

Efeitos de biléptons virtuais  
nos espalhamentos Møller  
e Bhabha polarizados no NLC

Bernhard Meirose S. Costa  
*Orientador:* Anibal José Ramalho

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.



EFEITOS DE BILEPTONS VIRTUAIS  
NOS ESPALHAMENTOS MOLLER  
E BHABHA POLARIZADOS NO NLC

Bernhard Meirose S. Costa

Tese de doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Ciências (Física).

Orientador: Anibal José Ramalho

Rio de Janeiro

Julho de 2006

MEIROSE, Bernhard

MEI499 Efeitos de biléptons virtuais nos espalhamentos Møller e Bhabha polarizados no NLC Bernhard Meirose S. Costa.-Rio de Janeiro: UFRJ/IF, 2006.

xiii, 78f.: il. ; 29,7cm.

Orientador: Anibal José Ramalho

Tese (doutorado) - UFRJ/ Instituto de Física/ Programa de pós-graduação em Física , 2006.

Referências Bibliográficas: f. 74-78.

1. Modelo Padrão. 2. Biléptons. 3. Polarização.  
4. Modelo 331. I. Ramalho, Anibal. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, Instituto de Física, Programa de pós-graduação em Física. III. Título.

# Resumo

## Efeitos de biléptons virtuais nos espalhamentos Møller e Bhabha polarizados no NLC

Bernhard Meirose S. Costa

Orientador: Anibal José Ramalho

Resumo da Tese de doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Ciências (Física).

Nesta tese nós investigamos os efeitos indiretos de biléptons vetoriais pesados, trocados em reações Møller e Bhabha polarizadas nas energias da próxima geração de colisores lineares. Considerando ambas polarizações longitudinal e transversal, e levando em conta a radiação de estado inicial, o "beamstrahlung" e a incerteza na energia do feixe, nós discutimos como distribuições angulares e assimetrias podem ser usadas para detectar sinais claros de biléptons virtuais, e a possibilidade de distinguir modelos teóricos que prevêem este tipo de partícula exótica. Nós então estimamos limites com grau de confiança de 95% para as massas destes biléptons vetoriais e seus acoplamentos com elétrons e pósitrons. Nossos resultados sugerem que observáveis dependentes de polarização são mais sensíveis que seus equivalentes não-polarizados. Embora a maioria dos cálculos tenha sido feita no contexto dos modelos  $331$  e  $SU(15)$ , nós acreditamos que nossas con-

clusões gerais podem ser estendidas para outros modelos que contenham biléptons.

Rio de Janeiro

Junho de 2006

# *Abstract*

## Virtual bilepton effects in polarized Møller and Bhabha scattering at NLC

Bernhard Meirose S. Costa

Advisor: Anibal José Ramalho

Abstract of the Thesis presented to Programa de Pós-graduação em Física do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro, as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science – D.Sc. – (Physics).

In this thesis we investigate the indirect effects of heavy vector bileptons being exchanged in polarized Møller and Bhabha scattering, at the next generation of linear colliders. Considering both longitudinal and transverse beam polarization, and accounting for initial state radiation, beamstrahlung and beam energy spread, we discuss how angular distributions and asymmetries can be used to detect clear signals of virtual bileptons, and the possibility of distinguishing theoretical models that incorporate these exotic particles. We then estimate 95% C. L. bounds on the mass of these vector bileptons and on their couplings to electrons. Our results demonstrate that polarization-dependent observables are more sensitive to vector bileptons than their unpolarized counterparts. Although most of our calculations were carried out in the context of the minimal 331 model and an  $SU(15)$  GUT model, we believe that our overall conclusions could be extended to other models with bileptons.

Rio de Janeiro, July 2006

*Para meus pais, Renata e Lincol,  
por todo o amor e dedicação,  
sem os quais eu ninguém seria.*

## Agradecimentos

Agradeço ao professor e amigo Anibal pela excelente orientação. A coisa mais importante de terminar um trabalho desta natureza é o sentimento de independência, o qual adquiri graças à liberdade que me foi dada pelo professor Anibal, sempre associada à paciência e incrível clareza nas explicações.

A meus amigos, desde a época do Colégio Cruzeiro até os que fiz no Instituto de Física, além dos que conheci pela vida. Em especial agradeço a: Ádnei Marinho, Alexandre Castelo Branco, Alice Hansemann, Anderson Dias Alves, André Duarte de Souza, André D. Mesquita, Ângela Volpini, Anja Grundmann, Christoph Chester Cury, Bernardo M. Tavares, Bernhard Dähne, Diney S. Ether Junior, Fábio França Brito, Fábio Pascoal dos Reis, Felipe Miranda Martins, Felipe Siqueira da Rosa, Franciole da Cunha Marinho, Geraldo Cunha Conceição, Guilherme Zuzart Braga, Guilherme Guedes de Almeida, Gustavo Nóbrega, Heitor de Paula Lima, Helena Malbouisson, Helena Senna, Joana Freire, Jose Carlos Badini Ferrero, Julia Bopp, João Paulo P. Nunes, Licínio Portugal, Luiz Fernando Oliveira, Luiz Juracy, Marcelo P. de Almeida, Pablo U. Schmidt Barros, Philip Mühlenbeck, Régis Coli Silva, Sven Gönster, Thiago Britto.

A Werner Heisenberg, pela criação da Mecânica Quântica.

Ao professor Ricardo Vieira Martins que ainda no secundário, graças a paixão e entusiasmo pela ciência, ajudou a despertar meu interesse pela física.

Aos professores Eduardo Fraga, Eduardo Cantera Marino e Luca Moriconi pelas críticas construtivas a meu projeto de tese.

Ao professor e amigo Mário Basílio de Matos, que foi meu orientador científico e acadêmico durante toda a graduação.

A Kaarina Dubee, minha companheira e amiga em meus dois últimos anos de tese.

A meu amigo Alex Sierra Oluchi pelas boas conversas regadas a cerveja durante estes anos, as quais tanto clarearam minha mente.

Ao companheiro de sala durante todo doutorado, Carlos Magno Conceição, pelas infindáveis discussões sobre física ou qualquer outro assunto.

A meu amigo, o biólogo Marco Aurélio Ribeiro de Mello, um grande homem e ótimo cientista, pelo companheirismo e boa conversa, sobre ciência, filosofia ou política.

A meu amigo e grande físico, Leonardo Mondaini.

Aos professores que ajudaram na minha formação tanto na graduação quanto na pós, em especial: Carlos A. Aragão de Carvalho, Cláudio Lenz, Henrique Boschi Filho, Herch Moysés Nussenzsveig, Luiz Galissa, Marcus Vinícius Cougo Pinto, Yara A. Coutinho.

Aos membros da banca de defesa, os professores Fernando Marroquim de Almeida Jr., José Simões, Maria Aline Barros do Vale, Márcia Begalli, Yara A. Coutinho e Rúdnei Oliveira Ramos pela leitura cuidadosa de minha tese. Suas sugestões e críticas em muito contribuíram para a qualidade do texto final.

Aos funcionários da secretaria, Carlos José Borges Delgado, Rosângela Leonardo, Cristina Coelho, Felipe Pareira, da biblioteca, Cícero Moreira da Costa e Josué Bonfim Alves e ao Dênis Oliveira da gráfica.

Agradeço ao CNPq pelo apoio financeiro.

A meus irmãos Klaus e Ingo, pela ótima vida que juntos tivemos. A imaginação fértil, que tanto considero importante em qualquer físico verdadeiro, adquiri em boa parte com meus queridos e inteligentes irmãos.

Gostaria de agradecer especialmente aos meus pais, Renata e Lincol, por todo apoio, carinho, amor e dedicação. Esta tese é dedicada a eles não por acaso.

Proposing the existence of something that has not yet been observed is a risky business, but it sometimes works.

*Steven Weinberg*



# Índice

<b>Introdução</b>	<b>1</b>
0.1 Descrição da Tese . . . . .	2
<b>1 Modelo Padrão e Além</b>	<b>3</b>
1.1 Modelo Padrão . . . . .	3
1.2 Além do Modelo Padrão . . . . .	4
<b>2 Biléptons</b>	<b>6</b>
2.1 Introdução . . . . .	6
2.2 Lagrangianas . . . . .	7
2.3 Interação com léptons . . . . .	8
2.4 Largura . . . . .	10
<b>3 Os modelos 331 mínimo e SU(15)</b>	<b>12</b>
3.1 Introdução . . . . .	12
3.2 Motivação para a escolha de modelos 331 . . . . .	12
3.3 Descrição do modelo 331 mínimo . . . . .	13
3.4 O Modelo SU(15) . . . . .	16
<b>4 Os Futuros Aceleradores Lineares</b>	<b>21</b>
4.1 Introdução . . . . .	21

4.2	Modos dos futuros aceleradores lineares . . . . .	22
4.2.1	O Modo $e^+e^-$ . . . . .	22
4.2.2	O Modo $e^-e^-$ . . . . .	23
4.3	ILC . . . . .	24
<b>5</b>	<b>Polarização</b>	<b>25</b>
5.1	O conceito de feixes de elétrons polarizados . . . . .	25
5.2	A importância de feixes polarizados . . . . .	26
5.3	Grau de polarização de um feixe de elétrons em estados puros e misturas .	27
<b>6</b>	<b>Efeitos de Feixe</b>	<b>30</b>
6.1	Introdução . . . . .	30
6.2	Radiação de Estado Inicial . . . . .	30
6.3	Beamstrahlung . . . . .	31
6.3.1	Luminosidade . . . . .	31
6.3.2	Beamstrahlung . . . . .	32
6.4	Implementação matemática de ISR e beamstrahlung . . . . .	33
6.5	Smearing . . . . .	35
6.6	Incerteza na Energia Inicial do Feixe (Beam Energy Spread) . . . . .	35
6.7	Incerteza Relativa no Grau de Polarização (Polarization Spread) . . . . .	36
<b>7</b>	<b>Espalhamento Møller Polarizado</b>	<b>37</b>
7.1	Simulação de Monte Carlo . . . . .	37
7.2	Análise de Dados: Observáveis . . . . .	40
7.3	Testes de $\chi^2$ e Limites . . . . .	49
<b>8</b>	<b>Espalhamento Bhabha Polarizado</b>	<b>53</b>
8.1	Simulação de Monte Carlo . . . . .	53
8.2	Análise de Dados: Observáveis . . . . .	54

8.3	Testes de $\chi^2$ e Limites . . . . .	62
<b>9</b>	<b>Conclusão</b>	<b>67</b>
	<b>Apêndice A</b>	<b>70</b>
A.1	Monte Carlo . . . . .	70
A.2	Cinemática . . . . .	71
A.3	Importance Sampling . . . . .	72
	<b>Referências</b>	<b>74</b>

# Lista de Figuras

2.1	Conversão muonium-antimuonium mediada por bilépton duplamente carregado. . . . .	7
5.1	Possíveis configurações de spin numa aniquilação $e^+e^-$ . . . . .	28
7.1	Diagramas de Feynman para o espalhamento Møller no modelo 331 . . .	38
7.2	Seção de choque total como função da energia de centro de massa $\sqrt{s}$ , para $M_Y = 1.2 TeV$ para o modelo 331 mínimo (331); A linha sólida (SM) representa a seção de choque para o modelo padrão. . . . .	41
7.3	Distribuição angular dos elétrons do estado final; Curvas (SM-5) e (SM-10) mostram o espectro angular previsto pelo modelo padrão a $\sqrt{s} = 500 GeV$ e $\sqrt{s} = 1 TeV$ respectivamente, enquanto (331-5) e (331-10) mostram a correspondente distribuição angular para o modelo 331 mínimo. A curva (SU15-10) mostra a previsão para o modelo SU(15) a $\sqrt{s} = 1 TeV$ . . . . .	42
7.4	Assimetria "Forward-backward"(frente-trás) $A_{FB}$ para diversos valores de massa $M_Y$ , a $\sqrt{s} = 1 TeV$ , de acordo com o modelo 331 mínimo (331). A curva superior (SM) mostra o valor esperado para o modelo padrão . . . . .	43

- 7.5 Dependência angular da assimetria de spin  $A_1(\cos\theta)$ ; Curva (SU15-10) mostra a previsão para o modelo SU(15) a  $\sqrt{s} = 1 TeV$ . Curvas (SM-5) e (SM-10) mostram a previsão do modelo padrão para  $A_1(\cos\theta)$  a  $\sqrt{s} = 500 GeV$  e  $\sqrt{s} = 1 TeV$  respectivamente, enquanto (331-5) e (331-10) representam a correspondente expectativa para o modelo 331 mínimo, para a massa  $M_Y = 1.2 TeV$ . . . . . 45
- 7.6 Dependência angular da assimetria de spin  $A_2(\cos\theta)$ ; Curva (SU15-10) mostra a previsão para o modelo SU(15) a  $\sqrt{s} = 1 TeV$ . Curvas (SM-10) e (SM-5) mostram as previsões do modelo padrão para  $A_2(\cos\theta)$  a  $\sqrt{s} = 500 GeV$  e  $\sqrt{s} = 1 TeV$  respectivamente, enquanto (331-10) e (331-5) representam as correspondentes expectativas para o modelo 331 mínimo, para a massa  $M_Y = 1.2 TeV$ . . . . . 46
- 7.7 Dependência angular da assimetria de spin  $A_3(\cos\theta)$ ; Curvas (SM-5) e (SM-10) mostram as previsões do modelo padrão para  $A_3(\cos\theta)$  a  $\sqrt{s} = 500 GeV$  e  $\sqrt{s} = 1 TeV$  respectivamente, enquanto (331-5) e (331-10) representam a correspondente expectativa para o modelo 331 mínimo, para a massa  $M_Y = 1.2 TeV$ . Curva (SU15-10) mostra a previsão para o modelo SU(15) a  $\sqrt{s} = 1 TeV$ . . . . . 47
- 7.8 Assimetria de polarização transversa  $A_{1T}(\cos\theta)$  como função de  $\cos\theta$ , a  $\sqrt{s} = 1 TeV$ . A curva com barras de erro (331,  $M_Y = 0.8 TeV$ ) corresponde ao modelo 331 mínimo com  $M_Y = 800 GeV$ , enquanto a curva (SU15) corresponde ao modelo SU(15) previsto para a mesma massa. Curva (331,  $M_Y = 1.2 TeV$ ) representa o comportamento da assimetria para um bilépton de massa  $1.2 TeV$  no modelo 331 mínimo, e o histograma (SM) corresponde a expectativa do modelo padrão. As barras de erro para as curvas superiores são similares às da curva inferior bin a bin. 48

7.9	Assimetria de polarização transversa $A_{2T}$ como função de $M_Y$ . O histograma sólido (331-5) refere-se ao modelo 331 mínimo previsto para a energia de $\sqrt{s} = 500 GeV$ e o histograma (SU15-10) para o modelo $SU(15)$ a $1 TeV$ . A previsão de $A_{2T}$ para o modelo 331 mínimo a $\sqrt{s} = 1 TeV$ é mostrada no histograma (331-10). . . . .	49
7.10	Curvas de nível com grau de confiança de 95% no plano $(g_{3l}, M_Y)$ para o espalhamento Møller longitudinalmente polarizado, nas energias de centro de massa do NLC de $\sqrt{s} = 500 GeV$ (curva inferior) e $\sqrt{s} = 1 TeV$ (curva superior). . . . .	51
7.11	Curvas de nível com grau de confiança de 95% no plano $(g_{3l}, M_Y)$ para o espalhamento Møller não-polarizado, nas energias de centro de massa do NLC de $\sqrt{s} = 500 GeV$ (curva inferior) e $\sqrt{s} = 1 TeV$ (curva superior). . . . .	52
8.1	Diagramas de Feynman para o espalhamento Bhabha no modelo 331 . . .	53
8.2	Seção de choque total como função da energia de centro de massa $\sqrt{s}$ , para $M_Y = 1.2 TeV$ (331) para o modelo 331 mínimo; linha sólida (SM) representa a seção de choque para o modelo padrão. . . . .	55
8.3	Distribuição angular dos elétrons do estado final; Curvas (SM-5) e (SM-10) mostram o espectro angular previsto pelo modelo padrão a $\sqrt{s} = 500 GeV$ e $\sqrt{s} = 1 TeV$ respectivamente, enquanto (331-5) e (331-10) mostram as correspondentes distribuições para o modelo 331 mínimo. A previsão correspondente para o modelo $SU(15)$ é mostrada nas curvas (SU15-5) e (SU15-10). . . . .	56
8.4	Assimetria "forward-backward" $A_{FB}$ para diversos valores de massa $M_Y$ , a $\sqrt{s} = 1 TeV$ , de acordo com o modelo 331 mínimo (331). Curva (SM) mostra a previsão para o modelo padrão. . . . .	57

8.5	Dependência angular da assimetria de spin $A_1(\cos\theta)$ a $\sqrt{s} = 1TeV$ ; Curva (SM-10) mostra a previsão do Modelo Padrão para $A_1(\cos\theta)$ , enquanto (331-10) a correspondente expectativa para o modelo 331 mínimo, para uma massa de $M_Y = 1.2TeV$ . A curva (SU15-10) mostra a previsão para o modelo SU(15). . . . .	58
8.6	Dependência angular da assimetria de spin $A_2(\cos\theta)$ a $\sqrt{s} = 500GeV$ ; Curva (SM-5) mostra a previsão do Modelo Padrão para $A_2(\cos\theta)$ , enquanto (SU15-5) representa a correspondente expectativa para o modelo SU(15), para a massa $M_Y = 1.2TeV$ . Curva (331-5) mostra a previsão para o 331 mínimo. . . . .	59
8.7	Dependência angular da assimetria de spin $A_2(\cos\theta)$ a $\sqrt{s} = 1TeV$ ; Curva (C) mostra a previsão do Modelo Padrão para $A_2(\cos\theta)$ , enquanto (A) representa a correspondente expectativa para o modelo 331, para a massa $M_Y = 1.2TeV$ . A curva (B) mostra a previsão para o modelo SU(15). . . . .	60
8.8	Curva (SM-5) mostra a previsão do modelo padrão para $A_3(\cos\theta)$ a $\sqrt{s} = 500GeV$ , enquanto (331-5) representa a correspondente expectativa para o modelo 331 mínimo, para a massa $M_Y = 1.2TeV$ . Curva (SU15-5) mostra a previsão para o modelo SU(15). . . . .	61
8.9	Dependência angular da assimetria de spin $A_3(\cos\theta)$ ; Curva (SM-10) mostra a previsão do modelo padrão para $A_3(\cos\theta)$ a $\sqrt{s} = 1TeV$ , enquanto (331-10) representa a correspondente expectativa para o modelo 331 mínimo, para a massa $M_Y = 1.2TeV$ . Curva (SU15-10) mostra a previsão para o modelo SU(15). . . . .	62

- 
- 8.10 Assimetria de polarização transversal  $A_{1T}(\cos\theta)$  como função de  $\cos\theta$ , a  $\sqrt{s} = 1TeV$ . A curva com barras de erro (SM) corresponde a previsão do padrão, enquanto os pontos (B) correspondem ao modelo  $SU(15)$  com  $M_Y = 800GeV$ . A curva (C) refere-se ao modelo 331 mínimo com  $M_Y = 800GeV$ . As barras de erro (SU15) e (331) são similares a estas de (A) numa base bin a bin. . . . . 63
- 8.11 Assimetria de polarização transversal  $A_{2T}$  como função de  $M_Y$  a  $1TeV$ . O histograma sólido (331) refere-se ao modelo 331 mínimo. A curva resultante para o modelo  $SU(15)$  (SU15) também é mostrada para comparação. 64
- 8.12 Curvas de nível com grau de confiança de 95% no plano  $(g_{3l}, M_Y)$  para o espalhamento Bhabha polarizado, nas energias de centro de massa do NLC de  $\sqrt{s} = 500GeV$  (curva inferior) e  $\sqrt{s} = 1TeV$  (curva superior). . 65
- 8.13 Curvas de nível com grau de confiança de 95% no plano  $(g_{3l}, M_Y)$  para o espalhamento Bhabha não-polarizado, nas energias de centro de massa do NLC de  $\sqrt{s} = 500GeV$  (curva inferior) e  $\sqrt{s} = 1TeV$  (curva superior). 66

# Lista de Tabelas

6.1	Parâmetros do colisionador NLC utilizados no cálculo de beamstrahlung.	34
7.1	Limites inferiores para o espalhamento Møller, com grau de confiança de 95%, para a massa do bilépton no modelo 331 mínimo, nas energias do NLC. . . . .	50
8.1	Limites inferiores para o espalhamento Bhabha, com grau de confiança de 95%, para a massa do bilépton no modelo 331 mínimo, nas energias do NLC. . . . .	64

# Introdução

O Modelo Padrão (MP) das interações fortes e eletrofracas descreve os atuais dados experimentais com grande sucesso. Entretanto, é comum na comunidade científica a crença de que o mesmo não representa a resposta final. Teorias de Grande Unificação atendem à nossa demanda por elegância, e argumentos de naturalidade [1] levam muitos teóricos a acreditar que deve haver física nova na escala de  $1\text{ TeV}$ . As opiniões diferem todavia em como estender o Modelo Padrão. Existem diversos modelos que surgem como alternativa ao MP e todos apresentam a característica comum da previsão de novas partículas. Como os novos modelos devem ser capazes de reproduzir toda a fenomenologia das energias atuais, que é descrita com grande sucesso pelo MP, e serem ainda capazes de fazer novas previsões, a existência de novas partículas está sujeita a vínculos restritivos. Neste contexto, estudos detalhados das conseqüências fenomenológicas da existência das mesmas tornam-se necessários, a fim de que tais modelos possam vir a ser confirmados ou descartados pelos futuros experimentos de altas energias. Em nosso trabalho estudamos as conseqüências fenomenológicas da existência dos chamados biléptons, os quais são previstos por diversas extensões do Modelo Padrão. Os biléptons de interesse nesta tese são aqueles de natureza vetorial, que se acoplam aos léptons ordinários e que carregam duas unidades de número leptônico, especialmente os biléptons vetoriais duplamente carregados contidos nos modelos de calibre 331. Procuramos enfatizar a relevância de nosso estudo, inserido no contexto dos experimentos que acontecerão na próxima geração de colisionadores lineares de altas energias.

## 0.1 Descrição da Tese

Uma breve descrição do Modelo Padrão é apresentada no capítulo 1. A necessidade da existência de teorias estendidas além do mesmo é também discutida de maneira sucinta.

No capítulo 2, apresentamos o conceito de biléptons, discutindo lagrangianas de interesse associadas aos mesmos.

No capítulo 3 fazemos um resumo do chamado modelo 331 mínimo salientando apenas os aspectos relevantes para nossa análise.

Alguns dos aspectos mais importantes de futuros colisionadores lineares são apresentados no capítulo 4.

A importância da noção de feixes polarizados, bem como alguns aspectos matemáticos associados são discutidas do capítulo 5.

No capítulo 6 discutimos ítems importantes levados em conta em nossas simulações, para comparação realista com os dados experimentais, como a radiação de estado inicial, o "beamstrahlung", "smearing" dos quadrimomentos finais das partículas e a incerteza na energia do feixe.

Nos capítulos 7 e 8 discutimos as simulações Monte Carlo para os espalhamentos Møller e Bhabha polarizados, respectivamente. Distribuições angulares e assimetrias são calculadas como forma de distinguir sinais claros da existência de biléptons em tais processos. Limites inferiores nas massas dos biléptons, bem como de seus acoplamentos com léptons, com grau de confiança de 95%, baseados em testes de  $\chi^2$ , são apresentados.

No último capítulo apresentamos nossas conclusões.

# Capítulo 1

## Modelo Padrão e Além

### 1.1 Modelo Padrão

Até o presente, o chamado Modelo Padrão (MP) [2] concorda com todos os dados experimentais [3]. O modelo possui duas partes diferentes. Uma descreve as interações eletrofracas (o chamado modelo eletrofraco padrão), sendo baseada na simetria local  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , a qual é quebrada espontaneamente em  $U(1)_Q$ . A outra parte trata das interações fortes, na chamada cromodinâmica quântica, ou QCD (Quantum Chromodynamics), e é baseada na simetria local  $SU(3)_C$ . O modelo eletrofraco é quiral, pois sob  $SU(2)_L$ , férmions transformam-se como dubletos se são esquerdos e como singletos se são direitos. Este é o motivo pelo qual utilizamos o índice inferior "L" em  $SU(2)_L$ .

Em resumo, o MP (ou o modelo 321), descreve todas as interações conhecidas, incorporando com sucesso o modelo de quarks, a Eletrodinâmica Quântica (QED) e a teoria V-A. É baseado na quebra espontânea de simetria de calibre

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_Q,$$

através da introdução de um multiplete escalar (Higgs) transformando-se como dubleto sob  $SU(2)_L$ , com seus componentes neutros tendo valor esperado do vácuo (VEV) não-

nulo. Todos os férmions conhecidos aparecem em três famílias ou gerações de quarks e léptons com uma ampla gama de massas e ângulos de mistura. O número destas gerações é arbitrário, com nenhuma relação entre as partes eletrofraca e a QCD. Neste contexto não há resposta do porquê a natureza escolheu repetir este padrão. Este é o chamado "problema da replicação de gerações". É interessante mencionar, que mesmo no contexto das Teorias de Grande Unificação, nenhuma resposta a este problema é dada.

## 1.2 Além do Modelo Padrão

Embora o MP seja um modelo renormalizável, com suas predições testadas em experimentos de alta precisão [4], é bastante aceito que o mesmo não representa a resposta final, já que deixa várias questões em aberto, como por exemplo o problema das famílias citado na seção anterior. Podemos resumir as questões fundamentais sem resposta no MP da seguinte forma:

- Por que existem três gerações de quarks e léptons?
- Por que as massas dos férmions adquirem os valores medidos?
- Por que existe o mecanismo de Higgs, e está este correto?
- Qual a conexão entre quarks e léptons?
- Por que as cargas elétricas aparecem quantizadas em quantidades de  $e/3$ ?
- O que é responsável pela quebra da simetria electrofraca?
- Por que as interações fundamentais possuem escalas de massa tão diferentes (problema da hierarquia)?
- Qual a origem da violação de CP?
- Qual a origem da violação de paridade?

- Como a gravidade se encaixa?

Para responder a tais perguntas físicos teóricos tem considerado o MP uma teoria efetiva. O MP seria assim, um caso particular de baixa energia de uma teoria mais abrangente. Muitas vezes autores tratam o assunto "além do Modelo Padrão" como se fosse uma disciplina da ciência que podemos estudar e dominar. Na verdade, se soubéssemos o que há além do Modelo Padrão poderíamos tratar deste assunto com alguma confiança. Mas é precisamente o fato de que não sabemos o que nos espera que torna este tema tão interessante. Entretanto, embora não saibamos o que acontecerá a altas energias, esperamos que os princípios físicos que aprendemos e nos levaram até o Modelo Padrão também possam ser aplicados nos novos modelos. Existem várias formas de se fazer a extensão do MP: primeiro, adicionando novos campos fermiônicos (adicionar um campo neutrino direito, por exemplo, constitui a mais simples extensão, e tem já consequências teóricas profundas [5]); segundo, aumentando o setor escalar para mais de uma representação de Higgs, e terceiro, estendendo o grupo de simetria local. Na direção da última destas possibilidades encontram-se os chamados modelos 331 (por estarem baseados no grupo de calibre  $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$ ), o qual como mostraremos, resolve o problema da replicação das famílias. Como veremos, estes modelos, entre outras coisas, prevêem a existência dos chamados biléptons, que foram nosso principal objeto de estudo. Os biléptons são devidamente apresentados no capítulo 2.

# Capítulo 2

## Biléptons

### 2.1 Introdução

Biléptons são bósons que se acoplam minimamente (i.e., com a dimensão da lagrangiana de interação dada por  $m^4$ ) a léptons, e carregam número leptônico ( $L$ ) 0 ou 2. Neste trabalho nos concentramos no caso em que  $L = 2$ , já que o caso  $L = 0$  apresenta propriedades similares aos bósons do Modelo Padrão. Suas interações não precisam necessariamente conservar número leptônico de família (sabor), mas excetuando isto, as demais simetrias do MP devem ser respeitadas. No passado compartilharam o nome de diléptons com eventos tendo dois léptons no estado final. Seguiremos aqui nomenclatura adotada por Frampton [6]. Biléptons estão presentes em diversas extensões do Modelo Padrão. Biléptons escalares aparecem em modelos que geram neutrinos de Majorana massivos [7, 8, 9, 10] e em várias teorias com setor de Higgs aumentado [11, 12, 13], como modelos esquerdo-direito. Biléptons massivos podem aparecer quando o Modelo Padrão está contido num grupo de simetria maior [14, 15, 16, 17] e vetoriais não de calibre (“non-gauge vectors”) aparecem em modelos compostos e “technicolour”[18]. Como os biléptons se acoplam a dois léptons, existem limites empíricos significativos com relação ao valor de suas massas e acoplamentos, de forma a reproduzir a dinâmica do MP para as

energia atuais. Os limites mais significativos são impostos a biléptons escalares de carga dupla e bilétons vetoriais, vindos de buscas por conversão muonium-antimuonium (Fig. 2.1).

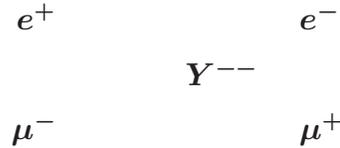


Figura 2.1: Conversão muonium-antimuonium mediada por bilépton duplamente carregado.

Até o presente, o melhor limite inferior para a massa de um bilépton vetorial é  $M_Y > 850 GeV$  [19]. Outro limite inferior útil é  $M_Y > 740 GeV$  [20], derivado de limites experimentais da produção de pares de férmions no LEP e processos com violação de sabor em decaimentos leptônicos carregados. Embora menos restritivo, este limite não depende da hipótese de que o acoplamento do bilépton seja diagonal nos índices sabor.

Limites superiores para novos bósons de calibre em modelos 331, incluindo biléptons, foram calculados em [21] e estimam que  $M_Y < 900 GeV$ .

Devido a violação de número leptônico, um processo ideal para estudar a possível existência de um bilépton é o processo  $e^-e^- \rightarrow \mu^-\mu^-$ , no qual o único canal a contribuir é o próprio canal bileptônico. Tal processo foi considerado em [22].

## 2.2 Lagrangianas

Mostraremos aqui a lagrangiana renormalizável mais geral possível, a qual conserva número leptônico de família, consistente com a simetria eletrofraca, que envolve bósons de calibre do Modelo Padrão, léptons e biléptons vetoriais. Os acoplamentos bilépton-lépton-lépton, os quais não precisam conservar sabor leptônico, são parâmetros livres.

Estes podem ser bastante pequenos, e assim biléptons pouco afetariam dados de baixa energia.

## 2.3 Interação com léptons

Consideramos aqui a lagrangiana quadridimensional mais geral possível, invariante sob o grupo  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , acoplando bósons a dois léptons. As interações devem conservar número leptônico total, mas não número leptônico de família. Nós separamos a lagrangiana em duas partes. Uma envolvendo biléptons com  $L = 0$  e a outra biléptons com  $L = 2$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{L=0} &= g_1 \bar{\ell} \gamma_\mu \ell L_1^\mu + \tilde{g}_1 \bar{e} \gamma_\mu e \tilde{L}_1^\mu \\ &+ \tilde{g}_2 \bar{\ell} e L_2 + \text{h.c.} \\ &+ g_3 \bar{\ell} \gamma_\mu \vec{\sigma} \ell \cdot \vec{L}_3^\mu \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{L=2} &= \lambda_1 \bar{\ell}^c i \sigma_2 \ell L_1 + \text{h.c.} + \tilde{\lambda}_1 \bar{e}^c e \tilde{L}_1 + \text{h.c.} \\ &+ \lambda_2 \bar{\ell}^c \gamma_\mu e L_2^\mu + \text{h.c.} \\ &+ \lambda_3 \bar{\ell}^c i \sigma_2 \vec{\sigma} \ell \cdot \vec{L}_3 + \text{h.c.} . \end{aligned} \quad (2.2)$$

Nós usamos a notação onde  $\ell = (e_L, \nu_L)$  são  $SU(2)_L$  dubletos de léptons esquerdos e  $e = e_R$ , são singletos direitos. Os índices de sabor foram omitidos. Os campos de conjugação de carga em  $\mathcal{L}_{L=2}$  são definidos como  $\bar{\ell}^c = (\ell^c)^\dagger \gamma^0 = -\ell^T C^{-1}$ . Os índices inferiores dos campos bileptônicos  $L_{1,2,3}$  indicam sua natureza (sob  $SU(2)_L$ ) de singlete, dublete ou tripleto. Os  $\sigma$ 's são as matrizes de Pauli. Os biléptons vetoriais carregam ainda o índice de Lorentz  $\mu$ . Em princípio, acoplamentos com derivadas podem ser considerados. No entanto, esses operadores de dimensão superior seriam suprimidos

abaixo da escala de massa dos biléptons. Apresentamos portanto apenas lagrangianas mínimas.

Os biléptons com  $L = 0$  são campos familiares, já que remetem a campos eletrofracos vetoriais de calibre e campos de Higgs escalares carregados. Partículas deste tipo são de grande interesse em fenomenologia de partículas, mas muitos trabalhos foram já publicados sobre este tópico. Por este motivo, daqui em diante, não consideraremos mais o caso  $L = 0$ .

Vamos reescrever a lagrangiana para os biléptons com  $L = 2$ , que são os que queremos estudar, explicitamente em função dos campos do elétron  $e$  e neutrino  $\nu$ , de seus índices de sabor ( $i, j = 1, 2, 3$ ) e os projetores de helicidade  $P_{R/L} = 1/2(1 \pm \gamma_5)$ . O índice superior representa a carga elétrica do bilépton:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{L=2} = & \lambda_1^{ij} L_1^- (\bar{e}_i^c P_L \nu_j - \bar{e}_j^c P_L \nu_i) \\
& + \tilde{\lambda}_1^{ij} \tilde{L}_1^{--} \bar{e}_i^c P_R e_j \\
& + \lambda_2^{ij} L_{2\mu}^- \bar{\nu}_i^c \gamma^\mu P_R e_j \\
& + \lambda_2^{ij} L_{2\mu}^{--} \bar{e}_i^c \gamma^\mu P_R e_j \\
& - \sqrt{2} \lambda_3^{ij} L_3^0 \bar{\nu}_i^c P_L \nu_j \\
& + \lambda_3^{ij} L_3^- (\bar{e}_i^c P_L \nu_j + \bar{e}_j^c P_L \nu_i) \\
& + \sqrt{2} \lambda_3^{ij} L_3^{--} \bar{e}_i^c P_L e_j \\
& + \text{h.c.} .
\end{aligned} \tag{2.3}$$

Em nosso trabalho apenas os biléptons vetoriais do tipo  $L_{2\mu}^{--} (L_{2\mu}^{++})$  foram considerados. Nos próximos capítulos, chamaremos nosso bilépton bicarregado de  $Y^{--} (Y^{++})$  e atribuiremos ao mesmo uma massa  $M_Y$ .

## 2.4 Largura

Quando uma partícula nova é prevista e ainda não foi detectada é muito importante sabermos qual a largura da ressonância que a mesma possuiria, caso a energia de centro de massa atingisse o valor de sua massa. Vamos portanto discutir a largura bileptônica.

Se a energia de centro de massado colisionador é suficiente para produzir biléptons, seus decaimentos passam a ser importantes. Ignorando auto-interações e assumindo que escalares não desenvolvem valor esperado do vácuo, os biléptons não podem decair fracamente em um ou em um par de bósons de calibre. Assim, os modos de decaimento em um par de léptons são os dominantes. Em alguns modelos, nos quais biléptons podem se acoplar a quarks exóticos (pesados), o decaimento num par destes quarks também é possível, mas sua contribuição seria menor. Além disso, para que pudessem decair em tais quarks pesados os biléptons deveriam ter um mínimo de energia, e não sabemos exatamente qual deveria ser a massa dos quarks em questão. Consideramos aqui portanto apenas os decaimentos puramente leptônicos. Igualando todas as massas dos léptons a zero, as larguras dos biléptons são

$$\Gamma = A \frac{m_L}{8\pi} \sum_{ij} \lambda_{ij}^2, \quad (2.4)$$

onde  $A = 1/2, 1, 1/3, 2$  para  $L_1, \tilde{L}_1, L_{2\mu}, L_3$  respectivamente e a soma corre sobre todos os elementos da matriz de constantes de acoplamentos ( $i, j = e, \mu, \tau$ ). As reações leptônicas de ordem mais baixa que produzem biléptons são:

$$\begin{aligned} e^- e^- &\rightarrow L^{--} \\ e^+ e^- &\rightarrow L^+ L^- \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$e^+ e^- \rightarrow L^{++} L^{--} \quad (2.6)$$

$$e^- \gamma \rightarrow \bar{\nu} L^- \quad (2.7)$$

$$e^- \gamma \rightarrow e^+ L^{--} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned}\gamma\gamma &\rightarrow L^+ L^- \\ \gamma\gamma &\rightarrow L^{++} L^{--} .\end{aligned}\tag{2.9}$$

Se a energia de centro de massa atingir o valor a massa de um bilépton duplamente carregado ( $\tilde{L}_1^{--}$ ,  $L_{2\mu}^{--}$  and  $L_3^{--}$ ), uma clara ressonância é esperada, principalmente do processo de aniquilação  $e^+e^-$ .

# Capítulo 3

## Os modelos 331 mínimo e SU(15)

### 3.1 Introdução

Todos os modelos que se propõem a estender o MP prevêm a existência de novas partículas. Alguns, como vimos no capítulo 1, prevêm a existência de biléptons. Este é o caso dos modelos baseados no grupo de calibre  $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$  e do modelo de grande unificação SU(15). Neste capítulo faremos uma rápida revisão destes modelos.

### 3.2 Motivação para a escolha de modelos 331

Como salientamos no capítulo 1, o Modelo Padrão, embora exaustivamente testado em laboratório com grande precisão, não responde a grandes questões, como o espectro de massa e a estrutura de gerações de quarks e léptons. Particularmente a questão do número de gerações e as interrelações entre estas permanece em aberto. Supõe-se que as gerações são meras réplicas da primeira. Os modelos baseados no grupo de calibre  $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$  são interessantes sob este aspecto:

- Estes só são livres de anomalias se o número de gerações é um múltiplo de 3.
- Se acrescentarmos a condição da QCD de liberdade assintótica (que só é válida se

o número de gerações de quarks é inferior a 5), segue-se que o número de gerações de quarks é igual a 3.

- Nos modelos 331, uma geração de quarks é tratada de forma independente das duas outras. Esta poderia ser uma explicação natural para o "não-balanceado" top quark pesado. A possibilidade de uma terceira geração diferente das duas primeiras não é descartada experimentalmente.

Do ponto de vista fenomenológico, os modelos 331 são interessantes, pois prevêem física nova numa escala de energia pouco acima da escala do MP (tipicamente 1TeV) e até fornece limites superiores para as massas de algumas novas partículas. Desta forma estes modelos poderão vir a ser confirmados ou excluídos na próxima geração de experimentos de colisão do Tevatron ao LHC, ou num futuro colisionador linear, em contraste com os cenários de "grande deserto" nos esquemas de Teorias de Grande Unificação.

### 3.3 Descrição do modelo 331 mínimo

Quando admitimos a simetria  $SU(3)_L \otimes U(1)_N$  para a interação eletrofraca, existe uma série de representações possíveis. Revisaremos aqui apenas o chamado modelo 331 mínimo. O modelo em questão é o único em que as massas dos biléptons estão vinculadas à massa de um novo bóson de calibre  $Z'$ , de forma análoga às partículas W e  $Z^0$ , que têm suas massa vinculadas no MP. Seguindo a notação da ref. [23], os acoplamentos dos biléptons duplamente carregados  $Y^{++}$  a elétrons e pósitrons são dados pela lagrangiana de interação

$$L_{int} = -\frac{g_{3l}}{\sqrt{2}} Y_{\mu}^{++} e^T C \gamma^{\mu} \gamma_5 e - \frac{g_{3l}}{\sqrt{2}} Y_{\mu}^{--} \bar{e} \gamma^{\mu} \gamma_5 C \bar{e}^T . \quad (3.1)$$

O modelo trata os léptons como anti-tripletos de  $SU(3)_L$ :

$$f_{aL} = \begin{pmatrix} e_{aL} \\ -\nu_{aL} \\ (e^c)_{aL} \end{pmatrix} \sim (1, \bar{3}, 0), \quad (3.2)$$

onde  $a = 1, 2, 3$  é o índice de família. Duas das três gerações de quarks transformam-se como tripletos, e a terceira geração é tratada de forma diferente, pertencendo a um anti-tripletto:

$$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u_{iL} \\ d_{iL} \\ D_{iL} \end{pmatrix} \sim (3, 3, -\frac{1}{3}), \quad (3.3)$$

$$u_{iR} \sim (3, 1, 2/3), d_{iR} \sim (3, 1, -1/3), D_{iR} \sim (3, 1, -1/3), \quad i = 1, 2,$$

$$Q_{3L} = \begin{pmatrix} d_{3L} \\ -u_{3L} \\ T_L \end{pmatrix} \sim (3, \bar{3}, 2/3), \quad (3.4)$$

$$u_{3R} \sim (3, 1, 2/3), d_{3R} \sim (3, 1, -1/3), T_R \sim (3, 1, 2/3).$$

Os nove bósons de calibre  $W^a(a=1,2,\dots,8)$  e  $B$  de  $SU(3)_L$  e  $U(1)_N$  dividem-se em quatro bósons de calibre leves e cinco bósons de calibre pesados após  $SU(3)_L \otimes U(1)_N$  ser quebrado em  $U(1)_Q$ . Os bósons de calibre leves são aqueles do MP,  $\gamma$ ,  $Z^0$  e  $W^\pm$ . Os novos bósons de calibre pesados são  $Z'$ ,  $Y^\pm$  e os biléptons duplamente carregados  $Y^{\pm\pm}$ .

A desejada quebra de simetria  $SU(3)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$  e geração de massa para os férmions pode ser atingida através da introdução de três tripletos  $SU(3)_L$  escalares  $\Phi$ ,  $\Delta$ ,  $\Delta'$  e um sexteto  $\eta$

$$\begin{aligned}
& \text{SU}(3)_C \otimes \text{SU}(3)_L \otimes \text{U}(1)_N \\
& \quad \downarrow \langle \Phi \rangle \\
& \text{SU}(3)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1)_Y \\
& \quad \downarrow \langle \Delta \rangle, \langle \Delta' \rangle, \langle \eta \rangle \\
& \text{SU}(3)_C \otimes \text{U}(1)_Q,
\end{aligned}$$

onde os multipletos escalares são expressos como

$$\begin{aligned}
\Phi &= \begin{pmatrix} \phi^{++} \\ \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \sim (1, 3, 1), \\
\Delta &= \begin{pmatrix} \Delta_1^+ \\ \Delta^0 \\ \Delta_2^- \end{pmatrix} \sim (1, 3, 0), \\
\Delta' &= \begin{pmatrix} \Delta'^0 \\ \Delta'^- \\ \Delta'^{--} \end{pmatrix} \sim (1, 3, -1), \\
\eta &= \begin{pmatrix} \eta_1^{++} & \eta_1^+/\sqrt{2} & \eta^0/\sqrt{2} \\ \eta_1^+/\sqrt{2} & \eta^0 & \eta_2^-/\sqrt{2} \\ \eta^0/\sqrt{2} & \eta_2^-/\sqrt{2} & \eta_2^{--} \end{pmatrix} \sim (1, 6, 0).
\end{aligned}$$

O sexteto  $\eta$  é necessário para dar massa aos léptons carregados [24]. O valor esperado do vácuo (VEV)  $\langle \Phi^T \rangle = (0, 0, u/\sqrt{2})$  fornece massa aos quarks exóticos, bósons de calibre pesados  $Z'$  e  $Y^{\pm\pm}, Y^\pm$ . As massas dos bósons de calibre padrão e dos férmions ordinários estão relacionados aos VEVs dos outros campos escalares,  $\langle \Delta^0 \rangle = v/\sqrt{2}$ ,  $\langle \Delta'^0 \rangle = v'/\sqrt{2}$  e  $\langle \eta^0 \rangle = \omega/\sqrt{2}$ ,  $\langle \eta'^0 \rangle = 0$ . A fim de sermos consistentes com a fenomenologia de baixas energias, a escala de massa de quebra de  $\text{SU}(3)_L \otimes \text{U}(1)_N$  deve ser muito maior que a

da escala eletrofraca, i.e.,  $u \gg v, v', \omega$ . Após a quebra de simetria os bósons que nos interessam,  $Z'$  (novo bóson de calibre neutro), e  $Y^{\pm\pm}$  (biléptons duplamente carregados) adquirem massa, estando estas relacionadas por:

$$\frac{M_Y}{M_{Z'}} = \frac{\sqrt{3(1 - 4 \sin^2 \theta_W)}}{2 \cos \theta_W} \quad (3.5)$$

Estruturas de Higgs alternativas são possíveis em diferentes modelos 331, mas neste caso a relação acima não é mais válida. Como exemplo de outros modelos 331 podemos citar o modelo 331 com neutrino direito [25] e o modelo 331 com lépton pesados [26]. Para uma estudo sistemático de outros modelos 331 ver [27].

### 3.4 O Modelo SU(15)

O modelo SU(15) foi proposto em 1990 por Paul Frampton e Bum-Hoon Lee [28]. A motivação para a criação deste modelo foi a de construir um modelo de grande unificação evitando o decaimento do próton. Nas Teorias de Grande Unificação  $SU(5)$ ,  $SO(10)$  e  $E(6)$  o decaimento do próton ocorria na escala de quebra de simetria destes grupos e era mediada por bósons de calibre, com a diferença dos números bariônico e leptônico ( $B - L$ ) definida, mas com  $B$  e  $L$ , separadamente, indefinidos. O modelo recebeu interesse renovado em 1997 por prever a existência de leptoquarks leves.

O padrão de quebra de simetria deste modelo é:

$$SU(15) \xrightarrow{M_{GUT}} SU(12)_q \times SU(3)_l \quad (3.6)$$

$$\xrightarrow{M_B} SU(6)_L \times SU(6)_R \times U(1)_B \times SU(3)_l \quad (3.7)$$

$$\xrightarrow{M_A} SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (3.8)$$

$$\xrightarrow{M_W} SU(3)_C \times U(1)_Q \quad (3.9)$$

Na quebra à escala  $M_A$  o grupo de cor  $SU(3)_C$  está contido em  $SU(6)_L \times SU(6)_R$  como  $(3 + 3, 1) + (1, \bar{3} + \bar{3})$ .

$SU(2)_L$  está contido em  $SU(6)_L \times SU(3)_l$  com  $6_L = 3(2)_L$  e  $3_L = 2_L + 1_L$

$U(1)_Y$  está contido em  $SU(6)_R \times U(1)_B \times SU(3)_l$  de acordo com:

$$Y = \sqrt{3}\Lambda + \sqrt{\frac{2}{3}}B + \sqrt{3}\mathcal{Y}$$

sendo  $\Lambda$ ,  $B$  e  $\mathcal{Y}$  os geradores de  $SU(6)_R$ ,  $U(1)_B$  e  $SU(3)_l$ , respectivamente, normalizados como matrizes  $SU(15)$  com

$$Tr(\Lambda^a \Lambda^b) = 2\delta^{ab}.$$

Explicitamente, esses geradores normalizados  $SU(15)$  são

$$\Lambda = \frac{1}{\sqrt{3}}\text{diag}(000000, -1 - 1 - 1111, 000)$$

$$B = \sqrt{\frac{3}{2}}\text{diag}\left(\frac{1}{3}\frac{1}{3}\frac{1}{3}\frac{1}{3}\frac{1}{3}, -\frac{1}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3}, 000\right)$$

$$\text{e } \mathcal{Y} = \frac{1}{\sqrt{3}}\text{diag}(000000, 000000, 2 - 1 - 1)$$

Uma vez que  $M_A$  é escolhida,  $M_B$  e  $M_G$  seguem por análise de grupo de renormalização. É natural escolhermos  $M_A = M_W$  e assim todas as escalas são fixadas. As famílias são colocadas em uma representação fundamental:

$$15_L = (u_1, u_2, u_3, d_1, d_2, d_3, \bar{u}_1, \bar{u}_2, \bar{u}_3, \bar{d}_1, \bar{d}_2, \bar{d}_3, e^+, \nu_e, e^-) \quad (3.10)$$

O cancelamento de anomalias é feito através de férmions espelho (mirror fermions). Este é provavelmente o aspecto menos atraente deste modelo.

As escalas  $M_B$  e  $M_G$  seguem de  $M_A$  como:

$M_A(\text{GeV})$ (INPUT)	$M_B(\text{GeV})$	$M_{GUT}(\text{GeV})$
250	$4.0 \times 10^6$	$6.0 \times 10^6$
500	$5.8 \times 10^6$	$8.9 \times 10^6$
$10^3$	$8.3 \times 10^6$	$1.3 \times 10^7$
$2 \times 10^3$	$1.2 \times 10^7$	$1.9 \times 10^7$

A razão pela qual os bósons tem  $B$  e  $L$  definidos é que só existe uma representação  $15_s$  para os férmions.

A quebra em  $M_W$  envolve o dubleto escalar de Higgs do MP que está contido em um **120** de  $SU(15)$ :

$$15 \times 15 = 120_S + 105_A \quad (3.11)$$

Sob 3-2-1, isto decompõe-se em:

$$120_S = (3, 2)_{+7/3} + (1, 2)_{+1} + \dots \quad (3.12)$$

Os dois termos exibidos são candidatos a leptosquarks escalares:

$$\begin{pmatrix} e^+u \\ e^+d \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

e o dubleto de Higgs do MP, respectivamente. Como estes estão numa representação irredutível de SU(15), o leptoquark é previsto na escala fraca [29].

Em fevereiro de 1997, as duas principais colaborações do HERA, H1[30] e ZEUS[31] anunciaram um pequeno número de eventos consistente com uma ressonância de canal direto (direct-channel resonance) em  $e^+p$  com massa  $\sim 200$  GeV. É mais facilmente interpretada como envolvendo quarks de valência ( $u$  ou  $d$ ), e a ter natureza escalar. Desta forma é naturalmente acomodado no modelo  $SU(15)$  como os leptoquarks escalares  $(3, 2)_{+7/3}$ .

Vamos ver agora o aparecimento dos biléptons neste modelo. A baixas energias ( $M_A$ ) os bósons de calibre são sob  $SU(6)_L \times SU(6)_R \times U(1)_B \times SU(3)_l$ , com respeito ao MP:

$$35_L = (8, 3)_0 + (8, 1)_0 + (1, 3)_0$$

$$35_R = 2(8, 1)_0 + (8, 1)_{\pm 1} + (1, 1)_0 + (1, 1)_{\pm 1}$$

$$1_B = (1, 1)_0$$

$$8_l = (1, 3)_0 + (1, 1)_0 + (1, 2)_{\pm 3/2}$$

Os últimos bósons listados  $(1, 2)_{\pm 3/2}$  são os biléptons de calibre os quais aparecem nos espalhamentos Møller e Bhabha.

Claramente tais bilépton são um aspecto geral de

$$SU(2)_L \subset SU(3)$$

tendo cargas elétricas

$$(Y^{--}, Y^-) \quad (L = +2)$$

com as anti-partículas

$$(Y^{++}, Y^+) \quad (L = -2).$$

# Capítulo 4

## Os Futuros Aceleradores Lineares

### 4.1 Introdução

Os aceleradores de partículas se mostraram ser, até o momento, a mais poderosa ferramenta de estudo da natureza no que diz respeito as suas interações fundamentais e seus constituintes mais elementares. Em 1989 no CERN, o centro europeu para física de partículas, o LEP (Large Electron Positron collider) fazia seus primeiros experimentos de colisão. O LEP fez valiosas contribuições à física, confirmando muitas das previsões do Modelo Padrão. Mas por volta de 200 GeV, o LEP atingiu sua energia máxima. Se de fato extensões do MP, do tipo que consideramos neste trabalho vierem a ser observadas, estas só o serão a escalas de energia acima da escala eletrofraca ( $\sim 250$  GeV). Quando a energia dos aceleradores for alta o suficiente, novos fenômenos poderão então ser estudados diretamente. Esta é a razão para se construir qualquer acelerador novo.

A Nova Física tem maior probabilidade de ocorrer em colisionadores de prótons, como o Tevatron, no Fermilab, ou o LHC (Large Hadron Collider) no CERN. Prótons são mais pesados que elétrons, por isso produzem energia maior quando colidem. Mas os prótons são partículas compostas, contendo quarks ligados por glúons. Suas colisões são por isto menos limpas. Para extrair as propriedades precisas de qualquer partícula nova

produzida em um colisionador próton-próton, os físicos experimentais precisam colidir partículas pontuais, como elétrons e pósitrons. Esta é uma das motivações para estudarmos os processos Møller e Bhabha. Exemplos de colisionadores lineares são o NLC [32], no qual baseamos nossas simulações, o CLIC [33], a proposta do CERN para um colisionador linear, o TESLA [34] do laboratório DESY, o JLC [35] e o ILC [36].

## 4.2 Modos dos futuros aceleradores lineares

As propostas originais para aceleradores lineares de elétrons são do tipo  $e^+e^-$ . Entretanto já existem desenhos para máquinas operando no modo  $e^-e^-$ , com feixes altamente polarizados ( $> 90\%$ ). A vantagem do ambiente  $e^-e^-$  sobre  $e^+e^-$ , é o fato do primeiro ser mais limpo, i.e., possuir pouco "background". Além disso, como o estado inicial é duplamente carregado, processos em que há violação de número leptônico são de fácil acesso. Nas seções seguintes falaremos sobre os dois modos de maneira mais detalhada.

### 4.2.1 O Modo $e^+e^-$

Os colisionadores  $e^+e^-$  estão sendo projetados para operar inicialmente a energias de centro de massa de 500 GeV. Num segundo estágio atingirão a energia de 1 TeV, e numa fase final, espera-se, atingirão energias de 2 TeV. Estas máquinas são ideais para se explorar as propriedades de partículas de Higgs. Tais máquinas oferecem também uma oportunidade única pra se descobrir partículas supersimétricas. Em cenários alternativos, como modelos compostos, novas interações podem ser descobertas. Qualquer que seja a resposta da Natureza, estas máquinas serão essenciais para testes precisos, no qual novas partículas e interações podem ser observadas. Em particular, colisionadores  $e^+e^-$  permitirão os seguintes testes:

- A massa do top quark é muito maior que a de todos os outros quarks, léptons ou mesmo que as dos bósons de calibre eletrofracos. Entender o papel desta partícula

é um elemento crucial dos futuros experimentos. A análise da região top-top em colisões  $e^+e^-$  permitirá medir a massa do top quark com acurácia menor que 200 MeV.

- O estudo experimental da dinâmica dos bósons de calibre eletrofracos também é uma importante tarefa dos colisionadores  $e^+e^-$  de altas energias. A forma e intensidade dos acoplamentos triplos e quádruplos são prescritos pela simetria de calibre não-abeliana do MP. Qualquer pequeno desvio no valor destes parâmetros destruirá os cancelamentos unitários das teorias de calibre.
- Colisionadores  $e^+e^-$  operando nas energias de centro de massa entre 300 e 500 GeV são instrumentos ideais para a procura de partículas de Higgs. Embora a massa da partícula de Higgs não seja determinada pelo MP, o limite superior de aproximadamente 200 GeV torna a região bastante atraente no que diz respeito às massas de Higgs.

#### 4.2.2 O Modo $e^-e^-$

Todo o projeto experimental começa com a tentativa de se obter um estado  $|in\rangle$  definido de forma limpa. Um campo que estará disponível neste sentido é o feixe de elétrons monocromático altamente polarizado. Isto provavelmente não será verdade para pósitrons num futuro próximo, nem mesmo para múons ou neutrinos. Hádrons não são partículas elementares e não podem ser comparados da mesma forma. Assim, o estudo experimental em um colisionador  $e^-e^-$  com alta luminosidade e energia será um campo promissor no sentido de fornecer dados da possível nova física de forma clara e precisa. Podemos destacar algumas vantagens de um colisionador  $e^-e^-$  frente a outros projetos. Feixes de múons e pósitrons não atingirão altas polarizações nas luminosidades mais altas. Também não permitirão fácil inversão de helicidade pois se originam de decaimentos fracos. Feixes de hádrons são difíceis de ter helicidades manipuladas o que, além de

sua natureza composta, representa mais um impedimento para se obter dados precisos de física nova. Feixes de fótons monocromáticos são difíceis de serem produzidos. Além destes aspectos, existe o fato de que o estado inicial  $e^-e^-$  possui uma série de números quânticos "exóticos", que não tem explicação fundamental no Modelo Padrão, que dão ao mesmo uma certa aparência "ad hoc". Desta forma partículas como biléptons, que possuem números quânticos inexistentes no MP, poderão fornecer informação fundamental sobre novas simetrias, indicando por exemplo um grupo de simetria superior.

Finalmente, interações  $e^-e^-$  de alta densidade serão uma chance única para testarmos os limites de nossa, talvez, mais bem sucedida teoria, a eletrodinâmica quântica.

### 4.3 ILC

Em agosto de 2004, o ITRP (International Technology Recommendation Panel) recomendou que a tecnologia do projeto ILC (International Linear Collider) fosse supercondutora. O ILC representa a junção de três projetos de colisionadores lineares num único projeto. São eles o NLC, no qual concentra-se nosso trabalho, o GLC (Global Linear Collider) e o TESLA (Teraelectronvolt Energy Superconducting Linear Accelerator). O projeto ILC terá energias de colisão entre 500 GeV e 1 TeV, e deve ficar pronto no final de 2010. Terá 30 Km de comprimento, dez vezes maior que o SLAC (Stanford Linear Accelerator), atualmente o maior acelerador linear existente.

# Capítulo 5

## Polarização

### 5.1 O conceito de feixes de elétrons polarizados

Nos primeiros experimentos utilizando elétrons livres, a direção de seus spins raramente era considerada. Os spins em feixes de elétrons que eram produzidos por métodos tradicionais, como emissão térmica ou por efeito fotoelétrico, tinham direções arbitrárias. Sempre que a direção do spin era importante, tinha-se que fazer uma média sobre todos os spins de forma a descrever o experimento corretamente. Nos últimos anos, tornou-se possível produzir feixes de elétrons nos quais os spins tem uma orientação preferencial. Estes são chamados feixes de elétrons polarizados, em analogia à luz polarizada, na qual são os campos vetoriais elétrico e magnético a ter orientação preferencial. Assim, um feixe de elétrons é dito polarizado, se existe uma direção na qual os dois estados possíveis de spin não estão igualmente populados. Se todos os spins tem a mesma direção, temos o caso extremo de um ensemble de elétrons totalmente polarizado. Se não todos, mas a maioria dos spins tem a mesma direção, o feixe é dito parcialmente polarizado.

## 5.2 A importância de feixes polarizados

Existem muitas razões pelo interesse em elétrons polarizados. Uma razão essencial é que em investigações físicas tentamos definir da forma mais exata possível, os estados inicial e final dos sistemas que estão sendo considerados. Dois exemplos podem ilustrar isto. É importante em diversos experimentos de espalhamento de elétrons selecionar os elétrons com energia a mais uniforme possível. De outra forma, ter-se-ia que calcular médias complicadas de forma a entender os resultados, e muitos experimentos (como a observação da excitação de estados de energia particulares de átomos), não poderiam sequer ser realizados. Isto também se aplica ao momento: muitas vezes tentamos obter elétrons em forma de um feixe bem definido, i.e., um feixe no qual as direções dos momentos dos elétrons individuais sejam as mais uniformes possíveis. Um agregado de elétrons com direções arbitrárias de momento seria, por exemplo, inviável para bombardear um alvo. Por razões análogas, é importante investigar o maior número de processos dependentes de spin que ocorrem em física, para obter elétrons disponíveis em estados de spin bem definidos. Ao se fazer a média sobre todas as possibilidades, que podem surgir de diferentes direções de spin, perde-se desta forma informação valiosa. Podemos investigar as possibilidades individuais separadamente. Em nosso trabalho feixes polarizados têm um papel crucial. Iremos mostrar como estes podem ser usados para distinguir o Modelo Padrão de modelos que prevêm a existência de biléptons. Embora elétrons polarizados sejam muito importantes para a acurácia de um experimento, muito se demorou até que experiências de qualidade com os mesmos fossem realizadas. Isto se deve ao fato dos filtros de polarização convencionais não funcionarem com elétrons. Métodos como o espalhamento de elétrons não-polarizados, entretanto, produzem feixes altamente polarizados, mas este e outros métodos têm em comum uma grande perda de intensidade do feixe. Enquanto filtros convencionais produzem uma redução por um fator de 2, a redução da intensidade na obtenção de feixes de elétrons polarizados é dada por um fator entre  $10^4$  até  $10^7$ , dependendo do grau de polarização desejado.

### 5.3 Grau de polarização de um feixe de elétrons em estados puros e misturas

Em um feixe de elétrons num estado puro, i.e, um ensemble no qual todas as partículas estão no mesmo estado de spin, definimos a polarização como

$$\mathbf{P} = \langle \chi | \vec{\sigma} | \chi \rangle \quad (5.1)$$

onde os estados  $\chi$  são normalizados. O grau de polarização é definido pela norma de  $\mathbf{P}$  e para um estado puro, pode-se obter a seguinte expressão:

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (5.2)$$

onde  $N_{\uparrow}$  ( $N_{\downarrow}$ ) é o numero de medidas que fornecem spin  $\frac{+\hbar}{2}$  ( $\frac{-\hbar}{2}$ )

No caso de feixes parcialmente polarizados, os quais são misturas estatísticas de estados de spin, a polarização do sistema total é a média dos valores das polarizações  $\mathbf{P}_{(n)}$  dos sistemas individuais que estão em estados de spin puros:

$$\mathbf{P} = \sum_n g_{(n)} \mathbf{P}_{(n)} = \sum_n g_{(n)} \langle \chi_{(n)} | \vec{\sigma} | \chi_{(n)} \rangle \quad (5.3)$$

onde os fatores de peso  $g_{(n)}$  levam em conta a proporção relativa dos estados  $\chi_{(n)}$

$$g_{(n)} = \frac{N_{(n)}}{\sum_n N_{(n)}} \quad (5.4)$$

onde  $N_{(n)}$  é o número de elétrons no estado  $\chi_{(n)}$ . Novamente, admitimos o estado  $\chi_{(n)}$  normalizado.

No caso de feixes longitudinalmente polarizados, as seções de choque em um colisionador  $e^+e^-$  podem ser subdivididas (ver Fig. 5.1) em :

$$\begin{aligned} \sigma_{P_{e^-}P_{e^+}} = & \frac{1}{4} \{ (1 + P_{e^-})(1 + P_{e^+})\sigma_{RR} + (1 - P_{e^-})(1 - P_{e^+})\sigma_{LL} \\ & + (1 + P_{e^-})(1 - P_{e^+})\sigma_{RL} + (1 - P_{e^-})(1 + P_{e^+})\sigma_{LR} \}, \end{aligned} \quad (5.5)$$

onde  $\sigma_{RL}$  representa a seção de choque se o feixe de elétrons está totalmente com polarização direita ( $P_{e^-} = +1$ ), e o feixe de pósitrons está totalmente com polarização esquerda ( $P_{e^+} = -1$ ). As seções de choque  $\sigma_{LR}$ ,  $\sigma_{RR}$  e  $\sigma_{LL}$  são definidas de forma análoga. Para feixes parcialmente polarizados as correspondentes seções de choque serão denotadas como  $\sigma_{++}$ ,  $\sigma_{+-}$ ,  $\sigma_{-+}$ ,  $\sigma_{--}$ , onde os índices fornecem os sinais das polarizações absolutas  $|P_{e^-}|$  e  $|P_{e^+}|$  de elétrons e pósitrons.

	$e^-$	$e^+$		
$\sigma_{RR}$		$\frac{1+P_{e^-}}{2} \cdot \frac{1+P_{e^+}}{2}$	$J_z = 0$	
$\sigma_{LL}$		$\frac{1-P_{e^-}}{2} \cdot \frac{1-P_{e^+}}{2}$		
$\sigma_{RL}$		$\frac{1+P_{e^-}}{2} \cdot \frac{1-P_{e^+}}{2}$	$J_z = 1$	
$\sigma_{LR}$		$\frac{1-P_{e^-}}{2} \cdot \frac{1+P_{e^+}}{2}$		

Figura 5.1: As várias configurações de spin em colisionadores  $e^+e^-$ . A seta grossa representa a direção de movimento da partícula e a seta dupla a direção de seu spin. A primeira coluna indica a correspondente seção de choque, a quarta coluna a fração desta configuração e a última coluna a projeção total de spin na direção de  $e^+e^-$ .

Já um estado de elétrons transversalmente polarizados é a combinação de dois estados de helicidade, i.e., uma superposição de dois estados de helicidade de igual peso. Esta propriedade da polarização transversal é diferente da polarização longitudinal, a qual seleciona um dos dois estados de helicidade possíveis. Efeitos de polarização transversal foram calculados para um grande número de processos. Para exemplificar, a seção de choque diferencial pra o processo  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  na presença de polarização transversal na eletrodinâmica quântica vale:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}(1 + \cos^2\theta - P^2 \sin^2\theta \cos 2\phi) \tag{5.6}$$

onde  $\theta$  é o ângulo polar de  $\mu^-$  com respeito à direção de  $e^-$ ,  $\phi$  é o ângulo azimutal de  $\mu^-$  relativo ao plano de polarização e  $P$  a magnitude da polarização. Note que o termo proporcional a  $P$  tem uma dependência em  $\cos 2\phi$ . Esta dependência é comum a quase todas as partes da seção de choque diferencial dependentes de polarização transversal (em alguns poucos casos a dependência é em  $\sin 2\phi$ ). Um esquema mostrando a orientação dos vetores de polarização transversal num processo  $e^+e^-$  é mostrado na Fig. 5.2 .

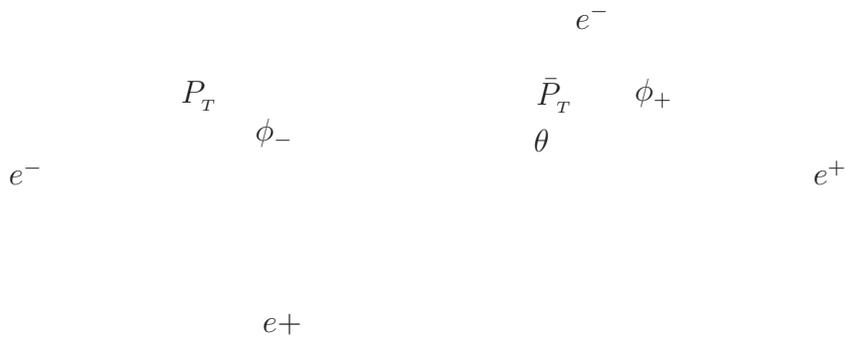


Figura 5.2: Esquema do processo  $e^+e^-$  transversalmente polarizado com ângulo de espalhamento  $\theta$ . Os vetores de polarização transversal  $P_T$  e  $\bar{P}_T$  possuem ângulos azimutais  $\phi_-$  e  $\phi_+$  com respeito ao plano de eventos

# Capítulo 6

## Efeitos de Feixe

### 6.1 Introdução

Neste capítulo falaremos de importantes correções feitas nesta tese, nos cálculos dos espalhamentos Møller e Bhabha, que os tornam mais realistas. Algumas destas correções são "puramente teóricas", como a radiação de estado inicial, que é uma correção puramente da eletrodinâmica quântica. Outras, estão ligadas ao aspecto experimental propriamente dito, como a incerteza na energia inicial do feixe em um colisionador.

### 6.2 Radiação de Estado Inicial

Quando uma partícula carregada é acelerada a energias muito superiores a sua energia de repouso, torna-se grande a probabilidade desta emitir fótons. Chamamos de radiação de estado inicial (ISR, do inglês Initial State Radiation), a emissão de fótons pelas partículas carregadas incidentes quando aceleradas para colisão. A radiação de estado inicial é em altas energias a correção radiativa mais importante .

Num processo radiativo as partículas iniciais (em nosso caso elétrons ou pósitrons) emitem fótons. A fração do momento inicial  $p_a(p_b)$  transportada por elétrons ou pósitrons

após a emissão do fóton é dado por  $x_a(x_b)$ . Desta forma os fótons emitidos transportam  $(1 - x_a)p_a((1 - x_b)p_b)$  de momento. Como não estamos mais no centro de massa (CM) do sistema original é importante notar que a nova relação de conservação de trimomento é  $x_a\mathbf{p}_a + x_b\mathbf{p}_b = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$ . Assim, trabalhamos no CM do sub-sistema e através de uma transformação de Lorentz, passamos então os momentos finais calculados no sub-sistema de volta ao CM do sistema global. A radiação de estado inicial ocorre predominantemente na direção da partícula incidente. É importante notar que a energia de centro de massa do sub-sistema é dada por

$$\begin{aligned}\sqrt{\hat{s}} &= \sqrt{(x_ap_a + x_bp_b)^2} = \sqrt{2x_ax_bp_ap_b} \\ \sqrt{\hat{s}} &= \sqrt{x_ax_bs}\end{aligned}\quad (6.1)$$

onde  $\sqrt{s} = \sqrt{(p_a + p_b)^2}$  e as massas das partículas foram desprezadas. Uma variável adimensional importante é

$$\tau = \frac{\hat{s}}{s}\quad (6.2)$$

que representa o quadrado da fração da energia de centro de massa original que é transportada pelo subsistema.

## 6.3 Beamstrahlung

### 6.3.1 Luminosidade

Definimos a luminosidade, de forma imprecisa, como o grau de intensidade de um feixe de partículas. Sua importância reside no fato de que o produto desta com a seção de choque, a qual é característica apenas do processo, que dirá o número de vezes (eventos) em que este tem a probabilidade de ocorrer. Vamos supor, para exemplificar, que um feixe tenha luminosidade dada por  $L = 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Este valor significa que numa seção reta de  $1 \text{ cm}^2$  (área) passam  $10^3$  partículas por segundo. Note que o número de eventos por segundo (Nev/s) é dado por  $\text{Nev} = \sigma$  (dimensão de área) x L (dimensão de inverso

de área, por segundo). Como a seção de choque  $\sigma$  é característica apenas do processo, se esta for baixa, para esta luminosidade, tal processo teria baixa probabilidade de ocorrer. Assim, para gerarmos um número de eventos razoável devemos ter a maior luminosidade possível. É claro que podemos deixar o colisionador "ligado" durante determinado intervalo de tempo, o que nos remete ao conceito de luminosidade integrada:

$$L_i = \int L dt \quad (6.3)$$

Note que esta grandeza tem dimensão de inverso de área. No caso que exemplificamos, supondo que tivéssemos o detector "ligado" durante um hora (3600s) acumularíamos uma luminosidade integrada de  $L_i = 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \times 3600 \text{ s} = 3.6 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$ . O número de eventos (adimensional) é dado por  $N_{ev} = \sigma \times L_i$ . É importante mencionar que um feixe de partículas não é contínuo, vindo na verdade em "pacotes" o qual chamamos usualmente de "bunches". As dimensões típicas de um "bunch" ( $\sigma_x, \sigma_y$  (dimensões transversais),  $\sigma_z$  (dimensão longitudinal)) e o número de partículas contidas no "bunch" (bunch charge) podem ser vistos na tabela 6.1. De posse destes conceitos podemos falar sobre beamstrahlung.

### 6.3.2 Beamstrahlung

Num colisionador linear do tipo  $e^+e^-$  cada feixe de elétrons ou pósitrons tem uma única chance de produzir uma reação. Ao mesmo tempo a luminosidade total da máquina precisa aumentar de forma diretamente proporcional ao quadrado da energia de centro de massa, de modo a manter uma taxa aceitável de eventos. Esses dois vínculos impõem que a luminosidade por "bunch" precisa ser maior do que a das máquinas atuais, o que leva à necessidade da utilização de feixes muito densos, com dimensões transversais da ordem de poucas dezenas de nanômetros. Isto por sua vez levará a uma alta taxa de carga, produzindo campos eletromagnéticos bastante intensos. Imediatamente antes e durante a colisão dos feixes, as partículas de um bunch sentem o campo produzido pelo

outro feixe e são aceleradas. A radiação produzida por essa aceleração é conhecida como "beamstrahlung".

## 6.4 Implementação matemática de ISR e beamstrahlung

Num processo com ISR, a energia do sub-processo, que estamos calculando é diferente da energia nominal dos feixes. Levando em conta que devemos somar todas as contribuições das frações  $x_a$  e  $x_b$  para a seção de choque total, escrevemos a seguinte expressão:

$$\sigma_{ISR} = \int_0^1 \sigma(\hat{s}) D_{ISR}(x_a) D_{ISR}(x_b) dx_a dx_b \quad (6.4)$$

onde  $D_{ISR}(x_a, x_b)$  são funções de estrutura. Para a função de estrutura de radiação de estado inicial, seguimos a referência [37]:

$$D_{ISR}(x) = \frac{\eta}{2} (1-x)^{\frac{\eta}{2}-1} \frac{e^{\frac{\eta}{2}(\frac{3}{4}-\gamma)}}{\Gamma(1+\frac{\eta}{2})} \times \left[ \frac{1}{2}(1+x^2) - \frac{\eta}{8} \left( \frac{1}{2}(1+3x^2) \log x - (1-x)^2 \right) \right], \quad (6.5)$$

onde

$$\eta(s) = -6 \log \left[ 1 - \frac{\alpha_0}{3\pi} \log \frac{s}{m_e^2} \right], \quad (6.6)$$

$\gamma$  é a constante de Euler,  $\alpha_0$  a constante de estrutura fina,  $s$  o quadrado da energia de centro de massa e  $m_e$  a massa do elétron.

Para calcular a seção de choque total, devemos ainda obter o espectro de beamstrahlung. Seja  $D_{BS}(x)$  a distribuição resultante de beamstrahlung, lembrando que  $x$  é a fração da energia nominal do feixe transportada pelo elétron. Seguindo a abordagem da referência [38], utilizamos a seguinte solução da equação de evolução para  $D_{BS}(x)$ , obtida através do método de Yokoya e Chen [39]:

$$D_{BS}(x) = e^{-N} \left[ \delta(x-1) + \frac{e^{-\kappa(1-x)/x}}{x(1-x)} h(y) \right], \quad (6.7)$$

Parâmetro	Estágio 1	Estágio 2
ECM (GeV)	500	1000
Luminosidade ( $10^{33} \text{cm}^{-2}/\text{s}$ )	20	30
Bunch Charge ( $10^{10}$ )	0.75	0.75
$\beta_x/\beta_y$ (mm)	8/0.11	13/0.11
$\sigma_x/\sigma_y$ (nm)	243/3.0	219/2.1
$\sigma_z$ ( $\mu\text{m}$ )	110	110
Beamstrahlung $\delta\text{B } \%$	5.4	8.9

Tabela 6.1: Parâmetros do colisionador NLC utilizados no cálculo de beamstrahlung.

com  $N = N_\gamma/2$ ,  $\kappa = 2/3 \Upsilon$ , onde  $\Upsilon$  é o parâmetro quântico de radiação synchrotron e  $N_\gamma$  o número nominal de fótons emitidos por elétron em beamstrahlung. Estes parâmetros dependem do colisionador, no caso o NLC, e das energias consideradas. Os valores que utilizamos foram calculados a partir dos parâmetros mostrados na tabela 6.1 [40]. A função  $h(y)$  é

$$h(y) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{y^n}{n! \Gamma(n/3)}, \quad (6.8)$$

onde  $y = N[\kappa(1-x)/x]^{1/3}$ . Para  $y$  grande,  $h(y)$  possui a expansão assintótica:

$$h(y) = \left(\frac{3z}{8\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{4z} \left[1 - \frac{35}{288z} - \frac{1295}{16588z^2} + \dots\right], \quad (6.9)$$

onde  $z = (y/3)^{3/4}$ . De posse das distribuições para ISR e beamstrahlung, obtivemos uma função de estrutura resultante da convolução de ambas:

$$D(x) = \int_x^1 D_{ISR}(y) D_{BS}(x/y) dy \quad (6.10)$$

A seção de choque total do processo é dada pela seguinte expressão:

$$\sigma_{tot} = \int_0^1 \sigma(s, x_a, x_b) D(s, x_a) D(s, x_b) dx_a dx_b \quad (6.11)$$

## 6.5 Smearing

Quando um elétron é detectado, sua energia não é conhecida com exatidão. Isto se deve ao fato do aparelho de medida, um calorímetro, possuir resolução finita. Assim, quando a partícula interage com o detector, seu quadrimomento é "borrado"(smeared) de sua direção original.

O modelo para o calorímetro eletromagnético determina a energia  $E$  de fótons e elétrons. Para essas partículas a energia  $E$  obedece a uma distribuição Gaussiana com meia-largura  $\sigma_{EM}(E)$  dada pela expressão:

$$\frac{\sigma_{EM}(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b \quad (6.12)$$

onde consideramos  $a = 10\%$  e  $b = 1\%$ . A direção dos elétrons é borrada em um cone em torno de sua direção original com o meio-ângulo do cone distribuído numa gaussiana de meia-largura correspondendo a 10 mrad. Para os elétrons, a magnitude do momento final é determinada a partir da energia borrada do calorímetro, supondo que a massa da partícula seja a do elétron. Na prática implementamos o smearing numericamente adaptando a subrotina SMEAR 3.02, escrita em linguagem FORTRAN e desenvolvida por Settles, Spiesberger e Wiedenmann [41].

## 6.6 Incerteza na Energia Inicial do Feixe (Beam Energy Spread)

Quando dizemos que um colisionador tem energia de centro de massa de, por exemplo, 100 GeV, estamos nos referindo a energia nominal da máquina. Na prática, a energia inicial dos feixes fica em torno de determinado valor. Em nossa simulação numérica, consideramos variáveis aleatórias com distribuição gaussiana dada por:

$$\begin{aligned} r_a &= \sin 2\pi r_1 \sqrt{-2 \log r_2} \\ r_b &= \cos 2\pi r_1 \sqrt{-2 \log r_2} \end{aligned} \quad (6.13)$$

onde  $r_1$  e  $r_2$  são números aleatórios entre 0 e 1. Consideramos que os quadrimomentos iniciais das partículas eram:

$$\begin{aligned} p_a^\mu &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2} + r_a \Gamma_e^-, 0, 0, \frac{\sqrt{s}}{2} + r_a \Gamma_e^- \right) \\ p_b^\mu &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2} + r_b \Gamma_e^+, 0, 0, -\frac{\sqrt{s}}{2} - r_b \Gamma_e^+ \right) \end{aligned} \quad (6.14)$$

onde  $\Gamma_e^-$  e  $\Gamma_e^+$  são os percentuais de desvio em relação as energias nominais, os quais consideramos de 1%, i.e.,

$$\Gamma_e^- = \Gamma_e^+ = 0.01 \frac{\sqrt{s}}{2} \quad (6.15)$$

A energia de centro de massa efetiva do colisionador é então:

$$\sqrt{s} = \sqrt{2p_a^\mu p_{b\mu}} \quad (6.16)$$

## 6.7 Incerteza Relativa no Grau de Polarização (Polarization Spread)

Assim como a energia inicial do feixe, também o grau de polarização dos feixes tem uma incerteza experimental associada. Novamente consideramos os desvios em relação ao valor nominal como gaussianas, tanto para a parte longitudinal quanto para a transversal:

$$\begin{aligned} P_L^a &= P_{Lnom}^a + \Delta_P P_{Lnom}^a r_a \\ P_L^b &= P_{Lnom}^b + \Delta_P P_{Lnom}^b r_b \\ P_T^a &= P_{Tnom}^a + \Delta_P P_{Tnom}^a r_a \\ P_T^b &= P_{Tnom}^b + \Delta_P P_{Tnom}^b r_b \end{aligned} \quad (6.17)$$

onde o índice inferior *nom* indica o valor nominal do grau de polarização,  $\Delta_P=0.005$  (0.5%), com  $r_a$  e  $r_b$  dados pela equação 6.13.

# Capítulo 7

## Espalhamento Møller Polarizado

### 7.1 Simulação de Monte Carlo

Neste capítulo estudaremos os efeitos da existência de biléptons para o processo  $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$  longitudinalmente e transversalmente polarizado [42], no contexto do modelo 331 mínimo. A título de comparação fazemos também algumas previsões para um modelo  $SU(15)$  [43]. Para calcular as seções de choque diferenciais, uma simulação Monte Carlo em linguagem FORTRAN foi por nós desenvolvida. Os seguintes cortes, no contexto do NLC, foram considerados: (i) para evitar singularidades, exigimos que os elétrons do estado final fossem produzidos dentro da faixa angular  $|\cos\theta_i| < 0.95$ , onde  $\theta_i$  é o ângulo polar do elétron do estado final com respeito à direção do elétron incidente; (ii) todos os eventos nos quais o ângulo de acolinearidade  $\zeta$  dos trimomentos do estado final  $e^-e^-$  que não passaram pelo corte  $\zeta < 10^\circ$  foram rejeitados; (iii) a razão entre a energia de centro de massa efetiva e a energia de centro de massa nominal, para qualquer evento aceito, superior a 0.9. Nossas simulações foram feitas no contexto do projeto NLC [44], considerando uma energia máxima de centro de massa de  $1 TeV$ , e alguns anos de operação, de forma a acumular uma luminosidade integrada de  $500 fb^{-1}$ .

Os diagramas de Feynman para o processo Møller no nível de árvore para o modelo

331 são mostrados abaixo. Os diagramas correspondentes à troca de elétrons finais e iniciais, necessários para a antissimetria da amplitude não são mostrados, mas são considerados nos cálculos. A massa do elétron foi desprezada.

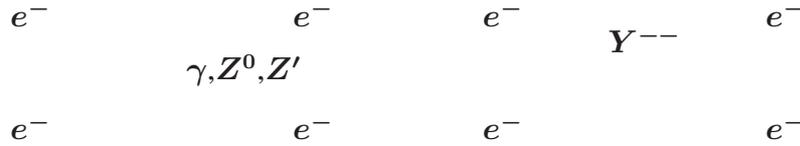


Figura 7.1: Diagramas de Feynman para o espalhamento Møller no modelo 331

A amplitude do diagrama contendo o bóson  $Z'$  é análoga a do diagrama com o bóson do Modelo Padrão  $Z$ . A partir dos diagramas de Feynman podemos escrever as amplitudes correspondentes:

$$\begin{aligned}
 M_\gamma &= -\frac{e^2}{t} \bar{u}(p_1) \gamma^\mu u(p_a) \bar{u}(p_2) \gamma_\mu u(p_b) \\
 M_Z &= -\frac{g_z^2}{4(t - M_Z^2)} \bar{u}(p_1) \gamma^\mu (\alpha P_R + \beta P_L) u(p_a) \bar{u}(p_2) \gamma_\mu (\alpha P_R + \beta P_L) u(p_b) \\
 M_{Z'} &= -\frac{g_z'^2}{4(t - M_{Z'}^2)} \bar{u}(p_1) \gamma^\mu (\alpha' P_R + \beta' P_L) u(p_a) \bar{u}(p_2) \gamma_\mu (\alpha' P_R + \beta' P_L) u(p_b) \\
 M_Y &= C_Y \bar{u}(p_1) \gamma^\mu P_L u(p_a) \bar{u}(p_2) \gamma_\mu P_R u(p_b) + C_Y \bar{u}(p_1) \gamma^\mu P_R u(p_a) \bar{u}(p_2) \gamma_\mu P_L u(p_b)
 \end{aligned}
 \tag{7.1}$$

onde  $C_Y = \frac{g_{3l}^2}{s - (M_Y)^2 + i M_Y \Gamma_Y}$ ,  $P_L = \frac{1 - \gamma_5}{2}$ ,  $P_R = \frac{1 + \gamma_5}{2}$ ,  $s = (p_a + p_b)^2$ ,  $t = (p_a - p_1)^2$ ,  $u = (p_1 - p_b)^2$ ,  $g_{3l} = e / (\sin \theta_W)$ , sendo "e" carga do elétron,  $g_{3l}$  a constante de acoplamento do modelo 331 mínimo (biléptons com léptons),  $\theta_W$  o ângulo de Weinberg,  $\alpha$ ,  $g_z$  e  $\beta$  as constantes de acoplamento do bóson  $Z$  do MP com elétrons,  $\alpha'$ ,  $g_z'$  e  $\beta'$  as constantes de acoplamento do bóson  $Z'$  do modelo 331 com elétrons,  $M_Y$  a massa do bilépton e  $\Gamma_Y = \frac{3g_{3l}^2 \alpha_c M_Y}{48\pi}$  ( $\sim 0.7$  GeV no modelo 331 mínimo com  $M_Y = 1$  TeV) sua respectiva largura (para o modelo  $SU(15)$ ,  $g_{3l} = 1.19e$ ). Os parâmetros eletrofracos que usamos foram  $M_Z = 91.187$  GeV,  $\Gamma_Z = 2.49$  GeV,  $\sin^2 \theta_W = 0.231$  e  $\alpha_c(M_Z^2) = 1/128$ . A amplitude

total para o processo é:

$$\begin{aligned}
 M &= M_\gamma + M_Z + M_{Z'} + M_Y + \widetilde{M}_\gamma + \widetilde{M}_Z + \widetilde{M}_{Z'} + \widetilde{M}_Y \\
 \widetilde{M}_j &= -M_j(p_1 \leftrightarrow p_2) \\
 j &= \gamma, Z, Z', Y
 \end{aligned} \tag{7.2}$$

O sinal relativo negativo se deve ao princípio de exclusão de Pauli, que implica na antissimetria do estado de férmions idênticos. A seção de choque para um processo de interação de duas partículas e com estado final contendo também duas partículas é, na aproximação de massa nula, dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{(|\bar{M}|)^2}{(8\pi)^2 s} \tag{7.3}$$

onde

$$(|\bar{M}|)^2 = \frac{1}{2} \sum_{h1} \sum_{h2} (|M|)^2 \tag{7.4}$$

onde os momentos finais são sorteados dentro da região de validade do espaço de fase (cinemática do processo), conforme explicado no Apêndice A. O fator 1/2 é o fator de simetria. Note que como os feixes incidentes são polarizados, i.e., as helicidades das partículas iniciais são fixadas, o somatório nas helicidades dá-se apenas nas partículas finais. Note também que devido a antissimetria o número total de termos para  $(|M|)^2$ , quadráticos + interferências, é igual a 64 (8 termos x 8 conjugados hermiteanos). Para efeito de raciocínio mostraremos um termo típico:

$$\sum_{h1} \sum_{h2} M_\gamma^\dagger M_Z = C_\gamma Z_c \text{tr}[\mathcal{P}(p_a)\gamma^\nu \not{p}_1\gamma^\mu (C_V^Z - C_A^Z\gamma_5)] \text{tr}[\mathcal{P}(p_b)\gamma_\nu \not{p}_2\gamma_\mu (C_V^Z - C_A^Z\gamma_5)] \tag{7.5}$$

onde  $C_\gamma$  e  $Z_c$  são constantes, e  $\mathcal{P}(p_a)$  e  $\mathcal{P}(p_b)$  são as matrizes de densidade de polarização para as partículas iniciais, que no caso são idênticas. A polarização de feixes terá um importante papel nos novos colisionadores lineares [45]. Utilizando-se feixes de léptons polarizados, pode-se reduzir "backgrounds" de maneira efetiva e aumentar a sensibilidade

de observáveis dependentes de spin para uma possível física nova. Trabalhando com os operadores de projeção do feixe de elétrons no regime ultra-relativístico,

$$\mathcal{P}(p_{a,b}) = \lim_{m \rightarrow 0} \frac{1}{2} (\not{p}_{a,b} + m)(1 + \gamma_5 \not{p}_{a,b}) \rightarrow$$

$$\mathcal{P}(p_{a,b}) = \frac{1}{2} (1 + P_L^{a,b} \gamma_5) \not{p}_{a,b} + \frac{1}{2} P_T^{a,b} \gamma_5 (\cos \phi_{a,b} \not{p}_1 + \sin \phi_{a,b} \not{p}_2) \not{p}_{a,b} \quad (7.6)$$

onde  $n_{a,b}^\mu$  representam vetores de spin e  $P_L^{a,b}$  ( $P_T^{a,b}$ ) são os graus de polarização longitudinal (transversal) dos feixes de elétrons incidentes, cujos quadrimomentos para uma energia nominal de centro de massa  $\sqrt{s}$  são dados por  $p_a^\mu = (\frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, \frac{\sqrt{s}}{2})$  e  $p_b^\mu = (\frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -\frac{\sqrt{s}}{2})$ .

Para os cálculos numéricos lidando com polarização transversal dos feixes de elétrons, os ângulos azimutais dos vetores de polarização transversal foram  $\phi_a = \phi_b = 0$ , e os vetores puramente espaciais  $n_1^\mu = (0, 1, 0, 0)$  e  $n_2^\mu = (0, 0, 1, 0)$ .

Escrevemos programas utilizando o pacote REDUCE, de forma a avaliar os traços obtidos. Os resultados algébricos foram incorporados ao programa FORTRAN, no qual a simulação Monte Carlo foi realizada. O passo seguinte é a implementação do processo com radiação de estado inicial e beamstrahlung. Para isso, é necessário fazermos a integração da equação (6.10), com as devidas funções de estrutura, como explicado no capítulo 6. Para testar nossos resultados ignoramos os efeitos de feixe, a troca do bóson  $Z'$  e consideramos feixes não-polarizados, verificando que nossas simulações numéricas concordam com a Ref. [23]. Da mesma forma nós cruzamos nossos resultados com os da Ref. [46], onde os cálculos foram feitos no contexto do Modelo Padrão mas com polarização arbitrária.

## 7.2 Análise de Dados: Observáveis

Para testarmos a presença de biléptons de calibre no espalhamento Møller, consideraremos primeiro feixes de elétrons longitudinalmente polarizados. Para as polarizações longitudinais utilizamos  $P_L^a = -P_L^b = 0.9$ , com uma incerteza dada por  $\Delta P_L / P_L = 0.5\%$ .

A Fig. 7.2 mostra a dependência da seção de choque total com a energia de centro de massa, para uma massa  $M_Y = 1.2TeV$ . Apenas para valores maiores da energia a seção de choque total é significativamente alterada pela troca de um bilépton vetorial.

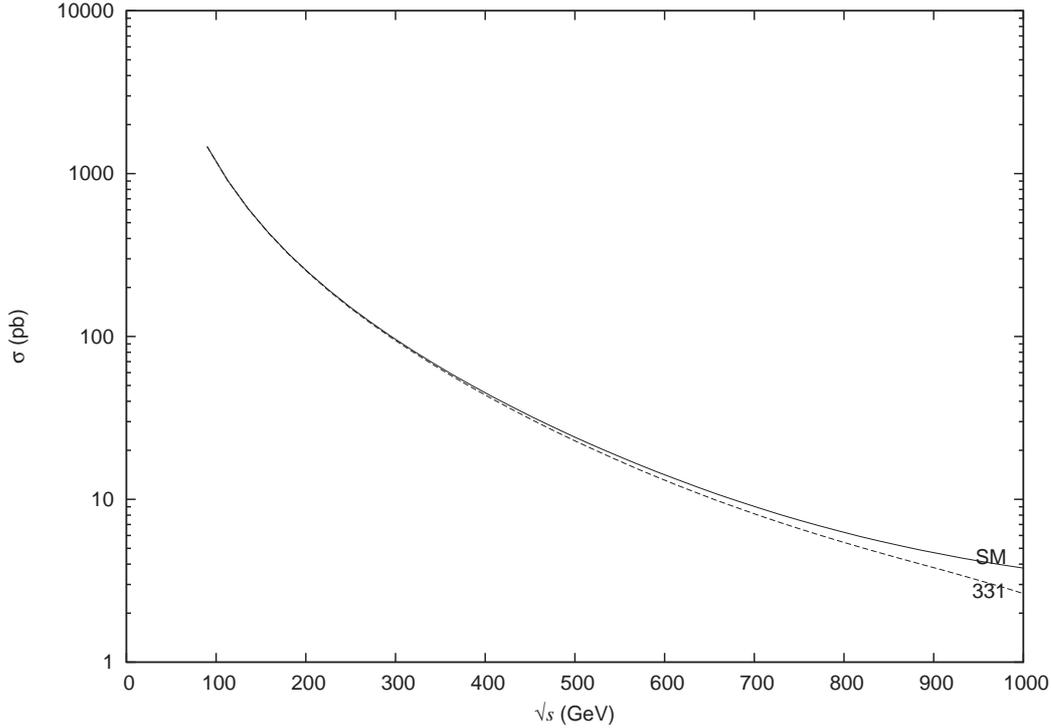


Figura 7.2: Seção de choque total como função da energia de centro de massa  $\sqrt{s}$ , para  $M_Y = 1.2TeV$  para o modelo 331 mínimo (331); A linha sólida (SM) representa a seção de choque para o modelo padrão.

A distribuição angular  $d\sigma/d(\cos\theta)$  para os elétrons do estado final é, entretanto, mais sensível à presença de tal partícula. Isto é mostrado na Fig. 7.3, onde a distribuição é mostrada para as energias  $\sqrt{s} = 500GeV$  e  $\sqrt{s} = 1TeV$ , com as correspondentes curvas para o Modelo Padrão mostradas para comparação. A distribuição angular para o espalhamento Møller no modelo 331 mínimo difere da do Modelo Padrão para a maior parte da faixa angular, sendo maior para o regime de energia de centro de massa de  $\sqrt{s} = 1TeV$ . Estes desvios em relação ao Modelo Padrão podem ser usados para estabelecer limites na massa do bilépton de calibre, e o acoplamento aos elétrons.

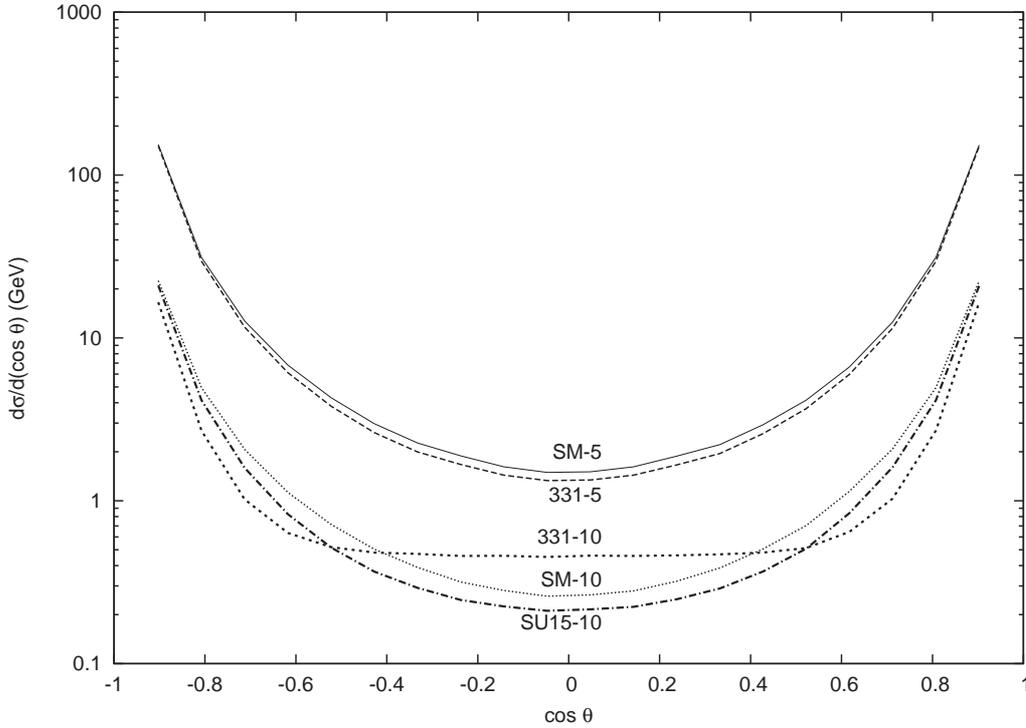


Figura 7.3: Distribuição angular dos elétrons do estado final; Curvas (SM-5) e (SM-10) mostram o espectro angular previsto pelo modelo padrão a  $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$  e  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$  respectivamente, enquanto (331-5) e (331-10) mostram a correspondente distribuição angular para o modelo 331 mínimo. A curva (SU15-10) mostra a previsão para o modelo SU(15) a  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$ .

A forma simétrica da distribuição angular sugere que deve ser pequena a assimetria "forward-backward"  $A_{FB}$ ,

$$A_{FB} = \frac{\int_{-0.95}^0 dz \frac{d\sigma}{dz} - \int_0^{0.95} dz \frac{d\sigma}{dz}}{\int_{-0.95}^0 dz \frac{d\sigma}{dz} + \int_0^{0.95} dz \frac{d\sigma}{dz}} \quad (7.7)$$

onde  $z = \cos \theta$ . Este é de fato o caso, como é mostrado na Fig. 7.4, onde  $A_{FB}$  é plotada para vários valores de  $M_Y$ , à energia de  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$ , e as barras de erro de um desvio padrão, representam apenas os erros estatísticos.

Vamos agora analisar o potencial de descoberta das assimetrias de spin. Começando

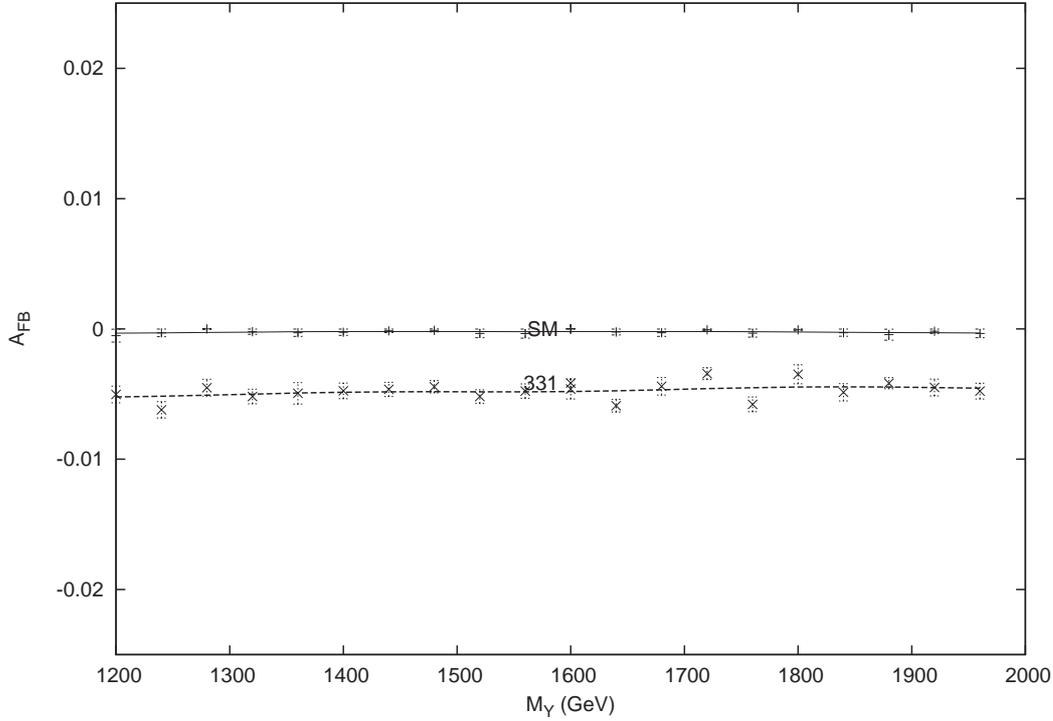


Figura 7.4: Assimetria "Forward-backward"(frente-trás)  $A_{FB}$  para diversos valores de massa  $M_Y$ , a  $\sqrt{s} = 1 TeV$ , de acordo com o modelo 331 mínimo (331). A curva superior (SM) mostra o valor esperado para o modelo padrão

pelas distribuições angulares dependentes de polarização, podemos calcular as seguintes assimetrias:

$$A_1(\cos\theta) = \frac{d\sigma(-|P_L^a|, -|P_L^b|) + d\sigma(-|P_L^a|, |P_L^b|) - d\sigma(|P_L^a|, -|P_L^b|) - d\sigma(|P_L^a|, |P_L^b|)}{d\sigma(-|P_L^a|, -|P_L^b|) + d\sigma(-|P_L^a|, |P_L^b|) + d\sigma(|P_L^a|, -|P_L^b|) + d\sigma(|P_L^a|, |P_L^b|)} \quad (7.8)$$

$$A_2(\cos\theta) = \frac{d\sigma(-|P_L^a|, -|P_L^b|) - d\sigma(|P_L^a|, |P_L^b|)}{d\sigma(-|P_L^a|, -|P_L^b|) + d\sigma(|P_L^a|, |P_L^b|)} \quad (7.9)$$

$$A_3(\cos\theta) = \frac{d\sigma(-|P_L^a|, |P_L^b|) - d\sigma(0, 0)}{d\sigma(-|P_L^a|, |P_L^b|) + d\sigma(0, 0)} \quad (7.10)$$

No limite  $|P_L^a| = |P_L^b| = 1$ ,  $A_1(\cos\theta)$  e  $A_2(\cos\theta)$  reduzem-se às conhecidas assimetrias

de violação de paridade do espalhamento Møller [47]

$$A_{LR}^{(1)} = \frac{d\sigma_{LL} + d\sigma_{LR} - d\sigma_{RL} - d\sigma_{RR}}{d\sigma_{LL} + d\sigma_{LR} + d\sigma_{RL} + d\sigma_{RR}} \quad (7.11)$$

e

$$A_{LR}^{(2)} = \frac{d\sigma_{LL} - d\sigma_{RR}}{d\sigma_{LL} + d\sigma_{RR}} \quad (7.12)$$

respectivamente.

O comportamento da assimetria de spin  $A_1$  como uma função de  $\cos\theta$  é mostrado na Fig. 7.5, para uma massa do bilépton  $M_Y = 1.2 TeV$ . Para  $\sqrt{s} = 500 GeV$  o desvio em relação ao Modelo Padrão é pequeno. Essa assimetria se torna mais sensível à presença de um bilépton vetorial para uma energia de  $1 TeV$ . Os erros estatísticos para assimetrias de spin são pequenos em razão da alta estatística, e os efeitos dos erros sistemáticos em grande parte se cancelam nessas assimetrias.

A Fig. 7.6 mostra que um padrão similar permanece para  $A_2$ , a qual é representada como função de  $\cos\theta$  para ambas energias  $500 GeV$  e  $1 TeV$ . À energia de  $500 GeV$ , entretanto,  $A_2$  não leva a uma clara distinção entre o modelo 331 e o modelo GUT  $SU(15)$ .

A assimetria  $A_3$  refere-se à diferença entre a distribuição angular polarizada e sua correspondente não-polarizada e é mostrada na Fig. 7.7. Diferentemente de  $A_1$  e  $A_2$ , que tomam valores da ordem de 5%,  $A_3$  pode se tornar bastante grande, atingindo uma magnitude próxima de 70% para  $\sqrt{s} = 1 TeV$ . Pode ser útil para discriminar um modelo com bilépton vetorial do Modelo Padrão, mesmo em um colisionador linear a  $500 GeV$ . À energia de centro de massa de  $1 TeV$ , as diferenças entre a predição do modelo 331 mínimo para  $A_3$  e os valores do Modelo Padrão são ainda mais significativas.

Nós consideramos que na próxima geração de colisionadores lineares, a polarização transversal de feixe de elétrons estará disponível como ferramenta extra para a procura por física nova. Isto poderia ser atingido através dos chamados "spin rotators"[48], os quais converteriam polarização longitudinal em transversal. Não é óbvio se a utilização de feixes de elétrons transversalmente polarizados pode fornecer qualquer informação

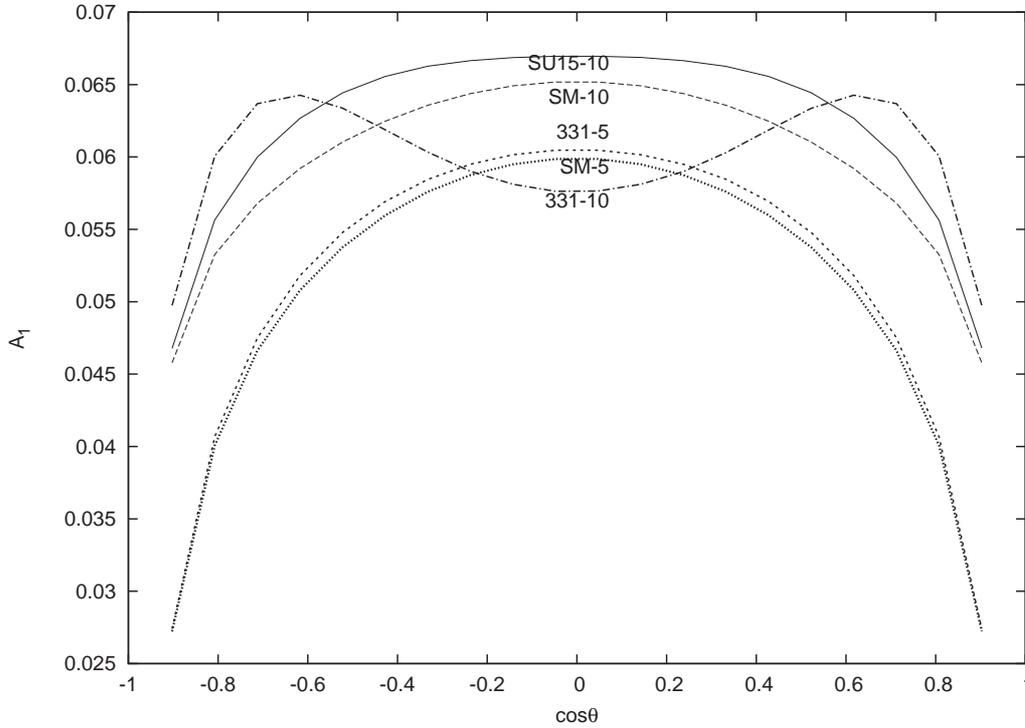


Figura 7.5: Dependência angular da assimetria de spin  $A_1(\cos\theta)$ ; Curva (SU15-10) mostra a previsão para o modelo SU(15) a  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$ . Curvas (SM-5) e (SM-10) mostram a previsão do modelo padrão para  $A_1(\cos\theta)$  a  $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$  e  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$  respectivamente, enquanto (331-5) e (331-10) representam a correspondente expectativa para o modelo 331 mínimo, para a massa  $M_Y = 1.2\text{TeV}$ .

adicional importante, que já não poderia ser extraída com o emprego de polarização longitudinal no caso do espalhamento Møller. De fato, o espalhamento Møller é conhecido por não ser particularmente sensível à polarização transversal [46], mas a presença de um bilépton no canal s pode modificar tal cenário. Efeitos de polarização transversal para o espalhamento Møller num contexto não-padrão em discussão só apareceriam no caso de ambos os feixes estarem transversalmente polarizados. A fim de estudar as possíveis vantagens de feixes transversalmente polarizados no problema em questão, examinamos em detalhe o comportamento da seguinte assimetria diferencial azimutal

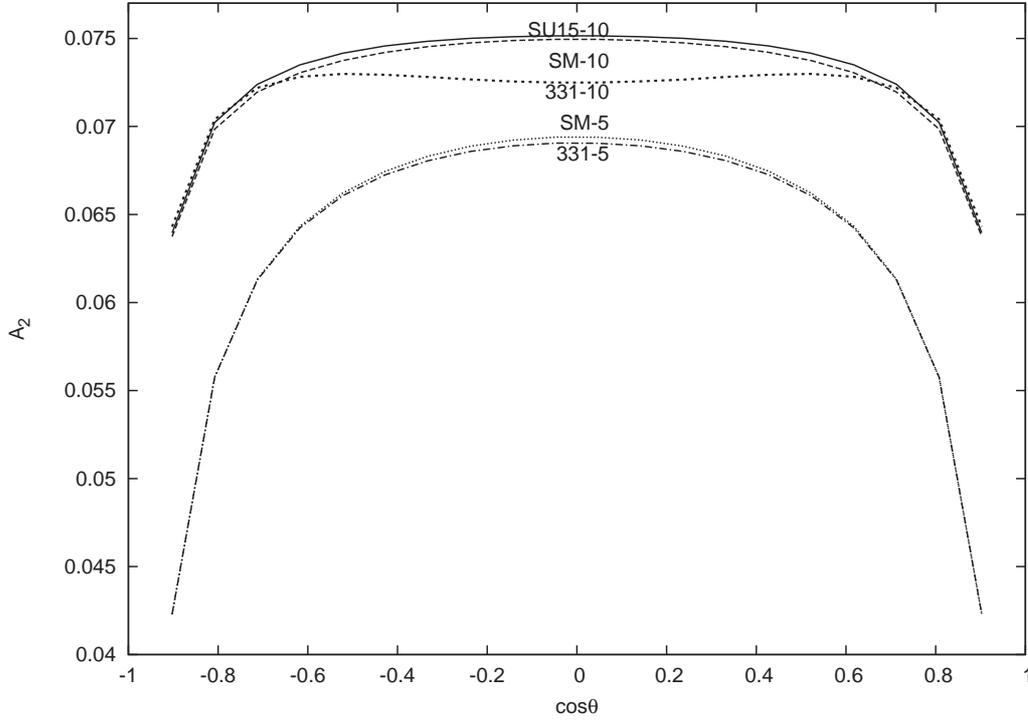


Figura 7.6: Dependência angular da assimetria de spin  $A_2(\cos\theta)$ ; Curva (SU15-10) mostra a previsão para o modelo SU(15) a  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$ . Curvas (SM-10) e (SM-5) mostram as previsões do modelo padrão para  $A_2(\cos\theta)$  a  $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$  e  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$  respectivamente, enquanto (331-10) e (331-5) representam as correspondentes expectativas para o modelo 331 mínimo, para a massa  $M_Y = 1.2\text{TeV}$ .

$$A_{1T}(\cos\theta) = \frac{\int_{(+)} d\phi \frac{d^2\sigma}{d(\cos\theta)d\phi} - \int_{(-)} d\phi \frac{d^2\sigma}{d(\cos\theta)d\phi}}{\int_{(+)} d\phi \frac{d^2\sigma}{d(\cos\theta)d\phi} + \int_{(-)} d\phi \frac{d^2\sigma}{d(\cos\theta)d\phi}}, \quad (7.13)$$

onde o índice inferior  $+$ ( $-$ ) indica que a integração sobre o ângulo azimutal  $\phi$  é feita na região do espaço onde  $\cos 2\phi$  é positivo (negativo). No que diz respeito a  $A_{1T}(\cos\theta)$ , e considerando uma luminosidade integrada de  $500\text{fb}^{-1}$ , achamos difícil separar sinais de biléptons do "background" do Modelo Padrão a energias de centro de massa em torno de  $500\text{GeV}$ , mesmo se  $M_Y$  é apenas moderadamente grande. A  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$ , entretanto, é possível detectar efeitos de biléptons vetoriais, desde que sua massa não seja muito maior

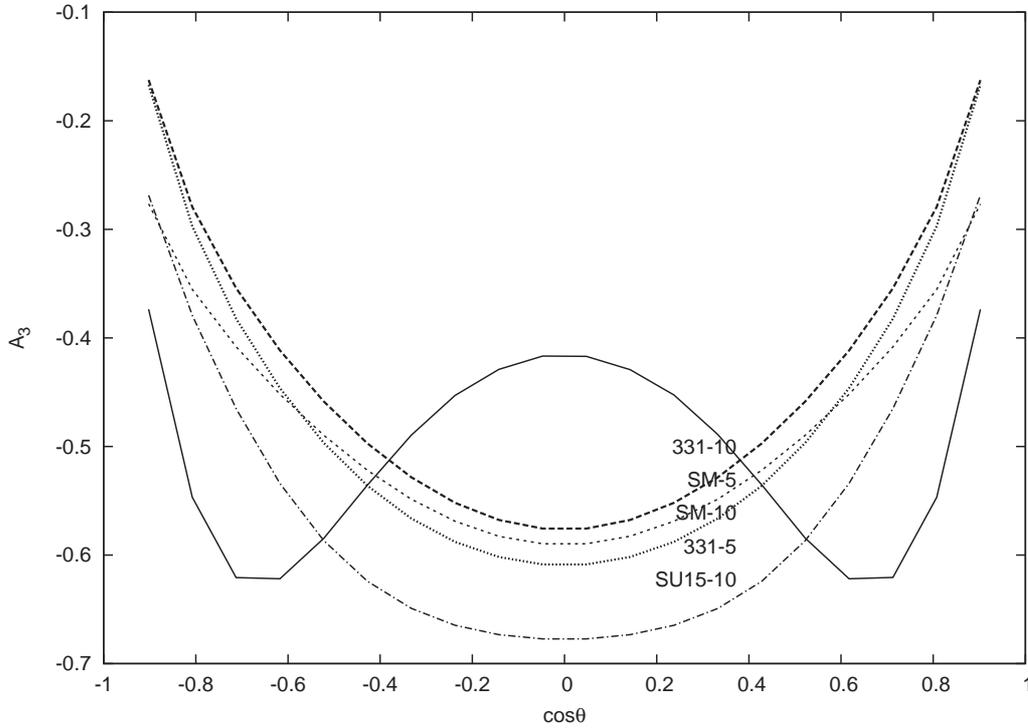


Figura 7.7: Dependência angular da assimetria de spin  $A_3(\cos\theta)$ ; Curvas (SM-5) e (SM-10) mostram as previsões do modelo padrão para  $A_3(\cos\theta)$  a  $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$  e  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$  respectivamente, enquanto (331-5) e (331-10) representam a correspondente expectativa para o modelo 331 mínimo, para a massa  $M_Y = 1.2\text{TeV}$ . Curva (SU15-10) mostra a previsão para o modelo SU(15) a  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$ .

que a energia de centro de massa. Isto é ilustrado na Fig. 7.8, onde  $A_{1T}(\cos\theta)$  é plotada para  $M_Y = 800\text{GeV}$  e para  $M_Y = 1.2\text{TeV}$ , junto com as respectivas previsões para o Modelo Padrão.

Também investigamos a versão integrada da assimetria  $A_{1T}$ :

$$A_{2T} = \frac{\int_{(+)} d(\cos\theta)d\phi \frac{d^2\sigma}{d(\cos\theta)d\phi} - \int_{(-)} d(\cos\theta)d\phi \frac{d^2\sigma}{d(\cos\theta)d\phi}}{\int_{(+)} d(\cos\theta)d\phi \frac{d^2\sigma}{d(\cos\theta)d\phi} + \int_{(-)} d(\cos\theta)d\phi \frac{d^2\sigma}{d(\cos\theta)d\phi}}, \quad (7.14)$$

onde as integrações são consistentes com os cortes especificados na seção 7.1. A dependência na massa para  $A_{2T}$  a  $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$  e  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$  é mostrada na Fig. 7.9.  $A_{2T}$

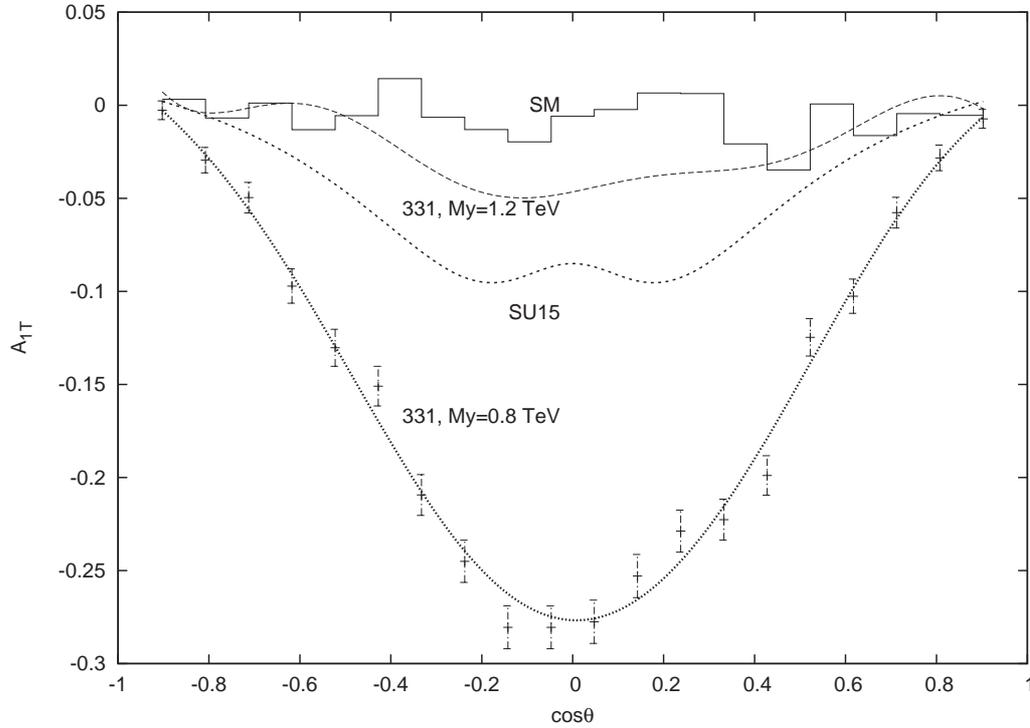


Figura 7.8: Assimetria de polarização transversa  $A_{1T}(\cos\theta)$  como função de  $\cos\theta$ , a  $\sqrt{s} = 1\text{ TeV}$ . A curva com barras de erro (331,  $M_Y = 0.8\text{ TeV}$ ) corresponde ao modelo 331 mínimo com  $M_Y = 800\text{ GeV}$ , enquanto a curva (SU15) corresponde ao modelo  $SU(15)$  previsto para a mesma massa. Curva (331,  $M_Y = 1.2\text{ TeV}$ ) representa o comportamento da assimetria para um bilépton de massa  $1.2\text{ TeV}$  no modelo 331 mínimo, e o histograma (SM) corresponde a expectativa do modelo padrão. As barras de erro para as curvas superiores são similares às da curva inferior bin a bin.

é considerável numa larga faixa em torno da ressonância do bilépton. Verificamos que a curva representando a dependência na massa desta assimetria se torna mais larga com o crescimento de  $g_{3l}$ , enquanto a posição do mínimo correspondente permanece essencialmente a mesma, para uma energia de centro de massa fixa.

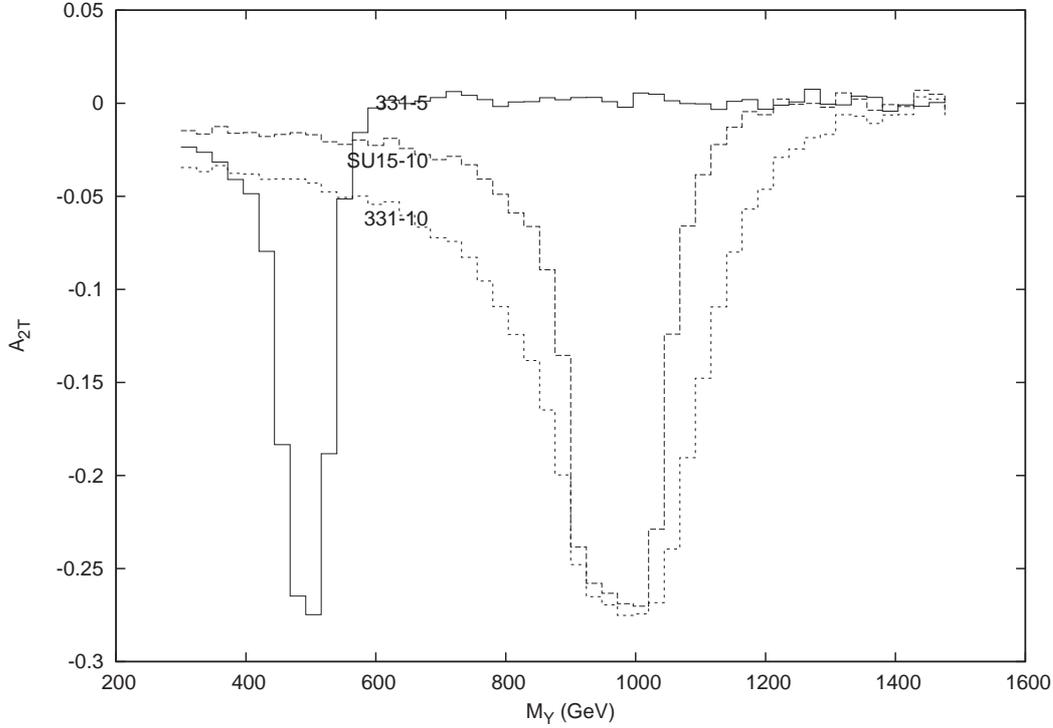


Figura 7.9: Assimetria de polarização transversa  $A_{2T}$  como função de  $M_Y$ . O histograma sólido (331-5) refere-se ao modelo 331 mínimo previsto para a energia de  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  e o histograma (SU15-10) para o modelo  $SU(15)$  a  $1 \text{ TeV}$ . A previsão de  $A_{2T}$  para o modelo 331 mínimo a  $\sqrt{s} = 1 \text{ TeV}$  é mostrada no histograma (331-10).

### 7.3 Testes de $\chi^2$ e Limites

Um teste de  $\chi^2$  foi aplicado para estimar limites de descoberta para um bilépton vetorial no espalhamento Møller. Considerando apenas polarização longitudinal, comparamos a distribuição angular  $d\sigma/d(\cos\theta)$  dos elétrons no estado final, modificada pela presença de um bilépton vetorial, com a correspondente distribuição para o MP. Supondo que os dados experimentais serão bem descritos pelas medições do Modelo Padrão, definimos um  $\chi^2$  com dois parâmetros:

$$\chi^2(g_{3l}, M_Y) = \sum_{i=1}^{N_b} \left( \frac{N_i^{SM} - N_i}{\Delta N_i^{SM}} \right)^2 \quad (7.15)$$

Polarização	$\sqrt{s}=500$ GeV	$\sqrt{s}=1$ TeV
não-polarizado	1230 GeV	1815 GeV
polarizado	2529 GeV	4574 GeV

Tabela 7.1: Limites inferiores para o espalhamento Møller, com grau de confiança de 95%, para a massa do bilépton no modelo 331 mínimo, nas energias do NLC.

onde  $N_i^{SM}$  é o número de eventos do Modelo Padrão detectados no  $i$ -ésimo bin,  $N_i$  é o número de eventos no  $i$ -ésimo bin como predito pelo modelo com biléptons, e  $\Delta N_i^{SM} = \sqrt{(\sqrt{N_i^{SM}})^2 + (N_i^{SM}\epsilon)^2}$  o erro total correspondente, o qual combina em quadratura o erro estatístico, assumindo uma distribuição de Poisson, com o erro sistemático. Para o último adotamos o valor conservador de  $\epsilon = 5\%$  para cada medida. A faixa angular  $|\cos\theta| < 0.95$  foi dividida em  $N_b = 20$  bins de igual largura. Para calcular o número de eventos detectado em determinado bin, utilizamos a distribuição angular, i.e.,  $N_i = (d\sigma/d\cos\theta)L_i\Delta\cos\theta$ , onde  $L_i$  é a luminosidade integrada e  $\Delta\cos\theta$  a largura do bin. O acoplamento  $g_{3l}$  para um bilépton vetorial com elétrons e a massa do bilépton  $M_Y$  foram variados como parâmetros livres para determinar a distribuição  $\chi^2$ . O limite do grau de confiança de 95% corresponde a um aumento de 5.99 com respeito ao mínimo da distribuição  $\chi^2$ . A Fig. 7.10 mostra as curvas de nível para um grau de confiança de 95% resultantes no plano  $(g_{3l}, M_Y)$  considerando as energias de centro de massa de  $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$  e  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$ . O caso não-polarizado é mostrado na Fig. 7.11. Como nossa seção de choque diferencial contém apenas potências pares de  $g_{3l}$ , é suficiente usar apenas valores positivos para os acoplamentos nas Figs. 7.10 - 7.11. Nós também calculamos os limites com grau de confiança de 95% para a massa do bilépton nas energias do NLC considerando o modelo 331 mínimo, no qual a troca da partícula  $Z'$  deve ser levada em consideração. Os resultados são mostrados na Tabela 7.1.

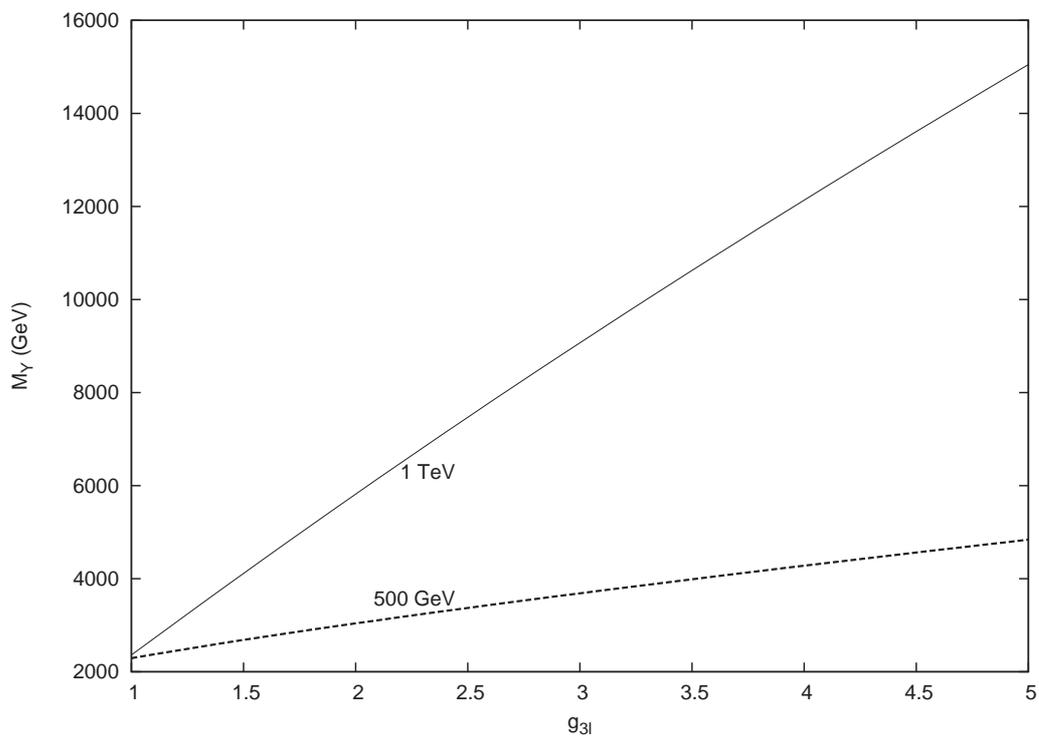


Figura 7.10: Curvas de nível com grau de confiança de 95% no plano  $(g_{3l}, M_Y)$  para o espalhamento Møller longitudinalmente polarizado, nas energias de centro de massa do NLC de  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  (curva inferior) e  $\sqrt{s} = 1 \text{ TeV}$  (curva superior).

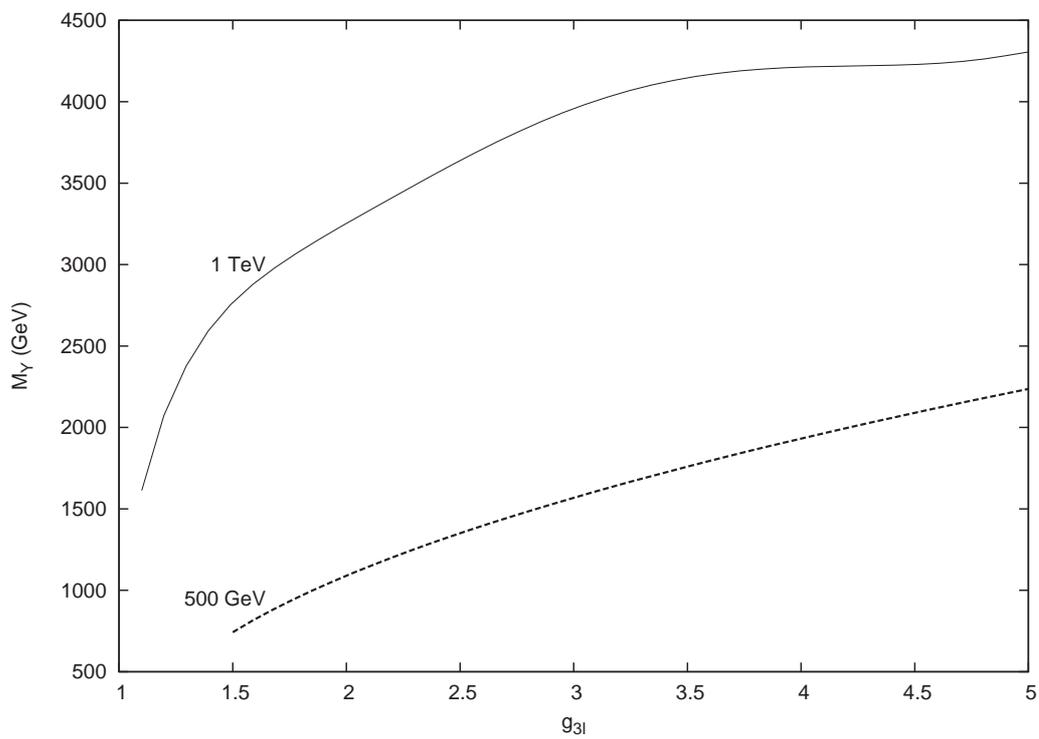


Figura 7.11: Curvas de nível com grau de confiança de 95% no plano  $(g_{3l}, M_Y)$  para o espalhamento Møller não-polarizado, nas energias de centro de massa do NLC de  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  (curva inferior) e  $\sqrt{s} = 1 \text{ TeV}$  (curva superior).

# Capítulo 8

## Espalhamento Bhabha Polarizado

### 8.1 Simulação de Monte Carlo

Neste capítulo estudaremos os efeitos da existência de biléptons para o processo  $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$  longitudinalmente e transversalmente polarizado, no contexto do modelo 331 mínimo. Novamente fazemos também algumas comparações para um modelo de grande unificação  $SU(15)$  [43], que também contém biléptons. Analogamente ao que fizemos no capítulo 7 para o espalhamento Møller, calculamos as seções de choque diferenciais, através de uma simulação Monte Carlo em linguagem FORTRAN. Os mesmos cortes considerados no último capítulo valem aqui, para as mesmas energias (máxima de  $1 TeV$ ) usando o mesmo valor de luminosidade integrada ( $500 fb^{-1}$ ). Os diagramas de Feynman para o processo Bhabha no nível de árvore para o modelo 331 mínimo são mostrados na Fig. 8.1.

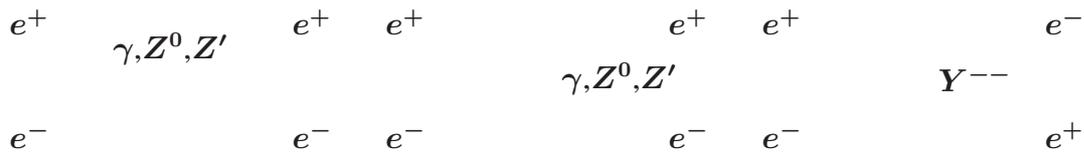


Figura 8.1: Diagramas de Feynman para o espalhamento Bhabha no modelo 331

Existem 3 diagramas novos em relação ao Modelo Padrão: dois são contribuições do bóson de calibre  $Z'$ , sendo um no canal  $s$  e outro no canal  $t$ . A contribuição do bilépton é o diagrama no canal  $u$ . Temos portanto um total de 7 diagramas a serem somados para fornecer a amplitude total do processo no modelo 331. A simulação Monte Carlo é análoga a que foi realizada para o processo Møller.

## 8.2 Análise de Dados: Observáveis

Nesta seção analisamos observáveis na busca de sinais de biléptons virtuais no espalhamento Bhabha. Para a simulação considerando feixes longitudinalmente polarizados, utilizamos  $P_L = -90\%$  para elétrons e  $P_L = 60\%$  para pósitrons, com a incerteza dada por  $\Delta P_L/P_L = 0.5\%$ .

A Fig. 8.2 mostra a dependência da seção de choque total em função da energia de centro de massa, para uma massa  $M_Y = 1.2TeV$ . Como podemos notar, este não é um observável muito sensível à presença do bilépton vetorial, a não ser para energias próximas ou superiores a  $1TeV$ .

A distribuição angular para o processo Bhabha no modelo 331 mínimo a  $\sqrt{s} = 500GeV$  e  $\sqrt{s} = 1TeV$  é mostrada na Fig. 8.3. As curvas para os modelos  $SU(15)$  e padrão também são mostradas para comparação. Os elétrons finais são emitidos preferencialmente ao longo do feixe de elétrons incidentes, mas diferenças significativas entre as distribuições angulares ocorrem em quase todo o intervalo angular. Esta região, próxima de  $\cos\theta = 1$ , é onde os três modelos menos se destacam. Entretanto isto pouco afetará os resultados, tendo em vista que fizemos o corte  $\cos\theta < 0.95$ . Notamos também que a região onde os três modelos mais se diferenciam é em torno de  $\theta = 90^\circ$ . Um fato de interesse se refere ao comportamento deste observável a  $500GeV$  e  $1TeV$ . A  $500GeV$  a curva para o MP é superior aos modelos 331 e  $SU(15)$ , i.e., a seção de choque é superior durante todo o intervalo angular. A  $1TeV$ , entretanto, é a curva do modelo 331 que possui as maiores seções de choque, para a maior parte da região angular. Já a curva para o modelo

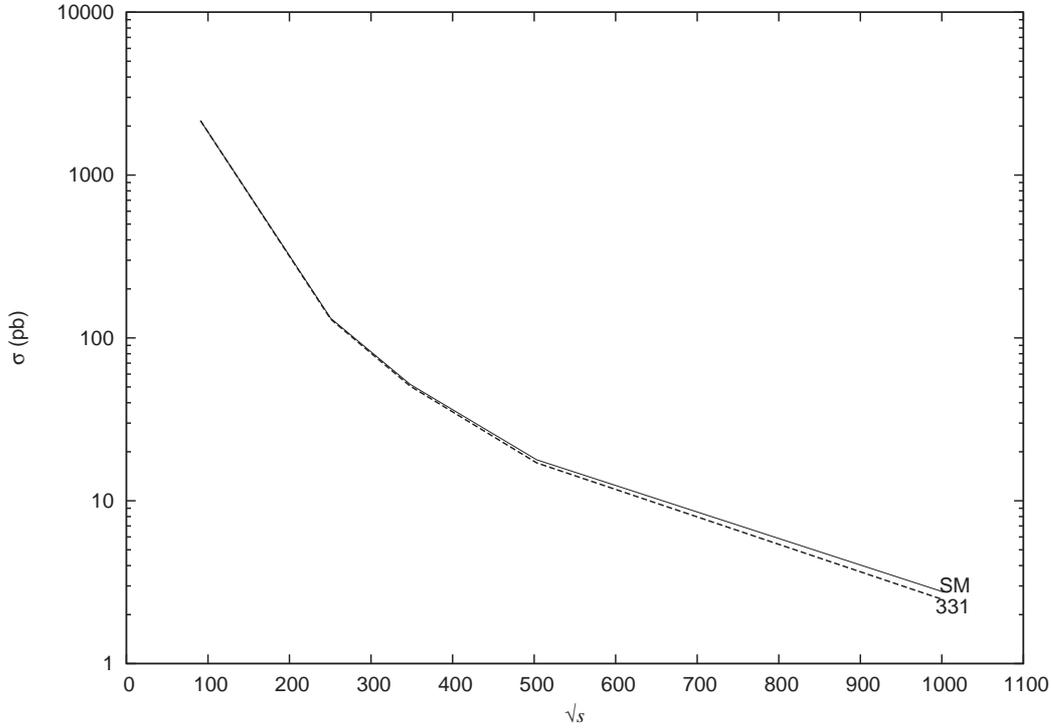


Figura 8.2: Seção de choque total como função da energia de centro de massa  $\sqrt{s}$ , para  $M_Y = 1.2 \text{ TeV}$  (331) para o modelo 331 mínimo; linha sólida (SM) representa a seção de choque para o modelo padrão.

SU(15) apresenta um curioso comportamento. Até  $\cos \theta \sim -0.3$  o modelo fica abaixo dos modelos 331 e padrão. A partir deste ponto os valores das seções de choque começam a aumentar rapidamente e na região em torno de  $\cos \theta \sim -0.6$  a curva do modelo SU15 se torna superior aos dos dois outros modelos. Ao contrário do espalhamento Møller, onde a distribuição angular dos elétrons finais era aproximadamente simétrica, típica de estados finais de duas partículas idênticas, aqui as distribuições angulares são claramente assimétricas. Esse comportamento leva a grandes valores da assimetria forward-backward, como mostra a figura 8.4 para a energia de 1 TeV. Como esperado, o valor de  $A_{FB}$  tende ao valor para o modelo padrão com o aumento da massa do bilépton.

Consideraremos agora duas novas assimetrias de spin  $A_1$  e  $A_2$  para o espalhamento Bhabha, definidas por:

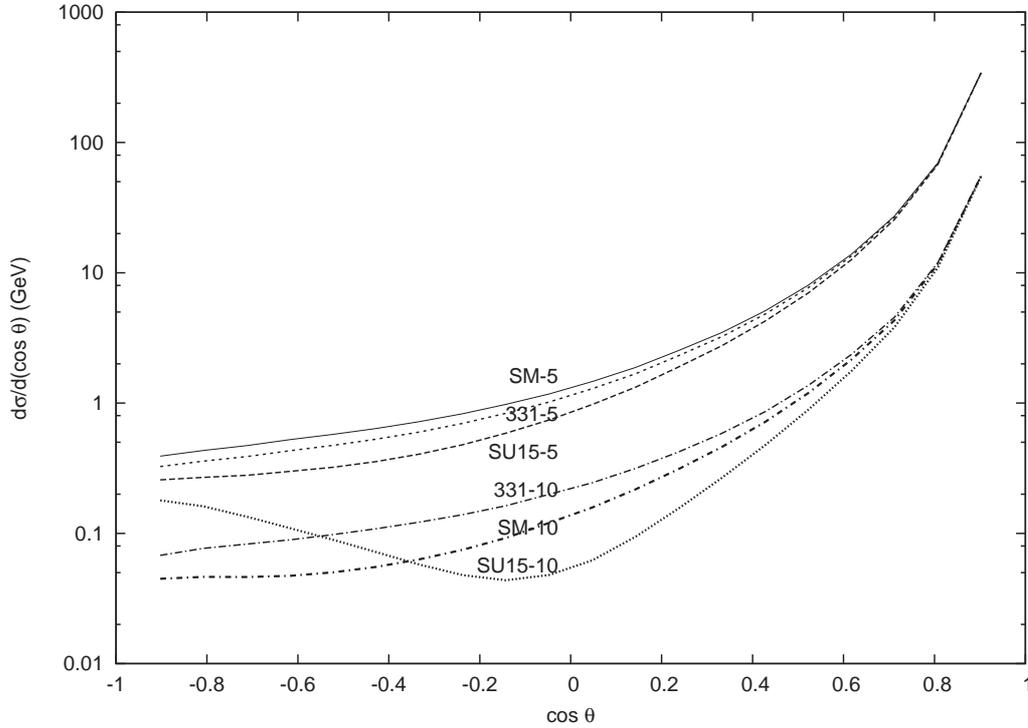


Figura 8.3: Distribuição angular dos elétrons do estado final; Curvas (SM-5) e (SM-10) mostram o espectro angular previsto pelo modelo padrão a  $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$  e  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$  respectivamente, enquanto (331-5) e (331-10) mostram as correspondentes distribuições para o modelo 331 mínimo. A previsão correspondente para o modelo SU(15) é mostrada nas curvas (SU15-5) e (SU15-10).

$$A_1(\cos\theta) = \frac{d\sigma(-|P_L^a|, |P_L^b|) - d\sigma(|P_L^a|, -|P_L^b|)}{d\sigma(-|P_L^a|, |P_L^b|) + d\sigma(|P_L^a|, -|P_L^b|)} \quad (8.1)$$

$$A_2(\cos\theta) = \frac{d\sigma(|P_L^a|, |P_L^b|) - d\sigma(-|P_L^a|, |P_L^b|)}{d\sigma(|P_L^a|, |P_L^b|) + d\sigma(-|P_L^a|, |P_L^b|)} \quad (8.2)$$

A Fig. 8.5 mostra a dependência angular da assimetria  $A_1$  para a massa bileptônica  $M_Y = 1.2\text{TeV}$ , a  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$ . A curva a  $500\text{ GeV}$  não é mostrada, pois a sensibilidade desta assimetria é bem menor a esta energia, embora os três modelos considerados sejam ainda distinguíveis.

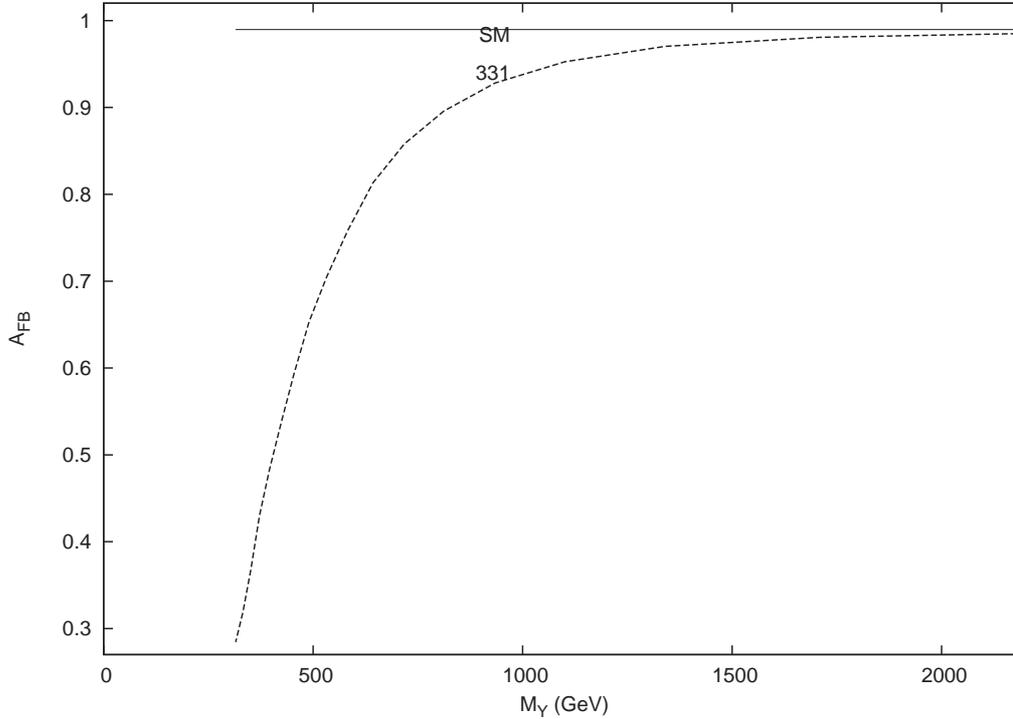


Figura 8.4: Assimetria "forward-backward"  $A_{FB}$  para diversos valores de massa  $M_Y$ , a  $\sqrt{s} = 1TeV$ , de acordo com o modelo 331 mínimo (331). Curva (SM) mostra a previsão para o modelo padrão.

A assimetria  $A_2$  a  $500 GeV$  é mostrada na Fig. 8.6. Para esta energia, a curva para o Modelo Padrão, destaca-se bem tanto do modelo 331 quanto do modelo SU(15), que apresentam distribuições semelhantes. Note que na faixa, aproximadamente, entre  $-0.3 < \cos\theta < 0.5$  a curva do MP é superior as curvas dos outros modelos considerados. É muito provável que a semelhança entre as curvas para os modelos 331 e SU(15) a esta energia seja devido à presença do bilépton no canal u, já que os diagramas de troca com a partícula  $Z'$  são desprezíveis no modelo 331 e inexistem no modelo SU(15). Deve-se notar que esta é uma assimetria que atinge valores altos (quase 50% para o modelo SU(15)). Por último, salientamos ainda que este observável, a  $500GeV$  separa melhor o modelo SU(15) do MP do que o modelo 331 mínimo. A  $1 TeV$  as curvas dos modelos 331 e SU(15) para a assimetria  $A_2$ , não apresentam mais distribuições semelhantes e a

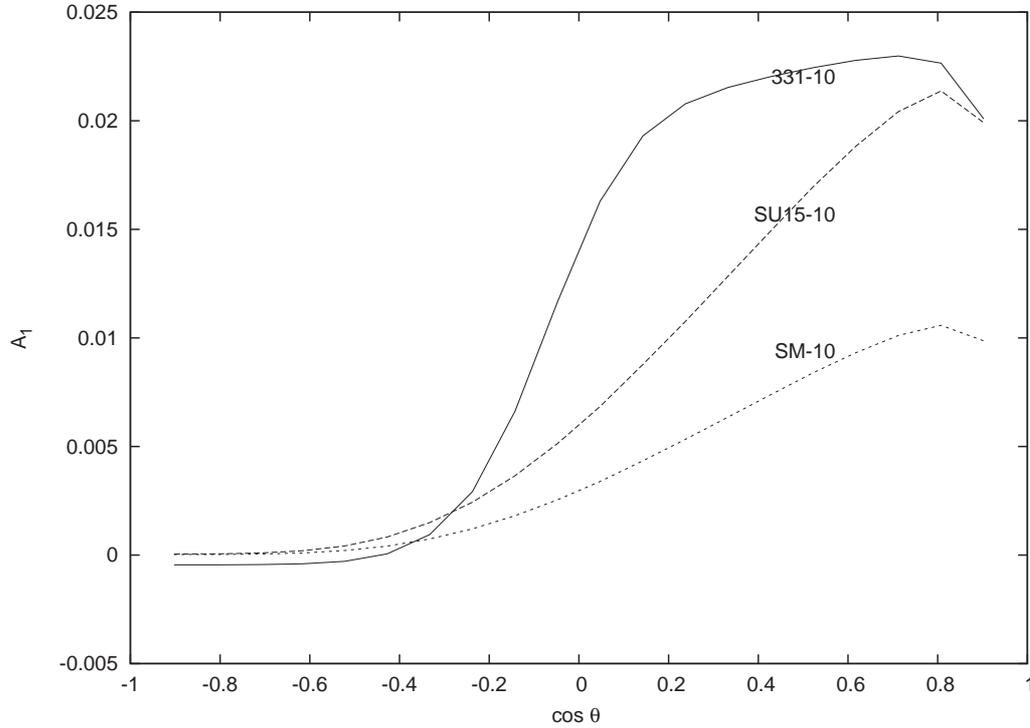


Figura 8.5: Dependência angular da assimetria de spin  $A_1(\cos\theta)$  a  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$ ; Curva (SM-10) mostra a previsão do Modelo Padrão para  $A_1(\cos\theta)$ , enquanto (331-10) a correspondente expectativa para o modelo 331 mínimo, para uma massa de  $M_Y = 1.2\text{TeV}$ . A curva (SU15-10) mostra a previsão para o modelo SU(15).

assinatura de cada modelo passa a ser bem distinta. Para o modelo 331 mínimo  $A_2$  atinge valores altos para a grande parte da faixa angular, sendo superior a 50% numa pequena região. A curva para o modelo SU(15) também atinge valores altos, mas para numa região consideravelmente menor, se comparada com o modelo 331 mínimo. Ao contrário do que foi visto para esta assimetria a  $500\text{GeV}$ , agora é o modelo 331 mínimo a mais se destacar do MP, como poder ser facilmente percebido no gráfico da figura 8.7.

Utilizando a mesma expressão do capítulo anterior, calculamos a assimetria de spin  $A_3$ . O resultado é mostrado nas Figs. 8.8 e 8.9 para  $500\text{GeV}$  e  $1\text{TeV}$ , respectivamente. Para ambas as energias é o modelo 331 mínimo a se mais distanciar do MP. A  $500\text{GeV}$  as diferenças entre os modelos começam a ficar mais significativas a partir de  $\cos\theta = 0.2$ ,

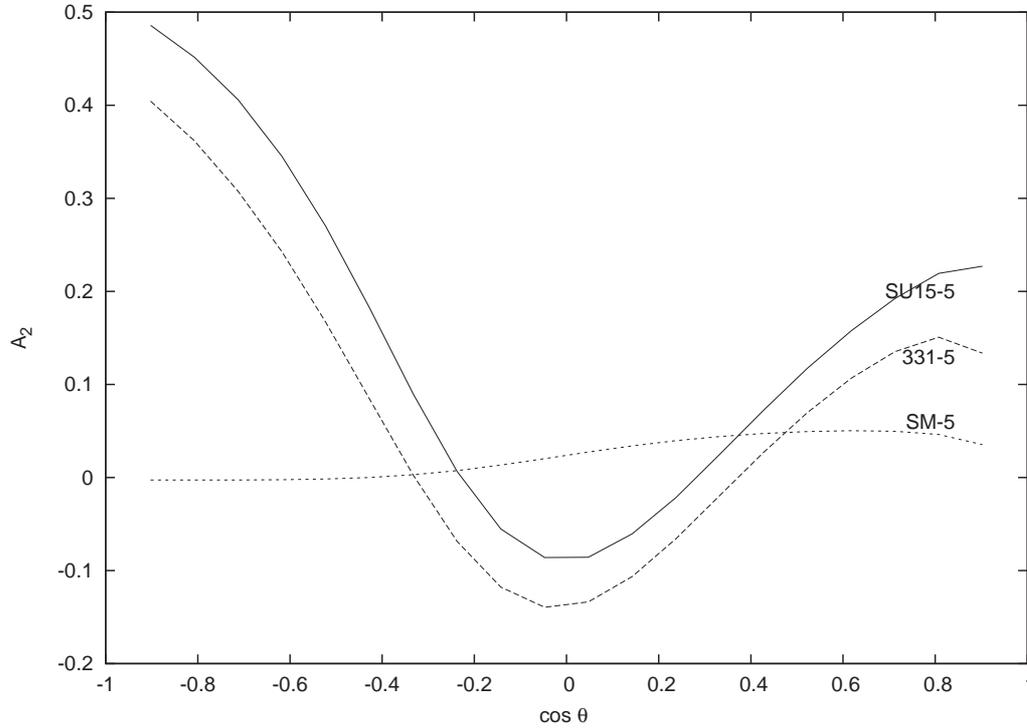


Figura 8.6: Dependência angular da assimetria de spin  $A_2(\cos\theta)$  a  $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ ; Curva (SM-5) mostra a previsão do Modelo Padrão para  $A_2(\cos\theta)$ , enquanto (SU15-5) representa a correspondente expectativa para o modelo SU(15), para a massa  $M_Y = 1.2\text{TeV}$ . Curva (331-5) mostra a previsão para o 331 mínimo.

ficando gradativamente maiores até  $\cos\theta = -1$ . A  $1\text{TeV}$  estas diferenças são significativas desde  $\cos\theta = 0.6$ . Um fato importante que deve ser notado é a mudança de comportamento que a curva do modelo 331 sofre a energia de  $1\text{TeV}$ . A  $500\text{GeV}$  as três curvas tem distribuições semelhantes (Fig. 8.8), mas a  $1\text{TeV}$ , embora tal semelhança permaneça para os modelos padrão e SU(15), esta não é mais válida para o modelo 331 mínimo, como se vê na Fig. 8.9.

Para confirmar nossas estimativas, que indicavam que os erros estatísticos nas assimetrias eram pequenos, utilizamos a técnica de reamostragem do bootstrap [49]. Alguns erros sistemáticos, como as incertezas nas polarizações dos feixes, foram diretamente incluídos na simulação. Outros eventuais erros sistemáticos devem afetar de maneira

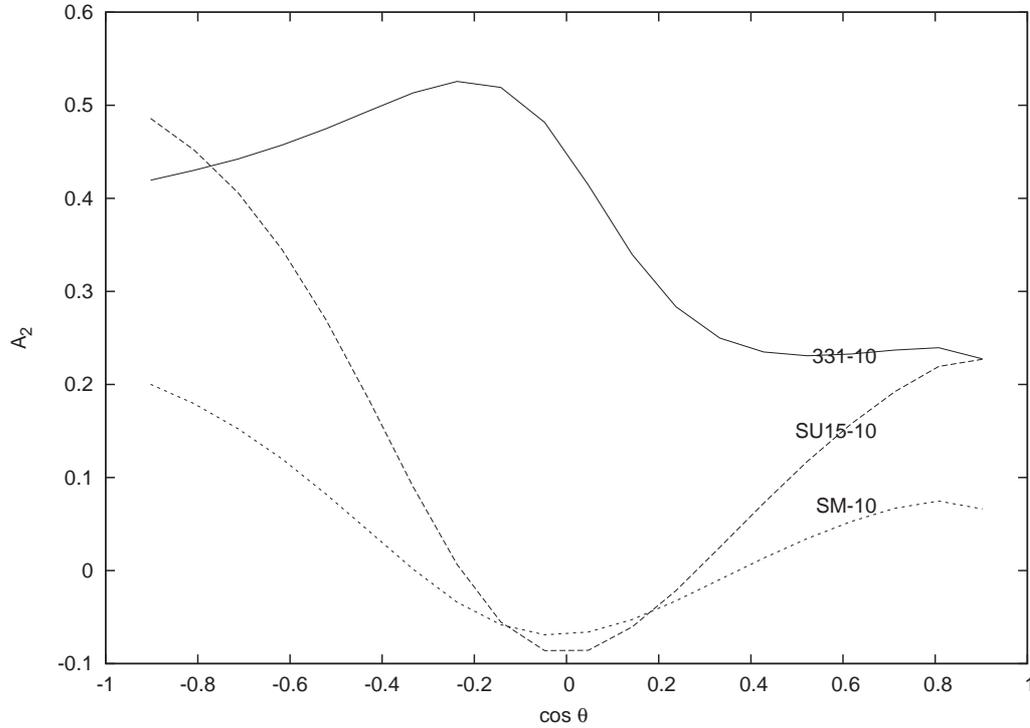


Figura 8.7: Dependência angular da assimetria de spin  $A_2(\cos\theta)$  a  $\sqrt{s} = 1TeV$ ; Curva (C) mostra a previsão do Modelo Padrão para  $A_2(\cos\theta)$ , enquanto (A) representa a correspondente expectativa para o modelo 331, para a massa  $M_Y = 1.2TeV$ . A curva (B) mostra a previsão para o modelo SU(15).

semelhante as seções de choque diferenciais para diferentes combinações de polarizações, e portanto esperamos que, em grande parte seus efeitos se cancelem nas assimetrias.

Finalmente, analisamos o potencial de descoberta das assimetrias  $A_{1T}$  e  $A_{2T}$  para o espalhamento Bhabha, as quais foram também definidas no capítulo anterior. Utilizamos  $P_T = 90\%$  para elétrons e  $P_T = 60\%$  para pósitrons, com incerteza  $\Delta P_T/P_T = 0.5\%$ . A figura 8.10 mostra o resultado para  $A_{1T}$  considerando  $M_Y = 800GeV$  e energia de  $1TeV$ . Embora os erros sejam maiores do que no caso das assimetrias de polarização longitudinal, o observável permite um sinal claro quando da troca de um bilépton vetorial no contexto dos modelos estendidos considerados. Para o MP a assimetria atinge um moderado valor de  $5\%$ , mas chega a  $20\%$  para o modelo SU(15), atingindo o pico de  $30\%$

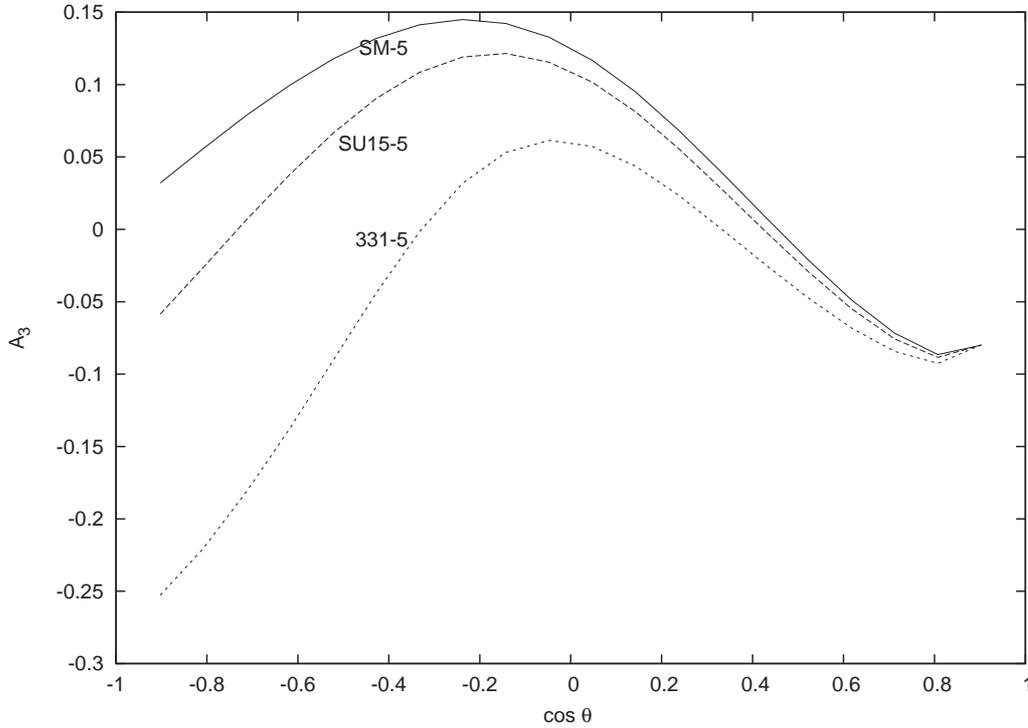


Figura 8.8: Curva (SM-5) mostra a previsão do modelo padrão para  $A_3(\cos\theta)$  a  $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ , enquanto (331-5) representa a correspondente expectativa para o modelo 331 mínimo, para a massa  $M_Y = 1.2\text{TeV}$ . Curva (SU15-5) mostra a previsão para o modelo SU(15).

para o modelo 331 mínimo, sendo portanto o último a mais se destacar em relação ao MP. Notamos ainda que a região onde a distinção entre os modelos é mais clara situa-se em  $0 < \cos \theta < 0.4$ .

A dependência na massa da assimetria integrada  $A_{2T}$  a  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$  para os modelos SU(15) e 331 mínimo é mostrada na Fig. 8.11. As formas das distribuições são semelhantes, mas o valor absoluto de  $A_{2T}$  é maior para o modelo SU(15).

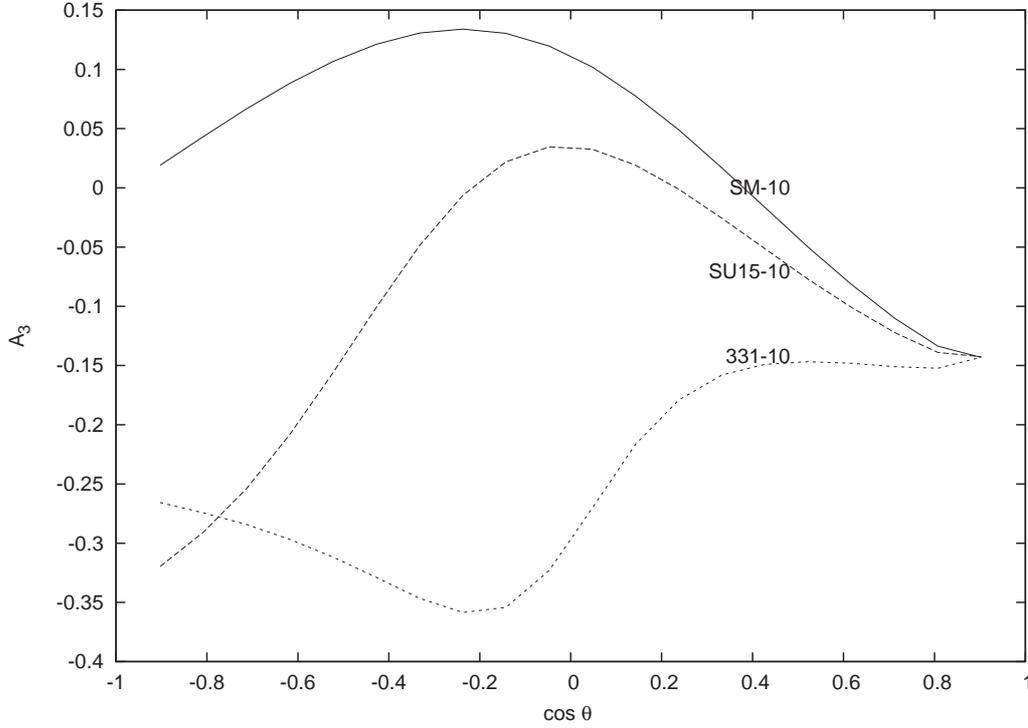


Figura 8.9: Dependência angular da assimetria de spin  $A_3(\cos\theta)$ ; Curva (SM-10) mostra a previsão do modelo padrão para  $A_3(\cos\theta)$  a  $\sqrt{s} = 1TeV$ , enquanto (331-10) representa a correspondente expectativa para o modelo 331 mínimo, para a massa  $M_Y = 1.2TeV$ . Curva (SU15-10) mostra a previsão para o modelo SU(15).

### 8.3 Testes de $\chi^2$ e Limites

Obtivemos, a exemplo do que foi feito para o espalhamento Møller, limites inferiores na massa do bilépton através do teste de  $\chi^2$ :

$$\chi^2(g_{3l}, M_Y) = \sum_{i=1}^{N_b} \left( \frac{N_i^{SM} - N_i}{\Delta N_i^{SM}} \right)^2 \quad (8.3)$$

Entretanto, em vez de variarmos os parâmetros  $g_{3l}$  e  $M_Y$  livremente, fixamos valores para  $g_{3l}$  deixando apenas  $M_Y$  como parâmetro livre. Neste caso, o valor do aumento no  $\chi^2$  com respeito ao mínimo da distribuição  $\chi_{min}^2$  é de 3.84. Levando em conta apenas polarização longitudinal a Fig. 8.12 mostra as curvas de nível para um grau de confiança

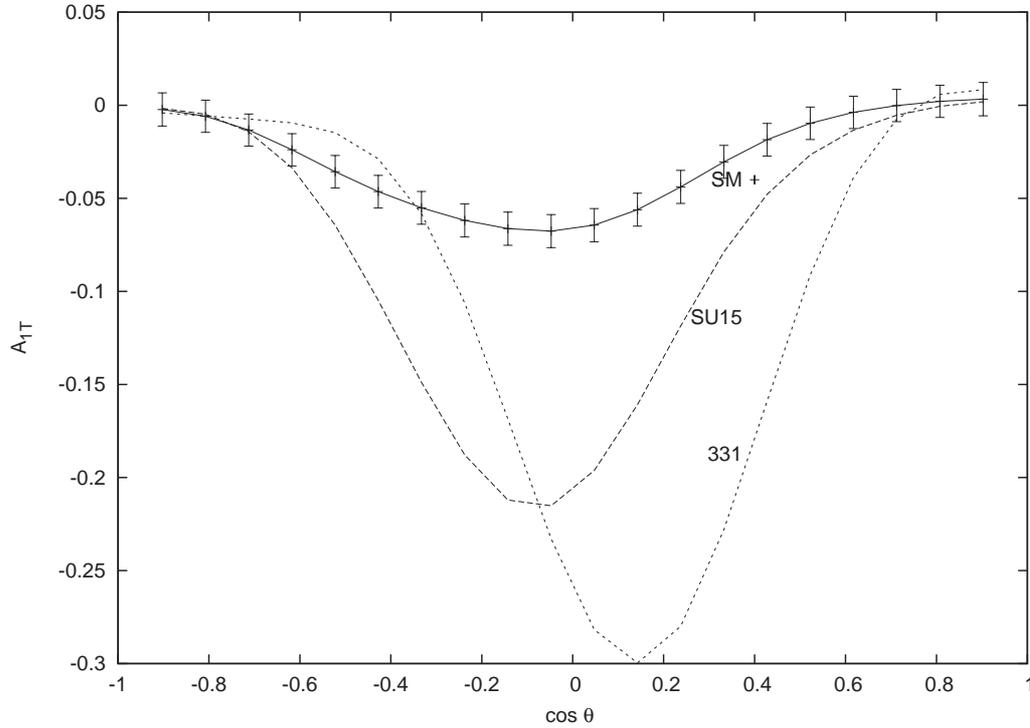


Figura 8.10: Assimetria de polarização transversal  $A_{1T}(\cos\theta)$  como função de  $\cos\theta$ , a  $\sqrt{s} = 1TeV$ . A curva com barras de erro (SM) corresponde a previsão do padrão, enquanto os pontos (B) correspondem ao modelo  $SU(15)$  com  $M_Y = 800GeV$ . A curva (C) refere-se ao modelo 331 mínimo com  $M_Y = 800GeV$ . As barras de erro (SU15) e (331) são similares a estas de (A) numa base bin a bin.

de 95% resultantes no plano  $(g_{3l}, M_Y)$  para as energias de centro de massa de  $\sqrt{s} = 500GeV$  e  $\sqrt{s} = 1TeV$ . O caso não-polarizado é mostrado na Fig. 8.13.

Calculamos ainda os limites com grau de confiança de 95% para a massa do bilépton nas energias do NLC para o modelo 331 mínimo. O resultado é mostrado na tabela 8.1.

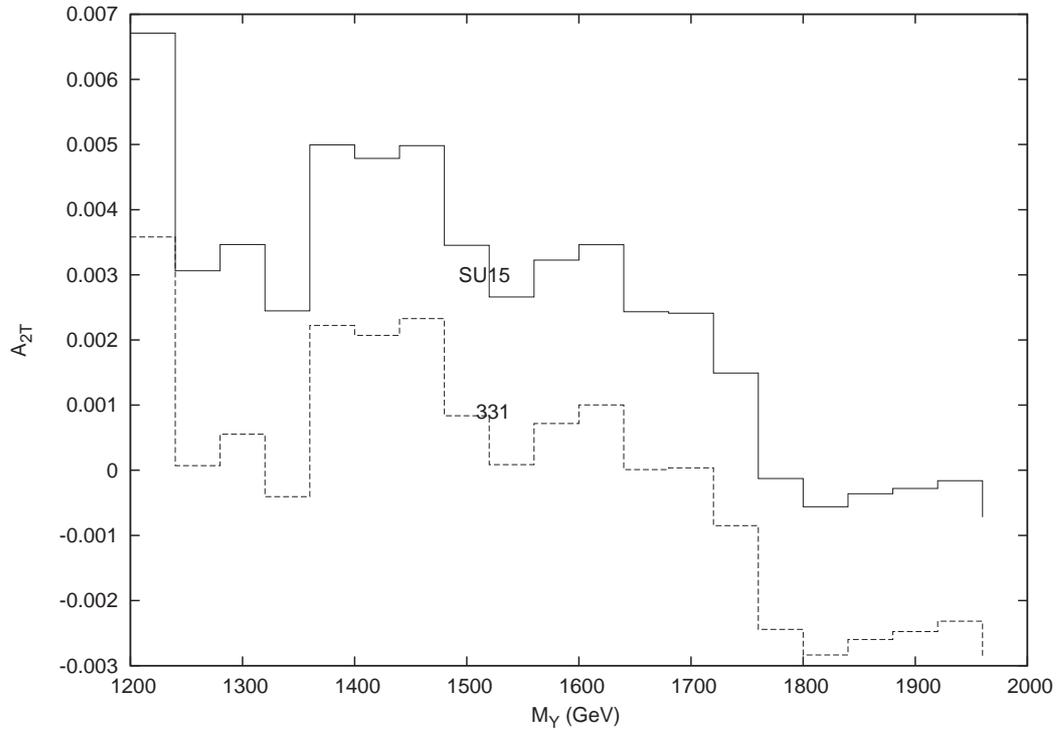


Figura 8.11: Assimetria de polarização transversal  $A_{2T}$  como função de  $M_Y$  a  $1TeV$ . O histograma sólido (331) refere-se ao modelo 331 mínimo. A curva resultante para o modelo  $SU(15)$  (SU15) também é mostrada para comparação.

Polarização	$\sqrt{s}=500$ GeV	$\sqrt{s}=1$ TeV
não-polarizado	4485 GeV	9519 GeV
polarizado	5978 GeV	11056 GeV

Tabela 8.1: Limites inferiores para o espalhamento Bhabha, com grau de confiança de 95%, para a massa do bilépton no modelo 331 mínimo, nas energias do NLC.

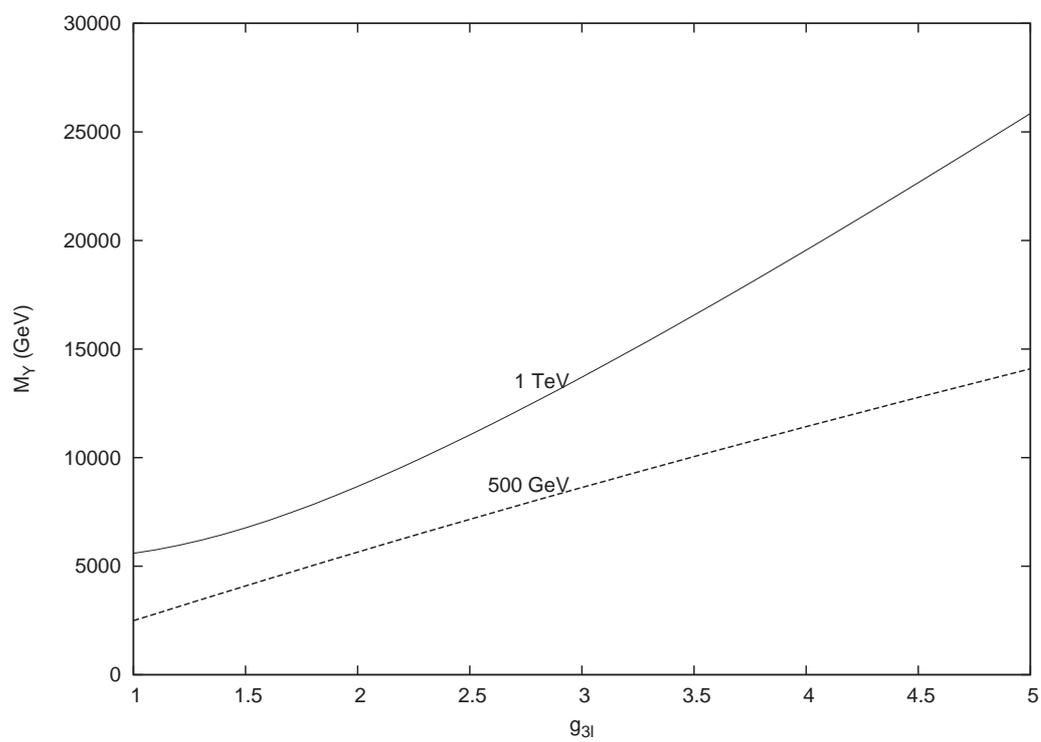


Figura 8.12: Curvas de nível com grau de confiança de 95% no plano  $(g_{3l}, M_Y)$  para o espalhamento Bhabha polarizado, nas energias de centro de massa do NLC de  $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$  (curva inferior) e  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$  (curva superior).

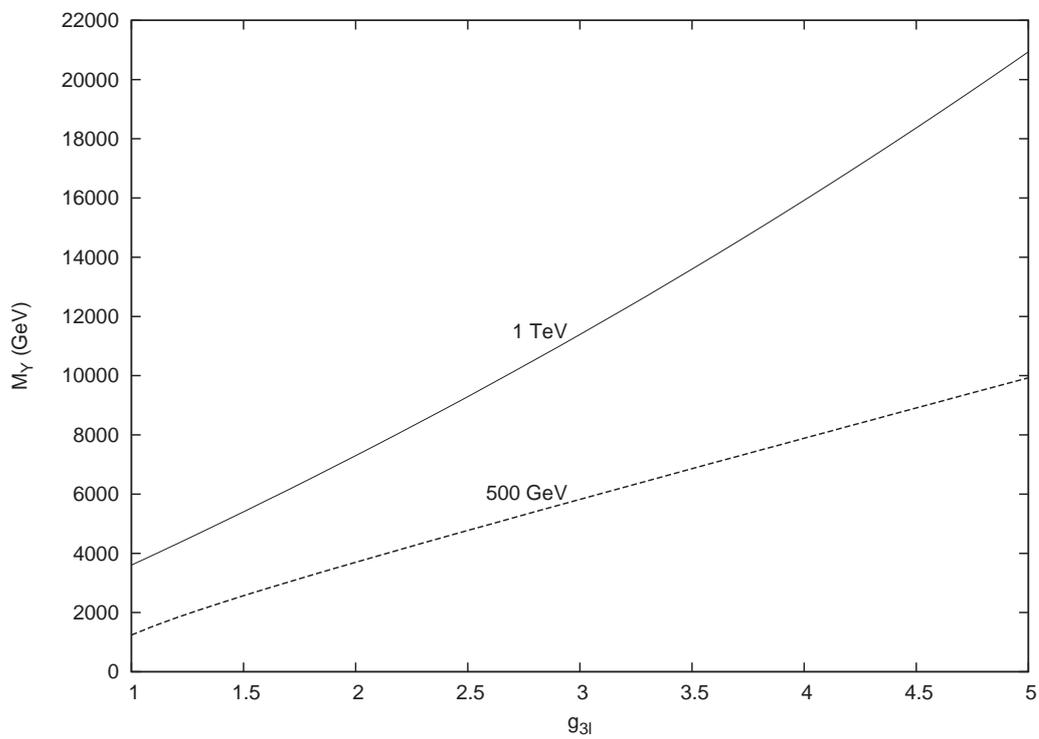


Figura 8.13: Curvas de nível com grau de confiança de 95% no plano  $(g_{3l}, M_Y)$  para o espalhamento Bhabha não-polarizado, nas energias de centro de massa do NLC de  $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$  (curva inferior) e  $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$  (curva superior).

# Capítulo 9

## Conclusão

Os futuros colisionadores lineares fornecerão a oportunidade de descobrir novas partículas e suas interações. Nesta tese discutimos como procurar efeitos de biléptons vetoriais pesados nos espalhamentos Møller e Bhabha polarizados. Usando simulações realistas destes processos, analisamos diversos observáveis dependentes de polarização, os quais podem fornecer fortes evidências da existência de biléptons e permitir distinguir modelos ou classes de modelos, que prevêem a existência destas partículas, caso algum desvio das expectativas do Modelo Padrão seja detetado. Mostramos que estes observáveis dependentes de polarização são mais sensíveis a biléptons vetoriais do que seus equivalentes não-polarizados. Comparando os resultados das expectativas para os modelos 331 e SU(15) com o MP, vimos que alguns observáveis separavam melhor um ou outro modelo do MP. No espalhamento Møller, por exemplo, vimos que a distribuição angular para o modelo SU(15), principalmente a  $1\text{ TeV}$ , se distanciava mais da equivalente distribuição para o modelo 331. Já a assimetria de spin  $A_1$  se mostrou nitidamente mais sensível ao modelo 331 mínimo, no que se refere à comparação com o MP. Algumas assimetrias, como  $A_3$  apresentaram valores altos, fato importante devido a maior facilidade de medição. Esta assimetria pode ser útil para distinguir o sinal do modelo 331 e do MP mesmo a  $500\text{ GeV}$ , energia na qual, não surpreendentemente, os resultados foram em

geral menos satisfatórios. Observamos um comportamento análogo para o espalhamento Bhabha. Embora a assimetria de spin  $A_2$  fosse mais sensível ao modelo SU(15) a 500 GeV, o espalhamento Bhabha se mostrou em geral mais sensível ao modelo 331 mínimo, lembrando sempre que estamos nos referindo à sensibilidade em relação a desvios do MP. Isto pode ser, talvez, devido a maior influência do bóson neutro  $Z'$ , com contribuições nos canais  $t$  e  $s$ , e não apenas devido a maior contribuição bileptônica no canal  $u$  no modelo 331 em vista de sua maior constante de acoplamento com os léptons, se comparado com o modelo SU(15). Um exemplo interessante da melhor assinatura do modelo 331 para o espalhamento Bhabha foi visto para a assimetria  $A_3$ . Nesta, a 500 GeV, as curvas para os três modelos em questão tinham distribuições semelhantes, embora um maior distanciamento em relação ao modelo 331 com relação ao MP pudesse já ser observado. A  $1 TeV$  a forma da distribuição nesta assimetria apresentou uma mudança significativa apenas para o modelo 331 mínimo. Vimos portanto, diferenças importantes entre os dois espalhamentos, como por exemplo nas distribuições angulares, que afetaram as assimetrias de forma particular e com isso a importância da escolha dos observáveis corretos para cada caso, para que a sensibilidade à possível observação do bilépton vetorial fosse otimizada. Os processos Møller e Bhabha possuem alta seção de choque e tendo em vista a também alta luminosidade integrada que utilizamos, os erros estatísticos mostraram-se ser pequenos, já que uma grande quantidade de eventos para ambos os processos estava disponível. Nas assimetrias os erros sistemáticos, em grande parte se cancelaram, já que as mesmas eram compostas de diferenças de seções de choque, além de serem, por estarem normalizadas, razões de seções de choque.

Os limites nas massas e acoplamentos obtidos através de testes de  $\chi^2$ , indicam que será possível testar escalas de massa de muitos TeV para um sinal de bilépton vetorial. A polarização longitudinal mostrou ser útil para a obtenção de limites mais restritivos nas massas e acoplamentos. Os limites mais restritivos foram obtidos para o espalhamento Bhabha, o que nos permite dizer que este se mostrou mais vantajoso quando da obtenção

de um sinal claro de bilépton vetorial, já que esta sensibilidade mostrou ter um alcance consideravelmente alto ( $\sim 11 TeV$  a energia de  $1 TeV$ ). Devemos lembrar que ambos os processos deverão ser realizados nos futuros experimentos de altas energias, o que fornece uma clara motivação experimental de nosso trabalho.

Embora a maioria dos cálculos tenha sido feita no contexto dos modelos 331 e  $SU(15)$ , nós acreditamos que nossas conclusões gerais podem ser estendidas para outros modelos que contenham biléptons.

# Apêndice A

## A.1 Monte Carlo

Os cálculos realizados nesta tese compreendem processos envolvendo duas partículas no estado inicial e duas partículas no estado final. Estes processos foram avaliados numericamente via simulações Monte Carlo em programas por nós desenvolvidos, na linguagem FORTRAN. Os processos avaliados foram:

$$e^-(p_a)e^-(p_b) \rightarrow e^-(p_1)e^-(p_2)$$

$$e^+(p_a)e^-(p_b) \rightarrow e^+(p_1)e^-(p_2)$$

onde os quadrimomentos correspondentes são indicados entre parênteses. O objetivo do método de Monte Carlo é o de calcular a seção de choque total dos processos, i.e., integrar a Eq.(7.3). A idéia do método é aproximar a integral

$$F = \int_a^b f(x)dx \tag{A.1}$$

para

$$F \simeq \frac{b-a}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i) \tag{A.2}$$

onde os valores  $a < x_i < b$  são obtidos por sorteio e  $N$  é o número de vezes que a quantidade  $x_i$  é uniformemente sorteada. Quanto maior o valor de  $N$  melhor é a aproximação, e quanto mais suave é o comportamento de  $f(x)$  mais rápida é a convergência. Para obtermos a seção de choque total dos processos, precisamos calcular as amplitudes de cada

diagrama de Feynman, para cada processo. No caso do espalhamento Møller é necessário obter ainda, as amplitudes com a troca dos elétrons finais, ou iniciais. As amplitudes dependem dos quadrimomentos das partículas, as quais são obtidas por sorteio considerando apenas a cinemática dos processos.

## A.2 Cinemática

No referencial de centro de massa, escrevemos os quadrimomentos das partículas em componentes da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 p_a^\mu &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, \frac{\sqrt{s}}{2} \right) \\
 p_b^\mu &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -\frac{\sqrt{s}}{2} \right) \\
 p_1^\mu &= (E_1, E_1 \sin \theta_1 \cos \phi_1, E_1 \sin \theta_1 \sin \phi_1, E_1 \cos \theta_1) \\
 p_2^\mu &= (E_2, E_2 \sin \theta_2 \cos \phi_2, E_2 \sin \theta_2 \sin \phi_2, E_2 \cos \theta_2)
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

Nas expressões acima  $p_a$  e  $p_b$  já estão escritos de forma que  $p_a^2 = p_b^2 = 0$ .  $\sqrt{s}$  é a energia de centro de massa. Sejam  $x_a$  e  $x_b$  são as frações dos momentos iniciais transportadas pelas partículas após a emissão de fótons no início do processo. Por conservação de quadrimomento temos:

$$E_1 + E_2 = (x_a + x_b) \frac{\sqrt{s}}{2} \tag{A.4}$$

$$E_1 \sin \theta_1 \cos \phi_1 + E_2 \sin \theta_2 \cos \phi_2 = 0 \tag{A.5}$$

$$E_1 \sin \theta_1 \sin \phi_1 + E_2 \sin \theta_2 \sin \phi_2 = 0 \tag{A.6}$$

$$E_1 \cos \theta_1 + E_2 \cos \theta_2 = (x_a - x_b) \frac{\sqrt{s}}{2} \tag{A.7}$$

As variáveis escolhidas para serem sorteadas são  $x_a$ ,  $x_b$ ,  $\cos \theta_1$  e  $\phi_1$ . As variáveis restantes não são independentes, sendo obtidas em função das variáveis sorteadas e  $\sqrt{s}$ , através da resolução do sistema de equações de (A.4) a (A.7). Os quadrimomentos das partículas são então conhecidos e as amplitudes podem ser avaliadas.

### A.3 Importance Sampling

Nem sempre o integrando com o qual estamos trabalhando é bem comportado. As vezes simples cortes são suficientes para resolver o problema. Este ó caso de  $\cos \theta$ , onde os cortes são suficientes para resolver o fato de que em  $\cos \theta = \pm 1$  o integrando diverge. Mas isto pode não ser suficiente. A função de distribuição de radiação de estado inicial, por exemplo, privilegia certas regiões, e sorteios uniformes nas variáveis  $x_a$  e  $x_b$  devem ser abandonados. Na prática, fazemos uma mudança de variáveis, e os sorteios uniformes são agora feitos nestas novas variáveis. Esta técnica é conhecida como "importance sampling". Matematicamente, seja a função de distribuição:

$$D_{ISR}(x) = \frac{1}{2}\eta(1-x)^{\left(\frac{\eta}{2}-1\right)}\left(1+\frac{\eta}{2}\right)e^{\left(\frac{-1}{8}\eta+\left(\frac{\pi^2}{6}-1\right)\eta^2\right)}\left[\frac{1}{2}(1+x^2)-\left(\frac{\eta}{8}\right)\frac{1}{2}(1+3x^2)\log x+(1-x^2)\right] \quad (\text{A.8})$$

Note que  $(1-x)^{\left(\frac{\eta}{2}-1\right)}$  pode divergir dependendo dos valores de  $x$  e  $\eta$ . Assim vamos reescrever  $D_{ISR}$  como:

$$D_{ISR}(x) = (1-x)^{\left(\frac{\eta}{2}-1\right)}h(x) \quad (\text{A.9})$$

onde

$$h(x) = \frac{1}{2}\eta\left(1+\frac{\eta}{2}\right)e^{\left(\frac{-1}{8}\eta+\left(\frac{\pi^2}{6}-1\right)\eta^2\right)}\left[\frac{1}{2}(1+x^2)-\left(\frac{\eta}{8}\right)\frac{1}{2}(1+3x^2)\log x+(1-x^2)\right] \quad (\text{A.10})$$

Numa integração Monte Carlo nosso objetivo é resolver a integral:

$$I = \int_0^1 D(x)f(x)dx = \int_0^1 (1-x)^{\left(\frac{\eta}{2}-1\right)}h(x)dx \quad (\text{A.11})$$

o que nos leva à seguinte mudança de variáveis:

$$du = (1-x)^{\left(\frac{\eta}{2}-1\right)}dx \quad (\text{A.12})$$

integrando temos

$$u = \frac{-2}{\eta}(1-x)^{\frac{\eta}{2}} \quad (\text{A.13})$$

os limites inferior e superior para a variável  $u$  são portanto:

$$\begin{aligned} x = 0 &\rightarrow u = u_0 = \frac{-2}{\eta}; \\ x = 1 &\rightarrow u = u_1 = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

nas novas variáveis a integral fica:

$$I = \int_{-\frac{2}{\eta}}^0 h[x(u)]f[x(u)]du \quad (\text{A.15})$$

onde  $x(u)$  é obtido invertendo-se a equação (A.13), assim:

$$x(u) = 1 - \left( \frac{-\eta u}{2} \right)^{\frac{2}{\eta}} \quad (\text{A.16})$$

# Referências

- [1] Frank Cuypers, Sacha Davidson, *Eur. Phys. J. C Vol. 2 Issue 3* (1998)
- [2] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967); A. Salam, *Elementary Particle Theory*, editado por N. Svartholm (Almquist and Wiksell, Stockholm, 1968), p. 367; S. Glashow, *Nucl Phys.* **22**, 579 (1961); S.L. Glashow, J. Ilipoulos e L. Mainai, *Phys. Rev. D* **2**, 1285 (1970); M. Kobayashi e K. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973).
- [3] S. Eidelman et al., *Phys. Lett. B* 592, 1 (2004)
- [4] J. L. Rosner, *New developments in precision electroweak physics*, hep-ph/9704331.
- [5] William A. Ponce, e Yithsbey Giraldo Luis A. Sanchez, hep-ph/0201133 v **2** (2002).
- [6] P. Frampton, *Int. J. Mod. Phys.* **A11** (1996) 1621.
- [7] T.P. Cheng, L. Li, *Phys. Rev. D* **22** (1980) 2860.
- [8] G.B. Gelmini, M. Roncadelli, *Phys. Lett.* **B 99** (1981) 411.
- [9] A. Zee, *Phys.Lett.* **B 93** (1980) 389.
- [10] R. Peccei, *The Physics of Neutrinos*, in *Proceedings of the Flavour Symposium*, Peking University, August 1988.
- [11] T. Rizzo, *Phys. Rev. D* **25** (1982) 1355.

- [12] H. Georgi, M. Machacek, *Nucl. Phys.* **B 262** (1985) 463.; K.S. Babu, V.S. Mathur, *Phys. Lett.* **B 196** (1987) 218.
- [13] J.C. Pati, A. Salam, *Phys.Rev.* **D10** (1974) 275; R.N. Mohapatra, J.C. pati, *Phys. Rev.* **D11** (1975) 566, *ibid* 2558; G. Senjanovic, R.N. Mohapatra, *Phys. Rev.* **D 12** (1975) 1502; R.N. Mohapatra, G. Senjanovic, *Phys. Rev.* **D 23** (1981) 165.
- [14] P.H. Frampton, B.H. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 619.
- [15] P.B. Pal, *Phys. Rev.* **D 43** (1991) 236.
- [16] P. Frampton *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 2889;  
F. Pisano, V. Pleitez *Phys. Rev.* **D46** (1992) 410 [hep-ph/9206242].
- [17] P. Frampton, *Mod. Phys. Lett.* **A7**, (1992) 2017.
- [18] G.G. Ross “Grand Unified Theories”, (1985) Benjamin-Cummins, Menlo Park; E. Fahri, L. Susskind, *Phys. Rep.* **74**(1981) 277; E. Eichten et al., *Rev. Mod. Phys.* **56** (1984) 579.  
W. Buchmüller, *Acta Phys. Austr. Suppl XXVII* (1985) 517; B. Schrempp, *Proc. of the XXIII Int. Conf. on High Energy Physics Berkeley*.
- [19] L. Willmann et. al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 49 (1999).
- [20] M. B. Tully and G. C. Joshi, *Phys. Lett.* **B466**, 333 (1993); hep-ph/9905552.
- [21] Nguyen Anh Ky, Hoang Ngoc Long, Le Phuoc Trung, Dang Van Soa e Vo Thanh Van, Anais da quarta ”Rencontres du Vietnam”: International Conference on Physics at Extreme Energies Physics at Extreme Energies, Hanoi, Vietnam , 19 - 25 Jul 2000 (hep-ph/0009187).
- [22] Paul H. Frampton e Andrija Rasin, *Phys.Lett.* **B 482** 129-133 (2000) (hep-ph/0002135).

- 
- [23] Paul H. Frampton and Daniel Ng, Phys. Rev. D **45**, 4240 (1992); Thomas Rizzo, Phys. Rev. D **46**, 910 (1992).
- [24] D. Ng, Phys. Rev. D **49** (1994) 4805.
- [25] Hoang Ngoc Long e Dang Van Soa, Nucl.Phys. B **601** 361-379 (2001) (hep-ph/0104150).
- [26] J. E. Cieza Montalvo e M. D. Tonasse, Nucl.Phys. B **623** 325-341 (2002) (hep-ph/0008196).
- [27] William A. Ponce, Yithsbey Giraldo, Luis A. Sanchez, VIII Mexican Workshop on Particles and Fields, Zacatecas, Mexico, Nov. 14-20, 2001 (hep-ph/0201133).
- [28] Paul H. Frampton and Bum-Hoon Lee, Phys. Rev. Lett **64**, 6 (1990).
- [29] P.H. Frampton, Mod. Phys. Lett. A **7**, 559 (1992)/ hep-ph/9706220.
- [30] H1 Collaboration, Z. Phys. C **74**, 191 (1997).
- [31] ZEUS Collaboration, Z. Phys. C **74**, 207 (1997).
- [32] [www-project.slac.stanford.edu/lc/nlc.html](http://www-project.slac.stanford.edu/lc/nlc.html)
- [33] The CLIC Study Team, "A 3 TeV  $e^+e^-$  Linear Collider Based on CLIC Technology", report CERN 2000-008 (2000).
- [34] <http://tesla-new.desy.de/content/index-eng.html>
- [35] <http://www-jlc.kek.jp/2003oct/index.html>
- [36] <http://www.linearcollider.org/cms/>
- [37] M. Skrzypek and S. Jadach, Z. Phys. C **49**, 577 (1991).
- [38] M. Peskin, SLAC-TN-04-032 (1999).

- [39] K. Yokoya and P. Chen, Proceedings of the 1989 IEEE Particle Accelerator Conference, edited by F. Bennett and L. Taylor, SLAC-PUB-4935.
- [40] Beam Parameters and Lattices for NLC2003,  
[http://www-project.slac.stanford.edu/lc/local/documentation/pdf/NLC2003\\_config.pdf](http://www-project.slac.stanford.edu/lc/local/documentation/pdf/NLC2003_config.pdf).
- [41] R. Settles, H. Spiesberger and W. Wiedenmann, Smear version 3.02;  
<http://www.desy.de/hspiesb/smea.html>.
- [42] B. Meirose and A.J. Ramalho, Phys. Rev. D **74**, 75013 (2006).
- [43] P. H. Frampton and B.-H. Lee, Phys. Rev. Lett. **64**, 619 (1990); P. H. Frampton and T.W. Kephart, Phys. Rev. D**42**, 3892 (1990); P. H. Frampton, Int. J. Mod. Phys. A**15**, 2455 (2000).
- [44] T. Abe et al., American Linear Collider Working Group, in Proceedings of the APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics (Snowmass 2001), ed. N. Graf, hep-ex/0106055.
- [45] G. Moortgat-Pick and H. Steiner, Eur. Phys. J. direct C**6** (2001) 1 [hep-ph/0106155].
- [46] Haakon A. Olsen and Per Osland, Phys. Rev. D**25**, 2895 (1982).
- [47] Andrzej Czarnecki and William Marciano, Int. J. Mod. Phys. A**13** (1998) 2235 [hep-ph/9801394].
- [48] <http://www.desy.de/mpybar/rotator.htm>;  
[www-project.slac.stanford.edu/lc/local/NLCNotes/NLCnote-07.pdf](http://www-project.slac.stanford.edu/lc/local/NLCNotes/NLCnote-07.pdf)
- [49] B. Efron and R.J. Tibshirani, An Introduction to Bootstrap,  
ed. Chapman and Hall, 1993.
- [50] F. Cuypers and S. Davidson, Eur. Phys. J. C **2**,503 (1998) [hep-ph/9609487].

- 
- [51] F. Pisano and V. Pleitez, *Phys. Rev. D* **46**, 410 (1992); P. H. Frampton, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2889 (1992).
- [52] F. Pisano, V. Pleitez and M. D. Tonasse, IFT-UNESP preprint IFT-P.043/97.
- [53] W. A. Ponce, J. B. Flores and L. A. Sanchez, *Int. J. Mod. Phys. A***17**, 643 (2002).
- [54] Dang Van Soa, Takeo Inami e Hoang Ngoc Long, *Eur. Phys. J. C Vol. 34 No. 3* (2004)
- [55] B. Dion, T. Gregoire, D. London, L. Marleau, e H. Nadeau, *Phys. Rev. D* **59**, 075006 (1999)
- [56] D. Ng, *Phys. Rev. D* **49**, 4805 (1994)
- [57] F. Pisano e V. Pleitez, *Phys. Rev. D* **46**, 410 (1992)
- [58] Haakon Olsen e Per Osland, *Phys. Rev. D* **25**, 2895 (1982)
- [59] Ken-ichi Hikasa *Phys. Rev. D* **33**, 3803 (1986)
- [60] B. Meirose and A.J. Ramalho, *Realistic search for virtual bilepton effects in polarized Bhabha scattering*, em preparação.
- [61] G. Tavares-Velasco e J.J. Toscano *Phys. Rev. D* **65**, 013005 (2002)
- [62] G. Tavares-Velasco e J.J. Toscano *Phys. Rev. D* **70**, 053006 (2004)
- [63] G. A. González-Sprinberg, R. Martínez e O. Sampayo, *Phys. Rev. D* **71**, 115003 (2005)
- [64] Frank Cuypers e Martti Raidal, *Nucl. Phys. B* **501**, 3 (1997)

# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)