

Neutrinos de Massa Variável

M.M. Guzzo* e F. Rossi-Torres†
Instituto de Física “Gleb Wataghin”
Universidade Estadual de Campinas, Unicamp
13083-859, Campinas, São Paulo, Brasil

Propomos neste trabalho uma revisão e motivação para o uso de modelos com neutrinos de massa variável (MaVaN). Apresentamos assim um exemplo de modelo, desenvolvido por Cirelli *et al.*, e um modelo elaborado por nós com maiores possibilidades de exploração. Buscamos limites para a massa do vácuo dos neutrinos usando estes modelos e os dados de Kamiokande-II da supernova de SN1987A.

I. INTRODUÇÃO

Observações de supernovas do tipo IA, chamadas de velas do universo, indicaram que o universo está em expansão acelerada [1, 2], algo que foi fortemente reforçado no ano 2000 através dos estudos da radiação cósmica de fundo (CMB) [3], que também determinaram mais uma evidência para um universo praticamente plano. Uma combinação de observações, baseadas em “galaxy surveys”, florestas do tipo α -Lyman, oscilações acústicas bariônicas, mas principalmente a CMB, oferece restrições para os parâmetros cosmológicos com grande precisão, algo que seria inimaginável décadas atrás. A evidência de aceleração cósmica existe em um nível de confiança de $50\text{-}\sigma$ [4].

A solução mais simples encontrada à evidência da expansão acelerada foi a adição de uma constante cosmológica, colocada originalmente nas equações de Einstein para deixar o universo estático [5]. Mas o valor necessário desta constante para explicar a aceleração cósmica é, em unidades naturais, da ordem de 10^{-120} . Este não é um problema no mundo clássico, mas a expectativa da teoria quântica de campos é que a constante cosmológica deveria ser da ordem de uma unidade se alguma simetria ou mecanismo dinâmico operar. A renormalização nos permite escolher o ponto zero da densidade de energia das partículas virtuais, mas isso implica no cancelamento dos termos na Lagrangiana fundamental em uma parte em 10^{120} . Isto é, temos uma inconsistência.

Outras teorias de energia escura se esquivam desta questão sobre o vácuo apresentada no parágrafo anterior. Os efeitos de uma constante cosmológica nas equações de Einstein também podem ser imitados com precisão por um fluido homogêneo com densidade de energia $\rho_\Lambda = \Lambda c^4/8\pi G$ e pressão $p_\Lambda = -\rho_\Lambda$ [6][45]. Teorias de energia escura postulam que o vácuo em si não gravita, talvez em virtude de alguma simetria ou mecanismo dinâmico, mas que o Universo está cheio desta energia escura, um fluido exótico de pressão negativa que fornece o impulso para a aceleração cósmica. Algumas teorias alternativas da gravidade dizem que o problema desta solução à expansão cósmica é encontrar uma solução única de vácuo para a teoria.

Como dissemos, a energia escura e outras teorias alternati-

vas da gravidade acabam com a necessidade de uma constante cosmológica, no entanto, tais teorias exigem (como veremos a seguir) a introdução de parâmetros (não usuais) excepcionalmente pequenos e/ou condições iniciais bem ajustadas. Além do mais surge uma nova questão: o problema da coincidência cosmológica, ou seja, por que temos hoje $\rho_{dm}/\rho_\Lambda \sim 1/3$, isto é, a escala de densidade de energia da matéria escura próxima a da energia escura? Nenhum dos modelos atuais consegue responder a esta pergunta de maneira completa. Teóricos podem debater os mais diversos méritos relativos a cada teoria que busca explicar a aceleração cósmica: constante cosmológica, energia escura, gravidade modificada, etc. Mas, em última instância, quem decidirá qual teoria estará mais correta serão os experimentos.

A quantidade que possui um elevado poder de revelar qual teoria é melhor é a equação de estado $w \equiv p/\rho$, em que p e ρ são, respectivamente, a pressão e a densidade de energia de uma dada espécie associada à energia escura. O parâmetro w pode ser determinado a partir da história da expansão do universo, ou seja, pelas mudanças da aceleração cósmica com o tempo. Se a aceleração cósmica é devida a uma constante cosmológica, então $w = -1$, e a expansão futura é do tipo de de Sitter (ou seja, expansão exponencial). Por outro lado, teorias de energia escura e gravidade modificada preveem $w \neq -1$. Restrições atuais dão valores de $w = -0.969^{+0.059}_{-0.063}(\text{stat})^{+0.063}_{-0.066}(\text{sys})$ [7]. O valor preciso de w (e sua evolução com o tempo) depende especificamente da teoria que explica a aceleração cósmica.

Excelentes artigos de revisão sobre o problema da energia escura apresentam uma visão geral sobre o assunto, assim como os mais diversos tipos de solução ao problema da aceleração cósmica. Aqui não faremos isso, pois não é o foco principal de nosso trabalho. Sugerimos, no entanto, para o leitor interessado, os artigos de Copeland [8], de Caldwell [9], de Peebles [10] e Frieman [11]. Nestes artigos são sempre apresentados o problemas da coincidência cosmológica, as evidências atuais de nosso universo acelerado, revisões de modelos de cosmologia e principalmente candidatos a explicar o problema: constante cosmológica, campos dinâmicos, como quintessência e *phantom* (explora regiões onde a equação de estado pode ser menor que -1), gravidade modificada etc. Trazem, inclusive, o alvo de nossa presente discussão, como possível candidato a explicar o fenômeno de expansão do universo, os *neutrinos de massa variável*, ou simplesmente MaVaN, sigla em inglês para *Mass Varying Neutrino*.

Partículas de massa variável têm sido consideradas em

*guzzo@ifi.unicamp.br

†ftorres@ifi.unicamp.br

vários contextos, principalmente envolvendo assuntos de cosmologia, utilizando-se e beneficiando-se cada vez mais dos atuais dados cosmológicos. Juntamente com [12], no contexto de gravidade escalar-tensorial, as referências [13, 14] tratam de matéria escura com massa variável. Tais modelos tentavam explicar o problema da idade do universo e também a questão das curvas de rotações de galáxias. Também usou-se este tipo de modelo para explicar a coincidência das densidades de energia escura e matéria escura [15]. Estes modelos consistem de um escalar ϕ e uma espécie de partícula Ψ , cuja massa se origina do valor esperado do vácuo de ϕ ($m_\Psi = \lambda < \phi >$). Os modelos com MaVaNs foram inspirados em modelos de matéria escura com massa variável, como por exemplo [12].

No contexto de neutrinos, Kawasaki *et al.* [16] consideraram um acoplamento do tipo Yukawa com um escalar extremamente leve e notaram que a massa do neutrino dependia da densidade local, no entanto a evolução das massas era decrescente à medida que o universo evoluía, ao contrário do modelo de Fardon [17]. No artigo [18] é proposto que a energia escura ($\rho_\nu \approx (10^{-3} \text{ eV})^4$) torna-se natural com transições de fase ligadas aos neutrinos com massas nas faixas da solução solar associada ao efeito MSW. Stephenson *et al.* [19, 20] consideraram uma interação do tipo Yukawa dos neutrinos como fontes de “nuvens de neutrinos” que poderiam formar estrelas e mudar a massa dos neutrinos nas suas vizinhanças, além da possibilidade de explicar o problema do neutrino solar e das oscilações de neutrinos usando somente o acoplamento do neutrino com um escalar. Gu [21] considerou um acoplamento entre um neutrino e um campo escalar quintessencial, em que a massa do neutrino varia, e buscou os impactos nos limites das massas dos neutrinos na bariogênese primordial. Sawyer [22] considerou que a mistura quântica e a massa dos neutrinos somente surgem dentro da matéria devido à interação entre neutrino e um escalar. Hung [23] considerou um acoplamento entre um neutrino estéril com um campo escalar, responsável pela energia escura, que varia lentamente com o tempo, mas não considerou o impacto dos neutrinos cósmicos de fundo no potencial.

Diante de todo este panorama, aproveitando que muitos modelos são construídos tendo como parâmetro a massa do vácuo dos neutrinos e de posse dos dados dos neutrinos de SN1987A, explosão ocorrida na Grande Nuvem de Magalhães, podemos colocar limites nas massas dos neutrinos usando alguns modelos de MaVaN e a seminal ideia de Zatspein [24] baseada no retardo do sinal detectado devido ao fato de neutrinos possuírem massa.

Este artigo está organizado da seguinte maneira: na seção II daremos uma visão geral do mecanismo de MaVaN, explicitando como o modelo é idealizado. Já na seção III, mostraremos um tipo específico de modelo que foi criado para analisar os neutrinos solares e que extendemos seu uso para os neutrinos de supernova. Na seção IV apresentaremos um modelo fenomenológico desenvolvido por nós para MaVaNs, que depende da densidade de neutrinos do meio. Na seção V apresentamos os nossos resultados para o limite da massa dos neutrinos no contexto dos dois modelos de MaVaN citados. Por fim, na seção VI, apresentaremos as conclusões deste trabalho.

II. MOTIVAÇÃO E VISÃO GERAL

Neutrinos são usualmente evocados para explicar o setor escuro do universo, uma vez que a escala de energia da energia escura é da ordem de $(2 \times 10^{-3} \text{ eV})^4$, que é comparável com a escala de diferença de massa ao quadrado, $\Delta m_\nu^2 \approx 10^{-4} \text{ eV}^2$. A ideia de utilização de MaVaN foi inicialmente elaborada por alguns dos seguintes artigos: [17, 23, 25–27]. Em [27], por exemplo, há a noção que modificações nas oscilações dos neutrinos, uma vez que há a variação de massa, poderiam ser uma evidência desta nova interação entre o setor de neutrinos e o setor de energia escura.

Como a quintessência, o modelo de MaVaN introduz um campo escalar que varia lentamente com o tempo, apelidado de *aceleron*, cujo valor determina a massa m_ν do neutrino. O aumento da densidade de energia associada com maior valor de m_ν afeta a dinâmica do *aceleron*, de tal forma que uma lenta variação da densidade de energia escura pode ser alcançada sem um potencial extremamente plano do campo escalar. De maneira mais quantitativa, dizemos que a densidade de energia deste setor escuro possui duas componentes: os neutrinos (ρ_ν) e a energia escura (ρ_{DE}). Logo podemos escrever:

$$\rho_{dark} = \rho_\nu + \rho_{DE}(m_\nu). \quad (1)$$

Em [17] foram considerados as consequências da Eq.(1), fazendo-se a hipótese de que ρ_{dark} é estacionário com respeito a variação da massa do neutrino, como se estivesse simulando o papel atual da constante cosmológica. Efetivamente, isto torna a massa do neutrino um parâmetro variável à medida que o universo evolui no tempo. Logo, do ponto de vista de [17], a massa do neutrino passa a ser determinada pela constante competição entre ρ_ν e ρ_{DE} . A altas temperaturas, ρ_ν evolui proporcionalmente com T^4 , ou seja, o neutrino é extremamente relativístico e sua densidade de energia é muito maior que sua massa. Já ρ_{DE} , a altas temperaturas, não é tão relevante e só passa a ser comparável a ρ_ν quando o neutrino torna-se não-relativístico. Sendo ρ_{dark} estacionário, por hipótese, sob mudança de m_ν podemos escrever:

$$\frac{\partial \rho_{dark}}{\partial m_\nu} = n_\nu + \frac{\partial \rho_{DE}(m_\nu)}{\partial m_\nu} = 0, \quad (2)$$

em que n_ν é a densidade de neutrinos. Para um certo caso de modelo de energia escura (mais tarde veremos um modelo aplicado a meios como o sol e supernova), podemos usar a equação acima para determinar a evolução da massa do neutrino como o parâmetro de escala, ou o tempo ou mesmo a temperatura. Na referência [17] a Eq.(2) é usada com a equação de conservação de energia para uma métrica de Friedmann-Robertson-Walker (FRW) [$\dot{\rho} = -3H(\rho + p)$] para deduzir a equação de estado deste setor escuro. Se definirmos w , como equação de estado do setor escuro,

$$w = \frac{p_{dark}}{\rho_{dark}}. \quad (3)$$

Logo a equação de estado (3) pode ser escrita facilmente por:

$$w + 1 = \frac{m_\nu n_\nu}{\rho_{dark}} = \frac{m_\nu n_\nu}{m_\nu n_\nu + \rho_{DE}}. \quad (4)$$

Analisemos um pouco a equação acima. Se $w \approx -1$, então a contribuição dos neutrinos para a parte escura é muito pequena, ou seja, $m_\nu n_\nu$ é uma fração muito pequena de ρ_{dark} . Se w não se modifica de maneira significativa com o fator de escala (com a evolução do universo), a , então ρ_ν e ρ_{dark} possuirão a mesma dependência com o fator de escala (a). Da equação de conservação de energia sabemos que $\rho_{dark} \approx a^{-3(1+w)}$. Uma vez que, na época de interesse, a quantidade de neutrinos evolui $n_\nu \propto a^{-3}$, então a massa do neutrino é aproximadamente inversamente proporcional a densidade de neutrinos:

$$m_\nu \approx n_\nu^w \approx 1/n_\nu. \quad (5)$$

Nas próximas duas seções, III e IV, propomos a análise de dois modelos de MaVaN. O primeiro baseado no artigo de Cirelli *et al.* [28], que discute a propagação de neutrinos de massa variável no sol e suas implicações para a oscilação destes neutrinos solares. No outro modelo, construído por nós, discutimos e apresentamos, apoiado no modelo anterior, e motivado e inspirado pelo trabalho de França *et al.* [29], que propõe uma parametrização com grande liberdade e variabilidade, sem apelar para nenhum modelo específico de campo escalar, nossa nova parametrização para o modelo de MaVaN usado num ambiente densamente povoado de neutrinos, como uma supernova.

III. MODELO DE MAVAN POR CIRELLI *ET AL.*

Primeiramente vamos revisar o modelo de Cirelli *et al.* [28], que é usado para o caso dos neutrinos solares. Nossa dedução da massa efetiva dos neutrinos na presença dos neutrinos de fundo do sol (ou supernova), em que a massa do neutrino é um campo dinâmico m_ν e é não explicitamente dependente da massa do campo aceleron A .

A lagrangiana efetiva usada para a massa do neutrino é dada por:

$$L = m_\nu \bar{\nu}^C \nu + V_{tot}(m_\nu). \quad (6)$$

Na Eq.(6), $V_{tot} = V_\nu(m_\nu) + V_0(m_\nu)$ representa o potencial com contribuição dos neutrinos do meio ($V_\nu(m_\nu)$) e do potencial advindo do escalar ($V_0(m_\nu)$), respectivamente. A contribuição dos neutrinos de fundo à densidade de energia é

$$V_\nu(m_\nu) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \sqrt{(k^2 + m_\nu^2)} f(k), \quad (7)$$

em que $f(k)$ é a soma dos números de ocupação para neutrinos e antineutrinos com momentum k , sendo tais espécies relativísticas. Há também uma contribuição dos neutrinos do Big Bang, sendo que seu respectivo potencial é dado abaixo:

$$V_{CvB} = m_\nu n^{CvB}. \quad (8)$$

Na Eq.(8), n^{CvB} é a densidade cósmica de neutrinos de fundo, que é aproximadamente 113 cm^{-3} para cada sabor de (anti)neutrino. Cirelli *et al.* ignoram a contribuição do acoplamento entre matéria ordinária e neutrinos, mediado pelo aceleron. Tal acoplamento pode ser visto no artigo [27].

Minimizamos o potencial para encontrar a dependência da massa dos neutrinos com a densidade de neutrinos:

$$\frac{\partial V_{tot}(m_\nu)}{\partial m_\nu} = 0, \quad (9)$$

e obtemos, para neutrinos relativísticos:

$$n_\nu^{CvB} + \frac{m_\nu}{E_\nu} n_{\nu,meio} + V_0'(m_\nu) = 0. \quad (10)$$

É importante notar que a Eq.(10) depende do tipo de potencial (V_0) do campo escalar e nós escolhemos

$$V_0(m_\nu) = \Lambda^4 f\left(\frac{m_\nu}{\mu}\right), \quad (11)$$

em que Λ^4 é a escala da constante cosmológica e f depende da taxa adimensional m_ν/μ , em que μ é uma escala de massa sem importância particular para nossa discussão.

A equação de estado da energia escura será

$$w + 1 = -\frac{m_\nu^0 V_0'(m_\nu)}{V_{tot}(m_\nu^0)}. \quad (12)$$

Como vimos anteriormente, segundo dados atuais, $w \approx -1$. Este valor da equação de estado implica que o potencial precisa ser plano ($\frac{dV_0(m_\nu)}{dm_\nu} \ll 1$) e seguindo a equação de minimização, escrita em (9), temos que $\frac{dV_0(m_\nu)}{dm_\nu} < 0$. Então o potencial precisa ser uma função monotonicamente decrescente em relação à massa dos neutrinos. Nossa escolha para a função f será:

$$f\left(\frac{m_\nu}{\mu}\right) = \log\left(\frac{\mu}{m_\nu}\right). \quad (13)$$

Vamos definir $A \equiv (n^{\nu,meio}/n^{CvB})(1/\langle E_\nu \rangle)$ ($n^{\nu,meio}$ é a densidade de neutrinos do meio, como o sol ou supernova, e $\langle E_\nu \rangle$ é a energia média dos neutrinos) e resolver a Eq.(10) utilizando-se as Eqs.(11) e (13). Desta maneira obtemos:

$$m_\nu - m_\nu^0 = -Am_\nu^2, \quad (14)$$

em que m_ν^0 é a massa do neutrino no vácuo. Esta solução, para pequenos valores de A , é dada por:

$$m_\nu = m_\nu^0 - A(m_\nu^0)^2 + \dots \quad (15)$$

Ambas equações acima podem ser usadas para cada autoestado de massa de neutrinos e o acoplamento no setor escuro leva a uma mudança da massa do neutrino, mas não alteram a estrutura leptônica que é determinada ou por outras contribuições de setores não-escuros para a massa do neutrino ou pelo setor leptônico carregado da teoria [28].

Continuando a seguir tal referência teremos:

$$n_1(x) = \cos^2 \theta_\nu n_{\nu_e}(x); A_1(x) = \cos^2 \theta_\nu A(x); \quad (16)$$

$$n_2(x) = \sin^2 \theta_\nu n_{\nu_e}(x); A_2(x) = \sin^2 \theta_\nu A(x), \quad (17)$$

em que θ_V é o ângulo de mistura no vácuo.

É claro que é fundamental que para tais cálculos temos que estimar o perfil de densidade de neutrinos no meio, seja na supernova ou no sol. Na sequência, vamos discutir como chegar a essa densidade de neutrinos. Nosso ambiente escolhido será uma supernova, que está no estágio de evolução com 1 s depois do rebote (t_{pb}).

O número de neutrino n_V é calculado por $dn_V = R(t)P(r)dAdt$, em que $R(t)$ é a taxa de emissão de neutrinos da neutrinosfera, que possui um raio R_V , $P(r)$ é a distribuição radial de neutrinos ($\int PdA = 1$), e estes neutrinos estão distribuídos numa região de volume $2\pi(\vec{R}_V - \vec{x})^2 c dt$. Então a densidade de neutrinos é dependente da distância do centro da neutrinosfera, r :

$$n_V(r) = \frac{L_V}{\langle E_V \rangle} \frac{1}{8\pi c R_V r} \ln \left(\frac{r + R_V}{r - R_V} \right), \quad (18)$$

em que L_V e $\langle E_V \rangle$ são, respectivamente, a luminosidade e a energia média dos neutrinos. Tipicamente, para um tempo $t_{pb} > 1s$, $\langle E_{\nu_e} \rangle \approx 11$ MeV, $\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle \approx 16$ MeV, $\langle E_{\nu_x} \rangle \approx 25$ MeV ($x = \mu, \tau$) e $L_V \approx 10^{51}$ erg/s, para todos os sabores de neutrinos. O tamanho da neutrinosfera depende de cada sabor de neutrinos, mas colocamos $R_V \approx 9$ km, que é um valor típico e aproximadamente o valor do núcleo da supernova no instante que estamos considerando. Na figura abaixo mostramos a curva obtida pela Eq.(18).

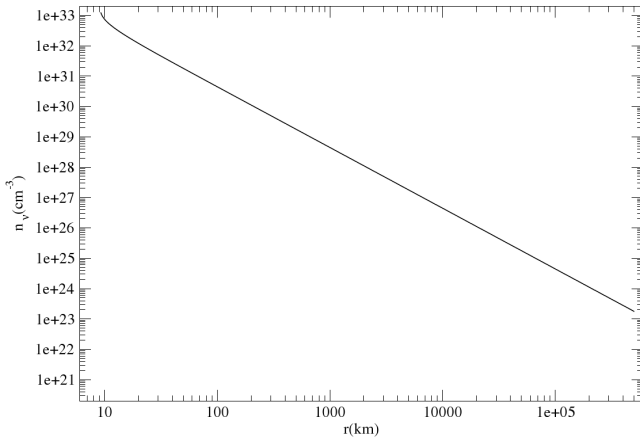


Figura 1: Esta figura mostra a evolução da densidade de neutrinos como função do raio de supernova acima da neutrinosfera.

Para $r \gg R_V$ a expressão acima, Eq.(18), sendo F o fluxo de neutrinos ($F = L_V/\langle E_V \rangle$), ficará escrita como:

$$n_V = \frac{F}{4\pi c r^2}, \quad (19)$$

como é exatamente esperado.

Mostramos abaixo, Fig. 2, a evolução da massa do neutrino à medida que este se propaga, usando a Eq. (14), para $m_V^0 \approx$

63 eV (curva cheia), valor este que é meramente ilustrativo e está associado ao limite obtido através do modelo Cirelli *et al.* - ver seção V. O mesmo padrão de curva seria encontrado para um diferente valor de m_V^0 , como por exemplo 12 eV (curva tracejada). Vemos claramente que, para atingir o parâmetro de massa do vácuo, são necessárias distâncias da ordem de parsecs, uma vez que A é extremamente elevado dentro da supernova, já que a densidade de neutrinos é extremamente alta.

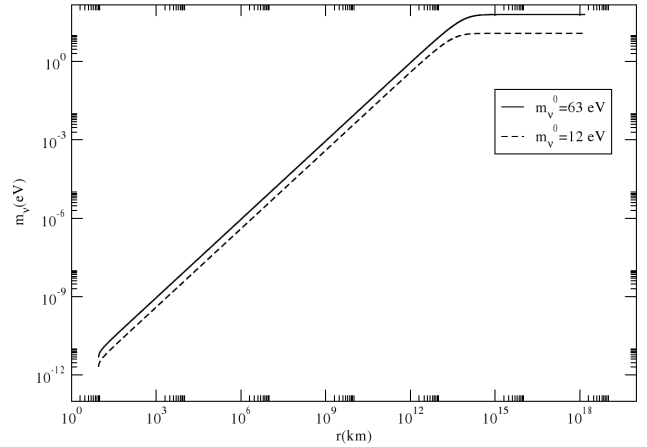


Figura 2: Evolução da massa do neutrino considerando Eq. (14) para $m_V^0 \approx 63$ eV (curva cheia) e $m_V^0 \approx 12$ eV (curva tracejada).

IV. UM OUTRO MODELO

Nós vamos construir um modelo MaVaN completamente fenomenológico. Nossa construção é feita através m_V porque estamos interessados na determinação da massa dos neutrinos[46]. O modelo visa $m \equiv m_{mavan}$, em que a massa pode aumentar ou diminuir à medida que o neutrino se propaga no meio. Nele haverá a possibilidade de controlarmos o quanto o valor de m_{mavan} poderá variar até chegar a seu valor de vácuo (m_0). Chamaremos isto de amplitude e será representado pela letra δ . δ pode ser positivo ou negativo. Se for positivo, ocorrerá aumento do valor de m_{mavan} durante a propagação. No entanto, se for negativo, ocorrerá a diminuição do valor de m_{mavan} à medida que o neutrino se propaga. Outros dois parâmetros importantes para construção de nosso modelo serão η e n_V^0 . Eles controlam a velocidade e o ponto que m_{mavan} atingirá o valor de vácuo, isto é, o quanto rápida ou lenta será a evolução de m_{mavan} e em que ponto começará a modificação do valor de m_{mavan} . Em nosso trabalho tomamos o devido cuidado para escolher δ de forma que m_V não apresente valores negativos. Aqui apresentamos a equação de evolução de m_{mavan} [30]:

$$m_{mavan} = m_0 - \frac{\delta}{1 + (n_V/n_V^0)^{-\eta}}. \quad (20)$$

Acima, em Eq. (20), n_V é a densidade de neutrinos, e os parâmetros n_V^0 e η controlam o perfil da dependência da massa

do neutrino. A variação de massa ocorre próxima de n_v^0 , e para $n_v \ll n_v^0$ ($n_v \gg n_v^0$) o valor de m_{mavan} tende ao valor assintótico de m_0 ($m_0 + \delta$). O parâmetro η controla o quão rápido se pode atingir os valores assintóticos.

Nossa parametrização é bem versátil em reproduzir o comportamento de outros modelos específicos. Por exemplo, o modelo apresentado por [28] é bem reproduzido escolhendo $\delta = 10$ eV, $\eta = 1$ e $n_v^0 = 34500$ cm⁻³.

V. DETERMINAÇÃO DA MASSA DO NEUTRINO

A ideia básica para determinar a massa do neutrino a partir de observações de neutrinos de supernova foi discutida por Zatspein [24] em 1968 e, pouco depois, por Cabibbo [31] e Piran [32] no começo dos anos 1980. A ideia é simples. Neutrinos de supernova são relativísticos, isto é, sua energia é muito maior que sua massa ($E \gg m$). A velocidade de grupo de propagação do neutrino é

$$v = \frac{p}{E} = \sqrt{1 - \frac{m^2}{E^2}} \approx 1 - \frac{m^2}{2E^2}. \quad (21)$$

Se um neutrino é emitido por uma fonte a uma distância D de um detector, o tempo de voo de um neutrino massivo, se comparado com uma partícula sem massa, como um fóton ou um gráviton, emitido pela mesma fonte, será

$$\Delta t = \frac{D}{v} - D = \frac{m^2}{2E^2} D \approx 2.57 \left(\frac{m}{\text{eV}} \right)^2 \left(\frac{E}{\text{MeV}} \right)^{-2} \frac{D}{50 \text{kpc}} \text{ s}. \quad (22)$$

Se neutrinos são emitidos em uma explosão com duração de ΔT_0 , a observação de eventos separados por um intervalo de tempo maior que ΔT_0 daria-nos um indício da massa do neutrino ($\Delta T_0 \leq \Delta T_{obs}$). Aqui consideramos obviamente que E , energia média dos neutrinos, e D são conhecidos. Se usarmos as informações extraídas de SN1987A, consideraremos os eventos de Kamiokande-II (KII) [33] para colocar o limite na massa do neutrino, uma vez que seus eventos possuem menor energia que os de IMB [34]. Ressaltamos que chamamos genericamente m_v^0 o valor da massa de m_1 , principal componente de v_e ($\bar{\nu}_e$).

Vamos aqui considerar três tipos de análise. A primeira, independente de modelo, o tempo $\Delta t \approx \Delta T_{obs} \approx 12$ s, que se referem aos 12 primeiros eventos de Kamiokande-II [33] detectados de SN1987A. Este limite é muito pouco restritivo e apresenta, para a situação padrão, $m_v^0 < 32$ eV. Considerando o mesmo procedimento, agora usando o modelo de MaVaN representado pela Eq. (14), o limite superior para m_v^0 será de 63 eV. Ocorre uma relaxação do limite pelo fato da massa, que é um campo dinâmico, assumir valores muito pequenos no início da propagação (veja Fig. 2) e o retardo é ocasionado somente tardiamente para raios acima de 10¹⁰ km. Considerando agora o modelo na Eq. (20), devemos esclarecer que escolhemos os parâmetros δ , η e n_v^0 de forma que a massa do neutrino não atingisse valores negativos e a sua modificação ocorre principalmente dentro da supernova, onde a concentração de neutrinos é mais elevada. Dentro deste contexto, enfatizamos que os valores escolhidos são apenas ilustrativos.

Por exemplo, para $\delta = 2$ eV, $\eta = 0.8$ e $n_v^0 = 10^{28}$ cm⁻³, o limite obtido para massa é de aproximadamente $m_v^0 < 32$ eV. Este limite é o mesmo do caso sem MaVaN, uma vez que a variação da massa do neutrino ocorre dentro da supernova e a amplitude de variação é pequena. Para os mesmos parâmetros, exceto $\delta = -20$ eV, que apresenta massas maiores no início da propagação e, portanto, já um retardo inicial considerável, o limite na massa será reduzido a $m_v^0 < 29$ eV.

Um segundo limite, também independente do modelo de emissão dos neutrinos, foi obtido por Schramm [35]. O limite é calculado supondo que a massa, se esta é realmente responsável por causar o espalhamento do sinal no experimento, faz com que os eventos de mais alta energia devem ser os primeiros a serem detectados, como o sétimo evento de KII. Enquanto que os de mais baixa energia devem ser detectados por último. Analisando o sétimo (35.4 ± 8.0 MeV) e o décimo primeiro (13.0 ± 2.6 MeV) evento de KII notamos uma diferença de aproximadamente 9 s entre os tempos de detecção. O máximo valor da massa pode ser calculado tomando $E_7 = 43.4$ MeV e $E_{11} = 15.6$ MeV. O limite obtido é de:

$$m_v^0 < 30 \text{ eV}. \quad (23)$$

Considerando agora o modelo de MaVaN desenvolvido por Cirelli *et al.* obtém-se um limite de 61 eV para a massa do neutrino. Considerando nosso modelo, com $\delta = 2$ eV, $\eta = 0.8$ e $n_v^0 = 10^{28}$ cm⁻³, $m_v^0 < 32$ eV. Se o parâmetro $\delta = -20$, então $m_v^0 < 28$ eV. As razões para a proximidade (distanciamento) do limite superior no valor da massa do neutrino deste modelo (modelo Cirelli *et al.*) comparado com o caso sem MaVaN são os mesmos citados anteriormente para o caso “primeiro limite”.

Um terceiro limite é calculado baseando-se no fato que o limite na massa é extremamente dependente dos eventos de mais baixa energia [36], isto é, aos 6 primeiros eventos de K-II. Tais eventos estão muito provavelmente associados à fase de acreção na emissão de $\bar{\nu}_e$ [37]. Nesta fase os antineutrinos são produzidos através de $e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}_e$. E ela é considerada importante para que a onda de choque seja reativada na explosão de uma supernova. Tal fase dura $\Delta t \approx 500$ ms. Usando uma energia média para os neutrinos de 14 MeV para os antineutrinos desta fase, o valor aproximado da massa do neutrino será $m_v^0 < 6$ eV. Tomando o evento número 3 (7.5 ± 2.0 MeV) como o de mais baixa energia de KII[47], este limite é reduzido para $m_v^0 < 3.3$ eV. Se considerarmos o modelo Cirelli *et al.*, para 14 MeV e 7.5 MeV de energia teremos, respectivamente, $m_v^0 < 12$ eV e $m_v^0 < 6$ eV. Já para o outro modelo MaVaN, para $E = 14$ MeV, com $\delta = 2$ eV, $\eta = 0.8$ e $n_v^0 = 10^{28}$ cm⁻³, $m_v^0 < 6.3$ eV. Mudando para $\delta = -20$, $m_v^0 < 0.5$ eV. Para este parâmetro, devemos tomar um pouco de cuidado, porque quando m_v^0 torna-se menor que 0.5 eV, o valor de Δt muda muito pouco, isto é, a determinação do retardo é praticamente causada pelos valores iniciais de m_v dentro da supernova. Estes são elevados (relacionados com o valor de δ) e mudam muito pouco se m_v^0 é pequeno. Para 7.5 MeV de energia e $\delta = 2$, temos uma massa igual a $m_v^0 < 3.5$ eV. No entanto, para $\delta = -20$, novamente percebemos um efeito semelhante ao ocorrido para $\delta = 2$. Quando a $m_v^0 < 0.01$ eV, $\Delta t \approx 2.3$ s, indicando que o retardo está sendo

determinado pela elevada massa dentro da supernova. Resumimos os resultados de nossa simples análise na tabela I. Muitos autores calcularam limites superiores para os antineutrinos eletrônicos, com especificações e diferenças no modelo de emissão destes antineutrinos, obtendo limites que variam entre 5 – 30 eV [36, 38–44].

Tabela I: Limites superiores nas massas dos neutrinos considerando: sem MaVaN, MaVaN baseado em Cirelli et al, nosso modelo com $\delta = 2$ e $\delta = -20$. Os números em asterisco são os casos em que há uma degenerescência no retardo a partir de certo valor de m_ν^0 .

	Sem MaVaN	Cirelli <i>et al.</i>	$\delta = 2$	$\delta = -20$
$\Delta t = 12$ s	32 eV	63 eV	32 eV	29 eV
Schramm	30 eV	61 eV	32 eV	28 eV
$\Delta t = 0.5$ s (14 MeV)	6 eV	12 eV	6.3 eV	0.5 eV*
$\Delta t = 0.5$ s (7.5 MeV)	3.3 eV	6.3 eV	3.5 eV	0.01 eV*

VI. CONCLUSÕES

Neste artigo apresentamos uma revisão do mecanismo de massa variável de neutrinos. Tais modelos foram usados para

se tentar explicar o fenômeno da atual expansão acelerada de nosso universo. Diante deste contexto apresentamos, através do método do retardo no sinal nos neutrinos da supernova SN1987A, com o uso de dois modelos de MaVaN (Cirelli e nosso), limites na massa do neutrino (resultados apresentados na Tabela I). Percebemos que o modelo Cirelli *et al.* apresenta uma relaxação nos limites para as massas, uma vez que estas começam com valores pequenos no início da propagação. Enquanto que nosso modelo, mais geral, para $\delta = 2$, apresenta limites próximos ao caso sem MaVaN. Um cuidado especial deve ser tomado para $\delta = 20$, uma vez que o limite está sendo estabelecido pelos valores iniciais da massa - maiores no início - e que diminuem ao longo da propagação.

Agradecimentos

Os autores são gratos pelo convite dos editores da revista para a publicação deste trabalho. M. M. Guzzo agradece ao CNPq e FAPESP pelo apoio financeiro. F. Rossi-Torres agradece à Unicamp pela hospitalidade na realização deste trabalho.

- [1] A. G. Riess *et al.* [Supernova Search Team Collaboration], *Astron. J.* **116**, 1009 (1998) [arXiv:astro-ph/9805201].
- [2] S. Perlmutter *et al.* [Supernova Cosmology Project Collaboration], *Astrophys. J.* **517**, 565 (1999) [arXiv:astro-ph/9812133].
- [3] P. de Bernardis *et al.* [Boomerang Collaboration], *Nature* **404**, 955 (2000) [arXiv:astro-ph/0004404].
- [4] J. Dunkley *et al.* [WMAP Collaboration], *Astrophys. J. Suppl.* **180**, 306 (2009) [arXiv:0803.0586 [astro-ph]].
- [5] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)* **1917**, 142 (1917).
- [6] S. Weinberg, *Rev. Mod. Phys.* **61**, 1 (1989).
- [7] M. Kowalski *et al.* [Supernova Cosmology Project Collaboration], *Astrophys. J.* **686**, 749 (2008) [arXiv:0804.4142 [astro-ph]].
- [8] E. J. Copeland, M. Sami e S. Tsujikawa, *Int. J. Mod. Phys. D* **15**, 1753 (2006) [arXiv:hep-th/0603057].
- [9] R. R. Caldwell e M. Kamionkowski, arXiv:0903.0866 [astro-ph.CO].
- [10] P. J. E. Peebles e B. Ratra, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 559 (2003) [arXiv:astro-ph/0207347].
- [11] J. Frieman, M. Turner e D. Huterer, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **46**, 385 (2008) [arXiv:0803.0982 [astro-ph]].
- [12] G. W. Anderson e S. M. Carroll, arXiv:astro-ph/9711288.
- [13] J. A. Casas, J. Garcia-Bellido e M. Quiros, *Class. Quant. Grav.* **9**, 1371 (1992) [arXiv:hep-ph/9204213].
- [14] J. Garcia-Bellido, *Int. J. Mod. Phys. D* **2**, 85 (1993) [arXiv:hep-ph/9205216].
- [15] D. Comelli, M. Pietroni e A. Riotto, *Phys. Lett. B* **571**, 115 (2003) [arXiv:hep-ph/0302080].
- [16] M. Kawasaki, H. Murayama e T. Yanagida, *Mod. Phys. Lett. A* **7**, 563 (1992).
- [17] R. Fardon, A. E. Nelson e N. Weiner, *JCAP* **0410**, 005 (2004) [arXiv:astro-ph/0309800].
- [18] S. Singh e C. P. Ma, *Phys. Rev. D* **67**, 023506 (2003) [arXiv:astro-ph/0208419].
- [19] G. J. . Stephenson, J. T. Goldman e B. H. J. McKellar, *Mod. Phys. Lett. A* **12**, 2391 (1997) [arXiv:hep-ph/9610317].
- [20] G. J. . Stephenson, J. T. Goldman e B. H. J. McKellar, *Int. J. Mod. Phys. A* **13**, 2765 (1998) [arXiv:hep-ph/9603392].
- [21] P. Gu, X. Wang e X. Zhang, *Phys. Rev. D* **68**, 087301 (2003) [arXiv:hep-ph/0307148].
- [22] R. F. Sawyer, *Phys. Lett. B* **448**, 174 (1999) [arXiv:hep-ph/9809348].
- [23] P. Q. Hung, arXiv:hep-ph/0010126.
- [24] G. T. Zatspein, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **8**, 333 (1968).
- [25] M. z. Li, X. l. Wang, B. Feng e X. m. Zhang, *Phys. Rev. D* **65**, 103511 (2002) [arXiv:hep-ph/0112069].
- [26] R. D. Peccei, *Phys. Rev. D* **71**, 023527 (2005) [arXiv:hep-ph/0411137].
- [27] D. B. Kaplan, A. E. Nelson e N. Weiner, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 091801 (2004) [arXiv:hep-ph/0401099].
- [28] M. Cirelli, M. C. Gonzalez-Garcia e C. Pena-Garay, *Nucl. Phys. B* **719**, 219 (2005) [arXiv:hep-ph/0503028].
- [29] U. Franca, M. Lattanzi, J. Lesgourgues e S. Pastor, *Phys. Rev. D* **80**, 083506 (2009) [arXiv:0908.0534 [astro-ph.CO]].
- [30] M. M. Guzzo, P. C. de Holanda, O. L. G. Peres e F. Rossi-Torres, em preparação.
- [31] N. Cabibbo, *In *Rome 1980, Proceedings, Astrophysics and Elementary Particles**, 299-307
- [32] T. Piran, *Phys. Lett. B* **102**, 299 (1981).
- [33] K.S. Hirata *et al.*, *Phys. Rev. D* **38** (1988) 448; K. Hirata *et al.* [Kamiokande-II Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1490.
- [34] R.M. Bionta *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1494; C.B. Brat-

- ton *et al.* [IMB Collaboration], Phys. Rev. D **37** (1988) 3361.
- [35] D. N. Schramm, Comments Nucl. Part. Phys. **17**, 239 (1987).
- [36] G. Pagliaroli, F. Rossi-Torres e F. Vissani, Astropart. Phys. **33**, 287 (2010) [arXiv:1002.3349 [hep-ph]].
- [37] G. Pagliaroli, F. Vissani, M.L. Costantini e A. Ianni, Astropart. Phys. **31** (2009) 163.
- [38] J. N. Bahcall e S. L. Glashow, Nature **326**, 476 (1987).
- [39] M. Takahara e K. Sato, Mod. Phys. Lett. A **2**, 293 (1987) [Erratum-ibid. A **2**, 449 (1987)].
- [40] W. D. Arnett e J. L. Rosner, Phys. Rev. Lett. **58**, 1906 (1987).
- [41] K. Sato e H. Suzuki, Phys. Rev. Lett. **58**, 2722 (1987).
- [42] D. N. Spergel e J. N. Bahcall, Phys. Lett. B **200**, 366 (1988).
- [43] L. M. Krauss, Nature **329**, 689 (1987).
- [44] L. F. Abbott, A. De Rujula e T. P. Walker, Nucl. Phys. B **299**, 734 (1988).
- [45] Nesta referência também se apresenta uma crítica ao problema da constante cosmológica.
- [46] Tal construção é baseada num modelo em que fazemos a variação do Δm^2 , uma vez que estamos interessados em mecanismos de oscilação em supernovas [30].
- [47] Aqui não consideramos o sexto evento, porque em diversas análises o mesmo não é considerado como sinal.