





Instituto de Física Teórica
Universidade Estadual Paulista

TESE DE DOUTORADO

IFT-T.002/01

OK

Física de Colisões Elétron-Elétron (e^-e^-).

Marcos Cardoso Rodriguez



Orientador:
Prof. Dr. Vicente Pleitez

São Paulo
— Fevereiro 2001 —

Agradecimentos

Agradeço ao Prof. Vicente Pleitez pela orientação e oportunidade bem como aos Profs. J. C. Montero, G. Moulataka e M. Capdequi-Peyranère e a Profa. Maria C. Tijero pelos preciosos ensinamentos que eles me forneceram.

Desejo agradecer, também, a todos meus colegas do instituto, principalmente aos meus colegas Luís Carlos Bassálo Crispino, Carlos Tello Echevarria, Ricardo Martin Bentin Zacarias, José Nemecio Acosta Jara, Juan Segundo Valverde Salvador e Teófilo Vargas Auccalla pelo companherismo. Também quero agradecer ao apoio moral que meus pais sempre me forneceram.

A Fapesp, pelo apoio financeiro, sem o qual não teria sido possível realizar este trabalho.

Resumo

Considerando diversas assimetrias Esquerda-Direita (*Left-Right*) estudamos a capacidade de colisores lépton-lépton na busca de novos bósons exóticos. Especificamente estudamos os efeitos de um bóson de gauge duplamente carregado, escalares duplamente carregados e de um bóson de gauge neutro extra que aparecem num modelo $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$. Os cálculos das assimetrias serão feitos para os seguintes processos $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, $\mu^-\mu^- \rightarrow \mu^-\mu^-$ e $e^-\mu^- \rightarrow e^-\mu^-$ e mostraremos que as assimetrias são sensíveis aos novos bósons de gauge mas são insensíveis aos escalares. Os resultados, principalmente os dos escalares duplamente carregados e do bóson vetorial neutro extra, podem ser interpretados independentemente do modelo. Também iremos apresentar a construção supersimétrica de um dos modelos com simetria $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$ no final.

Palavras Chaves: Espalhamento lépton-lépton, Assimetria Esquerda-Direita, Novos Bósons, Modelo Supersimétrico.

Abstract

By considering Left-Right asymmetries we study the capabilities of lepton-lepton colliders in searching for new exotic vector bosons. Specifically we study the effect of a doubly charged bilepton boson, a double charged scalar and an extra neutral vector boson appearing in a $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$ model. The calculations to the asymmetries are doing for the processes $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, $\mu^-\mu^- \rightarrow \mu^-\mu^-$ and $e^-\mu^- \rightarrow e^-\mu^-$ and show that these asymmetries are very sensitive to new gauge bosons but they are insensitive to scalar ones. Our results, mainly of the scalars and the extra neutral vector boson part can be interpreted in a model independent way. We will present also the construction of the supersymmetric version of the model with symmetry $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$ at the end.

Keywords: Lepton-lepton scattering, Left-Right Asymmetry, New Bosons, Supersymmetric Model.

Conteúdo

1	Motivação	4
1.1	Motivação Experimental (Experimentos e^-e^- , $\mu^-\mu^-$ e $e^-\mu^-$)	4
1.2	Motivação Teórica	7
1.3	Breve Revisão do Modelo 331	13
2	Cálculos de Assimetrias Esquerda-Direita	17
2.1	Definições de Diversas Assimetrias Esquerda-Direita	18
2.2	4-Espinores Auto-Estados da Helicidade	21
3	Espalhamento Lépton-Lépton no Modelo Padrão Eletrofraco	24
3.1	Espalhamento Møller	24
3.1.1	Alvo Fixo	26
3.1.2	Colisores	27
3.2	Espalhamento (μe)	29
3.2.1	Alvo Fixo	30
3.2.2	Colisores	31
3.3	Espalhamento $\mu\mu$ em Colisores	32
4	Bóson de Gauge Duplamente Carregado U^{--}	40
4.1	Processo Diagonal (ll)	41
4.1.1	Espalhamento Elástico (ee)	41
4.1.2	Espalhamento Elástico ($\mu\mu$)	44
4.2	Espalhamento Elástico (μe)	45

4.3	Observabilidade	45
5	Bóson de Gauge Neutro Extra Z'^0	63
5.1	Espalhamento Elástico (μe)	64
5.2	Observabilidade	66
6	Escalar Duplamente Carregado H^{--}	73
7	O Modelo Supersimétrico 331	76
7.1	Conteúdo de Partículas	77
7.1.1	Conteúdo de Partículas do 331	77
7.1.2	Parceiros Supersimétricos	80
7.2	Supercampos	82
7.3	Lagrangiana	84
7.3.1	O termo Supersimétrico	85
7.3.2	Superpotencial (W)	86
7.3.3	O termo Soft	87
7.4	Expansão em componentes	88
7.4.1	O termo dos Léptons	88
7.4.2	O termo dos Quarks	89
7.4.3	O termo dos Escalares	92
7.4.4	Expansão de $\mathcal{L}_{Gauge}$	93
7.4.5	Expansão em componentes do Superpotencial	94
7.5	O Potencial Escalar	95
8	Conclusões e Perspectivas	101
8.1	Conclusões	101
8.2	Perspectivas	103
A	Amplitudes do Modelo Padrão Eletrofraco	107
A.1	Amplitudes do Fóton para $l^-l^- \rightarrow l^-l^-$	107

A.2	Amplitudes do Z^0 para $l^-l^- \rightarrow l^-l^-$	108
A.3	Amplitudes do H^0 para $l^-l^- \rightarrow l^-l^-$	110
A.4	Amplitudes do Fóton para $\bar{e}^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$	111
A.5	Amplitudes do Z^0 para $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$	112
B	Amplitudes do U^{--}	113
B.1	Amplitudes do U^{--} para $e^- e^- \rightarrow e^- e^-$	113
B.2	Amplitudes do U^{--} para $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$	114
C	Amplitudes do Z'^0 para $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$	115
D	Amplitudes do H^{--} para $l^-l^- \rightarrow l^-l^-$	117
	Bibliografia	118

Capítulo 1

Motivação

1.1 Motivação Experimental (Experimentos e^-e^- , $\mu^-\mu^-$ e $e^-\mu^-$)

O Modelo Padrão, baseado no grupo de gauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, das partículas elementares [1] quebrada espontaneamente pelo campo escalar de Higgs [2, 3]. Até o presente momento, a totalidade dos diferentes tipos de aceleradores que estudam, e confirmam, este modelo usam processos como colisões próton-próton (pp), próton-antipróton ($p\bar{p}$), e elétron-pósitron (e^+e^-). Mesmo nos aceleradores que usam colisão pp , os subprocessos a nível dos quarks mais estudados são tais que a carga inicial e final é nula isto é, $q\bar{q} \rightarrow f\bar{f}$, onde $q(\bar{q})$ são quarks(antiquarks) respectivamente e f representa qualquer férmion e $\bar{f}$ seu respectivo anti-férmion.

Assim, a física do elétron-elétron, e^-e^- , não tem sido desenvolvida de maneira análoga a do elétron-pósitron, e^-e^+ . Essa disparidade no estudo dos dois tipos de reações é devido a falta de motivação teórica, dado que na maioria das teorias, e em particular no Modelo Padrão, a criação de novas partículas ocorre apenas no canal de aniquilação (canal- s). Devido a isto não se espera encontrar física nova nas reações e^-e^- . Devemos lembrar que na parte eletrofraca do Modelo Padrão, que denominaremos simplesmente de MPE, a contribuição dominante para este processo é a do espalhamento Møller $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, que ocorre no canal- t e no canal

u , e seu bremsstrahlung ($e^-e^- \rightarrow e^-e^-\gamma$). Também temos os processos $e^-e^- \rightarrow e^-W^-\nu_e$, $e^-e^- \rightarrow e^-e^-Z^0$ mas estes possuem uma seção de choque pequena. Processos nos quais são produzidos dois bósons de gauge são ainda mais raros a baixas ou moderadas energias.

Atualmente existem experiências e^-e^- de alvo fixo, tais como a que ocorre no SLAC [4], onde um feixe com energia de 50 GeV colide com um alvo de elétrons que pode ou não ser polarizado. Por outro lado, as experiências tipo colisores e^-e^- foram descontinuadas anos atrás, com uma energia no centro de massa perto de 1112 MeV [5].

Por outro lado, uma vantagem de experimentos $e^-\mu^-$, em relação ao caso e^-e^- , é que feixes de múons tem, em geral, energias no mínimo uma ordem de grandeza maior do que a de elétrons. Existe atualmente um experimento de alvo fixo no CERN usando feixes de múon de altas energias M2 do CERN SPS, o NA47 [6] que usa um feixe de múons de energia de 190 GeV incidindo sobre um alvo de elétrons.

Esta é a atual situação experimental. Iremos agora fazer uma pequena introdução sobre os novos experimentos envolvendo léptons, tais como os novos colisores tipo e^-e^- [7, 8, 9, 10, 11], $\mu^-\mu^-$ [12] e $e^-\mu^-$ [13, 14].

Uma das principais motivações para se construir um colisor tipo lépton-lépton, na escala do TeV, é que este tipo de experimento pode complementar os estudos do LHC (Large Hadron Collider) e mesmo acrescentar novas informações importantes. Lembremos que no desenvolvimento do nosso entendimento atual das interações eletrofracas e fortes, colisores de prótons, elétrons e neutrinos fizeram contribuições distintas e complementares. Isto se deve ao fato de estes tipos de colisores terem vantagens e desvantagens distintas. Por exemplo, os colisores hadrônicos têm a vantagem de ter altas energias no centro de massa, o LHC irá operar com $\sqrt{s} = 14$ TeV, mas existe um grave problema o background proveniente da colisão glúon-glúon vindo do Modelo Padrão é grande. Nisto os aceleradores tipo lépton-lépton tem uma enorme vantagem, pois o background é bem entendido e pequeno. Estamos nos referindo ao caso das colisões e^-e^- , este último ponto acarreta na necessidade de altas luminosidades. O que leva a acreditar que se nova física realmente ocorrer, ela terá uma seção de choque significativa, o que

permitirá interpretações teóricas inambíguas [15].

A possibilidade de que colisores do tipo e^-e^- possam servir para procurar física nova tem crescido nos últimos anos e uma série de trabalhos considerando estas possibilidades têm sido escritos. Com a construção da nova geração de colisores lineares tipo e^-e^+ , com uma energia de centro de massa superior a 1500 GeV, que num primeiro momento vão funcionar a 500 GeV e também serão hábeis para operar também nos modos $\gamma\gamma$, γe^- e e^-e^- , novas perspectivas surgirão em descobrir física além do Modelo Padrão em processos que tenham carga elétrica inicial diferente de zero, bem como número leptônico diferente de zero.

As características principais dos colisores e^-e^- são:

- O processo e^-e^- é mais limpo que o e^+e^- porque não tem ruído da QCD, em nível de árvore.
- Nos colisores modernos como o SLAC, têm-se atingido níveis de polarização para os elétrons de até 75 – 80% e estes ainda podem ser melhorados. A mesma facilidade não ocorre com os pósitrons. Assim, os colisores e^-e^- permitirão que ambas partículas do estado inicial sejam polarizadas.
- O processo e^-e^- não apenas tem dupla carga elétrica, mas também possui duplo número leptônico; assim poderão ser estudadas interações que violem esse número quântico.

Uma vantagem das máquinas $e^-\mu^-$ sobre os colisores e^-e^- é que os múons podem ser mais facilmente acelerados a alta energia que os elétrons, pois sendo os múons mais pesados que os elétrons, $m_\mu \sim 200m_e$, a perda de energia devido a radiação síncrotron é muito menor. Por outro lado, a principal motivação teórica neste tipo de colisor é que eles serão extremamente sensível aos efeitos de um novo, e pesado, bóson vetorial neutro tal como o Z' [13].

Por outro lado, atualmente tem aumentado o interesse na construção de um colisor $\mu^+\mu^-$ (que poderá trabalhar também no modo $\mu^-\mu^-$). Embora este tipo de colisor ainda esteja na fase de estudos, é interessante estudar suas possibilidades fenomenológicas. Um dado positivo

a respeito dos múons é que eles têm uma vida média relativamente longa, $2.2\mu s$, e podem ser produzido em abundância, no decaimento dos píons carregados $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$, mostrando que altas luminosidades podem ser facilmente obtidas. Contudo, devemos ter em mente uma possível deficiência destes colisores: uma grande polarizabilidade do feixe só pode ser obtida às custas da luminosidade [12]. Outra possível desvantagem dos colisores de múons diz respeito às opções $\gamma\gamma$ e $\gamma\mu^-$ as quais podem não ser fáceis de se conseguir.

A motivação principal para um colisor de múons com energia no centro de massa entre $\sqrt{s}=100$ a 500 GeV, que pode ser vista como complementar ao Next Linear Collider (NLC), é a produção do bóson de Higgs no canal s . Mesmo que o acoplamento do Higgs com o múon não seja muito grande é possível que a ressonância no canal s seja suficiente para produzir o Higgs do modelo padrão se $100 \leq M_H \leq 207$ GeV. Também se espera que seja possível um colisor de múons de vários TeVs ($\sqrt{s} \geq 4$ TeV). Esta última possibilidade é interessante para o nosso estudo porque os modelos 331 em geral prevêm uma física nova na região de 1 TeV. Aqui não entraremos em detalhe sobre as vantagens deste tipo de colisores, apenas queremos observar que, como dito antes, se construídos eles poderão também permitir processos como $\mu^-\mu^-$.

Devido aos pontos acima, iremos trabalhar com experimentos envolvendo colisões entre lépton-lépton. A ênfase vai ser dado para os processos e^-e^- e $e^-\mu^-$, mas também iremos apresentar resultados para $\mu^-\mu^-$.

1.2 Motivação Teórica

Nesta tese estudamos um modelo que está baseado na simetria de gauge local $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$, que denominaremos simplesmente de 331, [16, 17, 18]. Entre as características interessantes deste tipo de modelo destacamos:

- 1 Motiva porque temos três famílias, é uma explicação para cancelar anomalias [16, 17, 18], de léptons e quarks. Este resultado vem do fato que o modelo é livre de anomalia de gauge se temos igual número de tripletos e anti-tripletos, contando a cor de $SU(3)_C$,

e que a soma das cargas fermiônicas seja zero. Isto representa uma solução, ainda que parcial, ao chamado *problema das famílias*, isto é, o que é que determina quantas famílias existem. Devemos ressaltar que dentro do MPE, baseado no grupo de gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, esta pergunta fica sem resposta. Devemos notar ainda que cada geração é anômala, o cancelamento de anomalias no 331 ocorre para as três, ou múltiplo de três, famílias juntas e não geração por geração como no MPE. Por outro lado, experimentalmente, no entanto, obtêm-se que apenas três famílias de dubletos de mão esquerda são permitidas.

- 2 Ainda que o conteúdo de representação possa mudar, todos estes modelos têm embutidos uma escala de energia na qual eles deixarão de ser perturbativos. Isto é devido ao fato de que neles sempre podemos encontrar uma expressão para o ângulo de mistura eletrofraco, θ_W , em termos das constantes g e g' que são as constantes relacionadas com $SU(3)_L$ e $U(1)_N$, respectivamente. Por exemplo, no modelo da Ref. [16] temos que

$$t^2 = \frac{g'^2}{g^2} = \frac{\sin^2 \theta_W}{1 - 4 \sin^2 \theta_W}.$$

Assim, vemos que deve existir uma escala de energia μ na qual $\sin^2 \theta_W(\mu) = 1/4$, ou seja um pólo de Landau ($g' = \infty$). Desta maneira, para termos uma teoria perturbativa devemos ter que

$$\sin^2 \theta_W < \frac{1}{4},$$

o que explicaria porque o valor observado para o ângulo de mistura eletrofraco é menor que 0.25.

- 3 Resolve o problema de CP forte. Foi mostrado por Pal [19] que em modelos 331 [16, 17, 18, 20, 21, 22] o acoplamento de Yukawa mais geral admite uma simetria Peccei-Quinn [23] e esta simetria pode ser estendida para o potencial de Higgs e, portanto, fazendo dela uma simetria de toda a lagrangiana. Para fazer o axion “invisível” são introduzidos

escalares extras de Higgs, com as seguintes propriedades de transformação com respeito ao grupo de simetria de gauge, $\Delta \sim (1, 10, -3)$ para os modelos das Refs. [16, 17, 18] ou $\Delta \sim (1, 10, -1)$ para os modelos das Refs. [20, 21, 22]. O ponto interessante é que nestas classes de modelos a simetria Peccei-Quinn é uma simetria automática, no sentido que ela não tem que ser imposta separadamente na lagrangiana mas é uma consequência da simetria de gauge e uma simetria discreta.

- 4 O duplo decaimento beta $(\beta\beta)_{0\nu}$ sem a emissão de neutrinos é proibido num dos modelos [24], graças a simetria $\mathcal{F} = B + L$, onde L é o número leptônico total definido por $L = L_e + L_\mu + L_\tau$, e B é o número bariônico usual. Isto proíbe os neutrinos de adquirir massa de Majorana e o decaimento $(\beta\beta)_{0\nu}$ não ocorre em nenhuma ordem da teoria de perturbação [24]. Se $\mathcal{F}$ é quebrado explicitamente no potencial escalar o duplo decaimento beta pode ser apenas um efeito de escalares carregados e, desse modo, depende menos da massa dos neutrinos do que em outros modelos. Na realidade, a massa do neutrino poderia ser arbitrariamente pequena (mas não zero) e esse decaimento ainda seria possível com os limites impostos pelas experiências.
- 5 O modelo tem novas fontes de violação CP. Nos modelos com simetria 331, podemos implementar quebra de CP espontânea [25, 26] ou explícita [27]. Em particular, foi mostrado na Ref. [28] que é possível ter violação soft de CP neste modelo se uma das constantes de acoplamento dos termos trilineares no potencial escalar é complexa, e os valores esperados no vácuo (VEV) dos três tripletos também são complexos. Neste caso, foi mostrado que a violação de CP se parece com uma mistura de possibilidades de quebra espontânea, como no modelo de dois dubletos de Lee [29] e da troca de bósons de Higgs carregados dos três dubletos de Weinberg [30]. Dessa maneira, os efeitos de violação de CP vem da troca de escalares carregados bem como de escalares duplamente carregados e, devido a isto, é possível ter grandes momentos de dipolos elétricos para o múon e o táu mas mantendo pequenos os valores para o elétron e o neutron.

6 Os modelos 331 prevêm a quantização da carga elétrica com as três famílias e o resultado não depende da natureza da massa do neutrino [31]. Devemos ressaltar que é interessante que a quantização da carga elétrica seja possível dentro do contexto do Modelo Padrão. Isto é possível devido aos vínculos clássicos (invariância da hipercarga nas interações de Yukawa) e os vínculos quânticos (anomalias) [32]. Contudo, isto ocorre apenas família por família e se não são introduzidos neutrinos de mão direita (neutrinos se massivos devem ser campos de Majorana); ou, quando as três famílias são consideradas juntas, a quantização da carga elétrica é possível apenas se introduzimos neutrinos de mão direita com termos de massa de Majorana [33], ou outro dubleto de Higgs [34], ou alguns férmions neutros [35]. Por outro lado, nos modelos 331 [16, 17, 18] a quantização da carga elétrica no caso das três famílias não depende de se os neutrinos são partículas massivas ou não [31].

7 Nesses modelos, a natureza vetorial da interação eletromagnética também é explicada [36]. No contexto do Modelo Padrão, como no item acima, ambos os vínculos, clássicos e quânticos, além da quantização da carga elétrica, também fornecem a natureza vetorial das interações eletromagnéticas. Quando neutrinos de mão direita são adicionados não existe quantização da carga elétrica mas a natureza vetorial das interações eletromagnéticas sobrevive. Entretanto, ambas características são mantidas se os neutrinos são partículas de Majorana [32]. No caso de três gerações os neutrinos devem ser partículas de Majorana para manter ambos os aspectos [33, 37]. Em todas as classes de modelos 331 a quantização da carga e a natureza vetorial das interações eletromagnéticas estão relacionadas e são independentes da natureza do neutrino [36].

8 Com neutrinos massivos ou não massivos o número leptônico total é conservado a menos que algum termo no potencial o quebre explicitamente, ou por causa de uma quebra espontânea devido a um valor esperado do vácuo (VEV) [38]. No último caso temos um bóson de Goldstone tipo-Majoron. O Majoron foi introduzido alguns anos atrás,

como um singlete de gauge [39] e como um tripleto de gauge [40]. Existem vínculos fenomenológicos nos modelos de Majoron vindos das buscas em laboratório de correntes que violam sabor, como $\mu \rightarrow e + M^0$, onde M^0 representa o Majoron [41], ou em astrofísica através de processos como $\gamma + e \rightarrow e + M^0$ que contribui para o mecanismo de perda de energia das estrelas [42]. Porém, desde os dados do LEP [43] o Majoron em tripleto foi descartado porque ele contribui exatamente com duas vezes a contribuição de um neutrino para a largura invisível do Z^0 [42, 44].

Porém, no modelo da Ref. [16] com violação espontânea de L [38] o Goldstone tipo-Majoron acopla-se apenas com os neutrinos; para quarks e elétrons os acoplamentos surgem apenas à nível de um loop. Portanto, todos estes processos não fornecem vínculos aos seus acoplamentos (em nível mais baixo). A interação do Majoron com neutrinos é diagonal no sabor. O acoplamento entre o Majoron e o campo escalar real H_j^0 , da forma $M^0 M^0 H_j^0$, com j fixo, é:

$$i\mathcal{O}_{4j} \frac{v_{\sigma_1}}{2}. \quad (1.1)$$

$\mathcal{O}_{4j}$ é o elemento de matriz de mistura respectivo. Assim vemos que o vértice na Eq.(1.1) pode ter um acoplamento pequeno para j fixo, por exemplo quando j representa o campo escalar mais leve. Por outro lado, a interação do Majoron com o Z^0 (que é da forma $Z^0 M^0 H_j^0$), é dado por

$$\mathcal{O}_{4j} \frac{(\sqrt{2}G_F)^{\frac{1}{2}}}{\cos \theta_W} M_W (p_{M^0} - p_j)^\mu, \quad (1.2)$$

onde p_{M^0} e p_j são os momentos do Majoron e do campo escalar real físico H_j^0 , respectivamente. Neste caso se H_1^0 representa o bóson escalar mais leve $M_{H_1^0} < M_Z$, a contribuição do modo de decaimento $Z^0 \rightarrow H_1^0 M^0$ é $\Gamma_M^Z = 2|\mathcal{O}_{41}|^2 \Gamma_{\nu\nu}^Z$. Portanto, o valor do elemento de matriz de mistura $\mathcal{O}_{41}$ é restringido apropriadamente $\mathcal{O}_{41} \sim 10^{-2}$ para fazer o modelo consistente com os dados do LEP isto é, agora, Γ_M^Z pode ser reduzido para um nível aceitável.

Uma vez que o Majoron desacopla da parte imaginária dos escalares neutros, não existem acoplamentos trilineares como $M^0 A^0 H_j^0$, onde A^0 representa um pseudo-escalar massivo e, portanto, o modelo não tem consequências fenomenológicas na física de aceleradores como o modelo Majoron em triplete no contexto do MPE [45].

- 9 Este é o modelo mais simples que inclui biléptons de ambos os tipos: escalares e bósons de gauge vetoriais, tanto de carga elétrica simples como os duplamente carregados. Na verdade, existem vários modelos que incluem campos escalares duplamente carregados, mas não existem tantos modelos que tenham bósons de gauge duplamente carregados. Portanto, esta é uma particularidade dos modelos 331 [16, 17, 18].
- 10 O bóson vetorial neutro extra Z'^0 conserva sabor no setor leptônico mas não no setor de quarks. Os acoplamentos com os léptons, como mostraremos mais adiante, são *leptofóbicos* devido ao fator de supressão $(1 - 4 \sin^2 \theta_W)^{1/2}$ mas no setor dos quarks temos um aumento no acoplamento com alguns quarks devido ao fator $(1 - 4 \sin^2 \theta_W)^{-1/2}$ [46].
- 11 Embora o setor escalar mínimo dos modelos seja complicado, gostaríamos de enfatizar que eles contêm todas as extensões do MPE: dois ou mais dubletos [47], singletos de gauge neutros [39] ou campos escalares duplamente carregados [48]. No entanto, mesmo no modelo da Ref. [16] a introdução do anti-sexteto pode ser evitada se se introduz um férmion exótico E_L, E_R [85].
- 12 Mesmo se nos restringirmos a léptons de cargas $0, \pm 1$, podemos ter léptons carregados exóticos [49] e léptons carregados pesados [50].
- 13 Se aceitarmos que o critério que determina a simetria das partículas é definido pelo setor leptônico observado e se cada geração é tratada separadamente então, $SU(3)$ é o maior grupo de simetria que pode ser considerado entre $(\nu, e, e^c)_L$. O número quântico leptônico para cada família não é mais conservado, apenas o número leptônico total, L , é conservado. Por outro lado, se neutrinos de mão direita realmente existirem, a

simetria entre $(\nu, e, \nu^c, e^c)_L$ será $SU(4)_L \otimes U(1)_N$ [51]. Esta é possivelmente a última simetria entre os léptons observados. Portanto não existe lugar para $SU(5)_L \otimes U(1)_N$ se nós nos restringirmos a léptons de cargas $0, \pm 1$ [52].

Obviamente, alguns bons aspectos deste modelo, como os que constam nos itens 1, 2 e 7, podem ser considerados apenas como uma indicação para a resolução final destes problemas: eles dependem do conteúdo de representação das partículas e podemos sempre perguntar o quê fixa o conteúdo de partículas.

De qualquer maneira, pensamos que os modelos-331 têm vários aspectos interessantes e por isto é interessante estudar as consequências fenomenológicas destes modelos, bem como apresentar a construção da versão supersimétrica do modelo das Refs. [16, 18].

1.3 Breve Revisão do Modelo 331

Nesta tese estudaremos alguns processos de colisão envolvendo lépton-lépton dentro do MPE, e também dentro do contexto de um modelo 331 das Refs. [16, 18]. Existem várias revisões a respeito deste modelo 331 [53, 54, 55, 56] de tal maneira que aqui iremos apresentar apenas os aspectos de interesse para o nosso estudo. Este modelo será ainda discutido com mais detalhes no Capítulo 7, quando iremos mostrar a construção da sua versão supersimétrica.

Neste modelo os léptons são introduzidos através dos seguintes triplets

$$L_{lL} = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \\ l^c \end{pmatrix}_L \sim (1, 3, 0); \quad l = e, \mu, \tau, \quad (1.3)$$

onde os números (n_3, n_2, n_1) indicam as propriedades de transformação sobre os grupos $SU(3)_C$, $SU(3)_L$ e $U(1)_N$, respectivamente.

Também, temos os usuais bósons de gauge neutros do MPE, ou seja, o γ e o Z^0 e com

as mesmas interações com os léptons carregados do MPE, ou seja:

$$\mathcal{L}_F^{MPE} = -e \sum_i q_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu - \frac{g}{2 \cos \theta_W} \bar{\psi}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma^5) \psi_i Z_\mu, \quad (1.4)$$

onde θ_W é o ângulo de mistura eletrofraco, ou ângulo de Weinberg, e é definido em modelos 331 da seguinte maneira $t^2 = ((\sin^2 \theta_W)/(1 - 4 \sin^2 \theta_W))$ e e é a carga elétrica do pósitron e vale $e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$, com g e g' sendo as constantes de acoplamentos dos grupos $SU(3)$ e $U(1)$ respectivamente. As constantes nos acoplamentos do Z^0 são as seguintes:

$$g^2 = \frac{8G_F M_W^2}{\sqrt{2}}; \quad \text{ou} \quad \frac{g^2}{\alpha} = 4\pi \sin^2 \theta_W, \quad (1.5)$$

com $\alpha \approx 1/128$, no polo do Z^0 ; e as constantes de acoplamento vetoriais g_V^i e axiais g_A^i são escritas da seguinte maneira:

$$g_V^i \equiv t_{3L}(i) - 2q_i \sin^2 \theta_W, \quad g_A^i \equiv t_{3L}(i), \quad (1.6)$$

onde $t_{3L}(i)$ é o isospin fraco do lépton i e q_i é a carga elétrica de ψ_i em unidades de e . Temos ainda cinco bósons de gauge adicionais, que discutiremos a seguir.

Na discussão dos novos bósons começaremos pelos bósons de gauge carregados e suas interações com os léptons que são escritas da seguinte maneira:

$$\mathcal{L}_{CC}^U = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left[\bar{\nu}_L E_L^{\nu\dagger} E_L^l l_L W_\mu^+ + \bar{l}_L^c \gamma^\mu E_R^{lT} E_L^\nu \nu_L V_\mu^+ - \bar{l}_L^c E_R^{lT} E_L^l l_L U_\mu^{++} \right] + H.C., \quad (1.7)$$

onde $l'_L = E_L^l l_L$, $l'_R = E_R^l l_R$, $\nu'_L = E_L^\nu \nu_L$. Aqui os campos linha (') indicam auto-estados da simetria enquanto que os sem linha representam os auto-estados físicos. Sabemos que para neutrinos não massivos não existe mistura entre os bósons carregados W^+ e V^+ [56] e que ainda podemos sempre escolher que $E_L^{\nu\dagger} E_L^l = 1$. Embora atualmente saibamos que os neutrinos têm massa, nesta tese, vamos considera-los sem massa. Todavia, as correntes carregadas dos bósons V_μ^+ e U_μ^{++} não são diagonais no espaço dos sabores e a matriz de mistura $\mathcal{K} = E_R^{lT} E_L^\nu$ possui três ângulos e três fases. Na realidade, uma matriz unitária arbitrária 3×3 possui três ângulos e seis fases, porém, no nosso caso, como a matriz $\mathcal{K}$ é completamente determinada pelo setor dos léptons carregados, podemos rodar apenas três fases [57].

Na Eq. (1.7), g^2 é dado pela Eq.(1.5) e temos

$$l^c = C \bar{l}^T \quad (1.8)$$

onde C é a matriz conjugada de carga e tem a seguinte forma na representação quiral

$$C = \begin{pmatrix} -i\sigma_2 & 0 \\ 0 & i\sigma_2 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

e σ_2 é uma das matrizes de Pauli.

Tanto o bóson U como o bóson V são conhecidos como biléptons porque eles se acoplam a dois léptons; assim eles possuem número leptônico $L = -2$. Lembrando que L é o número leptônico total definido por $L = L_e + L_\mu + L_\tau$, e ainda que neste modelo apenas L é conservado, sendo que L_e , L_μ e L_τ não são conservados separadamente, lembre-se que no MPE cada número leptônico é conservado separadamente.

O outro bóson extra que apresentaremos, é um bóson vetorial neutro, que é conhecido na literatura por Z'^0 , e tem a seguinte lagrangiana de interação com os léptons:

$$\mathcal{L}_{NC}' = -\frac{g}{2 \cos \theta_W} \left[\bar{l}_{aL} \gamma^\mu L_l l_{aL} + \bar{l}_{aR} \gamma^\mu R_l l_{aR} + \bar{\nu}_{aL} \gamma^\mu L_\nu \nu_{aL} \right] Z'_\mu, \quad (1.10)$$

com $L_l = L_\nu = -(1 - 4 \sin^2 \theta_W)^{1/2}/\sqrt{3}$ e $R_l = 2L_l$.

Note-se o caráter *leptofóbico* de Z' [58]; este nome provem do fato de ter um acoplamento suprimido com os léptons, devido ao fator $(1 - 4 \sin^2 \theta_W)^{1/2}$.

No MPE necessitamos de apenas um escalar, conhecido como o bóson de Higgs, para gerar massas a todas as partículas conhecidas. Sua interação com os léptons carregados é escrita da seguinte maneira:

$$\mathcal{L}_H^{MPE} = -\sum_i \frac{g}{2} \frac{m_i}{M_W} \bar{\psi}_i \psi_i H^0, \quad (1.11)$$

onde m_i é a massa do férmion i . Devido a isto o acoplamento do Higgs com os férmions leves, tais como e^- e os quarks u e d da primeira geração, é pequeno.

Nos modelos 331, para gerar massas a todas as partículas necessitamos de três tripletos, ρ , χ , η e de um anti-sexteto, S , aqui não iremos escrever as representações destes escalares pois

faremos isto no Capítulo 7. No anti-sexteto temos dois escalares duplamente carregado H_1^{++} e H_2^{--} , mais dois escalares carregados h_1^- e h_2^+ além de dois escalares neutros σ_1^0 e σ_2^0 . A interação do anti-sexteto com os léptons carregados tem a seguinte forma:

$$\mathcal{L}_{CC}^S = -\frac{1}{2} \sum_{a,b} g_{ab} \overline{(\psi_{aiL})^c} \psi_{bjL} S_{ij} + H.C., \quad (1.12)$$

onde $a, b = e, \mu, \tau$; i, j são índices de $SU(3)_L$ e a matriz g_{ab} é uma matriz simétrica. Explicitamente a Eq. (1.12) pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{CC}^S = & -\frac{1}{2} \sum_{a,b} g_{ab} [(\overline{\nu'_{aR}}) \nu'_{bL} \sigma_1^0 + (\overline{l'_{aR}} l'_{bL} + \overline{l'_{aR}} l'_{bL}) \sigma_2^0 + ((\overline{\nu'_{aR}}) l'_{bL} + \overline{l'_{aR}} \nu'_{bL}) h_2^+ \\ & + ((\overline{\nu'_{aR}}) l'_{bL} + \overline{l'_{aR}} \nu'_{bL}) h_1^- + \overline{l'_{aR}} l'_{bL} H_1^{++} + \overline{l'_{aR}} l'_{bL} H_2^{--} + H.C.] \end{aligned} \quad (1.13)$$

onde c é a operação definida na Eq. (1.8).

Os acoplamentos dos léptons com o anti-sexteto seriam proporcionais a m_i/v_S , se só tivéssemos este acoplamento de Yukawa com os léptons, onde v_S é o valor esperado do vácuo (VEV) da componente neutra σ_2^0 do sexteto. Os tripletos com a quebra do 331 para o MPE adquirem os seguintes VEV, $\langle \rho \rangle = v_\rho$, $\langle \chi \rangle = v_\chi$, $\langle \eta \rangle = v_\eta$. Os possíveis valores para v_S serão discutidos mais adiante, no Capítulo 6, nesta tese.

Entretanto, também podemos ter o acoplamento do triplete η com os léptons

$$\mathcal{L}^\eta = -\frac{1}{2} \sum_{a,b} \epsilon^{ijk} f_{ab} \overline{(\psi_{aiL})^c} \psi_{bjL} \eta_k + H.C., \quad (1.14)$$

onde f_{ab} deve de ser uma matriz 3×3 antisimétrica, ou explicitamente

$$\mathcal{L}^\eta = -\frac{1}{2} \sum_{a,b} f_{ab} [\overline{l'_{aR}} l'_{bL} \eta^0 + \overline{l'_{aR}} \nu'_{bL} \eta_1^- + \overline{\nu'_{aL}} l'_{bL} \eta_2^+ + H.C.], \quad (1.15)$$

contudo, quando conveniente, usando uma simetria discreta apropriada podemos evitar o acoplamento do escalar η com os léptons.

Capítulo 2

Cálculos de Assimetrias Esquerda-Direita

Qualquer extensão do MPE [1] implica necessariamente na existência de novas partículas. Podemos ter um rico setor de bósons escalares se existirem vários multipletos de Higgs [47] ou ter mais campos escalares e vetoriais em modelos com simetrias de gauge maiores como na simetria “Esquerda-Direita” [59] e ainda nos modelos 331 [16], ou podemos ainda ao mesmo tempo ter mais escalares, férmions, e partículas vetoriais como na extensão supersimétrica do Modelo Padrão [60].

Se em um dado modelo todas as novas partículas contribuírem para todos os observáveis, será muito difícil identificar suas contribuições tanto nos processos usuais como nos processos exóticos. Em alguns modelos [16, 61] as contribuições dos bósons escalares podem não ser suprimidas pela massa dos férmions e eles podem ter a mesma intensidade dos acoplamentos bóson vetorial-férmion. Portanto, podemos nos perguntar se existe algum observável e/ou processos que permita distinguir entre as contribuições dos escalares (carregados ou neutros) das dos bósons vetoriais. Nas referências [62, 63, 64, 65] foi mostrado que as assimetrias Esquerda-Direita são insensíveis as contribuições dos escalares mas são sensíveis as contribuições dos bósons de gauge. E é este o tópico principal desta tese, pretendemos mostrar como se chegou a esta conclusão.

2.1 Definições de Diversas Assimetrias Esquerda-Direita

Os primeiros apelos para se estudar assimetrias que violam paridade, em colisões entre elétrons polarizados de mão esquerda e direita com um alvo não polarizado foi apresentado alguns anos atrás por Derman e Marciano [66]. Em princípio podemos ter os seguintes processos, gerais, envolvendo os léptons carregados:

$$l_1^-(P_A, \lambda_A) + l_2^-(P_B, \lambda_B) \rightarrow l_1'^-(P_{A'}, \lambda_{A'}) + l_2'^-(P_{B'}, \lambda_{B'}), \quad (2.1)$$

quando $l_{1,2} = e, \mu$ e $l'_{1,2} = e, \mu, \tau, L$, com L sendo um lépton exótico. Na Eq. (2.1) $P_A, P_B, P_{A'}, P_{B'}$ ($\lambda_A, \lambda_B, \lambda_{A'}, \lambda_{B'}$) representam os momentos(helicidades) dos léptons iniciais e finais, respectivamente.

Nesta tese consideramos apenas processos do seguinte tipo:

$$l^-(P_A, \lambda_A) + l'^-(P_B, \lambda_B) \rightarrow l^-(P_{A'}, \lambda_{A'}) + l'^-(P_{B'}, \lambda_{B'}), \quad (2.2)$$

quando $l, l' = e, \mu$, ou seja processos do tipo $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, $e^-\mu^- \rightarrow e^-\mu^-$ ou $\mu^-\mu^- \rightarrow \mu^-\mu^-$. Só estudaremos estes tipos de processos devido ao fato de que para eles já existem experiências programadas, conforme discutimos no Capítulo 1.

Como trabalhamos com processos polarizados, uma quantidade interessante para medir, neste caso, é a assimetria "Left-Right" ou Esquerda-Direita, que representaremos por A_{RL} . Para o processo $l^-l'^- \rightarrow l^-l'^-$, com uma das partículas não polarizada, a assimetria A_{RL} é formalmente definida da seguinte maneira [66]:

$$A_{RL}(ll') = \frac{d\sigma_R - d\sigma_L}{d\sigma_R + d\sigma_L}, \quad (2.3)$$

onde $d\sigma_{R(L)}$ é a seção de choque diferencial para um lépton de mão direita(esquerda) espalhado por um lépton não polarizado. Ou seja, podemos escrever Eq. (2.3) da seguinte forma:

$$A_{RL}(ll') = \frac{(d\sigma_{RR} + d\sigma_{RL}) - (d\sigma_{LL} + d\sigma_{LR})}{(d\sigma_{RR} + d\sigma_{RL}) + (d\sigma_{LL} + d\sigma_{LR})}, \quad (2.4)$$

onde $d\sigma_{AB}$ representa a seção de choque para léptons entrando com helicidades A e B , respectivamente, e estamos somando sobre a helicidade B para indicar que não estamos considerando a helicidade de um dos feixes, no caso dos colisores, ou que o alvo não é polarizado, no caso de experimento de alvo fixo.

As seções de choque são, desconsiderando o espaço de fase de duas partículas, dadas basicamente por:

$$d\sigma_{AB} \propto \sum_{A', B'} |M_{AB; A' B'}|^2, \quad A, B; A', B' = L, R. \quad (2.5)$$

Portanto, ao calcularmos a assimetria A_{RL} , definida na Eq. (2.4), temos que calcular basicamente as seguintes amplitudes:

$$d\sigma_{RR} \propto |M_{RR; RR}|^2 + |M_{RR; RL}|^2 + |M_{RR; LR}|^2 + |M_{RR; LL}|^2, \quad (2.6)$$

$$d\sigma_{RL} \propto |M_{RL; RR}|^2 + |M_{RL; RL}|^2 + |M_{RL; LR}|^2 + |M_{RL; LL}|^2, \quad (2.7)$$

$$d\sigma_{LR} \propto |M_{LR; RR}|^2 + |M_{LR; RL}|^2 + |M_{LR; LR}|^2 + |M_{LR; LL}|^2, \quad (2.8)$$

e

$$d\sigma_{LL} \propto |M_{LL; RR}|^2 + |M_{LL; RL}|^2 + |M_{LL; LR}|^2 + |M_{LL; LL}|^2. \quad (2.9)$$

Todas as amplitudes necessárias para os cálculos das assimetrias são mostradas nos Apêndices.

Estaremos usando, em toda tese, a seguinte notação para as amplitudes:

$$M_{\lambda_A \lambda_B; \lambda_{A'} \lambda_{B'}}^{\text{Partícula}} (\text{Canal}), \quad (2.10)$$

onde “Partícula” representa a partícula trocada, e “Canal” indica qual é o canal que está sendo considerado isto é, se é o t , o u , ou o s ; λ_A e λ_B indicam as helicidades das partículas iniciais enquanto $\lambda_{A'}$ e $\lambda_{B'}$ as helicidades das partículas finais.

Vamos usar a seguinte notação simplificadora

$$y \equiv \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2.11)$$

onde θ é o ângulo de espalhamento no sistema centro de massa, ver Fig.(3.1), para expressar as diversas amplitudes consideradas nesta tese. Com ela podemos escrever

$$\begin{aligned} \sin \theta &= 2y^{1/2}(1-y)^{1/2} \\ \cos \theta &= 1-2y. \end{aligned} \quad (2.12)$$

A assimetria definida pela Eq. (2.4) depende do ângulo de espalhamento de um dos léptons finais em relação ao feixe incidente. Integrando no ângulo de espalhamento podemos definir a assimetria integrada $\int A_{RL}$ da seguinte maneira:

$$\int A_{RL}(ll') = \frac{(\int d\sigma_{RR} + \int d\sigma_{RL}) - (\int d\sigma_{LL} + \int d\sigma_{LR})}{(\int d\sigma_{RR} + \int d\sigma_{RL}) + (\int d\sigma_{LL} + \int d\sigma_{LR})}, \quad (2.13)$$

onde $\int d\sigma_{ij} \equiv \int_{50^\circ}^{175^\circ} d\sigma_{ij}$.

Uma outra possibilidade interessante é quando ambos os feixes de léptons estão polarizados. Neste caso podemos definir a assimetria $A_{R;RL}$ em que um dos feixes está sempre na mesma polarização, digamos mão direita, e o outro feixe está polarizado, de mão direita ou de mão esquerda (analogamente podemos definir $A_{L;LR}$):

$$A_{R;RL}(ll') = \frac{d\sigma_{RR} - d\sigma_{RL}}{d\sigma_{RR} + d\sigma_{RL}}, \quad A_{L;RL}(ll') = \frac{d\sigma_{LR} - d\sigma_{LL}}{d\sigma_{LL} + d\sigma_{LR}}. \quad (2.14)$$

Também, podemos definir a versão integrada destas assimetrias de maneira análoga à Eq. (2.13). São estas assimetrias que vamos considerar nesta tese.

Vamos identificar o caso sobre estudo usando $\{\text{MPE}\}$, indicando que apenas o MPE está sendo analisado. Usaremos $\{\text{MPE}+U\}$ para identificar que estamos considerando o MPE mais um bóson vetorial adicional U^{--} . Estaremos usando convenção análoga para $\{\text{MPE}+Z'\}$, onde Z' é um novo bóson vetorial neutro extra que aparecem em modelos várias extensões do MPE tais como 331, modelos com simetria "Esquerda-Direita" e em Teorias de Grande Unificação,

e $\{MPE+H\}$, onde H é um escalar duplamente carregado. Para indicar experimentos de alvo fixo usaremos $\{AF\}$ e para o caso de colisores $\{CO\}$. Deste modo, indicaremos a assimetria A_{RL} , no Modelo Padrão Eletrofraco para alvo fixo da seguinte maneira: $A_{RL}^{AF;MPE}$.

Uma outra quantidade que definiremos apenas no caso do U^{--} , que será útil para estudar sua detectabilidade, é a seguinte

$$\delta\% = \frac{\int A_{RL}^{CO;MPE+U} - \int A_{RL}^{CO;MPE}}{\int A_{RL}^{CO;MPE}} \times 100. \quad (2.15)$$

Esta quantidade mostra o desvio, em porcentagem, da contribuição do U^{--} em relação ao MPE.

2.2 4-Espinores Auto-Estados da Helicidade

Como nesta tese iremos trabalhar com feixe de léptons polarizados, a maneira mais fácil de fazer os cálculos é usando o formalismo das amplitudes de helicidade [67] mas com $m \neq 0$. Em um trabalho anterior [68] apresentamos a construção de 4-espinores auto-estados da helicidade na representação quiral. Ou seja, encontramos um espinor que é tanto auto-estado da equação de Dirac como do operador helicidade, que é a projeção do spin na direção do movimento da partícula.

Nesse trabalho [68], foram consideradas soluções do tipo onda plana, ou seja:

$$\Psi = \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \\ C_4 \end{pmatrix} \cdot e^{i(\vec{P} \cdot \vec{r} - Et)}, \quad (2.16)$$

com a seguinte condição de normalização:

$$|C_1|^2 + |C_2|^2 + |C_3|^2 + |C_4|^2 = 1. \quad (2.17)$$

Nesta tese, entretanto, iremos utilizar uma outra normalização, dada por:

$$|C_1|^2 + |C_2|^2 + |C_3|^2 + |C_4|^2 = 2E, \quad (2.18)$$

pois para poder utilizar as fórmulas usadas na literatura [69, 70], onde as amplitudes de probabilidade têm dimensão de energia. Contudo, para o cálculo de assimetrias, pode ser usada qualquer uma das duas normalizações porque o fator comum, proveniente da normalização, é cancelado.

Outra modificação que fizemos, em relação ao trabalho anterior, foi a da representação das matrizes de Dirac. A representação agora utilizada é a quiral:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & -\vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

onde $\vec{\sigma}$ são as conhecidas matrizes de Pauli dadas por

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (2.20)$$

e γ_5 é definida por

$$\gamma^5 \equiv -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

onde I representa a matriz identidade dois por dois. A mudança de representação das matrizes de Dirac é para termos os operadores de projeção dados por

$$L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix}, \quad R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.22)$$

que consideramos serem mais apropriados para comparar os resultados.

Nesta representação, refazendo o mesmo cálculo, feito em [68], obtemos os seguintes 4-espinores, auto-estados da helicidade, de energia positiva ¹:

$$u_{lR} = N_l \begin{pmatrix} (1 + \eta_l) \cos(\theta_l/2) e^{-i\phi_l/2} \\ (1 + \eta_l) \sin(\theta_l/2) e^{i\phi_l/2} \\ (-1 + \eta_l) \cos(\theta_l/2) e^{-i\phi_l/2} \\ (-1 + \eta_l) \sin(\theta_l/2) e^{i\phi_l/2} \end{pmatrix}, \quad u_{lL} = N_l \begin{pmatrix} (-1 + \eta_l) \sin(\theta_l/2) e^{-i\phi_l/2} \\ -(-1 + \eta_l) \cos(\theta_l/2) e^{i\phi_l/2} \\ (1 + \eta_l) \sin(\theta_l/2) e^{-i\phi_l/2} \\ -(1 + \eta_l) \cos(\theta_l/2) e^{i\phi_l/2} \end{pmatrix}, \quad (2.23)$$

¹Usaremos $\hbar = 1, c = 1$ ao longo de toda a tese.

já os 4-espinores, auto-estados da helicidade, de energia negativa são escritos da seguinte maneira:

$$v_{lL} = N_l \begin{pmatrix} (1 - \eta_l) \sin(\theta_l/2) e^{-i\phi_l/2} \\ -(1 - \eta_l) \cos(\theta_l/2) e^{i\phi_l/2} \\ (1 + \eta_l) \sin(\theta_l/2) e^{-i\phi_l/2} \\ -(1 + \eta_l) \cos(\theta_l/2) e^{i\phi_l/2} \end{pmatrix}, \quad v_{lR} = N_l \begin{pmatrix} (1 + \eta_l) \cos(\theta_l/2) e^{-i\phi_l/2} \\ (1 + \eta_l) \sin(\theta_l/2) e^{i\phi_l/2} \\ (1 - \eta_l) \cos(\theta_l/2) e^{-i\phi_l/2} \\ (1 - \eta_l) \sin(\theta_l/2) e^{i\phi_l/2} \end{pmatrix}, \quad (2.24)$$

onde temos introduzido os seguintes parâmetros:

$$N_l = \sqrt{\frac{E_l}{(1 + \eta_l^2)}}, \quad \eta_l^2 = \frac{E_l + m_l}{E_l - m_l}, \quad (2.25)$$

sendo E_l e m_l a energia total e a massa de repouso do lépton l , respectivamente. Os ângulos θ_l e ϕ_l definem a direção de propagação da partícula [68].

Para o caso não massivo, ou seja, quando $m = 0$, ou para partículas relativísticas, quando podemos usar a aproximação $m \approx 0$, as Eqs. (2.25) tornam-se:

$$\eta_0(m \rightarrow 0) \rightarrow 1, \quad N_0(m \rightarrow 0) \rightarrow \sqrt{\frac{E}{2}}, \quad (2.26)$$

e os 4-espinores de energia positiva, neste caso, podem ser escritos como:

$$u_{0R} = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\frac{\phi}{2}} \\ \sin \frac{\theta}{2} e^{i\frac{\phi}{2}} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u_{0L} = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \sin \frac{\theta}{2} e^{-i\frac{\phi}{2}} \\ -\cos \frac{\theta}{2} e^{i\frac{\phi}{2}} \end{pmatrix}, \quad (2.27)$$

que coincidem com os espinores de [67].

No próximo Capítulo iremos apresentar os nossos resultados para as assimetrias, definidas pelas Eqs. (2.4) e (2.14), e seções de choque no contexto do MPE para experimentos de alvo fixo e para colisores.

Capítulo 3

Espalhamento Lépton-Lépton no Modelo Padrão Eletrofraco

3.1 Espalhamento Møller

Nesta seção calculamos no contexto do MPE a seção de choque e as diversas assimetrias do seguinte processo

$$e^-(P_A, \lambda_A) + e^-(P_B, \lambda_B) \rightarrow e^-(P_{A'}, \lambda_{A'}) + e^-(P_{B'}, \lambda_{B'}), \quad (3.1)$$

no sistema de centro de massa. Como antes, os P_A , P_B , $P_{A'}$ e $P_{B'}$ indicam os momentos das partículas consideradas e λ_A , λ_B , $\lambda_{A'}$ e $\lambda_{B'}$ suas respectivas helicidades. A cinemática desta reação no sistema centro de massa está mostrada na Fig. 3.1, neste caso $l = l' = e$. O gráfico de Feynman deste processo considerando as trocas dos bósons de gauge, ver Eq.(1.4), e a contribuição do Higgs, Eq. (1.11), estão representados nas Figs. 3.2 e 3.3, onde $l = e$.

Da Fig. 3.1 consideramos que o elétron incidente, com 4-momento P_A , está se propagando na direção crescente do eixo, de tal maneira que podemos considerar seu ângulo $\theta = 0$ e os espinores, Eq. (2.27), podem ser escritos, neste caso, da seguinte maneira ¹ (dependendo do

¹Devido ao fato de $m_e \ll \sqrt{s}$ estaremos desde já desprezando a massa do elétron. Esta aproximação também é válida para o caso de alvo fixo [68].

estado de helicidade)

$$u_{eR}(P_A) = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} e^{-i\phi/2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u_{eL}(P_A) = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ -e^{i\phi/2} \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

com E sendo a energia do elétron incidente.

O elétron com 4-momento P_B , por outro lado move-se no sentido contrário ao do crescimento do eixo, devido a isto podemos considerar $\theta = \pi$ e teremos:

$$u_{eR}(P_B) = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} 0 \\ e^{i\phi/2} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u_{eL}(P_B) = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ e^{-i\phi/2} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Já o elétron final, com 4-momento $P_{A'}$, é espalhado em um ângulo θ e devido a isto seu espinor pode ser expresso da seguinte maneira

$$u_{eR}(P_{A'}) = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} \\ \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u_{eL}(P_{A'}) = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \sin \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} \\ -\cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \end{pmatrix}. \quad (3.4)$$

No caso do outro elétron espalhado, ele foi defletido em um ângulo $\theta + \pi$ de modo que teremos:

$$u_{eR}(P_{B'}) = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} -\sin \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} \\ \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u_{eL}(P_{B'}) = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} \\ \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \end{pmatrix}. \quad (3.5)$$

As amplitudes deste processo, no MPE, são mostradas no Apêndice A, lembrando que devemos colocar $m_l = m_e = 0$. Agora, iremos discutir nossos resultados neste modelo onde

consideramos os dois tipos de experimentos. Primeiro mostraremos nossos resultados para experimentos de alvo fixo e depois para o caso de colisores.

3.1.1 Alvo Fixo

Usando as expressões das amplitudes apresentadas no Apêndice A, Eqs. (A.1), (A.2), (A.3), (A.4), (A.5) e (A.6), recuperamos os resultados obtidos por Derman e Marciano [66] quando $m_e \rightarrow 0$ [68]; mesmo quando usamos o valor correto da massa de m_e , o valor numérico da assimetria $A_{RL}(ee)$ coincide com os valores obtidos em [66], como deveria ser, a nível de árvore. De fato, desprezando as massas dos léptons, obtemos a seguinte expressão para a assimetria no caso de alvo fixo

$$A_{RL}^{\text{AF;MPE}}(ee) \approx -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{1-y}{1+y^4+(1-y)^4} (1-4\sin^2\theta_W), \quad (3.6)$$

onde $Q^2 = -(P_A - P_{A'})^2$, y dada pela Eq. (2.11) e as outras constantes são as bem conhecidas constantes α , G_F e $\sin^2\theta_W$. Para experimentos tipo AF podemos escrever o momento transferido da seguinte maneira:

$$Q^2 = -q^2 = y(P_A - P_{A'})^2 = y(2m_e^2 + 2m_e E_{\text{feixe}}). \quad (3.7)$$

Na Eq. (3.6) a aproximação $m_e^2 \ll Q^2 \ll M_Z^2$ também foi utilizada e ainda desprezamos termos da ordem m_e/E_{feixe} .

A assimetria em alvo fixo é pequena devido tanto ao fator $1 - 4\sin^2\theta_W$ como ao fato de que Q^2 também é pequeno [71]. Para se ter uma idéia se considerarmos o caso do experimento do SLAC onde $E_{\text{feixe}} = 50$ GeV, e considerando $\theta \approx 90^\circ$ ($y = 1/2$) e para um feixe 100% polarizado, obteremos, o seguinte valor para a assimetria

$$A_{RL}^{\text{AF;MPE}}(ee) \approx -3 \times 10^{-7}. \quad (3.8)$$

O valor de $A_{RL}^{\text{AF;MPE}}(ee)$ pode ser reduzido em $40 \pm 3\%$ usando correções radiativas [71].

Embora esta assimetria tenha um valor pequeno, as seções de choque são grandes. A expressão da seção de choque diferencial para o caso de alvo fixo tem a seguinte forma

$$\frac{d\sigma^{\text{AF;MPE}}}{d\Omega}(ee) \approx \frac{e^4}{128\pi^2 m_e p_e} \frac{p_{e'}^2}{(E_e + m_e)p_{e'} - p_e E_{e'} \cos \theta_{ee'}} \left[\frac{1 + y + (1 - y)^4}{y^2(1 - y)^2} \right], \quad (3.9)$$

onde escrevemos apenas a contribuição principal e note-se a dependência com m_e^{-1} . Os parâmetros p_e (E_e) e $p_{e'}$ ($E_{e'}$) representam o momento (energia) do elétron inicial e final, respectivamente; $\cos \theta_{ee'}$ é o cosseno do ângulo de espalhamento entre o elétron inicial e um dos elétrons finais no sistema de laboratório. A seção de choque total para $E_{\text{feixe}} = 50$ GeV vale $\sigma_T \approx 10^3$ nb.

Já para a assimetria $A_{R;RL}^{\text{AF;MPE}}$ seus valores estão representados na Fig. 3.4. Devemos dizer que esta assimetria é dominada basicamente pelos efeitos da QED [72, 73]. Porém, percebemos que ela é sensível a efeitos puramente eletrofracos. De fato, para elétrons não massivos obtemos:

$$A_{R;RL}^{\text{AF;MPE}}(ee) = \frac{\frac{1-y^4-(1-y)^4}{y^2(1-y)^2} + s \beta_W (g_V^2 + g_A^2 + 4g_V g_A) + O(\beta_W^2)}{\frac{1+y^4+(1-y)^4}{y^2(1-y)^2} + s \beta_W (3g_V^2 + g_A^2 + 4g_V g_A) + O(\beta_W^2)}, \quad (3.10)$$

onde

$$\beta_W = g^2/4\pi\alpha M_Z^2 \approx 5.2 \times 10^{-4}. \quad (3.11)$$

Estes cálculos já foram feitos na QED tanto na aproximação de Born quanto usando correções radiativas, veja [74]. Para o caso de dados experimentais na escala de GeV veja [73]. Devemos ressaltar que no caso da assimetria $A_{R;RL}^{\text{AF;MPE}}(ee)$, na contribuição eletrofraca não aparece o fator de supressão $1 - 4\sin^2 \theta_W$ e por isso, esta assimetria é sensível a troca de bósons vetoriais massivos. Portanto, este último efeito é maior que no caso em que o alvo não é polarizado.

3.1.2 Colisores

Neste caso nos processos tipo $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, o momento transferido é:

$$\begin{aligned} Q^2 &= -(P_A - P_{A'})^2 \\ &= -2m_e^2 + \frac{s}{2} - 2(1 - 2y) \left[\left(\frac{s}{4} - 2m_e^2 \right) \left(\frac{s}{4} - 2m_e^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \\ &\rightarrow sy, \quad \text{quando } m_e \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Note-se que Q^2 , devido a dependência em s , não é mais um fator pequeno, como ocorria no caso de alvo fixo.

Porém, a seção de choque diferencial é pequena e é, dada por:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\text{CO;MPE}}}{d\Omega}(ee) = & \frac{e^4}{128\pi^2 s} \left\{ \frac{1+y^4+(1-y)^4}{y^2(1-y)^2} + \frac{2g^2}{e^2} \left[(g_V^2 + g_A^2) \frac{1+2a}{y(1-y)(y+a)[1-y+a]} \right. \right. \\ & + (g_V^2 - g_A^2) \cdot \left. \left(\frac{(1-y)^2}{y(y+a)} + \frac{y^2}{(1-y)[1-y+a]} \right) \right] \\ & + \frac{g^4}{e^4} (g_V^2 - g_A^2)^2 \left(\frac{(1-y)^2}{(y+a)^2} + \frac{y^2}{(1-y+a)^2} \right) \\ & \left. + \frac{g^4}{e^4} (g_V^4 + 6g_V^2 g_A^2 + g_A^4) \frac{(1+2a)^2}{(y+a)^2[1-y+a]} \right\}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

onde $a \equiv M_Z^2/s$. Se usarmos $\sqrt{s} = 300$ GeV a seção de choque total agora vale $\approx 10^{-3}$ nb. Note-se que agora não temos mais a dependência em m_e^{-1} mas sim em s^{-1} , e este é o motivo da seção de choque ser pequena neste caso. Lembramos que o valor da seção de choque do caso alvo fixo é $\approx 10^3$ nb.

Para $\sqrt{s} = 300$ GeV e $\theta \approx 90^\circ$, no sistema de centro de massa as assimetrias definidas nas Eqs. (2.4), (2.14) tornam-se

$$\begin{aligned} A_{RL}^{\text{CO;MPE}}(ee) & \approx -0.05, \\ A_{R,RL}^{\text{CO;MPE}}(ee) & = 1. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Note que a assimetria $A_{RL}^{\text{CO;MPE}}(ee)$ é maior que a sua análoga $A_{RL}^{\text{AF;MPE}}(ee)$, dada na Eq.(3.8).

Os valores das seções de choque para os novos colisores estão representados na Fig 3.5. Já os valores da assimetria $A_{RL}^{\text{CO;MPE}}(ee)$ em função do ângulo de espalhamento, como veremos mais adiante, estão mostrados na Fig. 4.6, e com relação a energia do centro de massa na Fig. 4.8. Os respectivos gráficos para $A_{R,RL}^{\text{CO;MPE}}$ estão nas Figs. 4.10 e 4.12. O gráfico da assimetria integrada está representado na Fig. 4.13.

O fato de termos uma seção de choque pequena e grandes assimetrias, comparadas com o caso de alvo fixo, indica que este processo será extremamente sensível a uma ressonância tipo

U^{--} no canal s . Neste caso teremos um substancial aumento da seção de choque na ressonância deste novo bóson.

3.2 Espalhamento (μe)

Com a atenção dada aos colisores de múons nos dias atuais, este tipo de processo também tornou-se importante, ver sec 1.1. Além disso, recentemente foi mostrado que efeitos da massa do múons não podem ser desprezados no espalhamento μe , no caso de alvo fixo, no contexto da QED[75]. Aqui, também iremos mostrar que, na aproximação de Born e no contexto do MPE, existem efeitos sensíveis da massa do múon para várias energias no caso de alvo fixo.

Alguns anos atrás Derman e Marciano [66] consideraram brevemente a assimetria “left-right” no processo $e^-\mu^- \rightarrow e^-\mu^-$, que aqui representaremos por $A_{RL}(\mu e)$, com um múon não polarizado incidindo em um alvo de elétrons polarizados. De acordo com os autores, esta assimetria pode ser medida e a única diferença com relação ao espalhamento ee é que, neste caso, não precisamos das amplitudes cruzadas, temos apenas o canal t .

Nesta seção calculamos a seção de choque e as diversas assimetrias do processo, considerando o MPE,

$$e^-(P_A, \lambda_A) + \mu^-(P_B, \lambda_B) \rightarrow e^-(P_{A'}, \lambda_{A'}) + \mu^-(P_{B'}, \lambda_{B'}), \quad (3.15)$$

no sistema centro de massa, e as mesmas convenções, mostrado na Fig. 3.1; neste caso $l = e$ e $l' = \mu$. Os gráficos de Feynman deste processo estão mostrados na Fig. 3.6.

Como já dissemos na seção anterior, desprezamos as massas dos elétrons, mas pelo exposto acima, não desprezamos as massas dos múons, ou seja, $E = |\vec{p}_e|$, para o elétron, e $K^2 - |\vec{q}_\mu|^2 = m_\mu^2$, para o múon, K é a energia cinética do múon.

Os espinores dos elétrons, de quadri-momento P_A e $P_{A'}$, estão dados pelas Eqs. (3.2) e

(3.4); já os espinores dos múons incidente podem ser escritos da seguinte maneira

$$u_{\mu R}(P_B) = N_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ (1 + \eta_\mu)e^{i\phi/2} \\ 0 \\ (-1 + \eta_\mu)e^{i\phi/2} \end{pmatrix}, \quad u_{\mu L}(P_B) = N_\mu \begin{pmatrix} (-1 + \eta_\mu)e^{-i\phi/2} \\ 0 \\ (1 + \eta_\mu)e^{-i\phi/2} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3.16)$$

com N_μ e η_μ dadas pela Eq. (2.25), nestas expressões devemos fazer $m_l = m_\mu$. Os espinores do múon final, que foi defletido de um ângulo $\theta + \pi$, têm a seguinte expressão:

$$\begin{aligned} u_{\mu R}(P_{B'}) &= N_\mu \begin{pmatrix} (1 + \eta_\mu) \sin(\theta/2)e^{-i\phi/2} \\ (1 + \eta_\mu) \cos(\theta/2)e^{i\phi/2} \\ (-1 + \eta_\mu) \sin(\theta/2)e^{-i\phi/2} \\ (-1 + \eta_\mu) \cos(\theta/2)e^{i\phi/2} \end{pmatrix}, \\ u_{\mu L}(P_{B'}) &= N_\mu \begin{pmatrix} (-1 + \eta_\mu) \cos(\theta/2)e^{-i\phi/2} \\ (-1 + \eta_\mu) \sin(\theta/2)e^{i\phi/2} \\ (1 + \eta_\mu) \cos(\theta/2)e^{-i\phi/2} \\ (1 + \eta_\mu) \sin(\theta/2)e^{i\phi/2} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.17)$$

3.2.1 Alvo Fixo

Para um experimento de alvo fixo a energia do centro de massa é dada por $s \approx m_\mu^2 + 2m_e E_\mu$, onde E_μ é a energia do feixe de múons. No referencial de centro de massa temos que $t = m_\mu^2 - 2KE + 2[E(K^2 - m_\mu^2)^{1/2}] \cos^2 \theta$, onde E é a energia total do elétron e K , como acima, é a energia cinética do múon. Usando as expressões apresentadas no Apêndice A, os resultados para as amplitudes, neste caso, estão mostradas nas Eqs. (A.7), (A.8).

A assimetria $A_{RL}^{AF;MPE}(\mu e)$ considerando $m_\mu = 0$, para alvo fixo, é escrita como:

$$A_{RL}^{AF;MPE}(\mu e) \Big|_{m_\mu=0} = 4\beta_W g_V g_A \frac{ys}{1 + (1 - y)^2}, \quad (3.18)$$

onde β_W é dada pela Eq. (3.11) e y está definida na Eq. (2.11). Esta expressão foi obtida por Derman e Marciano [66]. Aqui não vamos escrever explicitamente a expressão para o

caso de $m_\mu \neq 0$, mas a diferença entre os dois casos está mostrada na Fig. 3.7, para vários valores da energia. Também, confirmamos os valores obtidos pela colaboração SMC [6] para a assimetria $A_{RL}^{MPE}(\mu e)$, isto é, esta varia de 0.01 à 0.05; e para y pequeno apresenta o seguinte comportamento: $A_{RL}^{AF;MPE}(\mu e) \sim y$. Também fizemos o gráfico $A_{RL}^{AF;MPE}(\mu e)$ em função do ângulo de Weinberg, como pode ser visto na Fig. 3.8. Isto, nos indica, que podemos usar estas assimetria para medir com precisão o ângulo de Weinberg [66].

No caso do experimento μe em alvo fixo a seção de choque é um pouco menor, se comparada com o caso ee em alvo fixo, mas ainda continua a dependência em m_e^{-1} , implicando em uma seção de choque alta. Esta seção de choque grande pode permitir uma estatística suficiente, como no caso ee em alvo fixo. De fato, a seção de choque diferencial é

$$\frac{d\sigma^{AF;MPE}}{d\Omega}(\mu e) = \frac{1}{64\pi^2 m_e (E_\mu^2 - m_\mu^2)^{1/2}} \frac{|\vec{q}_2|^2}{(E_\mu + m_e)|\vec{q}_2| - (E_\mu^2 - m_\mu^2)^{1/2} E'_\mu \cos \theta_{\mu e}} |M|^2, \quad (3.19)$$

onde

$$\begin{aligned} |M|^2 = & 4 \left[4EK(1-y) + 4E(K-m_\mu) \left(\frac{K+m_\mu}{K-m_\mu} \right)^{1/2} (1-y)^{1/2} \right]^2 \\ & + 64m_\mu^2 y(1-y)E^2 + 128E(K-m_\mu) \left[EK(1-y) + E(K-m_\mu) \left(\frac{K+m_\mu}{K-m_\mu} \right)^{1/2} (1-y) \right] \\ & \left(\frac{K+m_\mu}{K-m_\mu} \right)^{1/2} y + 2 \left[8E(K-m_\mu) \left(\frac{K+m_\mu}{K-m_\mu} \right)^{1/2} y \right]^2, \end{aligned} \quad (3.20)$$

e $|\vec{q}_2|$, E'_μ são o momento e a energia no sistema de laboratório dos múons finais, $\theta_{\mu e}$ é o ângulo entre o múon incidente e o elétron final no sistema de laboratório. Desta expressão obtemos uma seção de choque total de 11.86 mb para $E_\mu = 50$ GeV e 3.88 mb para $E_\mu = 190$ GeV.

3.2.2 Colisores

Para experimentos tipo colisores μe , que serão possíveis caso colisores tipo $\mu^- \mu^+$ sejam realmente construídos, nós temos que a assimetria é maior, quando comparada com o

correspondente experimento de alvo fixo, de uma maneira análoga ao apresentado no caso ee . Como esperado verificamos que para estas energias os efeitos da massa do múon não são mais importantes.

No caso de colisores de $\sqrt{s} \sim 380$ GeV ($E_\mu = 190$ GeV), com $y = 1/2$ temos os seguintes valores para as assimetrias definidas nas Eqs.(2.3) e (2.14):

$$\begin{aligned} A_{RL}^{CO;MPE}(\mu e) &= -0.024, \\ A_{R;RL}^{CO;MPE}(\mu e) &= 1. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Neste caso, a seção de choque total é $\sigma^{CO;MPE}(\mu e) \sim 66$ nb, e é sensivelmente menor que a do caso de alvo fixo, ver seção anterior. A seção de choque na região de TeV para este caso está mostrada na Fig. 3.9. Já os valores da assimetria $A_{RL}^{CO;MPE}(\mu e)$ em função do ângulo de espalhamento, como veremos mais adiante, estão mostrados na Fig. 5.3, e com relação a energia do múon incidente na Fig. 5.4. O gráficos para $A_{R;RL}^{CO;MPE}$ em função do ângulo de espalhamento mostro na Fig. 5.6. O gráfico da assimetria integrada está representado na Fig. 5.7.

3.3 Espalhamento $\mu\mu$ em Colisores

Neste espalhamento temos $l = l' = \mu$. Portanto, os espinores dos múons de momentos P_B e $P_{B'}$ estão dados nas Eqs. (3.16) e (3.17). Já os espinores do múon incidente (P_A) podem ser escritos da seguinte maneira:

$$u_{\mu R}(P_A) = N_\mu \begin{pmatrix} (1 + \eta_\mu)e^{-i\phi/2} \\ 0 \\ (-1 + \eta_\mu)e^{-i\phi/2} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u_{\mu L}(P_A) = N_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ -(-1 + \eta_\mu)e^{i\phi/2} \\ 0 \\ -(1 + \eta_\mu)e^{i\phi/2} \end{pmatrix}, \quad (3.22)$$

com N_μ e η_μ dadas pela Eq. (2.25), com $m_l = m_\mu$. Os espinores do múon final $P_{A'}$, que foi defletido de um ângulo de θ são dados por:

$$\begin{aligned} u_{\mu R}(P_{A'}) &= N_\mu \begin{pmatrix} (1 + \eta_\mu) \cos(\theta/2) e^{-i\phi/2} \\ (1 + \eta_\mu) \sin(\theta/2) e^{i\phi/2} \\ (-1 + \eta_\mu) \cos(\theta/2) e^{-i\phi/2} \\ (-1 + \eta_\mu) \sin(\theta/2) e^{i\phi/2} \end{pmatrix}, \\ u_{\mu L}(P_{A'}) &= N_\mu \begin{pmatrix} (-1 + \eta_\mu) \sin(\theta/2) e^{-i\phi/2} \\ (-1 + \eta_\mu) \cos(\theta/2) e^{i\phi/2} \\ (1 + \eta_\mu) \sin(\theta/2) e^{-i\phi/2} \\ (1 + \eta_\mu) \cos(\theta/2) e^{i\phi/2} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.23)$$

As amplitudes também estão mostradas no Apêndice A, naquelas expressões devemos lembrar que $m_l = m_\mu$.

No caso de um colisor $\mu\mu$, considerando as mesmas condições da seção 3.1.2, obteremos os seguintes valores para as assimetrias definidas nas Eqs.(2.3) e (2.14):

$$\begin{aligned} A_{RL}^{\text{CO;MPE}}(\mu\mu) &\approx -0.1436, \\ A_{R,RL}^{\text{CO;MPE}}(\mu\mu) &= 1. \end{aligned} \quad (3.24)$$

Observe-se aqui o valor para a assimetria é maior quando comparado ao caso do colisor ee dada na Eq.(3.14). Isto ocorre devido a efeitos da massa do múon e, a contribuição do Higgs, para este espalhamento. Isto fica evidente se no cálculo não levarmos em conta as amplitudes do Higgs: obteremos o valor para a assimetria $A_{RL}^{\text{CO;MPE}}(\mu\mu) = -0.1437$, mostrando uma leve dependência com a contribuição do Higgs. Esta diferença é perceptível até uma energia de 300 GeV; a partir desta energia os múons se comportam como partículas “não massivas” e este resultado está mostrado na Fig 4.15.

A seção de choque para aceleradores na região de TeV é a mesma do caso ee , pela argumentação do parágrafo acima, e está representada na Fig. 3.5. O valor da assimetria em função da energia do centro de massa está mostrado na Fig. 4.15.

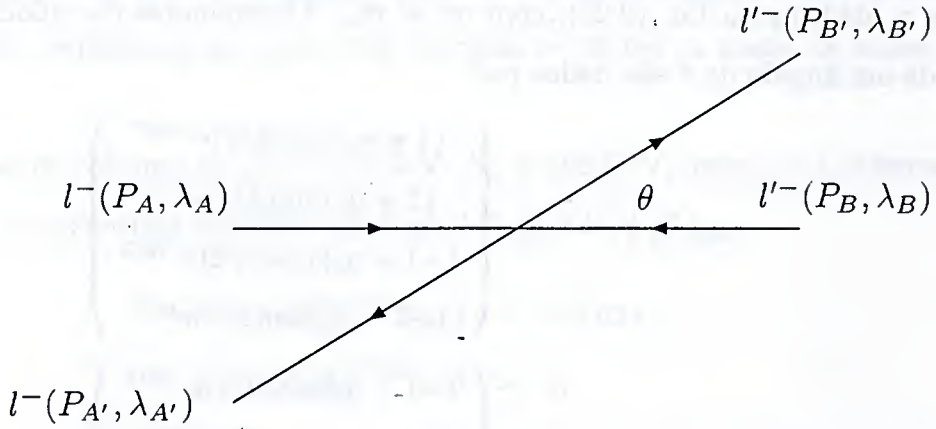


Figura 3.1: Cinemática do processo $l^- l'^- \rightarrow l^- l'^-$ no centro de massa, usado tanto para experimentos de alvo fixo como para colisores.

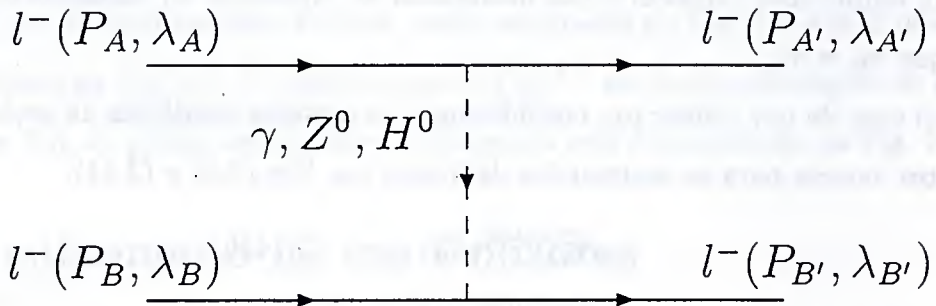


Figura 3.2: Troca do Fóton γ do Bóson Neutro Z^0 e do Higgs Neutro H^0 , no processo $l^- l^- \rightarrow l^- l^-$ no canal t .

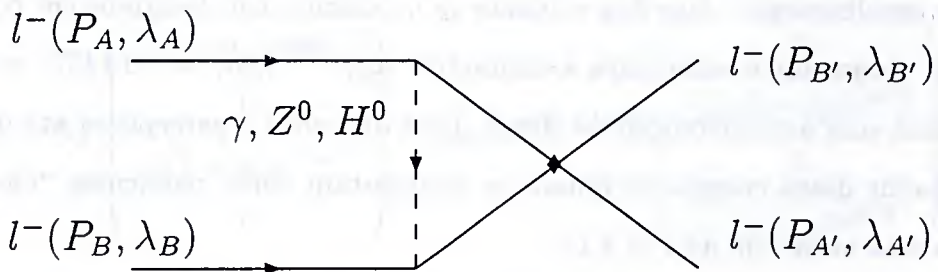


Figura 3.3: Troca do Fóton γ do Bóson Neutro Z^0 e do Higgs Neutro H^0 , para o processo $l^- l^- \rightarrow l^- l^-$ no canal u .

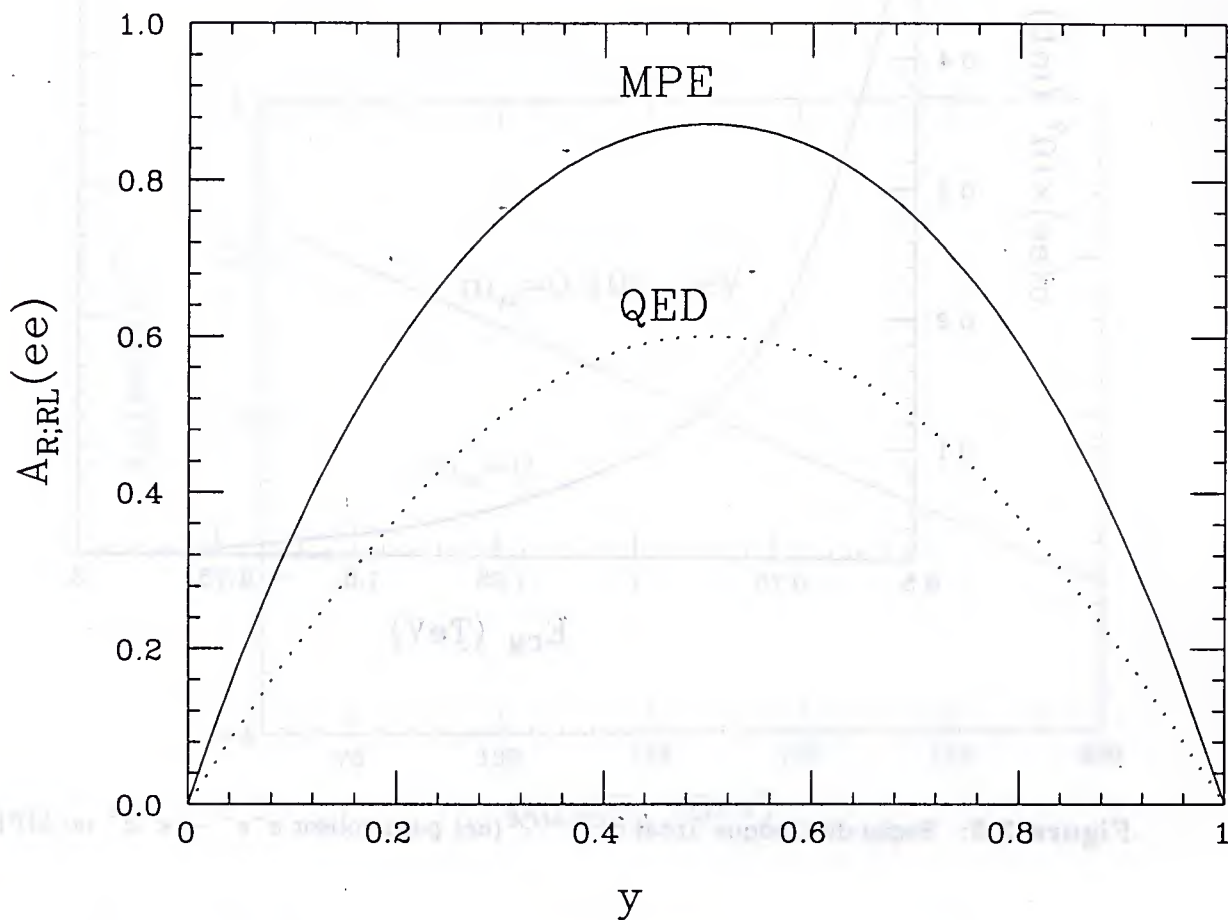


Figura 3.4: A assimetria $A_{R;RL}^{AF,MPE}$ em função de y com ambos os feixes polarizados em um experimento de alvo fixo para $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$.

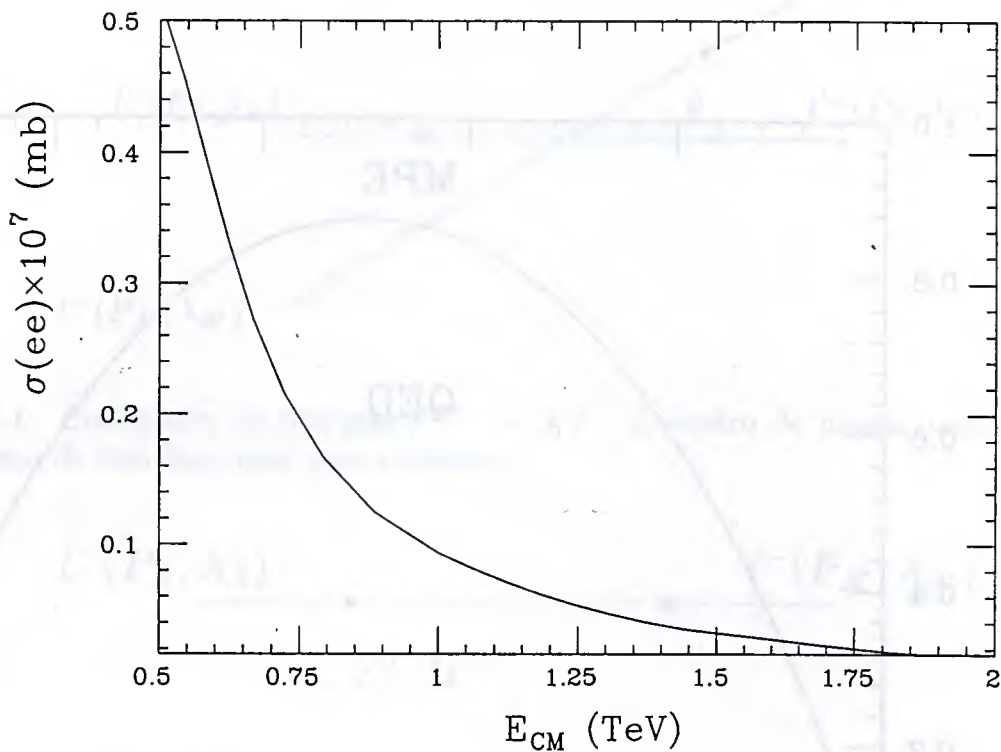


Figura 3.5: Seção de Choque Total $\sigma^{CO;MPE}(ee)$ para colisor $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ no MPE.

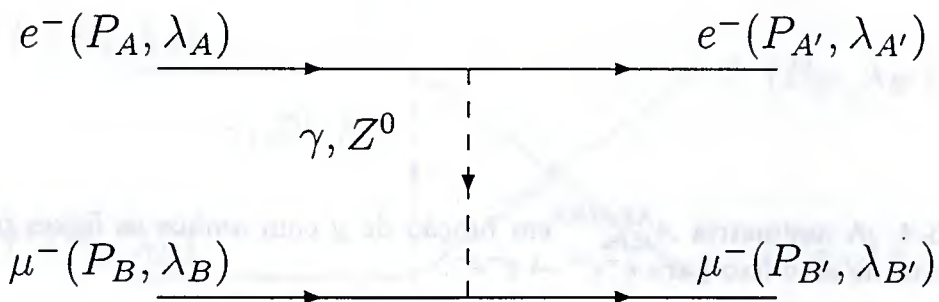


Figura 3.6: Troca do Fóton γ e do Bóson de Gauge Z^0 para o processo $e^-\mu^- \rightarrow e^-\mu^-$.

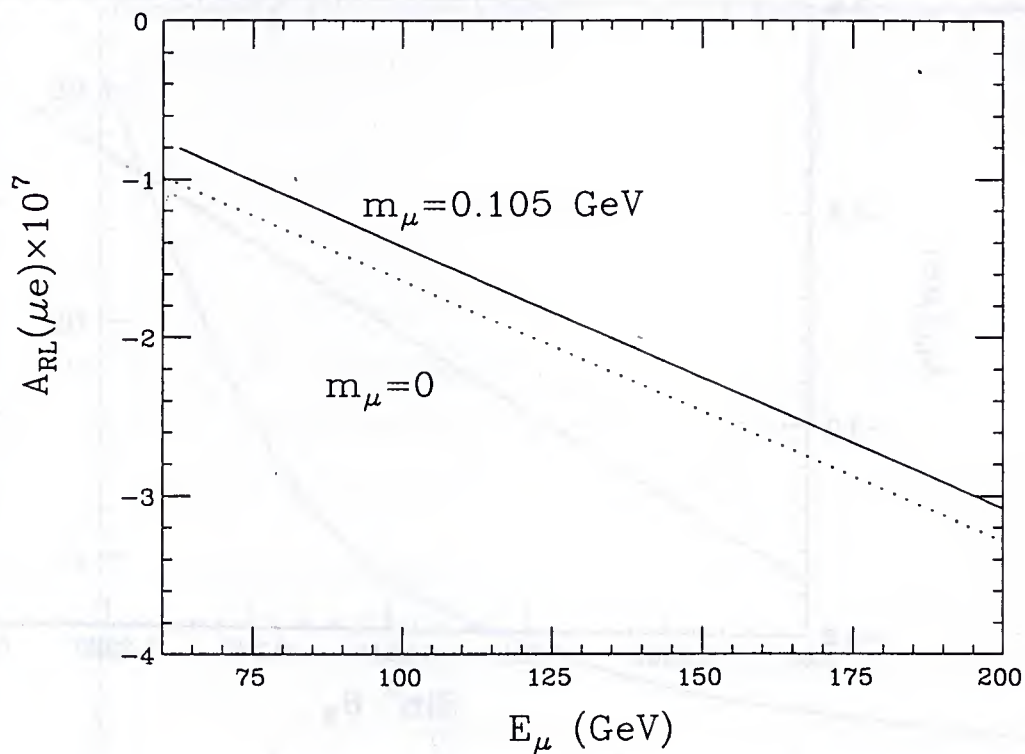


Figura 3.7: A assimetria $A_{RL}^{AF;MPE}(\mu e)$, para o MPE em um experimento de alvo fixo, em função da energia do múon, para $m_{\mu} = 0$ (linha pontilhada) e $m_{\mu} = 0.105$ GeV (linha contínua).

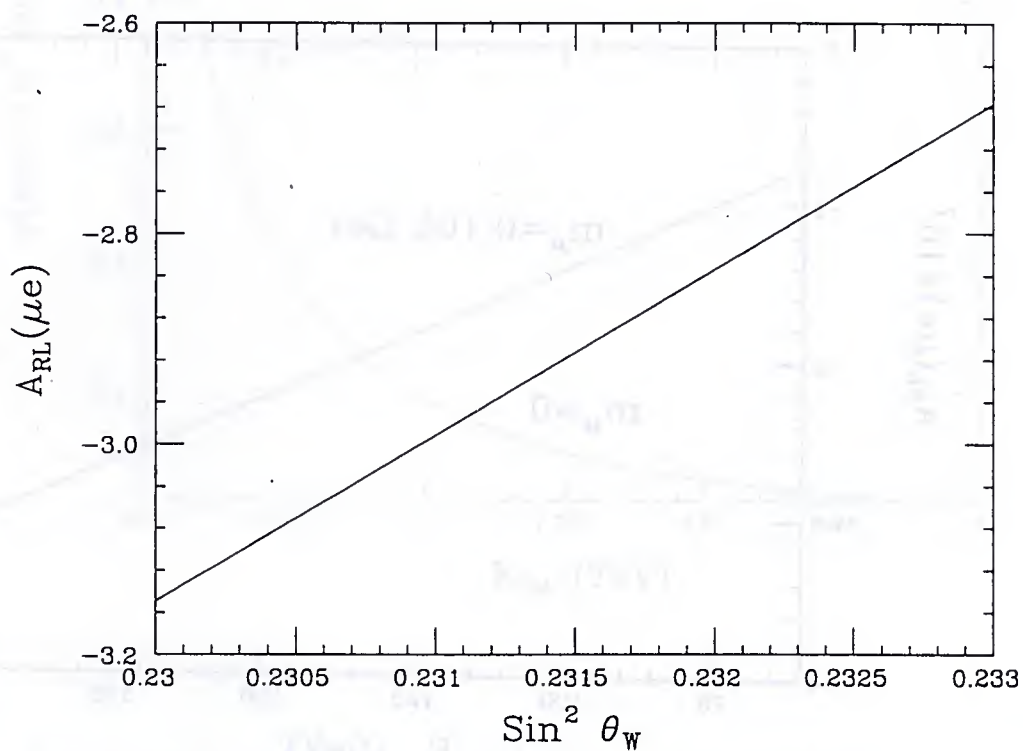


Figura 3.8: A assimetria $A_{RL}^{AF;MPE}(\mu e)$, para o MPE em um experimento de alvo fixo, em função de $\sin^2 \theta_W$.

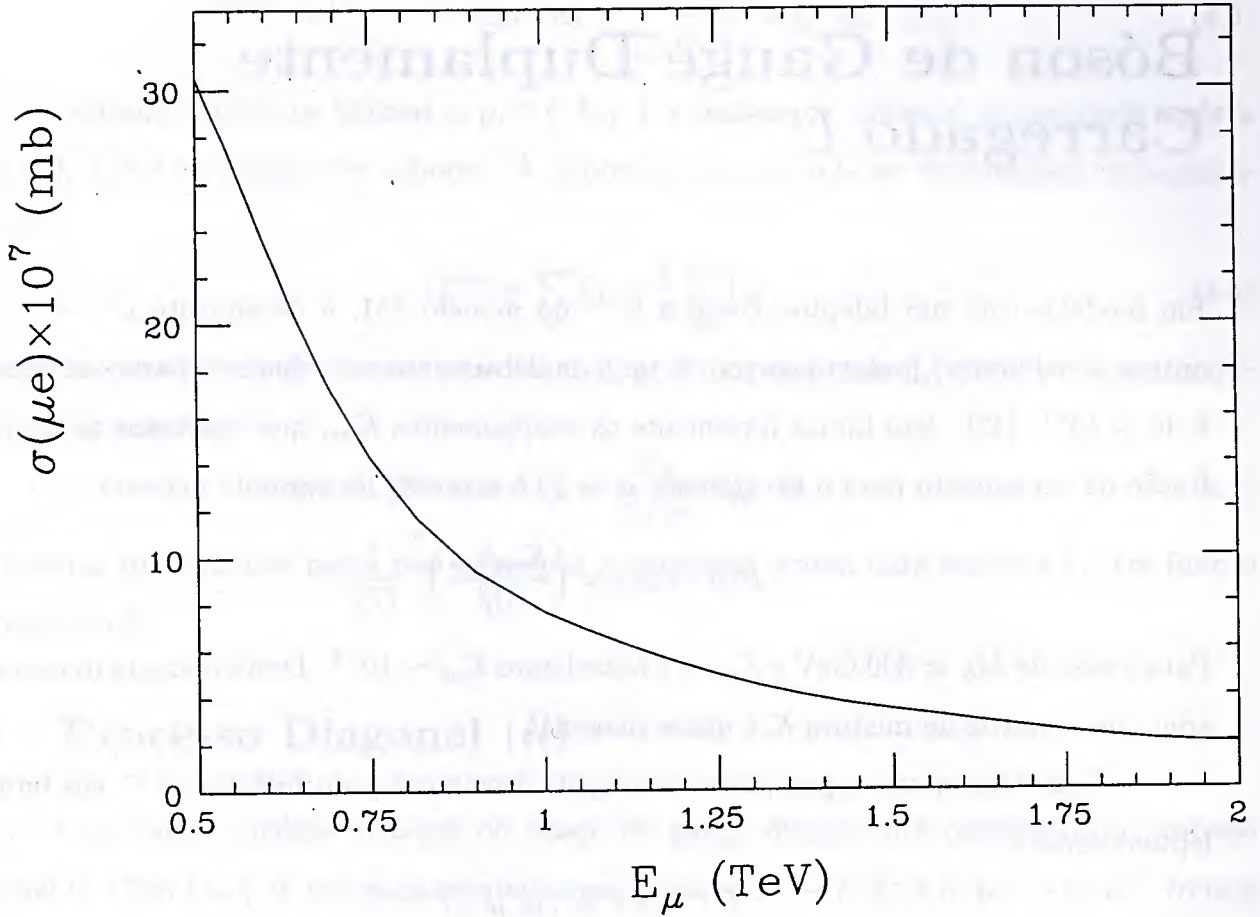


Figura 3.9: A seção de Choque Total $\sigma^{CO;MPE}(\mu e)$, para um colisor $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$ no MPE, em função da energia do múon E_μ .

Capítulo 4

Bóson de Gauge Duplamente Carregado U^{--}

Em modelos com um bilépton como o U^{--} do modelo 331, o decaimento $\mu^- \rightarrow e^- e^- e^+$ (e outros semelhantes) podem ocorrer. A taxa de decaimento experimental para este decaimento é de $\sim 10^{-12}$ [43]. Isto limita fortemente os acoplamentos $\mathcal{K}_{\mu e}$, que aparecem na Eq.(1.7). A fração de decaimento para o decaimento $\mu \rightarrow 3e$ é expressa da seguinte maneira

$$B(\mu \rightarrow 3e) \propto \left(\frac{\mathcal{K}_{\mu e} \mathcal{K}_{ee}}{M_U^2} \right)^2 \frac{1}{G_F^2}. \quad (4.1)$$

Para o caso de $M_U = 300$ GeV e $\mathcal{K}_{ee} \approx 1$ obteríamos $\mathcal{K}_{\mu e} \sim 10^{-6}$. Desta maneira iremos assumir aqui que a matriz de mistura $\mathcal{K}$ é quase diagonal.

Com base nesta suposição os principais decaimentos do bilépton U^{--} em termos dos léptons serão

$$U^{--} \rightarrow e^- e^-, \mu^- \mu^-, \tau^- \tau^-. \quad (4.2)$$

Porém nestes tipos de modelos também temos vários campos escalares bem como quarks exóticos. Portanto também deveríamos levar em conta decaimentos do tipo $U^{--} \rightarrow$ escalares e também, $U^{--} \rightarrow d_3 \bar{J}^{-5/3}, \bar{u}_1(\bar{u}_2) J^{-4/3}$, com d_3 e $u_{1,2}$ representando auto-estados da simetria dos quarks usuais e J^Q ($\bar{J}^Q$) representam os quarks (anti-quarks) exóticos de carga elétrica Q .

Embora a largura total Γ_U^{total} do bilépton U^{--} seja uma quantidade calculável dentro do modelo, uma vez que já conhecemos todos os acoplamentos do U^{--} com os campos descritos

acima no modelo 331, achamos que um cálculo completo de Γ_U está além do objetivo desta tese porque, neste caso, algumas hipóteses a respeito das massas dos campos envolvidos devem ser feitas. Desta maneira, nesta tese vamos considerar somente a largura parcial devida ao decaimento $U^{--} \rightarrow l^- l^-$. No limite quando as massas dos léptons são desprezíveis obtemos

$$\Gamma_U^{total} \sim \Gamma(U^{--} \rightarrow \text{léptons}) = \sum_{i,j} \frac{G_F}{6\sqrt{2}\pi} M_W^2 M_U |\mathcal{K}_{ij}|^2, \quad (4.3)$$

com i, j variando sobre os léptons e, μ, τ e $\mathcal{K}_{ij}$ é a matriz de mistura, apresentada após a Eq. (1.7), 3×3 no espaço dos sabores. A expressão acima pode ser decomposta da seguinte maneira

$$\Gamma_U^{total} = \sum_i \Gamma_{ii} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \Gamma_{ij}. \quad (4.4)$$

Assumindo que a matriz de mistura seja diagonal, podemos desprezar Γ_{ij} com $i \neq j$ e considerá-los para efeitos práticos

$$\Gamma_U^{total} = 3 \times \Gamma_{ii} = \frac{G_F}{2\sqrt{2}\pi} M_W^2 M_U. \quad (4.5)$$

Nos cálculos apresentados nesta tese usaremos a expressão acima para calcular Γ_U em função da massa do U^{--} .

4.1 Processo Diagonal (ll)

Aqui vamos analisar a troca do bóson de gauge duplamente carregado no processo diagonal ll . Com $l = e, \mu$, temos os seguintes processos, $e^- e^- \rightarrow e^- e^-$ e $\mu^- \mu^- \rightarrow \mu^- \mu^-$. Iremos nos concentrar basicamente no caso ee , mas apresentaremos alguns resultados para o caso $\mu\mu$.

4.1.1 Espalhamento Elástico (ee)

Primeiramente vamos mostrar o cálculo da seção de choque e das diversas assimetrias para o processo

$$e^- e^- \rightarrow e^- e^-, \quad (4.6)$$

estaremos considerando a troca do bóson de gauge duplamente carregado mais o MPE, ou seja estamos considerando aqui que só exista este bóson além das partículas do MPE. Continuamos trabalhando no sistema centro de massa, como discutido no capítulo anterior, e devido a isto, a forma dos espinores continua a mesma.

Consideraremos apenas reações com partículas polarizadas que podem ser representadas como

$$e^-(P_A, \lambda_A) + e^-(P_B, \lambda_B) \rightarrow e^-(P_{A'}, \lambda_{A'}) + e^-(P_{B'}, \lambda_{B'}), \quad (4.7)$$

com as mesmas convenções usadas no capítulo anterior. O gráfico de Feynman correspondente a troca do U^{--} para este processo esta mostrado na Fig. 4.1.

A expressão para a seção de choque diferencial para o processo $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ considerando a troca do bilépton U^{--} , além do MPE, é a seguinte:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\text{CO;MPE+U}}}{d\Omega}(ee) &= \frac{d\sigma^{\text{CO;MPE}}}{d\Omega}(ee) + \frac{e^4}{128\pi^2 s} \left[\frac{g^2}{4e^4(1-b)^2} ((1-y)^2 + y^2) + \frac{g^2}{e^2(1-b)} \right. \\ &\quad \left. \left(\frac{y^3 - (1-y)^3}{y(1-y)} + \frac{g^2}{e^2}(g_V^2 - g_A^2) \frac{y^2(y+a) - (1-y)^2(1-y+a)}{(y+a)(1-y+a)} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.8)$$

onde $b = M_U^2/s$.

Para $\sqrt{s} = 300$ GeV, $M_U = 300$ GeV e $y = 1/2$ a obtemos:

$$\begin{aligned} A_{RL}^{\text{CO;MPE+U}}(ee) &\approx -0.099, \\ A_{R;RL}^{\text{CO;MPE+U}}(ee) &= -1. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Comparando com a Eq. (3.14), vemos que a assimetria $A_{RL}^{\text{CO;MPE+U}}$, quando considerando as contribuições de MPE+U, são maiores que as do MPE e, a assimetria $A_{R;RL}^{\text{CO;MPE+U}}$ troca de sinal, veja Eq.(3.14). Isto pode ser útil para descobrir esse tipo de bóson vetorial. Já as seções de choques são maiores do que as obtidas no MPE, principalmente na ressonância do U^{--} , conforme está representado nas Figs. 4.2 até 4.5, comprar estas figuras com a Fig. 3.5. Isto nos sugere que podemos ter estatística suficiente para medir as assimetrias apresentadas acima conforme discutiremos mais adiante.

Na Fig. 4.6, mostramos a dependência angular da assimetria $A_{RL}^{CO;MPE+U}$, levando-se em conta o MPE para diversas massas do U^{--} . Percebemos um comportamento diferente com relação ao MPE além do bilépton U para diversas massas deste bóson vetorial. Repare que as linhas estão consideravelmente separadas mesmo para M_U diferentes de $\sqrt{s} \equiv E_{CM}$. Outro fato importante é que para $M_U < \sqrt{s}$, e ângulos pequenos $\theta \approx 0$, recuperamos o MPE; as maiores diferenças com relação ao MPE ocorrem no intervalo (0.5-1.0) rad. Deve ser também ressaltado que perto da ressonância a assimetria $A_{RL}^{CO;MPE+U}$ é praticamente zero para todos os ângulos de espalhamento considerados.

Já na Fig. 4.7, mostramos o comportamento de $A_{RL}^{CO;MPE+U}$ como uma função da massa deste novo bóson, para um ângulo de espalhamento fixo em $\theta = 0.5$ rad e para vários valores de $\sqrt{s}$. Nesta figura é claro que esta assimetria é essencialmente negativa e que seu valor máximo é zero e ocorre perto do ponto de ressonância $M_U = \sqrt{s}$. Isto se deve ao fato que na ressonância o numerador da assimetria $A_{RL}^{CO;MPE+U}$ praticamente se cancela, não importando o valor da massa M_U . Por outro lado, os valores de M_U definem o valor da largura, ver Eq. (4.5), e esta a forma da curva em torno do ponto de ressonância.

Este ponto é melhor visto na Fig. 4.8. Nesta figura obtemos informações complementares as obtidas pela Fig. 4.7, mostrando a assimetria $A_{RL}^{CO;MPE+U}$ como uma função da energia do centro de massa $E_{CM} \equiv \sqrt{s}$ para vários valores da massa, indicadas sobre as respectivas curvas, do bóson U^{--} . Nesta figura é nitido que não apenas no pico, mas também para uma ampla classe de valores para $\sqrt{s}$, as contribuições do bilépton U^{--} são significativamente diferentes da do MPE. Isto significa que esta assimetria é muito sensível ao bóson U^{--} , mesmo no caso em que $M_U > \sqrt{s}$ mas não para valores muito maiores, ver discussão a seguir.

Na Fig. 4.9 mostramos um gráfico análogo ao da Fig. 4.7 mas neste caso estamos considerando grandes massas para o bilépton U^{--} : Percebemos aqui claramente que quando $M_U \rightarrow \infty$ recuperamos o MPE.

No caso de experimentos com ambos os feixes polarizados, também fizemos vários gráficos. No gráfico da Fig. 4.10, representamos $A_{R;RL}^{CO;MPE+U}$ em função do ângulo de espal-

hamento θ . Para $\sqrt{s} = M_U$ as curvas possuem valores opostos, no MPE temos +1 enquanto que no MPE+U obtemos -1, e no caso de $M_U = 1.5$ GeV tem uma região em que ela também é negativa. Um outro ponto a frisar é que mesmo para $M_U < \sqrt{s}$ as curvas são bem diferentes da do MPE, para $\theta > 0.25$ rad. Na Fig. 4.11 mostramos o gráfico $A_{R,RL}^{CO}$ em função das massas do bilépton U^{--} , para $\sqrt{s} \equiv E_{CM}$ e θ fixos. Percebemos, claramente que quando $M_U \rightarrow \infty$ recuperamos o MPE, como era de se esperar.

Note-se que na Fig. 4.12, que perto da ressonância esta assimetria é negativa enquanto que a curva do MPE é positiva, e mesmo fora da ressonância elas têm valores diferentes, no caso do MPE ~ 1 e no caso do MPE+U ~ 0.5 . Devemos ressaltar que neste caso âmbos os feixes têm que ser polarizados.

A assimetria integrada $\int A_{RL}$ definida na Eq. (2.13) está mostrada para este caso na Fig. 4.13. Neste caso podemos ver que enquanto a curva do MPE mantém-se praticamente em um valor constante (0.025 até 0.031), no intervalo $0.5 < \sqrt{s} < 2$ TeV, a curva do MPE+U vai de zero, para $M_U \neq \sqrt{s}$, a um pico bem pronunciado (~ -0.25) no ponto de ressonância.

Na Fig. 4.14 mostramos a quantidade $\delta\%$ definida na Eq. (2.15). Neste gráfico é claro que existe um intervalo para as massa do U^{--} que pode ser investigado nos colisores ee .

4.1.2 Espalhamento Elástico ($\mu\mu$)

Basicamente todos os resultados apresentados acima para $A_{RL}^{CO;MPE+U}$, no caso ee , continuam válidos no caso $\mu\mu$. Isto está mostrado claramente na Fig. 4.15. Neste gráfico podemos ver que, para $M_U = 0.5$ TeV, para energias abaixo de 0.3 TeV as curvas do ee são diferentes da do $\mu\mu$ devido a efeitos da massa do múon e este resultado é independente da contribuição do U^{--} , ou seja, é a mesma para o MPE e para o MPE+U. Na região entre 0.3 e 0.4 TeV todas as curvas são coincidentes e não podemos distinguir entre os modelos e os léptons. Acima de 0.4 TeV é o efeito do U^{--} que domina e é o mesmo para elétrons e múons. Os efeitos da ressonância do U^{--} são bem evidentes e mesmo para regiões acima da ressonância existe uma

diferença constante entre a assimetria no MPE+U e a assimetria no MPE, mostrando assim que a A_{RL}^{CO} é um parâmetro sensível para a descoberta do U^{--} mesmo para $M_U > \sqrt{s}$, mas não para valores muito maior conforme a Fig. 4.9, em colisores lépton-lépton. Já para o caso da assimetria $A_{R,RL}^{CO}$, embora não mostremos nenhum gráfico, diremos que os resultados continuam exatamente os mesmos que os apresentados no caso ee .

4.2 Espalhamento Elástico (μe)

O gráfico de Feynman com a troca do U^{--} está mostrado na Fig. 4.16. As contribuições do bóson vetorial duplamente carregado U_μ^{--} , neste caso, são suprimidas devido aos fatores $|\mathcal{K}_{\mu e}|^2$ nas amplitudes. As expressões das amplitudes para este processo considerando a troca do bilépton U^{--} estão mostradas no Apêndice B na Eq. (B.2).

Como já dissemos no começo deste capítulo estamos considerando a matriz de mistura $\mathcal{K}$ como sendo praticamente diagonal, então, neste caso, para $\sqrt{s} = 300$ GeV e $y = 1/2$, o valor da assimetria encontrado foi

$$A_{RL}^{CO;MPE+U}(\mu e) = -0.024, \quad (4.10)$$

ou seja, a contribuição do U^{--} é desprezível; compare com a Eq. (3.21). Devido a este fato não fizemos cálculos mais realísticos para este caso.

4.3 Observabilidade

Baseados nas figuras deste capítulo mostramos que os valores da assimetria, quando consideramos a contribuição extra do bóson U^{--} , são diferentes, o bastante com relação às das do MPE, para permitir a descoberta deste bóson, caso ele exista. Porém, devemos estar seguros de que existe estatística suficiente para medir estas assimetrias. Na análise estatística assumiremos uma luminosidade $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1} \text{ yr}^{-1} = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, para os colisores e^-e^- , e calcularemos com isto o número esperado de eventos (N), baseados na seção de choque total para este processo.

Para o processo $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, as seções de choque são muito pequenas: de 0.05 nb em $\sqrt{s} = 0.5$ TeV para 1.5×10^{-3} nb em $\sqrt{s} = 2$ TeV. Estes valores correspondem a 5×10^4 e 1.5×10^3 eventos por ano, respectivamente. Então, calculando $\sqrt{N}/N$ obtemos $\sim 4 \times 10^{-3}$, para o primeiro caso, e $\sim 2 \times 10^{-2}$, para o segundo. Esta é uma indicação que as assimetrias no MPE podem ser medidas. Devemos ressaltar que as assimetrias que calculamos para este caso são relativamente grandes $A_{RL}^{CO;MPE} \sim A_{R;RL}^{CO;MPE} \sim \mathcal{O}(10^{-1})$, quando comparadas com as de alvo fixos. Por outro lado, estas assimetrias são sensíveis a contribuição do U^{--} , e neste caso existe um aumento na seção de choque, e consequentemente, na estatística. Na Tab. 4.1 mostramos os parâmetros relevantes, dependendo da massa do U^{--} , para apenas dois valores de $\sqrt{s}$. Percebemos que existe precisão suficiente para medir as assimetrias, nos intervalos de massas e energias considerados.

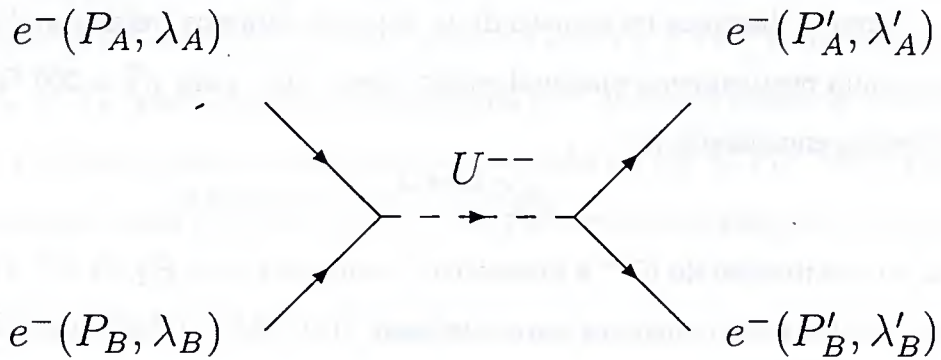


Figura 4.1: Gráfico de Feynman para o processo $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ com a troca do bóson U^{--} .

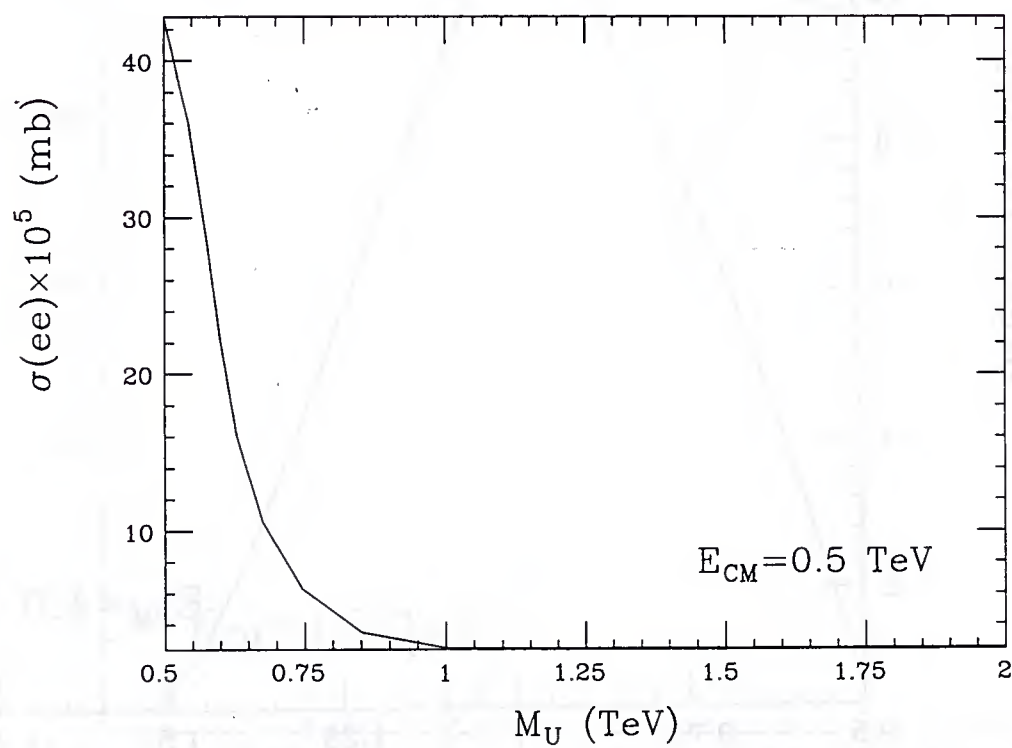


Figura 4.2: Seção de Choque Total $\sigma^{CO;MPE+U}(ee)$ para $ee \rightarrow ee$ no MPE+U em função da massa do U^{--} para $E_{CM} \equiv \sqrt{s} = 0.5$ TeV.

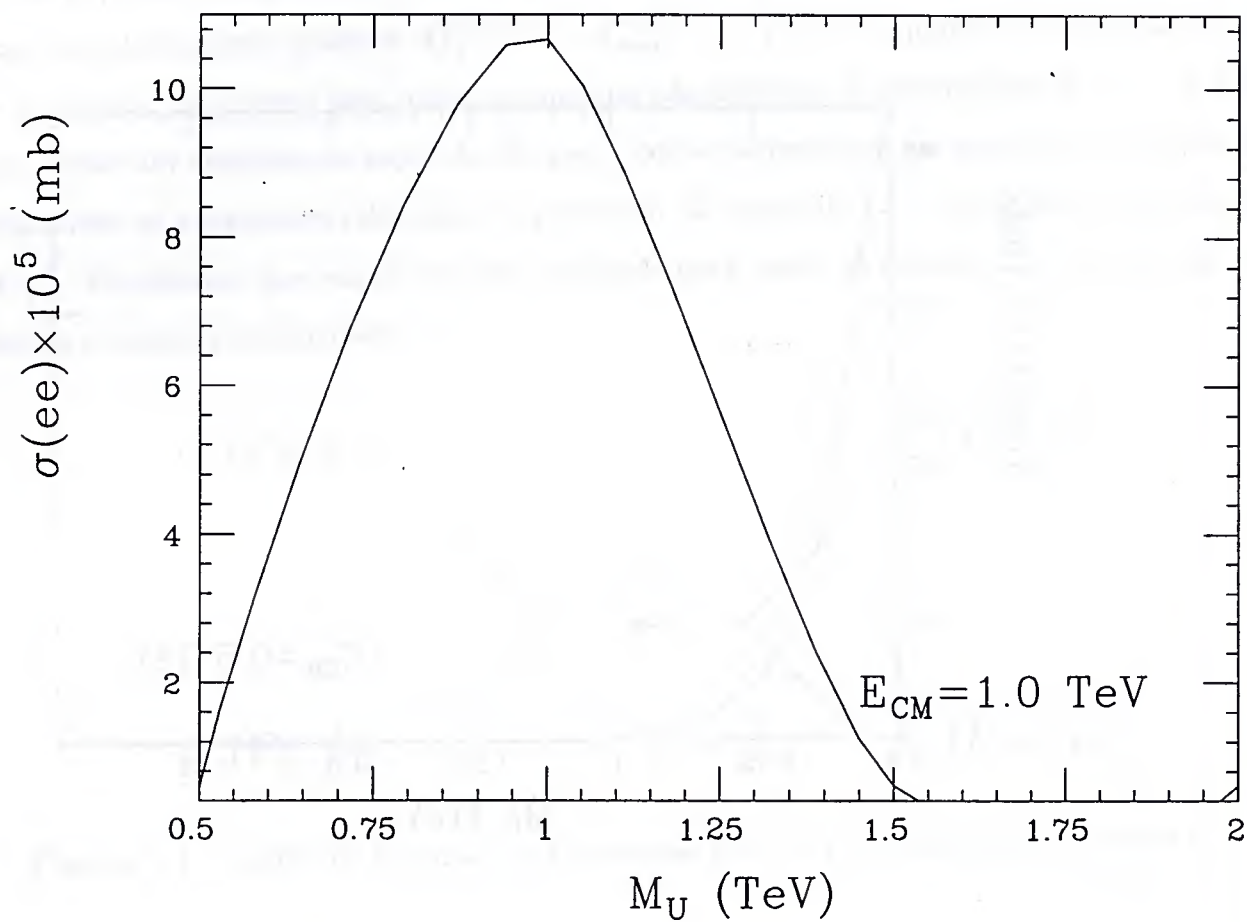


Figura 4.3: O mesmo que na Fig.(4.2) para $\sqrt{s} = 1.0$ TeV.

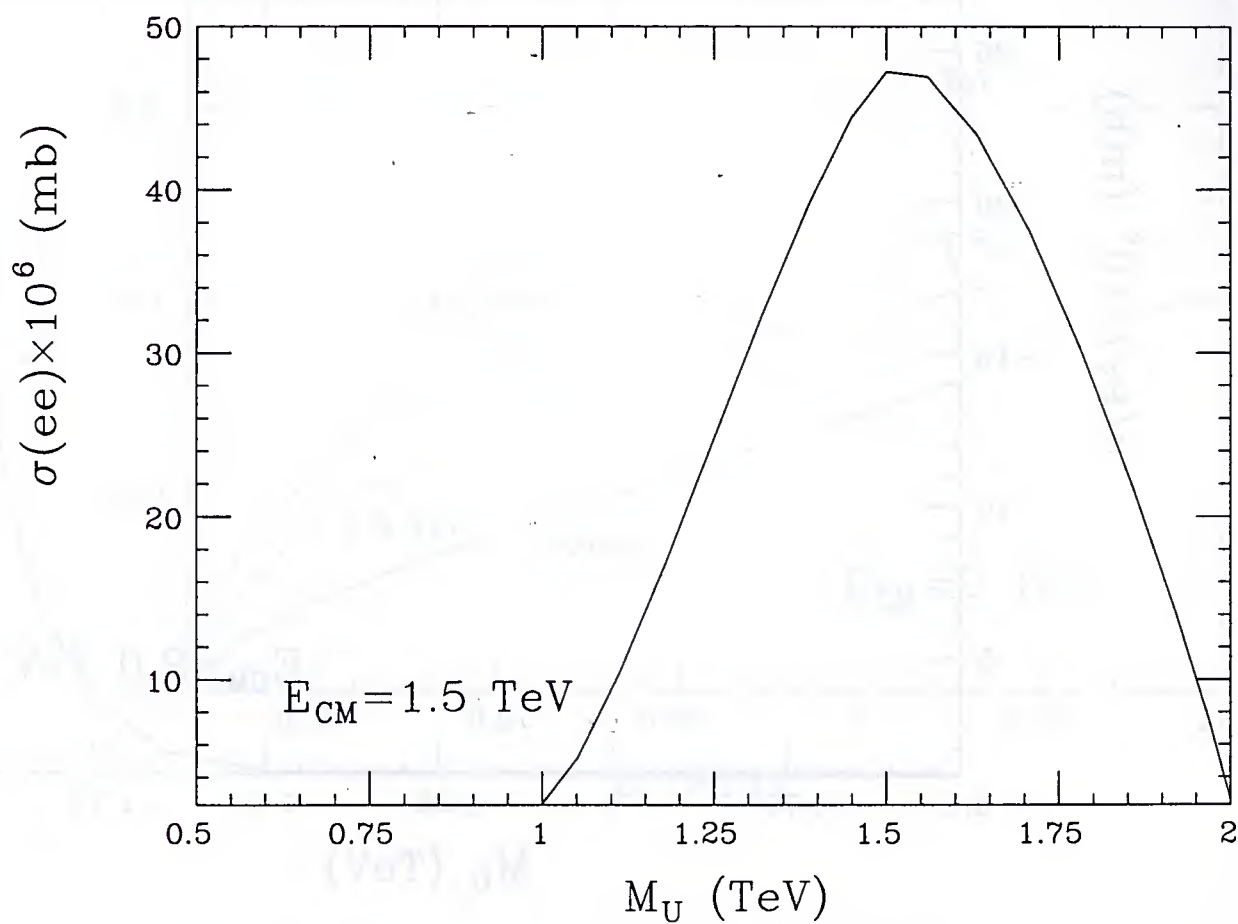


Figura 4.4: O mesmo que na Fig.(4.2) para $\sqrt{s} = 1.5$ TeV.

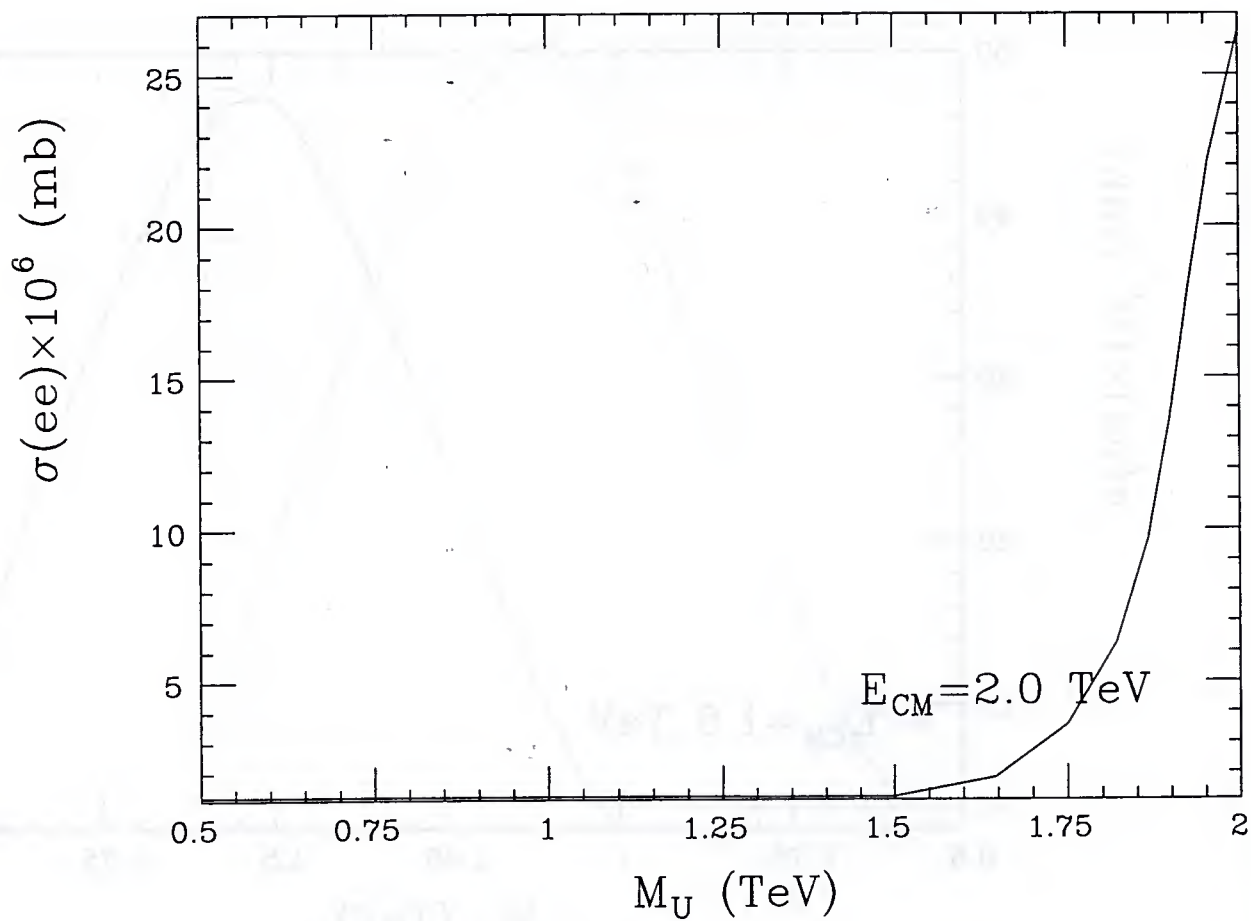


Figura 4.5: O mesmo que na Fig.(4.2) para $\sqrt{s} = 2.0$ TeV.

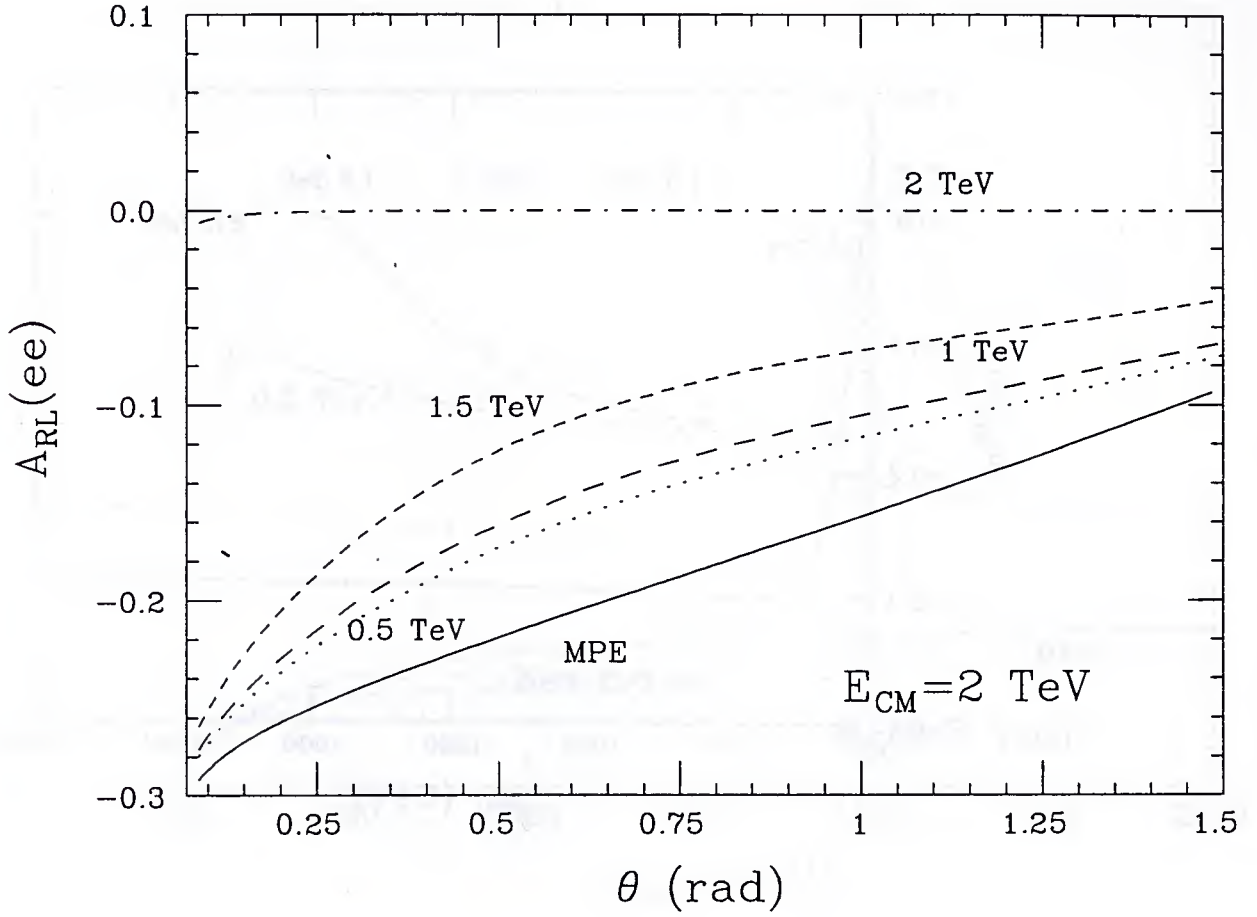


Figura 4.6: A assimetria A_{RL}^{CO} para um colisor e^-e^- com $\sqrt{s} = 2$ TeV para o MPE, linha sólida, e para o $MPE + U$ considerando várias massas do U^{--} como uma função do ângulo de espalhamento θ .

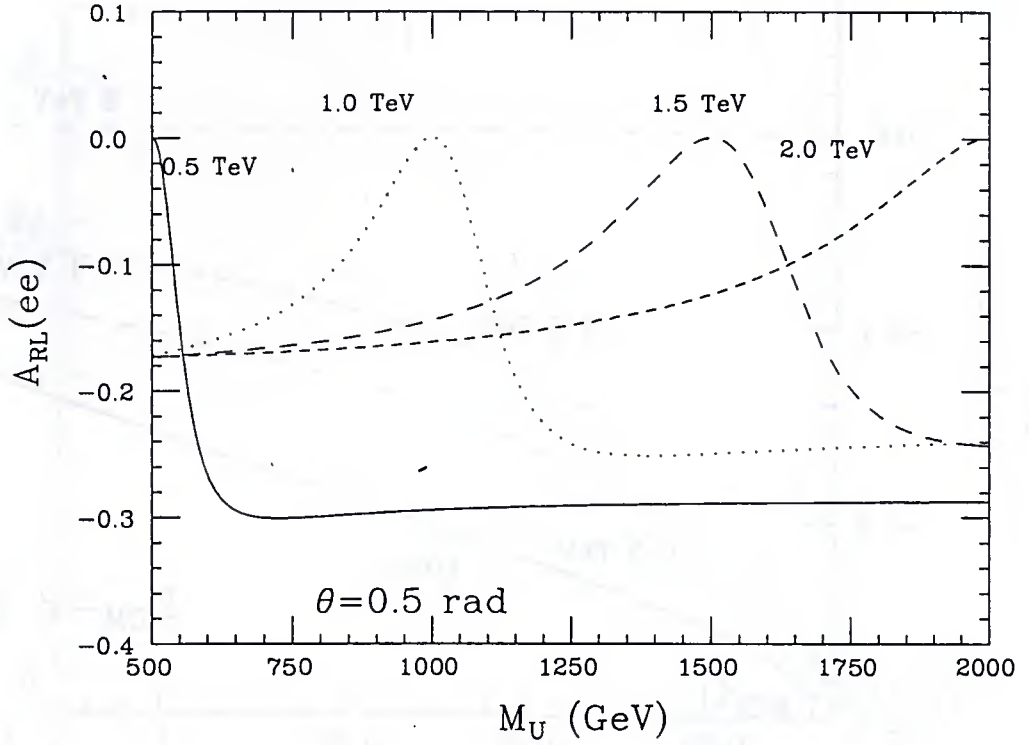


Figura 4.7: A assimetria A_{RL}^{CO} para um ângulo de espalhamento fixo em $\theta = 0.5 \text{ rad}$ para vários valores de $\sqrt{s} \equiv E_{CM}$ para colisores e^-e^- para MPE+U em função de M_U .

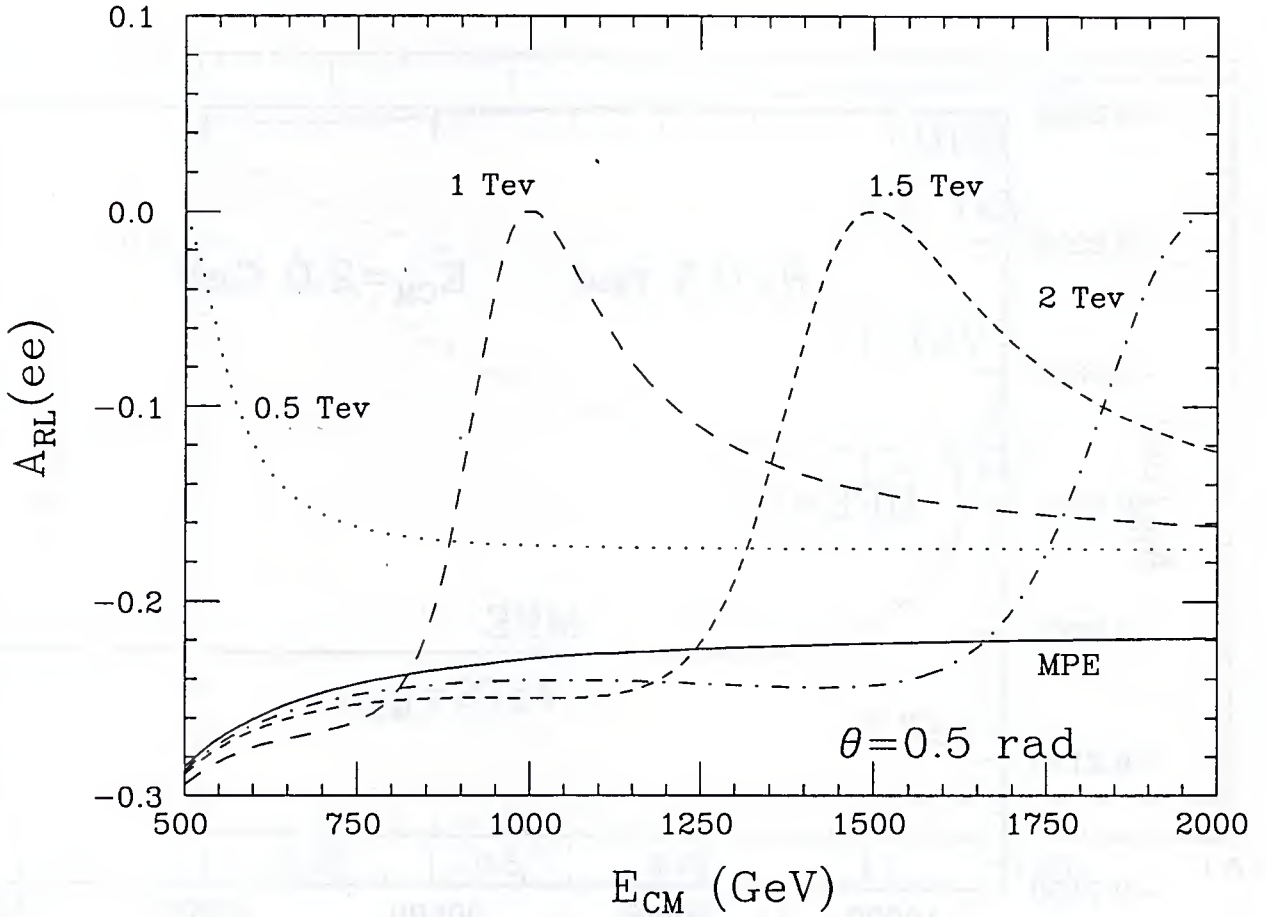


Figura 4.8: A assimetria A_{RL}^{CO} para um valor fixo do ângulo de espalhamento $\theta = 0.5$ rad para o MPE, linha sólida, e para o MPE+U para várias massas do U^{--} como uma função da energia do centro de massa $E_{CM} \equiv \sqrt{s}$.

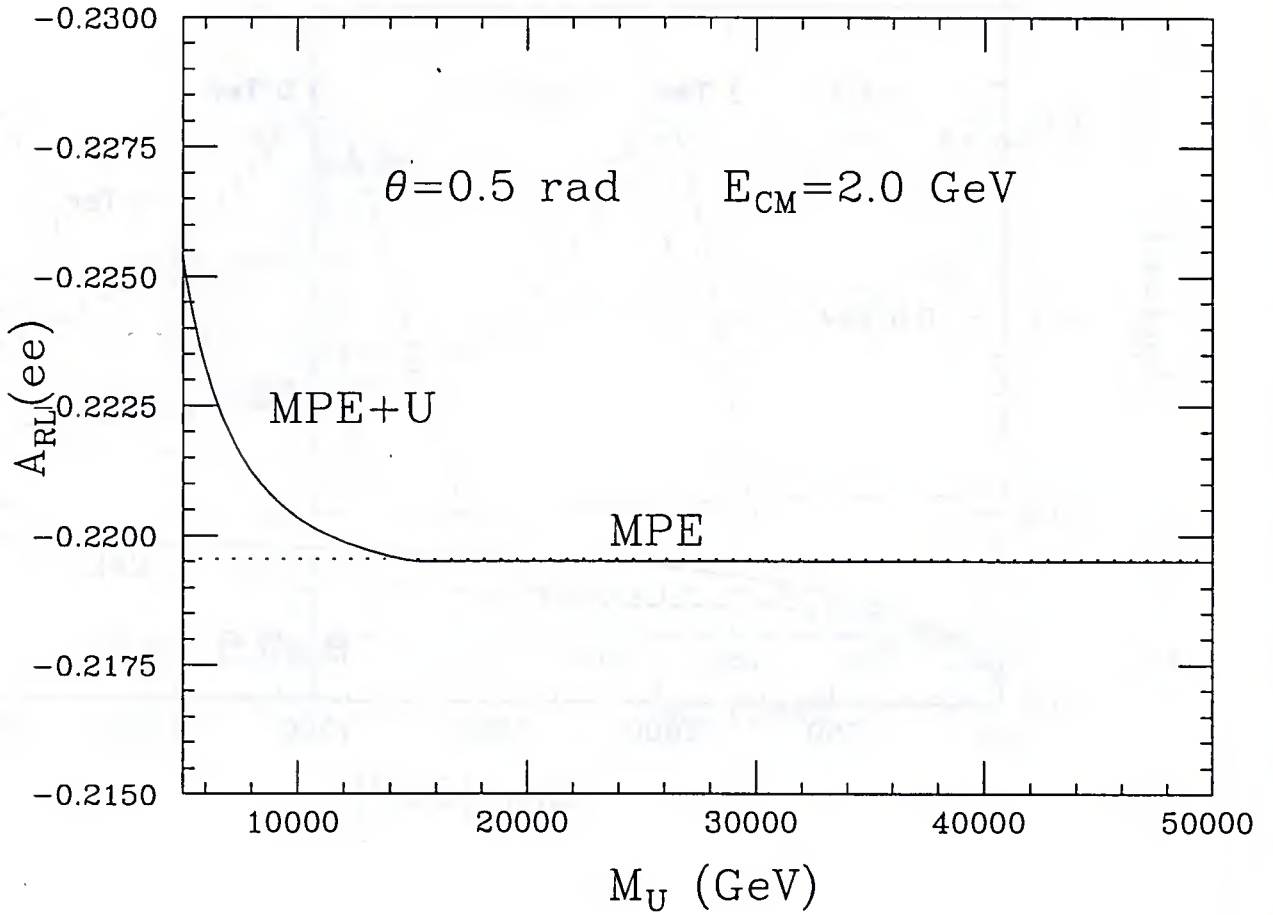


Figura 4.9: O mesmo que na Fig. 4.7 para a assimetria A_{RL}^{CO} .

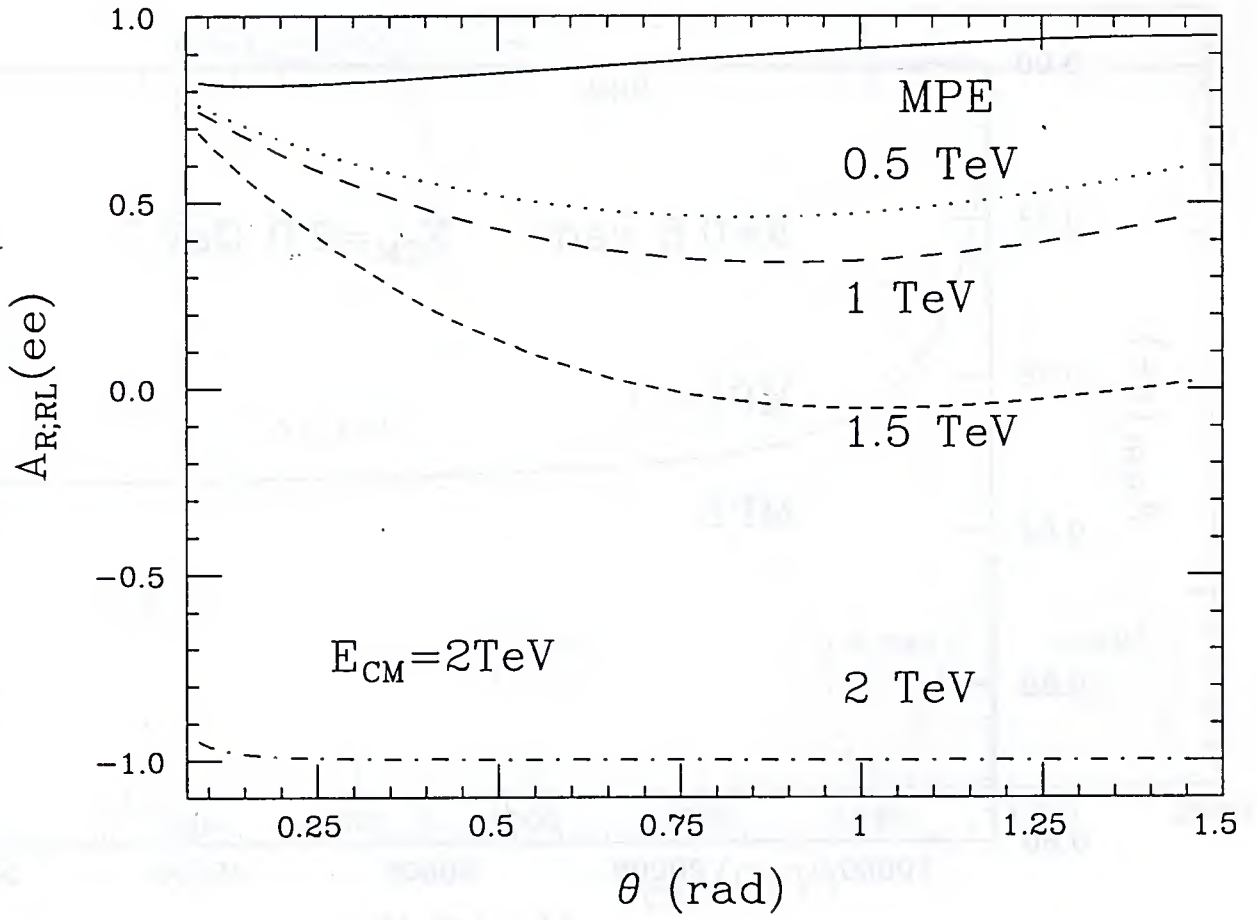


Figura 4.10: O mesmo que na Fig. 4.6 para a assimetria $A_{R,RL}^{CO}$.

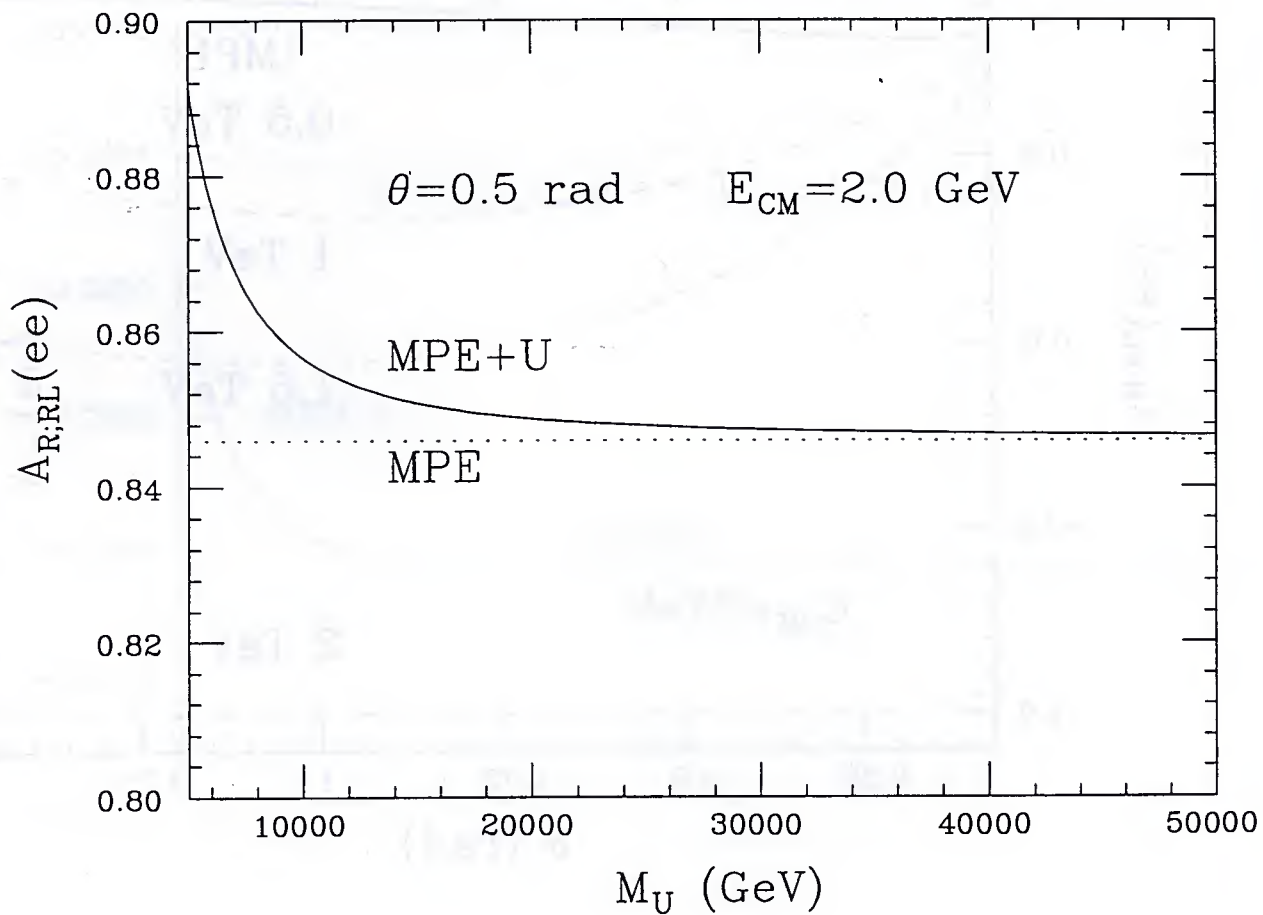


Figura 4.11: O mesmo que na Fig. 4.7 para a assimetria $A_{R,RL}^{CO}$.

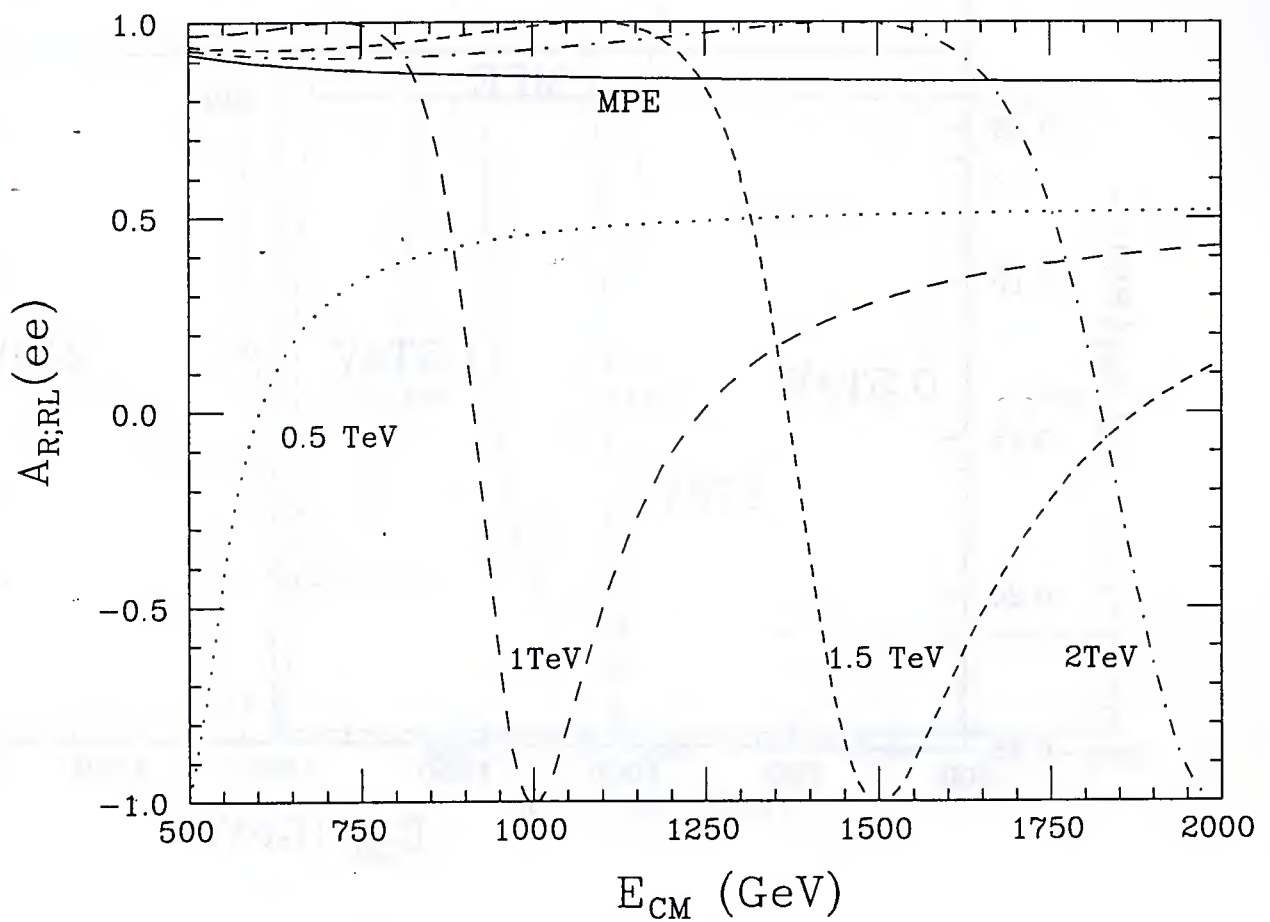


Figura 4.12: O mesmo como na Fig. 4.8 para a assimetria $A_{R,RL}^{CO}$.

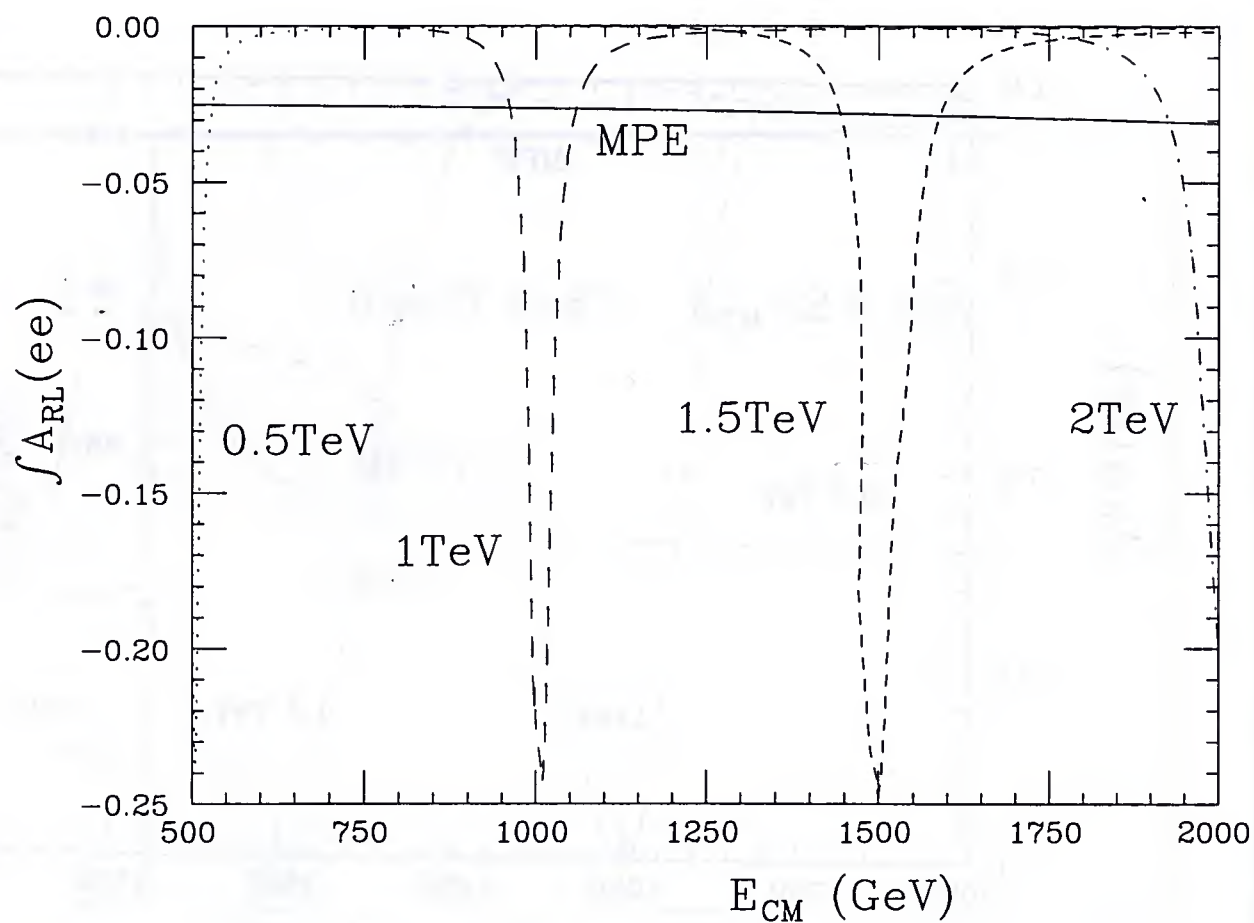


Figura 4.13: A assimetria integrada $\int A_{RL}^{CO}$ para colisores ee para o MPE, linha sólida, e para o MPE+U considerando várias massas do U^{--} como uma função da energia do centro de massa $E_{CM} \equiv \sqrt{s}$.

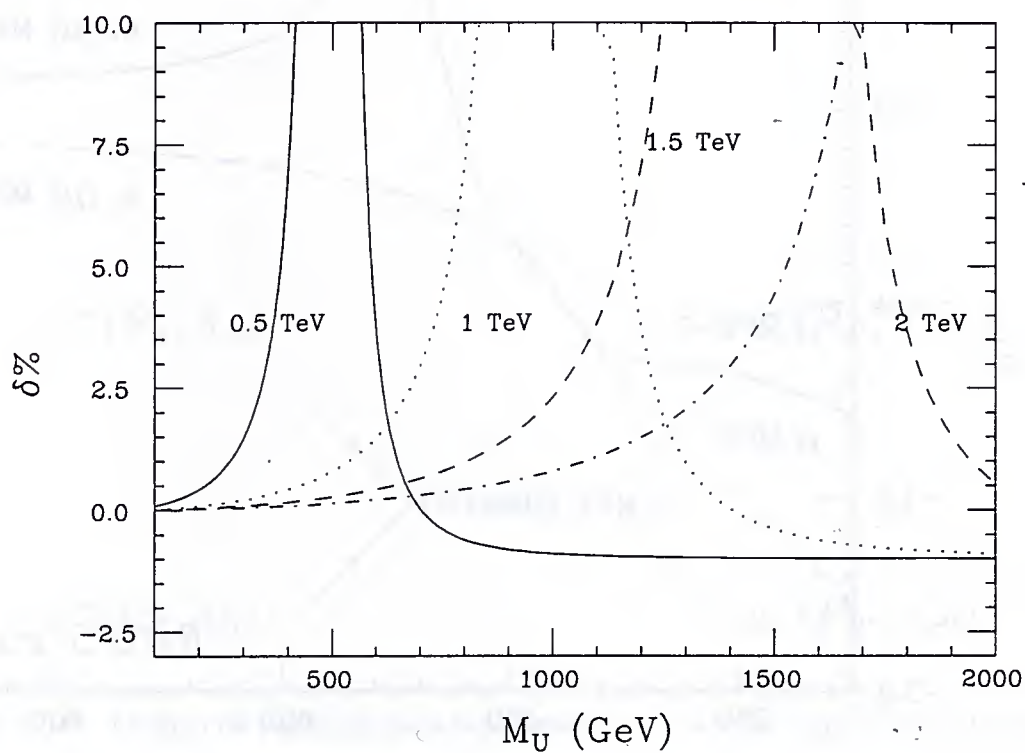


Figura 4.14: A quantidade $\delta\%$ para colisor e^-e^- para vários valores de E_{CM} como função de M_U .

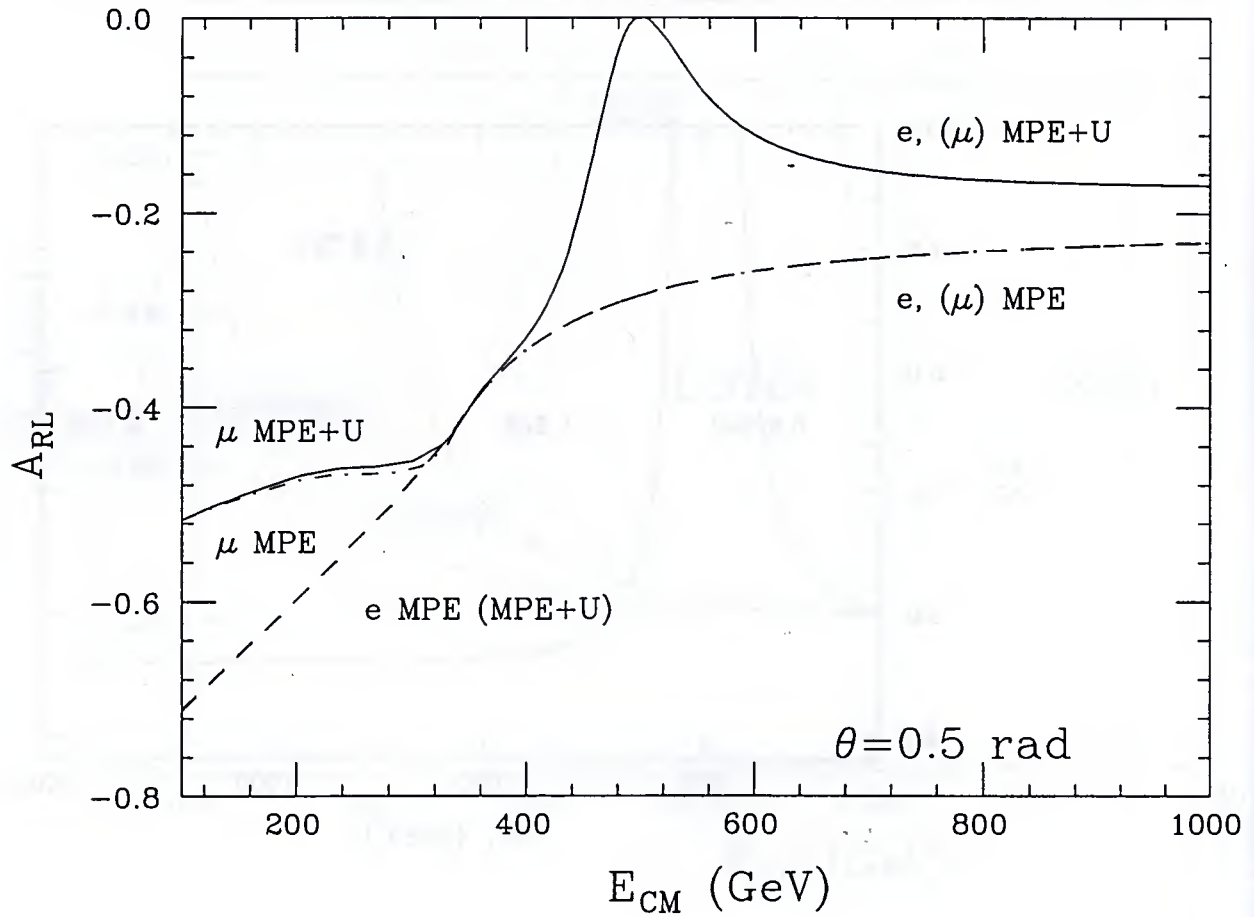


Figura 4.15: A assimetria A_{RL}^{CO} para $M_U = 0.5$ TeV e $\theta = 0.5$ rad para colisores ee e $\mu\mu$ para o MPE e o MPE+U como uma função de E_{CM} .

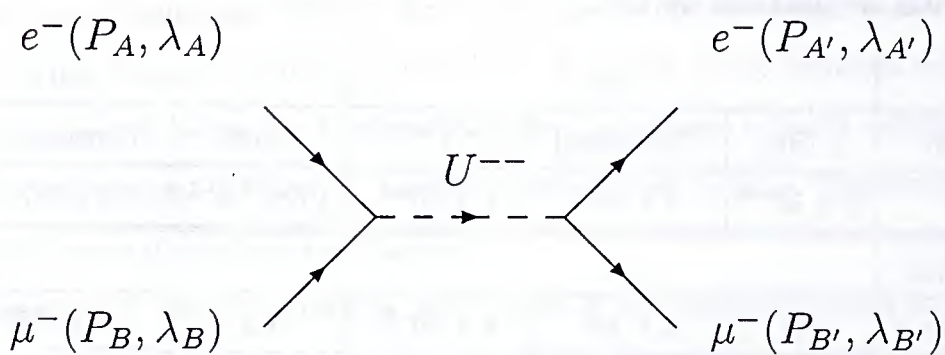


Figura 4.16: Gráfico de Feynman para o processo $e^-\mu^- \rightarrow e^-\mu^-$ com a troca do bóson U .

Tabela 4.1: As quantidades σ , N , e $\sqrt{N}/N$ para o processo não polarizado $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ com $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}\text{yr}^{-1}$ para o MPE e o MPE+U (dependendo da massa do U^{--}); massas e energias estão escritas em unidades de TeV.

$\sqrt{s} =$	0.5			2.0		
Modelo	σ (nb)	$N(\text{eventos})$	$\sqrt{N}/N$	σ (nb)	$N(\text{eventos})$	$\sqrt{N}/N$
MPE	5×10^{-2}	5×10^4	4×10^{-3}	1.5×10^{-3}	1.5×10^3	2×10^{-2}
MPE+U						
$M_U = 0.5$	427	4×10^8	5×10^{-5}	1.2	1.2×10^6	9×10^{-4}
$M_U = 1.0$	25	2.5×10^7	2×10^{-4}	~ 1.2	$\sim 1.2 \times 10^6$	$\sim 9 \times 10^{-4}$
$M_U = 2.0$	~ 25	$\sim 2.5 \times 10^7$	$\sim 2 \times 10^{-4}$	26	2.6×10^7	$\sim 2 \times 10^{-4}$

Capítulo 5

Bóson de Gauge Neutro Extra Z'^0

Novos bósons de gauge neutros Z' , aparecem em todas as teorias de grande unificação (TGU) com grupo de gauge maior que $SU(5)$. Em TGU com grupo de gauge maior que $SO(10)$, existem mais de um bóson de gauge neutro extra, e muitos novos férmions exóticos. Esses novos férmions exóticos devem ser bastante pesados, para fazer a teoria consistente com os atuais dados experimentais. O bóson Z' , também aparecem em modelos “Esquerda-Direita” [59] e no modelo 331, como discutimos no Capítulo 1.

A massa do Z' não é restringida pela teoria, é um parâmetro livre do modelo. “A priori”, ela pode ter qualquer valor entre E_{fraca} , escala de quebra do MPE, e E_{TGU} , valor de quebra da simetria desta teoria. Foi mostrado [76, 77], contudo que em muitos modelos o Z' deve de ter sua massa em torno de 1 TeV, em algumas TGU supersimétricas. Logo, Z' pode ser observado na próxima geração de colisores. Uma observação de tal novo bóson proporcionará informações do grupo da TGU e de sua quebra. Seu interesse especial para os experimentais se deve ao fato de que o Z' servirá como ponto de calibração para os futuros detetores. Devido a isto, o estudo da fenomenologia do Z' , tem recebido muita atenção recentemente, para uma revisão desta fenomenologia veja [78].

5.1 Espalhamento Elástico (μe)

Neste capítulo mostraremos os resultados da seção de choque total e das diversas assimetrias para o processo

$$e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-, \quad (5.1)$$

considerando a troca do bóson Z' além das contribuições do MPE. Como no Capítulo 3 estamos considerando essa reação no sistema centro de massa.

Consideraremos apenas reações polarizadas que podem ser representadas como

$$e^-(P_A, \lambda_A) + \mu^-(P_B, \lambda_B) \rightarrow e^-(P_{A'}, \lambda_{A'}) + \mu^-(P_{B'}, \lambda_{B'}). \quad (5.2)$$

Estas convenções também são as mesmas da do Capítulo 3. O gráfico de Feynman deste processo com a troca do Z' está mostrado na Fig. 5.1. Neste caso, não iremos nos preocupar com a largura do Z' porque este bóson é trocado apenas no canal t .

Levando em conta as contribuições do Z' , que estão mostradas no apêndice C através da Eq. (C.1), considerando uma massa $M_{Z'} = 400\text{GeV}$, a título de ilustração, e um colisor com $\sqrt{s} = 300\text{GeV}$ e para $y = 1/2$, o valor das assimetrias “Left-Right” neste caso é de

$$\begin{aligned} A_{RL}^{CO;MPE+Z'}(\mu e) &= -0.045, \\ A_{R;RL}^{CO;MPE+Z'}(\mu e) &= 1. \end{aligned} \quad (5.3)$$

A assimetria $A_{RL}^{CO;MPE+Z'}$ é relativamente diferente da do MPE enquanto que a $A_{R;RL}^{CO;MPE+Z'}$ é a mesma; compare com a Eq. (3.21). Já as seções de choque para este processo considerando o Z' são ligeiramente maiores que aquelas do MPE, conforme mostramos na Fig. 5.2; compare com a Fig. 3.9. Devido a isto, consideramos que esta assimetria será apropriada na busca de um novo bóson vetorial neutro com massa superior a 1TeV . Uma vez que no modelo 331 os acoplamentos do Z' com os léptons conservam sabor, nós não temos fatores de supressão adicionais vindos de mistura, como ocorria com o U^{--} . Portanto o espalhamento não diagonal μe será útil na descoberta de um Z' . Vamos agora mostrar os resultados considerando colisores μe na região dos TeV .

A dependência angular de $A_{RL}^{CO;MPE+Z'}$ está mostrada na Fig. 5.3, onde podemos ver que a contribuição do Z' é claramente distinta da do MPE para uma grande variedade de massas do Z' , em torno de uma dada energia do centro de massa que neste caso é $E_\mu = \sqrt{s}/2^1$. Devemos ressaltar que, como esperado, a assimetria A_{RL}^{CO} é mais sensível para bósons Z' relativamente leves. Note-se que para pequenos ângulos de espalhamento, ou seja $\theta \rightarrow 0$, e para $M_{Z'} \rightarrow \infty$ recuperamos o MPE, como era de se esperar. Chegamos a mesma conclusão por meio da Fig. 5.4 aonde mostramos a assimetria $A_{RL}^{CO;MPE+Z'}$, para um ângulo de espalhamento fixo em $\theta = 0.5$ rad, em função da energia do feixe de múons E_μ . Devemos ressaltar que para o bóson Z' de massa 0.5 TeV a diferença com o MPE é bem significativa. De novo recuperamos o MPE para $M_{Z'} \rightarrow \infty$.

A sensibilidade da assimetria A_{RL}^{CO} com a massa do bóson Z' está mostrada na Fig. 5.5 para um ângulo de espalhamento fixado em $\theta = 0.5$ rad. Note-se que temos quatro curvas bem distintas mostrando, desta maneira, que estas assimetrias são sensíveis ao Z' .

Ao contrário da busca do U^{--} , a assimetria $A_{R;RL}^{CO}$ não é sensível a um bóson vetorial neutro como pode ser visto na Fig. 5.6. Nesta figura percebemos que a contribuição do MPE e as contribuições do MPE+ Z' se superpõe, mostrando assim que esta assimetria não é apropriada para estudar possíveis efeitos do Z' , conforme Eq. (5.3).

Neste caso, a potencial capacidade de descoberta das assimetrias é melhor explorada considerando a assimetria integrada $\int A_{RL}^{CO}$. A integração angular sobre o ângulo de espalhamento do canal t, da contribuição da troca do Z' , é claramente diferente da do MPE, como pode ser visto na Fig. (5.7). Isto mostra que esta assimetria é extremamente sensível ao Z' , para um amplo intervalo de valores para a massa do Z' . Devemos mencionar ainda que mesmo para um Z' de 2 TeV a assimetria integrada é bem diferente da do MPE. Recupera-se, mesmo que lentamente, o MPE quando $M_{Z'} \rightarrow \infty$.

¹Como não temos canal s, especificaremos a energia como sendo dada pela energia do feixe de múons.

5.2 Observabilidade

Baseados nas figuras deste capítulo mostramos que os valores da assimetria, quando considerada uma contribuição extra do bóson Z' , são suficientemente diferentes das do MPE para permitir a descoberta deste bóson. Porém, devemos estar seguros de que existe estatística suficiente para medir estas assimetrias. Na análise estatística assumiremos a luminosidade $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1} \text{ yr}^{-1} = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para os colisores μe , e calcularemos com esta o número esperado de eventos (N) baseados na seção de choque total para este processo.

Para o processo $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$, a seção de choque total para o MPE é maior que para o processo diagonal envolvendo o elétron. Encontramos 3 nb para $E_\mu = 0.5 \text{ TeV}$ e $\sim 0.2 \text{ nb}$ para $E_\mu = 2.0 \text{ TeV}$. Os correspondentes números de eventos são 3×10^6 e $\sim 2 \times 10^5$, respectivamente. Neste caso, a razão $\sqrt{N}/N$ fornece 5.7×10^{-4} e 2.2×10^{-3} , respectivamente, o que proporciona precisão suficiente para medir a $A_{RL}^{CO;MPE}$ uma vez que esta é da ordem de $\mathcal{O}(10^{-2})$. No caso de MPE+ Z' , temos que embora a contribuição do Z' modifique significativamente os valores das assimetrias A_{RL}^{CO} , como foi mostrado, a mesma modifica levemente os valores da seção de choque. Isto significa que o número de eventos para MPE+ Z' é semelhante ao obtido para o MPE e, portanto, resultando que existe estatística suficiente para também medir $A_{RL}^{CO;MPE+Z'}$.

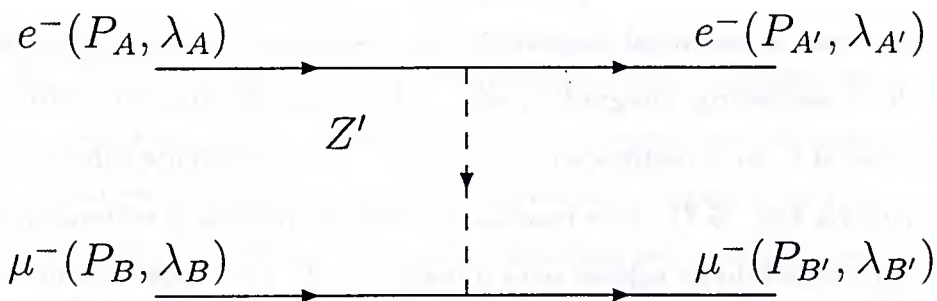


Figura 5.1: Gráfico de Feynman para o processo $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$ com a troca do Z' .

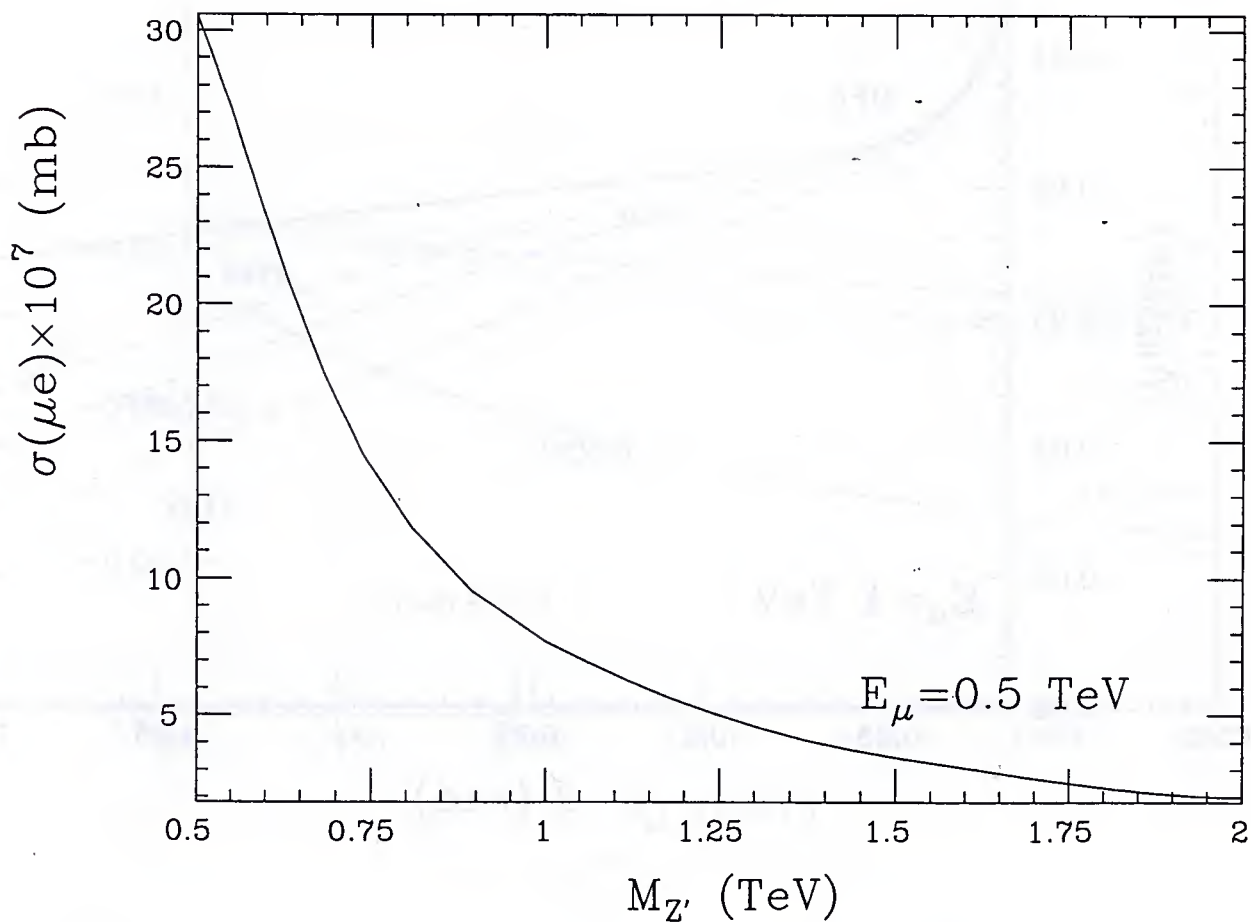


Figura 5.2: Seção de Choque Total para $\sigma^{CO;MPE+Z'}$ para colisor $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$ no MPE+ Z' em função de $M_{Z'}$ com $\sqrt{s} = 0.5$ TeV, curvas semelhantes são obtidas para $\sqrt{s} = 1.0$ TeV, $\sqrt{s} = 1.5$ TeV e $\sqrt{s} = 2.0$ TeV.

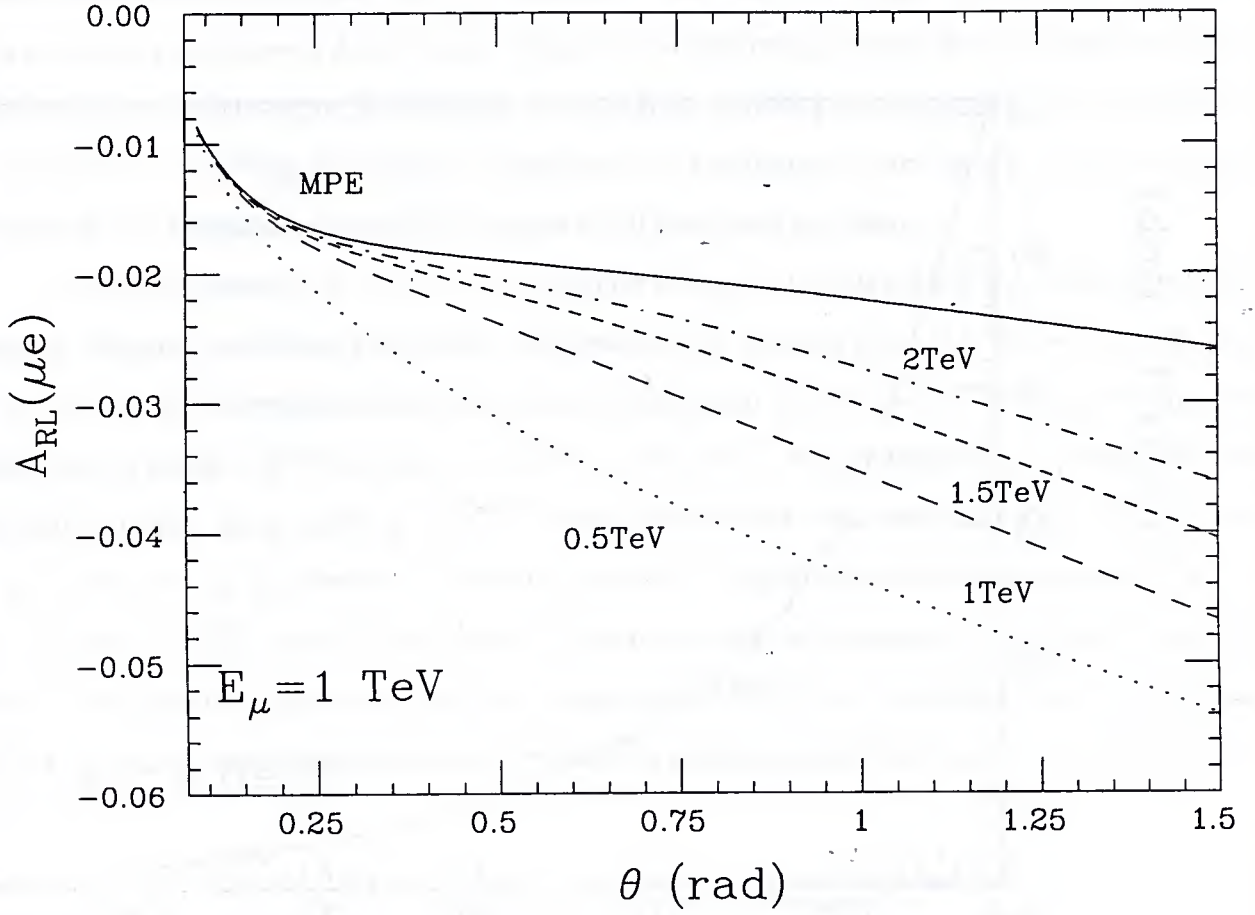


Figura 5.3: A assimetria A_{RL}^{CO} para um colisor μe de $E_\mu = 1 \text{ TeV}$ ($\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$) para o MPE, linha sólida, e para o MPE+ Z' considerando várias massas do Z' como uma função do ângulo de espalhamento.

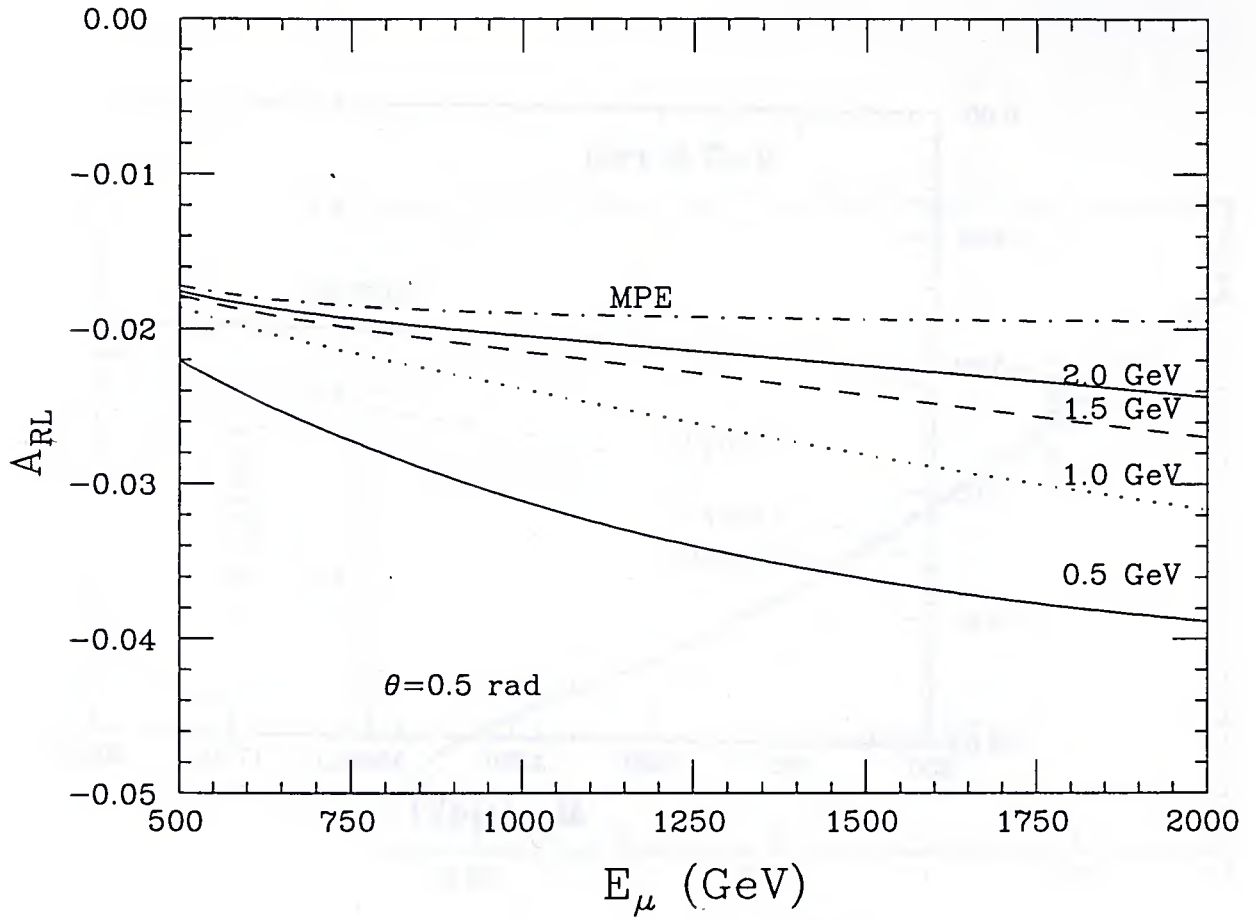


Figura 5.4: A assimetria A_{RL}^{CO} para um colisor μe considerando um ângulo de espalhamento $\theta = 0.5$ rad, para o MPE, linha tracejada com pontos, e para o MPE+ Z' considerando várias massas do Z' como uma função de E_μ .

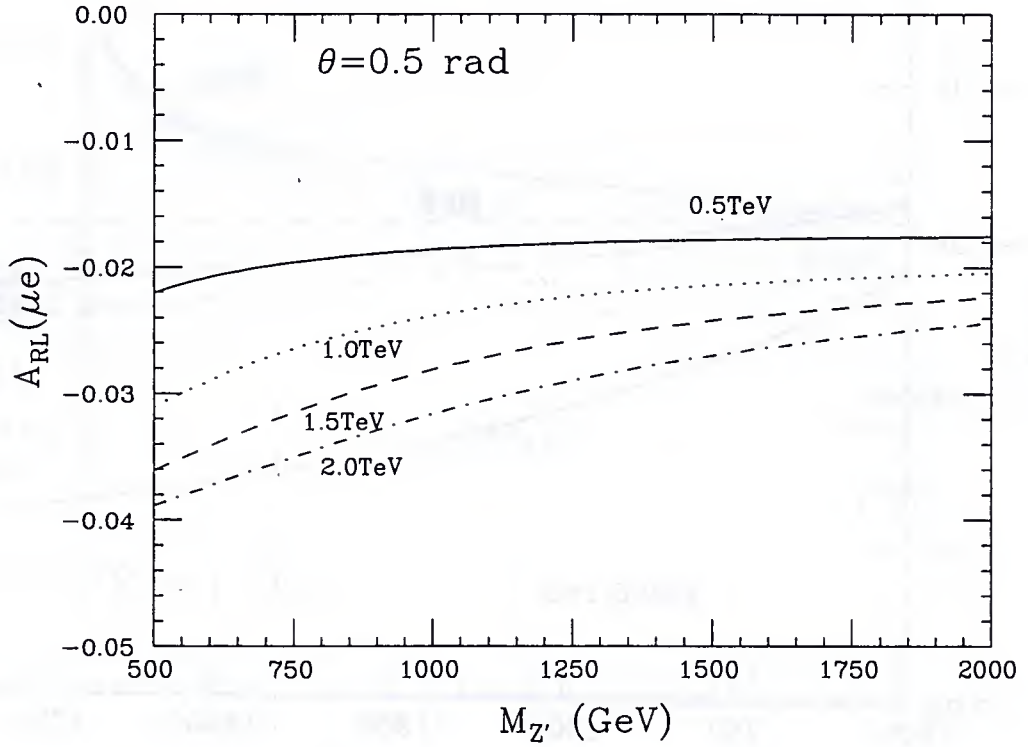


Figura 5.5: A assimetria A_{RL}^{CO} para um ângulo de espalhamento fixo, $\theta = 0.5 \text{ rad}$, e vários valores de $\sqrt{s}$ de colisores μe para $\text{MPE} + Z'$ como uma função de $M_{Z'}$.

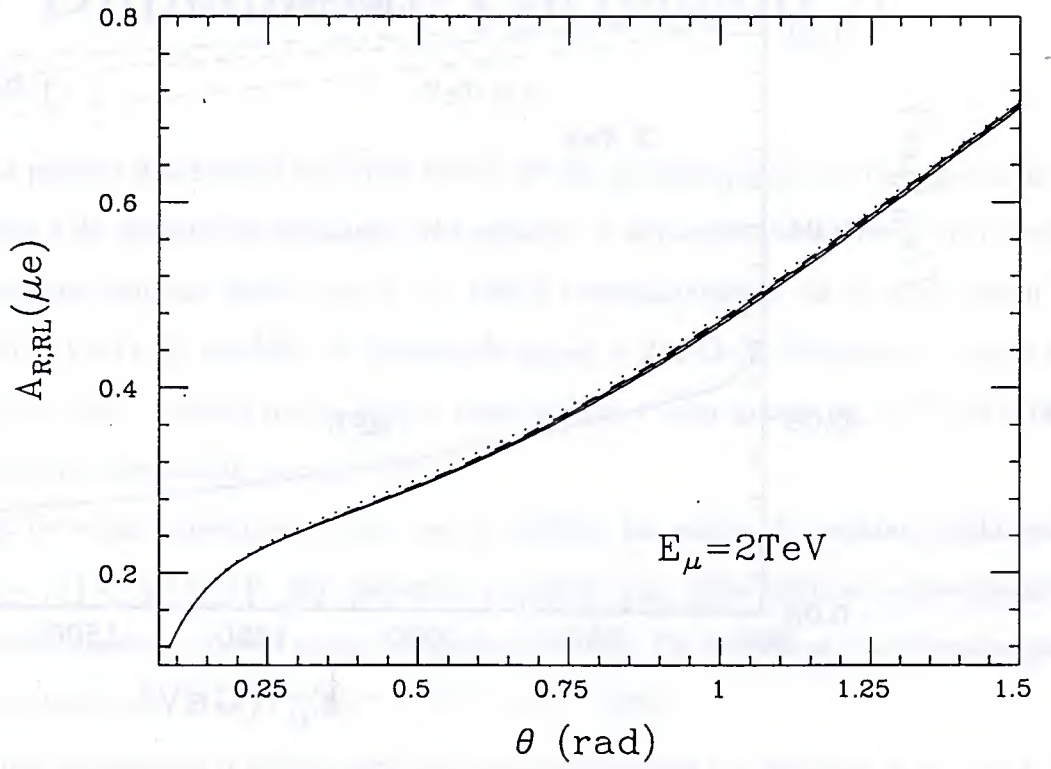


Figura 5.6: A assimetria $A_{R;RL}^{CO}$ em função do ângulo de espalhamento para colisores $e^-\mu^-$ para $E_\mu = 2$ TeV.

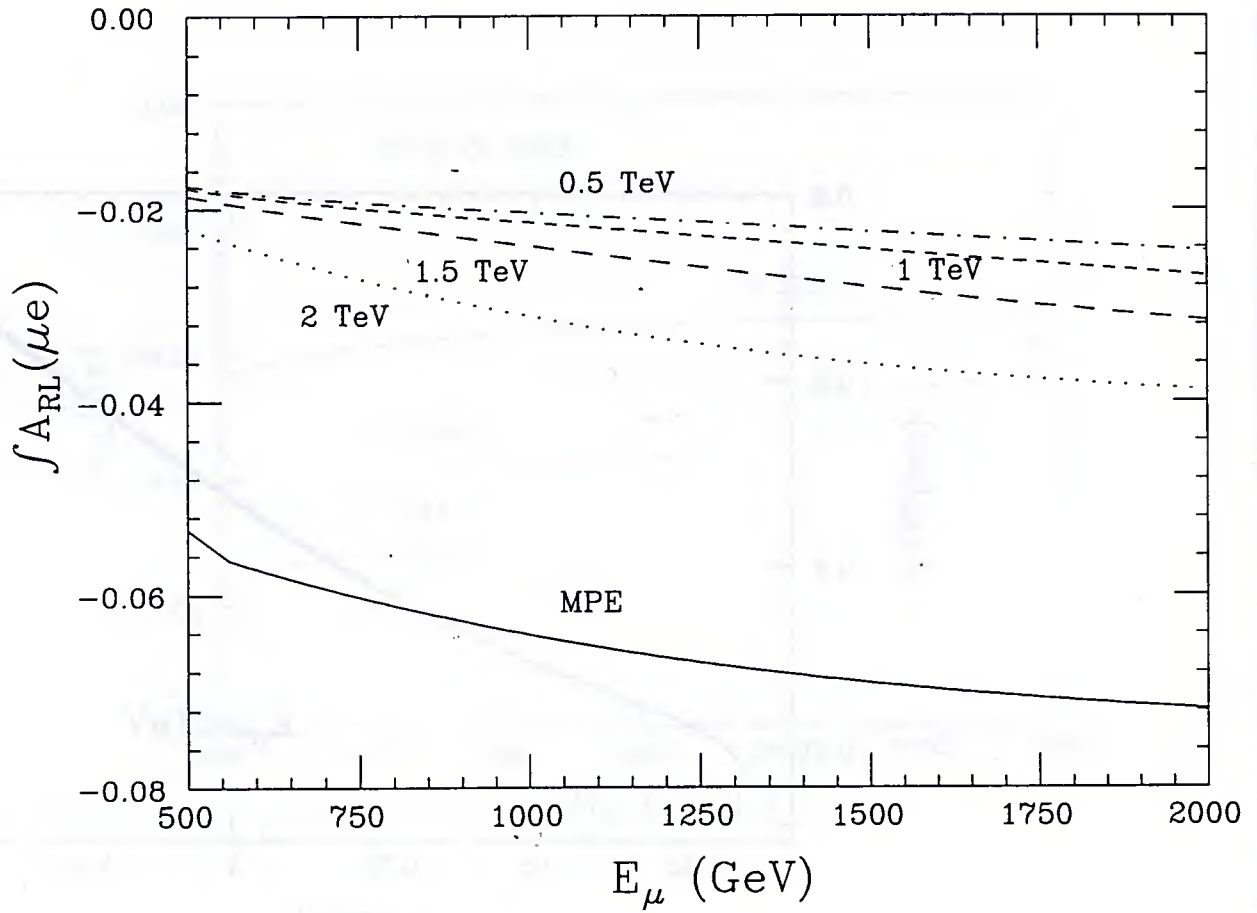


Figura 5.7: A assimetria integrada $\int A_{RL}^{CO}$ para o MPE, linha sólida, e para o MPE+ Z' considerando várias massas do Z' como função de E_μ para colisores μe .

Capítulo 6

Escalar Duplamente Carregado H^{--}

No modelo 331 as massas dos bósons vetoriais $W^\pm$ e Z^0 são geradas pelos valores esperados no vácuo dos tripletos e do sexteto de escalares. No entanto, o anti-sexteto escalar é introduzido para gerar massas aos léptons, assim, $v_S \equiv v_{\sigma_2}$ não é necessariamente da mesma ordem de grandeza dos outros VEVs do modelo, ou mesmo de $v_{MPE} \sim 246$ GeV. Portanto, v_S pode ser da ordem de poucos GeV, e desde que o lépton mais pesado τ têm massa de 1.777 GeV [43], poderíamos claramente considerar $v_S \sim 10$ GeV.

Do ponto de vista experimental um limite inferior na massa do escalar duplamente carregado é $m_{H^{++}} > 45$ GeV [79, 80], devemos ressaltar que estes vínculos experimentais dependem do modelo mesmo quando usam interações efetivas. Os processos considerados para se obter estes vínculos são $\gamma/Z \rightarrow H^{++}H^{--}$ e $H^{--} \rightarrow l^-l'^-$ [81].

Aqui vamos apresentar o cálculo das diversas assimetrias no processo $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ considerando o MPE mais os escalares duplamente carregados e o escalar neutro σ_2^0 , que pode ser considerado equivalente ao H^0 do MPE,

$$e^-(P_A, \lambda_A) + e^-(P_B, \lambda_B) \rightarrow e^-(P_{A'}, \lambda_{A'}) + e^-(P_{B'}, \lambda_{B'}), \quad (6.1)$$

com as mesmas convenções usadas desde o Capítulo 3. O gráfico de Feynman deste processo considerando a troca dos escalares duplamente carregados, que ocorre no canal s, estão representados na Fig. 6.1. Já os diagramas para o escalar neutro são os mesmos do MPE, bastando apenas trocar $H^0 \rightarrow \sigma_2^0$, e estão representados nas Figs. 3.2 e 3.3.

As amplitudes do canal s com os escalares H_i^{--} , com $i = 1, 2$ estão dadas no Apêndice D na Eq. (D.1). Enquanto que as amplitudes do escalar neutro, σ_2^0 , estão mostradas no apêndice A na Eqs. (A.5) e (A.6), sendo que nestas expressões necessitamos apenas fazer $v \rightarrow v_S$. Como já dissemos, em modelos com vários multipletos de escalares é possível que alguns destes escalares não contribuam para a massa do $W^\pm$ e do Z^0 . Isto significa que o valor esperado do vácuo (VEV) de tais escalares pode ser da ordem de uns poucos GeV, pois eles forneceria massa apenas aos léptons. As contribuições destes escalares são proporcionais a $^1 m_l/v_S$ onde m_l é a massa do lépton considerado se não tivermos FCNC “Corrente Neutra que Muda Sabor” nos escalares neutros.

Para ilustrar o processo consideramos $M_{H_i^{++}} = 50, 300$ GeV com $i = 1, 2$, a massa do escalar neutro igual a 60 GeV e $v_S = 10$ GeV e um colisor de $\sqrt{s} = 300$ GeV. Levando em conta as contribuições do MPE mais as contribuições dos escalares (mas não as dos biléptons U^{--} e Z') obtivemos os seguintes resultados

$$\begin{aligned} A_{RL}^{\text{CO;MPE+H}}(ee) &= -0.05, \\ A_{RL}^{\text{CO;MPE+H}}(\mu\mu) &= -0.1436, \end{aligned} \quad (6.2)$$

para $y = 1/2$. Vemos que o $A_{RL}^{\text{CO;MPE+H}}$ para o caso $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ tem o mesmo valor que o da contribuição pura do MPE ou seja, as contribuições de H_1^{--} e H_2^{--} são desprezíveis, compare com as Eqs.(3.14) e (3.24). Devemos mencionar ainda que apenas um escalar duplamente carregado H_i^{--} é considerado no cálculo, veja Apêndice D. Isto é devido basicamente ao fato que as contribuições dos escalares neutros e carregados se cancelam no numerador, e de que no denominador as contribuições dos escalares é menor que a contribuição do fóton e do Z^0 . Ver os Apêndices A e D.

Devido a isto percebemos que estas assimetrias são insensíveis à contribuição dos escalares. Ou seja podemos dizer que devido ao fato de o acoplamento dos escalares com os

¹Estamos aqui assumindo uma simetria discreta que evita o acoplamento do tripleto η com os léptons devido a isto podemos usar este acoplamento, ver observações que seguem à Eq.(1.13).

léptons serem proporcionais a massa do lépton acarreta que as assimetrias são insensíveis aos escalares, mas quero ressaltar que o cancelamento no numerador ocorre independentemente de qual é o acoplamento do escalar com os léptons.

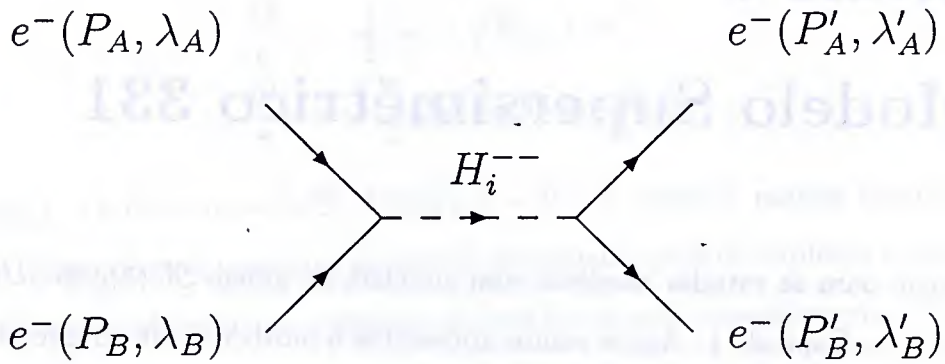


Figura 6.1: Gráficos de Feynman para o processo $ee \rightarrow ee$ com a troca dos H_i^{--} .

Capítulo 7

O Modelo Supersimétrico 331

A motivação para se estudar modelos com simetria de gauge $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$, foi apresentada no Capítulo 1. Agora vamos apresentar a motivação de porque estudar uma versão supersimétrica deste modelo.

A supersimetria é uma simetria entre bósons e férmions [82]. Por exemplo uma partícula de spin 0 é transformada em uma partícula de spin 1/2 por uma transformação de supersimetria. Assim uma unificação dos campos de matéria (férmions) com os campos de interação (bósons) aparece naturalmente.

Além disto como já falamos no Capítulo 1, o modelo 331 prevê uma escala de energia, μ , em que o modelo perde seu caráter perturbativo. Isto significa que neste modelo o “problema da hierarquia” é menos rigoroso que no Modelo Padrão e suas extensões, já que nenhuma escala de massa arbitrária (digamos, a escala de Planck) pode ser introduzida no modelo. Portanto, no modelo supersimétrico 331 (331S) é natural que supersimetria seja quebrada na escala de 1 TeV.

7.1 Conteúdo de Partículas

Vamos considerar o modelo 331 da Ref. [16]. O operador carga elétrica neste modelo é o seguinte

$$\begin{aligned}\frac{Q}{e} &= \frac{1}{2}(\lambda_3 - \sqrt{3}\lambda_8) + N I \\ \frac{\bar{Q}}{e} &= -\frac{1}{2}(\lambda_3 - \sqrt{3}\lambda_8) + \bar{N} I\end{aligned}\quad (7.1)$$

onde $\lambda_3 = \text{diag}(1, -1, 0)$ e $\lambda_8 = (\sqrt{3})^{-1}\text{diag}(1, 1, -2)$ e I sendo a matriz identidade três por três e $\bar{N} = -N$. Usando este operador podemos introduzir todos os tripletos e anti-tripletos da teoria. Primeiro apresentaremos o conteúdo de partículas sem supersimetria [16], para depois introduzirmos seus respectivos parceiros supersimétricos.

7.1.1 Conteúdo de Partículas do 331

Começaremos construindo nosso modelo, escolhendo o seguinte tripleto para representar os léptons

$$L_l = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \\ l^c \end{pmatrix}_L \sim (1, 3, 0) \quad l = e, \mu, \tau, \quad (7.2)$$

lembramos que

$$l_L^c \equiv (l_L)^c = \left[\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)l \right]^c = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)l^c = (l^c)_R, \quad (7.3)$$

No parêntese está colocada as transformações com respeito à $(SU(3)_C, SU(3)_L, U(1)_N)$. Por enquanto estaremos assumindo neutrinos sem massas e ressaltamos que não foram introduzidos neutrinos de mão direita.

No setor de quarks, uma das famílias também é colocada na representação triplete

$$Q_{1L} = \begin{pmatrix} u_1 \\ d_1 \\ J \end{pmatrix}_L \sim \left(3, 3, \frac{2}{3}\right), \quad (7.4)$$

e os seus respectivos singletos

$$\begin{aligned} u_{1L}^c &\sim \left(3^*, 1, -\frac{2}{3}\right), \\ d_{1L}^c &\sim \left(3^*, 1, \frac{1}{3}\right), \\ J_L^c &\sim \left(3^*, 1, -\frac{5}{3}\right), \end{aligned} \quad (7.5)$$

repare que escrevemos todos os campos como sendo de mão esquerda.

As outras duas famílias de quarks colocamos na representação anti-triplete

$$\begin{aligned} Q_{2L} &= \begin{pmatrix} d_2 \\ u_2 \\ j_1 \end{pmatrix}_L \sim \left(3, 3^*, -\frac{1}{3}\right), \\ Q_{3L} &= \begin{pmatrix} d_3 \\ u_3 \\ j_2 \end{pmatrix}_L \sim \left(3, 3^*, -\frac{1}{3}\right), \end{aligned} \quad (7.6)$$

também com os seus respectivos singletos

$$\begin{aligned} u_{2L}^c, \quad u_{3L}^c &\sim \left(3^*, 1, -\frac{2}{3}\right), \\ d_{2L}^c, \quad d_{3L}^c &\sim \left(3^*, 1, \frac{1}{3}\right), \\ j_{1L}^c, \quad j_{2L}^c &\sim \left(3^*, 1, \frac{4}{3}\right). \end{aligned} \quad (7.7)$$

Os quarks J , j_1 e j_2 são quarks exóticos e possuem as seguintes cargas elétricas $(5/3)e$, $(-4/3)e$ e $(-4/3)e$ respectivamente.

Os escalares necessários para gerar massas aos férmions são os seguintes três tripletos

$$\begin{aligned}\eta &= \begin{pmatrix} \eta^0 \\ \eta_1^- \\ \eta_2^+ \end{pmatrix} \sim (1, 3, 0), \\ \rho &= \begin{pmatrix} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho^{++} \end{pmatrix} \sim (1, 3, +1), \\ \chi &= \begin{pmatrix} \chi^- \\ \chi^{--} \\ \chi^0 \end{pmatrix} \sim (1, 3, -1),\end{aligned}\tag{7.8}$$

e para obtermos uma matriz de massa arbitrária para os léptons temos que introduzir o seguinte anti-sexteto[18]

$$S = \begin{pmatrix} \sigma_1^0 & \frac{h_2^+}{\sqrt{2}} & \frac{h_1^-}{\sqrt{2}} \\ \frac{h_2^+}{\sqrt{2}} & H_1^{++} & \frac{\sigma_2^0}{\sqrt{2}} \\ \frac{h_1^-}{\sqrt{2}} & \frac{\sigma_2^0}{\sqrt{2}} & H_2^{--} \end{pmatrix} \sim (1, 6^*, 0).\tag{7.9}$$

Como os multipletos não são Hermitianos $3 \neq 3^*$, $6 \neq 6^*$ os respectivos anti-tripletos são (usamos $\bar{\lambda} = -\lambda^*$ para gerar os anti-tripletos)

$$\begin{aligned}\eta^* &= \begin{pmatrix} \eta^0 \\ \eta_1^+ \\ \eta_2^- \end{pmatrix} \sim (1, 3^*, 0), \\ \rho^* &= \begin{pmatrix} \rho^- \\ \rho^0 \\ \rho^{--} \end{pmatrix} \sim (1, 3^*, -1), \\ \chi^* &= \begin{pmatrix} \chi^+ \\ \chi^{++} \\ \chi^0 \end{pmatrix} \sim (1, 3^*, +1),\end{aligned}$$

$$S^* = \begin{pmatrix} \sigma_1^0 & \frac{h_2^-}{\sqrt{2}} & \frac{h_1^+}{\sqrt{2}} \\ \frac{h_2^-}{\sqrt{2}} & H_1^{--} & \frac{\sigma_2^0}{\sqrt{2}} \\ \frac{h_1^+}{\sqrt{2}} & \frac{\sigma_2^0}{\sqrt{2}} & H_2^{++} \end{pmatrix} \sim (1, 6, 0). \quad (7.10)$$

7.1.2 Parceiros Supersimétricos

Obviamente em uma teoria supersimétrica, precisamos adicionar os parceiros supersimétricos das partículas acima, que denominaremos de sléptons e squarks, e representaremos estes parceiros supersimétricos colocando um tilde. Por exemplo o slépton representaremos por $\tilde{l}$, e a mesma coisa para as outras partículas, os parceiros dos léptons e quarks são

$$\begin{aligned} \tilde{L}_l &= \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_l \\ \tilde{l} \\ \tilde{l}^c \end{pmatrix}_L \sim (1, 3, 0), \\ \tilde{Q}_{1L} &= \begin{pmatrix} \tilde{u}_1 \\ \tilde{d}_1 \\ \tilde{j} \end{pmatrix}_L \sim \left(3, 3, \frac{2}{3}\right), \\ \tilde{Q}_{2L} &= \begin{pmatrix} \tilde{d}_2 \\ \tilde{u}_2 \\ \tilde{j}_1 \end{pmatrix}_L \sim \left(3, 3^*, -\frac{1}{3}\right), \\ \tilde{Q}_{3L} &= \begin{pmatrix} \tilde{d}_3 \\ \tilde{u}_3 \\ \tilde{j}_2 \end{pmatrix}_L \sim \left(3, 3^*, -\frac{1}{3}\right), \\ \tilde{u}_{1L}^c, \tilde{u}_{2L}^c, \tilde{u}_{3L}^c &\sim \left(3^*, 1, -\frac{2}{3}\right), \\ \tilde{d}_{1L}^c, \tilde{d}_{2L}^c, \tilde{d}_{3L}^c &\sim \left(3^*, 1, \frac{1}{3}\right), \\ \tilde{j}_L^c &\sim \left(3^*, 1, -\frac{5}{3}\right), \\ \tilde{j}_{1L}^c, \tilde{j}_{2L}^c &\sim \left(3^*, 1, \frac{4}{3}\right). \end{aligned} \quad (7.11)$$

Já os parceiros dos escalares, que chamaremos por higgsinos, são

$$\begin{aligned}
 \tilde{\eta} &= \begin{pmatrix} \tilde{\eta}^0 \\ \tilde{\eta}_1^- \\ \tilde{\eta}_2^+ \end{pmatrix} \sim (1, 3, 0), \\
 \tilde{\rho} &= \begin{pmatrix} \tilde{\rho}^+ \\ \tilde{\rho}^0 \\ \tilde{\rho}^{++} \end{pmatrix} \sim (1, 3, +1), \\
 \tilde{\chi} &= \begin{pmatrix} \tilde{\chi}^- \\ \tilde{\chi}^{--} \\ \tilde{\chi}^0 \end{pmatrix} \sim (1, 3, -1), \\
 \tilde{S} &= \begin{pmatrix} \tilde{\sigma}_1^0 & \frac{\tilde{h}_2^+}{\sqrt{2}} & \frac{\tilde{h}_1^-}{\sqrt{2}} \\ \frac{\tilde{h}_2^+}{\sqrt{2}} & \tilde{H}_1^{++} & \frac{\tilde{\sigma}_2^0}{\sqrt{2}} \\ \frac{\tilde{h}_1^-}{\sqrt{2}} & \frac{\tilde{\sigma}_2^0}{\sqrt{2}} & \tilde{H}_2^{--} \end{pmatrix} \sim (1, 6^*, 0). \quad (7.12)
 \end{aligned}$$

Também temos que introduzir os parceiros dos anti-tripletos e do sexteto, lembraremos que os tripletos de $SU(3)$ são diferentes dos anti-tripletos,

$$\begin{aligned}
 \tilde{\eta}^* &= \begin{pmatrix} \tilde{\eta}^0 \\ \tilde{\eta}_1^+ \\ \tilde{\eta}_2^- \end{pmatrix} \sim (1, 3^*, 0), \\
 \tilde{\rho}^* &= \begin{pmatrix} \tilde{\rho}^- \\ \tilde{\rho}^0 \\ \tilde{\rho}^{--} \end{pmatrix} \sim (1, 3^*, -1), \\
 \tilde{\chi}^* &= \begin{pmatrix} \tilde{\chi}^+ \\ \tilde{\chi}^{++} \\ \tilde{\chi}^0 \end{pmatrix} \sim (1, 3^*, +1),
 \end{aligned}$$

$$\tilde{S}^* = \begin{pmatrix} \tilde{\sigma}_1^0 & \frac{\tilde{h}_2^-}{\sqrt{2}} & \frac{\tilde{h}_1^+}{\sqrt{2}} \\ \frac{\tilde{h}_2^-}{\sqrt{2}} & \tilde{H}_1^{--} & \frac{\tilde{\sigma}_2'^0}{\sqrt{2}} \\ \frac{\tilde{h}_1^+}{\sqrt{2}} & \frac{\tilde{\sigma}_2'^0}{\sqrt{2}} & \tilde{H}_2^{++} \end{pmatrix} \sim (1, 6, 0). \quad (7.13)$$

Se fizermos a contagem de tripletos da teoria, também temos que considerar cor e os parceiros supersimétricos, veremos que temos dezoito, e o número de anti-tripletos também é dezoito, e além disto a soma das cargas de todos os férmions é zero, e portanto esta versão supersimétrica também é livre das anomalias de gauge.

Tendo introduzido os campos de matérias e seus respectivos parceiros vamos agora introduzir os bósons do modelo juntamente com os seus respectivos parceiros supersimétricos. Os glúons representaremos por g^a e os gluinos por λ_C^a , com $a = 1, \dots, 8$. Os bósons da simetria $SU(3)_L$ serão denotados por V^α e seus parceiros, gauginos, são λ_A^α , com $\alpha = 1, \dots, 8$. Para o caso de $U(1)_N$ temos o bóson V e seu parceiro λ_B .

Com isto terminamos de colocar todo o conteúdo, mínimo, de campos necessários para construir nosso modelo. Agora iremos construir os supercampos, associados, as partículas introduzidas nesta seção.

7.2 Supercampos

Antes de construirmos a lagrangiana de nosso modelo, vamos construir os supercampos das partículas introduzidas. Lembramos que necessitamos dos supercampos para construir uma lagrangiana que seja manifestamente invariante pelas transformações de supersimetria [83].

Os léptons, quarks e escalares são introduzidos em supercampos quirais e os bósons de gauge nos supercampos vetoriais, como no Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo, que denotaremos por MPSM.

Os supercampos quirais em termos das componentes dos tripletos de léptons, sléptons,

quarks e squarks são escritos da seguinte maneira ¹ [83]

$$\begin{aligned}
 \hat{L}_l(x, \theta, \bar{\theta}) &= \tilde{L}_l(x) + i \theta \sigma^m \bar{\theta} \partial_m \tilde{L}_l(x) + \frac{1}{4} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} \square \tilde{L}_l(x) \\
 &\quad + \sqrt{2} \theta L_l(x) + \frac{i}{\sqrt{2}} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\sigma}^m \partial_m L_l(x) + \theta \theta \tilde{F}_{L_l}(x), \quad l = e, \mu, \tau, \\
 \hat{Q}_1(x, \theta, \bar{\theta}) &= \tilde{Q}_1(x) + i \theta \sigma^m \bar{\theta} \partial_m \tilde{Q}_1(x) + \frac{1}{4} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} \square \tilde{Q}_1(x) \\
 &\quad + \sqrt{2} \theta Q_1(x) + \frac{i}{\sqrt{2}} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\sigma}^m \partial_m Q_1(x) + \theta \theta F_{Q_1}(x), \\
 \hat{Q}_\alpha(x, \theta, \bar{\theta}) &= \tilde{Q}_\alpha(x) + i \theta \sigma^m \bar{\theta} \partial_m \tilde{Q}_\alpha(x) + \frac{1}{4} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} \square \tilde{Q}_\alpha(x) \\
 &\quad + \sqrt{2} \theta Q_\alpha(x) + \frac{i}{\sqrt{2}} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\sigma}^m \partial_m Q_\alpha(x) + \theta \theta F_{Q_\alpha}(x), \quad \alpha = 2, 3 \\
 \hat{u}_i^c(x, \theta, \bar{\theta}) &= \tilde{u}_i^c(x) + i \theta \sigma^m \bar{\theta} \partial_m \tilde{u}_i^c(x) + \frac{1}{4} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} \square \tilde{u}_i^c(x) \\
 &\quad + \sqrt{2} \theta u_i^c(x) + \frac{i}{\sqrt{2}} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\sigma}^m \partial_m u_i^c(x) + \theta \theta F_{u_i}(x), \quad i = 1, 2, 3 \\
 \hat{d}_i^c(x, \theta, \bar{\theta}) &= \tilde{d}_i^c(x) + i \theta \sigma^m \bar{\theta} \partial_m \tilde{d}_i^c(x) + \frac{1}{4} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} \square \tilde{d}_i^c(x) \\
 &\quad + \sqrt{2} \theta d_i^c(x) + \frac{i}{\sqrt{2}} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\sigma}^m \partial_m d_i^c(x) + \theta \theta F_{d_i}(x), \\
 \hat{J}^c(x, \theta, \bar{\theta}) &= \tilde{J}^c(x) + i \theta \sigma^m \bar{\theta} \partial_m \tilde{J}^c(x) + \frac{1}{4} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} \square \tilde{J}^c(x) \\
 &\quad + \sqrt{2} \theta J^c(x) + \frac{i}{\sqrt{2}} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\sigma}^m \partial_m J^c(x) + \theta \theta F_J(x), \\
 \hat{j}_\mu^c(x, \theta, \bar{\theta}) &= \tilde{j}_\mu^c(x) + i \theta \sigma^m \bar{\theta} \partial_m \tilde{j}_\mu^c(x) + \frac{1}{4} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} \square \tilde{j}_\mu^c(x) \\
 &\quad + \sqrt{2} \theta j_\mu^c(x) + \frac{i}{\sqrt{2}} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\sigma}^m \partial_m j_\mu^c(x) + \theta \theta F_{j_\mu}(x) \quad \mu = 1, 2.
 \end{aligned} \tag{7.14}$$

No caso dos escalares e os respectivos higgsinos, teremos as seguintes expressões:

$$\begin{aligned}
 \hat{\eta}(x, \theta, \bar{\theta}) &= \eta(x) + i \theta \sigma^m \bar{\theta} \partial_m \eta(x) + \frac{1}{4} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} \square \eta(x) \\
 &\quad + \sqrt{2} \theta \bar{\eta}(x) + \frac{i}{\sqrt{2}} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\sigma}^m \partial_m \bar{\eta}(x) + \theta \theta F_\eta(x),
 \end{aligned}$$

¹Para representar o supercampos, usaremos um chapéu, assim o supercampo dos léptons será denotado por $\hat{L}$, e o mesmo para o resto.

$$\begin{aligned}
\hat{\rho}(x, \theta, \bar{\theta}) &= \rho(x) + i \theta \sigma^m \bar{\theta} \partial_m \rho(x) + \frac{1}{4} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} \square \rho(x) \\
&\quad + \sqrt{2} \theta \tilde{\rho}(x) + \frac{i}{\sqrt{2}} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} \partial_m \tilde{\rho}(x) + \theta \theta F_\rho(x), \\
\hat{\chi}(x, \theta, \bar{\theta}) &= \chi(x) + i \theta \sigma^m \bar{\theta} \partial_m \chi(x) + \frac{1}{4} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} \square \chi(x) \\
&\quad + \sqrt{2} \theta \tilde{\chi}(x) + \frac{i}{\sqrt{2}} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} \partial_m \tilde{\chi}(x) + \theta \theta F_\chi(x), \\
\hat{S}(x, \theta, \bar{\theta}) &= S(x) + i \theta \sigma^m \bar{\theta} \partial_m S(x) + \frac{1}{4} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} \square S(x) \\
&\quad + \sqrt{2} \theta \tilde{S}(x) + \frac{i}{\sqrt{2}} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} \partial_m \tilde{S}(x) + \theta \theta F_S(x),
\end{aligned} \tag{7.15}$$

e expressões análogas para $\hat{\eta}^*$, $\hat{\rho}^*$, $\hat{\chi}^*$ e $\hat{S}^*$ onde temos apenas que trocar campo por campo* para termos suas expressões.

No caso dos bósons e seus parceiros poderemos escrever as seguintes expressões

$$\begin{aligned}
\hat{V}_C^a(x, \theta, \bar{\theta}) &= -\theta \sigma^m \bar{\theta} g_m^a(x) + i \theta \theta \bar{\theta} \bar{\lambda}_C^a(x) - i \bar{\theta} \bar{\theta} \theta \lambda_C^a(x) + \frac{1}{2} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} D_C^a(x), \\
\hat{V}^\alpha(x, \theta, \bar{\theta}) &= -\theta \sigma^m \bar{\theta} V_m^\alpha(x) + i \theta \theta \bar{\theta} \bar{\lambda}_A^\alpha(x) - i \bar{\theta} \bar{\theta} \theta \lambda_A^\alpha(x) + \frac{1}{2} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} D^\alpha(x), \\
\hat{v}(x, \theta, \bar{\theta}) &= -\theta \sigma^m \bar{\theta} V_m(x) + i \theta \theta \bar{\theta} \bar{\lambda}_B(x) - i \bar{\theta} \bar{\theta} \theta \lambda_B(x) + \frac{1}{2} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} D(x).
\end{aligned} \tag{7.16}$$

Devemos ressaltar que todos os campos F e D , são campos auxiliares, necessários para fechar a álgebra de supersimetria, que depois serão removidos usando suas equações de movimento, de maneira análoga a como é feito no MPSM.

7.3 Lagrangiana

A lagrangiana do nosso modelo tem a seguinte forma

$$\mathcal{L}_{331S} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{\text{soft}}. \tag{7.17}$$

Onde $\mathcal{L}_{SUSY}$ é a parte supersimétrica, enquanto que $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ explicitamente quebra supersimetria.

7.3.1 O termo Supersimétrico

Este termo pode ser decomposto da seguinte maneira

$$\mathcal{L}_{SUSY} = \mathcal{L}_{\text{Lépton}} + \mathcal{L}_{\text{Quarks}} + \mathcal{L}_{\text{Gauge}} + \mathcal{L}_{\text{Escalar}}, \quad (7.18)$$

onde

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Lépton}} &= \int d^4\theta \left[\hat{\bar{L}} e^{2g\hat{V}} \hat{L} \right], \\ \mathcal{L}_{\text{Quarks}} &= \int d^4\theta \left[\hat{\bar{Q}}_1 e^{2[g(\hat{V}_C + \hat{V}) + (2g'/3)\hat{V}']} \hat{Q}_1 + \hat{\bar{Q}}_\alpha e^{2[g(\hat{V}_C + \hat{V}) - (g'/3)\hat{V}']} \hat{Q}_\alpha \right. \\ &\quad + \hat{\bar{u}}_i e^{2[g(\hat{V}_C + \hat{V}) - (2g'/3)\hat{V}']} \hat{u}_i + \hat{\bar{d}}_i e^{2[g(\hat{V}_C + \hat{V}) + (g'/3)\hat{V}']} \hat{d}_i \\ &\quad \left. + \hat{\bar{J}} e^{2[g(\hat{V}_C + \hat{V}) - (5g'/3)\hat{V}']} \hat{J} + \hat{\bar{j}}_i e^{2[g(\hat{V}_C + \hat{V}) + (4g'/3)\hat{V}']} \hat{j}_i \right], \\ \mathcal{L}_{\text{Gauge}} &= \frac{1}{4} \int d^2\theta \left[W_C^a W_C^a + W^\alpha W^\alpha + W' W' \right] \\ &\quad + \frac{1}{4} \int d^2\bar{\theta} \left[\bar{W}_C^a \bar{W}_C^a + \bar{W}^\alpha \bar{W}^\alpha + \bar{W}' \bar{W}' \right], \end{aligned} \quad (7.19)$$

onde $\hat{V}_C = T^a \hat{V}_C^a$, $\hat{V} = T^\alpha \hat{V}^\alpha$ com T^a e T^α sendo os geradores de $SU(3)$, g e g' são os acoplamentos de gauge de $SU(3)$ e $U(1)$, respectivamente. W_C^a , W^α e W' são os campos de força, que são escritos da seguinte forma

$$\begin{aligned} W_{\zeta C}^a &= -\frac{1}{8g} \bar{D} \bar{D} e^{-2g\hat{V}_C} D_\zeta e^{-2g\hat{V}_C}, \\ W_\zeta^\alpha &= -\frac{1}{8g} \bar{D} \bar{D} e^{-2g\hat{V}} D_\zeta e^{-2g\hat{V}}, \\ W'_\zeta &= -\frac{1}{4} \bar{D} \bar{D} D_\zeta \hat{V}', \quad \zeta = 1, 2. \end{aligned} \quad (7.20)$$

Finalmente

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Escalar}} &= \int d^4\theta \left[\hat{\bar{\eta}} e^{2g\hat{V}} \hat{\eta} + \hat{\bar{\rho}} e^{2g\hat{V} + g'\hat{V}'} \hat{\rho} + \hat{\bar{\chi}} e^{2g\hat{V} - g'\hat{V}'} \hat{\chi} + \hat{\bar{S}} e^{2g\hat{V}} \hat{S} \right] \\ &\quad + \int d^2\theta W + \int d^2\bar{\theta} \bar{W}. \end{aligned} \quad (7.21)$$

onde W é o superpotencial, que discutiremos a seguir.

.2 Superpotencial (W)

O Superpotencial do modelo pode ser decomposto da seguinte maneira

$$\begin{aligned} W &= \frac{W_2}{2} + \frac{W_3}{3}, \\ \bar{W} &= \frac{\bar{W}_2}{2} + \frac{\bar{W}_3}{3}, \end{aligned} \quad (7.22)$$

W_2 tendo dois supercampos quirais e $\bar{W}_2$ sendo o seu hermitiano conjugado. Já W_3 tem supercampos quirais e $\bar{W}_3$ é o seu hermitiano conjugado. Da teoria de grupos sabemos que

$$\begin{aligned} 3 \otimes 3 &= 3^* \oplus 6, \\ 6 \otimes 3 &= 10 \oplus 8, \\ 3^* \otimes 3 &= 1 \oplus 8, \\ 3 \otimes 3 \otimes 3 &= 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10, \\ 3 \otimes 3 \otimes 6^* &= 1 \oplus \dots \end{aligned} \quad (7.23)$$

os permitidos por nossa simetria são

$$W_2 = \mu_0 \hat{L} \hat{\eta}^* + \mu_\eta \hat{\eta} \hat{\eta}^* + \mu_\rho \hat{\rho} \hat{\rho}^* + \mu_\chi \hat{\chi} \hat{\chi}^* + \mu_S \hat{S} \hat{S}^*, \quad (7.24)$$

$^* \equiv \hat{L}_i \hat{\eta}_i^*$, no caso de três supercampos quirais, os termos são

$$\begin{aligned} W_3 &= \lambda_1 \epsilon \hat{L} \hat{L} \hat{L} + \lambda_2 \epsilon \hat{L} \hat{L} \hat{\eta} + \lambda_3 \hat{L} \hat{L} \hat{S} + f_1 \epsilon \hat{\rho} \hat{\chi} \hat{\eta} + f_2 \hat{\eta} \hat{\eta} \hat{S} + f_3 \hat{\chi} \hat{\rho} \hat{S} \\ &+ \sum_{i=1}^3 \kappa_{1i} \hat{Q}_1 \hat{\eta}^* \hat{u}_i^c + \sum_{i=1}^3 \kappa_{2i} \hat{Q}_1 \hat{\rho}^* \hat{d}_i^c + \kappa_3 \hat{Q}_1 \hat{\chi}^* \hat{j}^c + \sum_{i=1}^3 \sum_{\alpha=2}^3 \kappa_{4\alpha i} \hat{Q}_\alpha \hat{\eta} \hat{d}_i^c \\ &+ \sum_{i=1}^3 \sum_{\alpha=2}^3 \kappa_{5\alpha i} \hat{Q}_\alpha \hat{\rho} \hat{u}_i^c + \sum_{\alpha=2}^3 \sum_{\beta=1}^2 \kappa_{6\alpha\beta} \hat{Q}_\alpha \hat{\chi} \hat{j}_\beta^c + \sum_{\alpha=2}^3 \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \kappa_{7\alpha i j} \hat{Q}_\alpha \hat{L}_i \hat{d}_j^c \\ &+ \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \xi_{1ijk} \hat{d}_i^c \hat{d}_j^c \hat{u}_k^c + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{\beta=1}^2 \xi_{2ij\beta} \hat{u}_i^c \hat{u}_j^c \hat{j}_\beta^c + \sum_{i=1}^3 \sum_{\beta=1}^2 \xi_{3i\beta} \hat{d}_i^c \hat{j}_\beta^c \hat{j}_\beta^c. \end{aligned} \quad (7.25)$$

erpotencial é um pouco diferente do escrito em [84], nesta referência eles não considero que aparece com o coeficiente ξ_2 .

Os termos com μ_0 , λ_1 , f_2 e ξ_i violam a conservação do número quântico $\mathcal{F} = L + B$. Por exemplo, se permitíssemos o termo ξ_1 ele implica no decaimento do próton [84]. Porém, se assumirmos a simetria global $U(1)_{\mathcal{F}}$, ela nos permitirá introduzir uma paridade R [88], definida como $R = (-1)^{3\mathcal{F}+2S}$. A atribuição do número $\mathcal{F}$ é

$$\mathcal{F}(U^{--}) = \mathcal{F}(V^-) = -\mathcal{F}(J_1) = \mathcal{F}(J_{2,3}) = \mathcal{F}(\rho^{--}) = \mathcal{F}(\chi^{--}) = \mathcal{F}(\sigma_1^0) = 2, \quad (7.26)$$

para os outros campos escalares $\mathcal{F} = 0$ enquanto que para os léptons e quarks conhecidos $\mathcal{F}$ coincide com o número leptônico total e bariônico, respectivamente. Como no MPSM esta definição implica que todas as partículas usuais conhecidas tem paridade R par, enquanto que os seus parceiros supersimétricos tem paridade R ímpar. Isto implica que os parceiros supersimétricos só podem decair apenas nas partículas usuais, ou seja o LSP, parceiro supersimétrico mais leve, é estável, tal como no MPSM.

7.3.3 O termo Soft

Como usual a quebra de Supersimetria é implementada incluindo o termo soft mais geral, renormalizável, de quebra de Supersimetria mas agora, eles devem ser consistentes com a simetria de gauge 331. Iremos incluir termos que violam explicitamente a simetria R , definida acima, também. Este termo pode ser escrito da seguinte maneira

$$\mathcal{L}_{\text{soft}} = \mathcal{L}_{GMT} + \mathcal{L}_{\text{Escalar}}^{\text{soft}} + \mathcal{L}_{SMT}, \quad (7.27)$$

onde

$$\mathcal{L}_{GMT} = -\frac{1}{2} \left[m_{\lambda_C} \sum_{a=1}^8 (\lambda_C^a \lambda_C^a) + m_{\lambda} \sum_{a=1}^8 (\lambda_A^a \lambda_A^a) + m' \lambda_B \lambda_B + H.C. \right], \quad (7.28)$$

que gera massa aos gluinos, parceiros dos glúons, e aos charginos, parceiros dos bósons de gauge,

e

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Escalar}}^{\text{soft}} = & -m_{\eta}^2 \eta^{\dagger} \eta - m_{\rho}^2 \rho^{\dagger} \rho - m_{\chi}^2 \chi^{\dagger} \chi - m_S^2 S^{\dagger} S + [h_1 \epsilon_{ijk} \rho_i \chi_j \eta_k + h_2 \eta_i \eta_j S_{ij}^{\dagger} \\ & + h_3 \chi_i \rho_j S_{ij}^{\dagger} + H.C.], \end{aligned} \quad (7.29)$$

responsável em dar massa aos escalares e as interações entre eles, enquanto

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{SMT} = & -m_L^2 \tilde{L}^\dagger \tilde{L} - m_{Q_1}^2 \tilde{Q}_1^\dagger \tilde{Q}_1 - \sum_{\alpha=2}^3 m_{Q_\alpha}^2 \tilde{Q}_\alpha^\dagger \tilde{Q}_\alpha - \sum_{i=1}^3 m_{u_i}^2 \tilde{u}_i^\dagger \tilde{u}_i - \sum_{i=1}^3 m_{d_i}^2 \tilde{d}_i^\dagger \tilde{d}_i - m_J^2 \tilde{J}^\dagger \tilde{J} \\
 & - \sum_{\beta=2}^3 m_{j_\beta}^2 \tilde{j}_\beta^\dagger \tilde{j}_\beta + \left[-M^2 \sum_{i=1}^3 \tilde{L}_i \eta_i^\dagger + \zeta_0 \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \tilde{L}_i \tilde{L}_j S_{ij} + \sum_{i=1}^3 \tilde{Q}_1^\dagger (\zeta_{1i} \eta \tilde{u}_i^c + \zeta_{2i} \rho \tilde{d}_i^c + \zeta_{3i} \chi \tilde{J}^c) \right. \\
 & + \sum_{\alpha=2}^3 \tilde{Q}_\alpha \left(\sum_{i=1}^3 (\omega_{1\alpha i} \eta \tilde{d}_i^c + \omega_{2\alpha i} \rho \tilde{u}_i^c + \sum_{j=1}^3 \omega_{3\alpha ij} \tilde{L}_i \tilde{d}_j^c) + \sum_{\beta=1}^2 \omega_{4\alpha \beta} \chi \tilde{j}_\beta^c \right) \\
 & \left. + \sum_{i=1}^3 \left(\sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \varsigma_{1ijk} \tilde{d}_i^c \tilde{d}_j^c \tilde{u}_k^c + \sum_{\beta=1}^2 (\varsigma_{2i\beta} \tilde{d}_i^c \tilde{J}^c \tilde{j}_\beta^c + \sum_{j=1}^3 \varsigma_{3ij\beta} \tilde{u}_i^c \tilde{u}_j^c \tilde{j}_\beta^c) \right) + H.C. \right].
 \end{aligned} \tag{7.30}$$

Estamos utilizando $\tilde{u}_i, \tilde{d}_i$, com $i = 1, 2, 3$, para representar cada singlete de squarks, tipo u e d respectivamente. Usamos ainda a notação $\tilde{J}_i$, onde $i = 1, 2, 3$, para representar cada singlete de squarks exóticos, ou seja $\tilde{J}_1 \equiv \tilde{J}$, $\tilde{J}_2 \equiv \tilde{j}_1$ e $\tilde{J}_3 \equiv \tilde{j}_2$.

A invariância $SU(3)$ nos diz que na massa

$$m_L = \begin{pmatrix} m_{\tilde{\nu}} & 0 & 0 \\ 0 & m_{\tilde{l}} & 0 \\ 0 & 0 & m_{\tilde{l}^c} \end{pmatrix}, \tag{7.31}$$

temos $m_{\tilde{l}^c} = m_{\tilde{l}} \neq m_{\tilde{\nu}}$ e a mesma coisa para os outros parâmetros de massa.

7.4 Expansão em componentes

Nesta seção, a expansão em componentes de nossa lagrangiana será feita.

7.4.1 O termo dos Léptons

Para $\hat{L}$ podemos escrever explicitamente

$$\int d^4\theta \hat{L} \exp\left[2\left(g \frac{\lambda^a}{2} \hat{V}^a + g' \frac{N_L}{2} \hat{v}\right)\right] \hat{L} = \mathcal{L}_{\tilde{u}\tilde{\nu}}^{\text{léptons}} + \mathcal{L}_{\tilde{u}\tilde{\nu}}^{\text{léptons}} + \mathcal{L}_{\tilde{u}\tilde{\nu}}^{\text{léptons}} + \mathcal{L}_{\tilde{u}\tilde{\nu}\tilde{\nu}}^{\text{léptons}} + \mathcal{L}_{\text{cin}}^{\text{léptons}} + \mathcal{L}_F^{\text{léptons}} + \mathcal{L}_D^{\text{léptons}} \tag{7.32}$$

no modelo $N_L = 0$, ver Eq.(7.2), isto significa que os léptons interagem apenas com os bósons de $SU(3)_L$, a saber eles não interagem diretamente com o bóson de $U(1)_N$. Na Eq.(7.32) definimos

$$\mathcal{L}_{\bar{l}lV}^{\text{léptons}} = \frac{g}{2} \bar{L} \bar{\sigma}^m \lambda^a L V_m^a, \quad (7.33)$$

que descreve a interação entre léptons e bósons de gauge,

$$\mathcal{L}_{\bar{l}lV}^{\text{léptons}} = -\frac{ig}{2} [\bar{L} \lambda^a \partial^m \bar{L} - \bar{\bar{L}} \lambda^a \partial^m \bar{L}] V_m^a. \quad (7.34)$$

este termo fornece a interação dos léptons e sléptons com o bóson de gauge,

$$\mathcal{L}_{\bar{l}lV}^{\text{léptons}} = -\frac{ig}{\sqrt{2}} (\bar{L} \lambda^a \bar{L} \bar{\lambda}_A^a - \bar{\bar{L}} \lambda^a L \lambda_A^a), \quad (7.35)$$

com este termo temos a interação envolvendo lépton-slépton-gaugino,

$$\mathcal{L}_{\bar{l}lVV}^{\text{léptons}} = \frac{g^2}{4} V_m^a V^{bm} \bar{L} \lambda^a \lambda^b \bar{L}, \quad (7.36)$$

neste caso temos a interação quártica entre dois sléptons e dois bósons de gauge.

O termo

$$\mathcal{L}_{\text{cin}}^{\text{léptons}} = -|\partial_m \bar{L}|^2 - i L \sigma^m \partial_m \bar{L}, \quad (7.37)$$

descreve a parte cinética dos léptons e sléptons,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F^{\text{léptons}} &= |F_L|^2, \\ \mathcal{L}_D^{\text{léptons}} &= \frac{g}{2} \bar{L} \lambda^a \bar{L} D^a. \end{aligned} \quad (7.38)$$

e aqui temos a lagrangiana dos campos auxiliares F e D .

7.4.2 O termo dos Quarks

Lembre-se que neste modelo temos quarks tanto em singletos como em tripletos e anti-tripletos. A lagrangiana dos quarks é a seguinte

$$\mathcal{L}_{\text{Quarks}} = \int d^4\theta \left[\hat{Q}_1 e^{2[g(\hat{V}_C + \hat{V}) + \frac{g'}{3} \hat{V}']} \hat{Q}_1 \right]$$

$$\begin{aligned}
& + \hat{\bar{Q}}_\alpha e^{2[g(\hat{V}_C + \hat{V}) - \frac{g'}{6}\hat{V}']} \hat{Q}_\alpha \\
& + \hat{\bar{u}}_i e^{2[g(\hat{V}_C + \hat{V}) - \frac{g'}{3}\hat{V}']} \hat{u}_i \\
& + \hat{\bar{d}}_i e^{2[g(\hat{V}_C + \hat{V}) + \frac{g'}{6}\hat{V}']} \hat{d}_i \\
& + \hat{\bar{J}} e^{2[g(\hat{V}_C + \hat{V}) - \frac{5g'}{6}\hat{V}']} \hat{J} \\
& + \hat{\bar{j}}_\beta e^{2[g(\hat{V}_C + \hat{V}) + \frac{2g'}{3}\hat{V}']} \hat{j}_\beta] \\
& = \mathcal{L}_{q\bar{q}V}^{quark} + \mathcal{L}_{\bar{q}\bar{q}V}^{quark} + \mathcal{L}_{q\bar{q}\bar{V}}^{quark} + \mathcal{L}_{\bar{q}\bar{q}VV}^{quark} + \mathcal{L}_{cin}^{quark} + \mathcal{L}_F^{quark} + \mathcal{L}_D^{quark}.
\end{aligned} \tag{7.39}$$

Estamos utilizando $\hat{Q}_i$, com $i = 1, 2, 3$, para representar cada tripleto de quarks.

As componentes com todos os Quarks

Ao contrário dos léptons, os quarks interagem diretamente com o bóson de gauge de $U(1)_N$, para ver os números de $U(1)_N$ veja Eqs.(7.4, 7.5, 7.6, 7.7). Usaremos ainda a notação $\hat{J}_i$, onde $i = 1, 2, 3$, para representar cada singlete de quarks exóticos, ou seja $\hat{J}_1 \equiv J$, $\hat{J}_2 \equiv j_1$ e $\hat{J}_3 \equiv j_2$. No que escreveremos a seguir só iremos distinguir os quarks dos tripletos e exóticos quando precisarmos especificar o número de $U(1)_N$, se não continuaremos a usar Q_i e J_i para estes quarks.

A parte cinética dos quarks e squarks é obtida da seguinte lagrangiana

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{cin}^{quark} = & -|\partial_m \bar{Q}_i|^2 - |\partial_m \bar{u}_i|^2 - |\partial_m \bar{d}_i|^2 - |\partial_m \bar{J}_i|^2 - iQ_i \sigma^m \partial_m \bar{Q}_i - iu_i \sigma^m \partial_m \bar{u}_i \\
& - id_i \sigma^m \partial_m \bar{d}_i - iJ_i \sigma^m \partial_m \bar{J}_i,
\end{aligned} \tag{7.40}$$

a lagrangiana dos campos auxiliares F e D tem a seguinte forma

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_F^{quark} & = |F_{Q_i}|^2 + |F_{u_i}|^2 + |F_{d_i}|^2 + |F_{J_i}|^2, \\
\mathcal{L}_D^{quark} & = \frac{g}{2} (\bar{Q}_i \lambda^a \tilde{Q}_i + \bar{u}_i \lambda^a \tilde{u}_i + \bar{d}_i \lambda^a \tilde{d}_i + \bar{J}_i \lambda^a \tilde{J}_i) (D_c^a + D^a), \\
& + \frac{g'}{2} \left[\frac{2}{3} \bar{Q}_1 \tilde{Q}_1 - \frac{1}{3} \bar{Q}_\alpha \tilde{Q}_\alpha - \frac{2}{3} \bar{u}_i \tilde{u}_i + \frac{1}{3} \bar{d}_i \tilde{d}_i - \frac{5}{3} \bar{J} \tilde{J} + \frac{4}{3} \bar{j}_\alpha \tilde{j}_\alpha \right] D.
\end{aligned} \tag{7.41}$$

As interações tríplexes envolvendo os quarks são

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{qqV}^{quark} &= \frac{g}{2} \left[(\bar{Q}_1 \bar{\sigma}^m \lambda^a Q_1 + \bar{Q}_\alpha \bar{\sigma}^m \lambda^a Q_\alpha + \bar{u}_i \bar{\sigma}^m \lambda^a u_i + \bar{d}_i \bar{\sigma}^m \lambda^a d_i + \bar{J}_i \bar{\sigma}^m \lambda^a J_i) (g_m^a + V_m^a) \right] \\
 &+ \frac{g'}{2} \left[\left(\frac{2}{3} \bar{Q}_1 \bar{\sigma}^m Q_1 - \frac{1}{3} \bar{Q}_\alpha \bar{\sigma}^m Q_\alpha - \frac{2}{3} \bar{u}_i \bar{\sigma}^m u_i + \frac{1}{3} \bar{d}_i \bar{\sigma}^m d_i - \frac{5}{3} \bar{J} \bar{\sigma}^m J + \frac{4}{3} \bar{j}_\alpha \bar{\sigma}^m j_\alpha \right) V_m \right], \\
 \mathcal{L}_{\tilde{q}\tilde{q}V}^{quark} &= \frac{-ig}{2} \left[(\bar{Q}_1 \lambda^a \partial^m \tilde{Q}_1 - \bar{Q}_1 \lambda^a \partial^m \tilde{Q}_1 + \bar{Q}_\alpha \lambda^a \partial^m \tilde{Q}_\alpha - \bar{Q}_\alpha \lambda^a \partial^m \tilde{Q}_\alpha + \bar{u}_i \lambda^a \partial^m \tilde{u}_i \right. \\
 &- \bar{u}_i \lambda^a \partial^m \tilde{u}_i + \bar{d}_i \lambda^a \partial^m \tilde{d}_i - \bar{d}_i \lambda^a \partial^m \tilde{d}_i + \bar{J}_i \lambda^a \partial^m \tilde{J}_i - \bar{J}_i \lambda^a \partial^m \tilde{J}_i) (g_m^a + V_m^a) \left. \right] \\
 &+ \frac{-ig'}{2} \left\{ \left[\frac{2}{3} (\bar{Q}_1 \partial^m \tilde{Q}_1 - \bar{Q}_1 \partial^m \tilde{Q}_1) - \frac{1}{3} (\bar{Q}_\alpha \partial^m \tilde{Q}_\alpha - \bar{Q}_\alpha \partial^m \tilde{Q}_\alpha) - \frac{2}{3} (\bar{u}_i \partial^m \tilde{u}_i - \bar{u}_i \partial^m \tilde{u}_i) \right. \right. \\
 &+ \left. \frac{1}{3} (\bar{d}_i \partial^m \tilde{d}_i - \bar{d}_i \partial^m \tilde{d}_i) - \frac{5}{3} (\bar{J} \partial^m \tilde{J} - \bar{J} \partial^m \tilde{J}) + \frac{4}{3} (\bar{j}_\alpha \partial^m \tilde{j}_\alpha - \bar{j}_\alpha \partial^m \tilde{j}_\alpha) \right] \left. \right\} V_m, \\
 \mathcal{L}_{\tilde{q}\tilde{q}V}^{quark} &= \frac{-ig}{\sqrt{2}} \left[(\bar{Q}_1 \lambda^a \tilde{Q}_1 + \bar{Q}_\alpha \lambda^a \tilde{Q}_\alpha + \bar{u}_i \lambda^a \tilde{u}_i + \bar{d}_i \lambda^a \tilde{d}_i + \bar{J}_i \lambda^a \tilde{J}_i) (\bar{\lambda}_c^a + \bar{\lambda}_A^a) \right. \\
 &- (\bar{Q}_1 \lambda^a Q_1 + \bar{Q}_\alpha \lambda^a Q_\alpha + \bar{u}_i \lambda^a u_i + \bar{d}_i \lambda^a d_i + \bar{J}_i \lambda^a J_i) (\lambda_c^a + \lambda_A^a) \left. \right] \\
 &- \frac{ig'}{\sqrt{2}} \left[\left(\frac{2}{3} \bar{Q}_1 \tilde{Q}_1 - \frac{1}{3} \bar{Q}_\alpha \tilde{Q}_\alpha - \frac{2}{3} \bar{u}_i \tilde{u}_i + \frac{1}{3} \bar{d}_i \tilde{d}_i - \frac{5}{3} \bar{J} \tilde{J} + \frac{4}{3} \bar{j}_\alpha \tilde{j}_\alpha \right) \bar{\lambda}_B \right. \\
 &- \left. \left(\frac{2}{3} \bar{Q}_1 Q_1 - \frac{1}{3} \bar{Q}_\alpha Q_\alpha - \frac{2}{3} \bar{u}_i u_i + \frac{1}{3} \bar{d}_i d_i - \frac{5}{3} \bar{J} J - \frac{4}{3} \bar{j}_\alpha j_\alpha \right) \lambda_B \right], \tag{7.42}
 \end{aligned}$$

na primeira linha temos a interação dos quarks com os bósons de gauge, a segunda lagrangiana fornece a interação quark-squarks-bósons de gauge, enquanto na última linha temos quarks-squarks-gauginos.

Ja a interação entre dois bósons e dois squarks é a seguinte

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\tilde{q}\tilde{q}VV}^{quark} &= \frac{1}{4} \left[g^2 (\bar{Q}_1 \lambda^a \lambda^b \tilde{Q}_1 + \bar{Q}_\alpha \lambda^a \lambda^b \tilde{Q}_\alpha + \bar{u}_i \lambda^a \lambda^b \tilde{u}_i + \bar{d}_i \lambda^a \lambda^b \tilde{d}_i + \bar{J}_i \lambda^a \lambda^b \tilde{J}_i) \right. \\
 &\cdot (g_m^a g^{bm} + V_m^a V^{bm} + 2g_m^a V^{bm}) \\
 &+ 2gg' \left(\frac{2}{3} \bar{Q}_1 \lambda^a \tilde{Q}_1 - \frac{1}{3} \bar{Q}_\alpha \lambda^a \tilde{Q}_\alpha - \frac{2}{3} \bar{u}_i \lambda^a \tilde{u}_i + \frac{1}{3} \bar{d}_i \lambda^a \tilde{d}_i - \frac{5}{3} \bar{J} \lambda^a \tilde{J} \right. \\
 &+ \left. \frac{4}{3} \bar{j}_\alpha \lambda^a \tilde{j}_\alpha \right) (g^{am} + V^{am}) V_m \\
 &+ \left. g'^2 \left(\frac{4}{9} (\bar{Q}_1 \tilde{Q}_1 + \bar{u}_i \tilde{u}_i) + \frac{1}{9} (\bar{Q}_\alpha \tilde{Q}_\alpha + \bar{d}_i \tilde{d}_i) + \frac{25}{9} \bar{J} \tilde{J} + \frac{16}{9} \bar{j}_\alpha \tilde{j}_\alpha \right) V^m V_m \right]. \tag{7.43}
 \end{aligned}$$

7.4.3 O termo dos Escalares

Aqui nesta seção abriremos a seguinte parte da lagrangiana dos escalares do modelo:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{Escalar}} &= \int d^4\theta \left[\hat{\eta} e^{2g\hat{V}+g'\hat{V}'} \hat{\eta} + \hat{\rho} e^{2g\hat{V}+g'\hat{V}'} \hat{\rho} + \hat{\chi} e^{2g\hat{V}+g'\hat{V}'} \hat{\chi} + \hat{S} e^{2g\hat{V}+g'\hat{V}'} \hat{S} \right] \\ &= \mathcal{L}_F^{\text{Escalar}} + \mathcal{L}_D^{\text{Escalar}} + \mathcal{L}_{\text{cin}}^{\text{Escalar}} + \mathcal{L}_{\tilde{H}\tilde{H}V}^{\text{Escalar}} + \mathcal{L}_{HHV}^{\text{Escalar}} + \mathcal{L}_{H\tilde{H}\tilde{V}}^{\text{Escalar}} + \mathcal{L}_{HHVV}^{\text{Escalar}},\end{aligned}\quad (7.44)$$

a parte do superpotencial abriremos em separado mais adiante. As duas primeiras lagrangianas descrevem os campos auxiliares F e D respectivamente, e a terceira lagrangiana descreve os termos cinéticos dos escalares e dos higgsinos. As últimas quatro lagrangianas fornecem as seguintes interações, higgsinos-bósons de gauge, escalares-bósons de gauge, escalares-higgsinos-gauginos e o vértice quártico escalares-bósons de gauge, respectivamente.

As componentes com todos os Escalares

Portanto o setor escalar tem a seguinte, considerando todos os tripletos e anti-sexteto e usando Eqs.(7.8, 7.9), lagrangiana:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_F^{\text{Escalar}} &= |F_\eta|^2 + |F_\rho|^2 + |F_\chi|^2 + |F_S|^2, \\ \mathcal{L}_D^{\text{Escalar}} &= \frac{g}{2} [\bar{\eta} \lambda^a \eta + \bar{\rho} \lambda^a \rho + \bar{\chi} \lambda^a \chi + \bar{S} \lambda^a S] D^a + \frac{g'}{2} [\bar{\rho} \rho - \bar{\chi} \chi] D, \\ \mathcal{L}_{\text{cin}}^{\text{Escalar}} &= -[|\partial_m \eta|^2 + |\partial_m \rho|^2 + |\partial_m \chi|^2 + |\partial_m S|^2 \\ &\quad + i\bar{\eta} \sigma^m \partial_m \bar{\eta} + i\bar{\rho} \sigma^m \partial_m \bar{\rho} + i\bar{\chi} \sigma^m \partial_m \bar{\chi} + i\bar{S} \sigma^m \partial_m \bar{S}], \\ \mathcal{L}_{\tilde{H}\tilde{H}V}^{\text{Escalar}} &= \frac{g}{2} [\bar{\tilde{\eta}} \sigma^m \lambda^a \tilde{\eta} + \bar{\tilde{\rho}} \sigma^m \lambda^a \tilde{\rho} + \bar{\tilde{\chi}} \sigma^m \lambda^a \tilde{\chi} + \bar{\tilde{S}} \sigma^m \lambda^a \tilde{S}] V_m^a + \frac{g'}{2} [\bar{\tilde{\rho}} \sigma^m \tilde{\rho} - \bar{\tilde{\chi}} \sigma^m \tilde{\chi}] V_m, \\ \mathcal{L}_{HHV}^{\text{Escalar}} &= -\frac{ig}{2} [\eta \lambda^a \partial^m \bar{\eta} - \bar{\eta} \lambda^a \partial^m \eta + \rho \lambda^a \partial^m \bar{\rho} - \bar{\rho} \lambda^a \partial^m \rho + \chi \lambda^a \partial^m \bar{\chi} - \bar{\chi} \lambda^a \partial^m \chi \\ &\quad + (\lambda_{ik}^a S_{kj} + \lambda_{jk}^a S_{ki}) \partial^m \bar{S} - (\lambda_{ik}^a \bar{S}_{kj} + \lambda_{jk}^a \bar{S}_{ki}) \partial^m S] V_m^a \\ &\quad - \frac{ig'}{2} [\rho \partial^m \bar{\rho} - \bar{\rho} \partial^m \rho - \chi \partial^m \bar{\chi} + \bar{\chi} \partial^m \chi] V_m, \\ \mathcal{L}_{H\tilde{H}\tilde{V}}^{\text{Escalar}} &= -\frac{ig}{\sqrt{2}} [\bar{\tilde{\eta}} \lambda^a \eta \bar{\lambda}_A^a - \bar{\eta} \lambda^a \tilde{\eta} \lambda_A^a + \bar{\tilde{\rho}} \lambda^a \rho \bar{\lambda}_A^a - \bar{\rho} \lambda^a \tilde{\rho} \lambda_A^a + \bar{\tilde{\chi}} \lambda^a \chi \bar{\lambda}_A^a - \bar{\chi} \lambda^a \tilde{\chi} \lambda_A^a + \bar{\tilde{S}} \lambda^a S \bar{\lambda}_A^a]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \bar{S}\lambda^a \tilde{S}\lambda_A^a \Big] V_m^a - \frac{ig'}{\sqrt{2}} \left[\bar{\rho}\rho\bar{\lambda}_B - \bar{\rho}\tilde{\rho}\lambda_B - \bar{\chi}\chi\bar{\lambda}_B + \bar{\chi}\tilde{\chi}\lambda_B \right] V_m, \\
\mathcal{L}_{HHVV}^{Escalar} &= \frac{1}{4} \left[g^2 V_m^a V^{bm} \bar{\eta}\lambda^a \lambda^b \eta + g^2 V_m^a V^{bm} \bar{\rho}\lambda^a \lambda^b \rho + g^2 V_m^a V^{bm} \bar{\chi}\lambda^a \lambda^b \chi \right. \\
&+ g^2 V_m^a V^{bm} \left(\lambda_{ik}^a \tilde{S}_{kj} + \lambda_{jk}^a \tilde{S}_{ki} \right) \left(\lambda_{ik}^a S_{kj} + \lambda_{jk}^a S_{ki} \right) \\
&+ g'^2 V^m V_m \bar{\rho}\rho + g'^2 V^m V_m \bar{\chi}\chi + 2gg' V_m^a V^m (\bar{\rho}\lambda^a \rho) - 2gg' V_m^a V^m (\bar{\chi}\lambda^a \chi) \Big]. \quad (7.45)
\end{aligned}$$

7.4.4 Expansão de $\mathcal{L}_{Gauge}$

Podemos escrever $\mathcal{L}_{Gauge}$ em componentes da seguinte maneira

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{4} \int d^2\theta \left[W_C^a W_C^a + W^a W^a + W' W' \right] + hc = \\
& = \mathcal{L}_{cin}^{gauge} + \mathcal{L}_{\lambda\lambda V}^{gauge} + \mathcal{L}_D^{gauge}. \quad (7.46)
\end{aligned}$$

A parte cinética dos bósons de gauge é

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{cin}^{gauge} &= -\frac{1}{4} G_{mn}^a G^{amn} - \frac{1}{4} W_{mn}^a W^{amn} - \frac{1}{4} B_{mn} B^{mn} \\
&- i\lambda_C^a \sigma^m \partial_m \bar{\lambda}_C^a - i\lambda_A^a \sigma^m \partial_m \bar{\lambda}_A^a - i\lambda_B^a \sigma^m \partial_m \bar{\lambda}_B^a, \quad (7.47)
\end{aligned}$$

onde

$$\begin{aligned}
G_{mn}^a &= \partial_m g_n^a - \partial_n g_m^a - gf^{abc} g_m^b g_n^c, \\
W_{mn}^a &= \partial_m V_n^a - \partial_n V_m^a - gf^{abc} V_m^b V_n^c, \\
B_{mn} &= \partial_m V_n - \partial_n V_m, \quad (7.48)
\end{aligned}$$

e temos também as auto-interações dos bósons de gauge com eles mesmos. A interação entre os bósons de gauge e os seus parceiros supersimétricos, gauginos, tem a seguinte lagrangiana

$$\mathcal{L}_{\lambda\lambda V}^{gauge} = -igf^{abc} \bar{\lambda}_C^a \lambda_C^b \sigma^m g_m^c - igf^{abc} \bar{\lambda}_A^a \lambda_A^b \sigma^m V_m^c, \quad (7.49)$$

com f^{abc} sendo a constante de estrutura do grupo $SU(3)$. A lagrangiana dos termos D tem a seguinte forma

$$\mathcal{L}_D^{gauge} = \frac{1}{2} D_C^a D_C^a + \frac{1}{2} D^a D^a + \frac{1}{2} D D. \quad (7.50)$$

7.4.5 Expansão em componentes do Superpotencial

O superpotencial pode também ser escritos em componentes, no caso de dois supercampos quirais podemos decompor da seguinte maneira:

$$W_2 = \mathcal{L}_F^{W2} + \mathcal{L}_{\tilde{\eta}L}^{W2} + \mathcal{L}_{HMT}^{W2}. \quad (7.51)$$

As componentes de cada lagrangiana são escritas como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F^{W2} &= \frac{\mu_0}{2}(\tilde{L}F_{\eta^*} + \eta^*F_L) + \frac{\mu_\eta}{2}(\eta F_{\eta^*} + \eta^*F_\eta) + \frac{\mu_\rho}{2}(\rho F_{\rho^*} + \rho^*F_\rho) \\ &+ \frac{\mu_\chi}{2}(\chi F_{\chi^*} + \chi^*F_\chi) + \frac{\mu_S}{2}(SF_{S^*} + S^*F_S) + H.C., \\ \mathcal{L}_{\tilde{\eta}L}^{W2} &= -\frac{\mu_0}{2}L\tilde{\eta}^* + H.C., \\ \mathcal{L}_{HMT}^{W2} &= -\frac{\mu_\eta}{2}\tilde{\eta}_i\tilde{\eta}_i^* - \frac{\mu_\rho}{2}\tilde{\rho}_i\tilde{\rho}_i^* - \frac{\mu_\chi}{2}\tilde{\chi}_i\tilde{\chi}_i^* - \frac{\mu_S}{2}\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ji}^* + H.C., \end{aligned} \quad (7.52)$$

a primeira lagrangiana são termos F , a segunda linha fornecerá mistura do higgsino $\tilde{\eta}^*$ com os léptons, enquanto que a última parte é o termo de massa dos higgsinos.

Procedimento análogo pode ser usado para o caso de três supercampos quirais

$$W_3 = \mathcal{L}_F^{W3} + \mathcal{L}_{\tilde{u}\tilde{l}}^{W3} + \mathcal{L}_{\tilde{u}\tilde{H}}^{W3} + \mathcal{L}_{\tilde{H}\tilde{H}}^{W3} + \mathcal{L}_{q\tilde{q}H}^{W3} + \mathcal{L}_{\tilde{q}\tilde{q}\tilde{H}}^{W3} + \mathcal{L}_{l\tilde{q}\tilde{q}}^{W3} + \mathcal{L}_{q\tilde{q}\tilde{q}}^{W3}, \quad (7.53)$$

na primeira lagrangiana temos mais termos F , a segunda lagrangiana fornece a interação lépton-lépton-slépton enquanto a terceira lagrangiana fornece a interações dos léptons-sléptons-higgsinos, coisa semelhante temos para as lagrangianas cinco em seis onde temos que trocar lépton por quarks e sléptons por squarks. Na penúltima temos léptons-quarks-squarks e na última quarks-quarks-squarks.

Com isto em mente estas lagrangianas têm a seguinte forma em componentes:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F^{W3} &= \frac{1}{3}[3\lambda_1\epsilon F_L\tilde{L}\tilde{L} + \lambda_2\epsilon(2F_L\eta + F_\eta\tilde{L})\tilde{L} + \lambda_3(2F_LS + F_S\tilde{L})\tilde{L} \\ &+ f_1\epsilon(F_\rho\chi\eta + \rho F_\chi\eta + \rho\chi F_\eta) + f_2(2F_\eta\eta S + \eta\eta F_S) + f_3(F_\rho\chi S + \rho F_\chi S + \rho\chi F_S) \\ &+ \kappa_1(F_{Q_1}\eta^*\tilde{u}_i^c + \tilde{Q}_1F_{\eta^*}\tilde{u}_i^c + \tilde{Q}_1\eta^*F_{u_i}) + \kappa_2(F_{Q_1}\rho^*\tilde{d}_i^c + \tilde{Q}_1F_{\rho^*}\tilde{d}_i^c + \tilde{Q}_1\rho^*F_{d_i}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \kappa_3(F_{Q_1}\chi^*\tilde{J}^c + \tilde{Q}_1F_\chi\tilde{J}^c + \tilde{Q}_1\chi^*F_J) + \kappa_4(F_{Q_\alpha}\eta\tilde{d}_i^c + \tilde{Q}_\alpha F_\eta\tilde{d}_i^c + \tilde{Q}_\alpha\eta F_{d_i}) \\
& + \kappa_5(F_{Q_\alpha}\rho\tilde{u}_i^c + \tilde{Q}_\alpha F_\rho\tilde{u}_i^c + \tilde{Q}_\alpha\rho F_{u_i}) + \kappa_6(F_{Q_\alpha}\chi\tilde{j}_\beta^c + \tilde{Q}_\alpha F_\chi\tilde{j}_\beta^c + \tilde{Q}_\alpha\chi F_{j_\beta}) \\
& + \kappa_7(F_{Q_\alpha}\tilde{L}\tilde{d}_i^c + \tilde{Q}_\alpha F_{\tilde{L}}\tilde{d}_i^c + \tilde{Q}_\alpha\tilde{L}F_{d_i}) + \xi_1(2F_{d_i}\tilde{d}_j^c\tilde{u}_k^c + \tilde{d}_i^c\tilde{d}_j^cF_{u_k}) \\
& + \xi_2(2F_{u_i}\tilde{u}_j^c\tilde{j}_\alpha^c + \tilde{u}_i^c\tilde{u}_j^cF_{j_\alpha}) + \xi_3(F_{d_i}\tilde{J}^c\tilde{j}_\alpha^c + \tilde{d}_i^cF_J\tilde{j}_\alpha^c + \tilde{d}_i^c\tilde{J}^cF_{j_\alpha})] + H.C., \\
\mathcal{L}_{lll}^{W3} & = -\lambda_1\epsilon(LL\tilde{L} - \tilde{L}LL - L\tilde{L}L) + H.C., \\
\mathcal{L}_{llH}^{W3} & = -[\lambda_2\epsilon LL\eta + \lambda_3L\tilde{L}S] + H.C., \\
\mathcal{L}_{ll\tilde{H}}^{W3} & = -[\lambda_2\epsilon(\tilde{L}L\tilde{\eta} + L\tilde{L}\tilde{\eta}) + \lambda_3(\tilde{L}L\tilde{S} + L\tilde{L}\tilde{S})] + H.C., \\
\mathcal{L}_{H\tilde{H}\tilde{H}}^{W3} & = -[f_1\epsilon(\tilde{\rho}\tilde{\chi}\eta + \rho\tilde{\chi}\tilde{\eta} + \tilde{\rho}\chi\tilde{\eta}) + f_2(\tilde{\eta}\tilde{\eta}S + \eta\tilde{\eta}\tilde{S} + \tilde{\eta}\eta\tilde{S}) \\
& + f_3(\tilde{\rho}\tilde{\chi}S + \rho\tilde{\chi}\tilde{S} + \tilde{\rho}\chi\tilde{S})] + H.C., \\
\mathcal{L}_{qqH}^{W3} & = -[\kappa_1Q_1\eta^*u_i^c + \kappa_2Q_1\rho^*d_i^c + \kappa_3Q_1\chi^*J^c + \kappa_4Q_\alpha\eta d_i^c + \kappa_5Q_\alpha\rho u_i^c + \kappa_6Q_\alpha\chi j_\beta^c] + H.C., \\
\mathcal{L}_{q\tilde{q}\tilde{H}}^{W3} & = -[\kappa_1(Q_1\tilde{u}_i^c + \tilde{Q}_1u_i^c)\tilde{\eta}^* + \kappa_2(Q_1\tilde{d}_i^c + \tilde{Q}_1d_i^c)\tilde{\rho}^* + \kappa_3(Q_1\tilde{J}^c + \tilde{Q}_1J^c)\tilde{\chi}^* \\
& + \kappa_4(Q_\alpha\tilde{d}_i^c + \tilde{Q}_\alpha d_i^c)\tilde{\eta} + \kappa_5(Q_\alpha\tilde{u}_i^c + \tilde{Q}_\alpha u_i^c)\tilde{\rho} + \kappa_6(Q_\alpha\tilde{j}_\beta^c + \tilde{Q}_\alpha j_\beta^c)\tilde{\chi}] + H.C., \\
\mathcal{L}_{lq\tilde{q}}^{W3} & = -\kappa_7(Q_\alpha\tilde{d}_i^c + \tilde{Q}_\alpha d_i^c)L + H.C., \\
\mathcal{L}_{\tilde{l}qq}^{W3} & = -\kappa_7Q_\alpha\tilde{L}d_i^c + H.C., \\
\mathcal{L}_{qq\tilde{q}}^{W3} & = -[\xi_1(d_i^c d_j^c \tilde{u}_k^c + \tilde{d}_i^c d_j^c u_k^c + d_i^c \tilde{d}_j^c u_k^c) + \xi_2(u_i^c u_j^c \tilde{j}_\alpha^c + \tilde{u}_i^c u_j^c j_\alpha^c + u_i^c \tilde{u}_j^c j_\alpha^c) \\
& + \xi_3(d_i^c J^c \tilde{j}_\alpha^c + \tilde{d}_i^c J^c j_\alpha^c + u_i^c \tilde{J}^c j_\alpha^c)] + H.C.. \tag{7.54}
\end{aligned}$$

Com isto agora temos nossa lagrangiana em componentes, embora não vamos escreve-la explicitamente.

7.5 O Potencial Escalar

Ao contrário do Modelo Padrão, onde o potencial escalar é arbitrário e é definido apenas pela exigência da invariância de gauge. No caso de teorias supersimétricas o potencial escalar é completamente definido pelo superpotencial, e consiste das contribuições dos termos D e F que discutimos na última seção, e pelos termos soft. O potencial escalar completo do nosso modelo

é

$$V_{331} = V_D + V_F + V_{\text{soft}}, \quad (7.55)$$

onde

$$\begin{aligned} V_D &= -\mathcal{L}_D = \frac{1}{2} (D^a D^a + DD) \\ &= \frac{g'^2}{2} (\rho^\dagger \rho - \chi^\dagger \chi)^2 \\ &\quad + \frac{g^2}{8} (\eta_i^\dagger \lambda_{ij}^a \eta_j + \rho_i^\dagger \lambda_{ij}^a \rho_j + \chi_i^\dagger \lambda_{ij}^a \chi_j \\ &\quad + S_{ij}^\dagger \lambda_{jk}^a S_{kl})^2, \end{aligned} \quad (7.56)$$

$$\begin{aligned} V_F &= -\mathcal{L}_F = 2 \sum_{m=\eta, \rho, \chi, S} \tilde{F}_m^* F_m \\ &= 2 \left[\left| \mu_\eta \eta_i^\dagger + \frac{2f_1}{3} \epsilon_{ijk} \rho_j \chi_k + \frac{4f_2}{3} \eta_j S_{ji} \right|^2 \right. \\ &\quad + \left| \mu_\rho \rho_i^\dagger + \frac{2f_1}{3} \epsilon_{ijk} \eta_j \chi_k + \frac{2f_3}{3} \chi_j S_{ji} \right|^2 \\ &\quad + \left| \mu_\chi \chi_i^\dagger + \frac{2f_1}{3} \epsilon_{ijk} \rho_j \eta_k + \frac{2f_3}{3} \rho_j S_{ji} \right|^2 \\ &\quad \left. + \left| \mu_S S_{ij}^\dagger + \frac{2f_2}{3} \eta_i \eta_j + \frac{2f_3}{3} \chi_i \rho_j \right|^2 \right], \end{aligned} \quad (7.57)$$

$$\begin{aligned} V_{\text{soft}} &= -\mathcal{L}_{\text{soft}}^{\text{Escalar}} \\ &= m_\eta^2 \eta^\dagger \eta + m_\rho^2 \rho^\dagger \rho + m_\chi^2 \chi^\dagger \chi + m_S^2 S^\dagger S \\ &\quad + [h_1 \epsilon_{ijk} \rho_i \chi_j \eta_k + h_2 \eta_i \eta_j S_{ij}^\dagger + h_3 \chi_i \rho_j S_{ij}^\dagger \\ &\quad + H.C.]. \end{aligned} \quad (7.58)$$

Se assumirmos que $\mathcal{F} = B + L$ é conservado temos que impor $f_2 = 0$ na Eq.(7.57) e $h_2 = 0$ na Eq.(7.58).

Vamos reescrever as Eqs.(7.56) e (7.57) da seguinte maneira

$$V_D = \frac{g'^2}{2} (\rho^\dagger \rho - \chi^\dagger \chi)^2 + \frac{g^2}{8} \left[\frac{4}{3} \sum_i (X_i^\dagger X_i) + 2 \sum_{i,j} (X_i^\dagger X_j)(X_j^\dagger X_i) + 2 \sum_i (X_i^\dagger S)(S^\dagger X_i) \right. \\ \left. - \frac{4}{3} \sum_{i,j} (X_i^\dagger X_i)(X_j^\dagger X_j) - \frac{2}{3} \text{Tr}(S^\dagger S) \sum_i (X_i^\dagger X_i) + 2 \text{Tr}[(S^\dagger S)^2] - \frac{2}{3} [\text{Tr}(S^\dagger S)]^2 \right], \quad (7.59)$$

e

$$\frac{V_F}{2} = \sum_i M_{X_i}^2 X_i^\dagger X_i + |M_S^2| \text{Tr}(S^\dagger S) + \frac{2\mu_1}{3} [\epsilon \sum_{i \neq j \neq k} M_{X_i}^* X_i X_j X_k + H.C.] \\ + \frac{2\mu_2}{3} M_S^* [\eta^T S \eta + \chi^T S \rho + H.C.] + \frac{4}{9} \nu_2 \mu_3^* (\chi^\dagger \eta)(\rho^\dagger \eta) \\ + |\mu_2|^2 (\eta^\dagger \eta)^2 + |\mu_3|^2 (\chi^\dagger \chi)(\rho^\dagger \rho) + |\mu_1|^2 \sum_{i \neq j} (X_i^\dagger X_i)(X_j^\dagger X_j) - (X_j^\dagger X_i)(X_i^\dagger X_j) \\ + [\frac{4\mu_2}{3} M_\eta^* \eta^T S \eta + \frac{2\mu_2}{3} M_\rho^* \rho^T S \rho + \frac{2\mu_2}{3} M_\chi^* \chi^T S \chi + H.C.] \\ + [\frac{8}{9} \mu_1 \mu_3^* \sum_{i \neq j \neq k} \epsilon (S X_i)^* X_k X_k + H.C.] + \frac{16}{9} |\mu_2|^2 (S \eta)^\dagger (S \eta) + \frac{4}{9} [(S \rho)^\dagger (S \rho) + (S \chi)^\dagger (S \chi)], \quad (7.60)$$

omitimos os índices de $SU(3)$ e sempre que possível denotamos os tripletos como $X_i = \eta, \rho, \chi$.

Trabalhamos o espectro de massa dos campos escalares e pseudo-escalares fazendo uma mudança da forma $X \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v_X + H_X + iF_X)$ para todos os campos escalares neutros dos tripletos X_i . Consideramos apenas os tripletos η, ρ e χ mas não o anti-sexteto por uma questão de simplicidade. O valor esperado do vácuo do anti-sexteto que gera massa apenas aos léptons carregados e contribui para as massas dos bóson vetoriais pode ser menor que o valor esperado do vácuo dos tripletos. Por outro lado, é possível evitar o anti-sexteto em algumas versões do modelo [50, 85], portanto não existe perda de generalidade em desprezar o anti-sexteto. Neste caso, na base (η, ρ, χ) , a matriz de massa quadrada dos campos escalares reais (CP par) é formada pelos seguintes elementos matriciais

$$M_{11} = \frac{1}{6\sqrt{2}} \left(8M_W^2 G_F + \frac{v_\rho}{v_\eta} A v_\chi \right), \quad M_{12} = \frac{1}{3} \left(C v_\eta v_\rho - \frac{\sqrt{2}}{4} A v_\chi \right),$$

$$\begin{aligned}
M_{12} &= \frac{1}{3} \left(C v_\eta v_\rho - \frac{\sqrt{2}}{4} A v_\chi \right), \quad M_{22} = \frac{1}{3} \left(\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{v_\eta}{v_\rho} A v_\chi + D \right), \\
M_{23} &= -\frac{1}{12} \left(\sqrt{2} A v_\eta + \frac{B}{3} v_\rho v_\chi \right), \quad M_{33} = \frac{1}{3} \left(\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{v_\eta}{v_\rho} A v_\chi + D \right),
\end{aligned} \tag{7.61}$$

onde $C = -\sqrt{2} M_W^2 G_F + 4f_1^2$ e $D = (4/\sqrt{2}) M_W^2 G_F (1 - s_w^2)/(1 - 4s_w^2)$, e também temos definido $A = 4f_1(\mu_\chi + \mu_\rho - \mu_\eta) - 3\text{Re}H_1$, e

$$\begin{aligned}
B &= -3g^2 - 18g'^2 + 16(f_1^2 + f_3^2) \\
&= -\frac{24M_W^2 G_F}{\sqrt{2}} \frac{1 - s_w^2}{1 - 4s_w^2} + 16(f_1^2 + f_3^2).
\end{aligned} \tag{7.62}$$

Temos usado que $M_W^2 = (g^2/4)(v_\eta^2 + v_\rho^2)$ com $v_\eta^2 + v_\rho^2 = (246 \text{ GeV})^2$ e que $s_w^2 \equiv \sin^2 \theta_w$. Os escalares reais auto-estados da massa H_1 , H_2 e H_3 , são obtidos diagonalizando a matriz de massa dada na Eq.(7.61). O comportamento desses auto-estados como uma função de v_χ está mostrado na Fig.(7.1) para uma dada escolha dos parâmetros.

Da mesma maneira obtivemos a matriz de massa quadrada dos campos escalares imaginários (CP ímpar), que pode ser diagonalizada e obteremos dois auto-valores zero (Goldstones) e um terceiro correspondente ao pseudo-escalar físico, A^0 , dado por

$$\begin{aligned}
M_{A^0}^2 &= \frac{A}{6\sqrt{2}v_\eta v_\rho v_\chi} [(v_\eta^2 + v_\rho^2)v_\chi^2 + v_\eta^2 v_\rho^2] \\
&= \frac{A}{6\sqrt{2}} \left[\frac{v_\chi}{v_\eta v_\rho \sqrt{2} G_F} + \frac{v_\eta v_\rho}{v_\chi} \right].
\end{aligned} \tag{7.63}$$

Devemos ressaltar que em geral $M_A > M_Z$. Na expressão acima nós já consideramos os vínculos que surgem ao se impor que os termos lineares nos campos escalares sejam zero, no potencial escalar após a mudança (Condição de Mínimo).

Sabemos, obviamente que correções radiativas tem que ser levadas em conta, porém isto tem que ser feito no contexto do modelo supersimétrico 331. Podemos mostrar, apenas como ilustração, a correção radiativa no MPSM. A massa ao quadrado do bóson escalar real leve tem o seguinte limite superior

$$m_{H_1}^2 \approx (120 + \epsilon) \text{ GeV}^2, \tag{7.64}$$

onde 120 GeV é o valor a nível de árvore, ver Fig.(7.1), se assumimos: $v_\eta = 87$ GeV, $v_\rho = 230$ GeV, $A = 100$ GeV, $f_1 = 0.3$ e $f_3 = 1$, e $v_\chi \gg v_{MPE}(= 246 \text{ GeV})$. Lembraremos que no MPSM se $M_A > M_Z$ o limite superior na massa do escalar neutro mais leve é M_Z à nível de árvore mas correções radiativas elevam ele para 130 GeV [86]. Esperamos que correção radiativa modifique o valor dado acima mas para isto é necessário um cálculo mais cuidadoso.

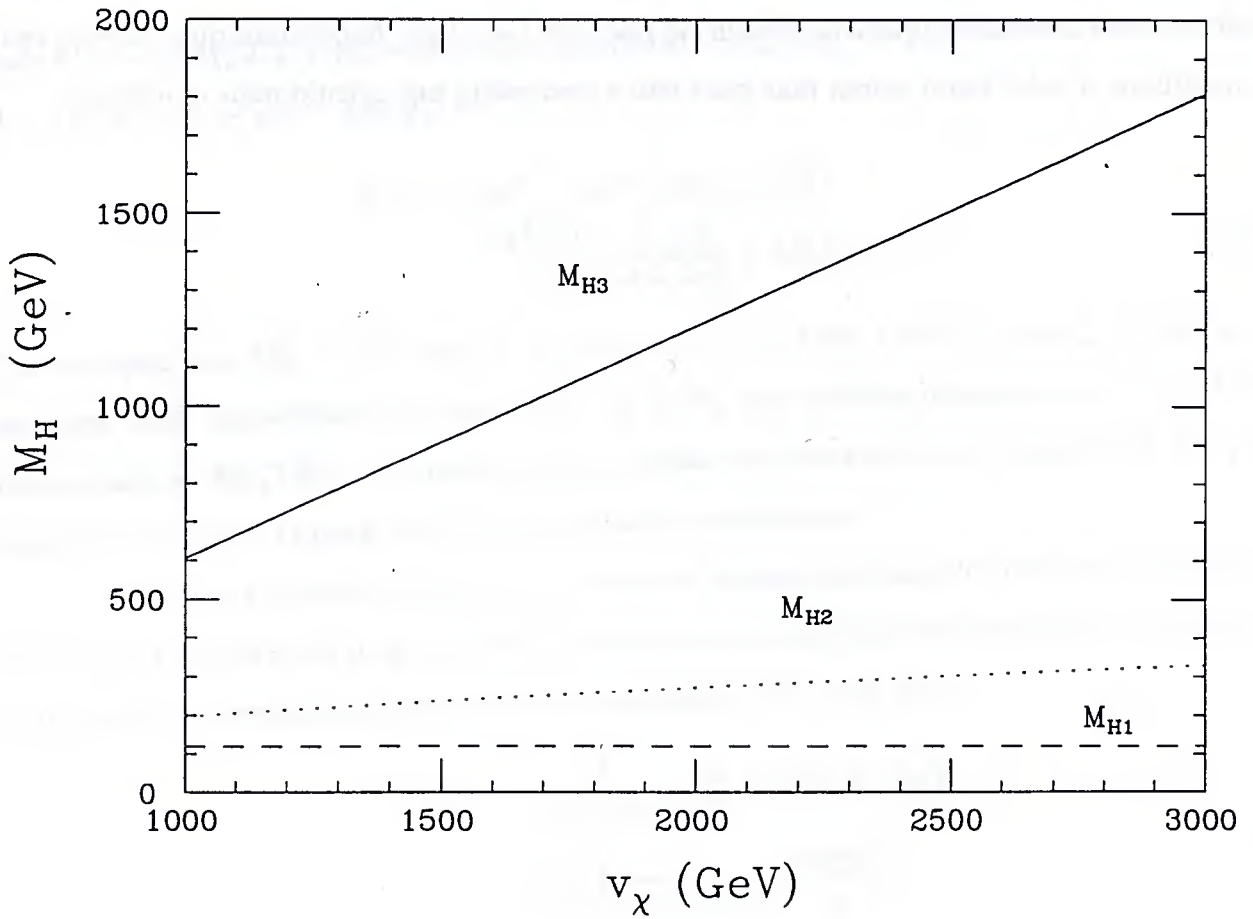


Figura 7.1: Auto-valores da matriz de massa dado na Eq.(7.61) como função de v_χ , usando $v_\eta = 87$ GeV, $v_\rho = 230$ GeV, $A = 100$ GeV, $f_1 = 0.3$ e $f_3 = 1$, e $v_\chi \gg v_{MPE}(= 246$ GeV).

Capítulo 8

Conclusões e Perspectivas

Agora, iremos apresentar de uma maneira sucinta quais foram os principais resultados a que chegamos nesta tese e perspectivas para o futuro.

8.1 Conclusões

Voltando a questão posta no início do Capítulo 2, esperamos ter mostrado que as assimetrias Esquerda-Direita permitem distinguir as contribuições dos escalares das dos bósons de gauge para os processos $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, $e^-\mu^- \rightarrow e^-\mu^-$ e $\mu^-\mu^- \rightarrow \mu^-\mu^-$.

Embora os cálculos das assimetrias tenham sido feitos considerando apenas o modelo 331, os resultados por nós aqui obtidos também permanecem válidos na versão supersimétrica deste modelo, pois como foi mostrado por M. Capdequi-Peyranère e M. C. Rodriguez [89], a lagrangiana de interação envolvendo léptons e bósons de gauge é a mesma que a do 331 usual.

As principais conclusões desta tese são os seguintes três pontos

- $A_{R,RL}^{\text{CO;MPE}+U}(ee \rightarrow ee) \approx -A_{R,RL}^{\text{CO;MPE}}(ee \rightarrow ee).$

Devido a este resultado percebemos que o bilépton U^{--} , se acopla de maneira diferente aos léptons em relação aos bósons do MPE, pois no MPE nós temos $d\sigma_{RR}^{\text{MPE}} \gg d\sigma_{RL}^{\text{MPE}}$, no caso do bilépton duplamente carregado temos o contrário, ou seja, $d\sigma_{RL}^{\text{MPE}+U} \gg d\sigma_{RR}^{\text{MPE}+U}$. Este resultado só pôde ser obtido medindo as assimetrias, já que só medindo a seção de choque total,

isto não seria possível. Devemos ainda ressaltar que este resultado só é válido para processos diagonais, como e^-e^- e $\mu^-\mu^-$. Devemos mencionar ainda que $A_{RL}^{\text{CO;MPE}+U}(ee)$ é bem diferente de $A_{RL}^{\text{CO;MPE}}(ee)$, mas consideramos ser mais apropriado para a descoberta deste bóson a $A_{R,RL}$ devido a mudança de sinal.

- *As assimetrias Esquerda-Direita são insensíveis tanto aos escalares neutros quanto aos escalares duplamente carregados.*

Como foi mostrado no Capítulo 6, as assimetrias “Esquerda-Direita” são insensíveis aos escalares, salientando que neste estudo consideramos vários valores para o v_S e para as massas destes escalares. Deve-se, portanto, procurar algum outro processo ou observável onde a contribuição destes escalares domine. Um ponto que devemos enfatizar é que o cancelamento da contribuição dos escalares no numerador da assimetria independe de qual é o acoplamento destes com os léptons.

- $A_{RL}^{\text{CO;MPE}}(e\mu \rightarrow e\mu) \neq A_{RL}^{\text{CO;MPE}+Z'}(e\mu \rightarrow e\mu).$

Embora o acoplamento do Z' seja do mesmo tipo que o do Z^0 do MPE com os léptons, mostramos que a assimetria “Esquerda-Direita” nos processos $e^-\mu^-$ é extremamente sensível a este novo tipo de bóson de gauge. Vimos ainda que, ao contrário da busca do U^{--} , a assimetria $A_{R,RL}$ não é sensível ao bóson vetorial neutro.

Com isto, mostramos nesta tese como usando assimetrias “Esquerda-Direita” podemos detectar dois bósons de gauge distintos, um neutro e outro duplamente carregado, em dois tipos diferentes de experimentos e medindo duas assimetrias diferentes, a saber: A_{RL} e $A_{R,RL}$. Também, mostramos que os futuros colisores lineares, terão estatística suficientes para medir estas assimetrias.

Conforme apresentamos, no Capítulo 7 mostramos, a construção de uma versão supersimétrica [87] de um dos modelos 331. Todos os aspectos do modelo não supersimétrico que foram mencionados no Capítulo 1 são ainda válidos na versão supersimétrica. Em particular, verificamos que é possível implementar o bóson de Goldstone tipo Majoron relacionado a que-

bra do número leptônico total, L ou $\mathcal{F}$. Mostramos ainda que, o limite inferior na massa ao quadrado do bóson escalar leve é de 120 GeV. Devemos mencionar ainda que, os modelos 331 predizem que existe uma escala de energia, digamos μ , onde o modelo perde seu caráter perturbativo. O valor de μ é calculado através da condição $\sin \theta_W(\mu) = 1/4$. Porém, ainda não é claro qual é o valor de μ . De qualquer maneira, o ponto importante é que neste modelo o “problema da hierarquia” é menos rigoroso que no modelo padrão e suas extensões, já que nenhuma escala de massa arbitrária (digamos, a escala de Planck) pode ser introduzida no modelo. Portanto, neste modelo 331 supersimétrico, é natural que a supersimetria seja quebrada na escala de 1 TeV.

Devemos ressaltar ainda que embora a construção só tenha sido feita recentemente, extensões parciais supersimétricas do modelo 331 já têm sido consideradas na literatura. Por exemplo, com relação ao decaimento do próton [84] ou, um estudo parcial do seu setor escalar [85].

8.2 Perspectivas

Como foi possível definir neste modelo um número quântico análogo ao da paridade R do MPSM¹, concluímos que a fenomenologia do 331 supersimétrico tem aspectos similares à fenomenologia do MPSM, a saber:

- As partículas supersimétricas são produzidas aos pares;
- O parceiro supersimétrico mais leve, conhecido por *Parceiro Supersimétrico mais leve* (LSP), é estável.

Os neutralinos do MPSM são partículas de carga zero e em cenários que consideram supergravidade o neutralino mais leve é o LSP e tem uma massa de cerca de $O(50)$ GeV, e estes interagem fracamente com a matéria [90, 91]. Infelizmente, essas propriedades fazem com

¹No MPSM a conservação da paridade R é motivada para evitar que o próton decaia rapidamente

que os neutralinos sejam praticamente impossíveis de se observar diretamente em experimentos de colisores, pois eles atravessam os detetores sem interagir, tais como os neutrinos. Devido a isto os vínculos existentes nas massas dos neutralinos são dependentes do modelo, pois dependem da correlação das propriedades dos neutralinos e das outras partículas supersimétricas. Atualmente, em modelos que consideram supergravidade, os experimentos do LEP obtiveram o seguinte vínculo na massa do neutralino mais leve $m_{\chi} \geq 40\text{GeV}$ [92]. Mas espera-se que nos próximos anos o Tevatron no Fermilab e o LHC (*Large Hadron Collider*), que trabalhará com colisão $p\bar{p}$, no CERN, venham a proporcionar mais dados sobre estas partículas.

Um primeiro estudo fenomenológico deste modelo já foi feito em colaboração com o grupo da Universidade de Montpellier, França [89]. Começamos o estudo fenomenológico pelos charginos e neutralinos que são de particular interesse, devido ao fato que se espera que na maioria das teorias supersimétricas, estes sejam mais leves que os gluinos e os squarks, que são partículas que interagem fortemente. Neste trabalho foram desenvolvidos os auto-estados da massa dos parceiros dos bósons de Gauge (gauginos); e dos parceiros dos escalares (higgsinos) da teoria, bem como a do slépton.

Neste modelo teremos dois tipos de charginos, os de dupla carga, que são formados pela mistura dos gauginos de dupla carga com os higgsinos também de dupla carga; e os charginos de uma única carga que envolvem apenas os parceiros simplesmente carregados; obtivemos a mistura dos gauginos neutros com os higgsinos neutros, que formam os neutralinos, como também as matrizes de mistura desses estados; também fizemos a diagonalização da matriz de massa dos sléptons, lembrando que os sléptons são os parceiros supersimétricos dos léptons.

Estudamos ainda os seguintes processos $e^-e^- \rightarrow \tilde{\chi}^{--}\tilde{\chi}^0, \tilde{\chi}^-\tilde{\chi}^-$, considerando-se apenas as partículas mais leves desses estados. No MPSM ocorre apenas a produção de charginos de uma única carga em colisões elétron-elétron. Neste modelo temos a produção dos charginos de uma única carga, como temos também a possibilidade de produzir os charginos de dupla carga e neutralinos. Esta última possibilidade pode vir a ser bem interessante fenomenologicamente. Porém, a novidade é a produção de charginos devido a interação com o bilépton duplamente

carregado, teremos a possibilidade de produzir chargino duplamente carregado e neutralino ou dois charginos de uma única carga, este tipo de processos não ocorre no MPSM para reações envolvendo lépton-lépton. Para se calcular as seções de choque total e parcial, neste trabalho, foi se considerado que as massas dos charginos, neutralinos, sléptons e sneutrinos são as mesmas das do MPSM, devido ao fato desses setores serem muito semelhantes aos do MPSM

Para ser feito um cálculo mais realístico, temos que fazer a diagonalização da matriz de massa. A partir disto teremos certeza a respeito de quais são realmente as massas destes estados e com isto poderemos fazer um cálculo completo para os novos aceleradores, ou seja, levando-se em conta todos os possíveis estados acessíveis aos novos aceleradores.

No trabalho [89], só foram desenvolvidas as regras de Feynman envolvendo as interações dos charginos neutralinos com o bilépton U^{--} , os sneutrinos e os sléptons. Portanto um passo natural a ser desenvolvido a seguir seria obter as interações destas partículas com os outros bósons de gauge da teoria, e também as interações lépton-slépton-lépton e sléptons-bósons de gauge. Uma vez tendo estas regras de Feynman poderíamos calcular processos do tipo

$$\begin{aligned}
 e^-e^- &\rightarrow \tilde{\chi}_l^- \tilde{\chi}_j^0, \\
 e^-e^- &\rightarrow \tilde{\chi}_i^- \tilde{\chi}_j^-, \\
 e^-e^- &\rightarrow \tilde{e}_\alpha^- \tilde{e}_\beta^-, \\
 e^-e^+ &\rightarrow \tilde{\chi}_l^- \tilde{\chi}_m^{++}, \\
 e^-e^+ &\rightarrow \tilde{\chi}_i^- \tilde{\chi}_j^+, \\
 e^-e^+ &\rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0, \\
 e^-e^+ &\rightarrow \tilde{e}_\alpha^- \tilde{e}_\beta^+,
 \end{aligned} \tag{8.1}$$

onde $l, m = 1, \dots, 5$, $i, j = 1, \dots, 8$ e $\alpha, \beta = 1, 2$. Com isto, concluiríamos a fenomenologia dos aceleradores lineares.

Uma vez tendo completado esta parte do projeto, pretendemos estudar os acoplamentos dos quarks-bósons de gauge, charginos-quarks-squarks e quarks-squarks-sléptons e, a partir

disto, obter as regras de Feynman destas interações, com o objetivo de calcular os seguintes processos, que poderão ser acessíveis ao LHC:

$$\begin{aligned}
 u_a \bar{j}_\gamma &\rightarrow \tilde{\chi}_l^{--} \tilde{\chi}_j^0, \\
 u_a \bar{j}_\gamma &\rightarrow \tilde{\chi}_i^- \tilde{\chi}_j^-, \\
 \bar{d}_a J &\rightarrow \tilde{\chi}_l^{--} \tilde{\chi}_j^0, \\
 \bar{d}_a J &\rightarrow \tilde{\chi}_i^- \tilde{\chi}_j^-, \\
 q \bar{q} &\rightarrow \tilde{\chi}_l^{--} \tilde{\chi}_m^{++}, \\
 q \bar{q} &\rightarrow \tilde{\chi}_i^- \tilde{\chi}_j^+, \\
 q \bar{q} &\rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0, \\
 \tilde{\chi}_i^0 q &\rightarrow \tilde{\chi}_i^0 q,
 \end{aligned} \tag{8.2}$$

com $a = 1, 2, 3$ e $\gamma = 2, 3$, os outros índices são o mesmos que os apresentados acima. Os quarks j_γ e J são os quarks exóticos do modelo 331 com cargas de $-4e/3$ e $5e/3$, respectivamente. Com isto, finalizaríamos o estudo fenomenológico dos colisores a respeito da produção tanto dos charginos como dos neutralinos.

Apêndice A

Amplitudes do Modelo Padrão Eletrofraco

Aqui neste apêndice escreveremos as amplitudes dentro do MPE para o processo $l^-l^- \rightarrow l^-l^-$.

Usando as Eqs (3.2),(3.3),(3.4) e (3.5) e considerando todas as polarizações possíveis os resultados que obtemos para cada bóson trocado são os seguintes

A.1 Amplitudes do Fóton para $l^-l^- \rightarrow l^-l^-$

Exceto pelo fator comum $ie^2N_0^4/t$ as amplitudes do canal t são

$$\begin{aligned}M_{RR,RR}^\gamma(t) &= \frac{4E_l^2 + [(1-2y) - 3]m_l^2}{2E_l^2}, \\M_{RR,LR}^\gamma(t) &= M_{RR,RL}^\gamma(t) = \frac{m_l}{2E_l} 2y^{1/2}(1-y)^{1/2}, \\M_{RR,LL}^\gamma(t) &= \frac{m_l^2}{E_l^2} y, \\M_{LR,LL}^\gamma(t) &= M_{LR,RR}^\gamma(t) = M_{RR,LR}^\gamma(t), \\M_{LR,LR}^\gamma(t) &= \frac{2E_l^2 - m_l^2}{E_l^2} (1-y), \\M_{RL,LR}^\gamma(t) &= M_{LR,RL}^\gamma(t) = M_{RR,LL}^\gamma(t), \\M_{RL,LL}^\gamma(t) &= -M_{RL,RR}^\gamma(t) = M_{RR,LR}^\gamma(t),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_{RL;RL}^\gamma(t) &= M_{LR;LR}^\gamma(t), \\
M_{LL;RR}^\gamma(t) &= M_{RR;LL}^\gamma(t), \\
-M_{LL;LR}^\gamma(t) &= M_{LL;RL}^\gamma(t) = M_{RR;LR}^\gamma(t), \\
M_{LL;LL}^\gamma(t) &= M_{RR;RR}^\gamma(t).
\end{aligned} \tag{A.1}$$

Fóton canal u , exceto pelo fator $ie^2 N_0^4/u$

$$\begin{aligned}
M_{RR;RR}^\gamma(u) &= \frac{4E_l^2 - [3 + (1 - 2y)]m_l^2}{2E_l^2}, \\
M_{RR;LR}^\gamma(u) &= -M_{RR;RL}^\gamma(u) = M_{RR;LR}^\gamma(t), \\
M_{RR;LL}^\gamma(u) &= \frac{m_l^2}{E_l^2}(1 - y), \\
-M_{LR;RR}^\gamma(u) &= M_{LR;LL}^\gamma(u) = M_{RR;LR}^\gamma(t), \\
M_{LR;LR}^\gamma(u) &= \frac{m_l^2}{E_l^2}y, \\
M_{LR;RL}^\gamma(u) &= \frac{2E_l^2 - m_l^2}{E_l^2}y, \\
-M_{RL;RR}^\gamma(u) &= -M_{RL;LL}^\gamma(u) = M_{RR;LR}^\gamma(t), \\
M_{RL;LR}^\gamma(u) &= M_{LR;RL}^\gamma(u), \\
M_{RL;RL}^\gamma(u) &= M_{RR;LL}^\gamma(u), \\
M_{LL;RR}^\gamma(u) &= M_{RR;LL}^\gamma(u), \\
M_{LL;LR}^\gamma(u) &= M_{LL;RL}^\gamma(u) = M_{RR;LR}^\gamma(t), \\
M_{LL;LL}^\gamma(u) &= M_{RR;RR}^\gamma(u).
\end{aligned} \tag{A.2}$$

A.2 Amplitudes do Z^0 para $l^-l^- \rightarrow l^-l^-$

Exceto pelo fator $ig^2 N_0^4/(t - M_Z^2)$, as amplitudes com a troca do Z no canal t são

$$M_{RR;RR}^Z(t) = \left[\frac{4E_l^2 + [-3 + (1 - 2y)]m_l^2}{2E_l^2} \right] (g_V^2 + g_A^2) - 4 \left(\frac{E_l^2 - m_l^2}{E_l^2} \right)^{\frac{1}{2}} g_V g_A,$$

$$\begin{aligned}
M_{RR;LR}^Z(t) &= \frac{m_l}{2E_l}(g_V^2 + g_A^2)2y^{1/2}(1-y)^{1/2}, \\
M_{RR;RL}^Z(t) &= \frac{m_l}{2E_l}(g_V^2 - g_A^2)2y^{1/2}(1-y)^{1/2}, \\
M_{RR;LL}^Z(t) &= \frac{m_l^2}{2E_l^2} [g_V^2 y + g_A^2 [3 + (1-2y)]] , \\
M_{LR;RR}^Z(t) &= M_{LR;LL}^Z(t) = M_{RR;RL}^Z(t), \\
M_{LR;LR}^Z(t) &= \left(\frac{2E_l^2 - m_l^2}{E^2} \right) (g_V^2 - g_A^2)(1-y), \\
M_{LR;RL}^Z(t) &= \frac{m_l^2}{E_l^2} (g_V^2 - g_A^2) y, \\
-M_{RL;RR}^Z(t) &= M_{RL;LL}^Z(t) = M_{RR;RL}^Z(t), \\
M_{RL;LR}^Z(t) &= M_{LR;RL}^Z(t), \\
M_{RL;RL}^Z(t) &= M_{LR;LR}^Z(t), \\
M_{LL;RR}^Z(t) &= M_{RR;LL}^Z(t), \\
M_{LL;LR}^Z(t) &= M_{RR;LR}^Z(t), \\
M_{LL;RL}^Z(t) &= M_{RR;LR}^Z(t), \\
M_{LL;LL}^Z(t) &= \left[\frac{4E_l^2 + [-3 + (1-2y)]m_l^2}{2E_l^2} \right] (g_V^2 + g_A^2) + 4 \left(\frac{E_l^2 - m_l^2}{E_l^2} \right)^{\frac{1}{2}} g_V g_A.
\end{aligned} \tag{A.3}$$

Exceto pelo fator comum $ig^2 N_0^4/(u - M_Z^2)$, as amplitudes do Z no canal u são

$$\begin{aligned}
M_{RR;RR}^Z(u) &= \left[\frac{4E_l^2 - [3 + (1-2y)]m_l^2}{E_l^2} \right] (g_V^2 + g_A^2) - 4 \left(\frac{E_l^2 - m_l^2}{E_l^2} \right)^{\frac{1}{2}} g_V g_A, \\
M_{RR;LR}^Z(u) &= M_{RR;LR}^Z(t), \\
M_{RR;RL}^Z(u) &= -M_{RR;RL}^Z(t), \\
M_{RR;LL}^Z(u) &= \frac{m_l^2}{2E_l^2} [g_V^2(1-y) + g_A^2[(1-2y) - 3]] , \\
M_{LR;RR}^Z(u) &= M_{LR;LL}^Z(u) = M_{RR;RL}^Z(t), \\
M_{LR;LR}^Z(u) &= \frac{m_l^2}{E_l^2} (g_V^2 - g_A^2)(1-y),
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_{LR;RL}^Z(u) &= \left(\frac{2E_l^2 - m_l^2}{E_l^2} \right) (g_V^2 - g_A^2) y, \\
M_{RL;RR}^Z(u) &= M_{RL;LL}^Z(u) = M_{RR;RL}^Z(t), \\
M_{RL;LR}^Z(u) &= M_{LR;RL}^Z(u), \\
M_{RL;RL}^Z(u) &= M_{LR;LR}^Z(u), \\
M_{LL;RR}^Z(u) &= M_{RR;LL}^Z(u), \\
M_{LL;LR}^Z(u) &= M_{RR;RL}^Z(t), \\
M_{LL;RL}^Z(u) &= M_{RR;LR}^Z(u), \\
M_{LL;LL}^Z(u) &= \left[\frac{4E_l^2 - [3 + (1 - 2y)]m_l^2}{E_l^2} \right] (g_V^2 + g_A^2) + 4 \left(\frac{E_l^2 - m_l^2}{E_l^2} \right)^{\frac{1}{2}} g_V g_A.
\end{aligned} \tag{A.4}$$

A.3 Amplitudes do H^0 para $l^-l^- \rightarrow l^-l^-$

Exceto pelo fator comum $im_l^2 N_0^4 / v^2 (t - M_H^2)$ as amplitudes da troca do H no canal t são

$$\begin{aligned}
M_{RR;RR}^H(t) &= -\frac{m_l^2}{E_l^2} (1 - y), \\
M_{RR;LR}^H(t) &= M_{RR;RL}^H(t) = -\frac{m_l}{2E_l} 2y^{1/2} (1 - y)^{1/2}, \\
M_{RR;LL}^H(t) &= y, \\
-M_{LR;RR}^H(t) &= M_{LR;LL}^H(t) = M_{RR;LR}^H(t), \\
M_{LR;LR}^H(t) &= M_{RR;RR}^H(t), \\
M_{LR;RL}^H(t) &= M_{RR;LL}^H(t), \\
-M_{RL;RR}^H(t) &= M_{RL;LL}^H(t) = M_{RR;LR}^H(t), \\
M_{RL;LR}^H(t) &= M_{RR;LL}^H(t), \\
M_{RL;RL}^H(t) &= M_{RR;RR}^H(t),
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
-M_{LL;RR}^H(t) &= M_{RR;LL}^H(t), \\
-M_{LL;LR}^H(t) &= -M_{LL;RL}^H(t) = M_{RR;LR}^H(t), \\
M_{LL;LL}^H(t) &= M_{RR;RR}^H(t), \\
M_{RR;RR}^H(u) &= -\frac{m_l^2}{E_l^2} y, \\
-M_{RR;LR}^H(u) &= M_{RR;RL}^H = M_{RR;LR}^H(t).
\end{aligned} \tag{A.5}$$

Exceto pelo fator comum $im_l^2 N_0^4 / v^2 (t - M_H^2)$ as amplitudes da troca do H no canal t são

$$\begin{aligned}
M_{RR;LL}^H(u) &= 1 - y, \\
M_{LR;RR}^H(u) &= M_{LR;LL}^H(u) = M_{RR;LR}^H(t), \\
M_{LR;LR}^H(u) &= M_{RR;LL}^H(u), \\
M_{LR;RL}^H(u) &= M_{RR;RR}^H(u), \\
M_{RL;RR}^H(u) &= -M_{RL;LL}^H(u) = M_{RR;LR}^H(t), \\
-M_{RL;LR}^H(u) &= M_{RR;RR}^H(u), \\
M_{RL;RL}^H(u) &= M_{RR;LL}^H(u), \\
M_{LL;RR}^H(u) &= M_{RR;LL}^H(u), \\
M_{LL;LR}^H(u) &= M_{LL;RL}^H(u) = M_{RR;LR}^H(t), \\
M_{LL;LL}^H(u) &= -M_{RR;RR}^H(u).
\end{aligned} \tag{A.6}$$

A.4 Amplitudes do Fóton para $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$

Considerando a lagrangiana Eqs. (1.4) e (1.11) e rodando todas as polarizações possíveis, exceto por um fator $-(e^2 N_0^2 N_\mu^2 / q^2)$, os resultados que obteremos são os seguintes

$$\begin{aligned}
M_{RR;RR}^\gamma(t) = M_{LL;LL}^\gamma(t) &= 4E \left[K(1-y) + (K - m_\mu) \left(\frac{K + m_\mu}{K - m_\mu} \right)^{1/2} ((1-y) + 2y) \right], \\
&\rightarrow 8EK \text{ quando } m_\mu \rightarrow 0, \\
M_{RR;RL}^\gamma(t) &= M_{LR;LL}(t) = M_{RL;RR}^\gamma(t) = M_{LL;LR}^\gamma(t).
\end{aligned} \tag{A.7}$$

A.5 Amplitudes do Z^0 para $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$

Exceto pelo fator $-g^2 N_0^2 N_\mu^2 / (q^2 - M_Z^2)$ as amplitudes do Z são

$$\begin{aligned}
M_{RR;RR}^Z(t) &= 2(g_V + g_A)E \{ (3g_A + g_V)K - (g_A - g_V)K(1-2y) \\
&\quad + \left(\frac{K + m_\mu}{K - m_\mu} \right)^{1/2} [g_A K - m_\mu g_A + 3g_V K - 3m_\mu g_V + g_A K(1-2y) \\
&\quad - m_\mu g_A(1-2y) - g_V K(1-2y) + m_\mu g_V(1-2y)] \}, \\
&\rightarrow 8KE(g_V + g_A)^2 \text{ quando } m_\mu \rightarrow 0, \\
M_{LL;LL}^Z(t) &= 2(g_V + g_A)E \{ (3g_A + g_V)K - (g_A - g_V)K(1-2y) \\
&\quad + \left(\frac{K + m_\mu}{K - m_\mu} \right)^{1/2} [g_A K - m_\mu g_A + 3g_V K - 3m_\mu g_V + g_A K(1-2y) \\
&\quad - m_\mu g_A(1-2y) - g_V K(1-2y) + m_\mu g_V(1-2y)] \}, \\
&\rightarrow 8KE(g_V - g_A)^2 \text{ quando } m_\mu \rightarrow 0, \\
M_{LR;LL}(t) &= M_{RL;RR}^Z(t) = M_{LL;LR}^Z(t) = M_{RR;RL}^Z(t) = 4m_\mu E(g_V^2 - g_A^2)y^{1/2}(1-y)^{1/2}, \\
&\rightarrow 0 \text{ quando } m_\mu \rightarrow 0, \\
M_{RL;RL}^Z(t) &= 4E(g_V^2 - g_A^2) \left[K + (K - m_\mu) \left(\frac{K + m_\mu}{K - m_\mu} \right)^{1/2} \right] (1-y), \\
&\rightarrow 8EK(g_V^2 - g_A^2)(1-y) \text{ quando } m_\mu \rightarrow 0.
\end{aligned} \tag{A.8}$$

Todas as outras amplitudes são zero.

Apêndice B

Amplitudes do U^{--}

B.1 Amplitudes do U^{--} para $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$

Usando a lagrangiana dada pela Eq.(1.7) e os espinores obtido nas Eqs. (3.3)–(3.5) os resultados obtidos para as amplitudes, a menos dos fatores comuns $-g^2 N_0^4 |\mathcal{K}_{ee}|^2 / (s^2 - M_U^2)$, foram

$$\begin{aligned}
 M_{RR;RR}^U(s) &= M_{RR;LR}^U(s) = M_{RR;RL}^U(s) = M_{RR;LL}^U(s) = 0, \\
 M_{LR;RR}^U(s) &= \frac{1}{2} \left(\frac{E_l - m_l}{E_l} \cdot \frac{E'_l - m'_l}{E'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \left(\frac{E_l + m_l}{E_l - m_l} \cdot \frac{E'_l + m'_l}{E'_l - m'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \right] 2y^{1/2}(1-y)^{1/2}, \\
 M_{LR;LR}^U(s) &= \left(\frac{E_l - m_l}{E_l} \cdot \frac{E'_l - m'_l}{E'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 + \left(\frac{E_l + m_l}{E_l - m_l} \cdot \frac{E'_l + m'_l}{E'_l - m'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \right] (1-y), \\
 M_{LR;RL}^U(s) &= - \left(\frac{E_l - m_l}{E_l} \cdot \frac{E'_l - m'_l}{E'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 + \left(\frac{E_l + m_l}{E_l - m_l} \cdot \frac{E'_l + m'_l}{E'_l - m'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \right] y, \\
 M_{LR;LL}^U(s) &= -\frac{1}{2} \left(\frac{E_l - m_l}{E_l} \cdot \frac{E'_l - m'_l}{E'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \left(\frac{E_l + m_l}{E_l - m_l} \cdot \frac{E'_l + m'_l}{E'_l - m'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \right] 2y^{1/2}(1-y)^{1/2}, \\
 M_{RL;RR}^U(s) &= -\frac{1}{2} \left(\frac{E_l - m_l}{E_l} \cdot \frac{E'_l - m'_l}{E'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \left(\frac{E_l + m_l}{E_l - m_l} \cdot \frac{E'_l + m'_l}{E'_l - m'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \right] 2y^{1/2}(1-y)^{1/2}, \\
 M_{RL;LR}^U(s) &= \left(\frac{E_l - m_l}{E_l} \cdot \frac{E'_l - m'_l}{E'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 + \left(\frac{E_l + m_l}{E_l - m_l} \cdot \frac{E'_l + m'_l}{E'_l - m'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \right] y,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_{RL;RL}^U(s) &= - \left(\frac{E_l - m_l}{E_l} \cdot \frac{E'_l - m'_l}{E'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 + \left(\frac{E_l + m_l}{E_l - m_l} \cdot \frac{E'_l + m'_l}{E'_l - m'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \right] (1 - y), \\
M_{RL;LL}^U(s) &= \frac{1}{2} \left(\frac{E_l - m_l}{E_l} \cdot \frac{E'_l - m'_l}{E'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \left(\frac{E_l + m_l}{E_l - m_l} \cdot \frac{E'_l + m'_l}{E'_l - m'_l} \right)^{\frac{1}{2}} \right] 2y^{1/2}(1 - y)^{1/2}, \\
M_{LL;RR}^U(s) &= M_{LL;LR}^U(s) = M_{LL;RL}^U(s) = M_{LL;LL}^U(s) = 0.
\end{aligned} \tag{B.1}$$

B.2 Amplitudes do U^{--} para $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$

As amplitudes do U , a menos dos fatores comuns $ig^2 |\mathcal{K}_{\mu e}|^2 N_0^2 N_\mu^2 / 2(s - M_U^2)$, no canal s são

$$\begin{aligned}
M_{RR;RR}^U(s) &= -M_{RR;LL}^U(s) = M_{LL;RR}^U(s) = M_{LL;LL}^U(s) \\
&= 2E(K - m_\mu) \left[\left(\frac{K + m_\mu}{K - m_\mu} \right) - 1 \right]^2 y, \\
&\rightarrow 0 \text{ quando } m_\mu \rightarrow 0, \\
M_{RR;RL}^U(s) &= M_{RR;LR}^U(s) = -M_{RL;RR}^U(s) = M_{RL;LL}^U(s) \\
&= -M_{LL;RL}^U(s) = M_{LL;LR}^U(s) = -M_{LR;RR}^U(s) = M_{LR;LL}^U(s) \\
&= 4Em_\mu y^{1/2}(1 - y)^{1/2}.
\end{aligned} \tag{B.2}$$

Todas estas amplitudes vão a zero quando $m_\mu \rightarrow 0$:

Apêndice C

Amplitudes do Z'^0 para $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$

Usando a lagrangiana dada pela Eq.(1.10) e os espinores obtido nas Eqs. (3.16), (3.17) os resultados obtidos para as amplitudes, a menos dos fatores comuns $-g^2 N_0^2 N_\mu^2 / (q^2 - M_{Z'}^2)$, foram

$$\begin{aligned}
 M_{RR;RR}^{Z'}(t) &= 2(g_V + g_A)E \{ (3g_A + g_V)K - (g_A - g_V)K(1 - 2y) \\
 &+ \left(\frac{K + m_\mu}{K - m_\mu} \right)^{1/2} [g_A K - m_\mu g_A + 3g_V K - 3m_\mu g_V + g_A K(1 - 2y) \\
 &- m_\mu g_A(1 - 2y) - g_V K(1 - 2y) + m_\mu g_V(1 - 2y)] \}, \\
 &\rightarrow 8KE(g_V + g_A)^2 \text{ quando } m_\mu \rightarrow 0, \\
 M_{LL;LL}^{Z'}(t) &= 2(g_V + g_A)E \{ (3g_A + g_V)K - (g_A - g_V)K(1 - 2y) \\
 &+ \left(\frac{K + m_\mu}{K - m_\mu} \right)^{1/2} [g_A K - m_\mu g_A + 3g_V K - 3m_\mu g_V + g_A K(1 - 2y) \\
 &- m_\mu g_A(1 - 2y) - g_V K(1 - 2y) + m_\mu g_V(1 - 2y)] \}, \\
 &\rightarrow 8KE(g_V - g_A)^2 \text{ quando } m_\mu \rightarrow 0, \\
 M_{LR;LL}(t) &= M_{RL;RR}^{Z'}(t) = M_{LL;LR}^{Z'}(t) = M_{RR;RL}^{Z'}(t) = 2m_\mu E(g_V^2 - g_A^2) \sin \theta, \\
 &\rightarrow 0 \text{ quando } m_\mu \rightarrow 0, \\
 M_{RL;RL}^{Z'}(t) &= 4E(g_V^2 - g_A^2) \left[K + (K - m_\mu) \left(\frac{K + m_\mu}{K - m_\mu} \right)^{1/2} \right] (1 - y), \\
 &\rightarrow 8EK(g_V^2 - g_A^2)(1 - y) \text{ quando } m_\mu \rightarrow 0.
 \end{aligned}
 \tag{C.1}$$

Todas as outras amplitudes são zero.

Apêndice D

Amplitudes do H^{--} para $l^-l^- \rightarrow l^-l^-$

Aqui estaremos mostrando as amplitudes, a menos dos fatores comuns que são $2m_l^2(m_l - E)^2 N_0^4 / v_S^2 (s - M_{H_i}^2)$, $i = 1, 2$, dos dois escalares duplamente carregado H_1^{++} and H_2^{++} que estão presente no modelo 331 são

$$M_{RR,RR}^{H_i}(s) = -M_{RR,LL}^{H_i}(s) = M_{LL,LL}^{H_i}(s) = -M_{LL,RR}^{H_i}(s) = \frac{(m_l - E)(E + m_l)}{E^2 + m_l^2}, \quad (\text{D.1})$$

as outras amplitudes são zero.

Bibliografia

- [1] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.***22**, 579, (1961).
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.***19**, 1264, (1967).
A. Salam em *Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity*, Nobel Symposium N8 (Alqvist and Wilksells, Stockolm, 1968).
S. L. Glashow, J. Iliopoulos e L. Maini, *Phys. Rev.D* **2**, 1285, (1970).
- [2] P. W. Higgs, *Phys. Lett.***12**, 132, (1964);
P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.***13**, 508, (1964).
P. W. Higgs, *Phys. Rev.***145**, 1156, (1966).
- [3] F. Englert e R. Brout, *Phys. Rev. Lett.***13**, 321, (1964).
- [4] Informações a respeito desta experiência pode ser achado em:
<http://www.slac.stanford.edu/mpeskin/nlc/physics.html>.
- [5] W. C. Barber, G. K. O'Neill, R. Gittelman e B. Richter, *Phys. Rev.D* **3**, 2796, (1971).
- [6] D. Adams *et al.* (SMC Collaboration), *Phys. Rev. D* **56**, 5330, (1997).
- [7] Uma lista atualizada das referências da física de e^-e^- pode ser encontrada na Internet no seguinte endereço:
<http://pss058.psi.ch/cuypers/e-e-.html>.
- [8] CLIC: <http://www.cern.ch/CERN/Divisions/PS/CLIC/Welcome.html>.

- [9] NLC: <http://nlc.physics.upenn.edu/nlc/nlc.html>.
- [10] TESLA: <http://www-tesla.desy.de:8080/>.
- [11] JLC: <http://jlucx1.kek.jp/index-e.html>.
- [12] J.F.Gunion, hep-ph/9707379. Veja também <http://www.cap.bnl.gov/mumu> e http://www.fnal.gov/projects/muon_collider.
- [13] V. Barger, S. Pakvasa e X. Tata, *Phys. Lett.B* **415**, 200, (1997).
- [14] S. Y. Choi, C. S. Kim, Y. J. Kwon e Sam-Hyeon Lee, *Phys. Rev.D* **57**, 7023, (1998).
- [15] American Linear Collider Working Group, hep-ex/0007022.
- [16] F. Pisano e V. Pleitez, *Phys. Rev.D* **46**, 410, (1992).
- [17] P.H. Frampton, *Phys. Rev. Lett.***69**, 2889, (1992).
- [18] R. Foot, O. F. Hernandez, F. Pisano e V. Pleitez, *Phys. Rev.D* **47**, 4158, (1993).
- [19] P. B. Pal, *Phys. Rev.D* **52**, 1659, (1995).
- [20] D. Ng, *Phys. Rev.D* **49**, 4805, (1994).
- [21] J. C. Montero, F. Pisano e V. Pleitez, *Phys. Rev.D* **47**, 2918, (1993).
- [22] R. Foot, H. N. Long e T. A. Tran, *Phys. Rev. D* **50**, R34, (1994).
- [23] R. D. Peccei e H. R. Quinn, *Phys. Rev.D* **16**, 1791, (1977).
- [24] V. Pleitez e M. D. Tonasse, *Phys. Rev.D* **48**, 5274, (1993).
- [25] L. Epele, H. Fanchiotti, C. García Canal e D. Gómez Dumm, *Phys. Lett.B* **343**, 291, (1995).

- [26] D. G. Dumm, *Int. J. Mod. Phys.A* **11**, 887, (1996).
- [27] J. T. Liu e D. Ng, *Phys. Rev.D* **50**, 548, (1994).
- [28] J. C. Montero, V. Pleitez e O. Ravinez, *Phys. Rev.D* **60**, 076003, (1999).
- [29] T. D. Lee, *Phys. Rev.D* **8**, 1226, (1973); *Phys. Rep.* **9**, 143, (1974).
- [30] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 675, (1976).
- [31] C. A. de S. Pires e O. P. Ravinez, *Phys. Rev. D* **58**, 35008, (1998).
- [32] K. S. Babu e R. N. Mohapatra, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 938, (1989).
- [33] R. Foot, G. C. Joshi, H. Lee e R. R. Volkas, *Mod. Phys. Lett.A* **5**, 2721, (1990); R. Foot, *ibid* **6**, 527, (1991); R. Foot, H. Lee e R. R. Volkas, *J. Phys.G* **19**, 269, (1993).
- [34] J. Sladkowski e M. Zralek, *Phys. Rev.D* **45**, 1701, (1992).
- [35] M. Mowakowski e A. Pilaftsis, *Phys. Rev.D* **45**, 1701, (1992).
- [36] C. A. de S. Pires, *Phys. Rev.D* **60**, 075013, (1999).
- [37] K. S. Babu e R. N. Mohapatra, *Phys. Rev.D* **41**, 271, (1990).
- [38] J. C. Montero, C. A. de S. Pires e V. Pleitez, *Phys. Rev.D* **60**, 075013, (1999).
- [39] Y. Chikashige, R. N. Mohapatra e R. D. Peccei, *Phys. Lett.B* **98**, 265, (1981).
- [40] G. B. Gelmini e M. Roncadelli, *Phys. Lett.B* **99**, 411, (1981).
- [41] D. A. Bryman e E. T. H. Clifford, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2787, (1986).
- [42] H. Georgi, S. L. Glashow e S. Nussinov, *Nucl. Phys.B* **193**, 297, (1981).
- [43] D. E. Groom, *et al.* (Particle Data Group), *Eur. Phys. J.C* **15**, 1, (2000).

- [44] M. C. Gonzales-Garcia e Y. Nir, *Phys. Lett.***232**, 383, (1989).
- [45] M. A. Diaz, M. A. Garcia-Jareno, D. A. Restrepo e J. F. W. Valle, *Nucl. Phys.***B 527**, 44, (1998).
- [46] D. G. Dumm, *Phys. Lett.***B 411**, 313, (1997).
- [47] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane e S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, Addison-Wesley (1989) e referências contidas.
- [48] A. Zee, *Phys. Lett.***B 93**, 389, (1980).
- [49] J. W. Valle e M. Singer, *Phys. Rev.***D 28**, 540, (1983).
- [50] V. Pleitez e M. D. Tonasse, *Phys. Rev.***D 48**, 2353, (1993).
- [51] F. Pisano e V. Pleitez, *Phys. Rev.***D 51**, 3855, (1995).
- [52] V. Pleitez, *Phys. Rev.***D 53**, 514, (1996).
- [53] F. Pisano, Tese de Doutorado, IFT-T-003/95.
- [54] V. Pleitez, *Phys. Rev.***D 53**, 514, (1996).
- [55] O. P. Ravinez, Tese de Doutorado, IFT-T-002/98.
- [56] C. Pires, Tese de Doutorado, IFT-T-006/99.
- [57] J. T. Liu e D. Ng, *Phys. Rev.***D 50**, 548, (1994).
- [58] G. Dumm, *Phys. Lett.***B 411**, 313, (1997).
- [59] J. Pati e A. Salam, *Phys. Rev.***D 10**, 275, (1974); R. Mohapatra e J. Pati, *Phys. Rev.***D 11**, 2558, (1975); G. Senjanović e R. Mohapatra, *Phys. Rev.***D 12**, 1502, (1975); G. Senjanović, *Nucl Phys.***B 153**, 334, (1979).

- [60] H. E. Haber e G. L. Kane, *Phys. Rep.***117**, 75, (1985).
- [61] B. McWilliams e L.F. Li, *Nucl. Phys.***B 179**, 62, (1981).
- [62] J. C. Montero, V. Pleitez e M. C. Rodriguez, *Phys.Rev.***D 58**, 094026, (1998).
- [63] J. C. Montero, V. Pleitez e M. C. Rodriguez, *Phys.Rev.***D 58**, 097505, (1998).
- [64] J. Erler e P. Langacker, *Phys. Rev. Lett.***84**, 212, (2000).
- [65] J. C. Montero, V. Pleitez e M. C. Rodriguez, hep-ph/0003085.
- [66] E. Derman e W. Marciano, *Ann. Phys. (N.Y.)***121**, 147, (1979).
- [67] M. C. Rodriguez, *Estudo de processos polarizados*, monografia de Física Teórica (não publicada).
- [68] M. C. Rodriguez, Tese de Mestrado, IFT-D-001/97.
- [69] E. Byckling e K. Kajantie, *Particle Kinematics*, John Wiley & Sons (1973).
- [70] C. Quigg, *Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions*, Benjamin/Cummings (1983).
- [71] A. Czarnecki e W. Marciano, *Phys. Rev.***D 53**, 1066, (1996).
- [72] A. M. Bincer, *Phys. Rev.***107**, 1434, (1957).
- [73] P. S. Cooper *et al.*, *Phys. Rev. Lett.***34**, 1589, (1975).
- [74] N. M. Sumeiko e J. G. Suarez, *J. Phys.***G 26**, 113, (2000).
- [75] D. Bardin e L. Kalinovskaya, hep-ph/9712310.

- [76] M. Cvetič e P. Langacker, *Phys. Rev.D* **54**, 3570, (1996); *Int. J. Mod. Phys.A* **11**, 1246 (1996); Univ. of Pennsylvania preprint UPR-0761-T, vai aparecer em G.L. Kane (ed.), "Perspectives in Supersymmetry", World Scientific;
J.D. Lykken, hep-ph/9610218.
- [77] M. Cvetič e P. Langacker, *Phys. Rev.D* **54**, 3570, (1996);
M. Cvetič e P. Langacker, *Mod. Phys. Lett.A* **11**, 1247, (1996);
J. R. Espinosa, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.***62**, 187, (1998).
- [78] A. Leike, *Phys. Rept.***317**, 143, (1999).
- [79] P. D. Acton *et al.*, (OPAL Collaboration), *Phys. Lett.B* **295**, 347, (1992).
- [80] M. Swartz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.***64**, 2877, (1995).
- [81] J. F. Gunion, C. Loomis e K. T. Pitts, hep-ph/9610237.
- [82] V. I. Ogievetskii e L. Mezincescu, *Sov. Phys. Usp***18**, 960, (1976).
- [83] J. Wess e J. Bagger, *Supersymmetry and Supergravity* 2nd edition, Princeton University Press, Princeton NJ, (1992).
- [84] H. N. Long e P. B. Pal, *Mod. Phys. Lett.A* **13**, 2355, (1998).
- [85] T. V. Duong e E. Ma, *Phys. Lett.B* **316**, 307, (1993).
- [86] H. E. Haber, *Eur. Phys. J.C* **15**, 817, (2000).
- [87] J. C. Montero, V. Pleitez e M. C. Rodriguez, hep-ph/0012178.
- [88] A. Salam e J. Strathdee, *Nucl. Phys.***83**, 85, (1975); P. Fayet, *Nucl. Phys.***90**, 104, (1975);
G. R. Farrar e S. Weinberg, *Phys. Rev.D* **27**, 2732, (1983).
- [89] M. Capdequi-Peyranère e M. C. Rodriguez, fase final de preparação.

- [90] J. L. Feng, K. T. Matchev e F. Wilczek, astro-ph/0008115.
- [91] S. Colafrancesco e B. Mele, astro-ph/0008127.
- [92] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, experimentos L3 e OPAL, Note LEPSUSYWG/99-03.1.

