fonte: Chemistry LibreTexts (CC BY-NC) [36].

com $T_0 = 2.73\text{ K}$ a temperatura atual dos fótons do CMB. Os graus de liberdade efetivamente relativísticos em T_0 e T_f podem ser calculados, uma vez que conhecemos as propriedades das partículas do modelo padrão [35].

O cálculo de T_f envolve a determinação do momento, na história do Universo, em que as interações entre as partículas se tornaram ineficientes, ou, mais especificamente, a determinação do instante em que a taxa de interação tornou-se mais lenta do que a taxa de expansão do Universo. Para isso, é importante compreender o conceito de seção de choque de uma interação, que nos dá uma ideia da distância a que duas partículas devem estar para que interajam.

4.3 Seção de choque e taxas de aniquilação

Considere, primeiramente, o caso clássico em que as partículas são modeladas como esferas rígidas de raio $D/2$, que colidem quando a distância entre seus centros for D . Para determinar se duas esferas colidem, podemos considerá-las como partículas pontuais que interagem quando uma incide no interior de um disco de área $\sigma = \pi D^2$ em torno da outra (cf. Figura 7). A essa área efetiva de interação entre duas partículas dá-se o nome de *seção de choque da interação*.

Existe uma outra maneira de formular essa definição de seção de choque, de modo que seja equivalente ao resultado acima para o caso clássico, mas que também se aplique ao caso de partículas quânticas, que não se comportam como esferas

rígidas de raio fixo. De fato, suponha que incidamos um feixe de partículas de intensidade I contra um alvo contendo um número N_{alvo} dessas mesmas partículas acima descritas. Quantas partículas incidentes colidirão com partículas do alvo? O número de partículas que incide sobre uma área σ , e que portanto interage com *uma* partícula do alvo, é $I \cdot \sigma$. Como há N_{alvo} partículas no alvo, o número total de *espalhamentos* é $N_{\text{esp}} = I \cdot \sigma \cdot N_{\text{alvo}}$. No caso de interações entre partículas elementares, essa descrição *define* a seção de choque como

$$\sigma \equiv \frac{N_{\text{esp}}}{I \cdot N_{\text{alvo}}}, \quad (23)$$

que pode ser medida realizando-se um experimento de espalhamento e contando quantas partículas foram desviadas, como no experimento da folha de ouro de Rutherford-Geiger-Marsden. Cabe enfatizar que a seção de choque definida dessa maneira tem unidade de área e continua sendo interpretada como uma área efetiva em que ocorre a interação. Mas nota-se que *não* se trata de uma propriedade da partícula (como o raio da esfera na situação clássica), mas da interação. Por exemplo, a seção de choque da interação entre uma partícula e um fóton é, em geral, diferente da interação dessa mesma partícula com um neutrino²⁴.

Com uma definição rigorosa para a seção de choque, podemos agora determinar a taxa de interações que ocorrem em um gás com n partículas por unidade de volume. O número de partículas contidas em um cilindro de base σ e comprimento L é $n \cdot \sigma \cdot L$. Logo, um cilindro contendo uma partícula tem comprimento

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}, \quad (24)$$

que corresponde portanto ao caminho médio que uma partícula percorre antes de colidir com outra.

²⁴Todas as interações entre os objetos de nosso dia a dia têm natureza eletromagnética (excetuando-se, claro, a atração gravitacional pela Terra, Lua e Sol). Nossa visão é baseada na interação dos objetos com a luz (fótons), nosso tato é fundamentado na repulsão eletrostática entre os elétrons do nosso corpo e os do objeto que tocamos, e a aparente “impenetrabilidade” dos objetos tem essa mesma origem. Por isso nos parece que tamanho e forma de um objeto são suas propriedades intrínsecas. Mas as próprias evidências em favor da matéria escura oferecem um contra-exemplo a essa falsa percepção: o tamanho de uma galáxia, vista pelo espectro eletromagnético, é muito menor do que o tamanho que interage gravitacionalmente.

Se a velocidade relativa média das partículas é $\langle v \rangle$, o intervalo entre duas interações é $\lambda/\langle v \rangle$ e a taxa a que essa interação ocorre é o inverso,

$$\Gamma = n\langle\sigma v\rangle. \quad (25)$$

Para determinar se as reações são eficientes ou não, essa grandeza deve ser comparada à taxa de expansão dada pela constante de Hubble na época em questão. Ou seja, queremos determinar a temperatura em que

$$\Gamma \sim H. \quad (26)$$

O valor da taxa de expansão de Hubble depende da densidade de energia do Universo segundo a equação de Friedmann. Para o Universo primordial, dominado por radiação, tem-se

$$\rho = \sum_i g_i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} E_i f_i = \frac{g_* \pi^2 T^4}{30} \quad (27)$$

e

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho = g_*(T) \frac{\pi^2 T^4}{90 m_P^2}, \quad (28)$$

onde, por conveniência de notação, definimos a *massa de Planck reduzida* $m_P \equiv (8\pi G)^{-1/2} \approx 2.435 \times 10^{18}$ GeV.

Portanto o congelamento da abundância ocorre para uma temperatura T_f satisfazendo

$$n_f \langle\sigma v\rangle \simeq \sqrt{g_*(T_f)} \frac{\pi^2 T_f^2}{90 m_P}. \quad (29)$$

4.4 Freeze-out

Até este ponto a discussão tem sido genérica, aplicável a qualquer processo de desacoplamento no Universo primordial, inclusive à nucleossíntese e à recombinação, desde que n_f seja interpretada como a densidade da partícula cujos espalhamentos com o banho térmico deixam de ser eficientes. No mecanismo de *freeze-out* essas são justamente as partículas de matéria escura.

No caso de matéria escura fria, que já é não-relativística no momento do desacoplamento, a densidade de partículas satisfaz a equação (13) e T_f é determinada a partir de (29) resolvendo-se a equação transcendental

$$g_\chi \sqrt{\frac{m_\chi}{T_f}} e^{-m_\chi/T_f} \simeq \frac{1}{m_\chi m_P \langle\sigma v\rangle} \sqrt{g_* \frac{8\pi^5}{90}}. \quad (30)$$

Com $x_f \equiv m_\chi/T_f$, a equação acima pode ser reescrita recursivamente como

$$x_f \simeq \frac{1}{2} \log \left(\frac{90 g_\chi^2}{8\pi^5 g_*} \right) + \frac{1}{2} \log x_f + \log(m_\chi m_P \langle\sigma v\rangle), \quad (31)$$

cujas soluções, em primeira ordem, é

$$x_f \sim \log(m_\chi m_P \langle\sigma v\rangle). \quad (32)$$

Finalmente, substituindo n_f de (29) em (22) vem

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{dm}} &\simeq \sqrt{\frac{\pi^2}{90} \frac{g_*(T_0) T_0^3}{3 m_P^3 H_0^2}} \frac{x_f}{\sqrt{g_*(T_f) \langle\sigma v\rangle}} \\ &\simeq 0.266 \sqrt{\frac{100}{g_*(T_f)}} \left(\frac{x_f}{20} \right) \frac{2.46 \times 10^{-40} \text{ m}^2}{\langle\sigma v\rangle}. \end{aligned} \quad (33)$$

A dependência dessa expressão com a massa da partícula entra apenas em x_f e é apenas logarítmica, de maneira que o parâmetro mais relevante para determinar a abundância de matéria escura no mecanismo de *freeze-out* é a seção de choque de aniquilação. Tipicamente $x_f \sim \mathcal{O}(20)$ (como na Figura 6) e $g_*(T_f) \sim 100$, portanto a abundância observável, $\Omega_{\text{dm}} \approx 0.266$, resulta de uma seção de choque

$$\langle\sigma v\rangle \sim 10^{-40} \text{ m}^2 \sim 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}. \quad (34)$$

Mas esse é justamente a ordem de magnitude esperada para uma seção de choque termal associada à interação fraca, cuja intensidade é ditada pela constante de Fermi $G_F \approx 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, e envolvendo uma partícula de massa da ordem da escala eletrofraca de energia, $m_\chi \sim \mathcal{O}(100)$ GeV, de modo que $\langle\sigma v\rangle \sim G_F^2 T_f^2 \sim G_F^2 m_\chi^2 / x_f^2$.

Isso significa que uma partícula massiva interagente pela força fraca (i.e. uma WIMP) tende naturalmente a produzir a abundância observada de matéria escura, sem necessidade de fazer ajustes finos nos parâmetros da teoria subjacente. Esse é o chamado *milagre das WIMPs*, que faz com que boa parte das pesquisas em matéria escura seja direcionada a esse cenário.

4.5 Freeze-in

Na discussão acima vimos que, no *freeze-out*, a abundância atual de matéria escura diminui à medida que aumenta a seção de choque de suas aniquilações. O resultado é plausível: quanto maior

for a taxa de aniquilação, mais elas terão se aniquilado quando ocorrer o *freeze-out* e menor será o número de partículas remanescentes.

No mecanismo de *freeze-in* a lógica é invertida. Nesse caso a partícula de matéria escura tem uma abundância inicial insignificante, mas é produzida por decaimentos (ou espalhamentos) de partículas no banho térmico, ocorrendo a uma taxa Γ (para espalhamentos Γ se relaciona com a seção de choque via Eq. (25)).

Consideremos o caso em que χ é produzida por decaimentos de uma certa partícula A , i.e. por reações do tipo $A \rightarrow \chi + \chi$. Quando $\Gamma_{A \rightarrow \chi\chi} \lesssim H$, o Universo está demasiadamente frio para que a reação inversa possa ocorrer, e a abundância de χ aumenta à medida que A é esgotada. Nesse caso tem-se [31, 32]

$$\Omega_{\text{dm}} \simeq 2.43 \times 10^{27} \frac{g_A}{g_*^{3/2}} \frac{m_\chi \Gamma_{A \rightarrow \chi\chi}}{m_A^2}, \quad (35)$$

ou seja, a abundância aumenta proporcionalmente à taxa de interação, contrariamente ao caso do *freeze-out*, como era de se esperar. Esse resultado está ilustrado na Figura 6.

A taxa de decaimento tem a forma $\Gamma_{A \rightarrow \chi\chi} \sim y_{A\chi}^2 m_A$, onde y é a constante que rege a interação entre a partícula-mãe e a matéria escura. Ou seja, a menos que haja uma enorme hierarquia entre as massas de A e χ , a abundância $\Omega_{\text{dm}} \approx 0.266$ requer um acoplamento minúsculo, $y \sim 10^{-12}$. Essa expectativa está em conformidade com a hipótese inicial de que χ se acopla tão fracamente às demais partículas do banho térmico que, efetivamente, nunca atinge o equilíbrio térmico.

Para concluir esta seção, note que a abordagem adotada aqui para descrever o processo de desacoplamento é semiquantitativa apenas. Uma descrição estatística da dinâmica do plasma fora do equilíbrio envolve a equação de Boltzmann, que rege como a função de distribuição da partícula se desvia da distribuição em equilíbrio dada pela equação (7). Essa abordagem nos permite determinar o valor do parâmetro x_f (i.e. a temperatura de desacoplamento T_f) de maneira precisa, bem como a evolução temporal da abundância, como esquematizada na Figura 6. Uma excelente discussão sobre essa técnica pode ser encontrada na ref. [33].

5 Alguns candidatos à matéria escura

Na seção anterior, discutimos aspectos gerais a respeito da produção de uma relíquia de abundância de partículas no Universo primordial. Pouco foi dito, no entanto, a respeito das propriedades dessas partículas, da teoria que rege suas interações, e das motivações que nos levam a postular essas novas constituintes da matéria. O propósito desta seção é preencher um pouco dessa lacuna, reconhecendo, entretanto, que uma discussão completa está muito além do escopo do presente trabalho. O leitor interessado pode consultar as muitas referências citadas aqui e em outras partes deste mesmo artigo.

5.1 WIMPs

Como vimos na Seção 4.4, a abundância atual de uma partícula não-relativística produzida pelo mecanismo de *freeze-out* coincide com a abundância observada de matéria escura caso ela se aniquile com seção de choque da ordem $\sim G_F^2 T^2$, como é esperado para uma partícula do setor eletrofraco do modelo padrão.

Essa coincidência é verdadeiramente notável, porque há diversos outros indícios da existência de nova física precisamente em torno dessa escala de energia.

Por exemplo, ainda há diversas questões em aberto associadas ao mecanismo de geração de massa das partículas elementares. A descoberta do bóson de Higgs no LHC²⁵, em 2012, e as subsequentes medições de suas propriedades apontam para a existência de um setor escalar similar ao do modelo padrão, mas a sua origem ou sua estrutura exata permanecem incompreendidas, e é bem possível que esse setor contenha outras partículas ainda não detectadas. Nesse caso seria possível explicar algumas observações que o modelo padrão não prevê corretamente, inclusive a assimetria entre matéria e antimatéria no Universo — o chamado problema da bariogênese [37].

Associado a essas incógnitas sobre o setor escalar está outro problema também incompreendido: por que a interação gravitacional é tão mais fraca do que a eletrofraca? Ou, em outras palavras, por que a escala eletrofraca, $v \sim 100$ GeV, é tão

²⁵ *Large Hadron Collider* ou *Grande Colisor de Hádrons*, o colisor de partículas localizado na fronteira entre a França e a Suíça, em operação desde 2009. Atualmente, o LHC realiza colisões a energias de 13 TeV.

inferior à escala de Planck, $m_P \sim 10^{19}$ GeV? A princípio poder-se-ia pensar que isso não é um problema, alegando que esses valores são dados observacionais, cabendo-nos apenas aceitá-los e simplesmente impô-los à lagrangeana de nossa teoria efetiva²⁶. Ocorre que a própria teoria efetiva prevê a existência de correções quânticas que tenderiam a somar ao valor de v (ou, equivalentemente, à massa do bóson de Higgs m_h) um termo $\delta v \sim \Lambda_{UV}$, onde Λ_{UV} é a escala de energia em que esperamos encontrar novos graus de liberdade e nova física. Se o modelo padrão for uma teoria válida até a escala de Planck, que é a escala em que os efeitos de gravitação quântica tornam-se relevantes, então $\Lambda_{UV} \sim m_P \gg v$. Ou seja, a própria teoria tende a corrigir o valor de v para m_P . Se quisermos cancelar essas correções quânticas de modo a recuperar o valor observado para v , teríamos que colocar à mão um parâmetro v_b na lagrangeana que seria da ordem de m_P , mas ajustado de maneira tal que $v_b + \delta v = v \sim 100$ GeV. Isso requer um *ajuste fino* de $\log(m_P/v) \sim 17$ ordens de magnitude nos parâmetros da teoria! Ou seja, o valor numérico do parâmetro v_b deve coincidir com a massa de Planck até a décima sétima casa decimal, e só então distinguir-se de m_P de modo a satisfazer a condição $v_b + \delta v \sim 100$ GeV. É como se, para sintonizarmos uma estação de rádio, tivéssemos que girar o potenciômetro do aparelho por um ângulo exatamente igual a 10^{-17} graus! Por isso esse problema é denominado *problema do ajuste fino* do modelo padrão, também conhecido como *problema da hierarquia*, por se tratar de uma hierarquia entre escalas de energia.

Uma maneira de se resolver esse problema é postular uma nova física que abrande essas correções quânticas a partir de alguma escala da ordem da escala eletrofraca $v \ll m_P$. Existem inúmeras propostas concretas nessa direção.

Uma solução popular consiste em postular a existência de uma *supersimetria*²⁷ [38], de modo a explorar o fato de que as correções quânticas de férmions contribuem com o sinal oposto às dos bósons. Portanto, se todo bóson tivesse um

parceiro fermiônico (e todo férmion, um parceiro bosônico), ambos interagindo de modo idêntico com as demais partículas, então as correções proporcionais a $\Lambda_{UV} \gg v$ se cancelariam precisamente, e sobraria apenas uma contribuição logarítmica $\delta v \sim M \log(\Lambda_{UV}/v)$, onde M é a massa da partícula contribuindo à correção quântica de v . Nesse caso, mesmo que $\Lambda_{UV} \sim m_P$ a correção seria apenas $\delta v \sim \mathcal{O}(17M)$, e o problema ficaria resolvido desde que $M \sim v$. No entanto, sabemos que essa supersimetria não é uma simetria exata da Natureza, porque esses pares entre bósons e férmions com mesmas propriedades não são observados (por ex., não existe um bóson com a mesma massa do elétron). Ou seja, a simetria é eventualmente quebrada em uma escala de energia M_{SUSY} , que determinará a escala das massas dos parceiros supersimétricos das partículas que conhecemos. Mesmo assim o problema da estabilidade da hierarquia entre v e m_P é resolvido, desde que M_{SUSY} não seja muito maior do que a escala eletrofraca, porque as correções quânticas serão $\delta v \sim M_{SUSY} \log(m_P/v) \ll m_P$.

Uma outra solução ao problema da hierarquia consiste em notar que correções quânticas proporcionais à escala Λ_{UV} afetam apenas bósons escalares. Logo, se o Higgs não for uma partícula elementar, mas na verdade for constituído de férmions mais fundamentais, de massa $M \sim v \ll \Lambda_{UV}$, as correções quânticas seriam da forma $\delta v \sim M \log(\Lambda_{UV}/v)$, portanto logarítmicas, em analogia ao discutido para supersimetria. Esses são os chamados *modelos de Higgs Composto*. Essas teorias tipicamente preveem um setor escalar estendido, com mais partículas do que o modelo padrão.

Alternativamente, pode-se também postular que as escalas gravitacional e eletrofraca são fundamentalmente similares, mas uma hierarquia efetiva resulta da existência de dimensões espaciais extras, que afetam cada uma dessas interações diferentemente [39]. Nesses cenários, cada partícula que conhecemos constitui apenas o estado fundamental de uma torre de outros modos de vibração do campo — chamada torre de Kaluza-Klein ou KK —, e cada excitação corresponde a uma nova partícula com propriedades idênticas às do estado fundamental, exceto pela massa, que é maior para os modos excitados.

Seja como for, essas teorias tipicamente preveem a existência de novas partículas de massa

²⁶A lagrangeana é uma função que codifica toda a dinâmica do sistema. Se sabemos os termos que aparecem na lagrangeana do sistema, e o valor dos parâmetros relevantes à teoria (como massas e cargas das partículas), sabemos tudo o que é necessário à sua descrição.

²⁷*Supersymmetry* em inglês, também abreviada como SUSY.

$M \sim v$, algumas das quais são neutras, estáveis, e interagem pela interação fraca. Ou seja, são fortes candidatas à matéria escura. Essas são as chamadas WIMPs.

Por exemplo, no caso em que as partículas supersimétricas não podem decair para partículas do modelo padrão²⁸, a partícula supersimétrica mais leve²⁹ é estável e, se for neutra, atua como componente de matéria escura no Universo. Os candidatos mais promissoras são os neutralinos³⁰, associados às parceiras supersimétricas dos bósons neutros do modelo padrão, i.e. o fóton, o Z^0 e o Higgs. Já em modelos com dimensões extras, as excitações KK do fóton e do neutrino, sendo partículas massivas neutras, constituem parte da matéria escura fria presente no cosmos [41].

Ocorre que, justamente pelo fato de o problema da hierarquia requerer $M \sim v$, a massa dessas novas partículas deve ser da ordem das escalas de energia alcançadas nos aceleradores atuais, como o LHC, que produz colisões a 13 TeV. Ou seja, somos capazes de testar diversas previsões desses modelos diretamente, buscando por novas partículas ou por sinais anômalos nesses experimentos em colisores, distintos dos previstos pelo modelo padrão. Uma outra forma de detecção se baseia no fato de que, ao interagir com a matéria usual, a partícula de matéria escura pode causar um espalhamento do átomo “atingido”, e esse recuo pode ser detectado usando materiais cintilantes apropriados. Diferentemente dos experimentos em colisores, em que as partículas de matéria escura são produzidas por colisões de matéria bariônica, aqui o propósito é detectar as partículas de matéria escura já abundantes no espaço, e que estão constantemente atravessando a Terra.

Mais detalhes a respeito de detecção direta de matéria escura podem ser lidos nas refs. [42–44]. Importa dizer, em suma, que as WIMPs estão sob intenso escrutínio experimental e, embora amplas

regiões do espaço de parâmetros dos principais modelos já tenham sido explorados, até agora nenhum sinal definitivo foi detectado nessa escala de energia, o que tem, de certo modo, abrandado o entusiasmo da comunidade perante essa hipótese.

5.2 Neutrinos estéreis

Outro problema do modelo padrão está associado ao mecanismo de geração de massa dos neutrinos. Essas partículas, que por muitas décadas foram tidas como não-massivas, na verdade possuem massas minúsculas, de frações de eV, sendo portanto cerca de 1 milhão de vezes mais leves que o elétron, e 1 trilhão de vezes mais leves que o Higgs e o quark mais pesado. No modelo padrão essa hierarquia de massas é extremamente antinatural, uma vez que todas as massas são geradas pelo mesmo mecanismo de Higgs, e portanto esperar-se-ia que todas fossem da ordem de ~ 100 GeV, como de fato ocorre para as massas do Higgs, dos bósons W^\pm e Z^0 , e do quark top.

As massas dos neutrinos constituem, portanto, um outro problema de ajuste fino presente no modelo padrão. Na perspectiva de uma teoria efetiva, a dificuldade pode ser contornada simplesmente introduzindo à mão um termo de acoplamento entre os neutrinos e o Higgs, com uma constante de acoplamento minúscula, da ordem de 10^{-12} . Mas, nesse caso, não há uma justificativa ou explicação plausível para esse número ínfimo.

Para entender melhor o problema e sua possível solução, vale a pena discutirmos brevemente a respeito das massas dos férmions. Toda partícula fermiônica possui uma propriedade, que é invariante sob transformações de Lorentz, chamada de quiralidade. De acordo com essa propriedade, um férmion pode ser classificado como “canhoto” (*left-handed*) ou “destro” (*right-handed*).

Curiosamente, a interação fraca afeta somente os férmions canhotos³¹. E como os neutrinos que conhecemos são detectados somente via processos que envolvem essa interação, neutrinos destros não são jamais observados em experimentos laboratoriais.

No entanto, é impossível escrever um termo quadrático na lagrangeana (i.e. um termo de massa) que envolva apenas um neutrino canhoto,

³¹Diz-se, então, que a interação fraca viola a simetria de paridade.

²⁸Como é o caso de teorias com paridade R .

²⁹Conhecida pela sigla em inglês *LSP* ou *Lightest Supersymmetric Particle*.

³⁰Algumas propostas também exploram a viabilidade de gravitinos — parceiras dos hipotéticos grávitons, mediadores da interação gravitacional. Entretanto, nesse caso não teríamos uma WIMP produzida por *freeze-out*, mas uma FIMP, candidata a matéria escura morna. Ademais, essa proposta tipicamente requer uma cosmologia não-convencional para garantir que o Universo jamais tenha atingido temperaturas superiores à escala de quebra da supersimetria, que usualmente é tida como da ordem de ~ 10 TeV [40].

e que preserve todas as simetrias do modelo padrão. O único termo invariante sob transformações de Lorentz seria da forma $\bar{\nu}_L \nu_L^c$, com ν_L^c obtido de ν_L por uma operação de conjugação de carga. Mas esse termo não é invariante sob a simetria eletrofraca (viola a conservação da carga de *isospin fraco*) e, portanto, não é permitido na lagrangeana³².

Assim, o fato de que neutrinos têm massa deixa clara a necessidade de nova física. Uma saída é postular a existência de neutrinos destros [45]. Por serem léptons neutros e destros, esses neutrinos não participam de nenhuma interação do modelo padrão da física de partículas (interagindo somente gravitacionalmente), e um termo da forma $\bar{\nu}_R^c \nu_R$ não viola conservação de cargas do modelo padrão. Assim, os termos de massa permitidos são

$$\mathcal{L}_\nu = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L & \bar{\nu}_R^c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix}. \quad (36)$$

As massas dos neutrinos são obtidas diagonalizando-se a matriz de massa resultante. O chamado “termo de Dirac”, m_D , está associado à massa gerada pelo mecanismo de Higgs, e portanto seria de se esperar que $m_D \sim 100 \text{ GeV}$. No entanto, se o “termo de Majorana” m_M for comparativamente maior, $m_M \gg m_D$, os autovalores resultantes serão

$$m_E \approx m_M \quad \text{e} \quad m_A \approx m_D^2/m_M, \quad (37)$$

ou seja, alguns dos neutrinos (que chamamos de “estéreis” porque pouco participam das interações do modelo padrão) são mais pesados que a escala eletrofraca, e os outros (chamados “ativos”, que são os que já conhecemos desde 1930) têm a massa suprimida por um fator $m_D/m_M \ll 1$. Nesse contexto, a minúscula massa dos neutrinos observados não adviria de um acoplamento anti-natural com o Higgs, mas, sim, da existência de novas partículas mais pesadas. Esse é o chamado *mecanismo gangorra* para geração de massa dos neutrinos.

Os estados que participam das interações são os neutrinos de quiralidade bem definida, ν_L e ν_R , enquanto os auto-estados de energia, ν_A e ν_E , são

os auto-vetores dessa matriz de massa. Ou seja, os neutrinos que se propagam livremente são uma mistura de ν_L e ν_R . Formalmente podemos ilustrar isso, para um caso simples de dois neutrinos, como

$$\begin{pmatrix} \nu_A \\ \nu_E \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{pmatrix}. \quad (38)$$

Devido à forma da matriz de massa na Eq. (36), com $m_M \gg m_D$, o ângulo de mistura é tipicamente pequeno, $\theta \ll 1$. Assim, todos os neutrinos que nos circundam têm uma componente de neutrinos canhotos e, por isso, interagem fracamente. Mas, mesmo assim, há uma clara diferenciação entre neutrinos usuais e neutrinos (quase) estéreis.

Neutrinos estéreis são candidatos viáveis de matéria escura, por serem partículas neutras que decaem muito lentamente (justamente por serem “estéreis”). De fato, é possível garantir que a meia-vida dessas partículas seja maior do que a idade do Universo atual desde que o ângulo de mistura seja suficientemente pequeno [46]. Impondo-se, ademais, que sua massa seja \gtrsim alguns keV, esses modelos são capazes de se adequar aos limites observacionais impostos a candidatos de matéria escura, e até potencialmente explicar a anomalia no espectro de raios-X galácticos em 3.5 keV [45, 46]. Para neutrinos de massa $\sim \mathcal{O}(\text{keV})$ a matéria escura seria morna, e a previsão para a cronologia de formação de estruturas no Universo seria ligeiramente diferente do que para matéria escura fria. Portanto, uma maneira de se testar a natureza da matéria escura é por observações precisas do espectro de distribuição de matéria no cosmos.

Quanto ao modo de produção, se levarmos em conta apenas as interações conhecidas no modelo padrão, então os neutrinos estéreis interagem muito debilmente com a matéria e são típicos exemplos de FIMPs, produzidas por *freeze-in*. Nesse caso o principal mecanismo de produção são processos envolvendo a interação fraca e que podem resultar em neutrinos ν_L , que se convertem em neutrinos estéreis devido à mistura na equação (38).

Alternativamente, esses neutrinos estéreis podem estar inseridos em uma teoria que contenha novas interações fundamentais de curtíssimo alcance. Caso o Universo tenha atingido temperaturas suficientemente altas para que essa nova in-

³²Exceto se gerado por um termo efetivo não-renormalizável, de dimensão 5, oriundo de alguma teoria fundamental desconhecida, cf. [45]. Mas essa exceção não invalida a conclusão de que a massa dos neutrinos requer novos graus de liberdade.

teração ocorra em equilíbrio térmico, os neutrinos estéreis podem ter sido produzidos por *freeze-out*.

Como sempre, as particularidades dos mecanismos dependem dos detalhes do modelo subjacente. Para um maior aprofundamento no tema, o leitor é encorajado a ler a excelente revisão de neutrinos estéreis como candidatos à matéria escura, encontrada na ref. [46].

5.3 Áxions e ALPs

Um outro problema intrigante de ajuste fino no modelo padrão diz respeito ao chamado “parâmetro θ ” da cromodinâmica quântica (QCD). Uma discussão detalhada a respeito da origem desse problema envolve aspectos demasiadamente técnicos e de pouco proveito à presente discussão, de modo que o leitor interessado em um maior aprofundamento deve consultar as refs. [47, 48]. Para o propósito deste trabalho, podemos resumir a questão da seguinte maneira.

Em última instância, a origem do problema é o fato de a QCD ser uma teoria que envolve três tipos de carga distintas, denominadas *cores*, cada uma podendo ser “positiva” (as cores propriamente ditas) ou “negativa” (as anticores). Essa situação contrasta com o eletromagnetismo, que só possui um tipo de carga. Como a interação atua da mesma forma sobre todas as cores, sem diferenciá-las, é possível fazer uma “rotação” no espaço de cor, redefinindo-as, sem que a física seja modificada. Logo, a teoria possui uma simetria, que está associada ao grupo SU(3)³³. Toda a física da QCD é oriunda das propriedades desse grupo de simetria.

Uma das peculiaridades resultantes dessa simetria é a existência de uma infinidade de estados de vácuo, todos degenerados em energia, e cada um caracterizado por um número inteiro w (chamado “número de enrolamento” ou *winding number*) que os diferencia um do outro. Assim, o vácuo da QCD é uma sobreposição quântica de todos esses estados, da forma

$$|\theta\rangle = \sum_n e^{-iw\theta} |n\rangle. \quad (39)$$

A transição vácuo-vácuo pode, então, envolver a transição entre estados de diferentes valores de w . Uma consequência fenomenológica dessas

³³A transformação deve ser unitária para garantir invariância da amplitude de probabilidade. O “3”, aqui, corresponde ao número de cores presentes na teoria.

transições é uma violação da simetria de Carga-Paridade ou simetria CP, que é tanto maior quanto maior for o valor do parâmetro θ .

Ocorre que uma tal violação de CP advinda da QCD faria com que alguns observáveis tivessem valor muito acima do medido. Por exemplo, o momento de dipolo elétrico do nêutron seria

$$|d_n| \sim 10^{-16} \theta e \cdot \text{cm}, \quad (40)$$

e a concordância com os limites experimentais impõe que $\theta \lesssim 10^{-10}$. Assim, o parâmetro θ constitui mais um exemplo de um parâmetro livre do modelo padrão que requer ajuste fino³⁴. Esse é o chamado *strong CP problem* ou *problema da CP (no setor da interação) forte*.

Uma solução engenhosa a esse problema consiste em promover esse parâmetro θ a um novo campo da teoria, $\theta \rightarrow a(x)$. O termo de violação de CP atua como uma energia potencial associada a esse campo, e tem a forma

$$V(a) = m_a^2 f_a^2 \left(1 - \cos \frac{a}{f_a}\right), \quad (41)$$

onde m_a é a massa da partícula associada ao campo $a(x)$, e f_a é uma constante característica do modelo. Note que esse potencial tem um mínimo em $a(x) = 0$. Isso significa que, por sua própria dinâmica, esse campo tende a se estabelecer no ponto zero, o que implica que $\theta = 0$, como é esperado experimentalmente. Assim, a introdução do novo campo $a(x)$ resolve o problema da CP forte sem que precisemos colocar *ad hoc* um valor pequeno para um parâmetro livre.

Esse campo $a(x)$ é o chamado *áxion* da QCD. Uma consequência dessa construção é que os áxions se acoplam aos fótons apenas indiretamente, mediados por um termo puramente quântico (ausente na aproximação clássica da teoria) da forma

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = -\frac{1}{4} g_{a\gamma\gamma} a F^{\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu} = g_{a\gamma\gamma} a \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}, \quad (42)$$

onde $F^{\mu\nu}$ é o tensor eletromagnético (ou tensor de Faraday) e $\tilde{F}^{\mu\nu} \equiv \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\rho\sigma}$ seu tensor dual (obtido a partir de $F^{\mu\nu}$ pela dualidade $\mathbf{E} \leftrightarrow \mathbf{B}$

³⁴O problema é ligeiramente mais intrigante, porque o setor fermiônico do modelo padrão também dá uma contribuição ao valor efetivo do parâmetro θ . Se M_q é a matriz de massa dos quarks, então o parâmetro efetivo que regula a violação de CP na QCD é $\theta_{\text{ef}} = \theta_{\text{QCD}} - \arg(\det M_q)$. A dificuldade, então, é explicar como dois parâmetros de setores totalmente distintos da teoria podem se cancelar tão precisamente de modo a fazer com que $\theta_{\text{ef}} \lesssim 10^{-10}$.

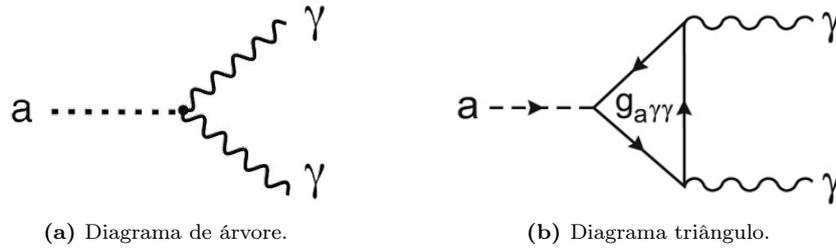


Figura 8: Diagramas representando processos físicos clássicos (a) e quânticos (b).

entre campo elétrico e magnético). O que significa dizer que esse termo é “puramente quântico”? Estamos acostumados com uma intuição clássica segundo a qual um processo físico ocorre apenas seguindo um único caminho, uma “trajetória” específica. Nesse paradigma, o objetivo da mecânica seria determinar, dentre todas as opções de trajetória imagináveis, aquela única e especial que o sistema de fato percorre. Essa concepção, entretanto, é errônea. A Natureza é democrática e anárquica, não favorece nenhuma trajetória sobre as demais, e nem segue uma “ordem” pré-determinada. E é justamente nisso que consiste o seu caráter quântico. A transição da física clássica para a física quântica consiste precisamente em reconhecer que, em uma transição entre dois estados, o sistema percorre *todas* as trajetórias possíveis, e que a probabilidade associada a essa transição envolve a soma sobre todos os possíveis processos intermediários. Por exemplo, consideremos o processo de decaimento de uma partícula a em dois fótons γ , i.e. uma transição de um estado inicial contendo uma partícula a para um estado final com dois fótons. Para determinar a probabilidade de uma transição ocorrer, precisamos somar sobre todos os processos intermediários possíveis. Esses processos podem ser representados graficamente, dois dos quais estão ilustrados na Figura 8.

O processo físico predito pela teoria clássica, conforme ilustrado na Figura 8a, recebe o nome de “diagrama de árvore”, por se assemelhar a galhos ramificando-se de um tronco principal. Mas há, também, outros processos intermediários envolvendo também “loops” ou “ciclos fechados”, i.e. linhas que terminam no mesmo ponto em que se iniciam. Esses constituem o que chamamos de “correções quânticas”, que devem também ser levados em conta. Surpreendentemente, há casos em que o processo clássico sequer é permitido, mas ainda assim o processo ocorre devido a efeitos puramente quânticos, como é o caso ci-

tado no texto acima. Nesse caso em particular, o áxion não possui acoplamento direto com os fótons, mas ele se acopla aos férmions, que por sua vez se acoplam aos fótons, induzindo, então, o decaimento áxion-fóton por meio de um “diagrama triângulo”, como o ilustrado na Figura 8b. Para os áxions discutidos acima, o acoplamento fotônico $g_{a\gamma\gamma}$ é inversamente proporcional ao parâmetro f_a do potencial axiônico, que é denominado constante de decaimento do áxion, uma vez que define o quão rápido o áxion decai em um par de fótons.

Ocorre que, em outras extensões do modelo padrão, como em teorias de cordas ou propostas de grande unificação, existem partículas que se comportam como esses áxions, acoplando-se a fótons e outros bósons intermediários por um termo idêntico à equação (42), e frequentemente com um auto-potencial da forma mostrada na equação (41). Essas partículas recebem a alcunha geral de “partículas similares a áxions”, ou ALPs (*Axion Like Particles*) [49]. Os áxions da QCD discutidos acima constituem apenas um exemplo de ALPs em geral.

Para valores suficientemente pequenos da constante de acoplamento $g_{a\gamma\gamma}$ (ou, equivalentemente, valores grandes da constante de decaimento do áxion f_a), a interação da ALP com a matéria torna-se desprezível a ponto de se poder considerá-la uma partícula “escura” (i.e. eletromagneticamente neutra) e efetivamente estável (com meia-vida maior que a idade do Universo). Nesse caso as ALPs são boas candidatas à matéria escura.

O principal mecanismo de produção de uma abundância de matéria escura via ALPs é o mecanismo termal de *desalinhamento do vácuo*. Trata-se de um mecanismo distinto dos *freeze-out* e *freeze-in* discutidos anteriormente. A ideia é que o campo axiônico inicia sua evolução em um ponto ligeiramente deslocado do mínimo de seu potencial, dado pela Eq. (41), e, durante a

evolução do Universo, oscila em torno desse mínimo. Essas oscilações produzem uma densidade de energia que se comporta como matéria escura [49]. Impondo-se a obtenção da abundância observada resulta em vínculos sobre os parâmetros m_a e f_a .

No entanto, existem tantos e tão diversos cenários de ALPs que outros mecanismos de produção do tipo *freeze-in* são também viáveis, e devem ser analisados caso a caso. Essa diversidade de ALPs é bem ilustrada pela ampla variação das massas que as viabilizam como candidatas à matéria escura, abrangendo desde a escala sub-eV até a MeV, $m_a \simeq 10^{-9} - 10^6$ eV [49].

Para concluir, vale mencionar o recente anúncio de um sinal ligeiramente excessivo na faixa de energia abaixo de 10 keV, observado no experimento XENON1T [50]. Especula-se que esse sinal seja um indício de partículas de matéria escura de origem axiônica interagindo com o detector, mas é preciso ainda cautela na interpretação desse sinal. Uma explicação alternativa é que o excesso seja devido a uma contaminação de trítio no experimento, cujos decaimentos β poderiam produzir o sinal detectado. Uma investigação mais aprofundada faz-se ainda necessária antes que se possa extrair conclusões definitivas desse resultado.

6 Conclusões

O rápido desenvolvimento da cosmologia como ramo da física, especialmente na segunda metade do século XX, revolucionou nossa percepção sobre o conteúdo energético-material do Universo, desiludindo-nos da ideia de estarmos nos aproximando de uma compreensão fundamental a respeito da estrutura de todo o cosmos. Os exauridos esforços para construir o modelo padrão da física de partículas, que resume todo nosso conhecimento sobre a matéria que nos cerca, e explica quase todos os fenômenos que observamos na Terra, resulta em uma teoria que compreende não mais do que $\sim 5\%$ do conteúdo de todo o Universo.

Mas o modelo padrão contém muito mais do que uma teoria da matéria. Ele nos fornece também um método eficiente para descrever as interações em termos de simetrias fundamentais, e um ferramental teórico para o cálculo de processos físicos como taxas de decaimento, de aniquilação e de espalhamento, que podem ser utilizados na

investigação da natureza da matéria escura.

Neste artigo mostramos que, apesar da incógnita natureza da matéria escura, possuímos um conhecimento vasto sobre seu comportamento. Sabemos, por exemplo, que ela deve ter se originado já no Universo primordial, e sabemos que ela é não-relativística na época do desacoplamento dos fótons e da formação de estruturas de grande escala. Sabemos que ela é provavelmente constituída de novas partículas elementares e, conhecendo diversos mecanismos da gênese dessas partículas no Universo primordial, podemos impor limites sobre suas interações de modo a garantir que a teoria se adeque às observações.

Além disso tudo, mostramos que é possível, e até mesmo provável, que o estudo da matéria escura lance nova luz sobre nosso conhecimento sobre a matéria usual, e vice-versa. Investigar a natureza e a origem da matéria escura é o mesmo que investigar a estrutura e a dinâmica da matéria bariônica que nos cerca. Exemplificamos essa afirmação com três exemplos genéricos de candidatos à matéria escura: WIMPs, neutrinos estéreis e ALPs, todos eles advindos da necessidade de remediar algum problema do modelo padrão atual. Todas essas propostas estão sob rigoroso escrutínio experimental e a busca por essas partículas é minuciosa em colisores, onde se tenta produzi-las e detectar seus sinais a partir de colisões de elétrons ou prótons, ou em cintiladores, onde se busca detectar o recuo de átomos devido à colisão com uma partícula de matéria escura de origem astrofísica. A detecção dessa nova elusiva partícula pode estar logo após a esquina, mas, independentemente de termos ou não uma detecção, o mais importante é a existência dessa simbiose entre teoria e experimentos. Qualquer medição, mesmo que seja uma não-detecção, constitui um resultado positivo, pois nos ensina algo sobre os parâmetros dos modelos, ajudando-nos a restringi-los até eventualmente considerarmos uma teoria como implausível ou definitivamente excluída.

Vale destacar, também, a possibilidade de a matéria escura ser composta por mais de um tipo de partícula elementar, assim como ocorre com o setor visível. Nesse caso teríamos um rico setor escuro, ao qual algumas das diversas propostas mencionadas neste artigo poderiam contribuir parcialmente.

Ao notarmos todo o poder tecnológico que de-

envolvemos com o conhecimento de apenas uma pequena fração da matéria do Universo, é impossível não vislumbrar o potencial latente ainda oculto nessa vastidão desconhecida, o quanto ainda temos a crescer e a nos desenvolver coletivamente. E o imenso sucesso do ferramental de que dispomos nos dá motivo suficiente para entusiasmo quanto à perspectiva de êxito em desvendar esses mistérios do Universo. Em suma, não há por que temermos o escuro.

Agradecimentos

O autor agradece a Thaisa Carneiro da Cunha Guio pela cuidadosa leitura do manuscrito e valiosas sugestões.

Sobre o autor

Gláuber Carvalho Dorsch (glauber@fisica.ufmg.br) é doutor em física pela University of Sussex (Reino Unido), com estágio pós-doutoral no DESY – *Deutsches Elektronen-Synchrotron* (Hamburgo, Alemanha) e no PPGCosmo (UFES). Atua na interface entre física de partículas e cosmologia. Atualmente é professor do Departamento de Física da Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG) e membro do *LISA Cosmology Working Group*, grupo de pesquisas dedicado a investigar as perspectivas de detecção de ondas gravitacionais de origem cosmológica por parte do *Laser Interferometer Space Antenna (LISA)*.

Referências

- [1] V. Mukhanov, *Physical Foundations of Cosmology* (Cambridge University Press, New York, 2005).
- [2] A. Liddle, *An Introduction to Modern Cosmology* (John Wiley & Sons, Chichester, 2003).
- [3] J. A. S. Lima e R. C. Santos, *100 Anos da Cosmologia Relativística (1917–2017). Parte I: Das Origens à Descoberta da Expansão Universal (1929)*, Rev. Bras. Ensino Fís. **40**, n. 1, e1313 (2018).
- [4] B. J. T. Jones, *A brief history of Cosmology*, Astronomical Society of the Pacific Conference Series **126**, p.1 (1997). Disponível em www.aspbbooks.org/publications/126/1.pdf, acesso em 10 nov. 2020.
- [5] H. Velten, *Matéria escura, energia escura e a busca por uma nova teoria para a gravitação*, Cadernos de Astronomia **1**, n. 1, 40 (2020).
- [6] A. G. Riess *et al.*, *A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant*, Astrophys. J. **826**, n.1, 56 (2016). ArXiv:1604.01424 [astro-ph.CO].
- [7] A. G. Riess, S. Casertano, W. Yuan, J. B. Bowers, L. Macri, J. C. Zinn and D. Scolnic, *Cosmic Distances Calibrated to 1% Precision with Gaia EDR3 Parallaxes and Hubble Space Telescope Photometry of 75 Milky Way Cepheids Confirm Tension with LambdaCDM*, arXiv:2012.08534 [astro-ph.CO] (2012).
- [8] Planck Collaboration, *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, Astron. Astrophys. **641**, A6 (2020). ArXiv:1807.06209 [astro-ph.CO].
- [9] E. Mörtzell e S. Dhawan, *Does the Hubble constant tension call for new physics?*, JCAP **09**, 025 (2018). ArXiv:1801.07260 [astro-ph.CO].
- [10] P. J. E. Peebles, *Cosmology's Century: An Inside History of Our Modern Understanding of the Universe* (Princeton University Press, New Jersey, 2020).
- [11] S. Weinberg, *Cosmology* (Oxford University Press, Oxford, 2008).
- [12] O. F. Piattella, *Lecture Notes in Cosmology* (Springer, Cham, 2018). ArXiv:1803.00070 [astro-ph.CO].
- [13] Planck Collaboration, *Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck*, Astron. Astrophys. **641**, A1 (2020). ArXiv:1807.06205 [astro-ph.CO].
- [14] W. Hu e S. Dodelson, *Cosmic Microwave Background Anisotropies*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **40**, 171 (2002). ArXiv:astro-ph/0110414 [astro-ph].

- [15] A. Lewis e A. Challinor, *CAMB Web Interface*, disponível em lambda.gsfc.nasa.gov/toolbox/tb_camb_form.cfm, acesso em 18 nov. 2020.
- [16] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **98**(3), 030001 (2018).
- [17] B. D. Fields, K. A. Olive, T. H. Yeh e C. Young, *Big-Bang Nucleosynthesis After Planck*, JCAP **03**, 010 (2020). ArXiv:1912.01132 [astro-ph.CO].
- [18] D. Clowe, M. Bradač, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones e D. Zaritsky, *A direct empirical proof of the existence of dark matter*, Astrophys. J. Lett. **648**, L109 (2006). ArXiv:astro-ph/0608407 [astro-ph].
- [19] T. Clifton, P. G. Ferreira, A. Padilla e C. Skordis, *Modified Gravity and Cosmology*, Phys. Rept. **513**, 1 (2012). ArXiv:1106.2476 [astro-ph.CO].
- [20] M. Milgrom, *MOND theory*, Can. J. Phys. **93**(2), 107 (2015). ArXiv:1404.7661 [astro-ph.CO].
- [21] V. Marra, D. C. Rodrigues e Á. O. F. de Almeida, *A fundamental test for MOND*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **494**(2), 2875 (2020). ArXiv:2002.03946 [astro-ph.GA].
- [22] C. Skordis e T. Złosnik, *A new relativistic theory for Modified Newtonian Dynamics*, arXiv:2007.00082 [astro-ph.CO] (2020).
- [23] K. Pardo e D. N. Spergel, *What is the price of abandoning dark matter? Cosmological constraints on alternative gravity theories*, Phys. Rev. Lett. **125**(21), 211101 (2020). ArXiv:2007.00555 [astro-ph.CO].
- [24] R. J. Adler, B. Casey e O. C. Jacob, *Vacuum catastrophe: An Elementary exposition of the cosmological constant problem*, Am. J. Phys. **63**, 620 (1995).
- [25] B. Carr e F. Kuhnel, *Primordial Black Holes as Dark Matter: Recent Developments*, Ann. Rev. of Nuclear and Particle Science **70**, 355 (2020). ArXiv:2006.02838 [astro-ph.CO].
- [26] B. Carr, K. Kohri, Y. Sendouda e J. Yokoyama, *Constraints on Primordial Black Holes*, arXiv:2002.12778 [astro-ph.CO] (2020).
- [27] T. D. Brandt, *Constraints on MACHO Dark Matter from Compact Stellar Systems in Ultra-Faint Dwarf Galaxies*, Astrophys. J. Lett. **824**(2), L31 (2016). ArXiv:1605.03665 [astro-ph.GA].
- [28] S. D. M. White, C. S. Frenk e M. Davis, *Clustering in a Neutrino Dominated Universe*, Astrophys. J. Lett. **274**, L1 (1983).
- [29] S. D. McDermott, H. B. Yu e K. M. Zurek, *Turning off the Lights: How Dark is Dark Matter?*, Phys. Rev. D **83**, 063509 (2011). ArXiv:1011.2907 [hep-ph].
- [30] P. Gondolo e G. Gelmini, *Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis*, Nucl. Phys. B **360**, 145 (1991).
- [31] L. J. Hall, K. Jedamzik, J. March-Russell e S. M. West, *Freeze-In Production of FIMP Dark Matter*, JHEP **03**, 080 (2010). ArXiv:0911.1120 [hep-ph].
- [32] N. Bernal, M. Heikinheimo, T. Tenkanen, K. Tuominen e V. Vaskonen, *The Dawn of FIMP Dark Matter: A Review of Models and Constraints*, Int. J. Mod. Phys. A **32**(27), 1730023 (2017). [arXiv:1706.07442 [hep-ph]].
- [33] E. W. Kolb e M. S. Turner, *The early Universe* (Addison-Wesley, 1990).
- [34] R. Baierlein, *The elusive chemical potential*, Am. J. Phys **69**(4), 423 (2001).
- [35] L. Husdal, *On Effective Degrees of Freedom in the Early Universe*, Galaxies **4**(4), 78 (2016). ArXiv:1609.04979 [astro-ph.CO].
- [36] Chemistry LibreTexts, *CHM 363: Physical Chemistry. Ch. 13: Kinetic Theory of Gases*, disponível em chem.libretexts.org/Courses/Grinnell_College/CHM_363:_Physical_Chemistry_I, acesso em 30 nov. 2020.
- [37] G. C. Dorsch, S. J. Huber, T. Konstandin e J. M. No, *A Second Higgs Doublet in the*

- Early Universe: Baryogenesis and Gravitational Waves*, JCAP **05**, 052 (2017). ArXiv:1611.05874 [hep-ph].
- [38] S. P. Martin, *A Supersymmetry primer*, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **21**, 1 (2010). ArXiv:hep-ph/9709356 [hep-ph].
- [39] L. Randall e R. Sundrum, *A Large mass hierarchy from a small extra dimension*, Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 (1999). ArXiv:hep-ph/9905221 [hep-ph].
- [40] K. Benakli, Y. Chen, E. Dudas e Y. Mambrini, *Minimal model of gravitino dark matter*, Phys. Rev. D **95**(9), 095002 (2017). ArXiv:1701.06574 [hep-ph].
- [41] T. Flacke, D. W. Kang, K. Kong, G. Mohlabeng e S. C. Park, *Electroweak Kaluza-Klein Dark Matter*, JHEP **04**, 041 (2017). ArXiv:1702.02949 [hep-ph].
- [42] M. Schumann, *Direct Detection of WIMP Dark Matter: Concepts and Status*, J. Phys. G **46**(10), 103003 (2019). ArXiv:1903.03026 [astro-ph.CO].
- [43] L. Roszkowski, E. M. Sessolo e S. Trojanowski, *WIMP dark matter candidates and searches—current status and future prospects*, Rept. Prog. Phys. **81**(6), 066201 (2018). ArXiv:1707.06277 [hep-ph].
- [44] G. Arcadi, M. Dutra, P. Ghosh, M. Lindner, Y. Mambrini, M. Pierre, S. Profumo e F. S. Queiroz, *The waning of the WIMP? A review of models, searches, and constraints*, Eur. Phys. J. C **78**(3), 203 (2018). ArXiv:1703.07364 [hep-ph].
- [45] M. Drewes, *The Phenomenology of Right Handed Neutrinos*, Int. J. Mod. Phys. E **22**, 1330019 (2013). ArXiv:1303.6912 [hep-ph].
- [46] A. Boyarsky, M. Drewes, T. Lasserre, S. Mertens and O. Ruchayskiy, *Sterile neutrino Dark Matter*, Prog. Part. Nucl. Phys. **104**, 1 (2019). ArXiv:1807.07938 [hep-ph].
- [47] R. D. Peccei, *The Strong CP problem and axions*, Lect. Notes Phys. **741**, 3 (2008). ArXiv:hep-ph/0607268 [hep-ph].
- [48] L. D. Duffy e K. van Bibber, *Axions as Dark Matter Particles*, New J. Phys. **11**, 105008 (2009). ArXiv:0904.3346 [hep-ph].
- [49] P. Arias, D. Cadamuro, M. Goodsell, J. Jaeckel, J. Redondo e A. Ringwald, *WISPy Cold Dark Matter*, JCAP **06**, 013 (2012). ArXiv:1201.5902 [hep-ph].
- [50] XENON Collaboration, *Excess electronic recoil events in XENON1T*, Phys. Rev. D **102**(7), 072004 (2020). ArXiv:2006.09721 [hep-ex].