

Neutrinos massivos em cosmologia: geometria e crescimento de estruturas

Guilherme Brando

Centro Brasileiro de Pesquisas de Física

Resumo

Neutrinos são as partículas mais abundantes do Universo depois dos fótons, mas suas massas ainda não são conhecidas. Neste artigo mostramos como a cosmologia moderna permite investigar essa propriedade fundamental por meio da Radiação Cósmica de Fundo, das oscilações acústicas bariônicas e do crescimento das estruturas em larga escala. Discutimos como neutrinos, relativísticos no Universo primordial e não relativísticos em épocas tardias, deixam assinaturas tanto na história da expansão quanto na formação da teia cósmica. Mostramos também como dados recentes de levantamentos de galáxias, como o DESI, combinados com simulações cosmológicas, permitem impor limites cada vez mais precisos sobre a soma das massas dos neutrinos, tornando o Universo um poderoso detector dessas partículas.

Abstract

Neutrinos are the most abundant particles in the Universe after photons, yet their masses remain unknown. In this article we show how modern cosmology provides a powerful way to investigate this fundamental property through the Cosmic Microwave Background, baryon acoustic oscillations, and the growth of large-scale structure. We discuss how neutrinos, relativistic in the early Universe and non-relativistic at late times, leave imprints both on the expansion history and on the formation of the cosmic web. We also show how recent galaxy survey data, such as DESI, combined with cosmological simulations, allow increasingly precise constraints on the sum of neutrino masses, turning the Universe into a powerful detector of these particles.

Palavras-chave: cosmologia; neutrinos; geometria; crescimento de estruturas.

Keywords: cosmology; neutrinos; geometry; growth of large-scale structure.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7n1.51840](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7n1.51840)

1 Introdução

1.1 História dos neutrinos

Neutrinos desempenham um papel fundamental no entendimento das interações fracas desde que foram postulados por Wolfgang Pauli em 1930 para explicar a conservação de energia no decaimento beta [1]. Nesse processo, um núcleo instável se transforma em outro por meio da interação fraca, emitindo um elétron ou um pósitron. No caso do decaimento beta negativo, temos

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (1)$$

enquanto no decaimento beta positivo ocorre

$$p \longrightarrow n + e^+ + \nu_e. \quad (2)$$

A presença do neutrino (ou antineutrino) eletrônico é essencial para garantir a conservação da

energia, do momento linear e do momento angular (spin) nesse processo.

No Modelo Padrão das Partículas [2], os neutrinos são assumidos como partículas sem massa. No entanto, evidências experimentais obtidas a partir de oscilações de neutrinos — fenômeno em que um neutrino muda de “sabor” ao se propagar — demonstram que eles possuem massa, ainda que extremamente pequena, exigindo uma extensão do Modelo Padrão.

Neutrinos provenientes de diferentes fontes astrofísicas e laboratoriais permitiram medir com grande precisão suas propriedades de oscilação. Neutrinos atmosféricos, produzidos quando raios cósmicos colidem com a atmosfera terrestre, gerando píons e káons que decaem em múons e neutrinos, foram detectados pela primeira vez nos campos de ouro de Kolar [3], na Índia. Posteri-

ormente, suas oscilações foram descobertas pelo experimento Super-Kamiokande [4], o que permitiu medir uma das principais diferenças de massa ao quadrado dos neutrinos, conhecida como *escala atmosférica*.

Além disso, aceleradores de partículas e reatores nucleares fornecem fontes controladas de neutrinos, usadas por diversos experimentos de oscilação [5–9]. A combinação de todos esses experimentos, analisada por meio de ajustes globais aos dados, permite hoje determinar com boa precisão as diferenças de massa ao quadrado entre os neutrinos. Em particular, encontramos

$$\begin{aligned} \Delta m_{\text{sun}}^2 &\equiv \Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2 \\ &\simeq 7.4 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \Delta m_{\text{atm}}^2 &\equiv \Delta m_{31}^2 = m_3^2 - m_1^2 \\ &\simeq \begin{cases} +2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, & \text{(HN)}, \\ -2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, & \text{(HI)}, \end{cases} \end{aligned} \quad (4)$$

onde o sinal de Δm_{sun}^2 é conhecido como positivo, mas o sinal de Δm_{atm}^2 ainda não foi determinado experimentalmente. Isso leva a duas possibilidades para a hierarquia de massas dos neutrinos: na *hierarquia normal* (HN), temos $m_1 < m_2 < m_3$, enquanto na *hierarquia invertida* (HI) ocorre $m_3 < m_1 < m_2$. Atualmente, os dados de oscilação favorecem levemente a hierarquia normal.

Essas diferenças de massa também impõem um limite mínimo para a soma das massas dos neutrinos. Se o neutrino mais leve tiver massa praticamente nula, obtemos

$$\sum m_\nu \gtrsim \begin{cases} 0.06 \text{ eV}, & \text{(HN)}, \\ 0.10 \text{ eV}, & \text{(HI)}. \end{cases} \quad (5)$$

Na Figura 1 ilustramos esses dois esquemas de hierarquia de massas, nos quais vale a relação $\Delta m_{\text{atm}}^2 \gg \Delta m_{\text{sun}}^2$.

A fenomenologia das oscilações de neutrinos é descrita por um conjunto relativamente grande de parâmetros: além das diferenças de massa Δm_{ij}^2 , as probabilidades de oscilação dependem dos elementos da matriz de mistura $U_{\alpha i}$, que podem ser parametrizados em termos de três ângulos de mistura e até três fases. O conhecimento desses parâmetros foi acumulado ao longo de mais de duas décadas por uma ampla variedade de experimentos.

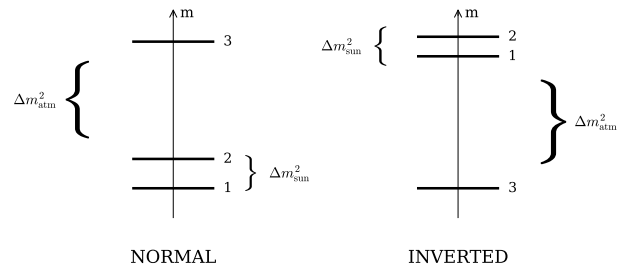


Figura 1: Hierarquia de massas dos neutrinos. Esquema dos dois possíveis ordenamentos dos autovalores de massa dos neutrinos: hierarquia *normal* (à esquerda), em que $m_1 < m_2 < m_3$, e hierarquia *invertida* (à direita), em que $m_3 < m_1 < m_2$. As separações entre os níveis são determinadas pelas diferenças de massa ao quadrado medidas em experimentos de oscilação: Δm_{sol}^2 , associada às oscilações solares, e Δm_{atm}^2 , associada às oscilações atmosféricas.

Neutrinos solares, produzidos no interior do Sol, foram detectados pela primeira vez no experimento Homestake [10], e suas oscilações foram estabelecidas pelo Observatório de Neutrinos de Sudbury [11]. Eles fornecem informação sobre Δm_{sun}^2 , conhecida como a *escala solar*. Já os neutrinos atmosféricos, produzidos pela interação de raios cósmicos com a atmosfera, fornecem acesso à *escala atmosférica* Δm_{atm}^2 . Essas duas escalas são fundamentais para entendermos a estrutura de massas dos neutrinos e suas implicações para a física de partículas e para a cosmologia.

Encerramos essa seção introdutória de maneira a ressaltar que, à luz dos dados observados por experimentos de neutrinos na Terra, o fato de neutrinos não serem completamente sem massa abre uma avenida antes inexplorada a de sondar neutrinos através da sua interação gravitacional. E como a presença de uma massa pequena, mas não-nula, deixa suas características marcadas no cenário cosmológico.

Este artigo está organizado da seguinte forma: na Seção 2.1 discutimos os efeitos de neutrinos massivos na Radiação Cósmica de Fundo (CMB); na Seção 2.2 analisamos como essas partículas afetam a geometria do Universo, modificando a evolução das distâncias cosmológicas. Em seguida, na Seção 2.3 abordamos o impacto dos neutrinos na formação de estruturas, enquanto a combinação dos efeitos no fundo cosmológico e no crescimento das estruturas é apresentada na Seção 2.4. Por fim, as conclusões são discutidas na Seção 3.

2 Neutrinos em cosmologia

Na teoria padrão do *Big Bang* quente¹, prevê-se que cerca de 10^{28} neutrinos de cada sabor leptônico foram produzidos no Universo primordial, formando o chamado fundo cósmico de neutrinos. Durante a era dominada pela radiação, esses neutrinos relativísticos constituíram uma fração significativa da densidade total de energia do Universo, influenciando diretamente sua taxa de expansão. Mesmo em épocas mais recentes, quando sua contribuição para a densidade de energia é muito menor ($\sim 0.5\%$) [12], neutrinos massivos deixam assinaturas características na evolução cosmológica e desempenham um papel importante na formação de estruturas em larga escala, devido à sua alta velocidade térmica e ao consequente amortecimento do crescimento de perturbações em pequenas escalas. Esses efeitos se manifestam em diversos observáveis cosmológicos, incluindo a radiação cósmica de fundo em micro-ondas, a evolução das distâncias cosmológicas e o crescimento de estruturas. Nas subseções seguintes, discutiremos em detalhe esses efeitos e como eles permitem impor restrições observacionais à soma das massas dos neutrinos.

2.1 Efeitos na CMB

A história dos neutrinos na cosmologia observacional começou com o estudo de seu impacto sobre a Radiação Cósmica de Fundo, a luz mais antiga que conseguimos observar no Universo [13]. Essa radiação foi emitida a cerca de 13.8 bilhões de anos no passado, no momento em que a matéria e a radiação se desacoplaram e os fótons passaram a viajar livremente pelo espaço.

No cenário do *Big Bang* quente, as únicas partículas leves presentes nessa época eram os fótons e os neutrinos. Por isso, qualquer nova partícula muito leve que existisse naquele momento se comportaria como uma forma adicional de “radiação invisível”, muitas vezes chamada de radiação escura. Do ponto de vista da CMB, essa radiação extra se mistura com os neutrinos, já que todos se movem quase à velocidade da luz e influenciam o Universo de maneira semelhante.

Assim, as observações da CMB funcionam como um verdadeiro detector cósmico de neutri-

¹Não confundir com a ideia de *Big Bang* como uma singularidade inicial que deu origem ao nosso Universo.

nos: ao medir com precisão como a radiação se propagou pelo Universo primordial, podemos inferir quantos neutrinos existiam e quanta energia eles carregavam. Normalmente, essas análises assumem que não há novas partículas além das já conhecidas, o que transforma a CMB em um laboratório único para estudar a física das interações fracas que governaram o desacoplamento dos neutrinos no início do Universo.

Neste modelo mais simples, assume-se a existência dos três tipos usuais de neutrinos ativos que estiveram em equilíbrio térmico no Universo primordial. No limite em que seu desacoplamento é tratado como instantâneo², os neutrinos deixam de interagir com o plasma quando a temperatura do Universo era da ordem de $T \sim 2$ MeV.

Assumindo ainda que as perturbações iniciais são adiabáticas — isto é, que a entropia é conservada e transferida para os fótons — pode-se calcular a razão entre as densidades de energia de neutrinos e fótons após o desacoplamento. O resultado é [14, 15]

$$\frac{\bar{\rho}_\nu}{\bar{\rho}_\gamma} = \frac{7}{8} N_{\text{eff}} \left(\frac{4}{11} \right)^{4/3}, \quad (6)$$

onde o fator $7/8$ reflete a natureza fermiônica dos neutrinos e o termo $\frac{T_\nu}{T_\gamma} = \left(\frac{4}{11} \right)^{1/3}$ corresponde à razão entre as temperaturas dos neutrinos e dos fótons após a aniquilação de elétrons e pósitrons.

A quantidade N_{eff} é chamada de número efetivo de espécies de neutrinos e, no Modelo Padrão, espera-se que seu valor seja próximo de três, refletindo a existência dos três neutrinos leptônicos conhecidos. No entanto, o valor exato não é precisamente igual a três, pois a física do plasma quente primordial não é perfeitamente instantânea nem ideal.

Em particular, durante a aniquilação de pares elétron-pósitron, e^-e^+ , parte da energia é transferida também para os neutrinos, alterando levemente sua densidade. Quando esses efeitos são calculados de forma precisa, incluindo correções radiativas da Eletrodinâmica Quântica (QED) [2], obtém-se $N_{\text{eff}} = 3.046$, valor que representa a previsão padrão para o conteúdo relativístico de neutrinos no Universo primordial.

²Na prática, o desacoplamento dos neutrinos, assim como o dos fótons da CMB, ocorre ao longo de uma camada fina em redshift, com largura típica $\Delta z \lesssim 20$.

Dessa forma, uma maneira natural de colocarmos vínculos sobre o número efetivo de neutrinos — ou de testarmos se ele pode diferir do valor padrão $N_{\text{eff}} \simeq 3$ — é permitir variações em torno do valor previsto pelo Modelo Padrão, $N_{\text{eff}} = 3.046$. Ao variar esse número, alteramos diretamente a quantidade de radiação presente no Universo primordial, o que afeta o momento em que a radiação deixa de dominar sobre a matéria.

Para ver isso de forma explícita, note que a densidade de energia³ da matéria fria (matéria escura mais bárions) evolui como

$$\bar{\rho}_m(a) = \frac{\bar{\rho}_{m,0}}{a^3}, \quad (7)$$

enquanto a densidade de energia da radiação (fótons e neutrinos relativísticos) é dada por

$$\bar{\rho}_r(a) = \frac{\bar{\rho}_{\gamma,0}}{a^4} + \frac{\bar{\rho}_{\nu,0}}{a^4}. \quad (8)$$

Usando a relação entre neutrinos e fótons, Eq. (6), obtemos para o fator de escala da igualdade entre matéria e radiação

$$a_{\text{eq}} = \frac{\Omega_{\gamma 0}}{\Omega_{m 0}} \left(1 + 0.2271 N_{\text{eff}} \right), \quad (9)$$

onde o fator numérico 0.2271 vem diretamente da razão de densidades de energia entre neutrinos e fótons.

O impacto dessa variação sobre a CMB é mostrado na Fig. 2. Ao aumentar ou diminuir N_{eff} em torno do valor padrão, observamos deslocamentos nas posições dos picos acústicos e mudanças em suas amplitudes, refletindo o fato de que a quantidade de radiação relativística altera o balanço de energia do Universo primordial.

Um aspecto importante dessa discussão é que o efeito principal de N_{eff} sobre a CMB ocorre por meio da época de igualdade entre matéria e radiação. O redshift, que denotamos por z , descreve o deslocamento para o vermelho sofrido pela radiação devido à expansão do Universo e está diretamente relacionado ao fator de escala por meio da relação $1 + z = a^{-1}$, onde adotamos $a = 1$ hoje ($z = 0$). Como se vê pelas Eqs. (7) e (8), o redshift da igualdade depende tanto da densidade

³Neste trabalho, para evitarmos confusão entre as noções de pressão isotrópica e momento, vamos nos referir à essas quantidades de fundo sempre com uma barra, $\bar{\rho}$, acima.

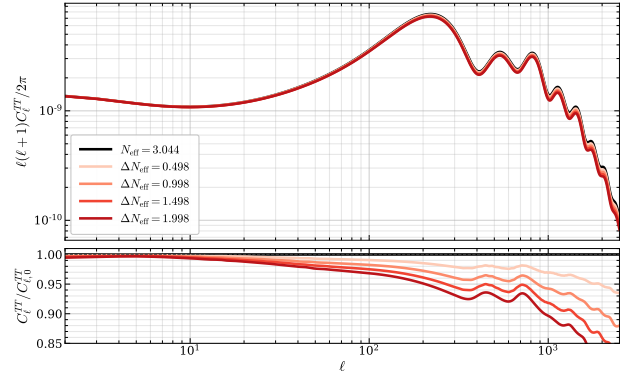


Figura 2: Espectro angular de anisotropias de temperatura da Radiação Cósmica de Fundo (CMB) para diferentes valores do número efetivo de espécies relativísticas, N_{eff} . O painel superior mostra $\ell(\ell+1)C_\ell^{TT}/(2\pi)$, enquanto o painel inferior apresenta a razão em relação ao modelo de referência com $N_{\text{eff}} = 3.044$. As curvas coloridas correspondem a incrementos progressivos em N_{eff} , que alteram a época de igualdade entre matéria e radiação e, consequentemente, a posição e a amplitude dos picos acústicos. Observa-se que valores maiores de N_{eff} levam a uma supressão de potência em multipolos altos e a deslocamentos característicos nos picos, refletindo o impacto de radiação adicional na dinâmica do plasma primordial.

de radiação quanto da densidade de matéria, podendo, portanto, ser alterado por variações em qualquer uma dessas componentes. Dessa forma, mudanças em N_{eff} podem ser parcialmente compensadas por ajustes na densidade de matéria, resultando em uma degenerescência com outros parâmetros cosmológicos. Essa degenerescência torna a extração dos efeitos de N_{eff} um problema sutil, mas ao mesmo tempo extremamente informativo sobre a física dos neutrinos.

2.2 Efeitos no fundo cosmológico

Em um Universo homogêneo e isotrópico descrito pela métrica de FLRW, cada componente do modelo padrão da cosmologia evolui no tempo de acordo com [13]

$$\bar{\rho}_i(a) \propto a^{-3(1+w)}, \quad (10)$$

onde a é o fator de escala, w é o parâmetro de equação de estado do fluido, e o índice i refere-se à matéria escura fria (cdm), bárions (b), fótons (γ), neutrinos ultrarrelativísticos (ur) e energia escura (Λ). Essa relação é consequência direta da equação de continuidade para um fluido perfeito,

$$\dot{\bar{\rho}} + 3H\bar{\rho}(1+w) = 0, \quad (11)$$

em que H é o parâmetro de Hubble.

A dependência $a^{-3(1+w)}$ pode ser entendida como a combinação de dois efeitos: a diluição geométrica do número de partículas devido à expansão do espaço, responsável pelo fator a^{-3} , e o trabalho realizado pela pressão do fluido durante a expansão, que gera o fator adicional a^{-3w} .

Para os principais constituintes do Universo, os valores de w são

$$w_{\text{cdm}} = 0, \quad w_b = 0, \quad (12)$$

$$w_\gamma = \frac{1}{3}, \quad w_{\text{ur}} = \frac{1}{3}, \quad (13)$$

$$w_\Lambda = -1, \quad (14)$$

onde cdm é matéria escura fria, b bárions (matéria visível), γ fótons e ur neutrinos sem massa.

Mas como relacionar esses valores macroscópicos do parâmetro w com a descrição microscópica das partículas? Em cosmologia, um fluido é descrito por uma função de distribuição no espaço de fases, $f(x^\mu, p^\mu)$,⁴ cuja evolução é governada pela equação de Boltzmann relativística [13, 16]. Em um fundo de FLRW, essa equação assume a forma

$$\frac{\partial f}{\partial t} - H \mathbf{p} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f = C[f], \quad (15)$$

onde $C[f]$ representa o termo de colisões.

A equação de Boltzmann descreve como um grande conjunto de partículas evolui ao longo do tempo, levando em conta tanto o movimento das partículas quanto suas interações. Ela é escrita em termos de uma função de distribuição $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$, que indica quantas partículas ocupam uma determinada região do espaço de posições e de momentos. O termo de colisão $C[f]$, no lado direito da equação, representa os efeitos das interações entre as partículas.

Em um Universo homogêneo e isotrópico, como o descrito pela cosmologia padrão em grandes escalas, a função de distribuição das partículas não depende da posição nem da direção do momento, mas apenas de seu módulo e do tempo. Após o desacoplamento, quando as partículas passam a se propagar livremente pelo espaço, as colisões tornam-se desprezíveis e o termo $C[f]$ desaparece. Nesse regime, a equação de Boltzmann implica que a função de distribuição é conservada

ao longo da expansão do Universo: as partículas apenas têm seus momentos alterados pela expansão, mas a forma da distribuição no espaço de fases permanece a mesma.

De forma geral, a evolução da função de distribuição $f(x^\mu, p^\mu)$ é governada pela equação de Boltzmann relativística,

$$p^\mu \frac{\partial f}{\partial x^\mu} - \Gamma_{\alpha\beta}^\mu p^\alpha p^\beta \frac{\partial f}{\partial p^\mu} = C[f], \quad (16)$$

onde $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$ são os símbolos de Christoffel, que "codificam os efeitos da curvatura do espaço-tempo", e $C[f]$ representa os processos de colisão entre partículas.

Em um fundo cosmológico do tipo Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) com curvatura espacial nula:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) [dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)], \quad (17)$$

essa equação se reduz a uma forma particularmente simples,

$$\frac{\partial f}{\partial t} - H \mathbf{p} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f = C[f], \quad (18)$$

onde H

$$H = \frac{\dot{a}}{a}, \quad (19)$$

é o parâmetro de Hubble, que descreve a taxa de expansão do Universo. Essa equação mostra explicitamente como a expansão cosmológica atua sobre os momentos das partículas, fazendo com que eles diminuam com o tempo mesmo na ausência de interações.

A função de distribuição f permite construir o tensor energia-momento do fluido, $T^{\mu\nu}[f]$. Se a distribuição de momentos for isotrópica no referencial do fluido — como ocorre, por exemplo, para a matéria escura fria no fundo cosmológico — esse tensor assume a forma de um fluido perfeito,

$$T^{\mu\nu} = (\bar{\rho} + \bar{p})u^\mu u^\nu + \bar{p}g^{\mu\nu}, \quad (20)$$

onde u^μ é a quadrivelocidade do fluido. A densidade de energia $\bar{\rho}$ e a pressão \bar{p} são dadas por

$$\bar{\rho} = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} E f, \quad \bar{p} = \frac{1}{3} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{p^2}{E} f. \quad (21)$$

⁴Aqui, x^μ são as coordenadas de posição espaço-temporais de uma partícula, e p^μ é o quadri-momento associado a essa partícula

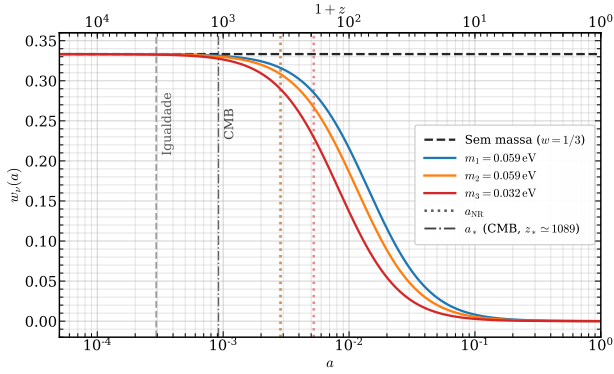


Figura 3: Evolução do parâmetro de equação de estado dos neutrinos massivos, $w_\nu(a)$, em função do fator de escala a (ou, equivalentemente, do redshift $(1+z)$), para um conjunto de massas compatível com a hierarquia normal. A linha tracejada preta indica o comportamento de neutrinos sem massa, $w = 1/3$, correspondente a radiação. As curvas coloridas mostram a transição contínua de cada espécie de neutrino do regime relativístico ($w \simeq 1/3$) para o regime não relativístico ($w \simeq 0$). As linhas verticais pontilhadas indicam o momento em que cada neutrino se torna não relativístico, a_{NR} , enquanto a linha tracejada vertical marca a época do desacoplamento dos fótons (CMB). Observa-se que neutrinos mais massivos fazem essa transição mais cedo, passando a contribuir como matéria fria em épocas cosmológicas mais remotas.

Uma vez conhecidas essas expressões gerais, podemos escrever o parâmetro de equação de estado de um fluido como

$$w(a) = \frac{\bar{p}(a)}{\bar{\rho}(a)} \quad (22)$$

$$= \frac{\int d^3q \frac{q^2}{3a^2 E(q, a)} f(q, a)}{\int d^3q E(q, a) f(q, a)}, \quad (23)$$

onde introduzimos o momento comóvel $q = ap$ e a energia relativística $E(q, a) = \sqrt{\frac{q^2}{a^2} + m^2}$.

Nos dois limites extremos, o comportamento de w é particularmente simples. Para partículas ultrarrelativísticas, $q/a \gg m$, temos $E \simeq q/a$, o que leva a $w = \frac{1}{3}$. Já no regime não relativístico, $q/a \ll m$, a energia é dominada pela massa de repouso, $E \simeq m$, e obtemos $w = 0$. Esses resultados são gerais e independem da forma específica da função de distribuição.

Neutrinos massivos, no entanto, transitam continuamente entre esses dois regimes. Após o desacoplamento, eles se propagam livremente pelo Universo, de modo que seu momento físico decai com a expansão como $p(a) = \frac{q}{a}$, enquanto sua

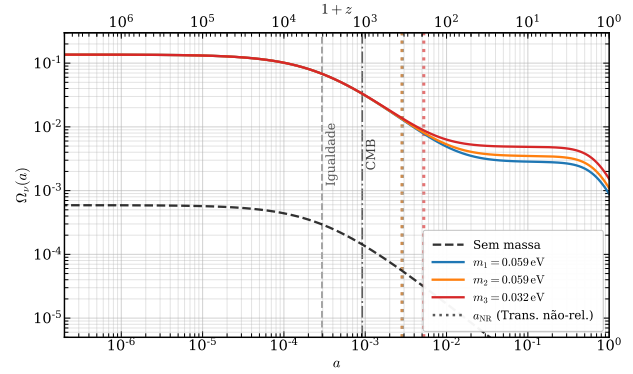


Figura 4: Evolução da densidade fracionária dos neutrinos, $\Omega_\nu(a)$, em função do fator de escala a (ou, equivalentemente, do redshift $(1+z)$), para um conjunto de massas compatível com a hierarquia normal. As curvas coloridas mostram a contribuição individual de cada espécie de neutrino massivo, enquanto a curva tracejada preta corresponde ao caso de neutrinos sem massa. As linhas verticais indicam a época de igualdade entre matéria e radiação, o desacoplamento dos fótons (CMB) e o momento em que cada neutrino faz a transição do regime relativístico para o não relativístico, a_{NR} . Observa-se que, no início do Universo, todos os neutrinos se comportam como radiação, enquanto em épocas tardias passam a contribuir para o conteúdo de matéria, com uma fração da ordem de $\Omega_\nu \sim 10^{-3}$ no presente.

massa m_ν permanece constante. A energia de um neutrino é então $E(a) = \sqrt{\frac{q^2}{a^2} + m_\nu^2}$. No início do Universo, quando $q/a \gg m_\nu$, os neutrinos se comportam como radiação. À medida que o Universo se expande e q/a diminui, eles fazem uma transição gradual para o regime não relativístico, passando a se comportar como matéria. A Fig. 3 ilustra a evolução do parâmetro de equação de estado para neutrinos com diferentes massas.

Para ilustrar como essa transição afeta o conteúdo energético do Universo, mostramos na Fig. 4 a evolução da densidade fracionária dos neutrinos,

$$\Omega_\nu(a) = \frac{\bar{\rho}_\nu(a)}{\bar{\rho}_{\text{crit}}(a)} = \frac{8\pi G \bar{\rho}_\nu(a)}{3H^2(a)}. \quad (24)$$

A Fig. 4 mostra que, antes e em torno da época de igualdade entre matéria e radiação, a contribuição dos neutrinos para o conteúdo energético do Universo era relativamente maior. Com a expansão, essa fração diminui em relação à matéria escura e à energia escura. Mesmo hoje, quando Ω_ν é da ordem de 10^{-3} para massas compatíveis com os dados atuais, essa pequena contribuição ainda produz efeitos observáveis em dis-

tâncias cosmológicas e na formação de estruturas em larga escala.

As oscilações acústicas bariônicas (BAO) [13, 17] constituem uma sonda geométrica capaz de medir a razão entre o tamanho de uma régua padrão no Universo primordial⁵ e o seu tamanho observado em diferentes redshifts. Isso permite reconstruir a história da expansão do Universo desde a época dominada pela matéria até a era atual, dominada pela energia escura. Os dados de BAO mais recentes foram divulgados pela colaboração do *Dark Energy Spectroscopic Instrument* (DESI) [18, 19] em seu segundo lançamento público.

Na prática, as medições de BAO fornecem vínculos sobre combinações de distâncias cosmológicas [17], em particular o diâmetro angular $D_M(z)$ e a distância de Hubble $D_H(z) = c/H(z)$. Esses observáveis entram na escala angular característica das oscilações acústicas, $\Delta\theta_{\text{BAO}} \sim \frac{r_d}{D_M(z)}$, e no seu análogo radial, $\Delta z_{\text{BAO}} \sim \frac{r_d}{D_H(z)}$, onde r_d é o tamanho da régua padrão. Em levantamentos reais, costuma-se trabalhar com uma distância efetiva, $D_V(z)$, que combina os efeitos transversos e radiais e permite uma extração robusta da escala de BAO.

O levantamento DESI é o primeiro dos grandes levantamentos de galáxias de estágio IV, projetados para medir a geometria e a formação de estruturas do Universo com precisão sem precedentes. Em seu primeiro conjunto de dados públicos, observou-se que, ao combinar BAO, CMB e supernovas do tipo Ia, algumas análises indicam uma preferência estatística por um cenário em que a energia escura evolui com o tempo, em vez de ser uma constante cosmológica.

Uma parametrização amplamente utilizada para descrever essa possibilidade é o modelo CPL (Chevallier–Polarski–Linder) [20, 21], no qual o parâmetro de equação de estado da energia escura é escrito como $w_{\text{DE}}(a) = w_0 + w_a(1-a)$. Na Fig. 5 mostramos as regiões de 95% de confiança nos parâmetros w_0 e w_a obtidas pela colaboração DESI, combinadas com dados de supernovas do tipo Ia e da CMB. Dependendo do conjunto de supernovas adotado, observa-se um afastamento maior ou menor em relação ao modelo padrão Λ CDM.

⁵Mais precisamente, a régua padrão é calibrada no redshift de arraste dos bárions, z_d , que é próximo ao redshift de desacoplamento dos fótons, z_* .

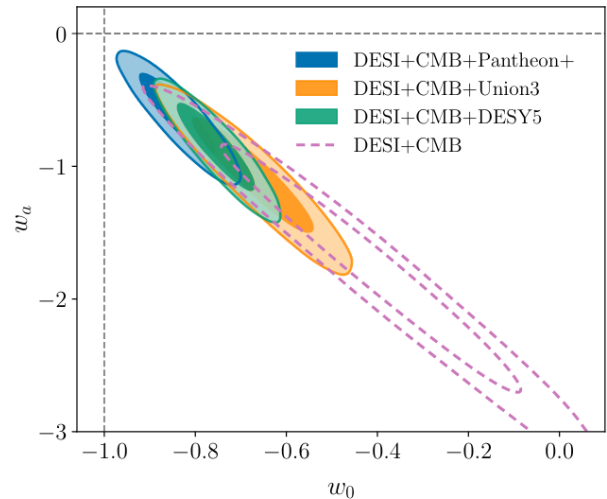


Figura 5: Regiões de confiança no plano (w_0, w_a) para a parametrização CPL da equação de estado da energia escura, obtidas pela colaboração DESI em combinação com observações de supernovas do tipo Ia e da radiação cósmica de fundo em micro-ondas (CMB). Os contornos mostram os níveis de confiança estatística derivados da análise conjunta desses conjuntos de dados. As linhas tracejadas indicam a previsão do modelo Λ CDM, correspondente a $(w_0, w_a) = (-1, 0)$, permitindo avaliar a consistência - no caso a inconsistência - dos dados com uma constante cosmológica. Figura adaptada de Fig. 11 do artigo [19].

Embora muitos considerem a Fig. 5 o principal resultado da colaboração DESI, aqui destacamos um aspecto igualmente importante para a física de neutrinos massivos. Como sabemos, as análises cosmológicas realizadas por essas colaborações utilizam métodos de inferência Bayesiana, nos quais é necessário avaliar a função de verossimilhança entre um modelo teórico e os dados observacionais em um espaço de parâmetros de alta dimensão. Para que essa análise seja fisicamente consistente e não enviesada, introduz-se uma função de *prior*, que codifica o conhecimento prévio sobre os possíveis valores dos parâmetros.

No caso dos neutrinos, por exemplo, impõe-se que a soma das massas $\sum m_\nu$ seja não negativa [22]. A colaboração DESI aplicou esse procedimento ao variar a massa dos neutrinos tanto no modelo Λ CDM quanto no modelo de energia escura dinâmica w_0 - w_a , obtendo as distribuições mostradas na Fig. 6. O aspecto mais intrigante dessa figura é que as distribuições posteriores unidimensionais correspondentes às curvas sólidas azul, laranja e verde apresentam seu pico em valores formalmente negativos de $\sum m_\nu$, algo que só é

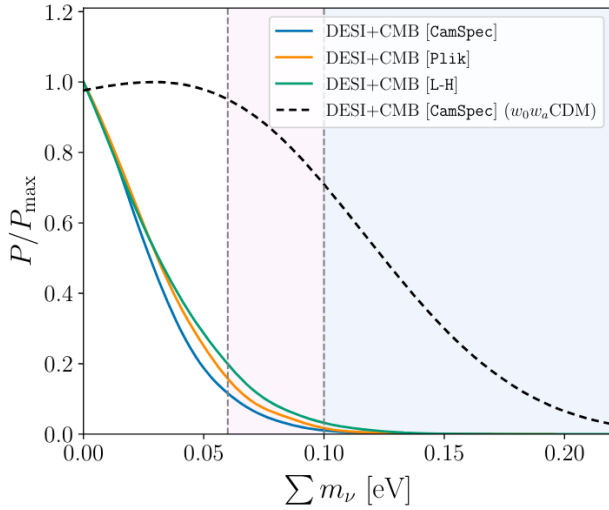


Figura 6: Distribui\u00e7\u00f5es posteriores para a soma das massas dos neutrinos, $\sum m_\nu$, obtidas pela colabora\u00e7\u00e3o DESI a partir da an\u00e1lise conjunta de dados de estrutura em larga escala, supernovas do tipo Ia e da radia\u00e7\u00e3o c\u00f3smica de fundo em micro-ondas (CMB). As curvas mostram as probabilidades relativas para diferentes valores de $\sum m_\nu$, refletindo a sensibilidade das observa\u00e7\u00f5es cosmol\u00f3gicas \u00e0 massa total dos neutrinos. Nota-se que, no caso do modelo Λ CDM, o pico da distribui\u00e7\u00e3o posterior ocorre em valores negativos de $\sum m_\nu$, que n\u00e3o s\u00e3o fisicamente permitidos, indicando uma poss\u00edvel tens\u00e3o entre o modelo e os dados, e sugerindo uma prefer\u00eancia observacional por massas muito pequenas, pr\u00f3ximas do limite inferior f\u00edsico. Figura adaptada de Fig. 15 do artigo [19].

permitido porque o *prior* f\u00edsico restringe o resultado final a valores n\u00e3o negativos. Em contraste, a curva tracejada preta, correspondente ao modelo w_0 - w_a , j\u00e1 apresenta seu m\u00e1ximo deslocado para valores positivos, em melhor concord\u00e2ncia com os experimentos de oscila\u00e7\u00e3o de neutrinos, que demonstram de forma inequ\u00edvoca que neutrinos possuem massa [23, 24].

Para ajudar o leitor a visualizar a origem desse efeito, mostramos nas Figs. 7 e 8 uma compara\u00e7\u00e3o entre dois modelos de energia escura — o modelo padr\u00e3o Λ CDM e o modelo din\u00e2mico w_0 - w_a — considerando quatro valores para a soma das massas dos neutrinos: $\sum m_\nu = 0, 0.1, 0.2$ e 0.3 eV.

Uma simples inspe\u00e7\u00e3o dos gr\u00e1ficos revela que, quando permitimos que a energia escura varie no tempo, o impacto da massa dos neutrinos sobre as dist\u00e2ncias cosmol\u00f3gicas torna-se muito mais pronunciado do que no caso do modelo Λ CDM. Nos exemplos mostrados, as diferen\u00e7as entre modelos com neutrinos massivos e sem massa aumentam

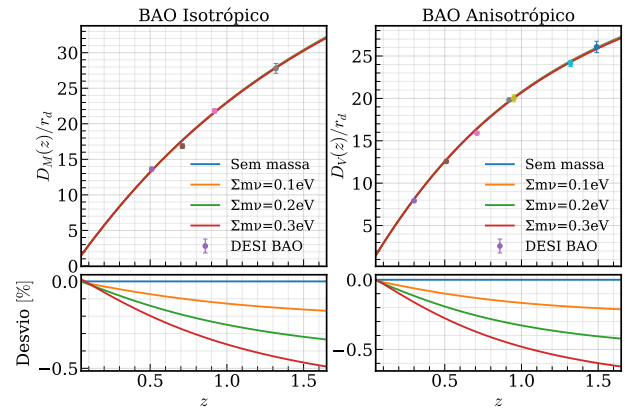


Figura 7: Efeito de neutrinos massivos nas dist\u00e2ncias de oscila\u00e7\u00f5es ac\u00fasticas bari\u00f4nicas (BAO) em um modelo Λ CDM. Os pain\u00e9is superiores mostram a dist\u00e2ncia transversal $D_M(z)/r_d$ (esquerda) e a dist\u00e2ncia volum\u00e9trica $D_V(z)/r_d$ (direita) para diferentes valores da soma das massas dos neutrinos, $\sum m_\nu = 0, 0.1, 0.2$ e 0.3 eV. Os pontos com barras de erro correspondem \u00e0s medi\u00e7\u00f5es de BAO do DESI. Os pain\u00e9is inferiores mostram o desvio percentual em rela\u00e7\u00e3o ao caso sem neutrinos massivos. Observa-se que neutrinos mais massivos reduzem sistematicamente as dist\u00e2ncias inferidas, com um efeito crescente em redshifts mais baixos, refletindo o impacto dos neutrinos na taxa de expans\u00e3o e na geometria do Universo.

significativamente, chegando a ser cerca de uma ordem de grandeza maiores.

Essa degeneresc\u00eancia ocorre porque a CMB, que observa o Universo em sua fase primordial, \u00e9 pouco sens\u00edvel aos par\u00e2metros que descrevem a energia escura din\u00e2mica. Na pr\u00e1tica, a principal contribui\u00e7\u00e3o da CMB para esses par\u00e2metros vem de um efeito sutil, conhecido como efeito Sachs-Wolfe integrado, que depende da varia\u00e7\u00e3o temporal dos potenciais gravitacionais. Como essa contribui\u00e7\u00e3o \u00e9 pequena, os par\u00e2metros w_0 e w_a ficam apenas fracamente determinados.

Por outro lado, na \u00e9poca observada pela CMB os neutrinos ainda s\u00e3o ultrarrelativ\u00edsticos e se comportam de forma muito semelhante aos f\u00f3tons. Isso torna a CMB pouco sens\u00edvel \u00e0s suas massas, refor\u00e7ando a degeneresc\u00eancia entre a soma das massas dos neutrinos e os par\u00e2metros da energia escura din\u00e2mica.

Nesta se\u00e7\u00e3o mostramos como o par\u00e2metro de equa\u00e7\u00e3o de estado dos neutrinos massivos emerge naturalmente no contexto cosmol\u00f3gico. Partindo da equa\u00e7\u00e3o de Boltzmann, derivamos as express\u00f5es para a densidade de energia e a press\u00e3o isotr\u00f3pica. Como o momento f\u00edsico dos neutrinos \u00e9 dilu\u00eddo pela expans\u00e3o do Universo enquanto sua

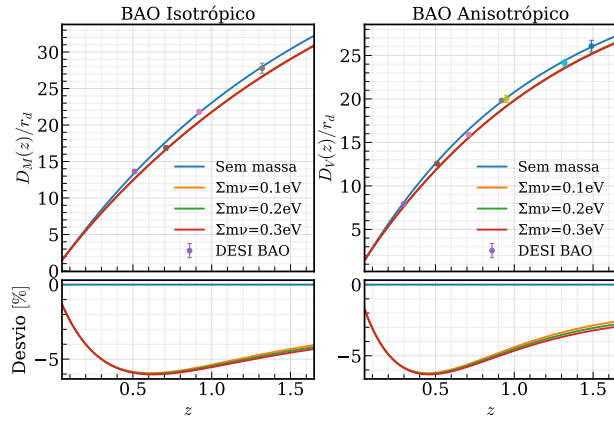


Figura 8: Mesmo que a Fig. 7, mas agora para um modelo de energia escura dinâmica do tipo w_0-w_a . Os painéis superiores mostram $D_M(z)/r_d$ (esquerda) e $D_V(z)/r_d$ (direita) para diferentes valores da soma das massas dos neutrinos, $\sum m_\nu = 0, 0.1, 0.2$ e 0.3 eV, juntamente com as medições de BAO do DESI. Os painéis inferiores apresentam o desvio percentual em relação ao caso sem neutrinos. Observa-se que, quando a energia escura é dinâmica, o impacto de neutrinos massivos sobre as distâncias BAO é amplificado, atingindo variações de vários por cento, o que evidencia a forte degenerescência entre $\sum m_\nu$ e os parâmetros da energia escura.

massa permanece constante, eles transitam continuamente entre dois regimes, $w_\nu(a) : \frac{1}{3} \rightarrow 0$, passando de um comportamento relativístico para um comportamento típico de matéria fria.

2.3 Efeitos no crescimento de estruturas

Na seção anterior investigamos o parâmetro de equação de estado dos neutrinos massivos no fundo cosmológico. Agora vamos entender como esses neutrinos deixam suas marcas no crescimento das estruturas no Universo. De maneira análoga ao parâmetro de equação de estado, que relaciona a densidade de energia e a pressão isotrópica de um fluido no nível de fundo, podemos definir para as perturbações uma quantidade chamada velocidade do som [25],

$$c_s^2 = \frac{\delta\bar{p}}{\delta\bar{\rho}}. \quad (25)$$

Essa quantidade mede como pequenas perturbações na pressão e na densidade de um fluido estão relacionadas.

Para fluidos barotrópicos simples, nos quais a pressão é uma função apenas da densidade, $\bar{p} = \bar{p}(\bar{\rho})$, a velocidade do som ao quadrado coincide com o parâmetro de equação de estado, $c_s^2 = w$.

Assim como $w(a)$ controla a evolução do fluido no nível do fundo cosmológico, a velocidade do som determina como as perturbações desse fluido se propagam e evoluem no espaço e no tempo. Em particular, ao especificar-se $w(a)$, a evolução do fundo é completamente determinada por Eq. (10), ou, de forma mais geral, pelas expressões para $\bar{\rho}$ e \bar{p} dadas em Eq. (21).

No caso das perturbações, a situação é um pouco mais sutil. A quantidade definida em Eq. (25) não é invariante de calibre: uma simples mudança de coordenadas pode alterar os valores de $\delta\bar{\rho}$ e $\delta\bar{p}$, e, portanto, de c_s^2 . Ainda assim, essa definição fornece uma intuição física clara sobre como a pressão atua para se opor ao crescimento das perturbações gravitacionais.

Em um Universo composto apenas por matéria escura fria, o crescimento de estruturas é particularmente eficiente. A fase em que esse crescimento é mais intenso ocorre durante a era dominada pela matéria, que se segue à era dominada pela radiação. Como a radiação possui pressão, os poços de potencial gravitacional criados pela matéria encontram uma resistência relativística durante a fase de radiação. Nessa época, apenas flutuações com comprimento de onda maior do que um valor crítico conseguem crescer gravitacionalmente.

Esse comprimento crítico é conhecido como comprimento de Jeans [13, 16, 17],

$$\lambda_J = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\bar{\rho}}}. \quad (26)$$

Na era dominada pela matéria, a matéria escura fria possui velocidade do som praticamente nula, $c_s \simeq 0$, o que torna seu comprimento de Jeans desprezível e permite que estruturas cresçam em todas as escalas relevantes. Isso contrasta com a era da radiação, para a qual $c_s^{\text{rad}} = 1/\sqrt{3}$ e a pressão impede o colapso gravitacional em pequenas escalas.

Assim como a teoria de Maxwell para o eletromagnetismo, a Teoria da Relatividade Geral é uma teoria de calibre, o que implica a existência de mais graus de liberdade do que equações de movimento independentes.⁶ Como consequência, não existe um sistema de coordenadas universal que descreva de forma unívoca a evolução

⁶Uma discussão detalhada sobre liberdade de calibre foge do escopo deste artigo.

das perturbações em todas as escalas. No entanto, na teoria de perturbações cosmológicas, os efeitos genuinamente relativísticos tornam-se relevantes apenas em escalas muito grandes, próximas ao horizonte cosmológico, hoje da ordem de centenas de megaparsecs a ~ 1 Gpc.

Dessa forma, ao analisarmos as equações de movimento das perturbações de matéria em escalas muito menores do que o horizonte cosmológico, a gravidade assume uma forma efetivamente newtoniana, mesmo em um Universo em expansão. Nesse regime sub-horizonte, diferentes escolhas de coordenadas levam às mesmas equações físicas para o crescimento das estruturas. Uma maneira intuitiva de quantificar o crescimento dessas estruturas é por meio da função de correlação de dois pontos, que mede como galáxias (ou a matéria em geral) se agrupam no espaço. Ela representa o excesso de probabilidade de encontrar dois objetos separados por uma distância r , em comparação com uma distribuição completamente aleatória.

Se \bar{n} é a densidade média de objetos, a probabilidade de encontrar um objeto em um pequeno volume dV_1 e outro em um volume dV_2 , separados por uma distância r , é dada por

$$dP = \bar{n}^2 [1 + \xi(r)] dV_1 dV_2. \quad (27)$$

Quando $\xi(r) > 0$, os objetos tendem a se agrupar nessa escala; quando $\xi(r) = 0$, a distribuição é aleatória; e quando $\xi(r) < 0$, há uma escassez de pares nessa separação.

A mesma informação pode ser descrita no espaço das escalas por meio do chamado espectro de potência $P(k)$, que indica quanta estrutura do Universo está associada a flutuações de tamanho característico $1/k$.⁷ Em termos físicos, $\xi(r)$ descreve o agrupamento no espaço real, enquanto $P(k)$ descreve o mesmo fenômeno em termos de ondas e escalas espaciais.

Para visualizar como o espectro de potência evolui com o número de onda e com o tempo (ou redshift), mostramos na Fig. 9 quatro curvas, cada uma correspondendo a um redshift diferente.

Na mesma Fig. 9 indicamos também a dependência aproximada do espectro de potência com o número de onda em dois regimes distintos:⁸ gran-

⁷O número de onda é definido como $k = 2\pi/\lambda$.

⁸Essa dependência é apenas qualitativa; a forma exata do espectro é mais complexa e foge do escopo deste artigo.

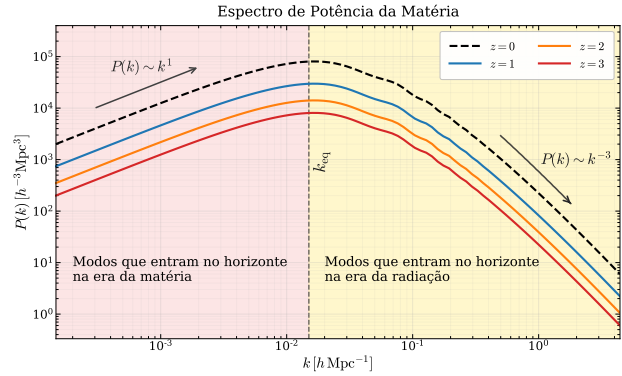


Figura 9: Espectro de potência linear da matéria para diferentes redshifts, $z = 0, 1, 2$ e 3 . A linha vertical tracejada indica a escala de igualdade entre matéria e radiação, k_{eq} . Em grandes escalas ($k \ll k_{\text{eq}}$), correspondentes a modos que entram no horizonte durante a era da matéria, o espectro cresce aproximadamente como $P(k) \propto k$. Em pequenas escalas ($k \gg k_{\text{eq}}$), cujos modos entram no horizonte durante a era da radiação, o crescimento das perturbações é suprimido, levando ao comportamento assintótico $P(k) \propto k^{-3}$. As diferenças de amplitude entre as curvas refletem o crescimento gravitacional das estruturas ao longo do tempo cósmico.

des escalas (modos de Fourier com k pequeno, região rosa) e pequenas escalas (modos de Fourier com k grande, região amarela). A linha tracejada que separa esses dois regimes corresponde aproximadamente ao modo que entra no horizonte cosmológico na época da igualdade entre matéria e radiação,

$$k_{\text{eq}} = a_{\text{eq}} H(a_{\text{eq}}) \approx 0.01 h \text{ Mpc}^{-1}. \quad (28)$$

Em escalas maiores que k_{eq} (isto é, para comprimentos de onda maiores), os modos entram no horizonte cosmológico durante a era dominada pela matéria. Nessa fase, o comprimento de Jeans é praticamente nulo, e não há pressão significativa capaz de contrabalançar o colapso gravitacional, permitindo um crescimento eficiente das perturbações. Já os modos que entram no horizonte durante a era da radiação, correspondentes a números de onda maiores que k_{eq} , sofrem a influência da pressão da radiação no fundo cosmológico, o que resulta em uma supressão do crescimento das estruturas em escalas menores.

Uma vez estabelecido o cenário do crescimento de estruturas na teoria de perturbações lineares para a matéria escura fria, podemos agora entender o papel específico introduzido pelos neutrinos massivos. Como vimos na Seção 2.2, em particular na Fig. 3, a equação de estado dos neutri-

nos massivos transita entre o regime relativístico, $w = 1/3$, e o regime não relativístico, $w = 0$. No nível do fundo cosmológico, a única escala relevante para caracterizar essa transição é o redshift em que ela ocorre. No nível das perturbações, entretanto, a situação torna-se mais rica.

A quantidade que caracteriza um fluido no regime perturbativo é a sua velocidade do som. Como neutrinos massivos passam a se comportar de forma semelhante à matéria escura fria depois de se tornarem não relativísticos, eles contribuem hoje para a densidade total de matéria do Universo com uma fração Ω_ν da ordem de 10^{-3} (ver Fig. 4). Usando as expressões gerais para densidade e pressão, Eq. (21), e expandindo a energia no regime não relativístico,

$$E \simeq m + \frac{p^2}{2m},$$

obtemos

$$\bar{p} \simeq \frac{1}{3m} \int d^3p p^2 f = \frac{1}{3} \bar{\rho} \langle v^2 \rangle. \quad (29)$$

Isso mostra que a pressão dos neutrinos massivos está diretamente associada à sua velocidade térmica residual. Para um gás não relativístico de partículas livres,

$$c_s^2 = \frac{\delta \bar{p}}{\delta \bar{\rho}} \sim \frac{\langle v_{\text{th}}^2 \rangle}{3}. \quad (30)$$

A mesma derivação vale para a matéria escura fria, cuja velocidade térmica é praticamente nula, implicando $c_s^2 \rightarrow 0$.

Neutrinos massivos, por outro lado, foram relativísticos no passado, e sua velocidade térmica v_{th} preserva essa memória, assim como sua velocidade do som. Isso nos leva a distinguir dois mecanismos físicos pelos quais perturbações podem se propagar:

- Em um fluido colisional, como o plasma primordial, as perturbações se propagam sob a forma de ondas acústicas, com velocidade do som c_s . A escala característica associada a esse processo é

$$\lambda_{\text{som}} \sim \frac{c_s}{aH}. \quad (31)$$

- Em um fluido sem colisões, como neutrinos desacoplados, as perturbações se propagam

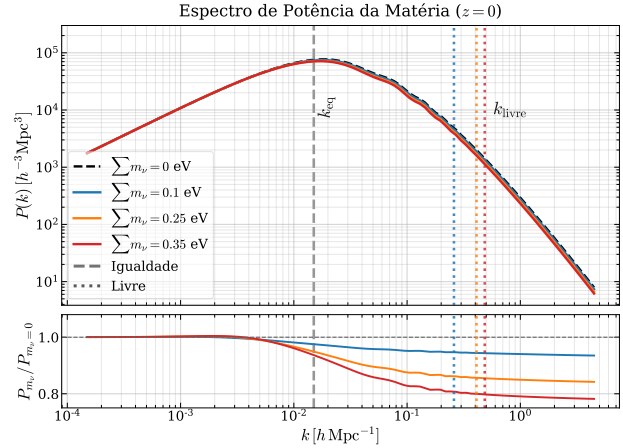


Figura 10: Espectro de potência da matéria no redshift $z = 0$ para diferentes valores da soma das massas dos neutrinos. O painel superior mostra $P(k)$, enquanto o painel inferior apresenta a razão $P_{\sum m_\nu}(k)/P_{\sum m_\nu=0}(k)$. As curvas correspondem a $\sum m_\nu = 0, 0.1, 0.25$ e 0.35 eV. A linha vertical tracejada indica a escala de igualdade entre matéria e radiação, k_{eq} , enquanto as linhas pontilhadas indicam as escalas de free-streaming k_{livre} para cada massa. Observa-se que neutrinos massivos suprimem o crescimento das estruturas em pequenas escalas ($k \gg k_{\text{livre}}$), levando a uma redução aproximadamente constante do espectro de potência, cujo nível aumenta com a massa total dos neutrinos.

pele movimento livre das partículas, com velocidade térmica v_{th} . A escala associada a esse regime é

$$\lambda_{\text{livre}} \sim \frac{v_{\text{th}}}{aH}. \quad (32)$$

Como $c_s \simeq v_{\text{th}}/\sqrt{3}$ no regime não relativístico, essas duas escalas são da mesma ordem de grandeza,

$$\lambda_{\text{livre}} \sim \sqrt{3} \lambda_{\text{som}}. \quad (33)$$

Assim, neutrinos massivos introduzem uma escala física adicional no crescimento das estruturas: a escala de propagação livre (*free-streaming*). À medida que os neutrinos se tornam não relativísticos, tanto sua velocidade térmica quanto sua velocidade do som diminuem, fazendo com que essa escala deixe de crescer e efetivamente congele. Essa escala preferencial deixa uma assinatura direta no espectro de potência da matéria.

Dessa forma, fazendo contato com a discussão do espectro de potência da matéria apresentada na Fig. 9, mostramos na Fig. 10 o efeito de neutrinos massivos, para diferentes valores da massa, sobre essa mesma quantidade. Além da dependência com o número de onda k (eixo horizontal),

indicamos também duas escalas importantes: a escala de igualdade entre matéria e radiação e a escala de *free-streaming*. Esta última está associada ao momento em que os neutrinos massivos transitam do regime relativístico para o não relativístico, como discutido anteriormente.

A melhor maneira de interpretar o gráfico da razão entre o espectro de potência com neutrinos massivos e o caso sem massa é analisá-lo da direita para a esquerda. Os modos que entram no horizonte durante a era da radiação localizam-se à direita da escala de igualdade, enquanto aqueles que entram durante a era da matéria estão à esquerda. Como a era da radiação precede a da matéria, essa direção de leitura corresponde à “história” temporal do crescimento das estruturas.

Por exemplo, um modo com $k = 2 h \text{ Mpc}^{-1}$ entra no horizonte durante a era da radiação e tem seu crescimento limitado tanto pela pressão da radiação quanto pelo movimento livre dos neutrinos. Como consequência, o espectro de potência em cosmologias com neutrinos massivos é suprimido nessas escalas em comparação com o caso sem neutrinos. Essa supressão é mais pronunciada em pequenos comprimentos de onda, correspondentes a grandes valores de k .

Além disso, observa-se que a transição associada ao *free-streaming* ocorre em torno da escala k_{livre} . Para modos com $k \gg k_{\text{livre}}$, os neutrinos se propagam livremente e não contribuem de forma eficiente para o crescimento das estruturas, resultando em uma supressão aproximadamente constante do espectro de potência. Já para modos com $k \ll k_{\text{livre}}$, os neutrinos passam a se comportar como matéria fria e a cair nos poços de potencial gravitacional, fazendo com que o espectro de potência tenda gradualmente ao comportamento do modelo sem neutrinos massivos.

2.4 Efeitos de fundo + crescimento de estruturas

Para fechar o que foi delineado nas duas subseções anteriores, vale a pena introduzir um tipo de análise de grande importância para os grandes levantamentos de galáxias atuais. No caso de levantamentos espectroscópicos, como o DESI, os redshifts de dezenas de milhões de galáxias e de milhões de quasares são medidos com uma preci-

são da ordem de 0.1%. Isso fornece uma determinação extremamente precisa da posição radial dos objetos no espaço, que se soma à excelente precisão angular obtida no mapeamento do céu.

Para a análise das oscilações acústicas bariônicas, essa precisão em redshift é mais do que suficiente para obter medidas muito precisas de distâncias cosmológicas em diferentes épocas do Universo, permitindo comparações diretas com as escalas calibradas pela Radiação Cósmica de Fundo. Já para extrair ao máximo a informação sobre o crescimento das estruturas, a combinação entre a posição no céu e a precisão em redshift possibilita a chamada análise de Forma Total (do inglês, *Full Shape*) do espectro de potência das galáxias [26–31].

O crescimento de estruturas no Universo, entretanto, é um problema intrinsecamente não linear. Isso pode ser visto diretamente nas Equações de Einstein, que formam um sistema de equações diferenciais parciais não lineares. A teoria de perturbações lineares em cosmologia descreve o espectro de potência da matéria apenas até números de onda da ordem de $k \sim 0.1 h \text{ Mpc}^{-1}$. No entanto, os levantamentos atuais e futuros sondam o Universo em escalas correspondentes a valores de k significativamente maiores. Nesse regime, embora o crescimento das estruturas se torne não linear, a física dos neutrinos massivos continua sendo a mesma: a principal diferença em relação ao regime linear é que as não linearidades amplificam o crescimento em pequenas escalas.

Para modelar o espectro de potência no regime não linear, existem duas abordagens complementares: uma perturbativa [32] e outra não perturbativa [33]. A abordagem perturbativa consiste em estender a expansão em perturbações além da ordem linear. Embora seja uma técnica robusta e de grande sucesso recente, ela é válida apenas até escalas moderadamente não lineares. A abordagem não perturbativa, por sua vez, consiste em resolver numericamente a dinâmica gravitacional de um grande número de partículas em uma caixa de tamanho cosmológico, com condições de contorno periódicas. Esses cálculos, conhecidos como simulações cosmológicas de N -corpos, são altamente preditivos, mas também extremamente custosos do ponto de vista computacional.

Como exemplo final, mostramos na Fig. 11 o re-

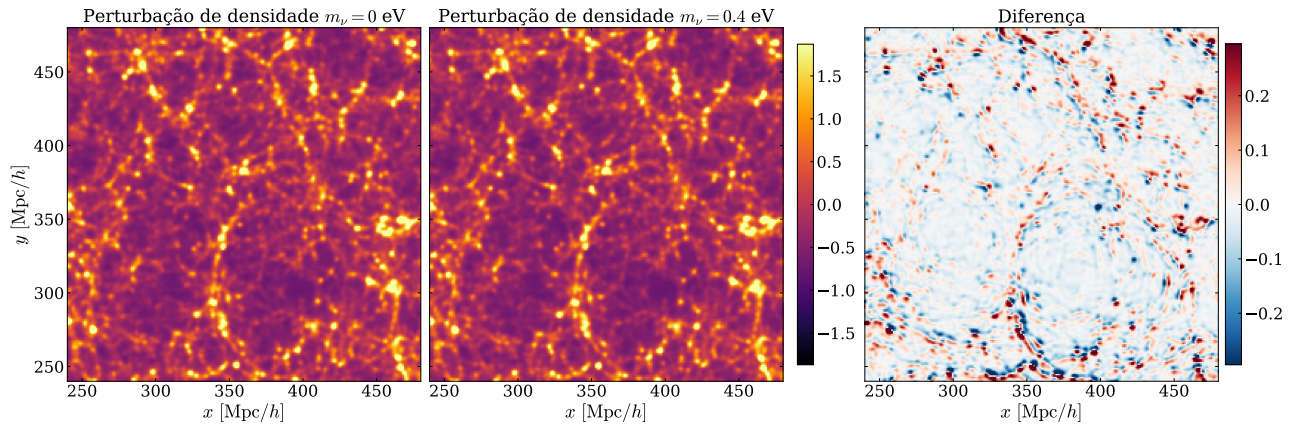


Figura 11: Mapas de fatia da perturbação de densidade da matéria para duas cosmologias: sem neutrinos massivos ($m_\nu = 0\text{ eV}$, painel esquerdo) e com neutrinos massivos ($m_\nu = 0.4\text{ eV}$, painel central). O painel da direita mostra a diferença entre os dois campos. Regiões em vermelho correspondem a superdensidades e regiões em azul a subdensidades. Embora os dois mapas pareçam visualmente semelhantes, o mapa de diferenças revela que neutrinos massivos reduzem sistematicamente o crescimento de estruturas em pequenas escalas, suavizando filamentos e halos e redistribuindo matéria ao longo da rede cósmica.

sultado de duas dessas simulações: uma sem neutrinos massivos e outra com neutrinos de massa total 0.4 eV .⁹ O terceiro painel apresenta a diferença entre os dois casos. Observa-se que os neutrinos massivos tendem a “embaçar” a formação da chamada teia cósmica, suavizando a concentração de matéria em torno dos poços de potencial gravitacional gerados pela matéria escura. Enquanto a matéria escura amplifica as não linearidades e promove o colapso gravitacional, os neutrinos atuam no sentido oposto, suprimindo e redistribuindo a matéria nessas regiões.

Em conjunto, a combinação de informações de fundo cosmológico (CMB e BAO) com o crescimento de estruturas medido pelo espectro de potência das galáxias — e calibrado por simulações cosmológicas — transforma o Universo em um verdadeiro detector de neutrinos. Enquanto experimentos de laboratório medem diferenças de massa, a cosmologia é sensível à soma total das massas, $\sum m_\nu$, por meio de seus efeitos acumulados sobre a expansão e a formação de estruturas. Essa complementaridade torna os levantamentos cosmológicos de próxima geração uma das ferramentas mais poderosas para explorar a física dos neutrinos além do Modelo Padrão.

⁹Para gerar essas imagens utilizamos os dados sintéticos das simulações Quijote [34], publicamente disponíveis no website: <https://quijote-simulations.readthedocs.io/en/latest/index.html>

3 Conclusão

Neste artigo procuramos apresentar, de forma geral, a importância da física de neutrinos massivos para a cosmologia contemporânea. Os neutrinos ocupam um papel central no Modelo Padrão da Física de Partículas e nas buscas por nova física além desse modelo. Embora tenham sido originalmente postulados como partículas sem massa, hoje sabemos que eles possuem massas extremamente pequenas, e a cosmologia fornece um laboratório natural para investigar o limite superior da soma dessas massas.

A divisão natural das sondas cosmológicas observacionais modernas em sondas de geometria e de crescimento de estruturas tem, entre seus principais objetivos, esclarecer a natureza das massas dos neutrinos. Embora a cosmologia não possa revelar diretamente o mecanismo microscópico que gera essas massas, as assinaturas deixadas pelos neutrinos ao longo da evolução do Universo são claras e mensuráveis.

No nível do fundo cosmológico, vimos que as recentes análises do levantamento DESI sugerem uma possível dinâmica da energia escura, o que amplifica significativamente o impacto de neutrinos massivos sobre as distâncias cosmológicas. Já no nível das perturbações, ao examinarmos como a matéria se aglomera no Universo, observamos que os neutrinos massivos tendem a suprimir o crescimento das estruturas em pequenas escalas, como consequência direta de sua velocidade tér-

mica residual. Como esses neutrinos nasceram relativísticos, a expansão do Universo reduz seus momentos ao longo do tempo, levando-os a uma transição suave para o regime não relativístico.

A combinação dessas duas informações — a história da expansão cósmica e o crescimento das estruturas — transforma o Universo em um poderoso detector de neutrinos. Com os levantamentos de próxima geração, que mapearão centenas de milhões de galáxias com precisão sem precedentes, a cosmologia está prestes a entrar em uma era na qual a soma das massas dos neutrinos poderá ser medida com uma sensibilidade comparável à de experimentos de laboratório, oferecendo uma janela única para a física além do Modelo Padrão.

Sobre o autor

Guilherme Brando, gbrando@cbpf.br, é Pesquisador Classe C na Coordenação de Cosmologia, Astrofísica e Interações Fundamentais (COSMO) do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF). Concluiu o doutorado no Programa de Pós-Graduação em Cosmologia, Astrofísica e Gravitação (PPGCosmo) da Universidade Federal do Espírito Santo (UFES). Realizou estágios de pós-doutorado no Instituto Max Planck de Pesquisas Gravitacionais (Alemanha) e na Universidade de Durham (Inglaterra). Sua pesquisa atual concentra-se em cosmologia teórica e numérica, com ênfase em teorias alternativas ao modelo cosmológico padrão e em efeitos de óptica ondulatória em observáveis de lenteamento gravitacional.

Referências

- [1] W. Pauli, *Dear radioactive ladies and gentlemen*, *Phys. Today* **31N9**, 27 (1978).
- [2] S. Navas et al., *Review of particle physics*, *Phys. Rev. D* **110**(3), 030001 (2024).
- [3] M. R. Krishnaswamy et al., *THE KGF NUCLEON DECAY EXPERIMENT*, *Prog. Math. Phys.* **9**, 25 (1983).
- [4] Y. Fukuda et al., *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998). [ArXiv:hep-ex/9807003](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9807003).
- [5] K. Eguchi et al., *First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 021802 (2003).
- [6] F. P. An et al., *Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 171803 (2012). [ArXiv:1203.1669](https://arxiv.org/abs/1203.1669).
- [7] P. Adamson et al., *First measurement of electron neutrino appearance in NOvA*, *Phys. Rev. Lett.* **116**(15), 151806 (2016). [ArXiv:1601.05022](https://arxiv.org/abs/1601.05022).
- [8] J. K. Ahn et al., *Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 191802 (2012). [ArXiv:1204.0626](https://arxiv.org/abs/1204.0626).
- [9] K. Abe et al., *Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 041801 (2011). [ArXiv:1106.2822](https://arxiv.org/abs/1106.2822).
- [10] K. Lande e P. Wildenhain, *The Homestake chlorine solar neutrino experiment: Past, present and future*, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **118**, 49 (2003).
- [11] A. Bellerive et al., *The Sudbury Neutrino Observatory*, *Nucl. Phys. B* **908**, 30 (2016). [ArXiv:1602.02469](https://arxiv.org/abs/1602.02469).
- [12] N. Aghanim et al., *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020), [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)]. [ArXiv:1807.06209](https://arxiv.org/abs/1807.06209).
- [13] S. Dodelson e F. Schmidt, *Modern Cosmology* (Academic Press, 2020).
- [14] J. Lesgourgues e S. Pastor, *Massive neutrinos and cosmology*, *Phys. Rept.* **429**, 307 (2006). [ArXiv:astro-ph/0603494](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0603494).
- [15] Y. Y. Y. Wong, *Neutrino mass in cosmology: status and prospects*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **61**, 69 (2011). [ArXiv:1111.1436](https://arxiv.org/abs/1111.1436).

- [16] P. J. E. Peebles, *Principles of Physical Cosmology* (Princeton University Press, 2020).
- [17] L. Amendola e S. Tsujikawa, *Dark Energy: Theory and Observations* (Cambridge University Press, 2015).
- [18] DESI Collaboration et al., *Data Release 1 of the Dark Energy Spectroscopic Instrument*, arXiv e-prints arXiv:2503.14745 (2025). [ArXiv:2503.14745](#).
- [19] M. Abdul Karim et al., *DESI DR2 results. II. Measurements of baryon acoustic oscillations and cosmological constraints*, *Phys. Rev. D* **112**(8), 083515 (2025). [ArXiv:2503.14738](#).
- [20] M. Chevallier e D. Polarski, *Accelerating universes with scaling dark matter*, *Int. J. Mod. Phys. D* **10**, 213 (2001). [ArXiv:gr-qc/0009008](#).
- [21] E. V. Linder, *Exploring the expansion history of the universe*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 091301 (2003). [ArXiv:astro-ph/0208512](#).
- [22] E. Di Valentino, S. Gariazzo e O. Mena, *Most constraining cosmological neutrino mass bounds*, *Phys. Rev. D* **104**(8), 083504 (2021). [ArXiv:2106.15267](#).
- [23] W. Elbers et al., *Negative neutrino masses as a mirage of dark energy*, *Phys. Rev. D* **111**(6), 063534 (2025). [ArXiv:2407.10965](#).
- [24] D. Wang et al., *Updating neutrino mass constraints with background measurements*, *Phys. Rev. D* **110**(10), 103536 (2024). [ArXiv:2405.03368](#).
- [25] W. Hu, *Covariant linear perturbation formalism*, ICTP Lect. Notes Ser. **14**, 145 (2003). [ArXiv:astro-ph/0402060](#).
- [26] P. Zhang e Y. Cai, *BOSS full-shape analysis from the EFTofLSS with exact time dependence*, *JCAP* **01**(01), 031 (2022). [ArXiv:2111.05739](#).
- [27] P. Zhang et al., *BOSS Correlation Function analysis from the Effective Field Theory of Large-Scale Structure*, *JCAP* **02**(02), 036 (2022). [ArXiv:2110.07539](#).
- [28] T. Colas et al., *Efficient Cosmological Analysis of the SDSS/BOSS data from the Effective Field Theory of Large-Scale Structure*, *JCAP* **06**, 001 (2020). [ArXiv:1909.07951](#).
- [29] G. D'Amico et al., *The Cosmological Analysis of the SDSS/BOSS data from the Effective Field Theory of Large-Scale Structure*, *JCAP* **05**, 005 (2020). [ArXiv:1909.05271](#).
- [30] O. H. E. Philcox et al., *Determining the Hubble Constant without the Sound Horizon: Measurements from Galaxy Surveys*, *Phys. Rev. D* **103**(2), 023538 (2021). [ArXiv:2008.08084](#).
- [31] M. M. Ivanov, M. Simonović e M. Zaldarriaga, *Cosmological Parameters from the BOSS Galaxy Power Spectrum*, *JCAP* **05**, 042 (2020). [ArXiv:1909.05277](#).
- [32] F. Bernardeau et al., *Large scale structure of the universe and cosmological perturbation theory*, *Phys. Rept.* **367**, 1 (2002). [ArXiv:astro-ph/0112551](#).
- [33] R. W. Hockney e J. W. Eastwood, *Computer simulation using particles* (1988).
- [34] F. Villaescusa-Navarro et al., *The Quijote Simulations*, *ApJS* **250**(1), 2 (2020). [ArXiv:1909.05273](#).