



Instituto de Física Teórica
Universidade Estadual Paulista

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

IFT-D.006/2016

MATÉRIA ESCURA E O MODELO DO DUBLETO INERTE

Vivian Ventura Ferreira Luiz

Orientador

Dr. Eduardo Pontón Bayona

São Paulo - SP

05 de Setembro de 2017

Vivian Ventura Ferreira Luiz

MATÉRIA ESCURA E O MODELO DO DUBLETO INERTE

Dissertação apresentada ao Programa de Pós graduação em Física Teórica, da Universidade Estadual Paulista, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Área de Concentração: Física de Partículas

Orientador: Eduardo Pontón Bayona

São Paulo - SP

Instituto de Física Teórica - UNESP

Setembro/2017

*À minha amada avó Francisca Nitão Ferreira.
Eu dedico este trabalho.*

Agradecimentos

Agradeço, em especial, à minha querida mãe, Sônia, pela paciência, dedicação, incentivo e por tudo o que fez e faz por mim. Ao meu querido pai, Manoel, pelo amor incondicional e esforços para me proporcionar uma boa educação;

Ao meu irmão, Vinicius, agradeço pela paciência e cumplicidade, pelos momentos de descontração e por me manter informada sobre o que estava acontecendo no mundo. Peço desculpas por minhas oscilações de humor e por expulsá-lo do meu quarto enquanto estudava;

À minha querida avó, Francisca, pela inspiração, por sempre acreditar e plantar as primeiras sementes da curiosidade em mim;

Ao meu querido namorado, Cláudio, que esteve presente em todos os momentos me apoiando, incentivando e quando necessário me mandando parar de estudar (risos);

Ao meu orientador, Eduardo Pontón, pela imensa paciência e persistência, pela grande oportunidade e todo o aprendizado gerado por ela, e por sempre ser tão dedicado na preparação das aulas, cuidando para que aprendêssemos o sentido físico das coisas. Uma referência para mim como orientador e professor;

À todos os colegas que me ajudaram durante o desenvolvimento deste trabalho. Em especial, agradeço ao meu querido amigo, Carlos Bautista, por toda companhia e discussões sobre o trabalho e disciplinas realizadas durante o curso;

Ao meu melhor amigo, Dérick Rosa, pelo apoio e incentivo, por ver as coisas de forma crítica e estar presente em todos os momentos desde os desesperos compartilhados até as listas infinitas. Obrigada por fazer parte desta caminhada;

Ao meu querido amigo, Javier Montaña, pelo apoio, incentivo e gestos de colaboração;

À banca examinadora, por ter aceitado o convite;

Ao IFT/UNESP por proporcionar um ensino de qualidade;

À CAPES, pelo suporte financeiro;

Enfim, agradeço a todos que participaram desta minha jornada direta ou indiretamente.

RESUMO**MATÉRIA ESCURA E O MODELO DO DUBLETO INERTE**

Vivian Ventura Ferreira Luiz

Orientador: Eduardo Pontón Bayona

O problema da matéria escura é uma das questões abertas da cosmologia e da física de partículas. Inúmeras observações, em diferentes escalas astronômicas, sustentam que a quantidade de matéria luminosa presente não é capaz de explicar o comportamento observado. A solução para esta inconsistência foi obtida através da introdução de uma nova forma de matéria que, não interagindo com a luz, foi intitulada por matéria escura. O Modelo Padrão da Cosmologia indica que esta componente contribui com mais de 80% da densidade de matéria no Universo, deve ser estável, não relativística e sua densidade relíquia deve combinar com as medidas obtidas pelas flutuações da CMB. Apesar disso, a natureza da matéria escura ainda é um mistério. Entre as partículas candidatas à matéria escura os mais populares são os chamados WIMPs. Esta espécie é considerada uma relíquia térmica e podem fornecer uma abundância compatível com a observada. Nesta direção, o presente trabalho então, trata uma extensão do Modelo Padrão da Física de Partículas, uma vez que este modelo não fornece nenhuma partícula apropriada à matéria escura, chamada Modelo do Dubleto Inerte, que é obtido adicionando um novo dubleto escalar por meio de uma simetria \mathbb{Z}_2 que desenvolve uma configuração de vácuo trivial. Dentro do novo espectro de partículas estudamos aquela que parece propor um candidato viável à matéria escura.

Palavras-chave: Modelo Padrão, Extensões Modelo Padrão, Matéria Escura, Modelo do Dubleto Inerte.

Áreas de Conhecimento: Física Teórica, Física de partículas.

ABSTRACT**DARK MATTER AND THE INERT DOUBLET MODEL**

Vivian Ventura Ferreira Luiz

Advisor: Eduardo Pontón Bayona

The problem of dark matter is one of the open questions of cosmology and particle physics. Several observations, at different astronomical scales, maintain that the amount of light matter present is not able to explain the observed behavior. The solution to this inconsistency was obtained by introducing a new form of matter which, not interacting with light, was titled as dark matter. The Standard Model of Cosmology indicates that this component contributes with more than 80% of the matter density in the Universe, must be stable, non relativistic and its relic density should match with the measurements obtained by the fluctuations of the CMB. Despite this, the nature of dark matter is still a mystery. Among the candidate particles for dark matter the most popular are the so-called WIMPs. This species is considered a thermal relic and can provide an abundance compatible with that observed. In this direction, the present work then deals with an extension of the Standard Model of Particle Physics, since this model does not provide any particle appropriate to dark matter, called Inert Doublet Model, which is obtained by adding a new scalar doublet through a \mathbb{Z}_2 symmetry that develops a trivial vacuum configuration. Inside this new spectrum of particles we study the one that seems to propose a viable candidate to the dark matter.

Keywords: Standard Model, Extensions Standard Model, Dark Matter, Inert Doublet Model.

Areas of knowledge: Theoretical Physics, Particle Physics.

Conteúdo

1. <i>Introdução</i>	3
2. <i>Modelo Padrão</i>	5
2.1 Simetrias e Leis de Conservação	5
2.1.1 Teorema de Noether	6
2.1.2 Invariância de Gauge	7
2.2 Quebra Espontânea de Simetria	9
2.2.1 Teorema de Goldstone	9
2.2.2 Mecanismo de Higgs	11
2.3 Modelo Padrão	12
2.3.1 Conteúdo de Campos	13
2.3.2 Lagrangiano	15
2.3.3 Espectro de Partículas	17
3. <i>Além do Modelo Padrão</i>	23
3.1 Evidências Experimentais	23
3.1.1 Oscilação dos neutrinos	23
3.1.2 Assimetria Matéria-Antimatéria	25
3.1.3 Matéria escura	26

3.2	Evidências Teóricas	29
3.2.1	Massa dos Férmions	29
3.2.2	Massa do Higgs	30
3.3	Teorias Além do Modelo Padrão	33
3.3.1	2HDM	33
3.3.2	MSSM	34
3.3.3	Little Higgs	35
4.	<i>Matéria Escura</i>	37
4.1	Cosmologia Padrão	37
4.1.1	Equações de Friedmann	38
4.1.2	Termodinâmica do Universo	40
4.1.3	Equação de Boltzmann	43
4.2	Matéria Escura	46
4.3	Métodos de Detecção	50
5.	<i>Modelo de Dupleto Inerte</i>	52
5.1	2HDM	52
5.1.1	O Lagrangiano	52
5.1.2	Restrições Teóricas	54
5.1.3	Estado Fundamental	54
5.2	Modelo Inerte	55
5.2.1	Restrições Teóricas	58
5.2.2	Espectro da Teoria	59
5.2.3	Observáveis da Teoria	64
5.3	Matéria Escura no Modelo Inerte	69
6.	<i>Conclusões e Perspectivas Futuras</i>	74

Introdução

O Modelo Padrão [1] é uma teoria que identifica as partículas elementares e descreve suas três das quatro forças fundamentais - forte, fraca e eletromagnética. O sucesso desta teoria deve-se à sua capacidade em prever, com grande precisão, uma enorme quantidade dos fenômenos físicos observados e a sua consolidação ocorreu no ano de 2012 com a confirmação do bóson de Higgs [2, 3].

Apesar do grande êxito desta teoria há, ainda, uma variedade de fenômenos observados que não são explicados e algumas fragilidades teóricas [4]. Os argumentos que sustentam afirmações como esta são: oscilação de neutrinos indicando que estas partículas devem ter massa; o déficit de massa em diversas observações astronômicas indicando a existência de um outro tipo de matéria, a qual denominaram por matéria escura; existência de mais partículas do que anti-partículas indicando uma assimetria entre matéria e anti-matéria; inconsistência na massa do bóson de Higgs ao considerar correções quânticas, indicando uma fragilidade na teoria etc. Estas evidências apontam que a teoria ainda não está completa e sugerem que nova física deve ser esperada. Nesta direção, inúmeras extensões do modelo padrão têm sido propostas envolvendo um conjunto de novas partículas que interagem com as partículas do modelo padrão.

A existência de uma matéria escura foi levantada na década de 30 pelo astrônomo suíço Fritz Zwicky [46] e, esta hipótese, foi sendo reforçada com o passar dos anos em uma série de fenômenos astrofísicos e cosmológicos. Esta componente corresponde uma fração significa-

tiva do conteúdo do Universo e, conforme as observações e o Modelo Padrão da Cosmologia, deve consistir de matéria não luminosa; não bariônica; ser estável, em escalas cosmológicas, e principalmente não relativística. Apesar disso, a natureza da matéria escura ainda permanece desconhecida, visto que o modelo padrão não fornece nenhum candidato apropriado. Um candidato bastante promissor, que têm sido foco de estudos, são os chamados *WIMPs**, considerados uma relíquia térmica do Universo Primordial possuem seção de choque de aniquilação na escala da interação fraca e podem fornecer uma abundância compatível com a medida pela colaboração Planck [6], através das flutuações da CMB.

Nesta dissertação abordamos o Modelo do Dupleto Inerte, ou simplesmente modelo inerte, com o intuito de propor um candidato a matéria escura. Este modelo é uma das extensões mais simples do modelo padrão que adiciona um novo dupleto escalar através de uma simetria discreta \mathbb{Z}_2 . As novas partículas deste dupleto estão protegidas pela simetria \mathbb{Z}_2 , aparecendo sempre aos pares, o que concede estabilidade à mais leve, logo, este escalar é um possível candidato à matéria escura. A viabilidade deste é avaliada calculando a seção de choque de aniquilação no limite não relativístico e analisando para quais regiões de parâmetros espaciais a mesma deve produzir a correta a abundância relíquia.

A dissertação foi estruturada da seguinte maneira: no capítulo 2 revisamos os principais aspectos do modelo padrão da física de partículas; no capítulo 3 justificamos a necessidade de estender o modelo padrão, descrevendo algumas das evidências experimentais e teóricas, assim como algumas das teorias propostas; no capítulo 4 revisamos o modelo padrão da Cosmologia enfatizando a matéria escura e seus principais resultados; no capítulo 5 descrevemos o modelo inerte sob a perspectiva da matéria escura e no último capítulo apresentamos as conclusões e as perspectivas futuras.

* do inglês, *Weakly Interacting Massive Particles*

Modelo Padrão

O Modelo Padrão, é uma teoria que identifica as partículas elementares e descreve três das quatro interações fundamentais conhecidas - forte, fraca e eletromagnética (as duas últimas unificadas na força eletrofraca). A teoria foi formulada na década de 1970, firmada experimentalmente no início da década de 80 e consolidada no ano de 2012 depois de rigorosos experimentos que testaram e verificaram a eficácia da mesma nos menores detalhes, confirmando todas as suas previsões.

Neste capítulo reproduzimos de maneira simples as duas ferramentas fundamentais para a construção de modelos em física de partículas: simetrias e quebra espontânea de simetria. No que se refere ao modelo padrão escrevemos especificamente o que é o conteúdo de campos, as interações e a estrutura da densidade do lagrangiano. Em seguida, exploramos o vácuo e o conteúdo de partículas da teoria.

2.1 *Simetrias e Leis de Conservação*

Simetrias exercem um papel fundamental na física e a implicação mais importante desta propriedade está na sua conexão com as leis de conservação. A concepção de simetria como um tipo de transformação que permite ao sistema permanecer inalterado possibilitou que este conceito fosse estendido. Na física, a simetria de um sistema manifesta uma quantidade que permanece inalterada sob alguma transformação, ou seja, quantidades invariantes. Visto que as leis de conservação revelam a existência de quantidades que permanecem inalteradas

independente da evolução do sistema, podemos ver que considerações de simetria podem ser utilizadas para derivar leis de conservação e a dedução matemática dessa relação encontra-se descrita no conhecido teorema de Noether.

2.1.1 Teorema de Noether

O teorema de Noether [7, 8] estabelece uma conexão entre as simetrias da teoria e leis de conservação, demonstrando que leis de conservação são consequências naturais das simetrias da teoria. Um sistema é descrito pelo funcional ação S que, em teoria de campos, é dado por

$$S[\phi(x)] = \int d^4x \mathcal{L}(\phi(x), \partial_\mu \phi(x)) \quad (2.1)$$

e a sua evolução dinâmica é determinada a partir de variações arbitrárias em $\phi(x)$ e $\partial_\mu \phi(x)$,

$$\delta S = \int d^4x \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi(x)} - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi(x))} \right) \right] \delta \phi(x) + \int d^4x \partial_\mu \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi(x))} \delta \phi(x) \right]. \quad (2.2)$$

O princípio de Hamilton, estabelece que a evolução de um sistema físico é estacionária em relação às variações de $\phi(x)$ que se anulam num contorno e são arbitrárias dentro deste, o que resultam nas conhecidas equações de movimento. O teorema de Noether trata o mesmo objeto (ação) e também faz uso do processo variacional entretanto, o objetivo e conjunto de variações consideradas é bastante diferente.

As simetrias se apresentam de duas formas, discreta e contínua, que são classificadas de acordo com a natureza do grupo de transformação envolvido [9], no entanto utilizamos apenas a simetria contínua na aplicação deste teorema devido ela poder ser escrita na forma infinitesimal. A simetria contínua ainda pode ser dividida em dois tipos: simetrias do espaço-tempo (atuam sobre as coordenadas do espaço-tempo) e simetrias internas (atuam somente sobre os campos). Em teoria de campos, as transformações relevantes são transformações nos campos e, no escopo deste teorema, estamos interessados nas transformações que agem simultaneamente e identicamente em todos os pontos do espaço,

$$\phi(x) \longrightarrow \phi'(x) = \phi(x) + \delta\phi(x). \quad (2.3)$$

Transformações com esta também são conhecidas como transformações globais e acarretam que a derivada do campo se transforma da mesma maneira que o campo.

Considerando até a primeira ordem na variação do campo obtemos exatamente a mesma expressão de (2.2). Se (2.3) é uma simetria isso requer que $\delta S = 0$ e usando as equações de movimento obtemos que

$$\partial_\mu \underbrace{\left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} \delta\phi \right]}_{j^\mu} = 0 \quad (2.4)$$

ou seja, a equação de conservação da 4-corrente, também conhecida por equação de continuidade. Reescrevendo j^μ em termos das suas componentes e integrando sobre um contorno a tempo constante extraímos da equação (2.4) a quantidade conservada. Assim, o teorema de Noether nos permite explicar a existência de quantidades conservadas em termos da existência de uma simetria na natureza.

2.1.2 Invariância de Gauge

A física se torna mais interessante e real quando incluímos interação nas teorias, no que diz respeito a teoria de campos, o modo pelo qual os campos interagem entre si é descrito como um outro campo físico, conhecido por campo de gauge. Assim, a partir de uma teoria livre podemos escrever uma nova teoria com interação, que deverá incluir o termo cinético do campo de gauge e um apropriado termo de interação. Visto que a nova teoria deve permanecer invariante sob transformações globais, isto é,

$$\phi \longrightarrow \phi' = U\phi \quad (2.5)$$

onde U é uma matriz unitária $n \times n$ e é independente do espaço-tempo, vemos que os campos

da teoria inicialmente livre devem se acoplar ao campo de gauge, por meio de uma corrente conservada.

Uma transformação de gauge é uma transformação que depende do espaço-tempo portanto, uma teoria com invariância de gauge significa uma teoria invariante por transformações de gauge. Sabendo que sob (2.5) a derivada do campo se transforma da mesma maneira que o campo vemos que numa teoria invariante de gauge isso não acontece, pois

$$\phi \longrightarrow \phi' = U(x)\phi \quad (2.6)$$

onde $U(x)$ são funções do espaço-tempo. A derivada parcial, ∂_μ , então deve ser substituída por uma derivada covariante, D_μ , definida por

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + igT_a A_\mu^a \quad (2.7)$$

onde g é a constante de acoplamento de gauge, T_a são os geradores do grupo de simetria e A_μ^a os campos de gauge, que se transformam da seguinte forma

$$T_a A_\mu^a \longrightarrow T_a A_\mu'^a = U(x)T_a A_\mu^a U(x)^{-1} + \frac{i}{g}(\partial_\mu U(x))U^{-1}(x), \quad (2.8)$$

de modo que $D_\mu\phi$ se transforma da mesma maneira que ϕ . Ao final desse procedimento obtemos uma teoria interagente e invariante por transformações globais e de gauge.

Apesar de, muitas vezes, ser intitulada uma simetria, a invariância de gauge não é realmente uma simetria, uma vez que dois estados relacionados por uma transformação de gauge são identificados como o mesmo estado. Entretanto, a transformação dos campos por uma transformação de gauge ainda permite que a teoria continue inalterada. Teorias como essa são significativas para a física portanto, para maiores detalhes e compreensão do assunto sugiro consultar referências [10, 11].

2.2 Quebra Espontânea de Simetria

Até o momento abordamos somente a simetria do lagrangiano, isto é, \mathcal{L} invariante sob um grupo de transformações. Entretanto, queremos agora avaliar se o estado fundamental da teoria, isto é, a configuração de campos de menor energia, é simétrico sob a ação do mesmo grupo de transformações. Se o estado fundamental não for invariante sob o mesmo grupo dizemos que a simetria foi espontaneamente quebrada, o que permitirá um estado fundamental degenerado. De um modo geral, podemos afirmar que, no caso de teorias livres o estado fundamental será sempre invariante, já que o mesmo possui um mínimo trivial, enquanto, no caso de teorias interagentes ou não lineares, este muitas vezes não é invariante, visto que o mínimo não é trivial.

A quebra espontânea de simetria desempenha um papel fundamental em física de partículas, principalmente porque é uma das bases do mecanismo de Higgs, mediante o qual se geram as massas dos bósons de gauge. A seguir, vemos este evento com mais detalhes entretanto para uma aprendizagem mais aprofundado e didático sugiro consultar refs [12–14].

2.2.1 Teorema de Goldstone

O teorema de Goldstone [15, 16] afirma que, se uma teoria invariante sob um grupo de transformações G , com n geradores, é espontaneamente quebrada de tal forma que o estado fundamental seja invariante apenas sob um subgrupo H , com m geradores, então deverão surgir $(n - m)$ partículas escalares sem massa (bósons de Nambu-Goldstone).

Para entender melhor o que o teorema afirma, vamos considerar o caso de um teoria formada por um campo escalar complexo, com auto-interação e invariante sob o grupo de simetria $U(1)$,

$$\phi(x) \longrightarrow \phi'(x) = e^{i\alpha} \phi(x), \quad (2.9)$$

na qual o lagrangiano mais geral renormalizável* e invariante sob este grupo é dado por

* Uma teoria é dita renormalizável se nenhuma das constantes de acoplamento do lagrangiano tiver dimensão, em termos de massa, negativa.

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (2.10)$$

onde $\lambda > 0$, para assegurar a estabilidade do potencial, e μ^2 arbitrário. O estado fundamental de uma teoria corresponde a configuração do campo que minimiza o potencial, logo, podemos identificar que se:

- $\mu^2 > 0$: o mínimo do potencial é trivial, $|\phi_0|^2 = 0$, e o estado fundamental é simétrico.
- $\mu^2 < 0$: o mínimo do potencial será degenerado e estará ao longo do círculo de raio

$$|\phi_0|^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2} > 0. \quad (2.11)$$

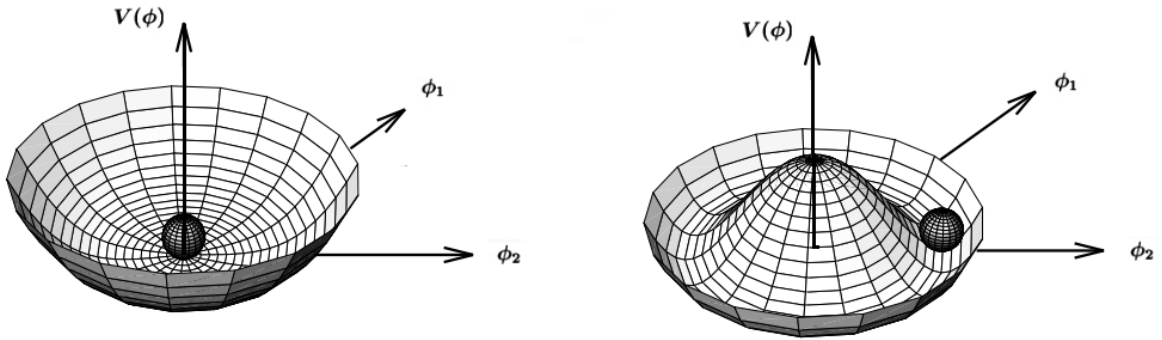


Fig. 2.1: Potencial de (2.10) para $\mu^2 > 0$ (esquerda) e $\mu^2 < 0$ (direita) [17].

Conforme podemos visualizar na figura 2.1, a quebra espontânea de simetria ocorre somente segundo caso. Para obter o espectro de partículas devemos escolhemos um dos possíveis mínimos como estado fundamental; executamos as oscilações físicas em torno desse estado,

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\xi(x)/v} (v + \eta(x)); \quad (2.12)$$

e substituímos na equação (2.10), de modo que obtemos

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - \mu^2 \eta^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 \left(1 + \frac{\eta}{v}\right)^2 + \lambda v \eta^3 + \frac{\lambda}{4} \eta^4 - \frac{\mu^4}{4\lambda} \quad (2.13)$$

onde η e ξ são campos escalares reais de massas $m_\eta^2 = -2\mu^2$ e $m_\xi = 0$. O modo não massivo é chamado de modo de Goldstone e a partícula associada a ele é o bóson de Nambu-Goldstone. O surgimento deste modo está associado a existência da simetria $U(1)$ em (2.10) e a natureza não simétrica do estado fundamental (2.13). Finalmente, vemos que a quebra espontânea de uma simetria global contínua sempre resulta no surgimento de um ou mais bósons de Goldstone.

2.2.2 Mecanismo de Higgs

As consequências de uma quebra espontânea de simetria em uma teoria de gauge é diferente do resultado discutido na seção anterior. Para entender a diferença vamos considerar a mesma teoria proposta em 2.2.1 com simetria de gauge $U(1)$, de modo que o lagrangiano da teoria agora possui a forma,

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (D_\mu \phi)^*(D^\mu \phi) - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda(\phi^* \phi)^2 \quad (2.14)$$

onde D_μ é a derivada covariante definida em (2.7) e $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ o termo cinético do campo de gauge, no qual $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. Podemos observar que o lagrangiano (2.14) é, por construção, invariante por transformações

$$\phi(x) \longrightarrow \phi'(x) = e^{i\theta(x)}\phi(x) \quad (2.15)$$

$$A_\mu(x) \longrightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{g}\partial_\mu\theta(x). \quad (2.16)$$

Sabendo que o estado fundamental perturbado da teoria pode ser escrito como (2.12), vemos que escolhendo a função de gauge tal como

$$\theta(x) = -\frac{\xi(x)}{v}, \quad (2.17)$$

também conhecida como gauge unitário, as equações (2.15) e (2.16) podem ser reescritas como

$$\phi'(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x)) \quad (2.18)$$

$$A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{1}{gv}\partial_\mu\xi(x), \quad (2.19)$$

de modo que o lagrangiano perturbado desse estado é, então,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}g^2v^2A_\mu A^\mu \\ & + \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta - \mu^2\eta^2 \\ & + g^2v\eta A_\mu A^\mu + \frac{g^2}{2}\eta^2 A_\mu A^\mu + \lambda v\eta^3 + \frac{\lambda}{4}\eta^4 - \frac{\mu^4}{4\lambda}. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Podemos observar que há dois campos massivos, um escalar e um de gauge, com massas $m_\eta^2 = -2\mu^2$ e $m_{A_\mu}^2 = g^2v^2$, respectivamente, logo não há partículas sem massa. A quebra espontânea de simetria numa teoria de gauge permite que os graus de liberdade contidos na fase do campo ϕ sejam completamente removidos enquanto os adiciona ao campo de gauge proporcionando à estes que adquiram uma massa, mais precisamente, os bósons de Goldstone tornam-se o modo longitudinal dos bósons de gauge [21]. Portanto, o mecanismo de Higgs esclarece como um estado fundamental não trivial pode ser fonte de bósons de gauge massivos.

2.3 Modelo Padrão

O MP é uma teoria de gauge baseada no grupo de simetria $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, na qual o grupo $SU(3)_c$ descreve a interação forte enquanto $SU(2)_L \times U(1)_Y$ a interação eletrofraca (união das interações fraca e eletromagnética). Os índices não possuem qualquer significado de grupo, mas estão relacionados à aplicação física, no qual c refere-se a cor, L à natureza quiral esquerda do acoplamento $SU(2)_L$ e Y a hipercarga fraca [22].

O lagrangiano da teoria engloba as partículas elementares (férmions de spin-1/2), mediadoras (bósons de spin-1) e o Higgs (bóson de spin-0) e pode ser organizado numa estrutura

constituída de quatro partes,

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{férmions}} + \mathcal{L}_{\text{escalar}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}. \quad (2.21)$$

A descrição do mundo físico que observamos é alcançada após a introdução do mecanismo de Higgs na teoria, processo que permite fornecer massa as partículas. A seguir, descrevemos um pouco essa estrutura mas para maiores detalhes da teoria consultar na íntegra Refs [22, 23].

2.3.1 Conteúdo de Campos

Os campos fermiônicos, portadores das partículas elementares, são classificados, de acordo com a existência ou não de carga de cor, em quarks e léptons e a presença desta carga determina qual deles é afetado pela interação forte. Os campos de quark carregam cor então, sob o grupo $SU(3)_c$ formam um tripleto (representação fundamental) enquanto léptons um singlete (representação trivial). Quarks e léptons, ainda, são férmions quirais, isto é, as componentes do campo de helicidade esquerda e direita dadas por

$$\psi_{L,R} = \frac{1}{2} (1 \mp \gamma_5) \psi \quad (2.22)$$

se transformam de maneira diferente sob os grupos de simetria $SU(2)_L$, *isospin fraco*, e $U(1)_Y$, *hipercarga* [24]. Visto que somente as componentes de helicidade esquerda são afetadas pela interação fraca temos que sob o grupo $SU(2)_L$ formam um dubleto (representação fundamental) enquanto as de direita um singlete (representação trivial). O dubleto leptônico combina um lépton e seu respectivo neutrino ao passo que o quarkônico combina dois tipos de quarks, um do tipo *up* e outro do tipo *down*. A carga do grupo $U(1)_Y$ é chamada de *hipercarga fraca* e é expressa em termos da terceira componente do isospin fraco e da carga elétrica. Por fim, todos os quarks e léptons encontram-se organizados numa estrutura de 3 gerações, cujas características compreendem números quânticos iguais (spin e carga) e massas distintas.

Os campos de gauge, portadores das partículas mediadoras, representam os bósons de spin-1 que intermedeiam as interações. A interação forte contém oito partículas, intituladas como

glúons, que estão codificadas no campo G_μ^a (com $a = 1, \dots, 8$) e correspondem aos 8 geradores do grupo, que estão associados às matrizes *Gell-Mann*. A interação eletrofraca envolve quatro partículas, codificadas nos campos $W_\mu^{1,2,3}$ e B_μ e correspondem aos 4 geradores do grupo. Os campos $W_\mu^{1,2,3}$ correspondem aos 3 geradores do grupo $SU(2)$ que estão associados às matrizes Pauli, enquanto o campo B_μ corresponde ao gerador do grupo $U(1)$ relacionada a *hipercarga fraca*. Vale a pena destacar que os 4 bósons de gauge observados na natureza dessa interação constituem combinações desses campos e cuja composição origina os chamados bósons físicos W_μ^+ , W_μ^- , Z_μ e A_μ (fóton).

Os campos escalares são considerados os campos fundamentais da teoria, uma vez que detém uma propriedade essencialmente importante que é a capacidade de desenvolver um estado fundamental não trivial que explica a origem de todas as massas das partículas da teoria. Diante disso, devemos ter quatro campos escalares reais (o que reflete 4 graus de liberdade), codificados numa estrutura de dois campos complexos organizados num dubleto de $SU(2)$.

Todas as informações descritas, sobre o conteúdo de campos, se encontram compactadas na tabela a seguir.

Nome	Campos ($\alpha = 1, 2, 3$)	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
dubleto de léptons	$L_\alpha = \begin{pmatrix} \nu_{\alpha L} \\ l_{\alpha L} \end{pmatrix}$	1	2	-1/2
singleto de léptons	E_α	1	1	-1
dubleto de quarks	$Q_\alpha = \begin{pmatrix} u_{\alpha L} \\ d_{\alpha L} \end{pmatrix}$	3	2	1/6
singleto de quark tipo up	U_α	3	1	2/3
singleto de quark tipo down	D_α	3	1	-1/3
dubleto de Higgs	$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$	1	2	1/2
bósons G	G_μ^a	8	1	0
bósons W	W_μ^i	1	3	0
bóson B	B_μ	1	1	0

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, L_2 = \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, L_3 = \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$$

$$E_1 = e_R, E_2 = \mu_R, E_3 = \tau_R$$

$$Q_1 = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, Q_2 = \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, Q_3 = \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$$

$$U_1 = u_R, U_2 = c_R, U_3 = t_R$$

$$D_1 = d_R, D_2 = s_R, D_3 = b_R$$

Tab. 2.1: Conteúdo de campos do Modelo Padrão com as correspondentes representações sob o grupo de simetria. O índice α classifica as três gerações de léptons e quarks; índice a , ($= 1, \dots, 8$) os oito bósons de gauge de $SU(3)$ (glúons); e índice i , ($= 1, 2, 3$) os três bósons de gauge de $SU(2)$. Os números quânticos dos campos respeitam a relação *Gell-Mann Nishijima* ($Y = Q - T_3$), onde Q , T_3 and Y denotam, respectivamente, a carga elétrica, a terceira componente do isospin e a hipercarga.

2.3.2 Lagrangiano

Seguindo a divisão (2.21) escrevemos o lagrangiano renormalizável mais geral para cada uma das componentes. A componente de gauge inclui somente os termos cinéticos para os bósons de gauge,

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu a} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.23)$$

cujos tensores $B_{\mu\nu}$ (abeliano), $W_{\mu\nu}^i$ e $G_{\mu\nu}^a$ (não-abelianos) são dados por

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c, \quad (2.24)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (2.25)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (2.26)$$

onde f^{abc} e ϵ^{ijk} são, respectivamente, as constantes de estrutura dos grupos $SU(3)$ e $SU(2)$.

A componente fermiônica contém somente os termos cinéticos para os férmions, uma vez que as representações de $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$ são quirais termos de massa não são permitidos,

$$\mathcal{L}_{\text{férmions}} = i\bar{Q}_\alpha \not{D}Q_\alpha + i\bar{U}_\alpha \not{D}U_\alpha + i\bar{D}_\alpha \not{D}D_\alpha + i\bar{L}_\alpha \not{D}L_\alpha + i\bar{E}_\alpha \not{D}E_\alpha \quad (2.27)$$

com soma implícita sobre o índice de geração α e $\not{D} \equiv \gamma_\mu D^\mu$. As derivadas covariantes são

$$D_\mu Q = \left(\partial_\mu + ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a + ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i + i \frac{g'}{6} B_\mu \right) Q \quad (2.28)$$

$$D_\mu U = \left(\partial_\mu + ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a + i \frac{2g'}{3} B_\mu \right) U \quad (2.29)$$

$$D_\mu D = \left(\partial_\mu + ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a - i \frac{g'}{3} B_\mu \right) D \quad (2.30)$$

$$D_\mu L = \left(\partial_\mu + ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - i \frac{g'}{2} B_\mu \right) L \quad (2.31)$$

$$D_\mu E = (\partial_\mu - ig' B_\mu) E \quad (2.32)$$

onde g_s , g e g' são, respectivamente, as constantes de acoplamento de $SU(3)_c$, $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$.

A componente escalar compreende os termos cinético e potencial do campo escalar, ou campo de Higgs,

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi) \quad (2.33)$$

onde

$$D_\mu \phi = \left(\partial_\mu + ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i + \frac{ig'}{2} B_\mu \right) \phi \quad (2.34)$$

$$V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.35)$$

com $\lambda > 0$, para estabilidade do vácuo, e $\mu^2 < 0$, para que ocorra quebra espontânea de simetria.

Finalmente, o último termo em (2.21) representa o acoplamento entre o dubleto de Higgs e os férmions, e é dado por

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -(y_e)_{mn} \bar{L}_m \phi E_n - (y_u)_{mn} \bar{Q}_m \tilde{\phi} U_n - (y_d)_{mn} \bar{Q}_m \phi D_n + h.c \quad (2.36)$$

com soma implícita sobre os índices das gerações m e n . Os parâmetros $(y_u)_{mn}$, $(y_d)_{mn}$ e $(y_e)_{mn}$ são matrizes 3×3 que introduzem uma mistura entre as diferentes gerações, uma vez que essas são matrizes não diagonais, e $\tilde{\phi} \equiv i\sigma^2 \phi^*$. A interação de Yukawa é necessária para gerar os termos de massa dos férmions após a introdução do mecanismo de Higgs na teoria.

2.3.3 Espectro de Partículas

Resultados experimentais bastante precisos confirmaram que quarks, léptons e os bósons de gauge fraco tinham massa, no entanto podemos observar o lagrangiano da teoria não possui nenhum termo de massa. A resposta para este enigma encontra-se na implementação do mecanismo de Higgs na teoria logo, vamos ver como esse mecanismo funciona no MP.

O estado de menor energia de (2.21) ocorre quando a configuração dos campos G_μ^a , W_μ^i e B_μ é trivial, enquanto a do campo ϕ , obtida por meio da minimização do potencial (2.35),

corresponde a $|\phi_0|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2}$. Escolhemos como vácuo da teoria a configuração

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

no entanto, outras configurações também poderiam ter sido escolhidas uma vez que todas elas podem ser transformadas nesta forma por uma rotação $SU(2) \times U(1)$. Para verificar se as simetrias de uma teoria são quebradas pelo estado fundamental basta atuar os geradores do grupo sobre este estado. Analisando o comportamento dos geradores do grupo eletrofraco em (2.37) verifica-se que

$$\tau_1 \phi_0 = \frac{1}{2} \sigma_1 \phi_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.38)$$

$$\tau_2 \phi_0 = \frac{1}{2} \sigma_2 \phi_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = -\frac{i}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.39)$$

$$\tau_3 \phi_0 = \frac{1}{2} \sigma_3 \phi_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.40)$$

$$Y \phi_0 = \frac{1}{2} \mathbf{1} \phi_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.41)$$

ou seja, aparentemente todos os geradores encontram-se quebrados. No entanto, quando escrevemos uma combinação linear desses geradores observa-se que existe somente uma combinação que não está quebrada, dada por

$$Q = (\tau_3 + Y) \phi_0 = \frac{1}{2} (\sigma_3 + \mathbf{1}) \phi_0 = \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = 0 \quad (2.42)$$

implicando que um bóson permanecerá sem massa. De acordo com a observação podemos interpretar essa partícula como o fóton e, com isso, temos que esta combinação corresponde a carga elétrica. Então, dizemos que o vácuo (2.37) provoca a quebra espontânea de simetria do

grupo eletrofraco para um subgrupo que é o grupo do eletromagnetismo,

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \longrightarrow SU(3)_c \times U(1)_Q, \quad (2.43)$$

gerando 3 bósons de gauge massivos, referente aos 3 geradores quebrados.

Provocando oscilações em torno do mínimo (2.37) e escolhendo o gauge unitário obtemos

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}, \quad (2.44)$$

substituindo esta expressão no lagrangiano do MP extraímos o espectro de partículas da teoria, bem como as interações. A componente Yukawa será responsável pela geração de massa aos férmions enquanto a escalar as massas dos bósons de gauge e do Higgs. Por simplicidade, vamos considerar apenas a 1ª geração de férmions, de modo que obtemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = & -\frac{y_u}{\sqrt{2}}(v+h)(\bar{u}_L u_R + \bar{u}_R u_L) - \frac{y_d}{\sqrt{2}}(v+h)(\bar{d}_L d_R + \bar{d}_R d_L) \\ & - \frac{y_e}{\sqrt{2}}(v+h)(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) \end{aligned} \quad (2.45)$$

onde a massa do quark up é $m_u = \frac{y_u v}{\sqrt{2}}$, quark down $m_d = \frac{y_d v}{\sqrt{2}}$ e elétron $m_e = \frac{y_e v}{\sqrt{2}}$. Além disso, a equação (2.45) também fornece a interação entre os férmions e o Higgs. Relativamente a componente escalar obtemos a expressão

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{escalar}} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \mu^2 h^2 - \lambda v h^3 - \frac{\lambda}{4} h^4 - \frac{\mu^4}{4\lambda} \\ & + \frac{1}{8}(v+h)^2 [g^2 |W_\mu^1 + iW_\mu^2|^2 + (-gW_\mu^3 + g'B_\mu)^2]. \end{aligned} \quad (2.46)$$

Antes de interpretar este resultado, precisamos reescrever a equação (2.46) em termos dos campos físicos W_μ^\pm , Z_μ e A_μ , uma vez que são estes os bósons de gauge que são observados na natureza. Os bósons de gauge carregados são escritos em termos de W_1 e W_2 enquanto os neutros em termos de W_μ^3 e B_μ , de modo que

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad (2.47)$$

$$Z_\mu = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (2.48)$$

$$A_\mu = \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.49)$$

O setor escalar em termos desses campos será

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{escalar}} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 + \mu^2 h^2 - \lambda v h^3 - \frac{\lambda}{4} h^4 - \frac{\mu^4}{4\lambda} \\ & + \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{g^2 v^2}{8c_w^2} Z_\mu Z^\mu \\ & + \frac{g^2 v}{2} h W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{g^2 v}{4c_w^2} h Z_\mu Z^\mu \\ & + \frac{g^2}{4} h^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{g^2}{8c_w^2} h^2 Z_\mu Z^\mu, \end{aligned} \quad (2.50)$$

onde os termos bilineares desta expressão fornecem as massas para o bóson de Higgs e bósons de gauge W e Z , dadas por

$$m_h^2 = -2\mu^2 = 4\lambda v^2, \quad (2.51)$$

$$m_W^2 = \frac{1}{4}g^2 v^2, \quad (2.52)$$

$$m_Z^2 = \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)v^2. \quad (2.53)$$

O campo A_μ permanece sem massa e, conforme discutido anteriormente vemos que este campo corresponde ao fóton portanto, está associado ao grupo do eletromagnetismo.

Reescrevendo a expressão da derivada covariante (2.34) em termos dos campos físicos temos

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{ig}{\sqrt{2}}(\sigma^+ W_\mu^+ + \sigma^- W_\mu^-) + ieQA_\mu + \frac{ig}{c_w}(T^3 - Qs_w^2)Z_\mu, \quad (2.54)$$

no qual

$$\sigma^+ = \frac{1}{2}(\sigma^1 + i\sigma^2) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.55)$$

$$\sigma^- = \frac{1}{2}(\sigma^1 - i\sigma^2) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.56)$$

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = g s_w = g' c_w, \quad (2.57)$$

$$c_w \equiv \cos\theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (2.58)$$

$$s_w \equiv \sin\theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (2.59)$$

onde e é a constante de acoplamento do eletromagnetismo; Q a carga elétrica; T^3 a terceira componente do isospin; θ_w o ângulo de Weinberg, que mistura os campos W_μ^3 e B_μ para formar os bósons físicos Z_μ e A_μ . Voltando a expressão (2.50) verifica-se que o fóton não se acopla diretamente ao bóson de Higgs, isso se deve ao fato do fóton se acoplar diretamente somente à partículas carregadas e como o bóson de Higgs é neutro o fóton se acopla à ele somente através de loops de partículas carregadas. As interações entre férmions e os bósons de gauge físicos são obtidas substituindo a derivada covariante (2.54) em (2.27), de modo que temos interações via correntes neutras e carregadas,

$$\mathcal{L}_{\text{férmions}} = \underbrace{i\bar{f}\not{\partial}f}_{\mathcal{L}_{\text{cinético}}} + \underbrace{e j_{EM}^\mu A_\mu + \frac{g}{c_w} j_Z^\mu Z_\mu}_{\mathcal{L}_{\text{NC}}} + \underbrace{\frac{g}{\sqrt{2}} j^{\mu+} W_\mu^+ + j^{\mu-} W_\mu^-}_{\mathcal{L}_{\text{CC}}} \quad (2.60)$$

no qual

$$j_{EM}^\mu = -Q_f \bar{f} \gamma^\mu f, \quad (2.61)$$

$$j_Z^\mu = -\frac{1}{2} \bar{f} \gamma^\mu [(T_f^3 - 2Q_f s_w^2) - \gamma_5 T_f^3] f, \quad (2.62)$$

$$j^{\mu+} = -\frac{1}{2} \bar{f}_u \gamma^\mu (1 - \gamma_5) f_d, \quad (2.63)$$

$$j^{\mu-} = -\frac{1}{2} \bar{f}_d \gamma^\mu (1 - \gamma_5) f_u, \quad (2.64)$$

onde Q_f é a carga elétrica do férmion f , f_u é um férmion do tipo *up*, f_d férmion do tipo *down* e $T_f^3 = \pm \frac{1}{2}$ sendo (+) para férmion do tipo *up* e (-) para tipo *down*. Todas as interações do MP podem ser verificadas nos diagramas de Feynman da referência [25].

Considerando a estrutura matemática do Modelo Padrão é possível observar que a teoria apresenta muitos parâmetros livres no entanto, como a mesma foi construída com base em experimentos, podemos extrair os valores de inúmeras quantidades fazendo medições. Para verificar a viabilidade da teoria o Modelo Padrão foi testado inúmeras vezes nos principais aceleradores; como o LEP no CERN, SLAC na Califórnia e Tevatron no Fermilab em Illinois. O sucesso desta teoria está atrelado à sua capacidade em explicar a grande maioria dos dados observados dentro de sua estrutura. Alguns dos principais resultados que confirmaram o Modelo Padrão foram:

- Descoberta do bóson W seguida do bóson Z em experimentos realizados pelas colaborações UA1 [26] e UA2 [27], coordenadas por Carlo Rubbia e Simon van der Meer, o que legitimou a validade do mecanismo de Higgs

$$\begin{aligned} m_W &= 80.385 \pm 0.015 \text{ GeV} \\ m_Z &= 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV} \end{aligned} \tag{2.65}$$

- Medida do ângulo de mistura eletrofraca evidenciando a unificação das interações fraca e eletromagnética. Se a teoria estivesse errada θ_w poderia ter um valor diferente para cada processo no entanto, observa-se que têm praticamente o mesmo valor.
- Descoberta do bóson de Higgs em 2012 pelos experimentos ATLAS [2] e CMS [3], todas situadas no centro de pesquisas do CERN, solidificando a teoria

$$m_h = 125.09 \pm 0.24 \text{ GeV}. \tag{2.66}$$

Os valores das massas m_W , m_Z e m_h foram obtidos da referência [28].

Além do Modelo Padrão

Apesar da eficiência do modelo padrão em descrever com sucesso e consistência a grande maioria dos dados observados fortes evidências indicam que a teoria ainda não está completa, pois existem alguns fenômenos físicos observados que não estão descritos, além de algumas inconsistências na teoria. Questões como essas sustentam a necessidade em ampliar a teoria, e como resultado abrem uma infinidade de possibilidades, no entanto, a restrição de que devem reproduzir o MP em algum limite diminui o número de opções.

Neste capítulo apresentamos e descrevemos brevemente algumas dessas questões, bem como alguns dos modelos propostos que estendem o MP [29–31].

3.1 Evidências Experimentais

3.1.1 Oscilação dos neutrinos

Em 1930, Wolfgang Pauli propôs a existência do neutrino para restaurar a conservação de energia e momento nos processos de decaimento beta, explicando assim o espectro de energias dos elétrons emitidos pelo núcleo, figura 3.1. Esta partícula, então, seria emitida juntamente do elétron, deveria ser neutra, ter spin $1/2$ e massa muito pequena (muito mais leve do que o elétron) ou nula, uma vez que o máximo de energia carrega quase todo o momento desse decaimento.

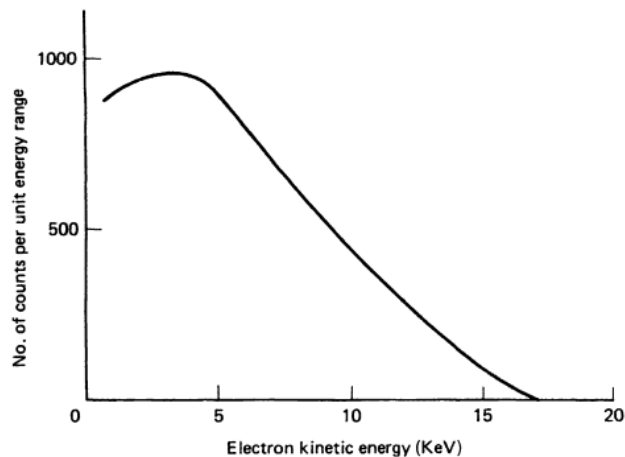


Fig. 3.1: Espectro do decaimento beta do trítio [32].

Conforme vimos no capítulo anterior o modelo padrão foi desenvolvido considerando os neutrinos partículas sem massa, uma vez que até aquele momento nenhuma massa havia sido detectada.

A hipótese de que os neutrinos deveriam ter massa foi proposta por Bruno Pontecorvo em 1957 e encontrava-se sustentada no fenômeno de oscilação [33,34]. Basicamente, o conceito por trás deste mecanismo está em considerar cada estado de sabor (ν_e , ν_μ e ν_τ) uma mistura não-trivial de três estados de massa (ν_1 , ν_2 e ν_3), cujas massas diferem umas das outras, e investigar a evolução temporal destes estados. Diante disso, deduz-se que a propagação induz a conversão de sabor, uma vez que evolui como uma composição de estados, e que a probabilidade dessa oscilação (probabilidade de transição) possui dependência com a diferença do quadrado das massas [35]. Este fenômeno é observável em escalas astronômicas e é conhecido como oscilação de sabor de neutrinos.

Uma consequência característica deste fenômeno está em detectar uma quantidade menor de neutrinos com o sabor produzido pela fonte, além do aparecimento de neutrinos com outros sabores. Conhecendo precisamente o sabor dos neutrinos provenientes no Sol, Pontecorvo estudou os efeitos da oscilação e previu um déficit no fluxo de ν_e resultante, antecipando assim *problema do neutrino solar*. Este déficit dos neutrinos solares foi o primeiro indicativo de que os neutrinos oscilavam para outros estados de sabor imperceptíveis aos detectores.

Portanto, a descoberta da oscilação dos neutrinos instituiu que os neutrinos têm massa e apontam que há física além do Modelo Padrão. Essas massas podem ser incorporadas à teoria sem grandes mudanças, bastando apenas adicionar ao campo do neutrino a componente de helicidade direita, isto é ν_R , e que pode ser feito, de uma maneira geral, considerando dois mecanismos: o de Dirac ou de Majorana [36, 37]. Para maior conhecimento sobre a física de neutrinos sugiro consultar a referência [38].

3.1.2 Assimetria Matéria-Antimatéria

A existência de antipartículas é um ponto completamente estabelecido, sendo prevista, em 1928, por P. A. M. Dirac [39] e detectada, em 1932, por Carl Anderson [40]. A limitação da aplicação da teoria de Schrödinger a partículas com velocidades baixas motivou Dirac a formular uma teoria que unificava a mecânica quântica à relatividade especial permitindo e permitia o tratamento de partículas com qualquer velocidade. Esta teoria previa a existência de partículas com mesma massa e cargas opostas, a qual denominamos de antipartículas.

Uma partícula e sua antipartícula aniquilam ao se encontrarem liberando somente energia então, se houver uma boa quantidade de energia é possível produzir um par. Por conta dessa exigência, atualmente a produção desses pares ocorre somente nos grandes aceleradores e alguns processos astrofísicos. Sabemos que logo após o Big Bang havia uma quantidade enorme de energia disponível e altamente concentrada, de modo que a mesma quantidade de partículas e antipartículas eram produzidas e, era de se esperar, que esses pares se aniquilassem mutuamente. Com a expansão do Universo, a densidade de energia diminuiria e o processo de criação de novos pares acabaria. Remanesceria apenas radiação e o Universo, como conhecemos hoje, não existiria. Está claro que isso não aconteceu e que no Universo que há muito mais partículas do que antipartículas [41], mas por quê?

O físico Andrei Sakharov sugeriu um modelo capaz de explicar a existência dessa assimetria como resultado de três condições [42]:

1. Existência de ao menos um processo com violação de número bariônico;
2. Violação simultânea das simetrias C (conjugação de carga) e CP (conjugação de carga-paridade);

3. Existência de interações fora do equilíbrio térmico.

A primeira condição é trivial, pois se todas as reações conservassem o número bariônico, não haveria assimetria. Contudo, esta condição sozinha não é suficiente. A segunda condição se refere aos processos nos quais uma partícula pode se transformar em sua antipartícula ou vice-versa. Se a frequência desses processos fosse simétrica, isto é, partículas virassem antipartículas com a mesma chance de antipartículas virarem partículas, não haveria excesso de matéria no Universo e então não haverá assimetria. Portanto, as simetrias C e CP devem ser violadas. A terceira condição corresponde as considerações termodinâmicas, pois no equilíbrio térmico quantidade iguais de bárions e antibárions são produzidas, de modo que as densidades de números evoluem de forma semelhante e, novamente nenhum excesso de matéria seria produzido. Vale a pena enfatizar que Sakharov apenas lista as condições necessários para a assimetria, sem procurar descrever o mecanismo exato da bariogênese. Um dos maiores desafios da física é prever corretamente a assimetria observada.

O modelo padrão cumpre as condições de Sakharov, no entanto os mecanismos do MP não produzem corretamente a assimetria observada. A única fonte de violação de CP no MP é através da fase na matriz CKM (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa) [43], que é muito fraca. Além disso, os processos descritos pelo MP também são muito próximos do equilíbrio térmico. Portanto, o MP deve ser estendido de modo que abranja novas fontes de violação CP e novas fontes para a partida do equilíbrio térmico.

3.1.3 Matéria escura

As suspeitas a respeito da existência de uma matéria escura originaram-se de diversas evidências observacionais de naturezas astrofísicas e cosmológicas [44, 45]. Em 1933, Fritz Zwicky postulou a existência de uma matéria não luminosa quando estudava a dinâmica das galáxias dentro do aglomerado de Coma [46]. Zwicky estimou a massa necessária para produzir os movimentos que observou, calculou a massa total com base no brilho das galáxias e ao comparar os dois resultados constatou que a quantidade de massa luminosa era muito inferior a quantidade necessária para manter as galáxias juntas no aglomerado, o que o levou a sugerir a existência de uma matéria não visível portanto, não luminosa.

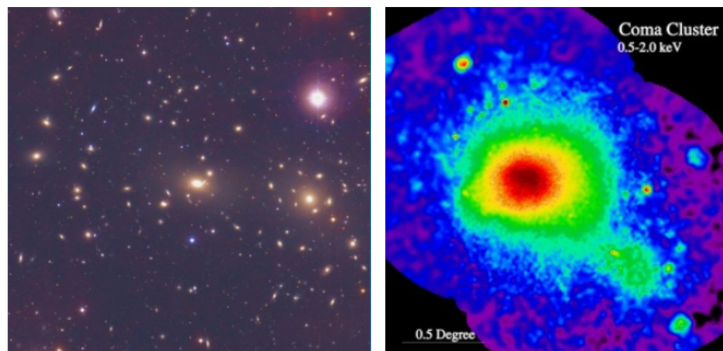


Fig. 3.2: Imagens do aglomerado de galáxias de Coma no ótico (esquerda) e raio-X (direita) do satélite ROSAT.

Décadas depois, Vera Rubin também inferiu suspeitas similares quando estudava curvas de rotação de galáxias espirais [47]. A observação dessas curvas oferecia uma maneira de estimar a massa da galáxia no entanto, ao comparar a curva teórica com experimental foi encontrada uma divergência. De acordo com a predição teórica era esperado que a velocidade de rotação diminuísse à medida que distanciamos da região central da galáxia entretanto, o que foi observado era que essa velocidade se mantinha praticamente constante até a borda da galáxia, figura 3.3. Tal observação somente seria possível se houvesse uma quantidade de matéria maior do que a extraída a partir da luminosidade da galáxia, à essa matéria que se encontrava na forma invisível denominou-se matéria escura.

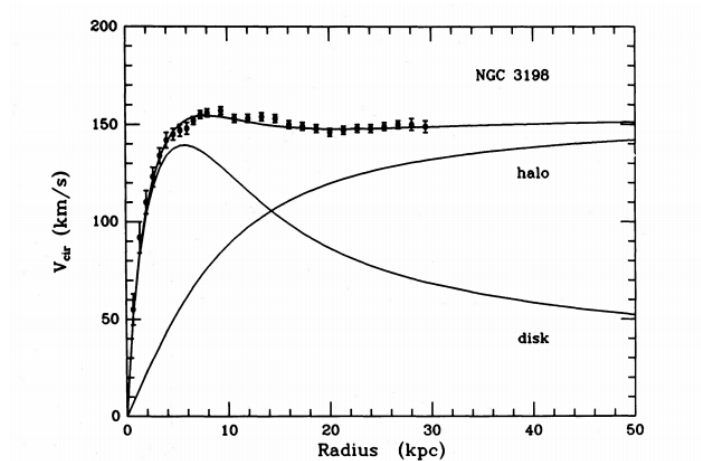


Fig. 3.3: Curva de rotação da galáxia espiral NGC 3198 [48].

Apesar de fornecerem evidências de matéria escura, as observações em escalas galácticas e de aglomerados de galáxias processam-se a distâncias de até algumas dezenas de kpc, o que indica que estamos obtendo informações sobre regiões muito internas, onde a ME não é maioria e não há dados sobre a quantidade total de ME no universo. A observação de lentes gravitacionais superam as limitações anteriores e permitem fazer um mapeamento da quantidade e distribuição de ME no Universo. O efeito de lente gravitacional está previsto pela teoria da relatividade geral de Einstein e consiste na deflexão da luz ao passar por uma região com grandes concentrações de massa [49]. Comparando a massa medida através da lente com a deduzida pela luminosidade encontra-se novamente uma inconsistência, o que confirma a presença e relevância da ME.

Evidências de natureza cosmológica, tais como as flutuações da radiação cósmica de fundo (RCF) e a formação de estruturas de grande escala, reforçam a presença de ME fornecendo provas incontestáveis sobre sua existência e uma maior compreensão do Universo. A RCF é a radiação remanescente do período de recombinação descoberta em 1965 por Penzias e Wilson [50]. É caracterizada por apresentar um espectro de corpo negro a uma temperatura de aproximadamente $2.7K$ e pequeníssimas flutuações da temperatura. A distribuição das flutuações são descritas por um oscilador harmônico e compõe o espectro da figura 3.4. O espectro exhibe picos cuja posição, altura e espaçamento relativo entre eles contém informações dos parâmetros cosmológicos como densidades de ME, bariônica e energia escura.

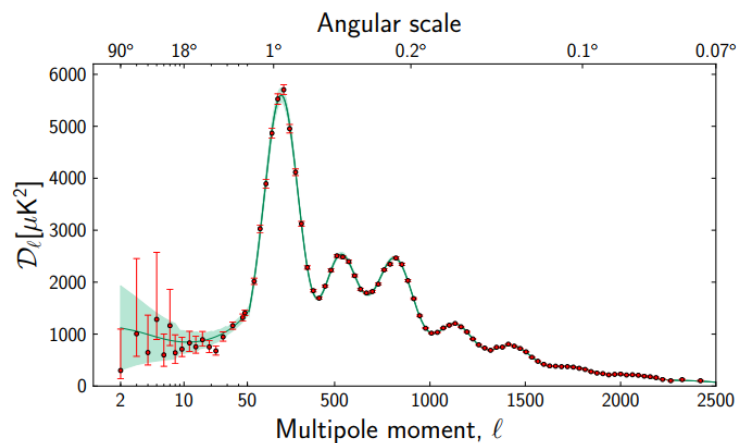


Fig. 3.4: Espectro de potência das flutuações de temperatura da RCF observadas pelo Planck [6].

No que diz respeito a formação das estruturas de largas escalas do Universo, acredita-se que as estruturas que observamos hoje evoluíram das pequenas inhomogeneidades na distribuição de matéria quando a interação gravitacional superou a pressão dos fótons. Neste cenário, somente a presença de matéria bariônica não é suficiente para explicar a formação de estruturas, já que aglomerados de galáxias estariam se formando apenas agora. Nesse caso, a presença de ME possibilita os colapsos permitindo a existência das estruturas como conhecemos hoje.

Além de serem provas incontestáveis sobre a existência de uma matéria desconhecida no Universo essas observações revelam ainda que a ME deve ser neutra, estável, fracamente interagente, não-bariônica, não-relativística e suficientemente abundante, ao passo que no MP não há nenhuma partícula com estas características o que reforça a necessidade da teoria ser estendida.

3.2 Evidências Teóricas

3.2.1 Massa dos Férmions

De acordo com a teoria do modelo padrão, discutida na seção 2.3, vimos que os férmions encontram-se divididos em três gerações e que suas massas surgem dos termos de Yukawa após o mecanismo de quebra espontânea de simetria. Sendo este mecanismo o mesmo para todas as gerações, é intuitivo esperarmos que as massas não sejam tão diferentes no entanto, não é isso o que se observa nas gerações.

Geração	Férmions		
	Quarks		Léptons
1 ^a	u 2.2 MeV	d 4.7 MeV	e 0.511 MeV
2 ^a	c 1.28 GeV	s 96 MeV	μ 105.65 MeV
3 ^a	t 173.1 GeV	b 4.18 GeV	τ 1.77 GeV

Tab. 3.1: Massas aproximadas observadas para os férmions carregados [51]

A tabela 3.1 mostra os valores de massa medidos para cada um dos férmions do modelo padrão, onde é possível observar uma expressiva hierarquia de massa entre os férmions por exemplo, a massa do quark *top* é cerca de 5 ordens de magnitude maior do que a massa do quark *up*. Essa variação não soa natural e é conhecida como o *problema de massa dos férmions* [52]. Lembrando que os acoplamentos de Yukawa dos férmions com o bóson de Higgs são responsáveis por gerar as massas na tabela anterior e que o termo de massa tem a forma

$$m_i = \frac{y_i v}{\sqrt{2}}, \quad (3.1)$$

vemos que é possível estimar o valor do acoplamento y_i . Sendo assim, temos que o acoplamento Yukawa Higgs-elétron será

$$\frac{y_e}{\sqrt{2}} = \frac{m_e}{v} = \frac{0.511 MeV}{246 GeV} \simeq 2.1 \times 10^{-6} \quad (3.2)$$

enquanto o acoplamento com o quark *top* será

$$\frac{y_t}{\sqrt{2}} = \frac{m_t}{v} = \frac{173,1 GeV}{246 GeV} \simeq 0.7, \quad (3.3)$$

revelando a faixa de valores que os acoplamentos Yukawa devem abranger. Entretanto, o MP não oferece nenhuma justificativa para esses valores apontando que a teoria não está completa e sinalizando a necessidade de uma explicação para esse padrão de massas dos férmions.

3.2.2 Massa do Higgs

Para entender o problema no bóson de Higgs, discutido a seguir, descrevemos brevemente o processo e a consequência da quantização numa teoria clássica de campos mas, para maiores detalhes e compreensão deste assunto, sugiro consultar Refs [53, 54]. Em linhas gerais, a evolução de uma partícula no sistema é descrita por um propagador e em teorias interagentes a interação altera a dinâmica do sistema, o que provoca uma mudança no propagador. Se

considerarmos que o efeito da interação no sistema é algo muito pequeno podemos tratá-la como uma perturbação e recorrer a teoria de perturbação. Esse método, nos permite expandir o propagador em uma série de potências da constante de acoplamento dessa interação. O primeiro termo da série (ordem zero) é também conhecido por *função de 2-pontos* e codifica, em seu pólo, a massa da partícula. Embora essa descrição esteja em nível clássico sabemos que a interpretação correta das interações ocorre no nível quântico.

O processo de quantização eleva o status do campo a operador, o que confere à este capacidade de criar e destruir partículas em determinado ponto do espaço-tempo e que *loops* (laços fechados) se formem. Esses *loops* constituem as correções quânticas de uma teoria clássica e implica que cada termo da expansão diagramática estará sujeito a correções. Diante disso, a representação diagramática do propagador apresenta a configuração ilustrada em 3.5, onde o primeiro diagrama do lado direito da igualdade representa o diagrama em *nível de árvore* (clássico) e os demais as correções quânticas expressa em termos dos diagramas de autoenergia irreduzíveis. Lembrando que o pólo do propagador contém a massa física da partícula, vemos que a massa será

$$m_P^2 = m_0^2 + \delta m^2 \quad (3.4)$$

onde m_0 é a massa livre (*bare mass*) e δm^2 as correções radiativas*. Entretanto, por serem correções esperamos que ordens superiores em nível de *loops* gerem contribuições desprezíveis.

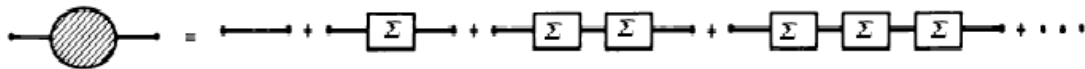


Fig. 3.5: Diagrama do propagador completo, incluindo correções quânticas [55].

* Interações internas não observadas em que partículas são irradiadas e reabsorvidas, esquematicamente representadas pelo diagramas em *loop*.

No modelo padrão, o bóson de Higgs interage com bósons de gauge, férmions e ele próprio, o que revela que seu propagador recebe correções quânticas que resultarão na correção da sua massa. As contribuições predominantes a 1-loop são devidas ao quark *top*, bósons de gauge fracos e o próprio Higgs e encontram-se representadas nos diagramas da figura a seguir.

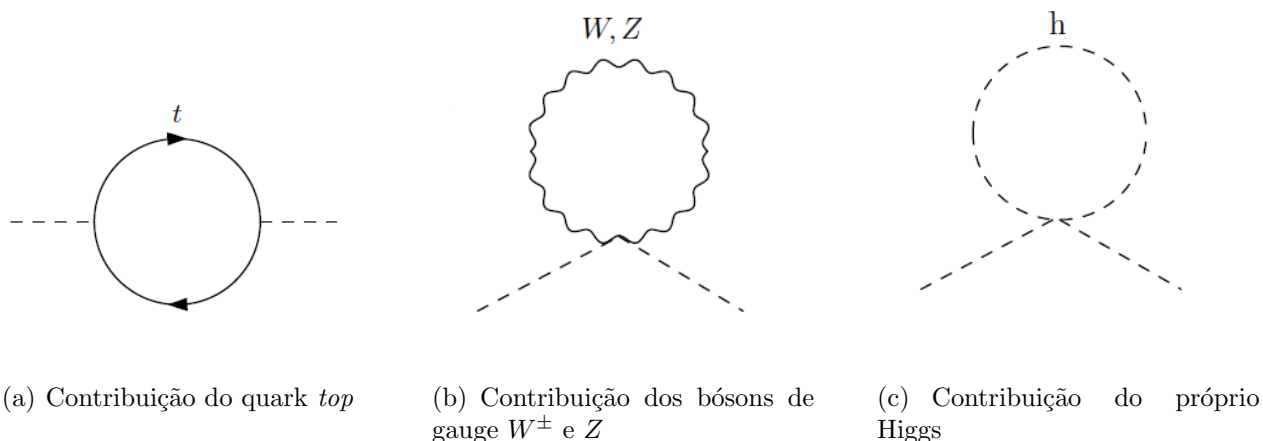


Fig. 3.6: Correções a 1-loop na massa do Higgs

As correções são dadas por

$$\delta m_t^2 = -12 \left(\frac{\Lambda}{4\pi v} \right)^2 m_t^2, \quad (3.5)$$

$$\delta m_W^2 = 6 \left(\frac{\Lambda}{4\pi v} \right)^2 m_W^2, \quad (3.6)$$

$$\delta m_Z^2 = 3 \left(\frac{\Lambda}{4\pi v} \right)^2 m_Z^2, \quad (3.7)$$

$$\delta m_h^2 = 3 \left(\frac{\Lambda}{4\pi v} \right)^2 m_h^2, \quad (3.8)$$

onde Λ é a escala de corte da integração no espaço dos momentos. Podemos observar que a massa do Higgs não é estável sob correções, pois a partir de uma escala $\Lambda \approx 4\pi v \sim 1$ TeV as correções contribuem expressivamente e tornam-se maiores do que a massa observada do Higgs, exigindo um ajuste bastante fino do parâmetro m_0 que deverá cancelar o excesso inserido pelas

correções. Ainda que esse ajuste seja possível ele não soa natural. Este problema é denominado como *problema do fine-tuning* [56]. Outra controvérsia na teoria vem da divergência que aparece entre as escalas eletrofraca e a de Planck. A escala eletrofraca é determinada pelo vácuo do campo escalar e estabelece o corte a partir do qual os efeitos quânticos da interação eletrofraca são significativos, o que corresponde a $\Lambda_{EW} \sim 10^3$ GeV. Já a escala de Planck é determinada pela massa de Planck e estipula o corte para os efeitos quânticos da gravitação, o que corresponde a $\Lambda_{Planck} \sim 10^{19}$ GeV. Sabendo que o MP não inclui a interação gravitacional deveríamos esperar que a teoria fosse assegurada até o corte Λ_{Planck} , o que provocaria um direcionamento da massa do Higgs para esta escala por conta das correções. A descoberta do bóson de Higgs altera esta expectativa, pois com a determinação da massa do Higgs se estabelece o corte em $\Lambda \sim 1$ TeV um valor bem inferior ao corte de Planck, o que reduz a validade do modelo padrão. Este problema é denominado como *problema de hierarquia* [57–59]. Essas questões são indícios de que é provável que a teoria não esteja completa.

3.3 Teorias Além do Modelo Padrão

As observações apontadas em 3.1 e 3.2 evidenciam que o modelo padrão não é a teoria completa o que justifica a necessidade em estender a teoria. Essa comprovação despertou uma série de hipóteses que culminaram no desenvolvimento de inúmeros modelos com o propósito de resolver algumas dessas questões, seja corrigindo as falhas ou acrescentando os fenômenos físicos não descritos pela teoria. Esses modelos incluem supersimetria, dimensões extras, quebra dinâmica de simetria, extensões do setor escalar, Higgs como um pseudo-Nambu-Goldstone entre outros.

3.3.1 2HDM

Do inglês *2-Higgs Doublet Model*, este modelo é considerado uma das extensões mais simples do modelo padrão quando comparado às outras, consistindo em uma extensão do setor escalar a qual introduz um novo dubleto de Higgs à teoria com as mesmas propriedades do Higgs do modelo padrão. Em princípio, não há nenhuma razão para acreditarmos que o modelo padrão contenha apenas um único dubleto escalar, o que torna atrativa a construção e o estudo dessa

extensão. Apesar da sua relativa simplicidade o modelo é bastante interessante, pois apresenta uma fenomenologia mais rica devida aos novos escalares.

O modelo $2HDM$ permite criar cenários capazes de propor a quantidade correta de assimetria bariônica (assimetria entre matéria e antimatéria), induzidas por uma violação CP (explícita ou espontânea) no potencial de Higgs, e candidatos a matéria escura [60–62]. Dentro deste modelo há as seguintes variedades: **tipo I**, apenas um dos dubletos se acopla a todos os férmions enquanto ao outro dubleto esse acoplamento é proibido; **tipo II**, um dos dubletos se acopla aos quarks tipo *up* enquanto o outro se acopla aos quarks tipo *down* e léptons; **tipo III**, permite acoplamento Yukawa a cada um dos dubletos; **tipo X**, um dos dubletos se acopla aos quarks enquanto o outro aos léptons e **tipo Y**, um dos dubletos se acopla aos quarks tipo *up* e léptons enquanto o outro aos quarks tipo *down*.

3.3.2 MSSM

Do inglês *Minimal Supersymmetric Standard Model* [63], este modelo é uma extensão mínima do modelo padrão que adiciona um campo parceiro a cada campo do modelo padrão por meio de supersimetria. A supersimetria [64] é uma transformação que converte um bóson (férmion) em um férmion (bóson), ou seja, introduz um campo parceiro com estatística diferente do campo à ele associado. Apesar da diferença em $1/2$ unidade de spin os outros números quânticos permanecem os mesmos. O nome dessas novas partículas obedece a seguinte nomenclatura: parceiros bosônicos recebem o prefixo “s” enquanto os fermiônicos recebem o sufixo “ino”, de modo que os parceiros dos férmions, bósons de gauge e de Higgs são, respectivamente, sférmions, gauginos e higgsino. Os modelos supersimétricos permitem criar cenários capazes de proporem oscilação de neutrinos, candidatos à matéria escura, unificação dos acoplamentos de gauge em altas energias e solução para o problema da hierarquia.

Se a supersimetria fosse exata, a massa de uma partícula do MP e da associada parceira deveriam ser iguais no entanto, como nenhum parceiro foi observado acredita-se que a supersimetria esteja necessariamente quebrada, o que resultaria numa massa diferente para seus parceiros. Assim como no modelo padrão, podemos supor que a supersimetria é espontaneamente quebrada porém, a massa gerada à estes parceiros não podem ser muito maiores do que

a escala eletrofraca, pois inviabilizaria a proposta do modelo em solucionar o problema de hierarquia. Após a quebra da supersimetria, novas correções quânticas às massas de Higgs surgem devido às partículas parceiras, se essa quebra ocorrer em energias próximas da escala eletrofraca observaremos que esses estados supersimétricos cancelarão as divergências quadráticas na massa do bóson de Higgs, estabilizando a escala eletrofraca e resolvendo o problema de hierarquia. Vale a pena informar que a supersimetria sozinha encontra-se descartada por conta da ausência de resultados experimentais mostrando tais estados parceiros, no entanto uma combinação dessa simetria a outros modelos ainda é objeto de estudo.

3.3.3 *Little Higgs*

A essência do modelo *Little Higgs* [65–67] baseia-se em tratar o Higgs como um pseudo bóson de Goldstone, pNGB, proveniente de uma simetria aproximada espontaneamente quebrada. Este modelo, assim como o supersimétrico, propõe resolver o problema de hierarquia e a existência de um candidato à matéria escura, entretanto o cancelamento das divergências quadráticas são realizados por novos estados de mesma estatística.

Sabemos que a presença de bósons de Goldstone em uma teoria está associada à quebra espontânea de uma simetria global. Se, ao invés de uma teoria com simetria global temos uma teoria de gauge compreendemos que os modos de Goldstone representam graus de liberdade não físicos que são absorvidos pelos campos de gauge e dão origem a bósons de gauge massivos. Para que uma teoria permita, ao mesmo tempo, modos de Goldstone físicos e não físicos é necessário que a simetria local incida em apenas um subgrupo da simetria da teoria pois, dessa forma, teremos uma parte sendo absorvida enquanto a outra não. Os modos não absorvidos irão constituir o dubleto de Higgs do modelo padrão que será um legítimo bóson de Goldstone, escalar sem massa, e permanecerá assim mesmo após correções quânticas, pois não apresenta interações de gauge ou Yukawa.

Ainda que o tratamento acima não esteja ideal, a idéia por trás é interessante e bastante promissora quando desenvolvemos o dubleto não exatamente como um bóson de Goldstone mas sim como pNGB. Para possibilitar que o dubleto seja um pNGB devemos permitir a teoria interações suficientemente pequenas, o que é obtido adicionando termos com acoplamentos

muito pequeno. Isso permitirá gerar a massa ao Higgs através de correções quânticas, que não são grandes uma vez que estas encontram-se controladas pelos pequenos acoplamentos. Este mecanismo é conhecido como quebra de simetria coletiva (quando esses acoplamentos são ajustadas a zero a simetria é restaurada e os pNGB tornam-se legítimos NGB) e além estabilizar a massa do Higgs permite que a teoria permaneça perturbativa.

Este modelo, então, assegura que não haverá contribuições quadraticamente divergentes em nível de *1-loop*, uma vez que as novas partículas, com a mesma estatística, cancelam as divergências quadráticas dos campos do Modelo Padrão. Apesar disso, o modelo ainda não é a teoria final, é considerado uma teoria efetiva com validade até sua escala de corte, $\Lambda_{LH} \sim 10$ TeV, e acima desta escala eles devem ser inseridos em uma teoria maior conhecida por complementação ultravioleta (do inglês, *UV completion*).

Matéria Escura

Diante de inúmeras evidências estabelecendo a existência de uma matéria não luminosa com determinadas características optamos por explorar a questão da matéria escura (ME), pois apesar da sua relativa abundância no Universo sua natureza ainda permanece desconhecida. Os elementos relativo à compreensão destas características encontram-se descritos no Modelo Padrão da Cosmologia, o qual caracteriza a física associada à origem e evolução do Universo. O modelo oferece um quadro bastante consistente que nos permite entender a evolução do Universo desde as primeiras frações de segundo até hoje. Portanto, neste capítulo abordamos os principais conceitos associados à este modelo, mostrando os observáveis relacionados à ME, além de discutir a relação entre ME do MP da Cosmologia e o candidato à ME de alguma extensão do MP da física de partículas.

4.1 *Cosmologia Padrão*

A construção de modelos cosmológicos sofreu uma verdadeira revolução nas primeiras décadas do século XX com o estabelecimento da Teoria da Relatividade Geral como a teoria mais abrangente e bem sucedida para a descrição dos fenômenos gravitacionais. Desenvolvida por Einstein, esta teoria modernizou a teoria da gravitação propondo a gravidade como uma propriedade geométrica do espaço-tempo. A teoria afirma que a curvatura do espaço-tempo está associada ao conteúdo de matéria e energia nele presentes e a relação é dada por

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}R g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}, \quad (4.1)$$

onde $G_{\mu\nu}$ é o tensor de Einstein; $R_{\mu\nu}$ tensor de Ricci; $R \equiv g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ escalar de Ricci; $g_{\mu\nu}$ tensor métrico do espaço-tempo; G a constante gravitacional e $T_{\mu\nu}$ tensor energia-momento.

Para continuarmos o estudo da dinâmica do universo algumas hipóteses fundamentais devem ser consideradas. A primeira hipótese, conhecida por *Princípio Cosmológico*, assume que o Universo é espacialmente homogêneo e isotrópico em escalas suficientemente grandes, o que significa que é o mesmo para todos os observadores e que não há nenhuma direção preferencial. A segunda assume que o conteúdo do Universo pode ser tratado como um fluido e, portanto, ser descrito meio de grandezas físicas como densidade, pressão e temperatura. A combinação dessas hipóteses junto da relatividade geral constituem a base da cosmologia padrão de Friedmann-Robertson-Walker. Este modelo é, atualmente, a teoria mais simples e satisfatória, posto que suas previsões são consistentes com os resultados observacionais. Nesta seção analisamos, brevemente, os resultados mais relevantes deste modelo contudo, para maior aprofundamento, sugerimos consultar Refs. [68, 69].

4.1.1 Equações de Friedmann

As expressões que descrevem a dinâmica do Universo são alcançadas substituindo a métrica de Friedmann e o tensor energia-momento de um fluido perfeito na equação de Einstein. A métrica de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FRLW) descreve um Universo homogêneo, isotrópico e não estático e é dada por

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \text{sen}^2\theta d\phi^2) \right], \quad (4.2)$$

onde r , θ e ϕ são coordenadas esféricas comóveis*; $a(t)$ o fator de escala dependente do tempo que descreve um universo em expansão ou contração; k a constante que descreve a curvatura

* Coordenadas comóveis é um sistema de coordenadas que acompanha a evolução do Universo, de tal forma que um observador estacionário que participa desta evolução terá a mesma coordenada em todos os instantes.

especial podendo assumir os valores 0 (Universo plano), +1 (Universo fechado) e -1 (Universo aberto). O tensor energia-momento de um fluido perfeito descreve a distribuição de matéria e energia num Universo homogêneo e isotrópico e é dado por

$$T_{\mu\nu} = (\rho + P)u_\mu u_\nu + P g_{\mu\nu}, \quad (4.3)$$

onde ρ e P são, respectivamente, densidade de energia e pressão do fluido e u^μ a 4-velocidade do observador. Substituindo (4.2) e (4.3) em (4.1) obtêm-se as equações de Friedmann:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho, \quad (4.4)$$

$$2\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = -8\pi G P. \quad (4.5)$$

A equação (4.4) determina como o fator de escala do Universo, a , muda com o tempo em termos da densidade total de energia do Universo, ρ , e da curvatura do Universo, k ; e é, geralmente, escrita em termos do parâmetro de Hubble, $H(t) \equiv \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$. Através desta equação defini-se uma densidade crítica de energia ρ_c , dada por

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad (4.6)$$

que é a densidade necessária para produzir um Universo plano ($k = 0$). Outra quantidade bastante utilizada é o parâmetro densidade Ω , definido como

$$\Omega \equiv \frac{\rho}{\rho_c}, \quad (4.7)$$

que é a razão entre a densidade total de energia no Universo e a densidade crítica. Substituindo (4.6) e (4.7) em (4.4) obtêm-se uma equação que relaciona a curvatura espacial k ao parâmetro Ω , da qual é possível observar que se:

$$\begin{aligned}
\Omega = 1 &\Rightarrow \rho = \rho_c \Rightarrow k = 0 \implies \text{Universo é plano,} \\
\Omega > 1 &\Rightarrow \rho > \rho_c \Rightarrow k > 0 \implies \text{Universo é fechado,} \\
\Omega < 1 &\Rightarrow \rho < \rho_c \Rightarrow k < 0 \implies \text{Universo é aberto.}
\end{aligned} \tag{4.8}$$

Considerando que o fluido cósmico seja uma mistura constituída por matéria (ordinária e escura), radiação e energia escura podemos escrever (4.7) como uma soma das contribuições, $\Omega = \sum_i \Omega_i = \sum_i \frac{\rho_i}{\rho_c}$. Observações realizadas pela colaboração Planck mostraram as seguintes medidas: $\Omega_m = 0.315 \pm 0.017$, $\Omega_r \simeq 5 \times 10^{-5}$ e $\Omega_\Lambda = 0.685 \pm 0.017$, indicando um Universo essencialmente plano [6].

Substituindo (4.4) em (4.5) obtém-se a equação de aceleração,

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P), \tag{4.9}$$

da qual é possível observar que uma expansão acelerada ocorrerá somente se $\rho + 3P < 0$, no entanto sabendo que ρ é uma quantidade positiva essa condição revela que $P < 0$, indicando que o Universo deve conter alguma componente com pressão negativa. Substituindo (4.9) na derivada de (4.4) obtém-se a equação de continuidade,

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + P) = 0, \tag{4.10}$$

cuja solução, que será apresentada e discutida na seção a seguir, nos fornece a dependência de ρ com o fator de escala. Em suma, podemos dizer que o cenário caracterizado pelo Modelo Padrão da Cosmologia é descrito pela métrica FRW com curvatura plana e conteúdo de matéria e energia constituídos de matéria bariônica, matéria escura, radiação e energia escura.

4.1.2 Termodinâmica do Universo

Para descrever o processo de evolução do Universo ainda precisamos recorrer à termodinâmica do equilíbrio pois, conforme observações da RCF, vimos que o espectro desta ra-

dição corresponde ao espectro de um corpo negro o que revela que o conteúdo primordial de partículas estava em equilíbrio térmico. Diante disso, introduzimos as quantidades

$$n = \frac{g}{(2\pi)^3} \int f(\vec{p}) d^3p, \quad (4.11)$$

$$\rho = \frac{g}{(2\pi)^3} \int E(\vec{p}) f(\vec{p}) d^3p, \quad (4.12)$$

$$P = \frac{g}{(2\pi)^3} \int \frac{|\vec{p}|^2}{3E} f(\vec{p}) d^3p, \quad (4.13)$$

onde n , ρ e P são, respectivamente, densidade do número, densidade de energia e pressão; g os graus de liberdade interno; $E(\vec{p}) = \sqrt{|\vec{p}|^2 + m^2}$ a energia e $f(\vec{p})$ a função de distribuição estatística dada por

$$f(\vec{p}) = \left(e^{\frac{E-\mu}{T}} \pm 1 \right)^{-1}, \quad (4.14)$$

em que μ é o potencial químico, T a temperatura e os sinais (+) aplicados para férmions e (−) para bósons. Considerando os limites de extremo das Eqs. (4.11), (4.12) e (4.13) temos os seguintes resultados:

- Limite Relativístico ($T \gg m$, $E \approx p$ e para $T \gg \mu$)

$$n = \frac{\zeta(3)}{\pi^2} g T^3 \begin{cases} 1 & \text{bósons} \\ \frac{3}{4} & \text{férmions} \end{cases} \quad (4.15)$$

$$\rho = \frac{\pi^2}{30} g T^4 \begin{cases} 1 & \text{bósons} \\ \frac{7}{8} & \text{férmions} \end{cases} \quad (4.16)$$

$$P = \frac{1}{3} \rho \quad (4.17)$$

em que $\zeta(3) = 1.20206\dots$ a função zeta de Riemann de 3,

- Limite Não-Relativístico ($m \gg T$ e $E \approx m + \frac{p^2}{2m}$)

$$n = g \left(\frac{mT}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m+\mu}{T}} \quad (4.18)$$

$$\rho = mn \quad (4.19)$$

$$P = nT \ll \rho. \quad (4.20)$$

Observe que substituindo, individualmente, (4.17) e (4.20) em (4.10) obtém-se a escalada das componentes relativística (radiação) e não relativística com a expansão, respectivamente, correspondentes a $\rho_r \propto a^{-4}$ e $\rho_m \propto a^{-3}$. No caso da componente energia escura verifica-se que a equação é satisfeita quando $P = -\rho$, resultando em ρ_Λ constante. Apesar da densidade total de energia incluir todas estas componentes verifica-se, em termos da temperatura, que a contribuição mais significativa é dada pela radiação, expressa por

$$\rho_r = \frac{\pi^2}{30} g_*(T) T^4 \quad (4.21)$$

onde $g_*(T)$ é o número efetivo de graus de liberdade relativísticos dado por

$$g_*(T) \equiv \sum_{i=\text{bósons}} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^4 + \frac{7}{8} \sum_{i=\text{férmions}} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^4, \quad (4.22)$$

o que dá, com boa aproximação, $\rho \simeq \rho_r$. Diante disso, a equação (4.4) para $k = 0$ será

$$H = \frac{\pi}{3} \left(\frac{g_*}{10} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{T^2}{M_{pl}} \quad (4.23)$$

onde $M_{pl} = \frac{1}{\sqrt{8\pi G}}$ é a massa de Planck. Finalmente, podemos dizer que inicialmente o Universo era essencialmente muito quente e denso ($T \gg m_i$) permitindo que todas as espécies tenham um comportamento relativístico, no entanto à medida o Universo se expande ele se esfria ($T \propto a^{-1}$) e as espécies massivas ($T \ll m_i$) deixam de ter comportamento relativístico, uma vez que a distribuição (4.14) é reduzida a distribuição de Boltzmann.

4.1.3 Equação de Boltzmann

Conforme descrito na seção anterior vimos que no Universo Primordial toda a dinâmica é determinada pelo equilíbrio térmico, no entanto são os desvios nesta condição que tornam o Universo interessante. A saída do equilíbrio é o mecanismo essencial na explicação de três fenômenos importantes: **(i)** formação dos elementos leves durante a nucleossíntese primordial (BBN); **(ii)** recombinação de elétrons e prótons em hidrogênio neutro; e **(iii)** produção de matéria escura. A evolução de sistemas além do equilíbrio é conduzida pelas equações de Boltzmann que, em termos da densidade do número, é escrita como

$$\frac{dn_i}{dt} + 3Hn_i = g_i \int \frac{d^3p_i}{(2\pi)^3 E_i} C[f_i], \quad (4.24)$$

onde $C[f_i]$ é o operador de colisão, o qual codifica as interações relevantes que alteram o número total de partículas da espécie i . No escopo deste trabalho nos limitaremos a investigar processos com 2 partículas nos estados inicial e final, genericamente representado por

$$1 + 2 \rightleftharpoons 3 + 4 \quad (4.25)$$

e matematicamente descrito por 4 equações como (4.24) que devem ser resolvidas simultaneamente. Apesar da complexidade do sistema é possível simplificá-lo assumindo que apenas uma espécie por vez sai do equilíbrio, o que significa que as outras 3 permanecem em equilíbrio, de modo que o problema reduz-se a resolver uma única equação.

Acompanhando a espécie 1 constatamos que a equação de Boltzmann para este sistema será

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} + 3Hn_1 = & g_1 \int \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3 2E_1} g_2 \int \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3 2E_2} g_3 \int \frac{d^3p_3}{(2\pi)^3 2E_3} g_4 \int \frac{d^3p_4}{(2\pi)^3 2E_4} \\ & \times (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) |\mathcal{M}|^2 \\ & \times [f_3 f_4 (1 \pm f_1)(1 \pm f_2) - f_1 f_2 (1 \pm f_3)(1 \pm f_4)], \end{aligned} \quad (4.26)$$

onde $|\mathcal{M}|^2$ é a amplitude quadrada para o processo (4.25) e cuja configuração é especificada de acordo com o modelo teórico considerado. Para simplificar esta equação assumiremos que:

- I. As partículas trocam energia e momento de modo tão eficiente que as funções de distribuição para as espécies assumem a forma (4.14);
- II. Estaremos interessados no limite de temperaturas suficientemente pequenas tais que $E_i - \mu_i \gg T$, de forma que $f_i \rightarrow e^{-(E_i - \mu_i)/T}$ e $(1 \pm f_i) \sim 1$;
- III. No equilíbrio com o banho térmico a densidade do número da espécie é definida sem o potencial químico ($\mu_i = 0$) de modo que $e^{\mu_i/T}$ pode ser reescrito como $n_i/n_i^{(0)}$;

que acrescidas de conservação de energia ($E_1 + E_2 = E_3 + E_4$) e definição da média térmica da seção de choque $\langle \sigma v \rangle$, dada por

$$\langle \sigma v \rangle \equiv \frac{1}{n_1^{(0)} n_2^{(0)}} g_1 g_2 \int \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3} \sigma v f_1^{(0)} f_2^{(0)}, \quad (4.27)$$

onde σ é a seção de choque de espalhamento e v a velocidade relativa entre as partículas iniciais[†] (maiores detalhes sobre estas quantidades serão apresentados no próximo capítulo) reduz a equação de Boltzmann (4.26) a

$$\frac{dn_1}{dt} + 3Hn_1 = n_1^{(0)} n_2^{(0)} \langle \sigma v \rangle \left\{ \frac{n_3 n_4}{n_3^{(0)} n_4^{(0)}} - \frac{n_1 n_2}{n_1^{(0)} n_2^{(0)}} \right\}. \quad (4.28)$$

Observe que o primeiro termo do lado direito, proporcional a $n_3 n_4$, descreve o aumento de partículas 1 devido a aniquilação de 3 com 4, enquanto o segundo termo, proporcional a $n_1 n_2$, a redução de 1 devido a aniquilação de 1 com 2.

Sabendo que tempo e temperatura estão conectados reescrevemos a equação (4.28) em função da temperatura para obter uma expressão matematicamente mais intuitiva, dada por

[†] A expressão da velocidade relativa entre as partículas iniciais não é a trivial, mas sim a definida como $v = \frac{\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}}{E_1 E_2}$, onde p_1 e E_1 expressa o 3-momento e energia da partícula inicial de massa m_1 , enquanto p_2 e E_2 o 3-momento e energia da partícula inicial de massa m_2 .

$$-\frac{dn_1}{dT}HT + 3Hn_1 = -\Gamma_1 n_1 \left\{ 1 - \frac{n_1^{(0)} n_2^{(0)}}{n_1 n_2} \frac{n_3 n_4}{n_3^{(0)} n_4^{(0)}} \right\} \quad (4.29)$$

onde $\Gamma_1 \equiv n_2 \langle \sigma v \rangle$ é taxa de interação da espécie 1 e o termo $\{1 - \dots\}$ o desvio do equilíbrio químico. O sistema estará em equilíbrio químico quando as reações (4.25) ocorrem com igual probabilidade em ambas as direções, daí o símbolo \rightleftharpoons , e fora do equilíbrio quando uma direção tornar-se preferida em relação à outra. Essas reações de transformação são causadas pelas interações fundamentais, que obrigam algumas partículas a reagir e transformar em outras e vice-versa, e é uma assimetria nas taxas dessa conversão que provoca a ruptura do equilíbrio. A compreensão deste acontecimento está diretamente associada à relação entre os parâmetros taxa de expansão do Universo H e taxa de interação Γ_1 [?].

Nas primeiras frações de segundo do Universo primitivo a temperatura era tão alta, $T \gg m_i$, que todas as espécies têm comportamento relativístico ($n_i^{(0)} \propto T^3$), o que permite que as taxas de interação sejam tão altas que $\Gamma_1 \gg H$. Nesta fase, qualquer excesso (carência) das espécies é compensado rapidamente pelo sistema que aniquila (cria) as partículas deste tipo, provocando um cancelamento no lado direito de (4.29) e resultando em $n_1 \propto T^3$. Verifica-se, então, neste estágio que o estado natural do sistema é o de equilíbrio químico, pois n_1 é direcionado ao valor de equilíbrio. À medida que o Universo vai se expandindo a temperatura do banho térmico vai diminuindo e se aproximando de m_1 , tornando a supressão de Boltzmann cada vez mais significativa ($n_1^{(0)} \propto e^{-m_1/T}$). Se o estado de equilíbrio permanecesse a densidade do número da espécie se anularia, no entanto, para nossa sorte, houveram breves momentos de não equilíbrio, isto é, momentos em que o banho térmico não é mais capaz de produzir as espécies aniquiladas com a mesma eficiência que são destruídas e favorece a espécie somente se aniquilar. Posteriormente, as aniquilações tornam-se ineficazes e a taxa de Hubble alcança e supera a taxa de aniquilação, $\Gamma_1 \lesssim H$, e a equação (4.29) pode, então, ser aproximada por $\frac{dn_1}{dT} \simeq 3\frac{n_1}{T} \Rightarrow n_1 \propto T^3$. A partir deste momento, podemos observar que a densidade do número de partículas em um volume comóvel torna-se constante (congela), pois as aniquilações cessam e, por isto, este estágio é conhecido como o *freeze-out* (congelamento) da espécie.

Em suma, dizemos que a equação de Boltzmann narra a evolução de espécies que estavam inicialmente em equilíbrio com o plasma primordial e desacoplaram deste quando suas interações não conseguiram mais acompanhar a expansão do Universo, daí o nome relíquias térmicas. Estas relíquias, ainda, podem ser divididas em quentes, frias e mornas, classificação atribuída de acordo com a temperatura na qual ocorreu o congelamento (*freeze-out*) da espécie. O momento/temperatura do *freeze-out* da espécie é um ponto extremamente essencial na sua evolução e revela a importância da física de partículas para a cosmologia. Embora a equação de Boltzmann seja aplicada aos estudos dos fenômenos **i**, **ii** e **iii** utilizaremos, no escopo deste trabalho, este formalismo para determinar o *freeze-out* da ME e estimar sua abundância relíquia.

4.2 Matéria Escura

Conforme vimos na seção 3.1.3 a existência de uma matéria escura foi instituída como resposta para uma série de observações em cosmologia, mas apesar das inúmeras evidências pouco se sabe acerca da sua natureza. No âmbito da física de partículas inúmeras extensões do modelo padrão propondo uma nova partícula candidata à ME têm sido estudadas, no entanto para que seja considerada um candidato viável a mesma deve cumprir com os seguintes quesitos:

- I. Ser eletricamente neutra, pois do contrário interagiria muito fortemente com fótons e não seria escura;
- II. Ser massiva, pois observamos sua existência através de efeitos gravitacionais;
- III. Ser estável em escalas de tempo cosmológicas, pois do contrário já teria decaído e não seria possível ser observada;
- IV. Ser fria, isto é se mover a velocidades não-relativísticas, pois do contrário não seria capaz de colapsar gravitacionalmente para formar estruturas de pequena escala;
- V. Não-bariônica, pois do contrário as bem sucedidas previsões do BBN, que são sensíveis à razão bárion-fóton, não seriam praticáveis;
- VI. Produzir a quantidade correta da densidade de matéria escura observada.

Então, em continuidade ao estudo desenvolvido em 4.1.3, iremos assumir que a ME seja uma relíquia térmica fria, isto é, foi produzida através de interações com o banho térmico, alcançou o equilíbrio com o mesmo e, depois, desacoplou no limite não-relativístico quando suas interações não conseguiram acompanhar a expansão do Universo. Por simplicidade, vamos considerar um cenário no qual 2 partículas de ME se aniquilam produzindo 2 partículas mais leves, $\chi + \chi \rightarrow l + l$, e assumir que os produtos da aniquilação entram rapidamente em equilíbrio com o banho térmico, o que significa $n_l = n_l^{(0)}$; de modo que a equação de Boltzmann para a evolução da densidade número de ME, n_χ , em termos da temperatura, torna-se

$$-\frac{dn_\chi}{dT}HT + 3Hn_\chi = -\Gamma_\chi n_\chi \left\{ 1 - \left(\frac{n_\chi^{(0)}}{n_\chi} \right)^2 \right\}, \quad (4.30)$$

estabelecendo que n_χ diminui com a expansão do Universo e os efeitos de interação. Redimensionando a equação anterior em termos da densidade número em um volume comóvel, $Y \equiv \frac{n_\chi}{T^3}$, e de uma nova variável temporal, $x \equiv \frac{m_\chi}{T}$ onde m_χ é a massa da ME, obtém-se

$$\frac{dY}{dx} = -\frac{\langle \sigma v \rangle m_\chi^3}{H(m_\chi) x^2} \left\{ Y^2 - (Y^{(0)})^2 \right\}, \quad (4.31)$$

onde

$$H(m_\chi) = \frac{\pi}{3} \left(\frac{g_*}{10} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{m_\chi^2}{M_{pl}}.$$

Sabemos que (4.31) não possui solução analítica, no entanto é possível ter uma boa noção quantitativa da evolução de $Y(x)$ analisando o comportamento das soluções nos casos limites [71–76]. A altas temperaturas, $x \ll 1$, verifica-se que a solução de (4.31) é, com boa aproximação, $Y \approx Y^{(0)} \sim 1$. À medida que T diminui x aumenta e a abundância de equilíbrio torna-se suprimida, $Y^{(0)} \propto e^{-x}$. A baixas temperaturas, $x \gg 1$, verifica-se que $Y^{(0)} \rightarrow 0$, o que reduz (4.31) a

$$\frac{dY}{dx} \simeq -\frac{\langle \sigma v \rangle m_\chi^3}{H(m_\chi) x^2} Y^2. \quad (4.32)$$

Integrando a partir da época do *freeze-out* x_{fo} , Y_{fo} até o tempo presente x_0 , Y_0 obtém-se (considerando que $x_0 \gg x_{fo}$ e $Y_0 \ll Y_{fo}$)

$$-\frac{1}{Y_0} + \frac{1}{Y_{fo}} \simeq -\frac{\langle\sigma v\rangle m_\chi^3}{H(m_\chi)x_{fo}^2} \longrightarrow Y_0 \simeq \frac{x_{fo} H(m_\chi)}{m_\chi^3 \langle\sigma v\rangle}, \quad (4.33)$$

com x_{fo} , tempo (ou temperatura) do *freeze-out*, obtido, como uma primeira aproximação, da condição $\Gamma_\chi(x_{fo}) \sim H(x_{fo})$. A figura a seguir mostra o comportamento da solução numérica de (4.31) para diferentes valores de $\langle\sigma v\rangle$. Observe que a altas temperaturas Y acompanha $Y^{(0)}$ como o esperado, pois neste momento a taxa de interação é tão alta que a espécie permanece em equilíbrio químico com o plasma. Também, observe que quanto maior o valor de $\langle\sigma v\rangle$ mais tempo a espécie permanece no equilíbrio e mais tarde ocorre o *freeze-out* da espécie.

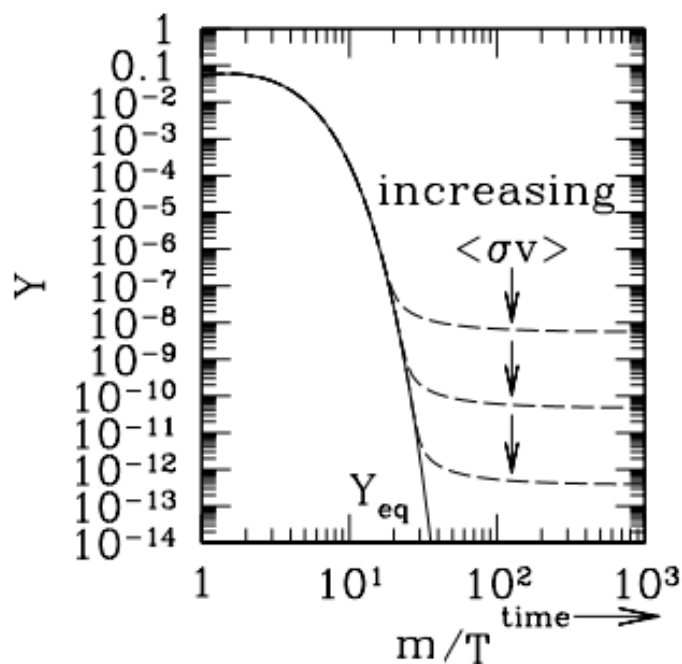


Fig. 4.1: Ilustração da evolução da densidade número de ME por volume comóvel, Y , em função da razão massa-temperatura, x . A linha sólida acompanha o valor de Y do equilíbrio (Y_{eq}) e a tracejada o valor de Y após o *freeze-out*. [74]

A partir de Y_0 podemos deduzir Ω_χ , ou seja, a fração contribuída pela ME na densidade crítica,

$$\Omega_\chi \equiv \frac{\rho_\chi(T_0)}{\rho_c} = \frac{m_\chi n_\chi(T_0)}{\rho_c} = \frac{m_\chi Y(T_0) T_0^3}{\rho_c} = \frac{\pi}{3} \left(\frac{g_*}{10}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{x_{fo} T_0^3}{\rho_c M_{pl}} \langle \sigma v \rangle^{-1}, \quad (4.34)$$

onde T_0 é a temperatura atual da RCF. Note que quanto maior o valor de $\langle \sigma v \rangle$, menor a abundância relíquia de ME. Lembrando que estamos lidando com partículas não-relativísticas nota-se que o termo $\langle \sigma v \rangle$ pode ser expandido em potências de $v^2 \sim 1/x$. Considerando apenas os dois primeiros termos desta expansão, ou seja, a aniquilação de uma **onda-S** e de uma **onda-P**, temos $\langle \sigma v \rangle \simeq a + b\langle v^2 \rangle = a + \frac{6b}{x}$, o qual substituímos em (4.34) para obter uma expressão em termos de x_{fo} . Medidas realizadas pela colaboração Planck [6] determinaram que a abundância de ME observada corresponde a

$$\Omega_{DM} h^2 = 0.1199 \pm 0.0027, \quad (4.35)$$

logo combinando observação e predição estima-se, numericamente, que o *freeze-out* da ME ocorre quando $x_{fo} \sim 20$. Substituindo esse valor em (4.34) pode-se ver que a determinação experimental é correspondida com $\langle \sigma v \rangle \simeq 3.10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \simeq 1 \text{pb}$.

Em geral, a seção de choque de aniquilação de duas partículas pode ser escrita como $\sigma \sim \frac{g^4}{m^2}$, onde g é algum acoplamento. Logo, no limite de uma onda-S, podemos dizer que $\langle \sigma v \rangle \simeq \sigma$. Dentre os possíveis candidatos à ME destacamos os WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*), pois, assim como os neutrinos, possuem apenas interações fracas com a matéria comum, com a diferença de terem uma massa muito maior. O pretexto para considerarmos tais partículas está relacionado ao fato da sua seção de choque e massa estar na mesma ordem da escala eletrofraca ($\sigma_{EW} \sim 1 \text{pb}$ e $m_\chi \sim 100 \text{ GeV}$), permitindo assim reproduzir a correta abundância observada. Isso é o que chamamos de "Milagre WIMP". Este cenário se apresenta bastante promissor visto que espera-se nova física numa escala de energia já conhecida e acessível, aos atuais instrumentos, ao que tudo indica esta também parece ser uma solução atraente para o problema da ME consolidando extensões do Modelo Padrão.

4.3 Métodos de Detecção

De acordo com o estudo desenvolvido na seção 4.1 sabemos que para produzir 4.34 é necessário que a espécie em questão seja aniquilada em outras partículas. Voltando ao cenário dos WIMPs vamos assumir que os produtos da sua aniquilação sejam partículas do MP, isto é, $\chi + \chi \rightarrow \text{MP} + \text{MP}$. Diante disso, podemos observar que há três diferentes métodos para detectar esses WIMPs: detecção direta, detecção indireta e produção em colisores. Estes processos encontram-se esquematicamente representados na figura 4.2. Para informações mais detalhadas sobre estes métodos sugerimos consultar Refs. [77–79].

A detecção direta é um tipo de pesquisa que procura sinais de recuo nuclear induzidos pelo espalhamento elástico entre um WIMP e um núcleo atômico, isto é, $\chi + \text{MP} \rightarrow \chi + \text{MP}$. Os experimentos desta categoria requerem detectores com alta sensibilidade, pois espera-se que as quantidades de energia depositadas nos núcleos atômicos do detector sejam da $O(\text{keV})$. Por esta razão, grandes melhorias têm sido realizadas nos detectores com o intuito de melhorar a sensibilidade, tais como a redução do ruído e aumento do tamanho do detector.

A detecção indireta é a técnica que procura detectar os produtos da aniquilação de WIMPs, isto é, $\chi + \chi \rightarrow \text{MP} + \text{MP}$. Apesar da aniquilação de ME ser fortemente suprimida após o desacoplamento, uma vez que a taxa de aniquilação é proporcional ao quadrado da densidade de ME, ela ainda pode ocorrer hoje entretanto, é possível potencializar a chance de descoberta buscando em regiões com alta densidade de ME. A composição de estados finais e a natureza do vértice de aniquilação dependem especificamente do modelo teórico em consideração. O fluxo dessas partículas vão aparecer como um excesso do fluxo esperado, o que indicaria possíveis sinais de aniquilação dos WIMPs.

Por último, outra forma de detectar ME é através da produção em colisores. Esta via procura produzir WIMPs através de colisões de partículas do MP, isto é, $\text{MP} + \text{MP} \rightarrow \chi + \chi$. Basicamente, nos experimentos desta categoria as partículas do MP são aceleradas a velocidades extremamente altas, de modo que após a colisão produzem WIMPs. Atualmente, experimentos realizados no LHC ainda não foram capazes de produzir tais partículas, o que evidencia a necessidade de energias maiores do que os limites de operação do colisor.



Fig. 4.2: Representação dos métodos de detecção e processos de interação da ME [78].

Portanto, podemos observar que uma série de experimentos têm sido realizados com o intuito de buscar informações a respeito da natureza da ME e, com isto, diversas extensões do MP têm sido testadas.

Modelo de Dupleto Inerte

A ausência de candidatos viáveis à matéria escura no Modelo Padrão incentivaram o desenvolvimento de modelos que estendam a teoria. No entanto, ainda não se sabe de que forma o Modelo Padrão deve ser estendido e, portanto, inúmeras possibilidades têm sido propostas. Neste capítulo, detalhamos o modelo $2HDM$ e discutimos um pouco da complexidade do mesmo, visto que o modelo alvo de estudo desse trabalho é uma particularidade deste. Referente ao Modelo de Dupleto Inerte, ou simplesmente modelo inerte, descrevemos seus aspectos teóricos e físicos, além disso, estudamos um pouco a fenomenologia da matéria escura dentro deste modelo.

5.1 $2HDM$

O modelo é considerado umas das extensões mais simples do modelo padrão. As motivações para esta ampliação podem ser justificadas por argumentos fenomenológicos, como a possibilidade de novas fontes de violação de CP [80] e candidatos à matéria escura, foco deste trabalho. Assim, nesta seção vamos descrever, brevemente, este modelo, visto que ele é o modelo base deste trabalho.

5.1.1 O Lagrangiano

Conforme explicado na seção 3.3.1 o modelo é caracterizado pela inclusão de um novo dupleto escalar com as mesmas propriedades do Higgs do modelo padrão logo o lagrangiano mais

geral pode ser descrito como

$$\mathcal{L}_{2\text{HDM}} = \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{férmions}} + \mathcal{L}_{\text{escalar}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}. \quad (5.1)$$

Os dois primeiros termos, $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$ e $\mathcal{L}_{\text{férmions}}$, são dados, respectivamente, por (2.23) e (2.27) e não são discutidos aqui porque não são alterados com a extensão da teoria, já os dois últimos são modificados por causa do novo dupleto.

O lagrangiano escalar do 2HDM é, então, dado por

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} = (D_\mu \Phi_1)^\dagger (D^\mu \Phi_1) + (D_\mu \Phi_2)^\dagger (D^\mu \Phi_2) - V(\Phi_1, \Phi_2), \quad (5.2)$$

onde D_μ é dado por (2.34) e $V(\Phi_1, \Phi_2)$, correspondente ao potencial escalar mais geral invariante de gauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ e renormalizável, sendo dado por

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & \mu_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \mu_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + (\mu_{12}^2)^* \Phi_2^\dagger \Phi_1 \\ & + \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) \\ & + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_5^* (\Phi_2^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) \\ & + \lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_6^* (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \lambda_7^* (\Phi_2^\dagger \Phi_2) (\Phi_1^\dagger \Phi_2). \end{aligned} \quad (5.3)$$

Os parâmetros μ_1^2 , μ_2^2 , λ_1 , λ_2 , λ_3 , λ_4 são, em consequência da hermiticidade do lagrangiano, reais enquanto μ_{12}^2 , λ_5 , λ_6 , λ_7 são, em geral, complexos e possíveis fontes para uma violaao CP [81]. Podemos perceber que o potencial contém 14 parâmetros reais, o que o torna bastante diferente do potencial do modelo padrão, dado em (2.35), que possui apenas 2 parâmetros.

O setor de Yukawa também é ampliado com a introduao do novo dupleto no caso das classes **tipos II, III, X e Y**. Relativamente a classe do **tipo I** vemos que nenhuma alteraao neste setor ocorre por causa da proibiao do acoplamento do novo dupleto aos férmions. A escolha da classe, ainda, pode afetar alguns termos do potencial.

5.1.2 Restrições Teóricas

Sabemos que o potencial escalar desempenha um papel fundamental no modelo, visto que é responsável por manter a consistência da teoria e possibilitar a existência de múltiplos estados de vácuo. Assim, para que o potencial permita as condições descritas anteriormente devemos impor certas restrições sobre os parâmetros [60]. Para que a teoria seja consistente o potencial deve ser estável, o que é assegurado impondo que o potencial seja positivo para todas as direções em que os campos Φ_1 e Φ_2 tomam valores arbitrariamente grandes. Nesse limite o potencial é dominado pelos termos quárticos, o que implicará em restrições sobre os parâmetros λ_i . Para admitir múltiplos estados de vácuo devemos permitir que potencial possa tomar valores negativos para alguns valores de campos, isso possibilitará um mínimo não trivial que induz à quebra espontânea de simetria e acarretará nas condições necessárias sobre os parâmetros μ_i^2 . Como uma regra geral, para que a expansão perturbativa ainda seja válida devemos esperar que os acoplamentos quárticos sejam pequenos.

5.1.3 Estado Fundamental

De acordo com a seção anterior, sabemos que a estrutura do potencial determina o estado fundamental da teoria, logo observa-se que o modelo com dois dubletos de Higgs pode conter diferentes configurações desse estado. O perfil do estado fundamental codificará as propriedades físicas do modelo portanto diferentemente do modelo padrão o modelo $2HDM$ possui uma estrutura mais enriquecida e complicada. A configuração mais geral do estado fundamental para esta teoria pode ser reduzida, após uma rotação $SU(2) \times U(1)$, para a seguinte forma

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sigma \\ v_2 e^{i\theta} \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

onde v_1 , v_2 , θ e σ são parâmetros reais. O caso em que $\langle \Phi_1 \rangle = \langle \Phi_2 \rangle = 0$ corresponde a um estado fundamental trivial, esta configuração não é interessante e está descartada, visto que não há quebra espontânea de simetria. Ainda assim, neste modelo há 3 configurações não triviais de estado fundamental:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\theta} \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

o qual possui uma fase complexa e pode ser fonte para uma quebra de simetria CP do potencial;

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

o qual chamamos de vácuo "normal"; e finalmente

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sigma \\ v_2 \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

o qual gera um estado fundamental carregado que quebra a simetria $U(1)_{EM}$ permitindo assim que fótons adquiram massa, o que é bastante danoso à teoria [82–84].

Apesar do modelo permitir uma fenomenologia bem mais rica é possível notar que por conta da quantidade de parâmetros livres (μ_i e λ_i) o modelo perde seu potencial preditivo, uma vez que o mesmo modelo leva à extremos com diferentes características físicas. Para contornar essa inconveniência, é comum munir-se do uso de simetrias pois quando uma simetria é imposta ao modelo identifica-se que alguns termos não são permitidos, o que resulta em tomar seus acoplamentos iguais a zero. Esta estratégia provoca uma redução significativa nas possíveis configurações do estado fundamental da teoria. Desta forma, damos por concluída a análise do modelo mais geral com dois dubletos de Higgs e, considerando o uso de simetrias, desenvolveremos nas próximas seções a caracterização teórica e fenomenológica do modelo alvo deste trabalho, o modelo inerte.

5.2 Modelo Inerte

Conforme indicamos no início deste capítulo, iremos nos restringir ao estudo de um particular modelo pertencente à classe **tipo I**, mais conhecido por modelo inerte. Ainda assim,

para definir completamente o modelo inerte são necessárias mais duas características: conservação da simetria CP e permitir ao segundo dubleto desenvolver uma configuração trivial de vácuo [85].

Primeiramente, lembremos que a classe **tipo I** é caracterizada pela exigência de que somente um dos dubletos deve se acoplar a todos os férmions do MP enquanto ao outro esse tipo de acoplamento está vedado, como descrito na seção 3.3.1. Posto isso, para reproduzir essa característica é necessário e suficiente impor à um dos dubletos da teoria $2HDM$ a simetria \mathbb{Z}_2 , a qual consiste de uma transformação de reflexão, isto é, $\Phi \rightarrow -\Phi$. Então, sob esta simetria os campos da teoria devem se transformar da seguinte forma:

$$\psi \xrightarrow{\mathbb{Z}_2} \psi \quad (5.8)$$

$$\Phi_1 \xrightarrow{\mathbb{Z}_2} \Phi_1 \quad (5.9)$$

$$\Phi_2 \xrightarrow{\mathbb{Z}_2} -\Phi_2 \quad (5.10)$$

isto é, ψ e Φ_1 transformam trivialmente enquanto Φ_2 não, logo observa-se que essa transformação impede um acoplamento Yukawa do segundo dubleto aos férmions. Fica, então, estabelecido que Φ_1 , a partir deste momento, corresponde ao conhecido dubleto de Higgs do MP. Imediatamente, é possível verificar que a imposição desta simetria na teoria conduz um impacto bastante grande ao potencial escalar (5.3), pois alguns termos não serão mais permitidos, uma vez que não são invariantes sob essa simetria, o que reduz significativamente os termos do potencial. Em virtude deste fato, constata-se que os parâmetros μ_{12}^2 , λ_6 e λ_7 devem ser nulos conduzindo a

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & \mu_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \\ & + \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) \\ & + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_5^* (\Phi_2^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_1). \end{aligned} \quad (5.11)$$

A simetria CP é uma simetria entre partículas e antipartículas. Representa a combinação das simetrias C (conjugação de carga), que consiste em transformar uma partícula em sua antipartícula, e P (paridade), que consiste na reflexão das coordenadas espaciais da partícula, isto é, $(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z)$. Assim, sob esta simetria os dubletos se transformam do seguinte

modo:

$$\begin{aligned}\Phi_i(\vec{x}, t) &\rightarrow \Phi_i^*(-\vec{x}, t) \\ \Phi_i^\dagger(\vec{x}, t) &\rightarrow \Phi_i^T(-\vec{x}, t).\end{aligned}\tag{5.12}$$

Então, retornando ao potencial (5.11) observa-se que o único termo que viola CP é o termo com o parâmetro complexo λ_5 , no entanto, constata-se que apenas a parte imaginária deste viola CP, isto é,

$$\begin{aligned}\text{Re}(\Phi_1^\dagger\Phi_2) &\rightarrow \text{Re}(\Phi_1^T\Phi_2^*) \\ \text{Im}(\Phi_1^\dagger\Phi_2) &\nrightarrow \text{Im}(\Phi_1^T\Phi_2^*)\end{aligned}\tag{5.13}$$

e, à vista disso, o potencial torna-se

$$\begin{aligned}V(\Phi_1, \Phi_2) &= \mu_1^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 + \mu_2^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 \\ &+ \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) \\ &+ \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \frac{\lambda_5}{2}[(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger\Phi_1)^2],\end{aligned}\tag{5.14}$$

o qual representa o potencial mais geral renormalizável, invariante sob \mathbb{Z}_2 e que conserva CP.

Relativamente ao estado fundamental da teoria sabemos que a última característica do modelo permite apenas a configuração (5.6) com $v_2 = 0$, isto é, um dos dubletos desenvolvendo uma configuração não trivial enquanto ao outro uma trivial,

$$\langle\Phi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad \langle\Phi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}\tag{5.15}$$

também conhecido como VEV inerte.

Finalmente, podemos dizer que o modelo inerte contribui estendendo somente o setor escalar do modelo padrão modificando a lagrangiana escalar de (2.33) para

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} = (D_\mu\Phi_1)^\dagger(D^\mu\Phi_1) + (D_\mu\Phi_2)^\dagger(D^\mu\Phi_2) - V(\Phi_1, \Phi_2),\tag{5.16}$$

com $V(\Phi_1, \Phi_2)$ correspondendo ao potencial (5.14) e o estado fundamental sendo dado pela configuração (5.15).

5.2.1 Restrições Teóricas

Para garantir a estabilidade do potencial inerte seguimos as restrições anunciadas em 5.1.2 além da orientação explorada pelas Refs. [86, 87]. Dessa maneira, definimos, por questões práticas, $a \equiv \Phi_1^\dagger \Phi_1$, $b \equiv \Phi_2^\dagger \Phi_2$, $c \equiv \text{Re}(\Phi_1^\dagger \Phi_2)$ e $d \equiv \text{Im}(\Phi_1^\dagger \Phi_2)$; reescrevemos apenas a parte quártica do potencial; e reorganizamos os termos obtendo a seguinte expressão

$$V_4 = (\sqrt{\lambda_1}a - \sqrt{\lambda_2}b)^2 + (\lambda_3 + 2\sqrt{\lambda_1\lambda_2})(ab - c^2 - d^2) + (\lambda_3 + 2\sqrt{\lambda_1\lambda_2} + \lambda_4 + \lambda_5)c^2 + (\lambda_3 + 2\sqrt{\lambda_1\lambda_2} + \lambda_4 - \lambda_5)d^2. \quad (5.17)$$

Então, considerando direções em que a e/ou b tomam valores arbitrariamente grandes ao mesmo tempo que $c = d = 0$, verifica-se que

$$\lambda_1 > 0 \quad (5.18)$$

$$\lambda_2 > 0 \quad (5.19)$$

$$\lambda_3 > -2\sqrt{\lambda_1\lambda_2} \quad (5.20)$$

enquanto a direção $\sqrt{\lambda_1}a = \sqrt{\lambda_2}b$ e $ab = c^2 + d^2$ verifica-se

$$\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5 > -2\sqrt{\lambda_1\lambda_2}$$

$$\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5 > -2\sqrt{\lambda_1\lambda_2}$$

que podem ser compactadas numa única condição, dada por

$$\lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| > -2\sqrt{\lambda_1\lambda_2}. \quad (5.21)$$

Os acoplamentos λ_1 e λ_2 afetam, respectivamente, somente as auto-interações entre Higgs e entre partículas inertes, logo podemos afirmar que $\lambda_1 < 1$ (do MP) enquanto para λ_2 assumiremos que $\lambda_2 \lesssim 1$ para evitar problemas adicionais com a perturbatividade [88].

Minimizando o potencial (5.14) verifica-se que os pontos de extremo ocorrem em

$$\langle \Phi_1 \rangle^2 = \begin{cases} 0 \\ \frac{-\mu_1^2 - \lambda_3 \langle \Phi_2 \rangle^2}{2\lambda_1} \end{cases} \quad (5.22) \quad \langle \Phi_2 \rangle^2 = \begin{cases} 0 \\ \frac{-\mu_2^2 - \lambda_3 \langle \Phi_1 \rangle^2}{2\lambda_2} \end{cases} . \quad (5.23)$$

Exigindo que Φ_2 desenvolva uma configuração de vácuo trivial implica que

$$\lambda_3 = 2\lambda_1 \frac{\mu_2^2}{\mu_1^2}, \quad (5.24)$$

o qual substituímos em (5.18) para obter

$$\frac{\mu_2^2}{\sqrt{\lambda_2}} > -\frac{\mu_1^2}{\sqrt{\lambda_1}} \quad (5.25)$$

e lembrando que $\mu_1^2 < 0$ (do MP) concluímos de (5.25) que $\mu_2^2 > 0$, o que era de se esperar já que o segundo dupleto desenvolve um vácuo trivial. Assim, com todas as condições determinadas nesta seção, asseguramos que o potencial da equação (5.14) é estável, permite um tratamento perturbativo e comporta um estado fundamental degenerado que conserva simetria \mathbb{Z}_2 .

5.2.2 Espectro da Teoria

Para obter o espectro de partículas da teoria executamos as oscilações físicas em torno de (5.15), assim como em 2.2.1. Conforme podemos observar somente Φ_1 é responsável pela quebra espontânea da simetria $SU(2) \times U(1)$, uma vez que é o único que desenvolve uma configuração não-trivial. Assim como o MP, esta também é uma teoria de gauge, e portanto, os modos de Goldstone manifestados na flutuação de Φ_1 representam os modos longitudinais (massivos) de campos de gauge e, então, as flutuações realizadas em (5.15) podem ser descritas, no gauge unitário, como

$$\Phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(H^0 + iA^0) \end{pmatrix} \quad (5.26)$$

onde v é o valor esperado do vácuo (VEV) do campo de Higgs; h , H^0 e A^0 são campos escalares reais e H^+ um campo escalar complexo.

Finalmente, para extrair o espectro de partículas da teoria assim como suas interações substituímos (5.26) em (5.16). Observe que o primeiro termo do lagrangiano contribuirá exatamente como no MP, de acordo com seção 2.3.3; o segundo produz as interações entre os bósons de gauge e os novos escalares; e o último as massas, interações dos novos escalares, além de interações com o Higgs. Examinando com maiores detalhes o segundo termo cinético deste lagrangiano obtemos

$$\begin{aligned} (D_\mu \Phi_2)^\dagger (D^\mu \Phi_2) &= \partial_\mu H^- \partial^\mu H^+ + \frac{1}{2} (\partial_\mu H^0)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu A^0)^2 \\ &+ \frac{ig}{2} W_\mu^- (\partial^\mu H^+ H^0 - H^+ \partial^\mu H^0) + hc \\ &+ \frac{g}{2} W_\mu^- (\partial^\mu H^+ A^0 - H^+ \partial^\mu A^0) + hc \\ &+ \frac{g}{2c_w} Z_\mu (H^0 \partial^\mu A^0 - A^0 \partial^\mu H^0) \\ &+ ie A_\mu (\partial^\mu H^+ H^- - H^+ \partial^\mu H^-) \\ &- \frac{ig}{2c_w} (2c_w^2 - 1) Z_\mu (\partial^\mu H^+ H^- - H^+ \partial^\mu H^-) \\ &+ e^2 A_\mu A^\mu H^+ H^- + \frac{g^2}{4} W_\mu^- W^{\mu+} [(H^0)^2 + (A^0)^2] \\ &+ \frac{g^2}{2} W_\mu^- W^{\mu+} H^- H^+ + \frac{eg}{c_w} (2c_w^2 - 1) A_\mu Z^\mu H^- H^+ \\ &+ \frac{eg}{2} A_\mu W^{\mu+} H^- (H^0 + iA^0) + hc \\ &- \frac{g^2}{2c_w} s_w^2 Z_\mu W^{\mu+} H^- (H^0 + iA^0) + hc \\ &+ \frac{g^2}{4c_w^2} Z_\mu Z^\mu \left[(2c_w^2 - 1)^2 H^- H^+ + \frac{1}{2} [(H^0)^2 + (A^0)^2] \right] \end{aligned} \quad (5.27)$$

onde podemos verificar as interações entre os novos escalares e os bósons de gauge físicos, W_μ^\pm ,

Z_μ e A_μ . As regras de Feynman para estas interações encontram-se indicadas na tabela a seguir.

Interação				Regras de Feynman
p_1	p_2	p_3	p_4	
H^0	H^-	W^+	-	$\frac{ig}{2}(p_1^\mu - p_2^\mu)$
A^0	H^-	W^+	-	$-\frac{g}{2}(p_1^\mu - p_2^\mu)$
H^0	A^0	Z	-	$-\frac{g}{2c_w}(p_1^\mu - p_2^\mu)$
H^-	H^+	A	-	$-ie(p_1^\mu - p_2^\mu)$
H^-	H^+	Z	-	$\frac{ig(2c_w^2-1)}{2c_w}(p_1^\mu - p_2^\mu)$
H^-	H^+	A	A	$2ie^2 g_{\mu\nu}$
H^-	H^+	Z	Z	$\frac{ig^2(2c_w^2-1)^2}{2c_w^2} g_{\mu\nu}$
H^-	H^+	W^-	W^-	$\frac{ig^2}{2} g_{\mu\nu}$
H^-	H^+	A	Z	$\frac{ieg(2c_w^2-1)}{2} g_{\mu\nu}$
H^0	H^0	W^-	W^+	$\frac{c_w^2}{2} \frac{ig^2}{2} g_{\mu\nu}$
A^0	A^0	W^-	W^+	$\frac{ig^2}{2} g_{\mu\nu}$
H^0	H^0	Z	Z	$\frac{ig^2}{2c_w^2} g_{\mu\nu}$
A^0	A^0	Z	Z	$\frac{ig^2}{2c_w^2} g_{\mu\nu}$
H^-	H^0	A	W^+	$\frac{ieg}{2} g_{\mu\nu}$
H^-	A^0	A	W^+	$-\frac{eg}{2} g_{\mu\nu}$
H^0	H^-	W^+	Z	$-\frac{ie^2}{2c_w} g_{\mu\nu}$
A^0	H^-	W^+	Z	$\frac{e^2}{2c_w} g_{\mu\nu}$

Tab. 5.1: Regras de Feynman para interações entre os novos escalares e bósons de gauge de acordo com (5.27)

Procedendo da mesma maneira com o potencial (5.14) obtemos

$$\begin{aligned}
V(\Phi_1, \Phi_2) = & \frac{\mu_1^2}{2} (v^2 + 2vh + h^2) + \frac{\mu_2^2}{2} [2(H^- H^+) + (H^0)^2 + (A^0)^2] \\
& + \frac{\lambda_1}{4} (v^4 + 4v^3h + 6v^2h^2 + 4vh^3 + h^4) \\
& + \frac{\lambda_2}{4} \left\{ 4(H^- H^+)^2 + 4(H^- H^+) [(H^0)^2 + (A^0)^2] + [(H^0)^2 + (A^0)^2]^2 \right\} \\
& + \frac{\lambda_3}{4} (v^2 + 2vh + h^2) [2(H^- H^+) + (H^0)^2 + (A^0)^2] \\
& + \frac{\lambda_4}{4} (v^2 + 2vh + h^2) [(H^0)^2 + (A^0)^2] \\
& + \frac{\lambda_5}{4} (v^2 + 2vh + h^2) [(H^0)^2 - (A^0)^2]
\end{aligned} \tag{5.28}$$

do qual é possível observar a presença de 5 escalares massivos, 3 neutros (h , H^0 e A^0) e 2 carregados (H^+ e H^-), cujas massas correspondem a

$$m_h^2 = -2\mu_1^2 \implies m_h^2 = 2\lambda_1 v^2 \tag{5.29}$$

$$m_{H^\pm}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v^2 \tag{5.30}$$

$$m_{H^0}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}\lambda_H v^2 \tag{5.31}$$

$$m_{A^0}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}\lambda_A v^2 \tag{5.32}$$

onde $\lambda_H = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$ e $\lambda_A = \lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5$. Claramente, podemos observar que λ_H está relacionado aos acoplamentos triplo e quártico entre h (Higgs do MP) e o escalar H^0 , λ_2 ao auto-acoplamento quártico dos novos escalares e λ_3 a interação entre o Higgs e os escalares carregados. As regras de Feynman para as interações do potencial encontram-se indicadas na tabela a seguir.

Interação				Regras de Feynman
h	h	h	-	$-6i\lambda_1 v$
h	H^-	H^+	-	$-i\lambda_3 v$
h	H^0	H^0	-	$-i\lambda_H v$
h	A^0	A^0	-	$-i\lambda_A v$
h	h	h	h	$-6i\lambda_1$
H^-	H^+	H^-	H^+	$-4i\lambda_2$
H^0	H^0	H^0	H^0	$-6i\lambda_2$
A^0	A^0	A^0	A^0	$-6i\lambda_2$
h	h	H^-	H^+	$-i\lambda_3$
h	h	H^0	H^0	$-i\lambda_H$
h	h	A^0	A^0	$-i\lambda_A$
H^-	H^+	H^0	H^0	$-2i\lambda_2$
H^-	H^+	A^0	A^0	$-2i\lambda_2$
H^0	H^0	A^0	A^0	$-2i\lambda_2$

Tab. 5.2: Regras de Feynman para as interações escalares de acordo com (5.28)

Retornando as equações (5.30), (5.31) e (5.32) verifica-se uma diferença entre as massas do estado carregado e estados neutros, cuja separação é determinada pelos parâmetros λ_4 e λ_5 , assim como entre os estados neutros, determinada pelo parâmetro λ_5

$$\Delta m_{H^\pm} = m_{H^\pm} - m_{H^0} = -\frac{(\lambda_4 + \lambda_5)v^2}{2(m_{H^\pm} + m_{H^0})} \quad (5.33)$$

$$\Delta m_{A^0} = m_{A^0} - m_{H^0} = -\frac{\lambda_5 v^2}{(m_{A^0} + m_{H^0})}. \quad (5.34)$$

Com o intuito de permitir que exista somente uma partícula estável entre os novos escalares assumiremos a partir de agora, e para todo o trabalho, a seguinte hierarquia de massa

$$m_{H^0} < m_{A^0} < m_{H^\pm}, \quad (5.35)$$

onde estamos assumindo $\lambda_5 < 0$ e $\lambda_4 + \lambda_5 < 0$, de modo que H^0 será o escalar mais leve.

5.2.3 Observáveis da Teoria

Até o momento, derivamos apenas os aspectos teóricos do modelo no entanto, ainda falta derivar os aspectos experimentais. Este desenvolvimento é indispensável para qualquer teoria, pois permite extrair os seus observáveis, o que possibilitará o confronto entre teoria e experimento. Somente quando resultados experimentais confirmam as previsões teóricas é que a teoria torna-se viável. Diante da importância desta verificação descrevemos, brevemente, o procedimento para extrair os observáveis da teoria mas, para um maior entendimento deste assunto, sugiro consultar Refs [89,90].

Essencialmente, os observáveis relevantes para a física de partículas são tempos de vida e seções de choque de partículas. Os processos físicos que permitem medir essas quantidades são aqueles em que o estado inicial é constituído, respectivamente, de uma e duas partículas. No caso em que há uma partícula no estado inicial a quantidade de interesse experimental é a taxa de decaimento da partícula inicial enquanto no caso com duas partículas a quantidade é a seção de choque de espalhamento. O formalismo quântico da teoria anuncia que estas quantidades são proporcionais à probabilidade de transição do correspondente processo ocorrer. Matematicamente, esta probabilidade está relacionada a famosa matriz-S (do inglês, *Scattering Matrix*), que representa o principal objeto em teoria quântica de campos para extrair os referidos observáveis. Sabendo que a interação é tratada como uma perturbação, conforme explicado em 3.2.2, é possível abordar a matriz-S como uma perturbação da matriz identidade. Essa abordagem possibilita separar da matriz-S a parte devido as interações e que descreve os desvios da teoria livre, essa componente é intitulada matriz de transferência. Assim, a probabilidade de transição para estados finais é

$$dP = \prod_i \frac{1}{(2E_i)} |\mathcal{M}|^2 \prod_j \frac{d^3p_j}{(2\pi)^3 (2E_j)} (2\pi)^4 \delta^4(\Sigma p_i - \Sigma p_f) \quad (5.36)$$

onde E_i é a energia da partícula i no estado inicial, E_j a energia da partícula j no estado final, Σp_i o 4-momento somado do estado inicial, Σp_f o 4-momento somado do estado final e \mathcal{M} a amplitude de transição de Feynman, que representa a capacidade de transição entre estados inicial e final. Finalmente, a partir da equação (5.36) calculam-se os diferenciais

taxa de decaimento e seção de choque de espalhamento, de modo que as quantidades taxa de decaimento Γ e seção de choque de espalhamento σ são obtidas apenas integrando esses diferenciais sobre todos os momentos finais.

É importante ressaltar que se o mesmo processo possuir outros possíveis modos devemos associar um Γ_i e um σ_i para cada modo de forma que a taxa de decaimento total Γ_{total} e a seção de choque de espalhamento total σ_{total} será a soma dos modos individuais. No caso de processos de decaimento o interesse está em frações separadas (do inglês, *branching fraction*), isto é, a probabilidade de decaimento por modo individual enquanto, no estudo de seções de choque diferenciais está na distribuição das partículas espalhadas em função do ângulo de espalhamento. No escopo deste trabalho, estamos interessados em identificar os novos possíveis modos de decaimento assim como os canais que contribuem para a aniquilação do escalar H^0 .

Decaimento

Considerando um processo de decaimento no qual há apenas 2 partículas no estado final e o referencial de repouso da partícula inicial observa-se que os novos modos de decaimento podem ser derivados das interações triplas de (5.27) e (5.28). Contudo, sabemos que os modos que possuem a mesma partícula do estado inicial no estado final estão cinematicamente proibidos por conservação de energia, além disso sabemos que os modos de decaimento dos bósons de gauge W e Z são todos conhecidos e muito bem definidos [91, 92], o que nos permite afirmar que novos modos para essas partículas não são possíveis. Assim sendo, podemos afirmar que os novos possíveis modos de decaimento serão apenas:

$$H^\pm \longrightarrow W^\pm + H^0/A^0 \tag{5.37}$$

$$A^0 \longrightarrow H^0 + Z \tag{5.38}$$

$$h \longrightarrow H^0 + H^0 \tag{5.39}$$

$$h \longrightarrow A^0 + A^0 \tag{5.40}$$

$$h \longrightarrow H^\pm + H^\mp \tag{5.41}$$

A proibição de novos modos de decaimento para os bósons de gauge implica que

$$m_{H^\pm} + m_{H^0, A^0} > m_{W^\pm} \quad (5.42)$$

$$m_{A^0} + m_{H^0} > m_Z \quad (5.43)$$

$$2m_{H^\pm} > m_Z \quad (5.44)$$

contudo, a possibilidade do acontecimento desses modos ainda dependerá especificamente das massas m_{H^\pm} , m_{A^0} e m_{H^0} .

Espalhamento

Relativamente aos processos de espalhamento, também nos restringiremos a analisar somente processos que envolvem 2 partículas no estado final e consideramos o referencial do centro de massa (CM). Nesta esfera, distingui-se ainda dois possíveis tipos de espalhamento: elástico, onde estado final contém as mesmas duas partículas do estado inicial, e inelástico, em que o conteúdo de partículas do estado inicial e final são diferentes. Ainda assim, no que diz respeito ao processo inelástico sabemos que este possibilita duas vias para o seu estudo, identificadas como produção e aniquilação. Assim sendo, no desenvolvimento deste trabalho nos restringimos a analisar somente os processos de aniquilação e cujo estado final seja constituído por 2 partículas. Desta forma, temos que a seção de choque diferencial em função do ângulo de espalhamento é dada pela expressão

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{cm} = \frac{1}{64\pi^2 s} \left\{ \frac{[s - (m_3 + m_4)^2][s - (m_3 - m_4)^2]}{[s - (m_1 + m_2)^2][s - (m_1 - m_2)^2]} \right\}^{\frac{1}{2}} |\mathcal{M}_{1+2 \rightarrow 3+4}|^2 \quad (5.45)$$

onde s é o quadrado da energia do centro de massa; m_1 e m_2 as massas das partículas do estado inicial; m_3 e m_4 as massas das partículas do estado final; $|\mathcal{M}_{1+2 \rightarrow 3+4}|$ a amplitude invariante do processo expressa em termos das variáveis Mandelstam e $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ o elemento de ângulo sólido no qual as partículas do estado final foram espalhadas.

Os novos processos de espalhamento, em nível de árvore, podem ser derivados de interações triplas e quárticas de (5.27) e (5.28). Especificamente, estamos interessados em estudar o

espalhamento do escalar mais leve H^0 , por conta da sua estabilidade, e, portanto, pode-se conferir a ocorrência dos seguintes processos de aniquilação

$$H^0 + H^0 \longrightarrow f + \bar{f} \quad (5.46)$$

$$H^0 + H^0 \longrightarrow W + W \quad (5.47)$$

$$H^0 + H^0 \longrightarrow Z + Z \quad (5.48)$$

$$H^0 + H^0 \longrightarrow h + h \quad (5.49)$$

e co-aniquilação

$$H^0 + H^- \longrightarrow f + \bar{f} \quad (5.50)$$

$$H^0 + A^0 \longrightarrow f + \bar{f} \quad (5.51)$$

$$H^0 + H^\pm \longrightarrow W^\pm + Z/\gamma \quad (5.52)$$

$$H^0 + H^\pm \longrightarrow W^\pm + h \quad (5.53)$$

$$H^0 + A^0 \longrightarrow W + W \quad (5.54)$$

$$H^0 + A^0 \longrightarrow Z + h. \quad (5.55)$$

Estes processos ainda podem acontecer por via direta (1^a ordem no acoplamento) e/ou indireta (2^a ordem nos acoplamentos). Além disto, a ocorrência por via indireta pode ainda permitir mais de um canal por conta da simetria de cruzamento. Assim, os diagramas de Feynman correspondentes a estes processos encontram-se representados nas figuras a seguir.

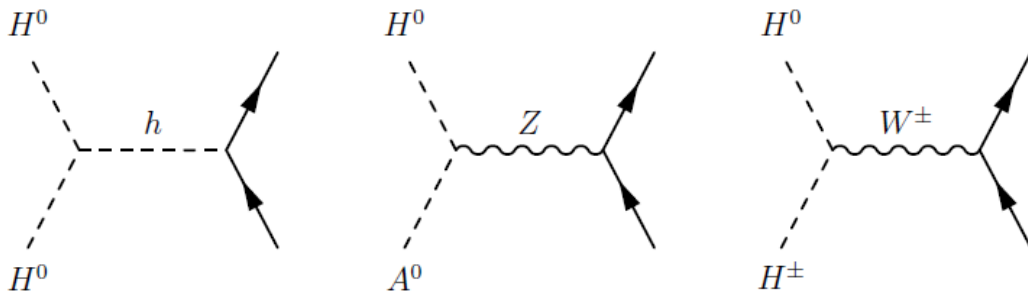


Fig. 5.1: Canais de aniquilação e co-aniquilação em férmions.

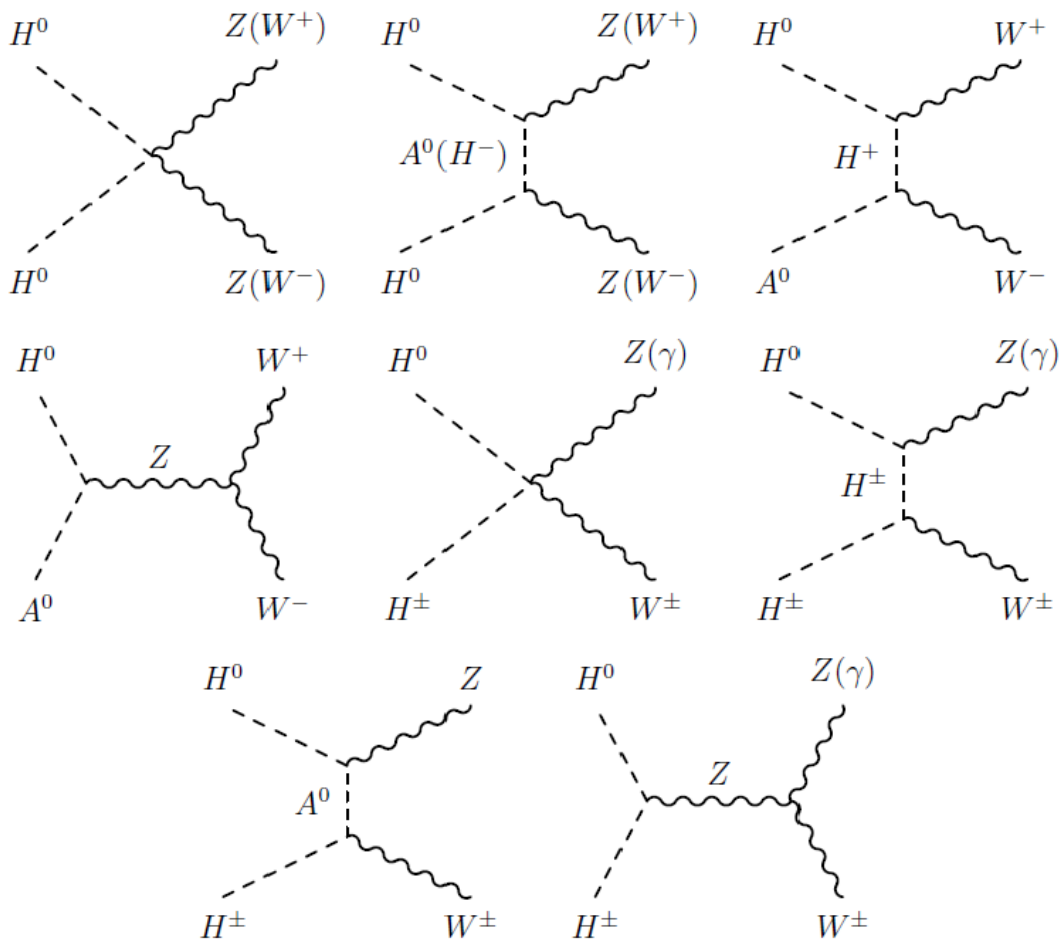


Fig. 5.2: Canais de aniquilação e co-aniquilação em bósons de gauge.

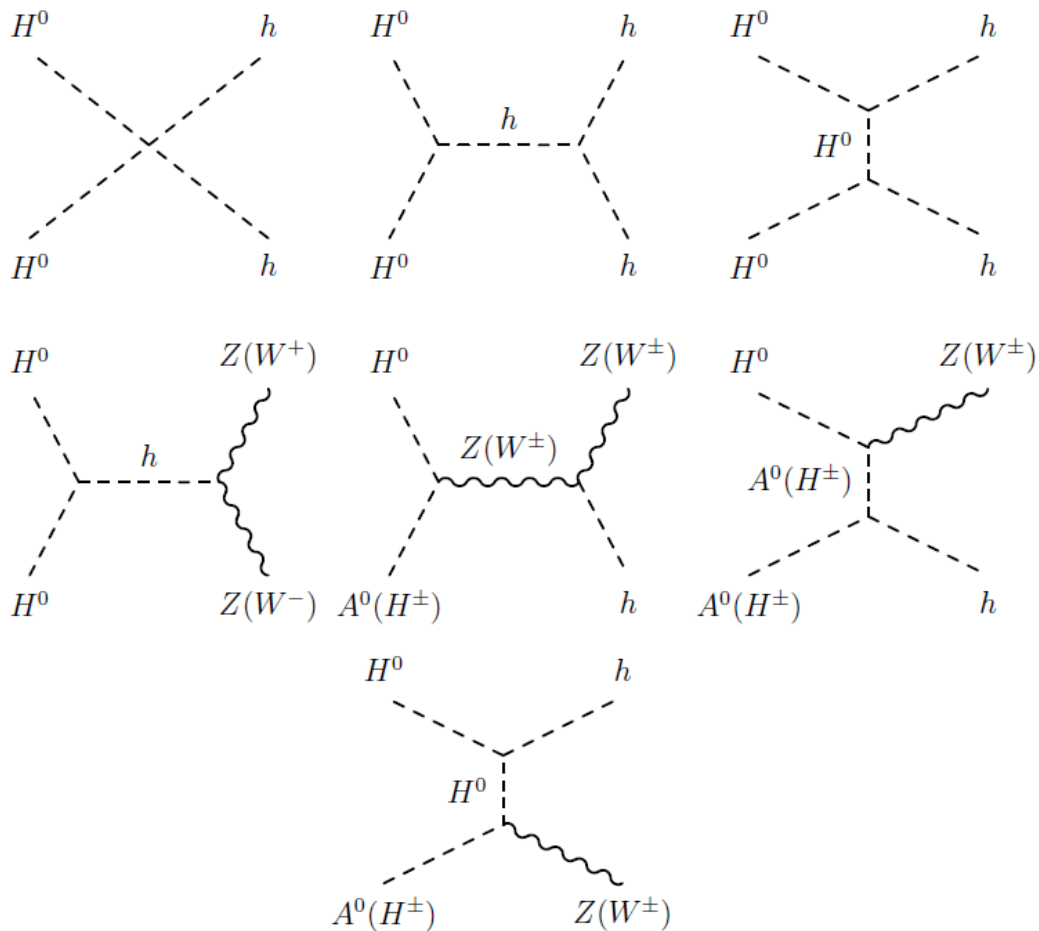


Fig. 5.3: Canais de aniquilação e co-aniquilação envolvendo o bóson de Higgs.

Usando as regras de Feynman apresentadas nas tabelas 5.1 e 5.2 calculam-se as seções de choque a partir de (5.45) para os diferentes modos, no entanto as expressões resultantes são bastante extensas e não serão apresentadas neste trabalho.

5.3 Matéria Escura no Modelo Inerte

Em consequência da conservação da simetria \mathbb{Z}_2 no modelo inerte podemos afirmar que a partícula mais leve do novo dupleto será estável e, portanto, um potencial candidato à ME. Então, conforme a hierarquia adotada em (5.35), estamos considerando H^0 o escalar mais leve, logo o candidato a ser estudado. Entretanto, para que esta partícula seja de fato um possível

candidato, é necessário que ela forneça uma densidade relíquia compatível com a densidade de ME observada em (4.35). Considerando o intervalo dos 3σ [96],

$$0.1118 < \Omega_{DM} h^2 < 0.128, \quad (5.56)$$

podemos observar que um cenário com $\Omega_{DM} h^2 > 0.128$ está excluído, pois conduziria ao fechamento do Universo, enquanto um com $\Omega_{DM} h^2 < 0.1118$ pode ser considerado, o que significa que, nesta situação, estamos lidando com um candidato de ME subdominante. Os resultados aqui apresentados encontram-se comparados aos resultados das Refs. [93–98]

A densidade relíquia é controlada pela seção de choque de aniquilação de duas partículas de ME, conforme demonstrado em 4.2. Contudo, efeitos de co-aniquilação exercem um papel importante quando as massas das partículas inertes estão próximas e podem influenciar a densidade relíquia de ME. Logo, diagramas de co-aniquilação devem ser inseridos no cálculo da seção choque de aniquilação. Dado que essa seção de choque de aniquilação da ME é calculada no limite não relativístico podemos estabelecer três interessantes regiões para estudo:

(I) $m_{H^0} \ll m_W$; **(II)** $m_{H^0} \gtrsim m_W$ e **(III)** $m_{H^0} \gg m_h$.

Na região **(I)** verifica-se que a ME aniquila em férmions, de modo que somente os diagramas apresentados em 5.2.3 contribuirão. Ao calcular a seção de choque de aniquilação de H^0 vemos que este processo contribui com uma onda-S,

$$\sigma v \simeq \frac{\lambda_H^2 m_f^2}{4\pi m_h^4}. \quad (5.57)$$

Nesta região, observa-se que para $m_H^0 \lesssim 1$ GeV aniquila predominantemente em $\tau\bar{\tau}$ e a correta abundância relíquia é atingida ajustando o acoplamento λ_H , o qual deve assumir valores grandes, dado que o acoplamento Yukawa do τ é pequeno. Lembrando que este acoplamento está sujeito à restrições do potencial, dado em (5.21), vemos que esta condição requer grandes valores de $\lambda_2 \sim O(10)$, o que não é compatível com os limites de perturbatividade. Quando $m_{H^0} \sim 4$ GeV vemos que H^0 aniquila predominantemente em $b\bar{b}$ e o valor de λ_H diminui compensado por um valor maior do acoplamento Yukawa. Um valor muito pequeno de λ_H significa

que as taxas de aniquilação são pequenas e conduzem a um Ωh^2 alto. Relativamente ao processo de co-aniquilação vemos que estes tornam-se importantes quando a separação de massa entre os estados inertes Δm_{H^\pm} e Δm_{A^0} , dados em (5.33) e (5.34), são pequenas. A seção de choque é

$$\sigma v \simeq \frac{g^4(c_V^2 + c_A^2)}{96\pi c_w^4} \frac{m_{H^0}^2}{m_Z^4} v^2 \quad (5.58)$$

e contribui com uma onda-P.

À medida que $m_{H^0} > m_W$ verifica-se que mais canais tornam-se acessíveis, o que torna a região **II** importante. Neste regime, observa-se que a aniquilação de H^0 em bósons de gauge torna-se bastante eficiente, o que aumenta a seção de choque de aniquilação,

$$i\mathcal{M}_c = i\frac{g^2}{2} \epsilon_\mu^*(p_3)\epsilon^\mu(p_4) \quad (5.59)$$

$$i\mathcal{M}_s = i\frac{\lambda_H v^2 g^2}{s - m_h^2 - im_h \Gamma_h} \epsilon_\mu^*(p_3)\epsilon^\mu(p_4) \quad (5.60)$$

$$i\mathcal{M}_t = i\frac{g^2}{t - m_{H^\pm}^2} p_1^\mu \epsilon_\mu^*(p_3) p_2^\nu \epsilon_\nu(p_4) \quad (5.61)$$

$$i\mathcal{M}_u = i\frac{g^2}{u - m_{H^\pm}^2} p_2^\mu \epsilon_\mu^*(p_3) p_1^\nu \epsilon_\nu(p_4), \quad (5.62)$$

e definindo $\delta m_{H^\pm}^2 \equiv m_{H^\pm}^2 - m_{H^0}^2$ vemos que

$$i\mathcal{M}_t = i\frac{g^2}{t - \delta m_{H^\pm}^2 - m_{H^0}^2} p_1^\mu \epsilon_\mu^*(p_3) p_2^\nu \epsilon_\nu(p_4) \quad (5.63)$$

$$i\mathcal{M}_u = i\frac{g^2}{u - \delta m_{H^\pm}^2 - m_{H^0}^2} p_2^\mu \epsilon_\mu^*(p_3) p_1^\nu \epsilon_\nu(p_4). \quad (5.64)$$

Supondo $\delta m_{H^\pm}^2 \gg m_{H^0}^2$ vemos que as contribuições de (5.61) e (5.62) tornam-se bastante suprimidas e temos que

$$|i\mathcal{M}_c + i\mathcal{M}_s|^2 \approx \frac{g^4}{4} \left(2 + \frac{(4m_{H^0}^2 - 2m_W^2)^2}{4m_W^4} \right) \frac{(4m_{H^0}^2 - m_h^2 + 2\lambda_H v^2)^2}{(4m_{H^0}^2 - m_h^2)^2} \quad (5.65)$$

e, portanto,

$$\sigma v = \frac{g^4}{128\pi} \frac{\sqrt{m_{H^0}^2 - m_W^2}}{m_{H^0}^3} \left(3 + \frac{4m_{H^0}^2(m_{H^0}^2 - m_W^2)}{m_W^4} \right) \frac{(4m_{H^0}^2 - m_h^2 - 2\lambda_H v^2)^2}{(4m_{H^0}^2 - m_h^2)^2}. \quad (5.66)$$

Podemos ver que um cancelamento entre as duas contribuições ocorre quando

$$\lambda_H \approx -\frac{2}{v^2} \left(m_{H^0}^2 - \left(\frac{m_h}{2} \right)^2 \right) \quad (5.67)$$

logo um cancelamento nesta região ocorre quando $\lambda_H < 0$, uma vez que $m_h = 125$ GeV. Então próximo desta região σv é bem pequeno, o que conduzirá a uma densidade relíquia muito alta. Supondo $m_{H^0} = 120$ GeV vemos que o cancelamento ocorre quando $\lambda_H \approx -0.3$, próximo desta região vemos que σv é muito pequeno o que leva a um Ωh^2 muito acima do observado. Portanto, suprimir as aniquilações em W e Z não é suficiente para assegurar um σv pequeno.

Quando $m_H^0 > m_h$ outro processo relevante é a aniquilação de H^0 em h ,

$$i\mathcal{M}_c = -i\lambda_H \quad (5.68)$$

$$i\mathcal{M}_s = -\frac{3\lambda_H m_h^2}{s - m_h^2 - im_h \Gamma_h} \quad (5.69)$$

$$i\mathcal{M}_t = -\frac{\lambda_H^2 v^2}{t - m_{H^0}^2} \quad (5.70)$$

$$i\mathcal{M}_u = -\frac{\lambda_H^2 v^2}{u - m_{H^0}^2} \quad (5.71)$$

no limite de uma onda- s temos que $s = 4m_{H^0}^2$ e $t = u = m_h^2 - m_{H^0}^2$ e, então,

$$\sigma v = \frac{\lambda_H^2}{32\pi} \frac{\sqrt{m_{H^0}^2 - m_h^2}}{m_{H^0}^3} \times \frac{(4m_{H^0}^2 - m_h^2)^2 (2m_{H^0}^2 - m_h^2)^2 + [2\lambda_H v^2 (4m_{H^0}^2 - m_h^2) - 3m_h^2 (2m_{H^0}^2 - m_h^2)]^2}{(m_h^4 - 6m_h^2 m_{H^0}^2 + 8m_{H^0}^4)^2}. \quad (5.72)$$

Supondo $m_H^0 = 200$ GeV obtemos de (5.67) um $\lambda_H \approx -0,1$ e $\sigma v \approx 10^9 \text{GeV}^{-2}$, logo teremos uma abundância relíquia muito suprimida. Então, para ser compatível com o observado devemos ter $m_H^0 < m_h$, logo proibindo a aniquilação nestes modos.

Finalmente, considerando a região **III** verifica-se que todos os canais encontram-se acessíveis, o que torna a seção de choque de aniquilação grande. A aniquilação em férmions ocorrerá principalmente em $t\bar{t}$

$$\sigma v_{t\bar{t}} = N_c \frac{\lambda_H^2 m_t^2}{2\pi m_{H^0}^3} \frac{(m_{H^0}^2 - m_t^2)^{3/2}}{(4m_{H^0}^2 - m_h^2)^2} \quad (5.73)$$

onde N_c é o fator de cor, e a aniquilação em bósons de gauge, proporcional ao quadrado das amplitudes, passa a ter uma contribuição expressiva dada pelos modos longitudinais, uma vez que $\epsilon_L^\mu(p) \simeq \frac{p^\mu}{m}$. Supondo $m_{H^0} = 300$ GeV e satisfazendo (5.67) obtemos $\lambda_H \approx -2.58$ e com isso temos um valor de $\sigma v \approx 10^{-12} \text{GeV}^{-2}$, o que conduz a um Ωh^2 muito acima do observado. Então, modelos viáveis devem apresentar $m_{H^0} < m_t$.

Conclusões e Perspectivas Futuras

Nesta dissertação, introduzimos os elementos fundamentais para construir modelos em teoria de campos em seguida, revisamos a teoria mais bem sucedida da física de partículas, o Modelo Padrão. Contudo, apesar do grande sucesso desta teoria e da sua consagração com a descoberta do bóson de Higgs em 2012 fortes evidências de origem experimental e teórica sustentam que deve haver nova física. Dentre as inúmeras inconsistências apontadas no capítulo 3, optamos por nos aprofundar na questão da matéria escura devido à sua importância na explicação de uma série de fenômenos cosmológicos e astrofísicos. Com o intuito de propor um candidato viável à ME diferentes extensões do MP têm sido desenvolvidas e analisadas.

No que se refere à este trabalho, estudamos uma extensão do MP onde um dubleto inerte, com as mesmas características do Higgs do MP, é adicionado à teoria por meio de uma simetria \mathbb{Z}_2 . Esta extensão do MP é conhecida como Modelo de Dubleto Inerte, ou IDM. Embora esta seja uma das extensões mais simples do MP é possível observar uma rica fenomenologia.

O dubleto inerte acrescenta quatro novas partículas, sendo duas neutras (H^0 e A^0) e duas carregadas (H^\pm). A conservação da simetria \mathbb{Z}_2 garante que a partícula mais leve entre as inertes seja estável e, portanto, um candidato à ME WIMP bastante promissor. Assim, estudamos a fenomenologia do ME no modelo inerte, levando em consideração as restrições da densidade relíquia e da estabilidade do potencial em diferentes cenários.

A preocupação constante no cumprimento simultâneo da abundância relíquia levantou a importância das diferenças de massa entre os estados inertes. Estes parâmetros são essenciais,

pois uma mudança neles pode mudar a importância de alguns canais e, com isso, a densidade relíquia. Portanto, de acordo com a nossa análise, existem regiões potenciais no modelo que cumprem essas restrições e fornecem um candidato a ME que poderia constituir uma quantidade significativa da densidade de ME total. Em resumo, discutimos a relação entre abundância relíquia e seção de choque de aniquilação da ME no modelo inerte destacando a região do espaço de parâmetros $(m_{H^0}, \Delta m_{A^0}, \Delta m_{H^\pm}, \lambda_H$ e $\lambda_2)$ capaz de obedecer as restrições impostas.

De acordo com os métodos de detecção, apresentados ao final do capítulo 4, vemos que a detecção deste candidato deve vir de forma independente e complementar. Diante disso, pretendemos estudar de forma complementar os vínculos relacionados às detecções direta e indireta em nossos próximos trabalhos.

Bibliografia

- [1] P. Langacker, *Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics*. [hep-ph] **arXiv:0901.0241**, Janeiro 2009.
- [2] ATLAS Collaboration, *Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC*. [hep-ex] **arXiv:1207.7214**, Agosto 2012.
- [3] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. [hep-ex] **arXiv:1207.7235**, Janeiro 2013.
- [4] C. Quigg, *Nature's Greatest Puzzles*. [hep-ph] **arXiv:0502070**, Fevereiro 2005.
- [5] F. Zwicky, *On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae*. The Astrophysical Journal, v.86, n.3, 217-246, 1937.
- [6] Planck Collaboration, *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*. [astro-ph.CO] **arXiv:1502.01589**, Março 2014.
- [7] N. Byers, *E. Noether's Discovery of the Deep Connection Between Symmetries and Conservation Laws*, [physics.hist-ph] **arXiv:9807044**, Setembro 1998.
- [8] E. Noether, *Invariant Variation Problems*, [physics.hist-ph] **arXiv:0503066**, Dezembro 2015.

-
- [9] F. Gieres, *About Symmetries in Physics*, [physics.hep-th] **arXiv:9712154**, Dezembro 1997.
- [10] V. Rubakov, *Classical Theory of Gauge Fields*, Princeton University Press 2002. Cap 2, p. 21-26.
- [11] I. J. R. Aitchison e A. J. G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, Institute of Physics Publishing 2003. Volume 1, Cap 3, seção 3.4.
- [12] V. Rubakov, *Classical Theory of Gauge Fields*, Princeton University Press 2002. Cap 5 e 6.
- [13] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, Wiley-VCH 2008. Cap 10.
- [14] J. C. Romão, *Particle Physics*, IST 2015. Cap 8.
- [15] I. Low and A. V. Manohar, *Spontaneously Broken Spacetime Symmetries and Goldstone's Theorem*. [hep-th] **arXiv:0110285**, Fevereiro 2002.
- [16] J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, *Broken Symmetries*. Phys. Rev. 127 (3): 965-970. 1962.
- [17] V. Koch, *Introduction to Chiral Symmetry*. [nucl-th] **arXiv:9512029**, Dezembro 1995.
- [18] S. van Dam, *Spontaneous symmetry breaking in the Higgs mechanism*. 2014.
- [19] Peter W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*. Phys. Rev. 13 (16): 508–509. 1964.
- [20] G. S.Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*. Phys. Rev. 13 (20): 585-587. 1964.
- [21] G. S.Guralnik and C. R. Hagen, *Where Have All the Goldstone Bosons Gone?*. [hep-th] **arXiv:1401.6924**, Fevereiro 2014.
- [22] P. Langacker, *The Standard Model and Beyond*, CRC Press 2009. Cap 7.

-
- [23] M. Burgess and G. Moore, *The Standard Model A Primer*, Cambridge University Press 2006. Cap 2.
- [24] A. Djouadi, *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. Tome I: The Higgs boson in the Standard Model*. [hep-ph] **arXiv:0503172**, Maio 2005.
- [25] J. C. Romão and J. P. Silva, *A resource for signs and Feynman diagrams of the Standard Model*. [hep-ph] **arXiv:1209.6213**, Outubro 2012.
- [26] UA1 Collaboration, G. Arnison, et al., *Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at ($\sqrt{s} = 540\text{GeV}$)*. Phys. Rev. B122 (1983) 103–116.
- [27] UA2 Collaboration, M. Banner et al., *Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN ($\bar{p}p$) collider*. Phys. Rev. B122 (1983) 476–485.
- [28] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016).
- [29] A. Pomarol, *Beyond the Standard Model*. [hep-ph] **arXiv:1202.1391**, Outubro 2012.
- [30] B. Gripaios, *Physics Beyond the Standard Model*. [hep-ph] **arXiv:1503.0263**, Março 2015.
- [31] B. C. Allanach, *Beyond the Standard Model*. [hep-ph] **arXiv:1609.02015**, Outubro 2016.
- [32] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, WILEY-VCH 2008, p. 25.
- [33] B. Pontecorvo, *Mesonium and Antimesonium*. Soviet Physics—JETP (1957), vol. 6, p. 429–431.
- [34] B. Pontecorvo, *Inverse Beta Processes and Nonconservation of Lepton Charge*. Soviet Physics—JETP (1958), vol. 7, p. 172–173.
- [35] A. Gouvêa, *TASI Lectures on Neutrino Physics*. [hep-ph] **arXiv:0411274**, Novembro 2004.

-
- [36] M. C. Gonzalez-Garcia and M. Maltoni, *Phenomenology with Massive Neutrinos*. [hep-ph] **arXiv:0704.1800**, Outubro 2007.
- [37] S. M. Bilenky, *Neutrino in Standard Model and Beyond*. [hep-ph] **arXiv:150100232**, Janeiro 2015.
- [38] C. Giunti and C. W. Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*, Oxford University Press 2007. Cap 7.
- [39] P. A. M. Dirac, *The Quantum Theory of the Electron*. Proc. Roy. Soc. Lond., A 117, 610-624, 1928.
- [40] C. D. Anderson, *The Positive Electron*. Phys. Rev. 43 (1933) 491-494.
- [41] L. Canetti, M. Drewes and M. Shaposhnikov, *Matter and Antimatter in the Universe*. [hep-ph] **arXiv:1204.4186**, Novembro 2012.
- [42] A. D. Sakharov, *Violation of CP in variance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe*. Pis'ma v Zh. Èksper. Teoret. Fiz., Volume 5 (1967), p. 32–35.
- [43] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*. Progress of Theoretical Physics, Volume 49 (1973), Issue 2, p. 652–657.
- [44] M. Roos, *Dark Matter: The Evidence from Astronomy, Astrophysics and Cosmology*. [astro-ph.co] **arXiv:1001.0316**, Outubro 2010.
- [45] K. Freese, *Status of dark matter in the universe*. [astro-ph.co] **arXiv:1701.01840**, Janeiro 2017.
- [46] F. Zwicky, *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*. Helvetica Physica Acta, v.6, p. 110–127, 1933.
- [47] V. C. Rubin, W. K. Ford and N. Thonnard, *Rotational properties of 21 Sc galaxies with a large range of luminosities and RADII, from NGC 4605 ($R = 4kpc$) to UGC 2885 ($R = 122kpc$)*. The Astrophysical Journal, v.238, 471–487, 1980.

-
- [48] T. S. van Albada, J. N. Bahcall, K. Begeman and R. Sancisi, *Distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC 3198*. The Astrophysical Journal, v.295, 305–313, 1985.
- [49] R. Massey, T. Kitching and J. Richard, *The Dark Matter of Gravitational Lensing*. [astro-ph.co] **arXiv:1001.1739**, Maio 2010.
- [50] A. A. Penzias and R. W. Wilson, *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s*. The Astrophysical Journal, v. 142, p.419–421, 1965.
- [51] Particle Data Group Collaboration, C. Patrignani et al., Review of Particle Physics, Chin. Phys. C40 (2016) 100001.
- [52] C. D. Froggatt, *The Fermion Mass Problem*. [hep-ph] **arXiv:9504323**, Abril 1995.
- [53] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Perseus Books (1995). Cap 10.
- [54] M. D. Schwartz, *Quantum Field Theory and the Standard Model*, University Press (2013). Caps 3-4 e 18-19.
- [55] B. de Wit and J. Smith, *Field Theory in Particle Physics, Volume 1*, North-Holland Personal Library (1986), p.77.
- [56] A. A. Drozd, *RGE and the Fine-Tuning Problem*. [hep-ph] **arXiv:1202.0195**, Fevereiro 2012.
- [57] J. D. Wells, *Lectures on Higgs Boson Physics in the Standard Model and Beyond*. [hep-ph] **arXiv:0909.4541**, Setembro 2009.
- [58] F. Jegerlehner, *The hierarchy problem of the electroweak Standard Model revisited*. [hep-ph] **arXiv:1305.6652**, Setembro 2013.
- [59] F. Jegerlehner, *Beyond the Standard Model Lectures at the 2013 European School of High Energy Physics*. [hep-ph] **arXiv:1602.04228**, Dezembro 2016.

-
- [60] G.C. Branco, P.M. Ferreira, L. Lavoura, M.N. Rebelo, Marc Sher, João P. Silva, *Theory and phenomenology of Two-Higgs-doublet models*. [hep-ph] **arXiv:1106.0034**, Dezembro 2011.
- [61] I. F. Ginzburg and M. Krawczyk, *Symmetries of Two Higgs Doublet Model and CP violation*. [hep-ph] **arXiv:0408011**, Agosto 2005.
- [62] E. J. Chun, *Limiting Two Higgs Doublet Models*. [hep-ph] **arXiv:1505.00491**, Maio 2015.
- [63] C. Csáki, *The Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM)*. [hep-ph] **arXiv:9606414**, Junho 1996.
- [64] J. Welzel, D. Gherson e J. Ellis, *Nouvelles physiques des particules*. [hep-ph] **arXiv:0506163**, Outubro 2005.
- [65] M. Schmaltz, *Physics Beyond the Standard Model (Theory): Introducing the Little Higgs*. [hep-ph] **arXiv:0210415**, Outubro 2002.
- [66] M. Schmaltz and D. Tucker-Smith, *Little Higgs Review*. [hep-ph] **arXiv:0502182**, Fevereiro 2005.
- [67] M. Perelstein, *Little Higgs Models and Their Phenomenology*. [hep-ph] **arXiv:0512128**, Dezembro 2005.
- [68] E. W. Kolb and M. S. Turner, *The Early Universe*, Addison-Wesley Publishing Company (1990). Caps 2, 3 e 5.
- [69] S. Dodelson, *Modern Cosmology*, Academic Press (2003). Cap 3.
- [70] Y. Mambrini, *Histories of Dark Matter in the Universe*, Laboratoire de Physique Théorique, Université Paris-Sud, F-91405 Orsay, France. Caps 1 e 2.
- [71] G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, *Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints*. [hep-ph] **arXiv:0404175v2**, Agosto 2004.

-
- [72] D. Hooper, *TASI 2008 Lectures on Dark Matter*. [hep-ph] **arXiv:0901.4090**, Janeiro 2009.
- [73] M. Lisanti, *Lectures on Dark Matter Physics*. [hep-ph] **arXiv:1603.03797**, Agosto 2016.
- [74] G. Gelmini and P. Gondolo, *DM production mechanisms*. [astro-ph] **arXiv:1009.3690**, Setembro 2010.
- [75] G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, *Supersymmetric Dark Matter*. Physics Reports 267 (1996) 195-373.
- [76] S. Profumo, *TASI 2012 Lectures on Astrophysical Probes of Dark Matter*. [hep-ph] **arXiv:1301.0952v1**, Janeiro 2013.
- [77] J. L. Feng, *Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection*. [astro-ph.CO] **arXiv:1003.0904**, Abril 2010.
- [78] Xiao-Jun Bi, Peng-Fei Yin and Qiang Yuan, *Status of Dark Matter Detection*. [hep-ph] **arXiv:1409.4590**, Setembro 2014.
- [79] L. Baudis, *Dark Matter Searches* Annalen der Physik, September 2, 2015.
- [80] T.D. Lee, *A Theory of Spontaneous T Violation*, Phys. Rev. D8, 1226 (1973).
- [81] I. F. Ginzburg and M. Krawczyk, *Symmetries of Two Higgs Doublet Model and CP violation*. [hep-ph] **arXiv:0408011**, Agosto 2005.
- [82] J.L. Diaz-Cruz and A. Méndez, *Vacuum Alignment in Multi-Scalar Models*. Nuclear Physics B 380 (1992) 39—50.
- [83] Xiao-Jun Bi, Peng-Fei Yin and Qiang Yuan, *Vacuum Stability in Two-Higgs Doublet Models*. [hep-ph] **arXiv:0906.5453**, Setembro 2009.
- [84] N. G. Deshpande and E. Ma, *Pattern of Symmetry Breaking with Two Higgs Doublets*. Phys. Rev. D 18 (7): 2574-2576. 1978.

-
- [85] M. Krawczyk, N. Darvishi and D. Sokolowska, *The Inert Doublet Model and its extensions*. [hep-ph] **arXiv:1512.06437**, Dezembro 2015.
- [86] J. F. Gunion and H. E. Haber, *The CP-conserving Two-Higgs-Doublet Model: the approach to the decoupling limit*. [hep-ph] **arXiv:0207010**, Janeiro 2003.
- [87] M. Gustafsson, *The Inert Doublet Model and its Phenomenology*. [hep-ph] **arXiv:1106.1719**, Junho 2011.
- [88] R. Barbieri, L. J. Hall and V. S. Rychkov, *Improved Naturalness with a Heavy Higgs: An Alternative Road to LHC Physics*. [hep-ph] **arXiv:0603188**, Julho 2006.
- [89] A. Lahiri and P. B. Pall, *A First Book of Quantum Field Theory*, CRC Press (2005). Caps 6-7.
- [90] M. D. Schwartz, *Quantum Field Theory and the Standard Model*, University Press (2013). Cap 5.
- [91] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, 40, 100001 (2016), 614-624.
- [92] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, 40, 100001 (2016), 624-648.
- [93] M. Gustafsson, *The Inert Doublet Model and its Phenomenology*. [hep-ph] **arXiv:1106.1719**, Junho 2011.
- [94] L. L. Honorez and C. E. Yaguna, *A new viable region of the inert doublet model*. [hep-ph] **arXiv:1011.1411**, Novembro 2010.
- [95] A. Goudelis, B. Herrmann and O. Stal, *Dark matter in the Inert Doublet Model after the discovery of a Higgs-like boson at the LHC*. [hep-ph] **arXiv:1303.3010**, Setembro 2013.
- [96] V. Keus, S. F. Kingy, S. Morettiz and D. Sokolowska, *Dark Matter with Two Inert Doublets plus One Higgs Doublet*. [hep-ph] **arXiv:1407.7859**, Agosto 2014.
- [97] M. Hindmarsh, R. Kirk, J. Miguel and S. M. West, *Dark matter with topological defects in the Inert Doublet Model*. [hep-ph] **arXiv:1412.4821**, Julho 2015.

-
- [98] D. Sokolowska, *Dark Matter data and constraints on quartic couplings in IDM*. [hep-ph] **arXiv:1107.1991**, Maio 2017.