

Universidade de São Paulo  
Instituto de Física  
Departamento de Física Matemática



**Fenomenologia de anéis de colisão  
a altíssimas energias**

Jorge Eduardo Cieza Montalvo

Tese de doutorado apresentada  
ao Instituto de Física da USP.

Orientador: Oscar José Pinto Èboli

São Paulo  
1993



539.76  
C567f  
D  
e.2

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação  
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Cieza Montalvo, Jorge Eduardo

Fenomenologia de anéis de colisão de altíssimas  
energias. São Paulo, 1993.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo.  
Instituto de Física. Departamento de Física Matemá-  
tica.

Área de Concentração: Física de Partículas Elemen-  
tares

Orientador: Prof<sup>o</sup> Dr. Oscar José Pinto Éboli

Unitermos: 1. Produção de léptons pesados; 2.  
Leptoquarks vetoriais em  $e^+e^-$ ; 3. Leptoquarks veto-  
riais em  $pp(p\bar{p})$ .

USP/IF/SBI - 56/93

*Aos meus pais  
Andrés e Maria,  
aos meus irmãos,  
a Rosa, Frederico, Elise e Elliod*

## Agradecimentos

- Ao Professor Oscar pela orientação, paciência, dedicação e estímulo.
- Aos colegas e amigos do departamento de Física-Matemática.
- À Oswaldo pela ajuda no latex e na correção.
- À Jerusa, Luiz, Paulo, Èrika pela ajuda na correção.
- À CAPES, CNPq e FAPESP pelo financiamento.

## Resumo

Na primeira parte do trabalho estudamos a produção de léptons pesados através do mecanismo de fusão de glúons, assumindo a extensão supersimétrica mínima do modelo padrão. Nós mostraremos que para altos valores de  $\tan \beta$  a seção de choque é aumentada em relação ao modelo padrão, o que acarreta um número grande de eventos, permitindo extrair o sinal de seu background.

Na segunda parte nós estudamos os sinais dos leptoquarks vetoriais em aceleradores  $e^+e^-$  através de seus efeitos sobre a produção de um par de jatos, assim como sua produção isolada e sua produção em pares.

Por último investigamos a produção de leptoquarks vetoriais em aceleradores hadrônicos, bem como sinais indiretos de existência destas partículas.

## Abstract

In the first part of the work, we study the production of heavy lepton assuming the minimal supersymmetric standard model. We show that for large values of  $\tan \beta$ , the cross-section is enhanced in comparison with standard model, and that it is possible to have a large number of events, allowing to extract the signal from the background.

In the second part we study the signal for composite vector leptoquarks in  $e^+e^-$  colliders (LEP II, NLC and CLIC) through their effects on the production of jet pairs, as well as their single and pair productions.

Finally we investigate a production of vector leptoquarks in  $pp(p\bar{p})$  colliders, as well as indirect signals for existence of these particles.

# Índice

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Produção de Léptons Pesados</b>	<b>7</b>
2.1	Generalidades . . . . .	7
2.2	Acoplamentos Efetivos $ggX$ . . . . .	9
2.2.1	$ggZ$ . . . . .	9
2.2.2	$ggH_1(H_2)$ Via Loop de Squarks . . . . .	11
2.2.3	$ggH_1(H_2)$ Via Loops de Quarks . . . . .	15
2.2.4	$ggH_3$ . . . . .	17
2.3	Seção de Choque Elementar . . . . .	18
2.3.1	$gg \rightarrow Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ Via Loops de Quarks . . . . .	18
2.3.2	$gg \rightarrow H_1, H_2 \rightarrow \ell^+\ell^-$ Via Fusão de Squarks . . . . .	19
2.3.3	$gg \rightarrow H_1, H_2 \rightarrow \ell^+\ell^-$ Via Loops de Quarks . . . . .	19
2.3.4	$gg \rightarrow H_3 \rightarrow \ell^+\ell^-$ Via Loops de Quarks . . . . .	20
2.3.5	Interferência do Bóson $Z$ com o Bóson $H_3$ . . . . .	21
2.3.6	Interferência do $H_1, H_2$ dos Quarks com os Squarks . . . . .	21
2.3.7	Comentários . . . . .	22
2.4	Análise Numérica . . . . .	24
2.5	Figuras . . . . .	27
<b>3</b>	<b>Leptoquarks Vetoriais em <math>e^+e^-</math></b>	<b>35</b>
3.1	Generalidades . . . . .	35
3.2	Evidências Indiretas de Leptoquarks . . . . .	40
3.2.1	Seção de Choque Total de $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ . . . . .	40
3.2.2	Assimetria Forward-Backward para Pares $b\bar{b}$ . . . . .	44
3.3	Produção Isolada de Leptoquarks Vetoriais . . . . .	45
3.4	Produção de Pares de Leptoquarks Vetoriais . . . . .	49

3.4.1	$e^+e^- \rightarrow V^+V^-$ . . . . .	49
3.4.2	$\gamma\gamma \rightarrow V^+V^-$ . . . . .	54
3.5	Figuras . . . . .	58
<b>4</b>	<b>Leptoquarks Vetoriais em pp</b>	<b>67</b>
4.1	Generalidades . . . . .	67
4.2	Evidências Indiretas de Leptoquarks . . . . .	70
4.3	Produção de Pares de Leptoquark-Lépton . . . . .	72
4.4	Produção de Pares $V^+V^-$ . . . . .	76
4.5	Figuras . . . . .	79
<b>5</b>	<b>Conclusões</b>	<b>87</b>
<b>A</b>	<b>Cinemática de processos <math>2 \rightarrow 2</math></b>	<b>89</b>
<b>B</b>	<b>Integral de Loop</b>	<b>93</b>
<b>C</b>	<b>Acoplamentos</b>	<b>95</b>
<b>D</b>	<b>Limite de Unitariedade</b>	<b>97</b>
<b>E</b>	<b>Distribuições de Fótons.</b>	<b>99</b>

# Capítulo 1

## Introdução

A física de partículas elementares teve um grande desenvolvimento nos últimos tempos. O modelo padrão das interações forte e eletrofraca, que se baseia no grupo de simetria  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , vem obtendo excelentes resultados experimentais e atualmente não existe nenhum dado experimental que contrarie de maneira conclusiva suas predições.

No entanto a descrição fornecida pelo modelo padrão pode muito bem ser incompleta. Mesmo assumindo que a descoberta do quark top seja apenas uma questão de tempo, o modelo requer ao menos um bóson de Higgs, do qual não se tem nenhuma evidência experimental. Além do mais, uma série de outras questões permanecem em aberto: a proliferação de gerações fermiônicas e seu espectro de massa, os mecanismos de violação de CP e de quebra de simetria e o grande número de parâmetros arbitrários não encontram explicação no conteúdo do modelo padrão.

A investigação da escala de energia em torno de 1 TeV ( $10^{-17}$  cm) é de grande importância para a física de partículas, podendo esclarecer muitas das questões ainda em aberto. Por exemplo, de um lado, caso o bóson de Higgs do modelo padrão possua massa inferior a 1 TeV ele poderá ser produzido e estudado, por outro lado se a massa do bóson de Higgs for maior que 1 TeV, os bósons de gauge tornam-se fortemente interagentes e teremos um excesso de pares WW, WZ e ZZ produzidos [1]. Em qualquer das circunstâncias, caso o bóson de Higgs realmente exista, teremos informações a seu respeito quando a escala de



1 TeV for atingida. Mais ainda, modelos alternativos ou extensões do modelo padrão, dentre os quais nós podemos citar modelos compostos [2], supersimetria [3], technicolor [4], teorias grande unificadas [5] e modelos com simetria  $E_6$  inspirados por superstrings [6], predizem a existência de novas partículas com massas em torno da escala de 1 TeV.

Uma forma de testar estes novos modelos é usando aceleradores de altas energias. As máquinas de colisão do tipo  $e^+e^-$  têm seus estados iniciais mais simples e levam a estados finais mais facilmente identificáveis. Por exemplo a análise da produção de férmions pesados ( $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}, b\bar{b}, \tau\bar{\tau}$ ) é mais limpa que a mesma em máquinas  $pp$  ( $p\bar{p}$ ), no entanto a perda de energia por *bremstrahlung* limita a energia que pode ser atingida.

Outra forma de testar os modelos é através de colisões  $pp$  ( $p\bar{p}$ ), onde podemos obter feixes com grandes energias. No entanto neste caso a energia do feixe deve ser compartilhada pelos constituintes do próton. Assim nós temos que quarks de valência carregam em média 15%, podendo chegar até 50%, da energia do próton enquanto que antiquarks carregam menos que 15% uma vez que os antiquarks provem do mar, ou seja de pares quark-antiquark. Além disso devido ao ambiente hadrônico, temos, via de regra, um grande background que dificulta as análises.

Neste trabalho exploraremos algumas consequências de extensões do modelo padrão, tais como supersimetria e modelos compostos através da análise da produção de novas partículas a altas energias.

Na primeira parte do trabalho estudaremos a produção de uma nova geração leptônica em colisões  $pp$  para energias do Large Hadron Collider (LHC) (15,4 TeV) e Superconducting Super Collider (SSC) (40 TeV). Tradicionalmente a produção de léptons é descrito pelo mecanismo de Drell-Yan, ou seja, através da fusão de quarks  $q\bar{q} \rightarrow \gamma, Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ . Todavia Willenbrock e Dicus [7] mostraram que este mecanismo é dominante no modelo padrão (SM) apenas para massas de léptons abaixo de 100 – 200 GeV, sendo dominado para massas maiores pela fusão de glúons ( $gg \rightarrow \ell^+\ell^-$ ).

No capítulo 2 nós analisaremos a produção de léptons de uma quarta geração no escopo da versão supersimétrica mínima do modelo padrão (MSSM). Demonstraremos que a fusão de glúons é o mecanismo domi-

nante para a produção da nova geração de novos léptons, sendo esta maior que no modelo padrão [8].

Em muitas extensões do modelo padrão [2, 4, 5, 6] temos o aparecimento de novas partículas que carregam número leptônico e bariônico simultaneamente. Estas são chamadas de leptoquarks. No capítulo 3, estudaremos a produção direta de leptoquarks vetoriais em máquinas  $e\gamma$  e  $\gamma\gamma$ , como também sinais indiretos de sua existência como um estado virtual de reações  $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z, V^{eq} \rightarrow 2$  jatos [9].

No capítulo 4 estudaremos os sinais de leptoquarks vetoriais em anéis de colisão hadrônicos ( $p\bar{p}$ ) e ( $pp$ ). Isto será feito analisando seus sinais indiretos através da reação ( $q\bar{q} \rightarrow \gamma, Z, V^{lq} \rightarrow \ell^+\ell^-$ ) ou através da sua produção associada com um lépton, isto é,  $pp$  ( $p\bar{p}$ )  $\rightarrow q, g \rightarrow \ell V^{lq}$ . Também estudaremos a produção de pares  $V^{lq+}V^{lq-}$  através do mecanismo de fusão de glúons  $gg \rightarrow V^{lq+}V^{lq-}$ .

Nossas conclusões serão apresentadas no capítulo 5.



## Capítulo 2

# Produção de Léptons Pesados

### 2.1 Generalidades

Um dos maiores enigmas da física de partículas é que os férmions aparecem em gerações ou famílias, cada uma contendo dois léptons e dois sabores de quarks. Até agora nenhuma teoria explica o número de gerações e a massa de cada partícula, sendo este um problema em aberto. Neste trabalho vamos estudar a produção de pares de léptons pesados via fusão de glúons, assumindo o modelo supersimétrico mínimo (MSSM) [10]. Além disto nós vamos supor que exista uma quarta geração de férmions, que de acordo com os dados experimentais do LEP, deve ser pesada com  $M_\ell > 44,3$  GeV [11]. A produção e estudo destas partículas vai requerer aceleradores de altas energias e de grande luminosidade. Além disso, devido à sua grande massa, estas partículas devem ser muito instáveis, o que requer meios indiretos para detectá-las.

Tradicionalmente a produção de léptons ocorre através do mecanismo de Drell-Yan, isto é, através da fusão de quarks ( $q\bar{q} \rightarrow \gamma, Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ ). No escopo do modelo padrão, Willenbrock e Dicus [7] mostraram que o mecanismo de Drell-Yan é dominante somente para massas de

léptons abaixo de 100 – 200 GeV, sendo que léptons mais pesados são predominantemente produzidos por fusão de glúons ( $gg \rightarrow \ell + \ell^-$ ). A ligação entre o estado inicial (glúons) e o final (léptons) neste processo requer um loop de quarks e a troca de  $H_0$  e  $Z$  no canal  $s$ .

O modelo supersimétrico mínimo requer ao menos dois dubletos de Higgs para gerar massa para os quarks *up* e *down*. Por isso este modelo possui um espectro rico de bósons de Higgs [12], que contém dois escalares neutros ( $H_1$  e  $H_2$ ), um pseudoscalar neutro ( $H_3$ ) e dois carregados ( $H^+$  e  $H^-$ ).

Num modelo genérico de dois dubletos, existem sete parâmetros independentes no potencial de Higgs, os quais são: a massa do  $W$ , a massa para os quatro escalares físicos, um ângulo de mistura e  $\tan \beta = v_2/v_1$ , que é a relação dos valores esperados do vácuo para os dois dubletos. No entanto a supersimetria reduz este número para três, os quais podem ser a massa do bóson de Higgs ( $H_1$ ), a massa do  $W$  e  $\tan \beta$ . Os outros quatro parâmetros podem ser obtidos através das relações

$$M_{H_2} = \frac{M_Z^2 - M_{H_1}^2}{M_Z^2 \cos^2(2\beta) - M_{H_1}^2} M_Z \cos^2(2\beta), \quad (2.1)$$

$$M_{H_3}^2 = M_{H_1}^2 + M_{H_2}^2 - M_Z^2, \quad (2.2)$$

$$M_{H^\pm}^2 = M_{H_3}^2 + M_W^2, \quad (2.3)$$

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta \left[ \frac{M_{H_3}^2 + M_Z^2}{M_{H_3}^2 - M_Z^2} \right]. \quad (2.4)$$

Os ângulos  $\alpha$  e  $\beta$  são tais que  $0 \leq \beta \leq \pi/2$  e  $-\pi/2 \leq \alpha \leq 0$ . Na literatura existem alguns limites experimentais sobre a massa do bóson de Higgs que provem dos dados do LEP [13], a saber  $M_{H_2} \geq 41$  GeV, e  $M_{H_3} \geq 20$  GeV.

No caso de produção de léptons pesados por fusão de glúons, a conexão entre os glúons iniciais e os léptons, que interagem fracamente, ocorre no MSSM através de loops de quarks e de squarks, uma vez que estas são as únicas partículas que possuem carga forte e electrofraca. Além disso, devido ao fato do estado final ser neutro, o canal  $s$  envolve somente os três higgs neutros ( $H_1, H_2, H_3$ ) e o  $Z$  como partículas intermediárias. Quanto ao fóton, este não contribui pelo teorema de

Furry, o que indica também que somente o acoplamento do vetor axial do bóson  $Z$  contribui para o processo.

Mostraremos a seguir que o mecanismo de fusão de glúons predomina sobre Drell-Yan, apesar da fusão de quarks dar-se ao nível de árvore enquanto a fusão de glúons requer a existência de um loop de quarks ou squarks. Isto ocorre devido aos seguintes fatos:

- a) A seção de choque para fusão de glúons é independente da energia, sendo que no mecanismo de Drell-Yan decresce como  $(1/\hat{s})$ ;
- b) O acoplamento efetivo do  $Z_L$  e dos bósons  $H_{1,2}$  com os léptons no processo de fusão de glúons é proporcional a  $(gM_f/M_w)$ ;
- c) A luminosidade dos glúons é maior que a de pares quark-antiquark. Este efeito é possível somente quando a energia de colisão é muito maior que as massas dos léptons produzidos.

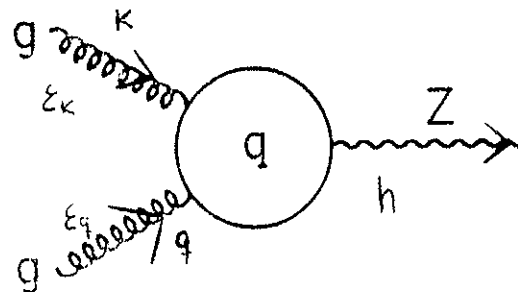
Tudo isto permite que o mecanismo de fusão de glúons predomine sobre a fusão de quarks.

## 2.2 Acoplamentos Efetivos $ggX$

Antes de avaliar a seção de choque  $\hat{\sigma}(gg \rightarrow \ell^+\ell^-)$  no MSSM é conveniente obter os acoplamentos efetivos  $ggX$  onde  $X$  pode ser  $Z$ ,  $H_1$ ,  $H_2$  ou  $H_3$ .

### 2.2.1 $ggZ$

Começaremos analisando o acoplamento efetivo  $ggZ$  via loops de quarks. Antes de mais nada é preciso assinalar que os loops de squarks não contribuem para o processo  $gg \rightarrow Z$  devido a conservação de  $C$  [14]. Portanto nós devemos avaliar o seguinte diagrama



o qual somado com o diagrama cruzado nos fornece a seguinte amplitude invariante (acoplamento efetivo)

$$A_Z^{q\alpha} = - \sum_{q=u,d} \frac{ig_s^2 g T_3^q}{64\pi^4 \cos \theta_w} \quad (2.5)$$

$$\times \int d^4 p \text{Tr} \left[ \frac{\not{p} + m_q}{p^2 - m_q^2} \not{\epsilon}_k \frac{\not{p} + \not{q} + m_q}{(p+q)^2 - m_q^2} \not{\epsilon}_q \frac{\not{p} - \not{k} + m_q}{(p-k)^2 - m_q^2} \gamma^\alpha \gamma_5 \right],$$

onde  $\sum_{q=u,d}$  é a soma sobre todas as gerações,  $g_s$  é a constante de acoplamento forte e  $g$  é a constante de acoplamento fraca no modelo padrão. Aqui denotamos as polarizações dos glúons por  $\epsilon_k, \epsilon_q$  enquanto  $h$  é o momento do  $Z$  e  $p$  é o momento que circula no loop.  $T_3^q = +(-)1/2$  é o isospin do quark circulando no loop.

Para calcular a integral nós teremos que avaliar primeiro o traço, logo depois temos que usar a identidade de Feynman

$$\frac{1}{abc} = 2 \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1}{[a(1-x-y) + bx + cy]^3}. \quad (2.6)$$

É preciso assinalar que a integral em (2.5) diverge linearmente e o valor desta depende do método para avaliá-la. Assim de um lado, se nós integrarmos simetricamente sobre a origem  $p$  no espaço dos momentos o valor da integral satisfaz a identidade de Ward para a corrente axial, sendo que esta não é invariante de gauge com respeito à corrente vetorial. Por outro lado, se a integral é avaliada integrando simetricamente sobre outro ponto  $p$  que não seja a origem, digamos  $p = q$ , então o resultado tem uma anomalia de Ward axial mas é invariante de gauge com respeito aos índices vetoriais [15]. Então após a integração em  $d^4 p$  nós podemos escrever para a amplitude invariante do  $Z$  a seguinte expressão

$$A_Z^{q\alpha} = \frac{g_s^2 g \hat{s}}{8\pi^2 \cos \theta_w} \sum_{q=u,d} \frac{T_3^q}{m_q^2} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{xy}{1 - \frac{xy}{\lambda_q}}$$

$$\times (q-k)_\sigma \epsilon_\nu^k \epsilon_\mu^q \epsilon^{\alpha\mu\sigma\nu}, \quad (2.7)$$

onde  $\lambda_q = \frac{m_q^2}{\hat{s}}$  e  $\hat{s} = 2k \cdot q$ . Para obter este resultado nós tivemos que considerar que os glúons estão na camada de massa, ou seja,  $k^2 = q^2 = 0$ , e lembramos que as polarizações são perpendiculares aos momentos  $\epsilon_k \cdot k = 0$ , e  $\epsilon_q \cdot q = 0$ .

Agora a integral acima pode ser escrita da seguinte forma [16]:

$$\int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{xy}{1 - \frac{xy}{\lambda_q}} = \frac{\lambda_q}{2} \left( -1 - 2\lambda_q \int \frac{dx}{x} \ln \left[ 1 - \frac{x(1-x)}{\lambda_q} \right] \right) \quad (2.8)$$

Aqui introduzimos a integral de loop  $I_i(\lambda)$  (vide no apêndice (B)), a qual é

$$I_i \equiv I_i(\lambda) = \int_0^1 \frac{dx}{x} \ln \left[ 1 - \frac{(1-x)x}{\lambda} \right] \quad (2.9)$$

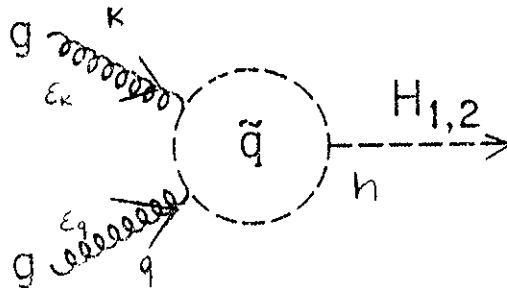
$$= \begin{cases} -2 \left[ \sin^{-1} \left( \frac{1}{2\sqrt{\lambda}} \right) \right]^2, & \lambda > \frac{1}{4} \\ \frac{1}{2} \ln^2 \left( \frac{r_+}{r_-} \right) - \frac{\pi^2}{2} + i\pi \ln \left( \frac{r_+}{r_-} \right), & \lambda < \frac{1}{4} \end{cases}$$

com  $r_{\pm} = 1 \pm (1 - 4\lambda)^{1/2}$ . Isto permite-nos escrever que

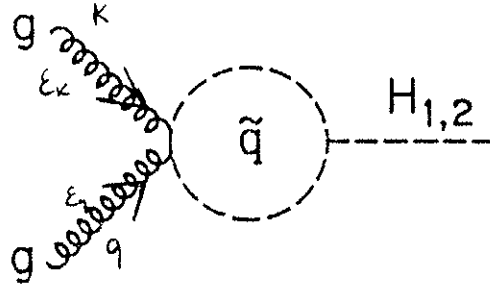
$$A_Z^{q\alpha} = \frac{g_s^2 g \hat{s}}{16\pi^2 \cos \theta_w} \sum_{q=u,d} \frac{T_3^q}{m_q^2} \lambda_q (-1 - 2\lambda_q I_q) \times (q - k)_\sigma \epsilon_\nu^k \epsilon_\mu^q \epsilon^{\alpha\mu\nu} \quad (2.10)$$

### 2.2.2 $ggH_1(H_2)$ Via Loop de Squarks

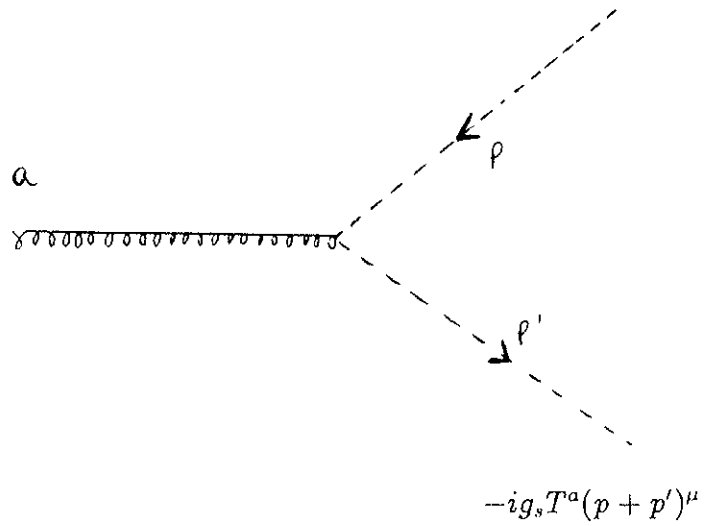
Agora nós estudaremos o acoplamento  $ggH_i$  ( $i = 1, 2$ ) via loop de squarks. Este recebe contribuições dos seguintes diagramas

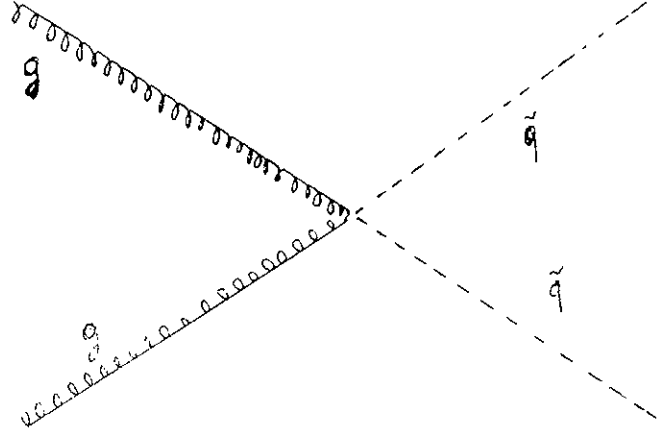






Para este cálculo nós teremos que usar as regras de Feynman





$$ig_s^2 \left( \frac{1}{3} \delta_{ab} 1 + \delta_{abc} T^c \right) g_{\mu\nu}$$

Após somar o termo cruzado, nós temos a seguinte amplitude invariante (acoplamento efetivo)

$$A_{H_i}^{\tilde{q}} = i \frac{gg_s^2 \tilde{\eta}_{\tilde{q}k}^{(i)} m_q}{32\pi^4 M_Z} \quad (2.11)$$

$$\times \int d^4 p \left[ i \frac{\epsilon_k^\mu \epsilon_q^\nu (2p+q)_\nu (2p-k)_\mu}{2[p^2 - m_{\tilde{q}}^2]^2 [(p+q)^2 - m_{\tilde{q}}^2] [(p-k)^2 - m_{\tilde{q}}^2]} \right. \\ \left. - i \frac{\epsilon_k^\mu \epsilon_q^\nu g_{\mu\nu}}{[(p+q)^2 - m_{\tilde{q}}^2] [(p-k)^2 - m_{\tilde{q}}^2]} \right],$$

onde o acoplamento dos squarks com o Higgs ( $H_i, i = 1, 2$ ) é escrito como  $ig\tilde{\eta}_{\tilde{q}k}^{(i)} \frac{m_q}{2M_Z}$ .

Agora nós começaremos com o cálculo da primeira integral. Para isto nós temos que introduzir a identidade de Feynman (2.6), sempre considerando que os glúons estão na camada de massa  $q^2 = k^2 = 0$  e as polarizações são perpendiculares aos momentos. Logo depois aplicamos regularização dimensional, a qual implica que

$$\int d^n p \frac{p_\mu p_\nu}{(p^2 + 2p \cdot Q - M^2)^\alpha} = \frac{i\pi^{n/2}}{\Gamma(\alpha)(-Q^2 - M^2)^{\alpha-n/2}} \times$$

$$[Q_\mu Q_\nu \Gamma(\alpha - n/2) + 1/2 g_{\mu\nu} (-Q^2 - M^2) \Gamma(\alpha - 1 - n/2)]. \quad (2.12)$$

Por último usaremos o limite

$$\lim_{n \rightarrow 2} \frac{1}{(-Q^2 - M^2)^{2 - \frac{n}{2}}} = 1 - \ln(-Q^2 - M^2) \left(2 - \frac{n}{2}\right), \quad (2.13)$$

onde  $Q = (qx - ky)$  e  $M^2 = m_q^2$ . Após o uso destes ingredientes a primeira parte da integral (2.11) pode ser escrita como

$$\begin{aligned} \int d^4 p \, i \frac{\epsilon_k^\mu \epsilon_q^\nu (2p+q)_\nu (2p-k)_\mu}{2[p^2 - m_q^2]^2 [(p+q)^2 - m_q^2] [(p-k)^2 - m_q^2]} = \\ 4\pi^2 (\epsilon_k \cdot q) (\epsilon_q \cdot k) \int_0^1 \int_0^{1-x} dy \frac{xy}{(-Q^2 - M^2)} \\ - 2\pi^2 \epsilon_k^\mu \epsilon_q^\nu g_{\mu\nu} \Gamma\left(2 - \frac{n}{2}\right) \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \\ + 2\pi^2 \epsilon_k^\mu \epsilon_q^\nu g_{\mu\nu} \int_0^1 \int_0^{1-x} dy \ln(-Q^2 - M^2). \end{aligned} \quad (2.14)$$

Agora resolvemos a outra integral, para tanto nós primeiramente usamos a parametrização de Feynman

$$\frac{1}{[(p-k)^2 - M_q^2][(p+q)^2 - M_q^2]} = \int_0^1 dx \frac{1}{[Ax + B(1-x)]^2}, \quad (2.15)$$

onde  $A = (p-k)^2 - M_q^2$  e  $B = (p+q)^2 - M_q^2$ . Usamos então a regularização dimensional e logo depois o mesmo limite acima, o qual nos conduz a

$$\begin{aligned} \int d^4 p \, (-i) \frac{\epsilon_k^\mu \epsilon_q^\nu g_{\mu\nu}}{[(p+q)^2 - m_q^2][(p-k)^2 - m_q^2]} = \\ \pi^2 \epsilon_k^\mu \epsilon_q^\nu g_{\mu\nu} \Gamma\left(2 - \frac{n}{2}\right) \int_0^1 dx \\ - \pi^2 \epsilon_k^\mu \epsilon_q^\nu g_{\mu\nu} \int_0^1 dx \ln(-Q'^2 - M'^2), \end{aligned} \quad (2.16)$$

onde  $Q' = q - kx - qx$  e  $M'^2 = m_q^2 - q^2$ .

Logo combinando o resultado de (2.14) com (2.16) obtemos

$$\int d^4p \left[ i \frac{\epsilon_k^\mu \epsilon_q^\nu (2p+q)_\nu (2p-k)_\mu}{2[p^2 - m_{\tilde{q}}^2]^2 [(p+q)^2 - m_{\tilde{q}}^2][(p-k)^2 - m_{\tilde{q}}^2]} - i \frac{\epsilon_k^\mu \epsilon_q^\nu g_{\mu\nu}}{[(p+q)^2 - m_{\tilde{q}}^2][(p-k)^2 - m_{\tilde{q}}^2]} \right] \quad (2.17)$$

$$= 4\pi^2 (\epsilon_k \cdot q)(\epsilon_q \cdot k) \int_0^1 \int_0^{1-x} dy \frac{xy}{(-Q^2 - M^2)} +$$

$$2\pi^2 \epsilon_k^\mu \epsilon_q^\nu g_{\mu\nu} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} \ln(-Q^2 - M^2)$$

$$- \pi^2 \epsilon_k^\mu \epsilon_q^\nu g_{\mu\nu} \int_0^1 dx \ln(-Q'^2 - M'^2).$$

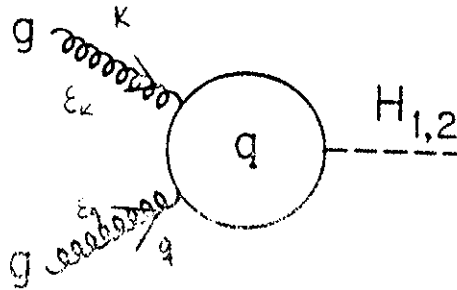
Note que as divergências ultravioletas das duas integrais cancelam entre si. Agora fazemos a seguinte mudança de variável  $\hat{s}xy - m_q^2 \rightarrow z$  e integramos o segundo termo da expressão acima em  $y$  e o terceiro em  $x$  de (2.17), depois do que nós teremos

$$A_{H_i}^{\tilde{q}} = \sum_{\tilde{q}=\tilde{u},\tilde{d}} \sum_{k=L,R} i \frac{gg_s^2 \tilde{\eta}_{\tilde{q}k}^{(i)} m_q}{32\pi^2 M_Z} (\epsilon_k \cdot \epsilon_q) \left[ -1 - 2\lambda_{\tilde{q}k} I_{\tilde{q}k} \right], \quad (2.18)$$

sendo que  $\lambda_{\tilde{q}k} = m_q^2/\hat{s}$ . Note aqui que a  $\sum_{k=L,R}$  é sobre os squarks *left* e *right*.

### 2.2.3 $ggH_1(H_2)$ Via Loops de Quarks

Agora calculemos o acoplamento  $ggH_i$  ( $i = 1, 2$ ) através de loops de quarks, o qual ocorre através do seguinte diagrama



A amplitude invariante para este processo elementar  $gg \rightarrow H_i$  ( $i = 1, 2$ ), após somar o termo cruzado, é

$$A_{H_i}^q = -\frac{gg_s^2 \eta_q^{(i)} m_q}{32\pi^4 M_Z} \epsilon_\mu^k \epsilon_\nu^q \int d^4 p \text{Tr} \left[ \frac{\not{p} - \not{k} + m_q}{(p-k)^2 - m_q^2} \gamma^\mu \frac{\not{p} + m_q}{p^2 - m_q^2} \gamma^\nu \frac{\not{p} + \not{q} + m_q}{(p+q)^2 - m_q^2} \right], \quad (2.19)$$

onde  $ig\eta_q^{(i)} \frac{m_q}{2M_Z}$  é o acoplamento dos quarks com os  $H_i$  ( $i = 1, 2$ ). Depois de calcular o traço, usar a identidade de Feynman (2.6), a técnica da regularização dimensional e considerar que os glúons estão na camada de massa (ou seja,  $k^2 = 0$  e  $q^2 = 0$ ) nós teremos

$$A_{H_i}^q = -i \frac{gg_s^2 \eta_q^{(i)} m_q^2}{16\pi^2 M_Z} \epsilon_\mu^k \epsilon_\nu^q \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1}{\hat{s}xy - m_q^2} \times \left[ (4x^2 - 2x)q^\mu q^\nu + (4y^2 - 2y)k^\mu k^\nu - (4xy - 2x - 2y + 1)k^\mu q^\nu + (1 - 4xy)k^\nu q^\mu - (1 - 4xy)g_{\mu\nu} \frac{\hat{s}}{2} \right]. \quad (2.20)$$

Agora lembrando que  $\epsilon_k \cdot k = \epsilon_q \cdot q$ , então as contribuições dos termos 1<sup>o</sup>, 2<sup>o</sup> e 3<sup>o</sup> anulam-se. Mais ainda uma vez que  $k$  e  $q$  são colineares e  $\epsilon_k$  e  $\epsilon_q$  são transversais  $\epsilon_k \cdot q = \epsilon_q \cdot k = 0$ , nós temos que o quarto termo também se anula. Assim a amplitude final é

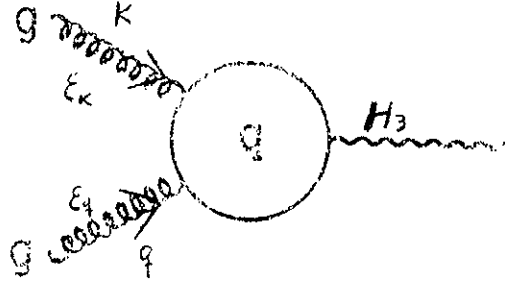
$$A_{H_i}^q = \sum_{q=u,d} i \frac{gg_s^2 \eta_q^{(i)} m_q^2}{16\pi^2 M_Z} \epsilon_\mu^k \epsilon_\nu^q (-g_{\mu\nu} \hat{s}/2) \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1 - 4xy}{\hat{s}xy - m_q^2}. \quad (2.21)$$

Expressando em termos de  $I_q$  nós teremos

$$A_{H_i}^q = \sum_{q=u,d} -i \frac{gg_s^2 \eta_q^{(i)} m_q^2}{16\pi^2 M_Z} \epsilon_\mu^k \epsilon_\nu^q (-g_{\mu\nu} \hat{s}/2) [2 + (4\lambda_q - 1)I_q]. \quad (2.22)$$

2.2.4  $ggH_3$ 

Analisemos o acoplamento efetivo  $ggH_3$  o qual se dá em ordem mais baixa através do diagrama



Notemos que os squarks não contribuem para este acoplamento efetivo, devido a que os vértices  $H_3-\hat{q}_L-\hat{q}_L$  e  $H_3-\hat{q}_R-\hat{q}_R$  não existem. A amplitude invariante para este processo  $gg \rightarrow H_3$ , depois de considerar o termo cruzado, é

$$A_{H_3}^q = \sum_{q=u,d} \frac{gg_s^2 \eta_q^3 m_q}{64\pi^4 M_Z} \quad (2.23)$$

$$\epsilon_\mu^k \epsilon_\nu^q \int d^4 p \text{Tr} \left[ \frac{\not{p} - \not{k} + m_q}{(p-k)^2 - m_q^2} \gamma^\mu \frac{\not{p} + m_q}{p^2 - m_q^2} \gamma^\nu \frac{\not{p} + \not{q} + m_q}{(p+q)^2 - m_q^2} \gamma^5 \right],$$

onde  $ig\eta_q^3 \frac{m_q}{2M_Z}$  é o acoplamento dos quarks com o  $H_3$ .

Esta integral parece divergir linearmente. Todavia, quando calculamos o traço, resulta uma integral finita. Para calcular esta integral finita nós usamos primeiramente a identidade de Feynman (2.6), em seguida regularização dimensional, resultando em

$$A_{H_3}^q = \sum_{q=u,d} \frac{g_s^2 g \eta_q^3 m_q^2}{4\hat{s}\pi^2 2M_Z} \quad (2.24)$$

$$\times \epsilon^{\alpha\mu\nu\beta} \epsilon_\mu^k \epsilon_\nu^q k_\alpha q_\beta \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1}{(-m_q^2 - Q^2)}.$$

A seguir integramos em  $y$ , obtendo a seguinte amplitude invariante

$$A_{H_3}^q = \sum_{q=u,d} \frac{g_s^2 g_{qqH_3} \eta_q^3 m_q}{4\hat{s}\pi^2} \epsilon^{\alpha\mu\nu\beta} \epsilon_\mu^k \epsilon_\nu^q k_\alpha q_\beta I_q. \quad (2.25)$$

## 2.3 Seção de Choque Elementar

Usando os acoplamentos efetivos para cada uma das contribuições, nós iremos calcular primeiramente as amplitudes invariantes de cada sub-processo, para logo depois calcular as suas contribuições para a seção de choque correspondente. Para esse processo teremos que

$$M = M_Z^q + \sum_{i=1}^2 \left( M_{H_i}^q + M_{H_i}^{\hat{q}k} \right) + M_{H_3}^q. \quad (2.26)$$

Após quadrarmos  $M$  e somarmos sobre as polarizações podemos obter a seção de choque deste processo, a qual escreveremos como

$$\hat{\sigma} = \hat{\sigma}_Z^q + \hat{\sigma}_{H_1+H_2}^{\hat{q}} + \hat{\sigma}_{H_1+H_2}^q + \hat{\sigma}_{H_3}^q + \hat{\sigma}_{Z-H_3}^q + \hat{\sigma}_{H_1+H_2}^{q-\hat{q}},$$

onde as diversas contribuições estão calculadas a seguir.

### 2.3.1 $gg \rightarrow Z \rightarrow \ell^+ \ell^-$ Via Loops de Quarks

Começaremos com o subprocesso  $gg \rightarrow Z \rightarrow \ell^+ \ell^-$ . Usando o acoplamento efetivo  $A_Z^q$  temos que

$$M_Z^q = A_Z^{q\alpha} \left[ \frac{-g_{\alpha\beta} + h_\alpha h_\beta / M_Z^2}{\hat{s} - M_Z^2} \right] \left[ \frac{g}{2 \cos \theta_w} \bar{u}(p_1) \gamma^\beta (C_V^\ell - C_A^\ell \gamma_5) v(p_2) \right]. \quad (2.27)$$

Agora quadrando esta amplitude invariante e somando sobre todas as polarizações nós temos que a contribuição do processo elemental  $gg \rightarrow Z \rightarrow \ell^+ \ell^-$  para a seção de choque é

$$\hat{\sigma}_Z^q = \frac{\alpha^2 \alpha_s^2}{512\pi \sin^4 \theta_W} \frac{M_\ell^2}{M_W^4} \beta_\ell \left| \sum_{q=u,d} T_3^q (1 + 2\lambda_q I_q) \right|^2, \quad (2.28)$$

onde usamos a constante de acoplamento eletromagnética  $\alpha = \frac{g^2 \sin^2 \theta_w}{4\pi}$  e  $\alpha_s = g_s^2/4\pi$  como sendo a constante de acoplamento forte. Além disso  $\beta_\ell$  é a velocidade do lépton no c.m. do subprocesso e a soma ( $\sum_q$ ) é sobre todas as gerações. É preciso notar que se a diferença de massa no dubleto de quarks for zero, ou seja  $m_u = m_d$ , então nós teremos  $\hat{\sigma}_Z^q \equiv 0$ . Mais ainda, note que  $\hat{\sigma}^q$  é proporcional a  $M_\ell^2$ .

### 2.3.2 $gg \rightarrow H_1, H_2 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ Via Fusão de Squarks

Considerando o acoplamento efetivo  $A_{H_i}^{\bar{q}}$ , nós temos que a amplitude invariante para o subprocesso  $gg \rightarrow H_1, H_2 \rightarrow \ell^+ \ell^-$  é

$$\sum_{i=1,2} M_{H_i}^{\bar{q}} = \sum_{i=1,2} A_{H_i}^{\bar{q}} \eta_\ell^{(i)} \left( \frac{gM_\ell}{2M_Z} \right) \frac{1}{\hat{s} - M_{H_i}^2} [\bar{u}(p_1)v(p_2)], \quad (2.29)$$

onde os  $\eta_\ell^{(i)}$  são dados no apêndice C. Quadrando a amplitude invariante e retomando as redefinições feitas acima para  $\alpha$  e  $\alpha_s$ , nós teremos que a seção de choque para este subprocesso é

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{H_1+H_2}^{\bar{q}} = & \frac{\alpha^2 \alpha_s^2}{512\pi \sin^4 \theta_W \cos^4 \theta_W} M_\ell^2 \beta_\ell^3 \left| \sum_{i=1,2} \eta_\ell^{(i)} \chi^{(i)}(\hat{s}) \right. \\ & \left. \times \sum_{\bar{q}=\bar{u},\bar{d}} \sum_{k=L,R} \tilde{\eta}_{\bar{q}k}^{(i)} (1 + 2\lambda_{\bar{q}k} I_{\bar{q}k}) \right|^2. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Aqui definimos

$$\chi^{(i)}(\hat{s}) = \frac{1}{\hat{s} - M_{H_i}^2 + iM_{H_i}\Gamma_{H_i}}$$

com  $\Gamma$  como sendo a largura do bóson de Higgs e  $i = 1, 2$ .

### 2.3.3 $gg \rightarrow H_1, H_2 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ Via Loops de Quarks

Usando o acoplamento efetivo  $A_{H_i}^q$ , nós temos que a amplitude invariante para o subprocesso  $gg \rightarrow H_1, H_2 \rightarrow \ell^+ \ell^-$  é



$$\sum_{i=1,2} M_{H_i}^q = \sum_{i=1,2} A_{H_i}^q \left( \frac{gM_\ell}{2M_Z} \right) \eta_\ell^{(i)} \chi^{(i)}(\hat{s}) [\bar{u}(p_1)v(p_2)] . \quad (2.31)$$

Então a contribuição destes canais para a seção de choque não polarizada é

$$\hat{\sigma}_{H_1+H_2}^q = \frac{\alpha^2 \alpha_s^2}{512\pi \sin^4 \theta_W} \frac{M_\ell^2}{M_W^4} \beta_\ell^3 \quad (2.32)$$

$$\left| \sum_{i=1,2} \eta_\ell^{(i)} \chi^{(i)}(\hat{s}) \sum_{q=u,d} \eta_q^{(i)} m_q^2 [2 + (4\lambda_q - 1)I_q] \right|^2 .$$

### 2.3.4 $gg \rightarrow H_3 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ Via Loops de Quarks

Usando o acoplamento efetivo  $A_{H_3}^q$  nós temos que a amplitude invariante para o subprocesso  $gg \rightarrow H_3 \rightarrow \ell^+ \ell^-$  é

$$M_{H_3}^q = A_{H_3}^q \eta_\ell^3 \chi^{(3)}(\hat{s}) g \frac{M_\ell}{2M_W} [\bar{u}(p_1) \gamma_5 v(p_2)] , \quad (2.33)$$

onde  $\eta_\ell^{(3)}$  é a constante de acoplamento dos léptons com o  $H_3$  e é dado no apêndice C, além disso nós definimos

$$\chi^{(3)}(\hat{s}) = \frac{1}{\hat{s} - M_{H_3}^2 + iM_{H_3}\Gamma_{H_3}} .$$

Quadrando esta amplitude invariante, sempre considerando as constantes definidas acima, nós teremos que a seção de choque para o dito subprocesso é

$$\hat{\sigma}_{H_3}^q = \frac{\alpha^2 \alpha_s^2}{512\pi \sin^4 \theta_W} \frac{M_\ell^2}{M_W^4} \beta_\ell (\eta_\ell^{(3)})^2 \left| \chi^{(3)}(\hat{s}) \right|^2 \left| \sum_{q=u,d} \eta_q^{(3)} m_q^2 I_q \right|^2 . \quad (2.34)$$

### 2.3.5 Interferência do Bóson $Z$ com o Bóson $H_3$

A seguir analisemos as interferências. A contribuição do bóson  $Z$  é antissimétrica para troca de  $\epsilon_\mu^k$  e  $\epsilon_\nu^q$  e a contribuição dos outros diagramas, exceto o diagrama do bóson  $H_3$ , é simétrica. Uma vez que o produto de um tensor antissimétrico com um tensor simétrico é zero, nós somente teremos que considerar a interferência do bóson  $Z$  com o bóson  $H_3$  e os bósons  $H_1, H_2$  dos quarks com os bósons  $H_1, H_2$  dos squarks.

Utilizando  $M_Z$  e  $M_{H_3}$  anteriores temos que

$$\begin{aligned}
2\Re M_Z^* M_{H_3} = & 2\Re \frac{g_s^2 g^2}{32\pi^2 \cos^2 \theta_w (\hat{s} - M_Z^2)} \frac{M_t^2}{M_W^4} \\
& \times \sum_{q=u,d} g_A^q T_3^q (1 + 2\lambda I_q^*) \\
& \times \frac{g_s^2 g^2}{4\pi^2 \hat{s}} \chi^{(3)}(\hat{s}) \sum_{q=u,d} m_q I_q \\
& \times \left[ k_\tau \epsilon_\mu^k q_\sigma \epsilon_\nu^q \epsilon_\mu^k \epsilon_\nu^q (q - k)_\rho \epsilon^{\alpha\mu\nu\rho} \epsilon^{\tau\mu\nu\sigma} \right. \\
& \left. \times (\bar{u}(p1)\gamma_5 v(p2)\bar{v}(p2)\gamma_\beta (C_V^t - C_A^t \gamma_5)u(p1))(g^{\alpha\beta} - \frac{h^\alpha h^\beta}{M_Z^2}) \right]. \quad (2.35)
\end{aligned}$$

Efetuada a operação do traço e lembrando das definições dadas acima, nós teremos que a contribuição de interferência do bóson  $Z$  com o bóson  $H_3$  é

$$\begin{aligned}
\hat{\sigma}_{Z-H_3}^q = & -\frac{\alpha^2 \alpha_s^2}{256\pi \sin^4 \theta_W} \frac{M_t^2}{M_W^4} \beta_t \eta_t^{(3)} \Re \left[ \chi^{(3)}(\hat{s}) \sum_{q=u,d} \eta_q^{(3)} m_q^2 I_q \right. \\
& \left. \times \sum_{q'=u,d} T_3^{q'} (1 + 2\lambda_{q'} I_{q'}^*) \right]. \quad (2.36)
\end{aligned}$$

### 2.3.6 Interferência do $H_1, H_2$ dos Quarks com os Squarks

Finalmente nós teremos que a interferência dos diagramas com  $H_1, H_2$  via loops de quarks com os diagramas com  $H_1, H_2$  via loops de squarks, fornece-nos a seguinte contribuição para a seção de choque

$$\begin{aligned}
\hat{\sigma}_{H_1+H_2}^{q-\bar{q}} &= -\frac{\alpha^2 \alpha_s^2}{256\pi \sin^4 \theta_W \cos^4 \theta_W} \left(\frac{M_t}{M_Z^2}\right)^2 \beta_t^3 \Re \left\{ \sum_{i=1,2} \eta_t^{(i)} \chi^{(i)}(\hat{s}) \right. \\
&\quad \times \sum_{q=u,d} \eta_q^{(i)} m_q^2 [2 + (4\lambda_q - 1)I_q] \sum_{j=1,2} \eta_t^{(j)} \chi^{*(j)}(\hat{s}) \\
&\quad \left. \sum_{\bar{q}=\bar{u},\bar{d}} \sum_{k=L,R} \tilde{\eta}_{\bar{q}k}^{(j)} (1 + 2\lambda_{\bar{q}k} I_{\bar{q}k}^*) \right\}. \tag{2.37}
\end{aligned}$$

### 2.3.7 Comentários

Gostaríamos de destacar alguns aspectos da seção de choque do sub-processo  $gg \rightarrow t^+ t^-$

- O diagrama com a troca do  $Z$  no canal  $s$  não exibe a ressonância para  $\hat{s} = M_Z^2$ . Isto é devido ao teorema de Yang [17], o qual proíbe a produção de um estado massivo com momento angular  $J = 1$  a partir de dois estados sem massa com spin 1.

- O aparecimento da massa do lépton no canal do  $Z$  está associado à divergência da corrente axial neutra  $J_t^\mu$ , como se pode ver nas expressões acima.

- As contribuições dos bósons de Higgs exibem o pico de ressonância associado com os três Higgs neutros. Além disso por causa do comportamento da integral  $I_i$ , a contribuição do loop de quarks para a produção de léptons via os bósons de Higgs tem um pico centrado para  $\sqrt{\hat{s}} = 2.5m_q$  para  $H_1, H_2$  e em  $\sqrt{\hat{s}} = 2m_q$  para  $H_3$ .

Para ter uma compreensão rápida sobre o comportamento do sub-processo, vamos analisá-lo em alguns limites. Quando partículas leves circulam no loop, a contribuição para a seção de choque que é proporcional a  $\lambda_i I_i$  vai para zero. De igual maneira  $\sigma_{H_1+H_2}^{\bar{q}}$  vai a zero por causa de  $m_q/M_Z \simeq 0$ .

Quando a geração pesada circula no loop, devemos considerar o limite de  $\lambda_i$  grande ou seja  $\lambda_i I_i \rightarrow -1/2$  e para  $\lambda_i [2 + (4\lambda_i - 1)I_i] \rightarrow 1/2$ . Neste caso a contribuição envolvendo o  $Z$  é proporcional à separação de massa do dubleto de quarks no loop.

$$\hat{\sigma}_Z \equiv \hat{\sigma}_Z^q + \hat{\sigma}_{Z-H_3}^q \rightarrow \frac{\alpha^2 \alpha_s^2}{12,288\pi \sin^4 \theta_W} \frac{M_t^2}{M_W^4} \beta_t \hat{s} \left( \frac{M_U^2 - M_D^2}{M_U^2 M_D^2} \right)$$

$$\times \left[ \frac{\hat{s}}{24} \left( \frac{M_U^2 - M_D^2}{M_U^2 M_D^2} \right) - \frac{1}{\cos^2 \beta} \right]. \quad (2.38)$$

Desprezando neste limite a massa dos bósons de Higgs temos que

$$\hat{\sigma}^q \equiv \hat{\sigma}_{H_1+H_2}^q + \hat{\sigma}_{H_3}^q \rightarrow \frac{\alpha^2 \alpha_s^2}{512\pi \sin^4 \theta_W} \frac{M_t^2}{M_W^4} \beta_t \frac{1}{\cos^4 \beta} \left( \frac{\beta_t^2}{4} + \frac{1}{4} \right)$$

enquanto

$$\hat{\sigma}^{\hat{q}} \equiv \hat{\sigma}_{H_1+H_2}^{\hat{q}} + \hat{\sigma}_{H_1+H_2}^{q-\hat{q}} \rightarrow \frac{\alpha^2 \alpha_s^2}{128\pi \sin^4 \theta_W} \left( \frac{M_t M_D}{M_W^2} \right)^2 \beta_t^3 \frac{1}{\cos^4 \beta} \frac{1}{\hat{s}} \left( \frac{M_D^2}{\hat{s}} - \frac{1}{2} \right).$$

Se a separação de massa do dubleto de quarks for pequena, então a contribuição do  $Z^0$  vai para zero. Nós também podemos ver que a contribuição dos squarks comporta-se como  $1/\hat{s}$  e é pequena para grandes valores da massa invariante do par de léptons. Por isso a contribuição dominante vem do loop de quarks, envolvendo a troca do bóson de Higgs ( $\hat{\sigma}^q$ ). Se nós compararmos a previsão do MSSM com o resultado do modelo padrão (SM) para a reação  $gg \rightarrow \ell^+ \ell^-$  [7] no mesmo limite, nós poderemos ver que

$$\frac{\hat{\sigma}_{MSSM}}{\hat{\sigma}_{SM}} \propto \frac{1}{\cos^4 \beta}. \quad (2.39)$$

Por isso, valores grandes de  $\tan \beta$  levam a um aumento importante na produção de léptons no MSSM comparado com o modelo padrão [8].

Devemos assinalar também que a fusão de glúons é um importante mecanismo para a produção da quarta geração de neutrinos pesados [18]. Em particular para valores pequenos de  $\tan \beta$  acarreta um aumento importante na produção de neutrinos no MSSM comparado com o modelo padrão [8], e isto devido a que a contribuição dominante vem do loop de quarks

$$\frac{\hat{\sigma}_{MSSM}}{\hat{\sigma}_{SM}} \propto \frac{1}{\sin^4 \beta}. \quad (2.40)$$

## 2.4 Análise Numérica

Agora iremos usar os resultados encontrados acima para analisar o processo  $pp \rightarrow gg \rightarrow \ell^+ \ell^-$ . Para isto calculamos a seção de choque elementar  $\hat{\sigma}(gg \rightarrow \ell^+ \ell^-)$  à  $y = 0$

$$\frac{d\sigma}{dy} = \int_{\tau_{min}}^{e^{-2|y|}} d\tau G(\sqrt{\tau}e^y, Q^2)G(\sqrt{\tau}e^{-y}, Q^2)\hat{\sigma}(\tau s), \quad (2.41)$$

onde  $\tau = \hat{s}/s$  ( $\tau_{min} = 4M_\ell^2/s$ ), sendo  $s$  a energia do centro de massa do sistema  $pp$ , e  $G(x, Q^2)$  é a função de estrutura do glúon [19]. Esta distribuição de rapidez encontra-se na Figura (1). Para compreender melhor a influência dos diferentes parâmetros nós escolhemos diferentes valores para a massa do  $H_1$  e para  $\tan \beta$ , fixando as massas dos quarks e dos squarks. Nós assumimos que as massas dos squarks são degeneradas e iguais  $m_{\bar{q}} = 200$  GeV. Comparando o resultado com a contribuição de Drell-Yan para a produção de pares de léptons  $pp \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \ell^+ \ell^-$ , nós notamos que o mecanismo de fusão de glúons é mais importante para  $M_\ell \geq 50$  GeV, contando sempre que  $\tan \beta > 2$ .

Na Figura (2) nós comparamos as predições do modelo padrão e do modelo MSSM para a produção de pares de léptons pesados. Nós assumimos diferentes valores para as massas dos quarks da quarta geração  $(M_U, M_D) = (150, 150)$  GeV e  $(150, 650)$  GeV. Nesta figura podemos ver que para  $\tan \beta = 5$  nossa seção de choque no MSSM é 50 vezes maior que a seção de choque no SM, para massa  $M_\ell \simeq 100 - 200$  GeV.

Na Figura (3) nós mostramos a razão das distribuições de rapidez do MSSM e do SM como função da massa do lépton para algumas  $\tan \beta$ .

$$R \equiv \frac{(d\sigma_{MSSM}/dy)_{y=0}}{(d\sigma_{SM}/dy)_{y=0}} \cos^4 \beta \quad (2.42)$$

Nós podemos observar que para massas de léptons grandes esta quantidade é  $\sim 0,5$  e é independente da massa do lépton e de  $\tan \beta$ . Isto comprova a nossa análise acima.

Para estimar o número de eventos nós calculamos a seção de choque total

$$\sigma = \int_{\ln \sqrt{\tau_{\min}}}^{-\ln \sqrt{\tau_{\min}}} dy \frac{d\sigma}{dy}, \quad (2.43)$$

e nas Figuras (4,5) nós apresentamos o resultado da seção total de choque para energias no centro de massa do próton-próton de  $\sqrt{s} = 16$  TeV [CERN Large Hadron Collider(LHC)] e  $\sqrt{s} = 40$  TeV [Superconducting Super Collider(SSC)]. Tomando em conta que a luminosidade esperada para o LHC ( $10^5$  pb $^{-1}$ /ano), e para o SSC ( $10^4$  pb $^{-1}$ /ano), nós podemos esperar que o número produzido de pares de léptons pesados por ano seja de  $10^5$ , em ambas as máquinas.

Os modos de decaimento de léptons pesados carregados depende da diferença de massa  $\Delta = M_\ell - M_{N_\ell}$ , onde  $M_{N_\ell}$  é a massa do neutrino pesado. Se  $\Delta > M_W$ , o modo mais importante de decaimento do lépton carregado pesado é em um  $W$  real e  $N_\ell$ , caso contrário acontecerá um decaimento de três corpos, envolvendo um  $W$  virtual.

Exigindo que os  $W$ 's decaiam leptonicamente, o sinal para o par  $\ell^+ \ell^-$  é  $l^+ l^- + \cancel{p}_T$  ( $l = \mu, e$ ). Os processos que têm o mesmo comportamento deste sinal são  $pp \rightarrow \tau^+ \tau^-$ ,  $W^+ W^-$ , e  $Z^0 Z^0$ . Todavia este background é facilmente eliminado medindo-se a massa invariante do par de léptons carregados.

O estudo do sinal e do background para a produção de léptons carregados pesados no modelo padrão foi feito nas referências [20, 21]. Para  $\Delta > M_W$ , Hinchliffe [21] mostrou que é possível extrair o sinal leptônico impondo um corte no ângulo azimutal ( $\phi$ ) que os dois léptons carregados fazem entre si no plano transversal. Foi mostrado também que a única limitação para a descoberta é o número total de eventos, ou seja, a luminosidade da máquina. Como foi mostrado acima a seção de choque no MSSM é grande e a descoberta de léptons carregados pesados pode-se fazer até massas que saturem os limites de unitariedade (vide apêndice(D)), desde que  $\Delta > M_W$ . Por exemplo para  $\tan \beta = 3(5)$  nós teremos  $M_\ell < 390(240)$  GeV,  $M_U < 670(700)$  GeV, e  $M_D < 225(140)$  GeV.

Por outro lado, para  $\Delta < M_W$ , como foi mostrado na referência [20], os sinais da produção de léptons pesados do modelo padrão é muito difícil extrair do background. No entanto, para a produção de léptons pesados no MSSM, nós temos um grande número de pares  $\ell^+ \ell^-$  produzidos indicando que é possível detectar léptons de massa inter-

mediária. De qualquer modo, este cenário deve ser melhor esclarecido pelo método de Monte Carlo para análises do sinal e do background.

## 2.5 Figuras

**Figura 1.** Seção de choque a  $y = 0$  da fusão de glúons para a produção de léptons no SSC no MSSM como função da massa do lépton. Nós assumimos a quarta geração de quarks com massa  $M_U = 300$  GeV e  $M_D = 150$  GeV. Vamos ter diferentes curvas, assim para  $M_{H_1} = 200$  GeV ( $\tan \beta = 3$  — linha cheia;  $\tan \beta = 5$  — linha tracejada), e para  $M_{H_1} = 600$  GeV ( $\tan \beta = 3$  — linha pontilhada,  $\tan \beta = 5$  — linha ponto-tracejada). Nós também temos a contribuição de Drell-Yan que é a curva pontilhada, abaixo mostrada.

**Figura 2.** Seção de choque a  $y = 0$  da fusão de glúons para a produção de léptons no SSC no modelo padrão(SM) e no MSSM como função da massa do lépton. Nós tomamos para a massa do bóson de Higgs:  $M_{H_{SM}} = M_{H_1} = 500$  GeV e  $\tan \beta = 5$ . Para a quarta geração de quarks nós assumimos  $M_D = 150$  GeV e  $M_U = 150$  GeV (MSSM,—linha cheia; SM,—linha ponto-tracejada), ou  $M_U = 650$  GeV (MSSM,—linha tracejada; SM,—linha pontilhada). Nós também temos a contribuição de Drell-Yan que é a curva pontilhada, abaixo mostrada.

**Figura 3.** Razão  $R$  [Eq.(2.42)] como função da massa do lépton para o SSC. Nós assumimos  $M_U = M_D = 150$  GeV para a quarta geração de quarks e  $M_{H_{SM}} = M_{H_1} = 100$  GeV. As curvas são para  $\tan \beta = 2$ —(linha pontilhada),  $\tan \beta = 5$ —(linha cheia), e  $\tan \beta = 10$ —(linha tracejada).



**Figura 4.** Seção total de choque de fusão de glúons para a produção de léptons no MSSM como função da massa do lépton. Nós consideramos a massa do bóson de Higgs  $M_{H_1} = 500$  GeV. Para a quarta geração de quarks nós assumimos  $M_D = 150$  GeV e  $M_U = 300$  GeV. As curvas é para energia do centro de massa de  $\sqrt{s} = 16$  TeV (LHC) [ $\tan \beta = 3$ —(linha tracejada);  $\tan \beta = 5$ —(linha cheia) e  $\tan \beta = 10$ —(linha pontilhada)]. Nós também temos a contribuição de Drell-Yan—(linha ponto-tracejada).

**Figura 5.** Seção total de choque de fusão de gluons para a produção de léptons no MSSM como função da massa do lépton. Nós consideramos a massa do bóson de Higgs  $M_{H_1} = 500$  GeV. Para a quarta geração de quarks nós assumimos  $M_D = 150$  GeV e  $M_U = 300$  GeV. As curvas são para energia do centro de massa de  $\sqrt{s} = 40$  TeV (SSC)[ $\tan \beta = 3$ —(linha tracejada);  $\tan \beta = 5$ —(linha cheia) e  $\tan \beta = 10$ —(linha pontilhada)]. Nós também temos a contribuição de Drell-Yan—(linha ponto-tracejada).

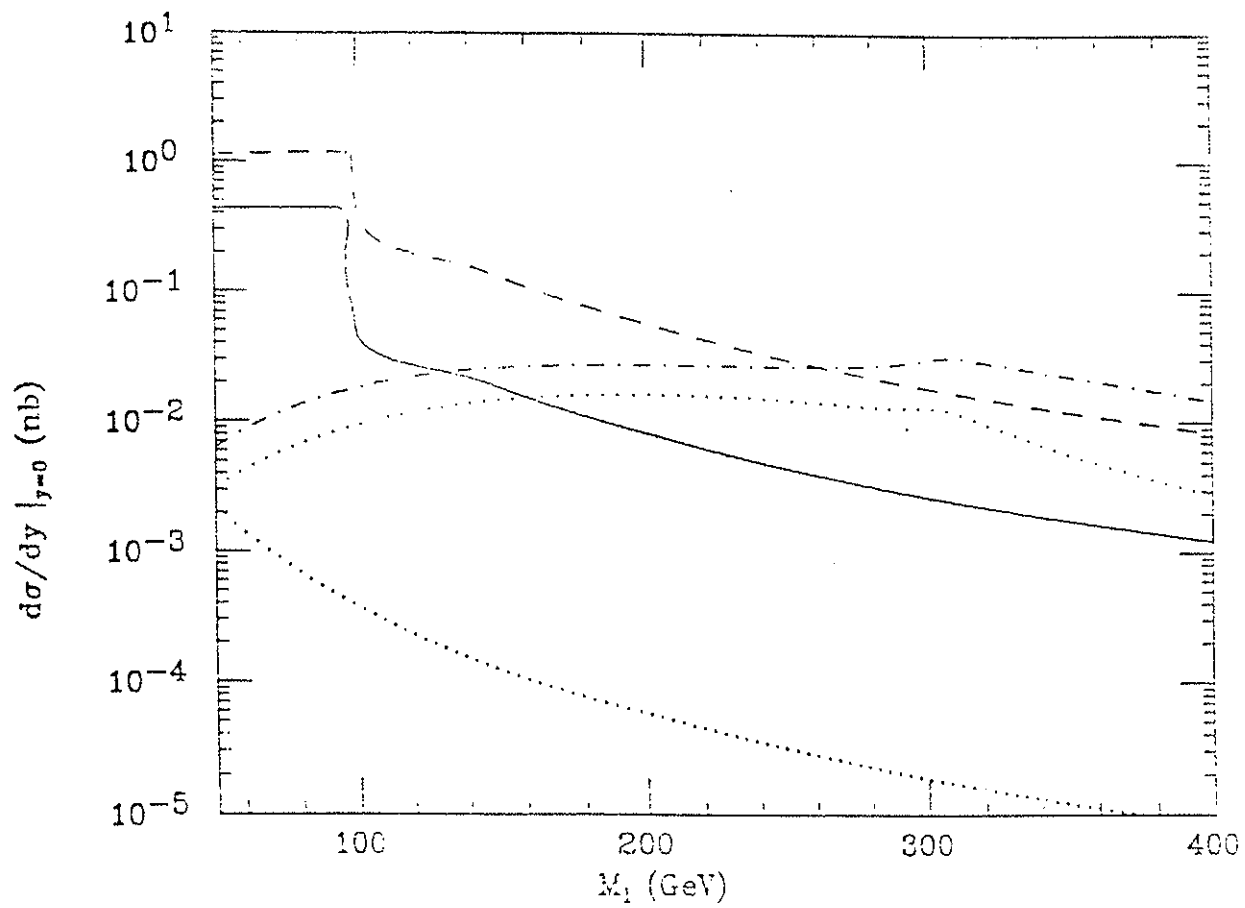


Figura 2.1:

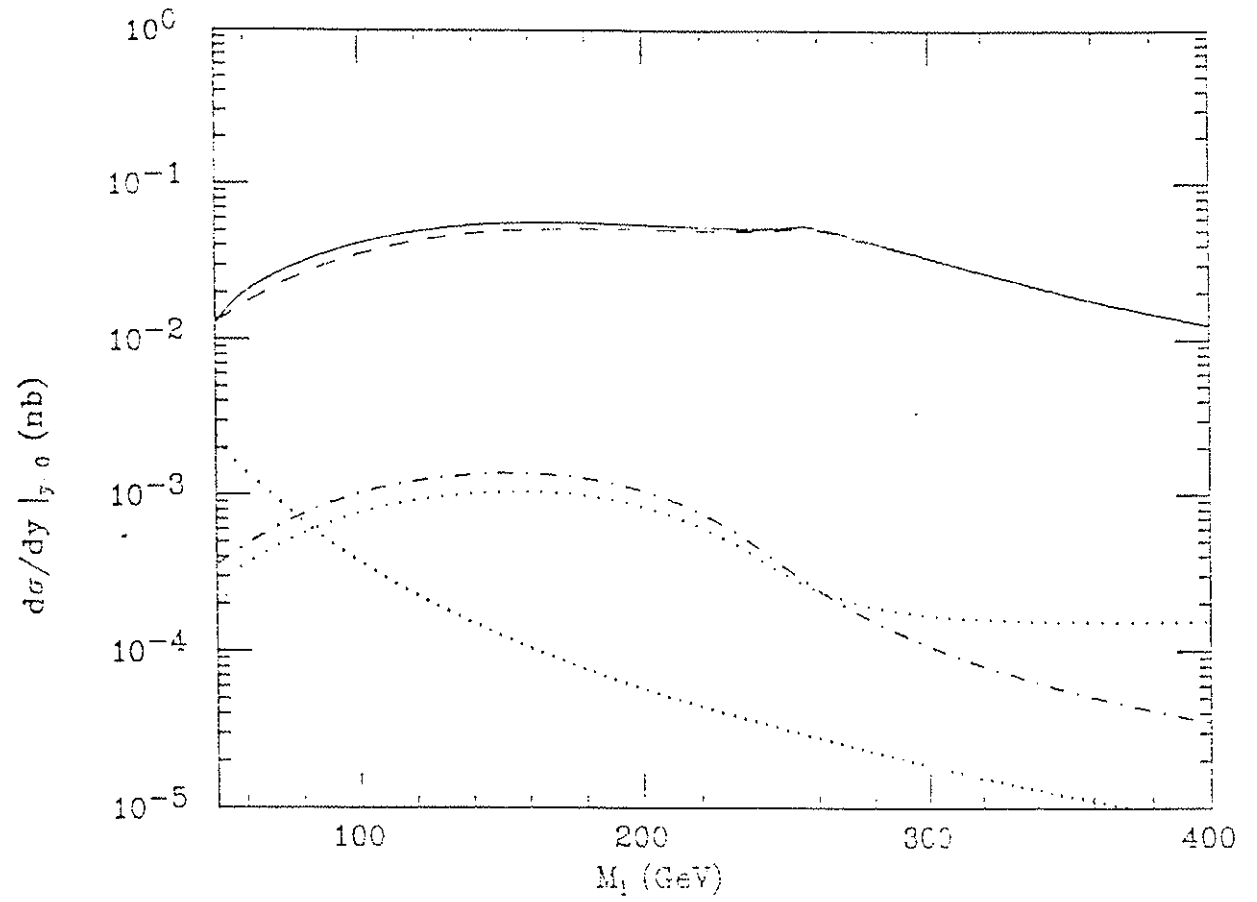


Figura 2.2:

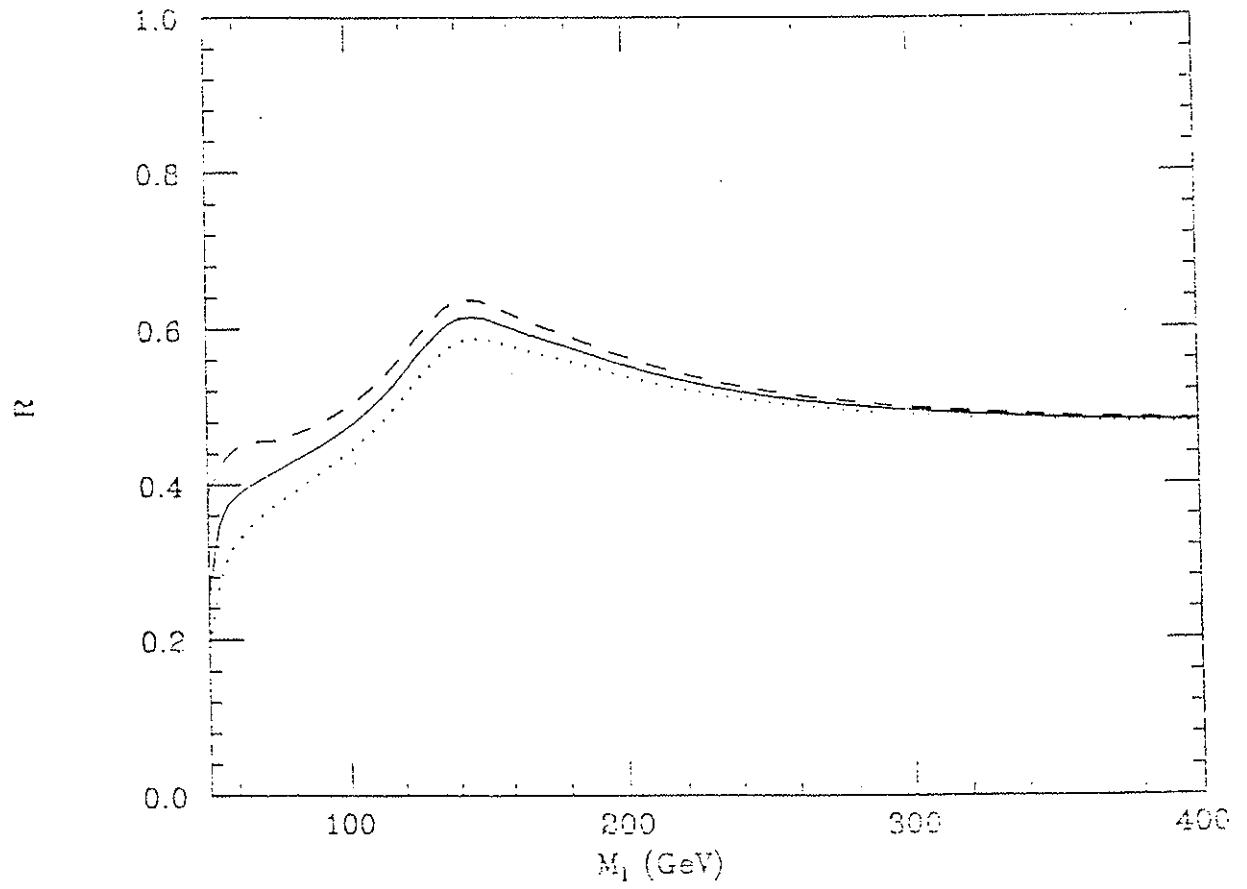


Figura 2.3:

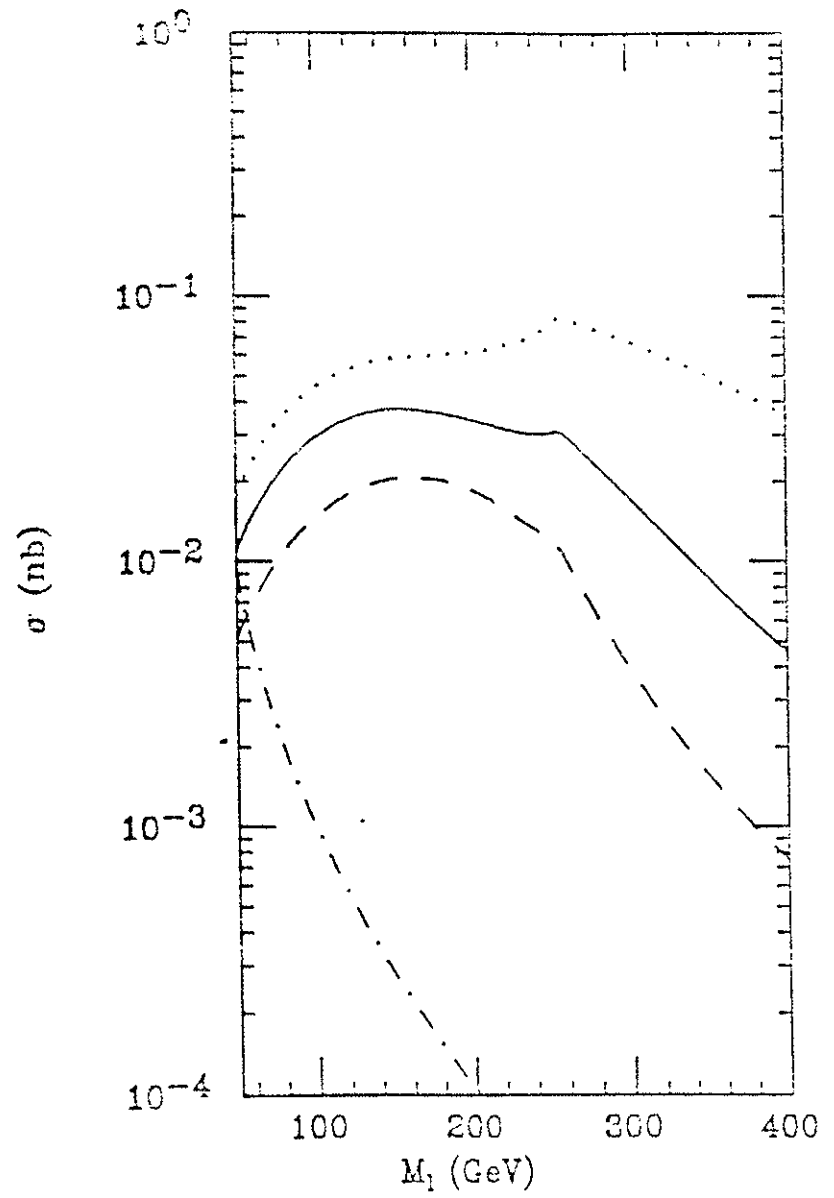


Figura 2.4:

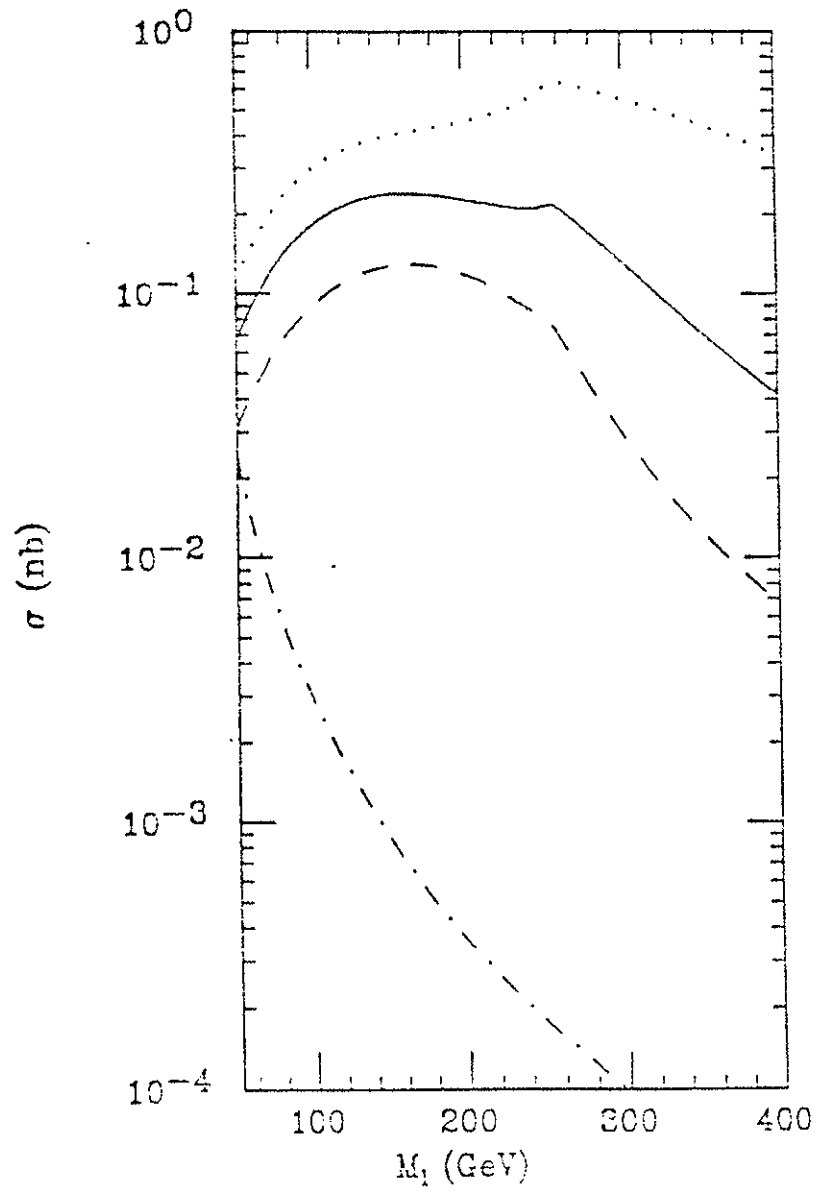


Figura 2.5:



## Capítulo 3

# Leptoquarks Vetoriais Compostos em Aceleradores

$e^+e^-$ ,  $\gamma e$  e  $\gamma\gamma$

### 3.1 Generalidades

O modelo padrão das interações eletrofracas fornece-nos uma descrição bastante satisfatória dos fenômenos das partículas elementares até as energias disponíveis. No entanto existem fatos experimentais tais como a proliferação de gerações fermiônicas, suas massas e seus ângulos de mistura os quais não são preditos por este modelo. Uma explicação natural para a proliferação das famílias fermiônicas é que as partículas conhecidas (léptons, quarks e bósons vetoriais) são objetos compostos. Em geral, modelos compostos apresentam um espectro muito rico, o qual inclui novos estados, tais como excitações das partículas conhecidas e estados ligados exóticos que não podem ser considerados excitações das partículas conhecidas, devido aos seus números quânticos. Dentre as partículas exóticas destacam-se os leptoquarks, os quais são partículas que possuem simultaneamente número leptônico e bariônico. Leptoquarks também aparecem em um grande número de extensões do modelo padrão tais como technicolor [22], teorias grandes unificadas [5], modelos com simetria  $E_6$  inspirados por superstrings [6].

Nesta parte do trabalho nós estudaremos a produção de leptoquarks



vetoriais em aceleradores  $e^+e^-$ ,  $\gamma e$  e  $\gamma\gamma$ . Nós consideraremos duas fontes de fótons: *Bremstrahlung* e *laser-backscattering* (ver apêndice E).

Nosso estudo limitar-se-á aos leptoquarks vetoriais no contexto do modelo de Abbott-Fahri [2]. A Lagrangiana deste modelo tem a mesma forma que a do modelo padrão, contudo os parâmetros que determinam o potencial para o campo escalar e a constante de acoplamento da interação de gauge  $SU(2)_L$  são tais que não há quebra espontânea de simetria e a interação de gauge  $SU(2)_L$  é confinante. Este modelo é essencialmente a versão confinada do modelo padrão e é denominado de Modelo Padrão Fortemente Acoplado (MPFA).

O espectro das partículas físicas no MPFA consiste dos estados singletos de  $SU(2)_L$ , incluindo partículas fundamentais que são neutras com respeito à força de  $SU(2)_L$ , tais como os férmions de mão direita e o fóton. Por exemplo, o férmion de mão esquerda é igual a um estado ligado de um preon de mão esquerda e um escalar fundamental, enquanto os bósons vetoriais W e Z são estados ligados em onda P de dois preons escalares. Caso algumas hipóteses dinâmicas sejam satisfeitas é possível mostrar que as predições do MPFA são consistentes com os dados experimentais [23]. Nós denotaremos o dubleto preônico fermiônico de mão esquerda por  $\Psi_L^a$  onde o índice de sabor  $a$  vai de 1 até 12 para as três famílias.  $\Psi_L^a$  pertence à representação **2** do grupo  $SU(2)_L$  e à representação  $(0, 1/2)$  do grupo de Lorentz.

Os leptoquarks vetoriais do MPFA são estados ligados de dois preons fermiônicos da forma  $\Psi_L^{a\dagger}\Psi_L^b$ , onde  $\Psi_L^a$  carrega número bariônico enquanto  $\Psi_L^b$  carrega número leptônico. Nós definimos  $V_\mu^{ab}$  como o campo interpolador para os leptoquarks vetoriais, o qual é um singlete de  $SU(2)_L$ , e pertence à representação  $(1/2, 1/2)$  do grupo de Lorentz, sendo também um tripleto de  $SU(3)_{cor}$ . A partir de sua natureza preônica pode-se dizer que estas partículas tem uma carga elétrica  $(-2/3)$ .

O MPFA não pode ser analisado perturbativamente, já que o acoplamento é forte na escala de energia de interesse. Por isso nós assumimos que as interações a baixas energias entre os leptoquarks vetoriais e os férmions de mão esquerda são descritas por uma Lagrangiana efetiva [24]:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -F \frac{e}{2\sqrt{2} \sin \theta_w} \left( V_\mu^{ab\dagger} \bar{L}^a \gamma^\mu L^b + \text{h.c.} \right), \quad (3.1)$$

onde  $L^a$  são os dubletos físicos de mão esquerda do grupo global de simetria  $SU(2)$  do modelo,  $\theta_w$  é o ângulo de Weinberg e o parâmetro  $F$  mede a intensidade desta interação comparada com o vértice  $Wq'\bar{q}$ . É preciso notar que os leptoquarks vetoriais acoplam-se a ambas componentes do dubleto de quarks e leptons e que  $\mathcal{L}_{\text{int}}$  conserva carga, cor, número bariônico e leptônico.

É natural assumir que os leptoquarks vetoriais  $V_\mu^{ab}$ , acoplem-se com o  $\gamma$  e o  $Z$  da mesma maneira que o  $W$ . Podemos obter a interação  $\gamma - V^{eq}$  utilizando o princípio da substituição mínima ( $\partial_\mu \rightarrow D_\mu - ieQ_V A_\mu$ ) e acrescentando ainda um termo de momento magnético anômalo. Isto acarreta que a densidade da lagrangiana para os leptoquarks é

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} F_{\alpha\beta}^{V\dagger} F_V^{\alpha\beta} + \frac{i}{2} k e Q_V F^{\alpha\beta} [V_\alpha^\dagger V_\beta - V_\beta^\dagger V_\alpha] \quad (3.2)$$

sendo que

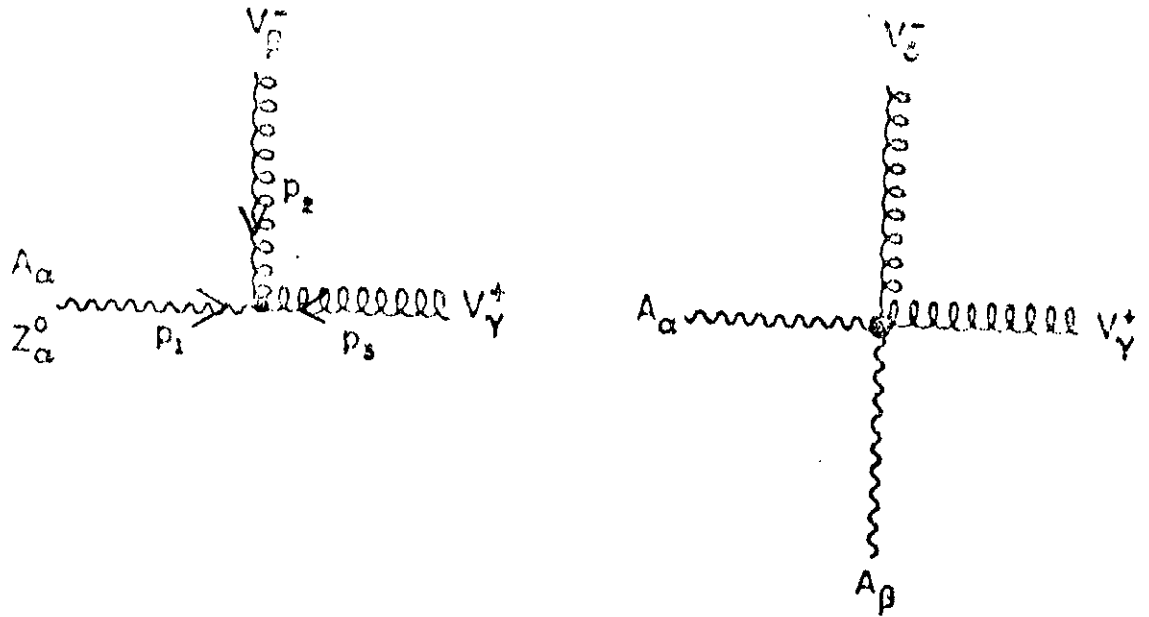
$$F_V^{\alpha\beta} = \partial^\beta V^\alpha - \partial^\alpha V^\beta + ieQ_V (V^\beta A^\alpha - V^\alpha A^\beta). \quad (3.3)$$

Realizando alguns cálculos elementares e fazendo  $\alpha \longleftrightarrow \beta$ , nós chegamos às seguintes regras de Feynman

$$\Gamma_{\alpha\beta\rho}^{\gamma V^+ V^-} = ieQ_V \{ g_{\alpha\beta} (p_1 - p_2)_\rho + g_{\beta\rho} (p_2 - p_3)_\alpha + g_{\sigma\alpha} (p_3 - p_1)_\beta \} \quad (3.4)$$

$$\Gamma_{\alpha\beta\rho\sigma}^{\gamma\gamma V^+ V^-} = -ie^2 Q_V^2 \{ 2g_{\alpha\beta} g_{\rho\sigma} - g_{\alpha\sigma} g_{\beta\rho} - g_{\alpha\rho} g_{\beta\sigma} \} \quad (3.5)$$

onde  $Q_v (= -2/3)$  é a carga elétrica do leptoquark e consideramos  $k = 1$ .



Analogamente podemos postular que a interação  $ZV^+V^-$  é dada por

$$\Gamma_{\alpha\beta\rho}^{ZV^+V^-} = iF_Z^2 e \cot \theta_W [g_{\alpha\beta}(p_1 - p_2)_\rho + g_{\beta\rho}(p_2 - p_3)_\alpha + g_{\rho\alpha}(p_3 - p_1)_\beta] \quad (3.6)$$

onde  $F_Z$  é um parâmetro livre.

A ausência de evidências experimentais de partículas compostas restringe a fenomenologia de baixas energias do MPFA. Estas restrições podem em princípio pôr limitações na massa do leptoquark ( $M_V$ ) e nas constantes de acoplamento ( $F, F_Z$ ). De fato, análises da contribuição do leptoquark vetorial para uma interação quártica de Fermi a baixas

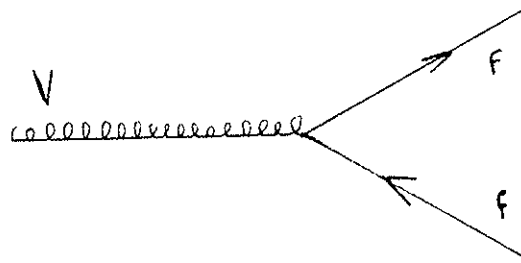
energias conduzem à restrição [24]

$$M_V > 197 F \text{ (GeV)}. \quad (3.7)$$

Na prática, contribuições de outros estados suavizam esta limitação [25], tal que  $M_V$  e  $F$  podem ser considerados parâmetros livres.

No entanto podemos estimar  $F$  devido ao fato que  $Z$  e  $W$  serem estados ligados de dois preons escalares, e por isso é natural assumir que o acoplamento de leptoquarks com os campos físicos de mão esquerda são da mesma ordem dos acoplamentos destes férmions com os  $W$ 's e  $Z$ 's. Desta maneira nós esperamos que  $F$  seja da ordem de 1. Analogamente esperamos que  $F_Z \simeq F \simeq O(1)$ . Nós podemos ajustar os acoplamentos  $F$  e  $F_Z$ , impondo que a unitariedade seja respeitada a nível de árvore [26]. Por exemplo, o processo  $e^+e^- \rightarrow V^+V^-$  viola unitariedade a altas energias para um valor arbitrário do acoplamento, no entanto, se nós escolhemos  $F = F_Z = \sqrt{|Q_V|} = \sqrt{\frac{2}{3}}$  a unitariedade é restaurada.

O modo principal de decaimento do leptoquark é em um par  $lq$  ou  $\nu q'$ . Por isso seu sinal é um lépton mais um jato ou um jato mais energia perdida. Agora nós calcularemos a largura do leptoquark vetorial, onde nós negligenciaremos todas as massas dos férmions e somaremos sobre todos os possíveis canais de decaimento.



A largura de decaimento diferencial é

$$d\Gamma = \frac{1}{2M_V} |M|^2 \frac{d^3 p_1}{2E_1 (2\pi)^3} \frac{d^3 p_2}{2E_2 (2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4(k - p_1 - p_2). \quad (3.8)$$

Quadrando o módulo da amplitude invariante e somando sobre os spins das partículas iniciais, nós obteremos

$$|M|^2 = \frac{g^2 F^2}{8} \text{Tr} \left( \not{p}_1 \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \not{p}_2 (1 + \gamma_5) \gamma^\nu \right) \epsilon_\mu \epsilon_\nu^\dagger \quad (3.9)$$

No sistema de repouso do  $V$ , integramos em  $(d^3 p_2)$  e depois em  $(d^3 p_1)$  e usando que  $d^3 p_1 = 4\pi E_1 \sqrt{(E_1^2)} dE_1$  nós teremos

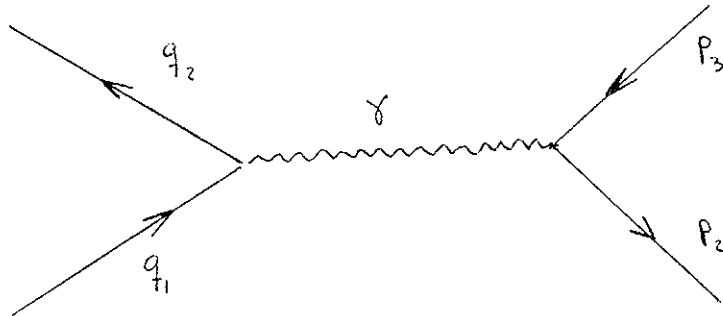
$$\Gamma_V = \frac{\alpha F^2}{4 \sin \theta_W} M_V. \quad (3.10)$$

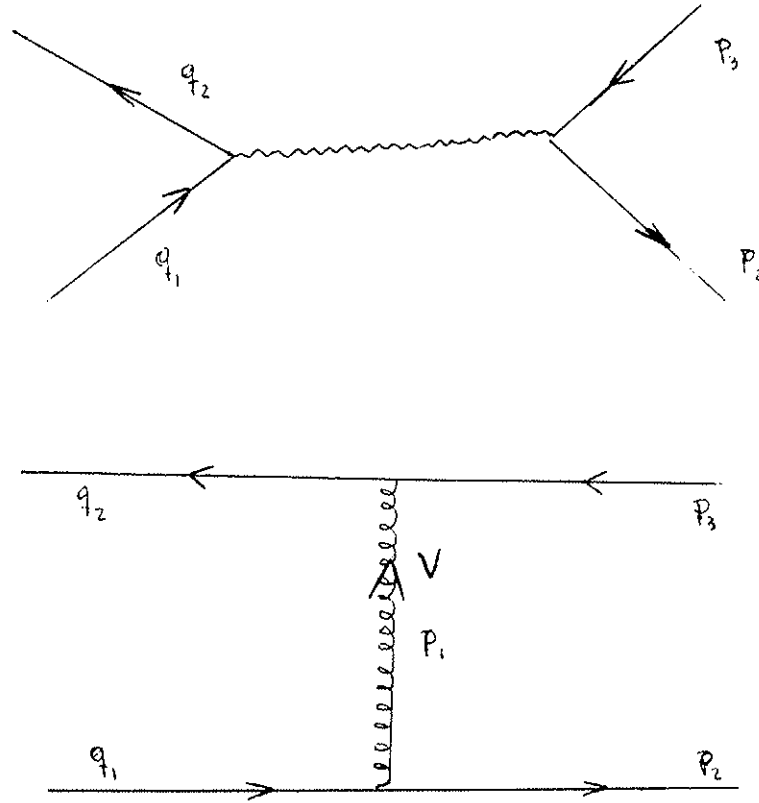
## 3.2 Evidências Indiretas de Leptoquarks

É possível procurar evidências da existência dos leptoquarks vetoriais, mesmo em situações em que a energia disponível no centro de massa não é suficiente para produzir estas partículas na camada de massa. Em aceleradores  $e^+e^-$  isto pode ser feito através do estudo da produção de jatos ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ) ou da produção de pares  $b\bar{b}$ .

### 3.2.1 Seção de Choque Total de $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

A existência dos leptoquarks vetoriais pode ser investigada através da análise da reação  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ , onde temos uma nova contribuição no canal  $t$  devido aos leptoquarks, em adição ao canal  $s$  do  $\gamma$  e  $Z$ . Assim os diagramas que contribuem para este processo são





Denotaremos a amplitude total invariante por  $M = \sum_i M_i$ , onde  $i = \gamma, Z$ , ou  $V^{eq}$ . A expressão para os  $M_i$  é

$$M_s^\gamma = [ie\bar{v}(q_2)\gamma^\mu u(q_1)] (-i\frac{g_{\mu\nu}}{s}) [-iQ_q e\bar{u}(p_2)\gamma^\nu v(p_3)] ;, \quad (3.11)$$

$$M_s^Z = \left[ -i\frac{g}{2\cos\theta_w}\bar{u}(p_2)\gamma^\mu(C_V^q - C_A^q\gamma_5)v(p_3) \right] \left( -i\frac{g_{\mu\nu} - h_\mu h_\nu/M_Z^2}{s - M_Z^2} \right) \left[ -i\frac{g}{2\cos\theta_w}\bar{v}(q_2)\gamma^\nu(C_V^c - C_A^c\gamma_5)u(q_1) \right], \quad (3.12)$$

$$M_t^V = \left[ i \frac{\sqrt{2}eF}{4 \sin \theta_w} \bar{u}(p_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(q_1) \right] \quad (3.13)$$

$$\left( -i \frac{g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / M_V^2}{t - M_V^2} \right) \left[ i \frac{\sqrt{2}eF}{4 \sin \theta_w} \bar{v}(q_2) \gamma^\nu (1 - \gamma_5) v(p_3) \right],$$

onde  $Q_q$  é a carga do quark em unidades de  $e$ ,  $\theta_w$  é o ângulo de Weinberg,  $M_Z$  é a massa do bóson  $Z$ ,  $C_V = I_z - 2Q \sin^2 \theta_w$ ,  $C_A = I_z$ .

Em nossa análise não vamos levar em conta a polarização. Por isso vamos calcular  $|M|^2$  somando sobre os spins iniciais e finais. Começaremos com o diagrama do  $\gamma$  no canal  $s$  o qual fornece

$$|M_s^\gamma|^2 = 64\pi^2 \alpha_{em}^2 Q_q^2 (1 + \cos^2 \theta), \quad (3.14)$$

onde  $\alpha_{em}$  é a constante eletromagnética,  $\theta$  é o ângulo do centro de massa. Por outro lado a amplitude invariante ao quadrado para o  $Z$  é

$$|M_s^Z|^2 = \frac{4\pi^2 \alpha_{em}^2 s^2}{\sin^4 \theta_w \cos^4 \theta_w (s - M_Z^2)} \left[ (C_V^q)^2 + (C_A^q)^2 \right] (C_V^e)^2 + (C_A^e)^2$$

$$(1 + \cos^2 \theta) + 8C_V^q C_A^q C_V^e C_A^e \cos \theta. \quad (3.15)$$

A amplitude invariante ao quadrado para o leptarquark é dada por

$$|M_t^V|^2 = \frac{16\pi^2 \alpha_{em}^2 F^4}{\sin^4 \theta_w (\cos \theta - \eta)^2} (1 + \cos \theta)^2 \quad (3.16)$$

onde  $\eta = 1 + 2M_V^2/s$ . Vejamos agora as interferências. Primeiro nós calcularemos a interferência do  $\gamma$  e do  $Z$ , para a qual nós teremos

$$2 \Re M_s^{\gamma\dagger} M_s^Z = \frac{32\pi^2 \alpha_{em}^2 Q_q s}{\sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w (s - M_Z^2)} \quad (3.17)$$

$$\left\{ C_V^q C_V^e (1 + \cos^2 \theta) + 2C_A^q C_A^e \cos \theta \right\}.$$

$$2 \Re M_s^{\gamma t} M_t^V = -\frac{32\pi^2 \alpha_{em}^2 Q_q F^2}{(\cos \theta - \eta) \sin^2 \theta_w} (1 + \cos \theta)^2. \quad (3.18)$$

E por último a interferência do  $V$  do canal  $t$  e o  $Z$  do canal  $s$  é dada por

$$2 \Re M_t^{V t} M_s^Z = \frac{\pi^2 \alpha_{em}^2 s F^2}{4 \cos^2 \theta_w \sin^2 \theta_w (\cos \theta - \eta)} (C_V^q + C_A^q)(C_V^e + C_A^e)(1 + \cos \theta)^2. \quad (3.19)$$

Portanto, coletando as expressões acima, a seção de choque diferencial para o processo  $e^+ e^- \rightarrow q \bar{q}$  é

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{\alpha_{em}^2}{4s} \left\{ Q^2 (1 + \cos^2 \theta) + \frac{1}{16 \sin^4 \theta_w \cos^4 \theta_w} \frac{s^2}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} \right. \\ & \times \left[ (C_V^e{}^2 + C_A^e{}^2) (C_V^q{}^2 + C_A^q{}^2) (1 + \cos^2 \theta) + 8 C_V^e C_A^e C_V^q C_A^q \cos \theta \right] \\ & - \frac{Q}{2 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w} \frac{s(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} \\ & \times \left[ C_V^e C_V^q (1 + \cos^2 \theta) + 2 C_A^e C_A^q \cos \theta \right] + \frac{F^2}{\sin^2 \theta_w} \frac{(1 + \cos \theta)^2}{\cos \theta - \eta} \\ & \times \left[ \frac{F^2}{4 \sin^2 \theta_w} \frac{1}{\cos \theta - \eta} + \frac{Q}{2} - \frac{1}{8 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w} \right. \\ & \left. \times (C_V^q + C_A^q)(C_V^e + C_A^e) \frac{s(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} \right] \left. \right\}. \quad (3.20) \end{aligned}$$

A troca da partícula vetorial no canal  $t$  modifica o comportamento deste processo para altas energias: No modelo padrão esta seção de choque decresce quando a energia do centro de massa cresce, no entanto a nova contribuição altera este comportamento, dando uma seção de choque constante para altas energias, cuja expressão assintótica é

$$\sigma_{\text{limit}}(e^+ e^- \rightarrow q \bar{q}) \simeq \frac{\pi}{4} \frac{\alpha^2 F^4}{\sin^4 \theta_w} \frac{1}{M_V^2}. \quad (3.21)$$



Isto é um sinal dramático porque haverá mais dijetos que o esperado no modelo padrão para altas energias. Na Figura (1), nós exibimos a seção de choque  $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})$  como função da energia do centro de massa para diferentes valores da massa do leptoquark e para  $F = \sqrt{2/3}$ . Esta Figura foi obtida impondo o corte  $|\cos\theta| < 0.9$ , e assumindo a existência de três leptoquarks vetoriais ( $V^{cd}$ ,  $V^{es}$ ,  $V^{eb}$ ), os quais têm a mesma massa e o mesmo acoplamento. Além disso note que depois do pico do  $Z$ , os resultados, que incluem o leptoquark vetorial, diferenciam-se significativamente das predições do modelo padrão.

Para avaliar a capacidade de descoberta de leptoquarks pelos diferentes aceleradores (LEPI, LEP II, NLC, CLIC), nós estimamos  $M_V$  para que a seção de choque para produção de dijetos difira de 10% do modelo padrão, tomando  $F$  fixo. Nós consideraremos que somente um leptoquark vetorial contribui para esta reação e definimos

$$\Delta \equiv \frac{\sigma - \sigma_{WS}}{\sigma_{WS}},$$

onde  $\sigma$  é a seção de choque total incluindo a contribuição do leptoquark e  $\sigma_{WS}$  é a seção de choque do modelo padrão. A Figura (2) mostra  $F$  como função de  $M_V$ , a qual satisfaz  $\Delta(F, M_V) = 10\%$  para os diferentes aceleradores. Desta Figura nós podemos ver que um acelerador  $e^+e^-$  com uma energia no centro de massa de 200 (1000) GeV é capaz de prever a existência do leptoquark vetorial de massas de até 400 (2000) GeV, assumindo que  $F = \sqrt{2/3}$ .

### 3.2.2 Assimetria Forward-Backward para Pares $b\bar{b}$

Outra forma indireta de investigar os leptoquarks vetoriais  $V^{eb}$  é estudando a assimetria forward-backward na produção de pares  $b\bar{b}$ . Recentemente esta assimetria foi medida, no LEP, usando eventos hadrônicos que contem múons e elétrons [27], sendo que ela está de acordo com as predições do modelo padrão. Impondo que a contribuição deste leptoquark para esta reação está dentro do erro experimental de (5%), podemos excluir a região do plano  $M_V \times F$  mostrada pela linha pon-

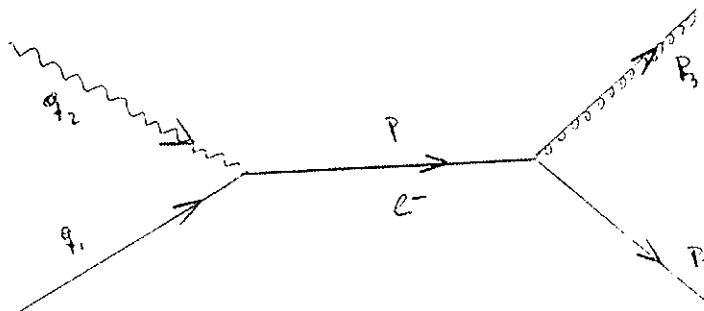
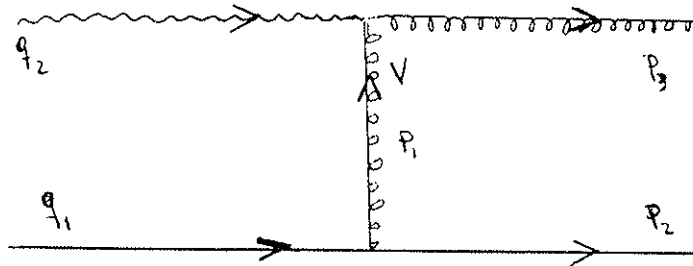
### 3.3. PRODUÇÃO ISOLADA DE LEPTOQUARKS VETORIAIS 45

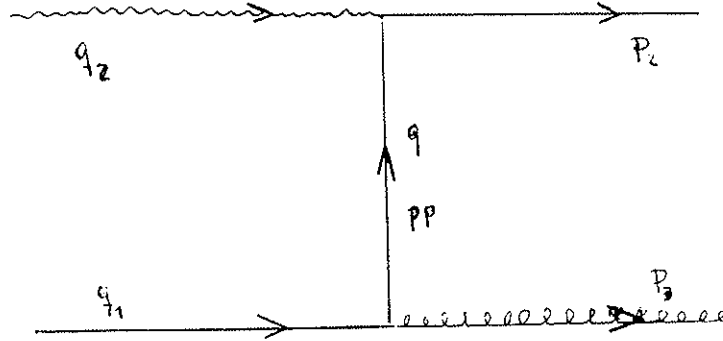
tilhada da Figura (3). Assumindo  $F = \sqrt{\frac{2}{3}}$ , as massas dos leptoquarks  $eb$  devem ser maiores que  $\simeq 370$  GeV.

Da Figura (3) nós podemos prever o potencial das novas máquinas  $e^+e^-$  para descobrir o leptoquark  $V^{eb}$ . As linhas tracejadas, cheias e ponto-tracejadas indicam a região para as quais a assimetria forward-backward é 5%, para energias de centro de massa de 200, 500, e 1000 GeV respectivamente. Para  $F = \sqrt{\frac{2}{3}}$ , os aceleradores LEP II (NLC, CLIC) poderão ver leptoquarks  $V^{eb}$  até massas de 600 (1300, 2300) GeV.

### 3.3 Produção Isolada de Leptoquarks Vetoriais

Nós podemos produzir um leptoquark vetorial isolado  $V^{eq}$  ( $q = d, s, b$ ) através do processo  $\gamma e^- \rightarrow V^{eq} q$ . Este processo pode acontecer nos aceleradores  $e^+e^-$  através do  $\gamma$  produzido por *bremsstrahlung* ou em máquinas  $\gamma e$ , a partir do  $\gamma$  produzido por laser *back-scattering*. Os diagramas de Feynman para este processo são





Escreveremos a amplitude deste processo como  $M = \sum_i M_i$ , onde  $i = V, e, q$ . A expressão das contribuições  $M_i$  é

$$M_i^q = \left[ (-ieQ_f) \bar{u}(p_2) \gamma_\alpha \epsilon_2^\alpha \right. \quad (3.22) \\ \left. \left( i \frac{\not{p}\not{q} + m_q}{\hat{t} - m_q^2} \right) \epsilon_3^\sigma \left( i \frac{\sqrt{2}eF}{4 \sin \theta_w} \right) \gamma_\sigma (1 - \gamma_5) u(q_1) \right]$$

$$M_s^e = \left[ \left( i \frac{\sqrt{2}eF}{4 \sin \theta_w} \right) \bar{u}(p_2) \epsilon_3^\sigma \gamma_\sigma (1 - \gamma_5) i \frac{\not{p} + m_e}{p^2 - m_e^2} \epsilon_2^\alpha (ie) \gamma_\alpha u(q_1) \right] \quad (3.23)$$

$$M_u^V = i \frac{\sqrt{2}e^2 Q_V F}{4 \sin \theta_w (\hat{u} - M_V^2)} [\bar{u}(p_2) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) u(q_1)] \quad (3.24) \\ [\epsilon_2^\alpha (\epsilon_3 \cdot p_1 - \epsilon_3 \cdot q_2) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_3) (p_3 + q_2)^\alpha - \epsilon_3^\alpha (\epsilon_2 \cdot p_3 + \epsilon_2 \cdot p_1)]$$

onde  $\epsilon_2$  é a polarização do  $\gamma$  e  $\epsilon_3$  é a polarização do leptoquark, e os momentos estão definidos na Figura acima.

Mais uma vez não consideraremos a possibilidade de polarização, e portanto somaremos sobre estas e spins. A contribuição de  $|M_V|^2$  é

$$|M_u^V|^2 = \frac{4\pi^2 \alpha_{em}^2 Q_V^2 F^2}{\sin^2 \theta_w (\hat{u} - M_V^2)^2}$$

### 3.3. PRODUÇÃO ISOLADA DE LEPTOQUARKS VETORIAIS 47

$$\begin{aligned}
 & Tr[(\not{p}_2 + M_q)\gamma^\alpha \not{q}_1 \gamma^\beta (1 - \gamma_5)] \quad (3.25) \\
 & [\epsilon_2^\alpha (\epsilon_3 \cdot p_1 - \epsilon_3 \cdot q_2) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_3)(p_3 + q_2)^\alpha - \epsilon_3^\alpha (\epsilon_2 \cdot p_3 + \epsilon_2 \cdot p_1)] \\
 & [\epsilon_2^\beta (\epsilon_3 \cdot p_1 - \epsilon_3 \cdot q_2) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_3)(p_3 + q_2)^\beta - \epsilon_3^\beta (\epsilon_2 \cdot p_3 + \epsilon_2 \cdot p_1)] ,
 \end{aligned}$$

onde  $\alpha_{em}$  é a constante de acoplamento eletromagnética.

O diagrama da troca do lépton no canal  $s$  contribui com

$$|M_s^e|^2 = \frac{4\pi^2 \alpha_{em}^2 F^2}{\sin^2 \theta_w s^2} Tr[(\not{p}_2 + m_q) \not{\epsilon}_3 \not{p}_2 \not{q}_1 \not{\epsilon}_2 \not{p}_2 \not{\epsilon}_3 (1 - \gamma_5)] \quad (3.26)$$

onde  $p$  é o momento do elétron trocado. Finalmente nós consideraremos o diagrama do canal  $t$  onde há a troca do quark e para a qual a amplitude invariante ao quadrado é

$$\begin{aligned}
 |M_t^q|^2 = & \frac{4\pi^2 \alpha_{em}^2 Q_q^2 F^2}{\sin^2 \theta_w (\hat{t} - M_q^2)^2} \quad (3.27) \\
 & Tr[(\not{p}_2 + M_q) \not{\epsilon}_2 (p\not{p} + M_q) \not{\epsilon}_3 \not{q}_1 \not{\epsilon}_3 (p\not{p} + M_q) \not{\epsilon}_2 (1 - \gamma_5)] ,
 \end{aligned}$$

onde  $pp$  é o momento do quark trocado. Consideremos agora as interferências. A contribuição da interferência do leptoquark no canal  $u$  com o elétron no canal  $s$  é

$$\begin{aligned}
 2 \Re M_s^{ei} M_u^{iq} = & -\frac{8\pi^2 \alpha_{em}^2 Q_V F^2}{\sin^2 \theta_w \hat{s} (\hat{u} - M_{lq}^2)} Tr[q_1 \not{\epsilon}_2 \not{p}_2 \not{\epsilon}_3 \not{p}_2 \gamma_\alpha (1 - \gamma_5)] \\
 & \times [\epsilon_2^\alpha (\epsilon_3 \cdot p_1 - \epsilon_3 \cdot q_2) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_3)(p_3 + q_2)^\alpha - \epsilon_3^\alpha (\epsilon_2 \cdot p_3 + \epsilon_2 \cdot p_1)] \quad (3.28)
 \end{aligned}$$

Por outro lado a interferência do electron do canal  $s$  e do quark do canal  $t$  é

$$\begin{aligned}
 2 \Re M_s^{ei} M_t^{iq} = & \frac{2\pi^2 \alpha_{em}^2 F^2 Q_q}{\sin^2 \theta_w \hat{s} (\hat{t} - m_q^2)} \quad (3.29) \\
 & Tr[q_1 \not{\epsilon}_2 \not{p}_2 \not{\epsilon}_3 \not{p}_2 \not{\epsilon}_2 (p\not{p} + m_q) \not{\epsilon}_3 (1 - \gamma_5)] .
 \end{aligned}$$

E por último considerando o diagrama do quark do canal  $t$  com o leptoquark do canal  $u$ , nós teremos

$$2 \Re M_t^{q\dagger} M_u^V = \frac{4\pi^2 \alpha_{em}^2 Q_V Q_q F^2}{\sin^2 \theta_w (\hat{t} - m_q^2)(\hat{u} - M_l q^2)} \quad (3.30)$$

$$\times \text{Tr} [q_1 \not{\epsilon}_3 (\not{p} + M_q) \not{\epsilon}_2 \not{p}_2 \gamma^\alpha (1 - \gamma_5)]$$

$$\times [\epsilon_2^\alpha (\epsilon_3 \cdot p_1 - \epsilon_3 \cdot q_2) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_3)(p_3 + q_2)^\alpha$$

$$- \epsilon_3^\alpha (\epsilon_2 \cdot p_3 + \epsilon_2 \cdot p_1)] .$$

Agora usando o pacote REDUCE para os cálculos podemos obter a seção diferencial de choque para o processo elementar  $\gamma e^- \rightarrow q + V$ , já fazendo a soma sobre polarizações. O resultado é

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = -N_c \frac{\pi F^2 \alpha^2}{36 \sin^2 \theta_w M_V^2 (\hat{s} + \hat{t} - M_q^2)^2 (\hat{t} - M_q^2)^2 \hat{s}^3}$$

$$\frac{[\hat{s} + 3(\hat{t} - M_q^2)]^2}{\{(\hat{t} - M_q^2) [M_q^2 (\hat{s} + \hat{t})^2 + 2\hat{s}^2 M_V^2 + 4M_V^6 + M_q^6]$$

$$- 4\hat{t} M_V^4 (\hat{s} + \hat{t}) + 2\hat{t} M_V^2 M_q^2 (\hat{s} - 2\hat{t} + M_V^2 + M_q^2)]$$

$$+ 2\hat{s} M_q^6 + 2M_q^4 M_V^4 + 2\hat{t}^3 M_V^2 \} , \quad (3.31)$$

onde  $N_c = 3$  é o número de cores,  $\hat{s}$  é a energia ao quadrado do centro de massa do subprocesso,  $\hat{t} = M_V^2 - \frac{\hat{s}}{2}(1 - \beta \cos \theta^*)$ , sendo que  $\beta$  é a velocidade do  $V_{eq}$  no centro de massa e  $\theta^*$  é o ângulo com respeito ao elétron incidente neste sistema. Para calcular a seção de choque total nós temos que usar a função de distribuição do  $\gamma$  ( $f_{\gamma/e}(x)$ ) (ver apêndice E).

$$\sigma = \int_{x_{min}}^1 dx f_{\gamma/e}(x) \hat{\sigma}(xs), \quad (3.32)$$

onde  $x_{min} = (M_q + M_V)^2/s$ . A Figura (4) mostra o comportamento de  $\sigma$  como função de  $M_V$ . Como esperado, o processo iniciado por laser *back-scattering* possui uma seção de choque maior em uma ordem de magnitude que o processo iniciado por *bremsstrahlung* com o mesmo  $M_V$  e  $s$ .

### 3.4. PRODUÇÃO DE PARES DE LEPTOQUARKS VETORIAIS 49

Devido o leptoquark acoplar-se a  $eq$  e  $\nu q'$  com a mesma intensidade, o sinal para sua produção isolada pode ser  $(e)jj\cancel{p}_T$  como também  $(e)jje$ , onde o espectador ( $e$ ) vai geralmente na direção do beam pipe em aceleradores  $e^+e^-$ . O principal background para o sinal  $(e)jj\cancel{p}_T$  ( $(e)jje$ ) vem do processo  $\gamma e \rightarrow W\nu(e\gamma \rightarrow Ze)$  com o  $W$  ( $Z$ ) decaindo em dois jatos [28]. No entanto este background pode ser excluído exigindo que a massa invariante do par de jatos não esteja na vizinhança de  $M_W$  ( $M_Z$ ).

Por outro lado, um background potencial é a produção de Bethe-Heitler de hádrons ( $\gamma e \rightarrow q\bar{q}e$ ), a qual exhibe uma seção de choque grande. No entanto a principal contribuição para a seção de choque neste caso é devido a partículas produzidas com pequeno momento transversal. Isto permite-nos rejeitar esta classe de eventos exigindo que as partículas observadas e os jatos tenham um momento transversal ( $p_T$ ) suficientemente grande

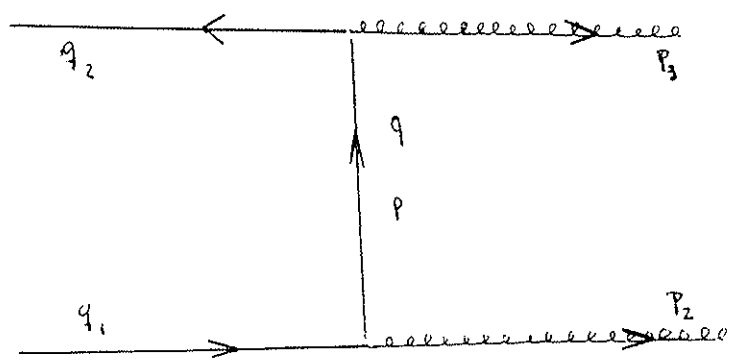
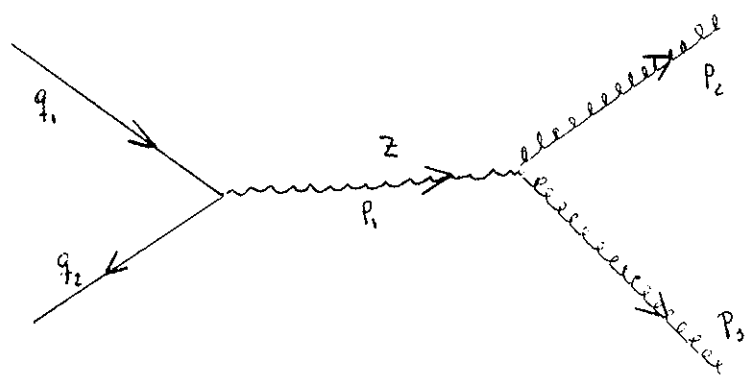
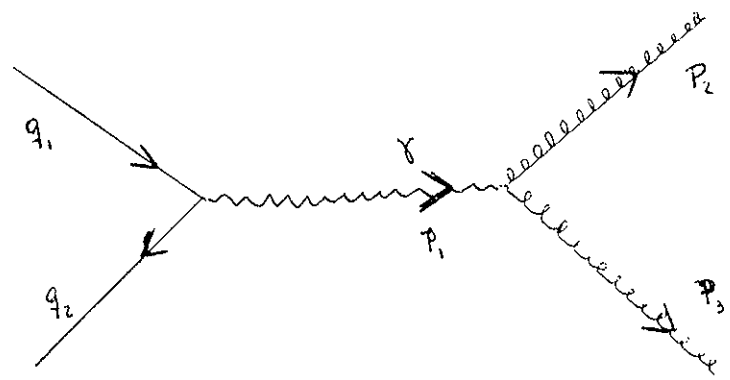
Para estabelecer a existência dos leptoquarks através da reação  $e\gamma \rightarrow Vq$ , nós vamos exigir que aconteçam 5000 eventos por ano com o estado final  $jje^-$ . Devido aos acoplamentos  $Veq$  e  $V\nu q'$  serem aproximadamente iguais, nós consideraremos que  $\sigma(jje^-) = \sigma(Vq)/2$ . Assumindo uma luminosidade de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  para as máquinas futuras, a máxima massa observável para um acelerador  $e^+e^-$  é  $M_V = 300$  (400) GeV para  $\sqrt{s} = 500$  (1000) GeV, enquanto que um acelerador  $\gamma e$  usando o laser *back-scattering* pode observar a existência de leptoquarks de massa de até  $M_V = 415$  (830) GeV, para uma energia de centro de massa de 500 (1000) GeV.

## 3.4 Produção de Pares de Leptoquarks Vetoriais

### 3.4.1 $e^+e^- \rightarrow V^+V^-$

Pares de leptoquarks vetoriais podem ser produzidos em colisões  $e^+e^-$  desde que exista energia suficiente ( $\sqrt{s} \geq 2M_V$ ). Este processo é viável através do intercâmbio de um quark no canal  $t$  e através da troca de  $Z$  e  $\gamma$  no canal  $s$ .

Para este processo nós teremos os seguintes diagramas de Feynman



### 3.4. PRODUÇÃO DE PARES DE LEPTOQUARKS VETORIAIS 51

Agora podemos escrever a amplitude invariante do processo como  $M = \sum_i M_i$ , onde  $i = \gamma, Z, q$ . A expressão para os  $M_i$  é

$$M_s^\gamma = i \frac{4\pi\alpha_{em}Q_V}{s} [\bar{v}(q_2)\gamma_\alpha u(q_1)] \quad (3.33)$$

$$[\epsilon_2^\alpha(\epsilon_3 \cdot p_1 + \epsilon_3 \cdot p_2) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_3)(p_3 - p_2)^\alpha - \epsilon_3^\alpha(\epsilon_2 \cdot p_3 + \epsilon_2 \cdot p_1)],$$

$$M_s^Z = i \frac{2\pi\alpha_{em}F_Z^2}{\sin^2\theta(s - M_Z^2)} [\bar{v}(q_2)\gamma_\alpha(C_V - C_A\gamma_5)u(q_1)] \quad (3.34)$$

$$[\epsilon_2^\alpha(\epsilon_3 \cdot p_1 + \epsilon_3 \cdot p_2) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_3)(p_3 - p_2)^\alpha - \epsilon_3^\alpha(\epsilon_2 \cdot p_3 + \epsilon_2 \cdot p_1)],$$

$$M_t^q = -i \frac{\pi\alpha_{em}F^2}{t \sin^2\theta_w} [\bar{v}(q_2)\not{\epsilon}_3\not{p}'\not{\epsilon}_2(1 - \gamma_5)u(q_1)], \quad (3.35)$$

onde os momentos e polarizações estão definidos na Figura acima.

Obtenhamos as contribuições para  $|M|^2$  após a soma sobre os spins dos férmions sendo que começaremos com o diagrama da partícula  $\gamma$  do canal  $s$

$$|M_s^\gamma|^2 = \frac{16\pi^2\alpha_{em}^2Q_V^2}{s^2} \quad (3.36)$$

$$\text{Tr}[q_2\gamma_\alpha q_1\gamma_\beta]$$

$$[\epsilon_2^\alpha(\epsilon_3 \cdot p_1 + \epsilon_3 \cdot p_2) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_3)(p_3 - p_2)^\alpha - \epsilon_3^\alpha(\epsilon_2 \cdot p_3 + \epsilon_2 \cdot p_1)]$$

$$[\epsilon_2^\beta(\epsilon_3 \cdot p_1 + \epsilon_3 \cdot p_2) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_3)(p_3 - p_2)^\beta - \epsilon_3^\beta(\epsilon_2 \cdot p_3 + \epsilon_2 \cdot p_1)]$$

A contribuição do diagrama com a troca de  $Z$  no canal  $s$  é

$$|M_s^Z|^2 = \frac{4\pi^2\alpha_{em}^2F_Z^4}{\sin^4\theta_w(s - M_Z^2)^2} \quad (3.37)$$

$$\text{Tr}[q_2\gamma_\alpha q_1\gamma_\beta(C_V^2 + C_A^2 - 2C_VC_A)]$$

$$[\epsilon_2^\alpha(\epsilon_3 \cdot p_1 + \epsilon_3 \cdot p_2) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_3)(p_3 - p_2)^\alpha - \epsilon_3^\alpha(\epsilon_2 \cdot p_3 + \epsilon_2 \cdot p_1)]$$

$$[\epsilon_2^\beta(\epsilon_3 \cdot p_1 + \epsilon_3 \cdot p_2) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_3)(p_3 - p_2)^\beta - \epsilon_3^\beta(\epsilon_2 \cdot p_3 + \epsilon_2 \cdot p_1)].$$



Para o diagrama do canal  $t$  do quark, nós teremos a seguinte amplitude invariante ao quadrado

$$|M_t^q|^2 = \frac{2\pi^2 \alpha_{em}^2 F^4}{\sin^4 \theta_w t^2} \text{Tr}[q_2 \not{\epsilon}_3 \not{p}_2 q_1 \not{\epsilon}_2 \not{p}_3 (1 - \gamma_5)] . \quad (3.38)$$

sendo que  $p$  e o momento do quark trocado.

Analisemos agora os termos de interferência. A interferência do canal  $s$  do  $\gamma$  com o canal  $t$  do quark é

$$\begin{aligned} 2 \Re M_s^{\gamma^\dagger} M_t^V &= -\frac{8\pi^2 \alpha_{em}^2 Q_V F^2}{\sin^2 \theta_w t s} \\ &\times \text{Tr}[q_1 \gamma_\alpha q_2 \not{\epsilon}_3 \not{p}_2 (1 - \gamma_5)] \\ &\times [\epsilon_2^\alpha (\epsilon_3 \cdot p_1 + \epsilon_3 \cdot p_2) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_3)(p_3 - p_2)^\alpha \\ &- \epsilon_3^\alpha (\epsilon_2 \cdot p_3 + \epsilon_2 \cdot p_1)] . \end{aligned} \quad (3.39)$$

Agora a interferência do canal  $s$  do  $Z$  com o canal  $t$  do quark fornece

$$\begin{aligned} 2 \Re M_s^{Z^\dagger} M_t^{lq} &= \frac{2\pi^2 \alpha_{em}^2 F^2 F_Z^2}{\sin^4 \theta_w t (s - M_Z^2)} \\ &\times \text{Tr}[(C_V - C_A \gamma_5) q_1 \gamma_\alpha q_2 \not{\epsilon}_3 \not{p}_2 (1 - \gamma_5)] \\ &\times [\epsilon_2^\alpha (\epsilon_3 \cdot p_1 + \epsilon_3 \cdot p_2) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_3)(p_3 - p_2)^\alpha \\ &- \epsilon_3^\alpha (\epsilon_2 \cdot p_3 + \epsilon_2 \cdot p_1)] . \end{aligned} \quad (3.40)$$

E por último teremos que a interferência da partícula  $Z$  do canal  $s$  com o  $\gamma$  também do canal  $s$  é

$$\begin{aligned} 2 \Re M_s^{Z^\dagger} M_s^\gamma &= -\frac{8\pi^2 \alpha_{em}^2 Q_V F_Z^2}{\sin^2 \theta_w s (s - M_Z^2)} \\ &\times \text{Tr}[(C_V - C_A \gamma_5) q_1 \gamma_\alpha q_2 \gamma_\beta] \\ &\times [\epsilon_2^\alpha (\epsilon_3 \cdot p_1 + \epsilon_3 \cdot p_2) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_3)(p_3 - p_2)^\alpha \\ &- \epsilon_3^\alpha (\epsilon_2 \cdot p_3 + \epsilon_2 \cdot p_1)] \\ &\times [\epsilon_2^\beta (\epsilon_3 \cdot p_1 + \epsilon_3 \cdot p_2) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_3)(p_3 - p_2)^\beta \\ &- \epsilon_3^\beta (\epsilon_2 \cdot p_3 + \epsilon_2 \cdot p_1)] . \end{aligned} \quad (3.41)$$

### 3.4. PRODUÇÃO DE PARES DE LEPTOQUARKS VETORIAIS 53

Agora, utilizando novamente o pacote REDUCE podemos obter a seção de choque não polarizada para esta reação ( $e^+e^- \rightarrow V^+V^-$ ), a qual é dada por

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dt} = & \frac{F^4\pi\alpha^2}{16s^2t^2M_V^4\sin^4\theta_W} [3st^2M_V^2 - 4sM_V^6 + (t^2 + 4M_V^4) \\
& (t - M_V^2)(u - M_V^2)] + \frac{\pi\alpha^2Q_V^2}{2s^4M_V^4} [t(s^2 + tM_V^2)(u - M_V^2) \\
& + s^2M_V^2(s - u - 10M_V^2) + 2st^2M_V^2 + stuM_V^2 \\
& - 4sM_V^4(t - u) + 2su^2M_V^2 + tu^2M_V^2 + 8tuM_V^4 - u^2M_V^4 - 8M_V^8] \\
& + \frac{F^2\pi\alpha^2Q_V}{4s^3tM_V^4\sin^2\theta_W} [s^2tM_V^2 + 4s^2M_V^4 + st^2(u - 3M_V^2) \quad (3.42) \\
& - 3stM_V^2(u - M_V^2) + 4sM_V^4(u + M_V^2) \\
& - 2t^2M_V^2(u - M_V^2) - 2tM_V^4(u - M_V^2) + 4M_V^6(u - M_V^2)] \\
& + \frac{F_Z^4\pi\alpha^2}{8s^2M_V^4\sin^4\theta_W} (C_V^2 + C_A^2) \frac{1}{((s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2M_Z^2)} \\
& [s^2M_V^2(s - t - u - 10M_V^2) \\
& + s^2tu + 8tuM_V^4 + stM_V^2(2t + u - 4M_V^2) + 2suM_V^2(u - 2M_V^2) \\
& + t^2M_V^2(u - M_V^2) + u^2M_V^2(t - M_V^2) - 8M_V^8] \\
& + \frac{F_Z^2\pi\alpha^2C_VQ_V}{2s^3M_V^4\sin^2\theta_W} \frac{s - M_Z^2}{((s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2M_Z^2)} [s^2M_V^2(s - u - 10M_V^2) \\
& + s^2t(u - M_V^2) + t^2M_V^2(u - M_V^2) + stM_V^2(2t + u - 4M_V^2) \\
& + 2suM_V^2(u - 2M_V^2) + u^2M_V^2(t - M_V^2) + 8tuM_V^4 - 8M_V^8] \\
& + \frac{F_Z^2F^2\alpha^2}{8s^2tM_V^4\sin^4\theta_W} (C_V + C_A) \frac{s - M_Z^2}{((s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2M_Z^2)} [s^2tM_V^2 \\
& + 4s^2M_V^4 + st^2u - 3stM_V^2(t + u - M_V^2) \\
& + 4sM_V^4(u + M_V^2) - 2tM_V^2(u - M_V^2)(t + M_V^2) + 4M_V^6(u - M_V^2)]
\end{aligned}$$

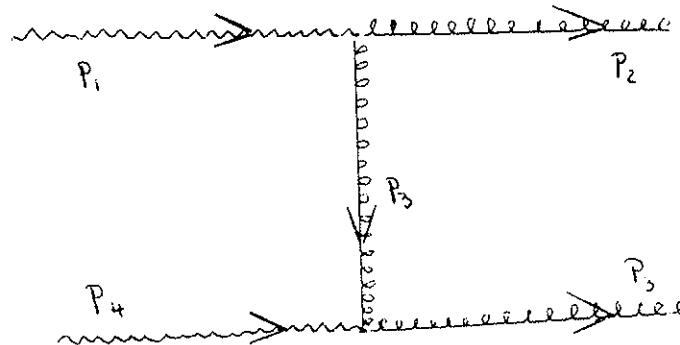
onde  $t = M_V^2 - \frac{s}{2}(1 - \beta \cos \theta)$ , com  $\theta$  sendo o ângulo de espalhamento entre o  $e^-$  e o leptouark negativo no sistema do laboratório e  $\beta = \sqrt{1 - 4M_V^2/s}$  é a velocidade das partículas produzidas. Esta seção de

choque exibe um comportamento ruim para altas energias ( $\sigma \propto s$ ), e viola unitariedade neste limite para uma escolha arbitrária dos acoplamentos  $F$  e  $F_Z$ . No entanto, esta violação de unitariedade pode ser evitada se escolhermos as constantes de acoplamento  $F = F_Z = \sqrt{\frac{2}{3}}$ . Neste caso a seção de choque tem um comportamento bom para altas energias já que é proporcional a seção de choque  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  calculada no modelo padrão:  $4/9\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$ . Por isso, nós devemos fazer esta escolha se queremos preservar unitariedade a nível de árvore. A Figura (5) mostra a seção total de choque para o processo  $e^+e^- \rightarrow V^+V^-$  como função de  $M_V$  para  $F = F_Z = \sqrt{\frac{2}{3}}$ .

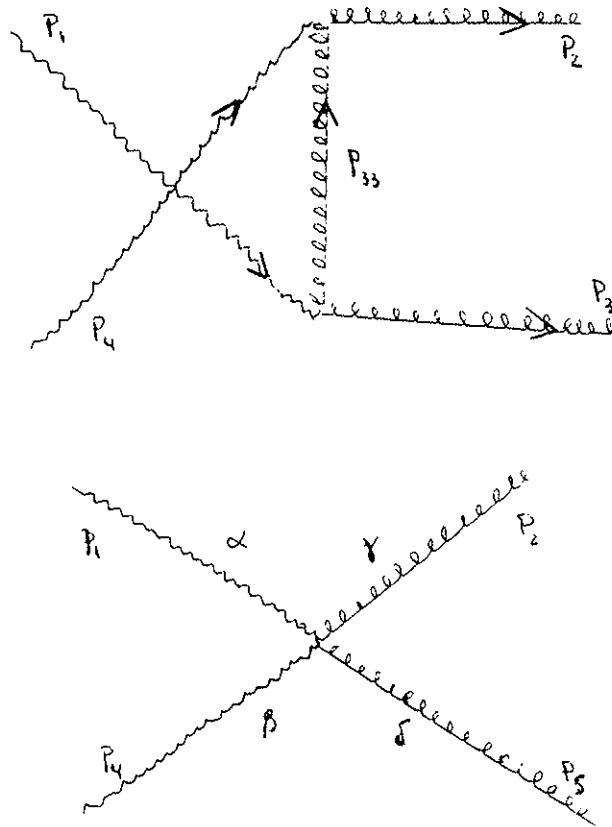
O sinal para este processo pode ser  $jj\bar{e}e$ ,  $jj\bar{e}\cancel{T}$  ou  $jj\cancel{T}$ . Certamente fica mais fácil identificar o leptarquark no modo de decaimento  $jj\bar{e}e$  uma vez que os backgrounds, tais como  $e^+e^- \rightarrow ZZ$ , podem ser eliminados olhando para a massa invariante dos pares  $ee$  e/ou  $jj$ . Além do mais, o sinal é muito notável já que consiste de dois pares  $ej$  com aproximadamente a mesma massa invariante. Assumindo uma luminosidade de  $10^5 \text{ pb}^{-1}$  por ano, isto significa que nós teremos mais que  $10^5$  eventos por ano, o que é mais do que suficiente para determinar a existência dos leptarquarks.

### 3.4.2 $\gamma\gamma \rightarrow V^+V^-$

Nós podemos também produzir pares  $V^+V^-$  em colisões  $\gamma\gamma$ , onde os fótons são gerados ou por *bremsstrahlung* ou por laser *back-scattering*. No total três diagramas de Feynman contribuem para este processo, a saber:



### 3.4. PRODUÇÃO DE PARES DE LEPTOQUARKS VETORIAIS 55



Aqui novamente escreveremos a amplitude deste processo na forma  $M = \sum_i M_i$ , onde  $i$  corresponde à troca do leptoquark no canal  $t$ , no canal  $u$  e também ao vértice quártico. As contribuições  $M_i$  são dadas por

$$M_t^V = 4\pi\alpha_{em}Q_V^2 \left( \frac{-g_{\alpha\beta} + (p_{3\alpha})(p_{3\beta})/M_V^2}{\hat{t} - M_V^2} \right) \quad (3.43)$$

$$[\epsilon_2^\alpha(\epsilon_1 \cdot p_3 - \epsilon_1 \cdot p_2) + (\epsilon_1 \cdot \epsilon_2)(p_1 + p_2)^\alpha - \epsilon_1^\alpha(\epsilon_2 \cdot p_1 + \epsilon_2 \cdot p_3)]$$

$$[\epsilon_5^\beta(\epsilon_4 \cdot p_3 + \epsilon_4 \cdot p_5) - (\epsilon_4 \cdot \epsilon_5)(p_5 + p_4)^\beta + \epsilon_4^\beta(\epsilon_5 \cdot p_4 - \epsilon_5 \cdot p_3)]$$

$$M_u^V = 4\pi\alpha_{em}Q_V^2$$

$$\frac{-g_{\alpha\kappa} + (p_{33}\alpha)(p_{33}\kappa)/M_V^2}{\hat{u} - M_V^2} \quad (3.44)$$

$$\begin{aligned} & [\epsilon_1^\alpha(\epsilon_5 \cdot p_1 + \epsilon_5 \cdot p_{33}) - (\epsilon_1 \cdot \epsilon_5)(p_5 + p_1)^\alpha + \epsilon_5^\alpha(\epsilon_1 \cdot p_5 - \epsilon_1 \cdot p_{33})] \\ & [-\epsilon_2^\kappa(\epsilon_4 \cdot p_2 + \epsilon_4 \cdot p_{33}) + (\epsilon_4 \cdot \epsilon_2)(p_4 + p_2)^\kappa + \epsilon_4^\kappa(\epsilon_2 \cdot p_{33} - \epsilon_2 \cdot p_4)] \end{aligned}$$

$$M_Q = \quad i4\pi\alpha_{em}Q_V^2\epsilon_\alpha(1)\epsilon_\beta(4)\epsilon_\gamma(2)\epsilon_\delta(5) \quad (3.45)$$

$$[g^{\alpha\gamma}g^{\beta\delta} + g^{\alpha\delta}g^{\beta\gamma} - 2\gamma^{\alpha\beta}\gamma^{\gamma\delta}]$$

as quais são obtidas a partir dos diagramas acima e das regras de Feynman definidas anteriormente.

Uma vez que não consideraremos feixes de fótons polarizados calcularemos  $|M|^2$  somando sobre todas as polarizações das leptoquarks e fótons. Para este cálculo também utilizamos o pacote REDUCE, dado que o cálculo é longo e tedioso. Após somarmos todas as contribuições, obtemos que a seção de choque para o subprocesso  $\gamma\gamma \rightarrow V^+V^-$  é dada por

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = Q_V^4 \frac{8\pi\alpha^2}{M_V^2} \left[ \frac{(16x^2 + 3)M_V^6}{2(\hat{t} - M_V^2)^2(\hat{u} - M_V^2)^2} - \frac{(8x + 3)M_V^2}{8x(\hat{t} - M_V^2)(\hat{u} - M_V^2)} + \frac{3}{64x^2M_V^2} \right], \quad (3.46)$$

onde definimos  $x = \hat{s}/4M_V^2$ . Note que esta seção de choque é igual a de  $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$  somente reduzida pelo fator  $Q_V^4$ . Isto ocorre devido aos acoplamentos  $V\gamma$  e  $W\gamma$  serem proporcionais. Além disso, devido ao intercâmbio de uma partícula com spin-1 nos canais  $t$  e  $u$ , a seção de choque é constante para altas energias.

$$\hat{\sigma}_{\text{limit}} \simeq \frac{128}{81} \frac{\pi\alpha^2}{M_V^2} \quad (3.47)$$

Usando a função de distribuição de fótons  $f_{\gamma/e}$  nós podemos obter a seção de choque total para o processo a partir de  $\hat{\sigma}$  através de

### 3.4. PRODUÇÃO DE PARES DE LEPTOQUARKS VETORIAIS 57

$$\sigma = \int dx_1 \int dx_2 f_{\gamma/e}(x_1) f_{\gamma/e}(x_2) \hat{\sigma}(\hat{s} = x_1 x_2 s). \quad (3.48)$$

Figuras (6) e (7) mostram o comportamento da seção de choque do processo  $\gamma\gamma \rightarrow V^+V^-$  como função da  $M_V$  tanto para *bremsstrahlung* como para laser *back-scattering* de fótons. Neste caso também, a seção de choque para o processo iniciado por laser *back-scattering* é maior em uma ou duas ordens de magnitude que o processo iniciado por *bremsstrahlung*. Isto é devido à função de distribuição dos fótons no laser *back-scattering* ser mais dura que no caso de *bremsstrahlung*. Da Figura (6) nós podemos concluir que esta reação é observável para massas do leptoquark de até  $\simeq 100$  (200) GeV em máquinas  $e^+e^-$  com  $\sqrt{s} = 500$  (1000) GeV. Analogamente nós podemos ver na Figura (7), que este processo é observável para massas de leptoquarks de até  $\simeq 200$  (400) GeV em aceleradores  $\gamma\gamma$  com  $\sqrt{s} = 500$  (1000) GeV.

### 3.5 Figuras

**Figura 1.** Seção total de choque para a produção de dois jatos como função da energia do centro de massa. A linha cheia mostra os resultados do modelo padrão enquanto a linha pontilhada, tracejada, e ponto-tracejada incluem a contribuição do leptoquark vetorial para massas de 300, 700 e 1500 GeV.

**Figura 2.**  $F$  como função de  $M_V$  para diferentes  $\sqrt{s}$ : a linha pontilhada, tracejada, cheia e ponto-tracejada é para  $\sqrt{s} = 100, 200, 500, \text{ e } 1000$  GeV respectivamente.

**Figura 3.** Valores para o acoplamento  $F$  e a massa  $M_V$  de resultados experimentais do LEP para produção de  $b\bar{b}$  (linha pontilhada). A linha tracejada, cheia e ponto-tracejada é a região para a qual a assimetria forward-backward é 5%, para energias de centro de massa 200, 500, e 1000 GeV respectivamente.

**Figura 4.** Seção total de choque para o processo  $e^- \gamma \rightarrow V^- q$  como função da massa  $M_V$ : (a) laser *back-scattering* para  $\sqrt{s} = 500$  GeV (linha pontilhada); (b) laser *back-scattering* para  $\sqrt{s} = 1000$  GeV (linha cheia); (c) *bremsstrahlung* para  $\sqrt{s} = 500$  GeV (linha ponto-tracejada); (d) *bremsstrahlung* para  $\sqrt{s} = 1000$  GeV (linha tracejada).

**Figura 5.** Seção de choque para o processo  $e^+e^- \rightarrow V^+V^-$  como função da massa  $M_V$  para diferentes energias:  $\sqrt{s} = 500$  (linha pontilhada); 1000 (linha cheia); 2000 (linha tracejada) GeV, assumindo que  $F = F_Z = \sqrt{\frac{2}{3}}$ .

**Figura 6.** Seção de choque para o processo  $\gamma\gamma \rightarrow V^+V^-$ , com o

$\gamma$  originado do *bremsstrahlung*, para diferentes energias: (a)  $\sqrt{s} = 500$  (linha pontilhada); (b) 1000 (linha cheia); (c) 2000 GeV (linha pontotracejada).

**Figura 7.** O mesmo que a Figura 6, porém com o  $\gamma$  produzido por laser *backscattering*.



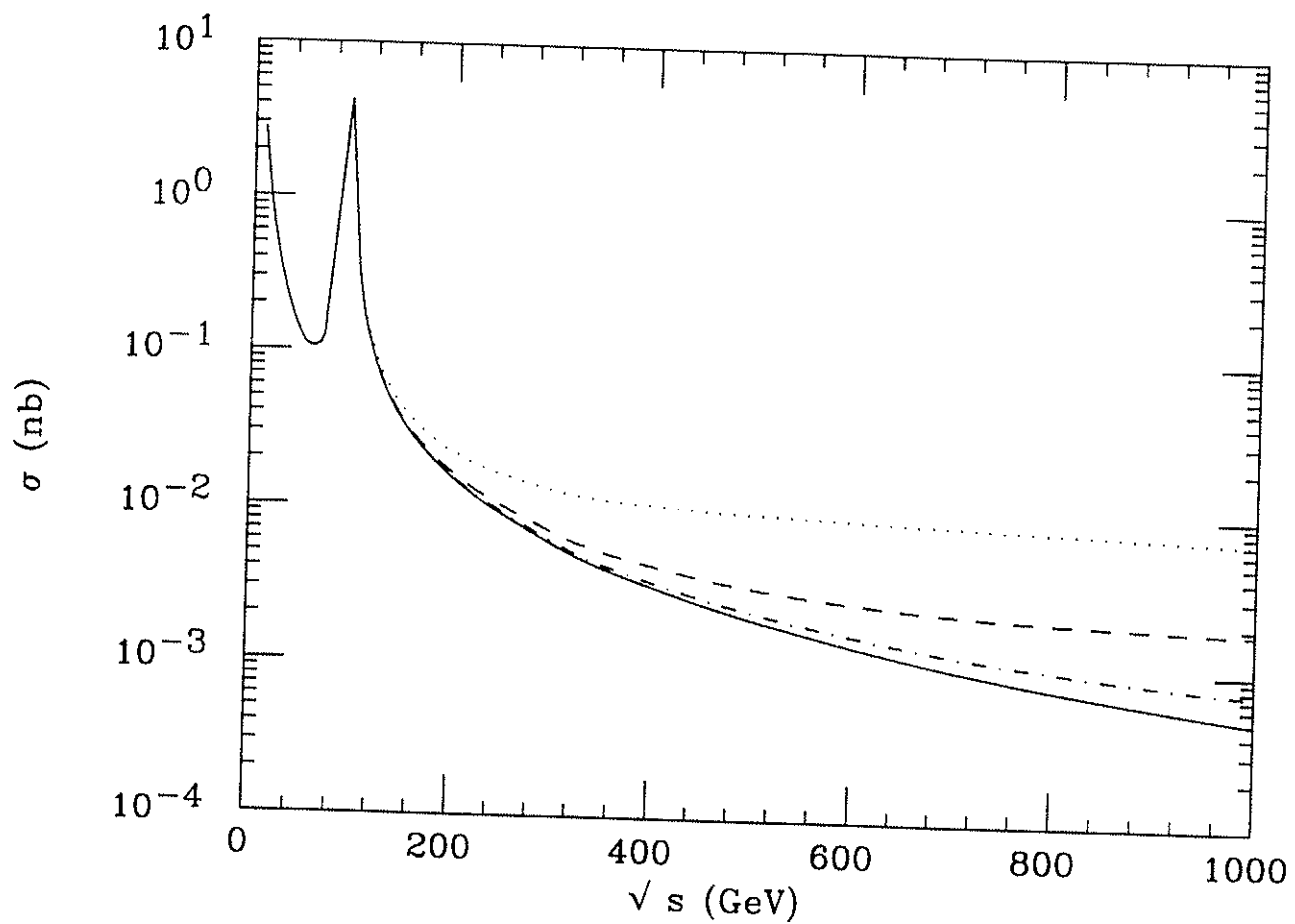


Figura 3.1:

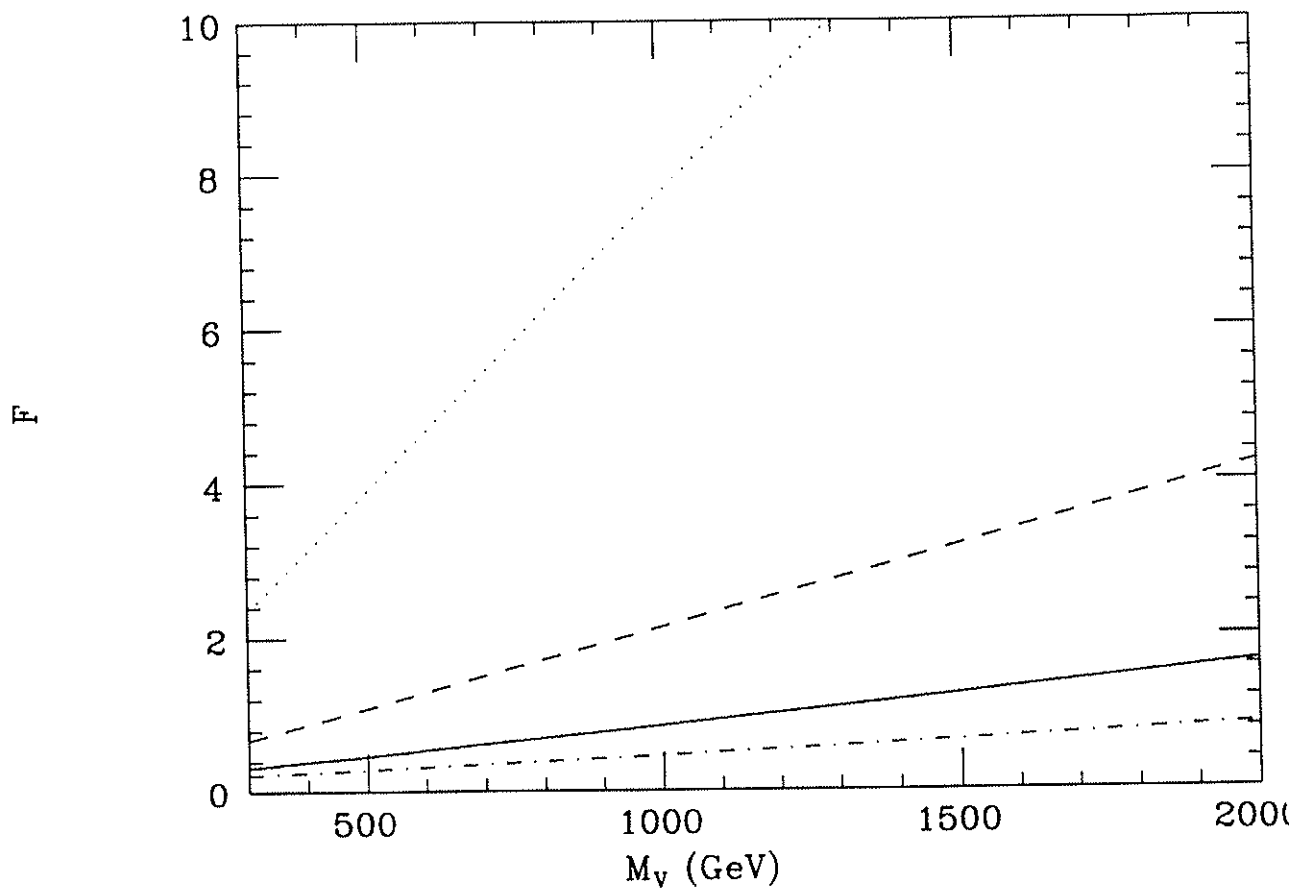


Figura 3.2:

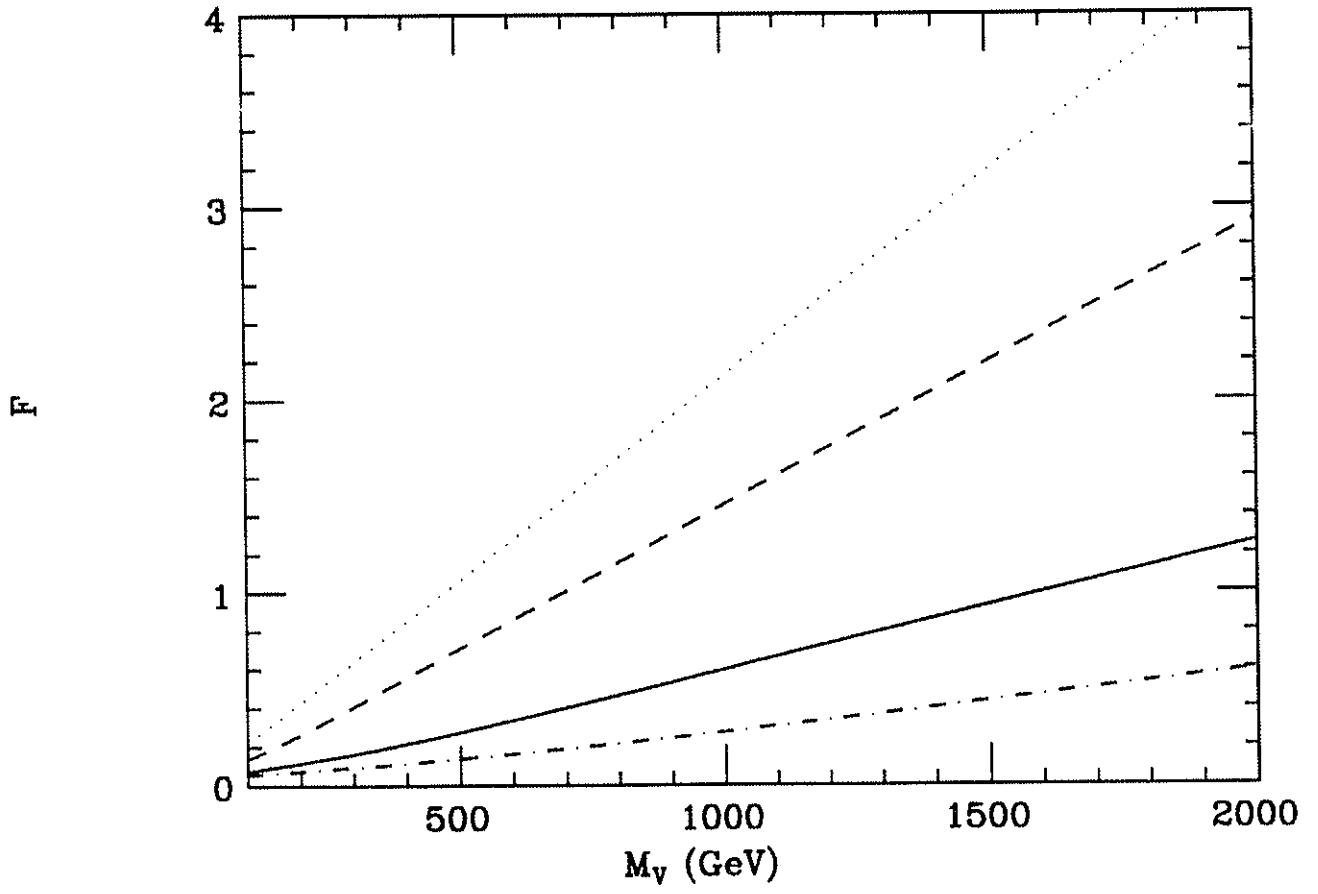


Figura 3.3:

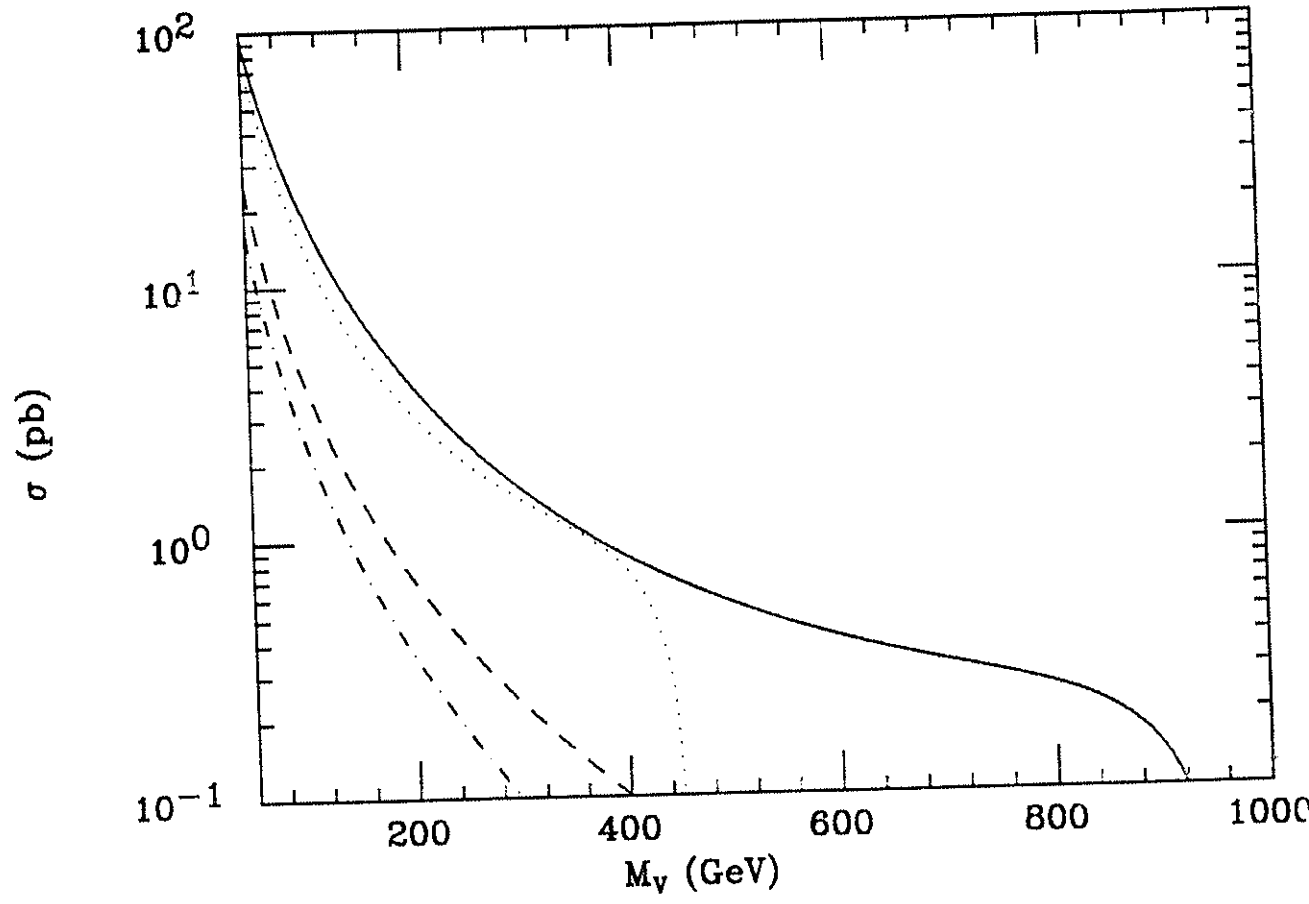


Figura 3.4:

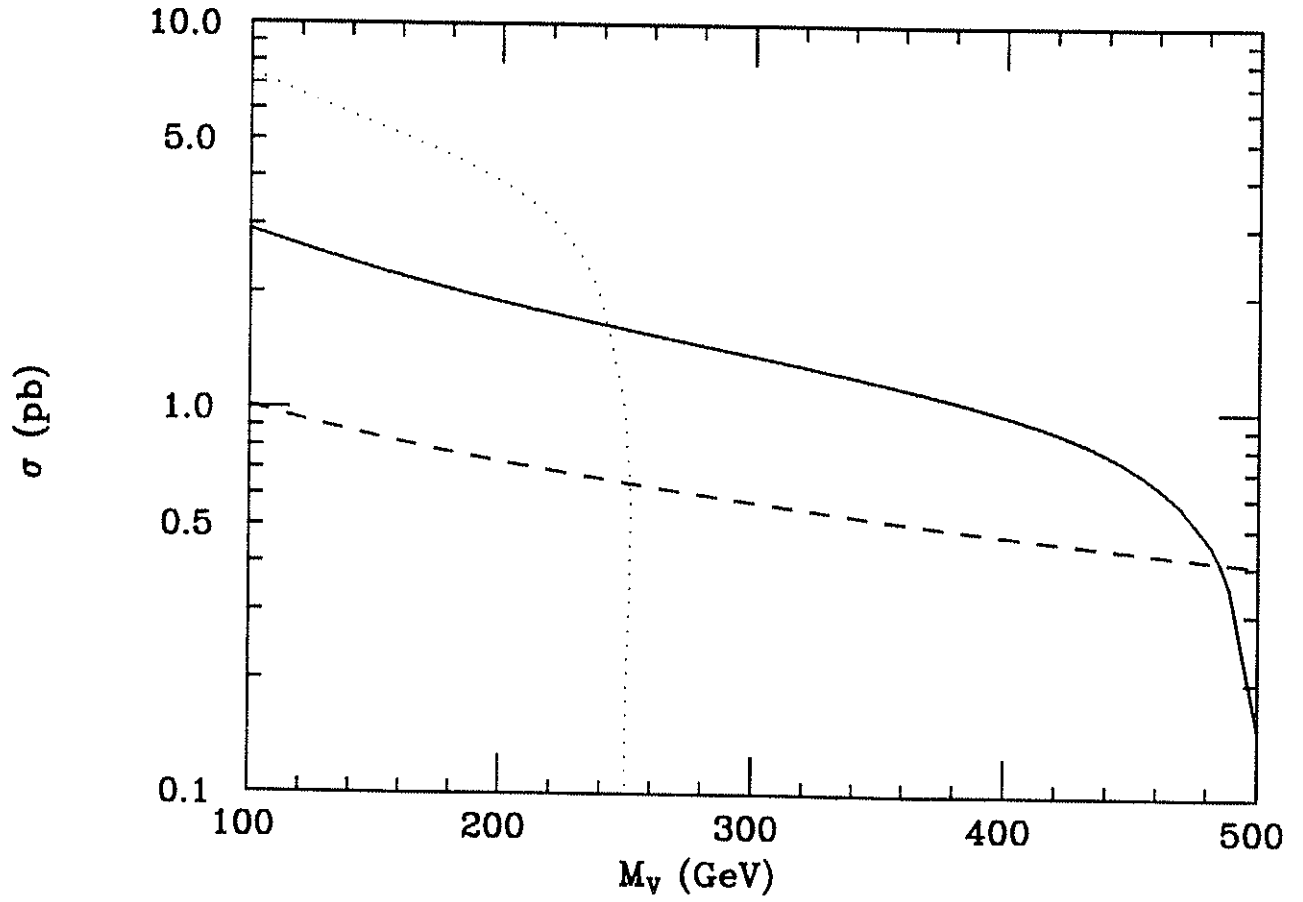


Figura 3.5:

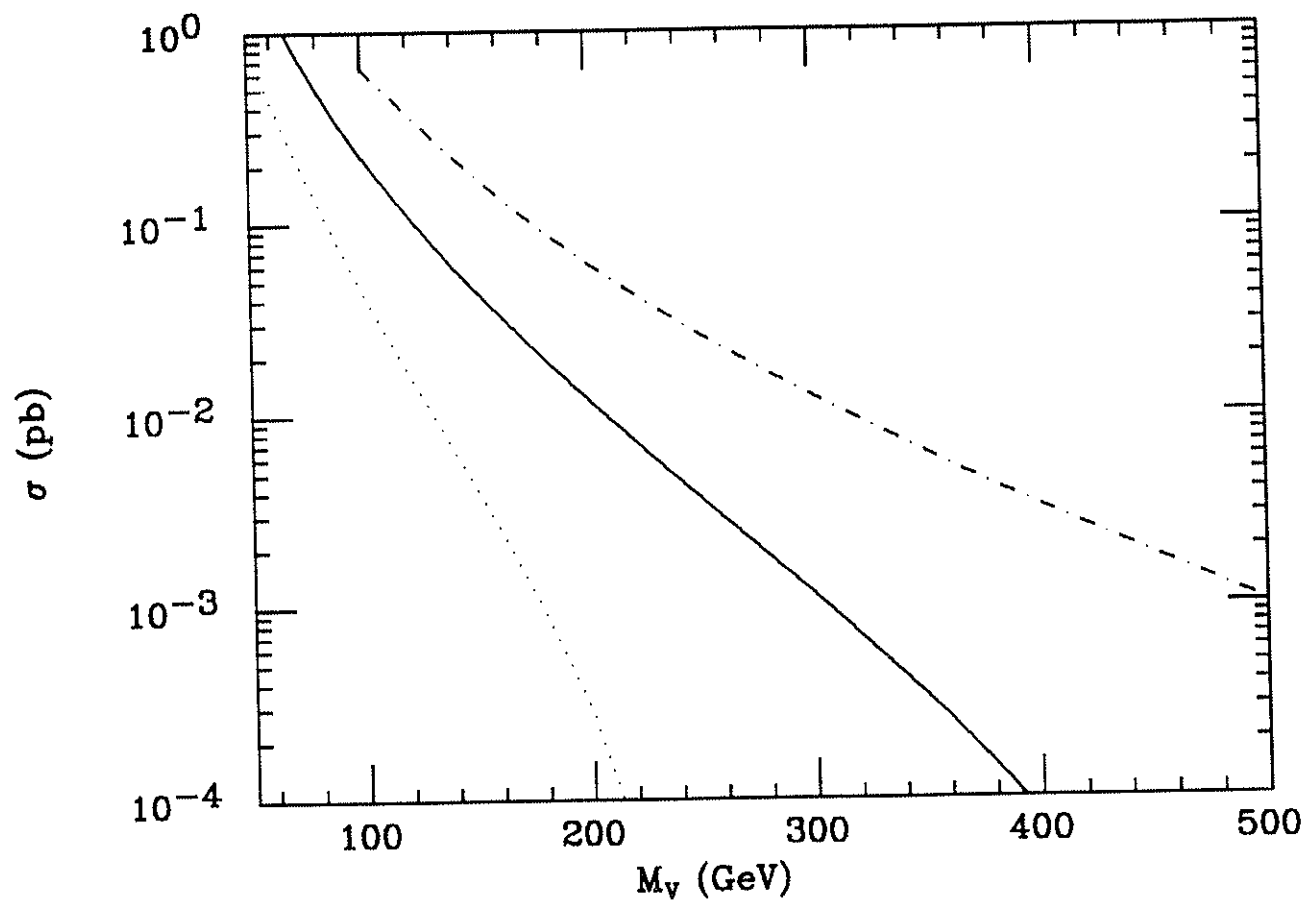


Figura 3.6:

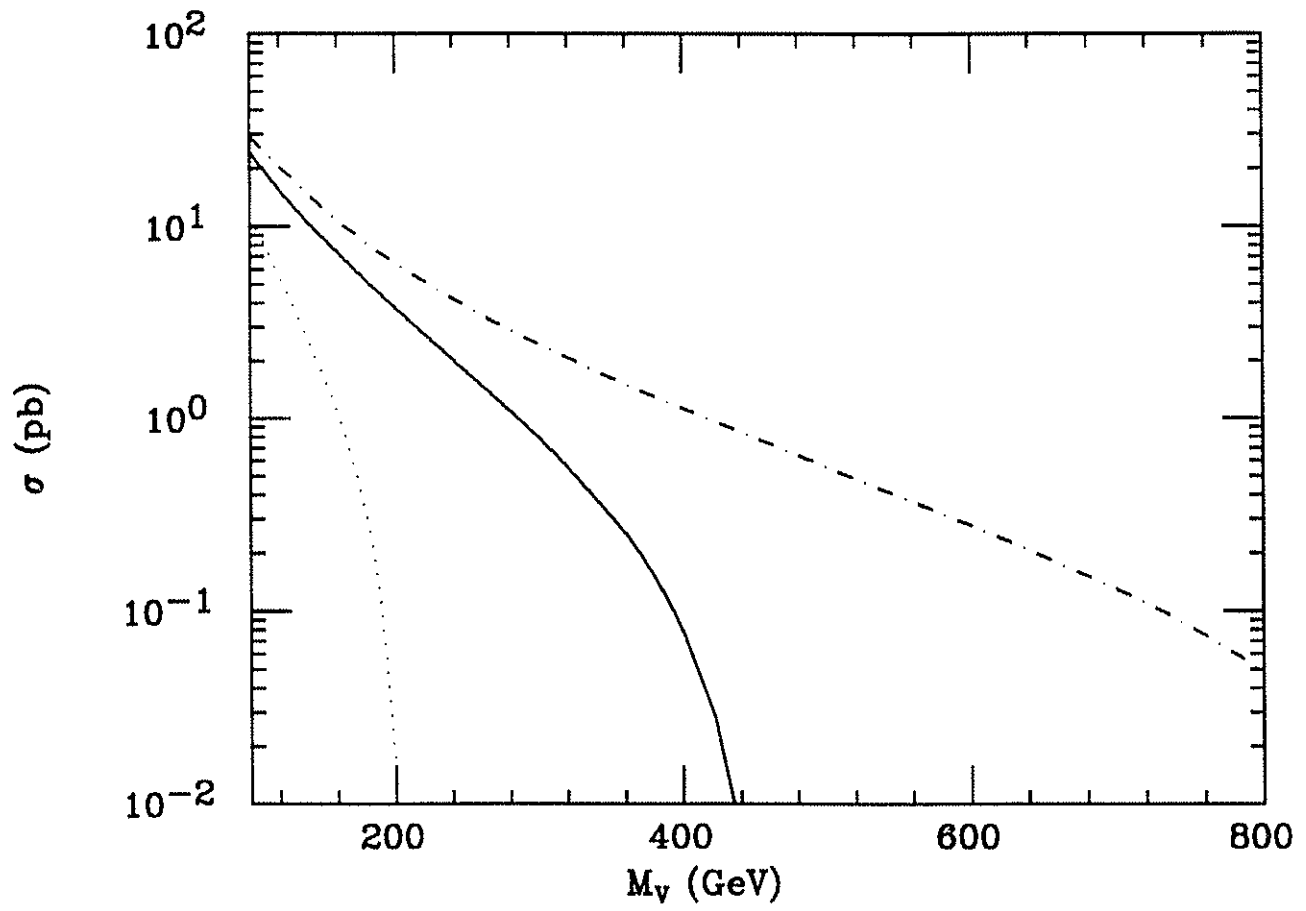


Figura 3.7:

## Capítulo 4

# Leptoquarks Vetoriais em Aceleradores $pp$ e $p\bar{p}$

### 4.1 Generalidades

Neste capítulo nós investigaremos a produção de leptoquarks vetoriais em anéis de colisão  $pp$  e  $p\bar{p}$ . Em nossa análise consideraremos as máquinas existentes (TEVATRON) bem como as que estão sendo planejadas (LHC, SSC). O acelerador TEVATRON é uma máquina  $p\bar{p}$  com uma energia no centro de massa de 1.8 TeV e exibindo uma luminosidade de  $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . O Large Hadron Collider (LHC) será uma máquina  $pp$  com  $\sqrt{s} = 15.4$  TeV e uma luminosidade de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Finalmente o Superconducting Super Collider (SSC) será também uma máquina  $pp$  com energia no centro de massa de 40 TeV e luminosidade de  $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Nestes anéis de colisão hadrônicos estudaremos a produção isolada de leptoquarks vetoriais, isto é  $pp$  ( $p\bar{p}$ )  $\rightarrow gq \rightarrow V\ell$ , bem como a produção de pares através de  $pp$  ( $p\bar{p}$ )  $\rightarrow gg \rightarrow V^+V^-$ . Também estudaremos os sinais indiretos de existência dos leptoquarks vetoriais através de seus efeitos na reação  $pp$  ( $p\bar{p}$ )  $\rightarrow q\bar{q} \rightarrow \ell^+\ell^-$ , como um estado virtual.

Nós vamos assumir que a interação entre os leptoquarks vetoriais e os férmions de mão esquerda é descrita pela lagrangiana efetiva utilizada no capítulo anterior, ou seja,



$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -F \frac{e}{2\sqrt{2} \sin \theta_w} \left( V_\mu^{ab\dagger} \bar{L}^a \gamma^\mu L^b + \text{h.c.} \right), \quad (4.1)$$

que descreve a interação a baixas energias de  $V_\mu^{ab}$  com os dubletos físicos de mão esquerda  $L^a$ .

Uma vez que o leptoquark carrega cor, ele deve interagir com os glúons. Para obtermos a lagrangiana de interação entre os glúons e as leptoquarks vetoriais, partiremos da lagrangiana livre dos  $V$  e imporemos a sua invariância sob  $SU(3)_{\text{cor}}$  através de  $\partial_\alpha \rightarrow D_\alpha = \partial_\alpha - ig_s A_\mu^a \lambda^a / 2$  onde os  $\lambda^a / 2$  são os geradores do grupo  $SU(3)_{\text{cor}}$ . Introduzimos também um momento cromomagnético anômalo  $k = 1$ , para garantir o bom comportamento do modelo a altas energias. Todos esses ingredientes levam-nos à seguinte lagrangiana para os leptoquarks vetoriais

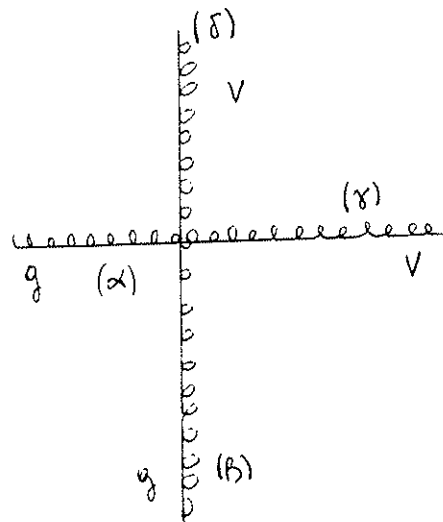
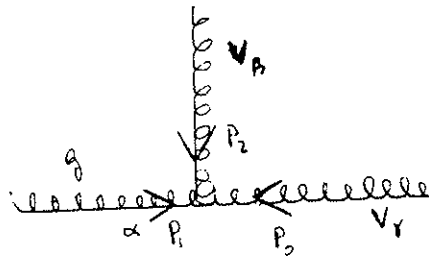
$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{2} |D_\alpha V_\beta^i - D_\beta V_\alpha^i|^2 \\ & + \frac{i}{4} k g_s F_\alpha^{\alpha\beta} \lambda_{ij}^a (V_\alpha^{i\dagger} V_\beta^j - V_\beta^{i\dagger} V_\alpha^j), \end{aligned} \quad (4.2)$$

onde  $F_{\alpha\beta} = \partial_\alpha A_\beta - \partial_\beta A_\alpha - i \frac{g_s}{2} [A_\alpha A_\beta - A_\beta A_\alpha]$ , e  $g_s$  é a constante de acoplamento forte. Depois de alguns cálculos nós teremos a seguinte regra de Feynman para a interação  $gVV$  e  $ggVV$

$$\begin{aligned} \Gamma_{\alpha\beta\rho}^{gV^+V^-} = & i \frac{g_s \lambda_{ij}^a}{2} \times \\ & (g_{\alpha\beta}(p_1 - p_2)_\rho + g_{\beta\rho}(p_2 - p_3)_\alpha + g_{\sigma\alpha}(p_3 - p_1)_\beta), \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\Gamma_{\alpha\beta\rho\sigma}^{ggV^+V^-} = -i \frac{g_s^2 \lambda_{ij}^a \lambda_{ji}^b}{4} \{ 2g_{\alpha\beta} g_{\rho\sigma} - g_{\alpha\sigma} g_{\beta\rho} - g_{\alpha\rho} g_{\beta\sigma} \}, \quad (4.4)$$

onde as convenções para os momentos são dadas nas figuras abaixo

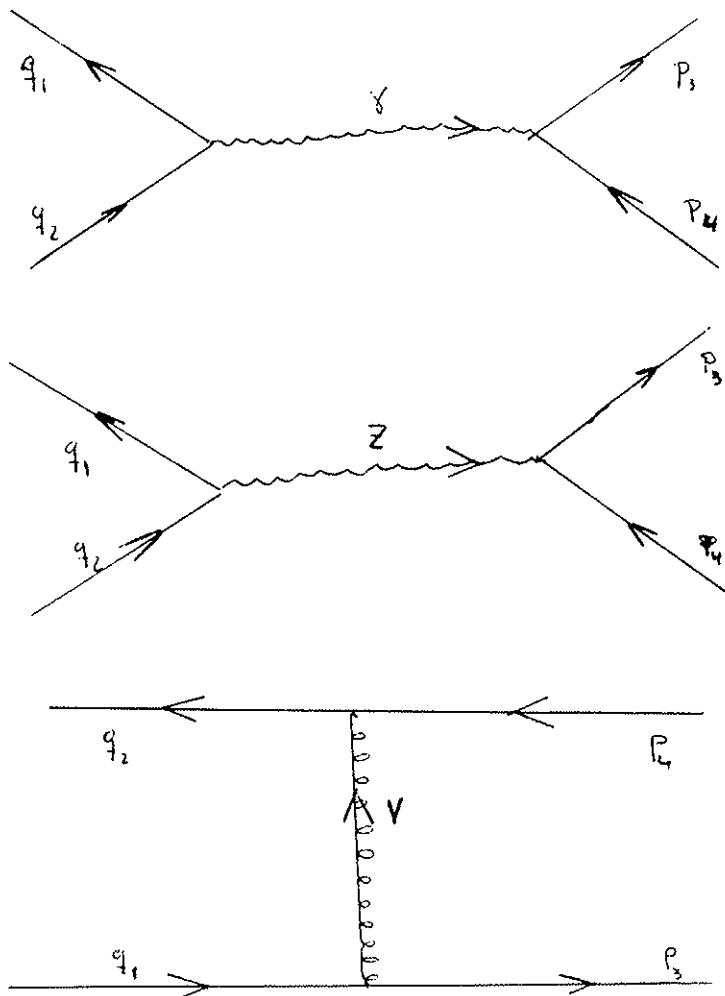


Antes de prosseguir é interessante comparar a lagrangiana de interação acima com a obtida no capítulo anterior para a interação entre fótons e leptosquarks vetoriais. As diferenças são as seguintes:

- a constante de acoplamento eletromagnética  $\alpha_{em}$  é substituída pela constante de acoplamento forte  $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ ;
- o potencial vetor do fóton  $A_\mu$  é um número em contraste com o vetor potencial do glúon que é uma matriz no espaço de cor.

## 4.2 Evidências Indiretas de Leptoquarks

Sinais da existência dos leptoquarks podem ser obtidos através da sua contribuição virtual para a produção de pares de léptons, i.e., nos processos  $pp$  ( $p\bar{p}$ )  $\rightarrow l^+l^-$ . Este processo dá-se através da troca de ( $Z, \gamma$ ) no canal  $s$  e de um leptoquark no canal  $t$ , sendo que os diagramas de Feynman que contribuem neste processo são



A seção de choque diferencial para o subprocesso  $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$  pode ser facilmente obtida a partir da seção de choque para  $l^+l^- \rightarrow q\bar{q}$ ,

calculada no capítulo anterior. Para tanto basta notar que  $M(q\bar{q} \rightarrow \ell^+\ell^-) = M(\ell^+\ell^- \rightarrow q\bar{q})$ . Após a média (soma) sobre polarizações e cores temos que

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega}(q\bar{q} \rightarrow e^+e^-) = \sum_c \frac{1}{N_c^2} \frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}). \quad (4.5)$$

Assim a seção de choque diferencial é

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega} = & \frac{\alpha_{em}^2}{4N_c \hat{s}} \left\{ Q^2(1 + \cos^2 \theta) + \frac{1}{16 \sin^4 \theta_W \cos^4 \theta_W} \frac{\hat{s}^2}{(\hat{s} - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} \right. \\ & \times [(C_V^e)^2 + (C_A^e)^2] (C_V^q)^2 + (C_A^q)^2 (1 + \cos^2 \theta) \\ & + 8C_V^e C_A^e C_V^q C_A^q \cos \theta \left. - \frac{Q}{2 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \frac{\hat{s}(\hat{s} - M_Z^2)}{(\hat{s} - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} \right. \\ & \times [C_V^e C_V^q (1 + \cos^2 \theta) + 2C_A^e C_A^q \cos \theta] \\ & + \frac{F^2}{\sin^2 \theta_W} \frac{(1 + \cos \theta)^2}{\cos \theta - \eta} \left[ \frac{F^2}{4 \sin^2 \theta_W} \frac{1}{\cos \theta - \eta} + \frac{Q}{2} \right. \\ & - \frac{1}{8 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} (C_V^q + C_A^q)(C_V^e + C_A^e) \\ & \left. \left. \times \frac{\hat{s}(\hat{s} - M_Z^2)}{(\hat{s} - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} \right] \right\}, \quad (4.6) \end{aligned}$$

onde  $M_Z$  é a massa do bóson  $Z$ ,  $\theta_W$  é o ângulo de Weinberg e  $\eta = 1 + 2M_V^2/s$ . De acordo com nossas convenções a carga do quark é  $Qe$  ( $e > 0$ ),  $C_V = I_z - 2Q \sin^2 \theta_W$ , e  $C_A = I_z$ .

Para caracterizar o efeito dos leptarquarks vetoriais é interessante calcular a distribuição da massa invariante do par  $\ell^+\ell^-$ . Esta distribuição pode ser obtida a partir de  $d\hat{\sigma}/d\Omega$  utilizando-se

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dM} = & \frac{2M}{s} \sum_{ij} \int_{-Y^*}^{Y^*} dY \\ & \left[ q_i(\sqrt{\tau}e^y)q_j(\sqrt{\tau}e^{-y}) + i \leftrightarrow j \right] \int_{-z_0}^{z_0} dz \frac{d\hat{\sigma}}{dz}, \quad (4.7) \end{aligned}$$

onde  $M = \sqrt{s\tau}$  é a massa invariante do par  $\ell^+\ell^-$ ,  $z = \cos\theta$  no referencial do centro de massa do subprocesso e  $z_0 = \text{Min}[\tanh(y_c - y); 1]$ . As funções de distribuição de quarks no próton são denotadas por  $q_i$ , enquanto a soma  $\sum_{i,j}$  é sobre todos os sabores relevantes de quarks. Vamos também impor um corte  $y_c$  na rapidez dos léptons finais, sendo que  $Y^* = \text{Min}[y_c, \ln \frac{1}{\sqrt{\tau}}]$ .

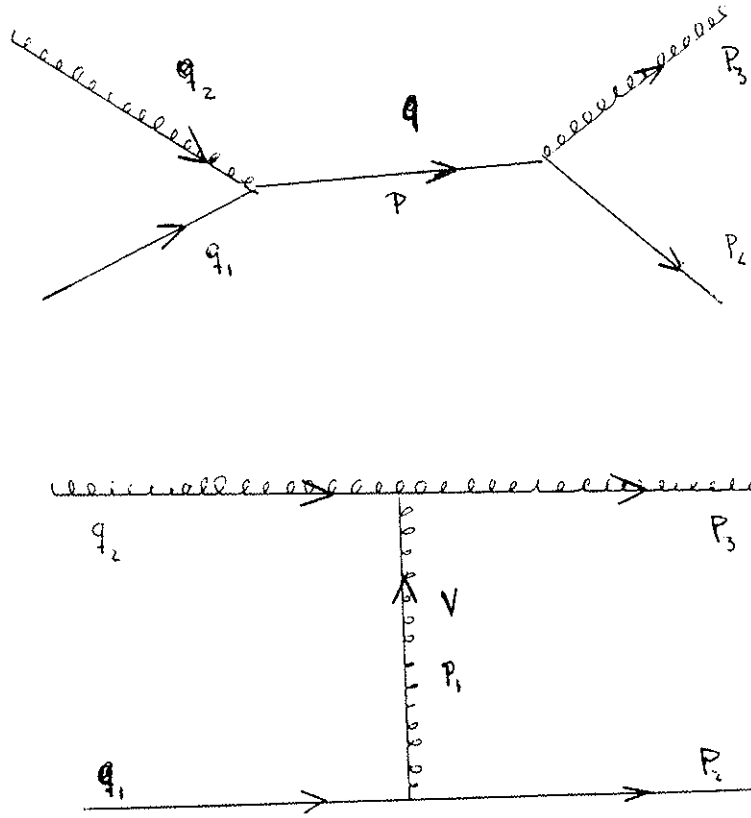
A distribuição de massa invariante de pares de léptons, em colisões  $pp$  e  $p\bar{p}$  nos diferentes aceleradores, é mostrada nas Figuras (1, 2, 3). Nestes processos estamos impondo um corte na rapidez de  $y_c = 2.5$  e considerando apenas um tipo de lépton ( $e, \mu$ , ou  $\tau$ ).

É interessante notar que a presença do leptoquark ( $F \neq 0$ ) altera consideravelmente o comportamento de  $d\sigma/dM$  para grandes  $M$ , em relação ao modelo padrão. Isto deve-se à troca de uma partícula de spin 1 no canal  $t$ , que implica que  $\hat{\sigma}$  tende a uma constante para  $\hat{s}$  muito grande. Este comportamento pode ser visto nas Figuras (1, 2, 3), sendo que o sinal da existência de um leptoquark vetorial será um excesso de pares  $\ell^+\ell^-$  para grandes massas invariantes.

A produção de um  $Z$  e seu decaimento num par  $\ell^+\ell^-$  é um background irreduzível deste processo, o qual pode ser eliminado através de um corte na massa invariante do par  $\ell^+\ell^-$ . Um outro background (reduzível) para este processo é a produção de pares de quarks pesados ( $b, c, t$ ) e seu decaimento semileptônico. A importância deste processo só pode ser avaliada após um cuidadoso estudo de Monte Carlo.

### 4.3 Produção de Pares de Leptoquark-Lépton

A produção de um único leptoquark vetorial, em anéis de colisão  $pp(p\bar{p})$ , deve ser acompanhada por um lépton, uma vez que há conservação do número leptônico no modelo que estamos considerando. O subprocesso associado à produção de pares  $V\ell$  é  $qg \rightarrow V\ell$ , sendo que os diagramas que contribuem para este são



A partir destes diagramas podemos escrever a amplitude total invariante do subprocesso como  $M = \sum_i M_i$ ; onde  $i = q, V$ , sendo as expressões para os  $M_i$  dadas por

$$M_u^V = \left[ -i \frac{\sqrt{2}eF}{4 \sin \theta_w} \bar{u}(p_2) \gamma_\sigma (1 - \gamma_5) u(q_1) \right] \left( i \frac{-g^{\sigma\alpha} + \frac{p_1^\sigma p_1^\alpha}{M_V^2}}{\hat{u} - M_V^2} \right) \quad (4.8)$$

$$\left[ -i \frac{g_s \lambda_{ij}^a}{2} \epsilon_\beta(2) \epsilon_\delta(3) (g^{\alpha\beta} (p_1 - q_2)_\delta + g^{\delta\beta} (p_3 + p_2) - g^{\alpha\delta} (p_3 + p_1)) \right],$$

$$M_s^q = \left[ -i \frac{\sqrt{2}eF}{4 \sin \theta} \epsilon_\sigma(3) \bar{u}(p_2) \gamma^\sigma (1 - \gamma_5) \right] \left( i \frac{\not{s} + m_q}{\hat{s} - m_q^2} \right) \times \quad (4.9)$$

$$\left[ -i \frac{g_s \lambda_{ij}^a}{2} \epsilon_\alpha(2) \gamma^\alpha u(q_1) \right],$$

onde os momentos e polarizações estão indicados nas Figuras acima.

Para avaliar a seção de choque total  $\sigma$  do processo  $pp(p\bar{p}) \rightarrow gq \rightarrow V\ell$  nós temos que calcular a integral

$$\begin{aligned} \sigma = & \int_{-y_c}^{y_c} dy \int_{M_V^2/s}^{e^{-2|y|}} d\tau [F(\sqrt{\tau}e^y; Q^2)G(\sqrt{\tau}e^{-y}; Q^2) \\ & + G(\sqrt{\tau}e^y; Q^2)F(\sqrt{\tau}e^{-y}; Q^2)] \int_{-z_0}^{z_0} dz \frac{d\hat{\sigma}}{dz}, \end{aligned} \quad (4.10)$$

onde  $G_i$  ( $i = 1, 2$ ) é a distribuição de glúons no hádron  $i$  e  $F_j$  é a distribuição de quarks  $d$  ( $u$ ) no hádron  $j$  para o caso de  $\ell$  ser um lépton carregado (neutrino). Como já foi definido anteriormente  $z = \cos \theta$  no centro de massa do subprocesso e  $y_c$  é o corte de rapidez das partículas produzidas. O valor máximo  $z_0$  que  $z$  pode assumir é  $z_0 = \text{Min} \left[ \frac{1 + \frac{M_V^2}{s}}{1 - \frac{M_V^2}{s}} \tanh(y_c - y); 1 \right]$ .

A seção de choque do subprocesso ( $gq \rightarrow V\ell$ ) pode ser obtida utilizando a última integração acima, resultando em

$$\begin{aligned} \int_{-z_0}^{z_0} dz \frac{d\hat{\sigma}}{dz} = & \frac{\pi N_c \alpha_s \alpha_{em} F^2 \hat{s} (1 - \frac{M_V^2}{\hat{s}})}{144 \sin^2 \theta_w} \\ & \times \frac{-z_0 M_V^4 + z_0 M_V^2 \hat{s} + z_0 \hat{s}^2}{M_V^2 \hat{s}^3} \\ & + \frac{Q_V^2}{M_V^4 z_0^2 - M_V^4 - 2M_V^2 \hat{s} z_0^2 - 2M_2 \hat{s} + \frac{2\hat{s}^3 z_0^2}{M_V^2} + \frac{2\hat{s}^3}{M_V^2} - \frac{\hat{s}^4 z_0^2}{M_V^4} + \frac{\hat{s}^4}{M_V^4}} \\ & \times \ln \left( \frac{M_V^2 z_0 + M_V^2 - \hat{s} z_0 + \hat{s}}{-M_V^2 z_0 + M_V^2 + \hat{s} z_0 + \hat{s}} \right) \left[ -\frac{6M_V^4 z_0^2}{\hat{s}^2} + \frac{6M_V^4}{\hat{s}^2} + \frac{2M_V^2 z_0^2}{\hat{s}} \right. \\ & + \frac{22M_V^2}{\hat{s}} + 11z_0^2 + 29 - \frac{3\hat{s} z_0^2}{M_V^2} + \frac{15\hat{s}}{M_V^2} - \frac{5\hat{s}^2 z_0^2}{M_V^4} + \frac{\hat{s}^2}{M_V^4} \\ & \left. + \frac{\hat{s}^3 z_0^2}{M_V^6} - \frac{\hat{s}^3}{M_V^6} \right] + \left( \frac{3M_V^4 z_0^3}{\hat{s}^2} - \frac{35M_V^4 z_0}{\hat{s}^2} - \frac{7M_V^2 z_0^3}{\hat{s}} - \frac{5M_V^2 z_0}{\hat{s}} \right) \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned}
 & +2Z_0^3 + 2z_0 + \frac{6\hat{s}z_0^3}{M_V^2} + \frac{6\hat{s}z_0}{M_V^2} - \frac{5\hat{s}^2z_0^3}{M_V^4} + \frac{33\hat{s}^2z_0}{M_V^4} \\
 & \left( \frac{\hat{s}^3z_0^3}{M_V^6} - \frac{\hat{s}^3z_0}{M_V^6} \right) + \frac{Q_V}{2\hat{s}^2(M_V^2 - \hat{s})} \times \left[ \ln \frac{M_V^2z_0 + M_V^2 - \hat{s}z_0 + \hat{s}}{-M_V^2z_0 + M_V^2 + \hat{s}z_0 + \hat{s}} \right] \\
 & \left( \frac{4M_V^4}{\hat{s}} - 2M_V^2 + 4\hat{s} + \frac{\hat{s}^2}{M_V^2} \right) + \left( -\frac{4M_V^4z_0}{\hat{s}} + M_V^2z_0 + 3\hat{s}z_0 \right).
 \end{aligned}$$

Note que devido à troca de uma partícula vetorial no canal  $u \hat{\sigma} \rightarrow$  constante quando  $\hat{s} \rightarrow \infty$ . As Figuras (4, 5, 6) contem o resultado da análise numérica da expressão (4.10) para energias do Tevatron, LHC e SSC respectivamente. Para tanto, utilizamos a parametrização das funções de distribuição de Duke - Owens [19], bem como escolhemos a escala  $Q^2 = \hat{s}$  e  $y_c = 2.5$ . Nós também verificamos que a escolha de um outro corte em rapidez ( $y_c = 1.5$ ) não altera substancialmente os mesmos resultados.

Devido a que os leptoquarks podem decair em um par  $\ell q$  ou  $\nu q'$ , os sinais característicos para a produção desta partícula são

$$(a) jato + \nu_\ell + \bar{\nu}_\ell,$$

$$(b) jato + \ell^\pm + \bar{\nu}_\ell^{(-)},$$

ou

$$(c) jato + \ell^+ + \ell^-.$$

O sinal (a) corresponde a um monojato como estado final. Embora este sinal seja muito notável ele será dominado por processos do modelo padrão tal como  $\bar{p} p \rightarrow Z (\rightarrow \nu\bar{\nu}) + g$  (ou  $q$ ), que têm uma seção de choque maior que a produção de um leptoquark isolado [29]. O mesmo vale para o sinal (b) devido a que subprocessos do modelo padrão [29], tais como a produção de  $W (\rightarrow \ell^\pm(\bar{\nu})) + g$  (ou  $q$ ), que levam ao mesmo sinal mas com seções de choque maiores. A introdução de cortes podemos ajudar a distinguir o sinal (a) e (b) do background, mais isso merece um estudo detalhado.

O processo (c) provê o sinal mais limpo para a existência de leptoquarks. Backgrounds do modelo padrão tais como  $\bar{p} p \rightarrow Z (\rightarrow$

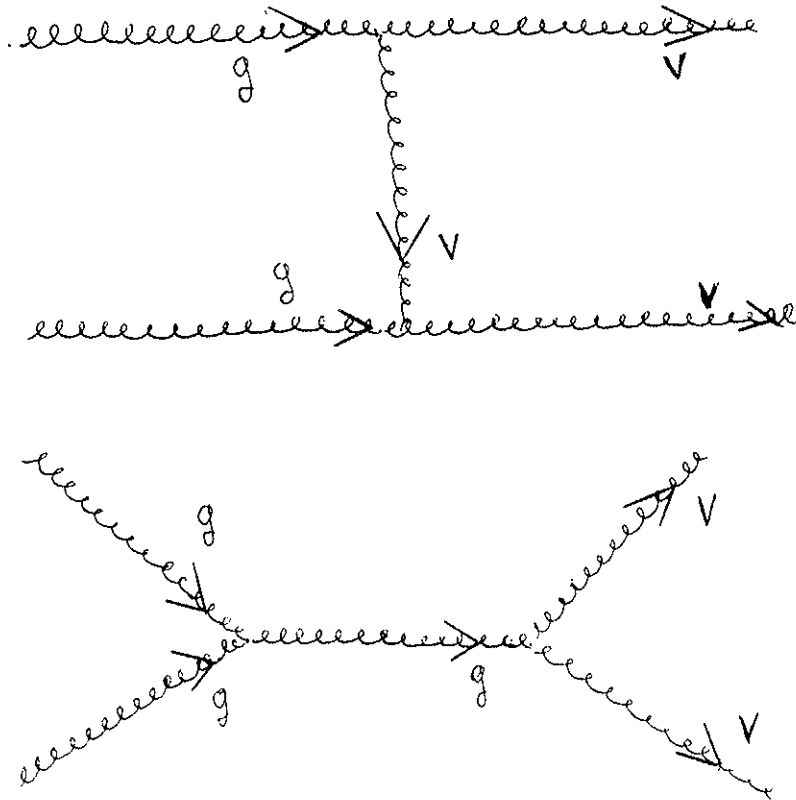


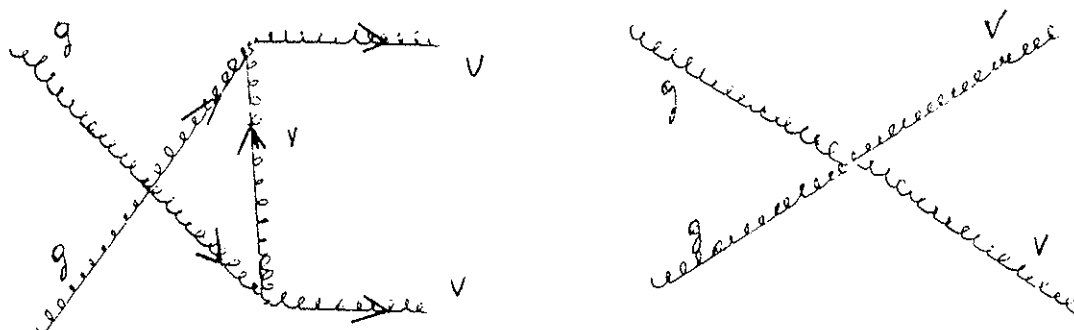
$\ell^+\ell^- + q$  (ou  $g$ ), podem ser eliminados descartando-se eventos onde a massa invariante do par de léptons esteja próximo da massa do  $Z$ . No entanto sempre é necessário uma análise de Monte Carlo para avaliar a importância destes processos.

Para estabelecer a existência dos leptoquarks através da reação  $gq \rightarrow V^{eq}\ell$ , vamos exigir que aconteçam 6000 eventos por ano, com o estado final  $j\ell\ell$ . Das Figuras (4, 5, e 6), pode-se ver que para  $F = 0.5$  ( $\sqrt{2/3}$ ), as massas máximas que se podem observar são de até 90 (110) GeV, 1300 (1500) GeV, e 2.8 (3.2) TeV para o Tevatron, o LHC, e o SSC respectivamente.

#### 4.4 Produção de Pares $V^+V^-$

Nesta parte do trabalho estudaremos a produção de pares  $V^+V^-$  a partir de dois glúons ( $gg \rightarrow V^+V^-$ ). Os diagramas de Feynman associados a este subprocesso são





os quais conduzem para a seguinte seção diferencial de choque, no referencial do centro de massa do subprocesso,

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\theta} = \frac{9\pi\alpha_s^2\hat{\beta}}{32\hat{s}} \left( 6 - 3\frac{\hat{t}_M\hat{u}_M}{\hat{s}^2} \right) \quad (4.12)$$

$$\times \left[ 3 + 2\frac{\hat{s}^2}{\hat{t}_M\hat{u}_M} \left( \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}_M\hat{u}_M} - 2 \right) + 6\frac{\hat{s}M^2}{\hat{t}_M\hat{u}_M} \left( \frac{\hat{s}M^2}{\hat{t}_M\hat{u}_M} - 1 \right) \right],$$

onde  $\beta = (1 - 4M_V^2/s)^{1/2}$  é a velocidade dos leptoquarks no centro de massa do subprocesso,  $\hat{s}$  é a energia do centro de massa,  $\hat{t}_M = -\frac{\hat{s}}{2}(1 - \beta\cos\theta)$  e  $\hat{u}_M = -\frac{\hat{s}}{2}(1 + \beta\cos\theta)$ . É interessante notar que este resultado é independente do modelo, dependendo apenas do leptoquark vetorial ser um tripleto de cor.

Integrando em  $\cos\theta$  obtemos que a seção de choque total do subprocesso é

$$\hat{\sigma}(\hat{s}) = \frac{9\pi\beta\hat{s}}{32} \left[ \frac{3\beta^2}{2} + \frac{3(43 - 6\beta^2)}{2} - \frac{12(19 - 6\beta^2 + 3\beta^4)}{-1 + \beta^2} - \frac{3(31 - 6\beta^2 - 9\beta^4)^{1/2} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}}{\beta} \right]. \quad (4.13)$$

Mais uma vez, uma característica importante deste subprocesso é que a seção de choque é constante para altas energias devido à troca da partícula vetorial no canal  $t$ .

Partindo da função de distribuição de glúons no próton  $G(x, Q^2)$  e da seção de choque total para o subprocesso podemos obter a seção de choque total  $\sigma$  para o processo  $pp \rightarrow gg \rightarrow V^+V^-$  através de

$$\sigma = \int_{4M_V^2/s}^1 d\tau \int_{\ln\sqrt{\tau_{min}}}^{-\ln\sqrt{\tau_{min}}} dy [G(\sqrt{\tau} \exp^y; Q^2)G(\sqrt{\tau} \exp^{-y}; Q^2)] \hat{\sigma}(\hat{s} = \tau s), \quad (4.14)$$

onde  $\tau_{min} = \frac{4M_V^2}{s}$ . A Figura (7) contém o resultado de nossa análise numérica da expressão (4.15) para energias do Tevatron, LHC, e SSC.

O sinal para este processo pode ser  $jjee$ ,  $jj e \cancel{e}_T$ , ou  $jj \cancel{e}_T$ , sendo o sinal  $jjee$  o mais notável já que consiste de dois pares  $ej$  com aproximadamente a mesma massa invariante. Exigindo 1000 eventos com um estado final  $jjee$  para a confirmação do sinal, podemos ver a partir da Figura (7) que a descoberta dos leptarquarks vetoriais neste canal pode ser feita até massas  $M_V = 350$  GeV (2 TeV, 4 TeV) para o Tevatron (LHC, SSC) respectivamente.

## 4.5 Figuras

**Figura 1.**  $d\sigma/dM$  para a produção de léptons no Tevatron para  $M_V = 150$  GeV. A linha cheia, pontilhada, e a ponto-tracejada correspondem respectivamente a  $F = 0$ ,  $F = \sqrt{2/3}$  e  $F = 1.5$ .

**Figura 2.**  $d\sigma/dM$  para a produção de léptons no LHC para  $M_V = 300$  GeV. Usamos as mesmas convenções que na Figura 1

**Figura 3.**  $d\sigma/dM$  para a produção de léptons no SSC para  $M_V = 500$ . As mesmas convenções que na Figura 1

**Figura 4.** Seção de choque para a produção de pares  $\ell^\pm V$  para o acelerador do Tevatron. A linha cheia, e tracejada correspondem a  $F = 0.5$ , e  $F = \sqrt{2/3}$ .

**Figura 5.** O mesmo que a Figura 4 para o LHC.

**Figura 6.** O mesmo que a Figura 4 para o SSC.

**Figura 7.** Seção total de choque para a produção de pares  $V^+V^-$  através de dois glúons. A linha cheia, pontilhada, e a linha ponto-tracejada correspondem a  $\sqrt{s} = 1800$  GeV (Tevatron),  $\sqrt{s} = 15.4$  TeV (LHC) e  $\sqrt{s} = 40$  TeV (SSC) respectivamente.

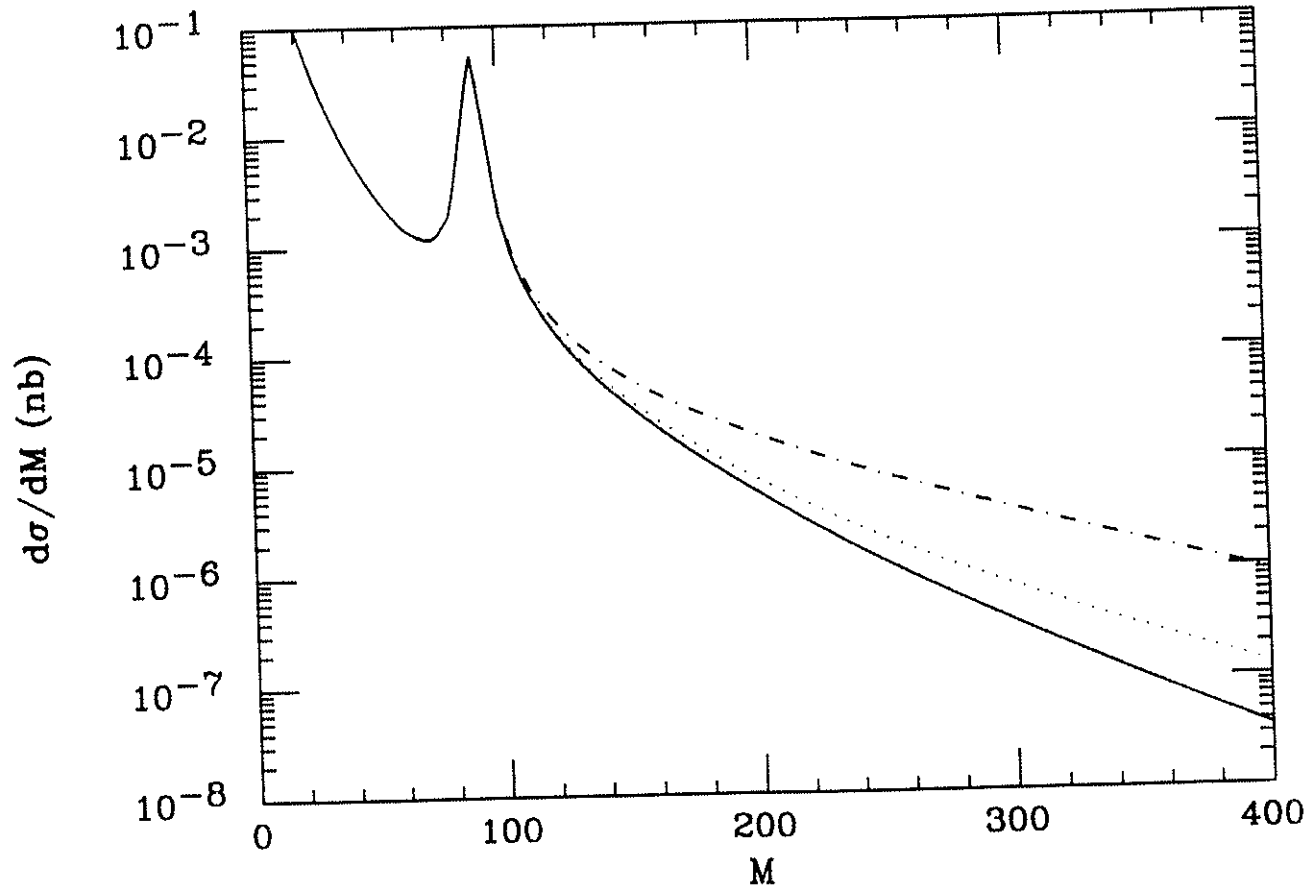


Figura 4.1:

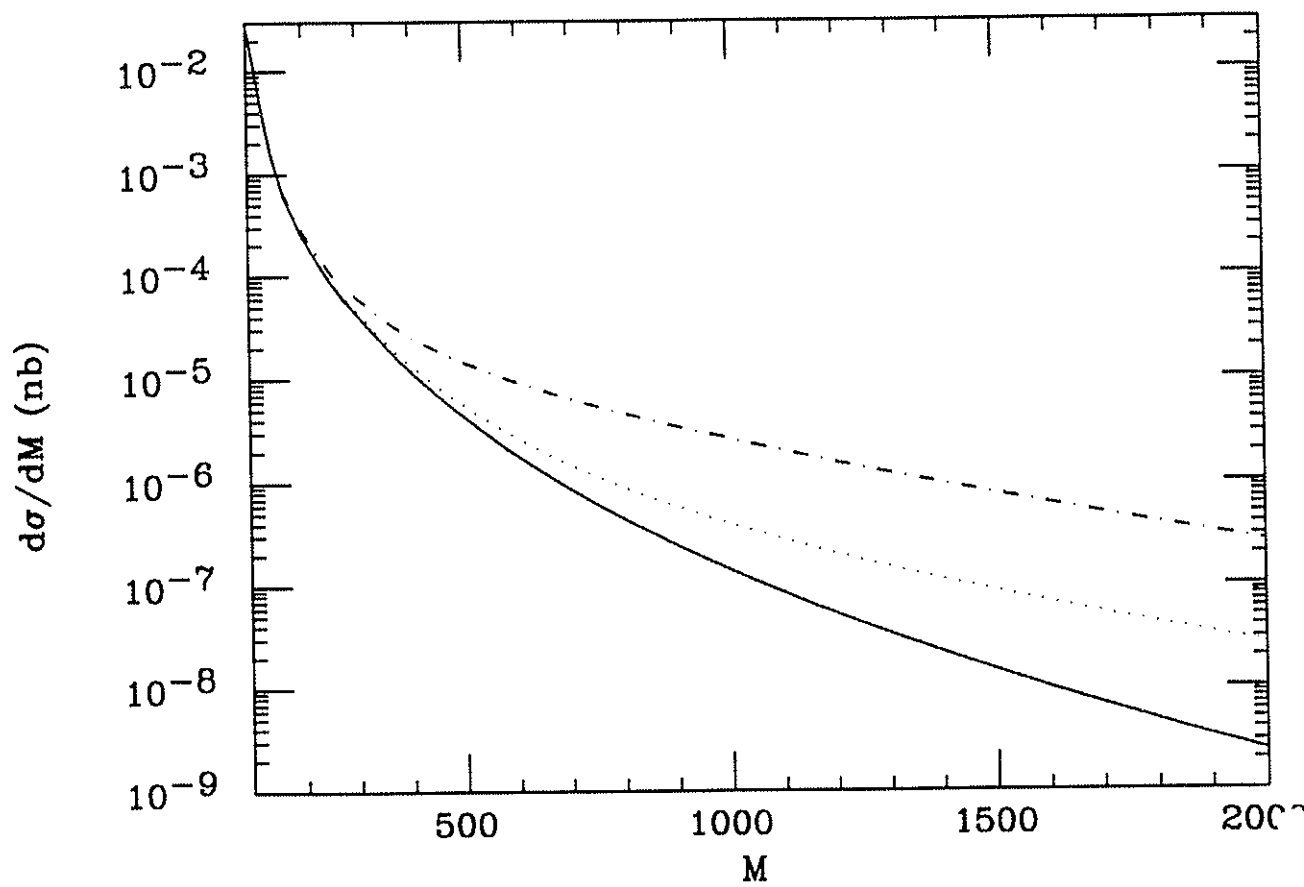


Figura 4.2:

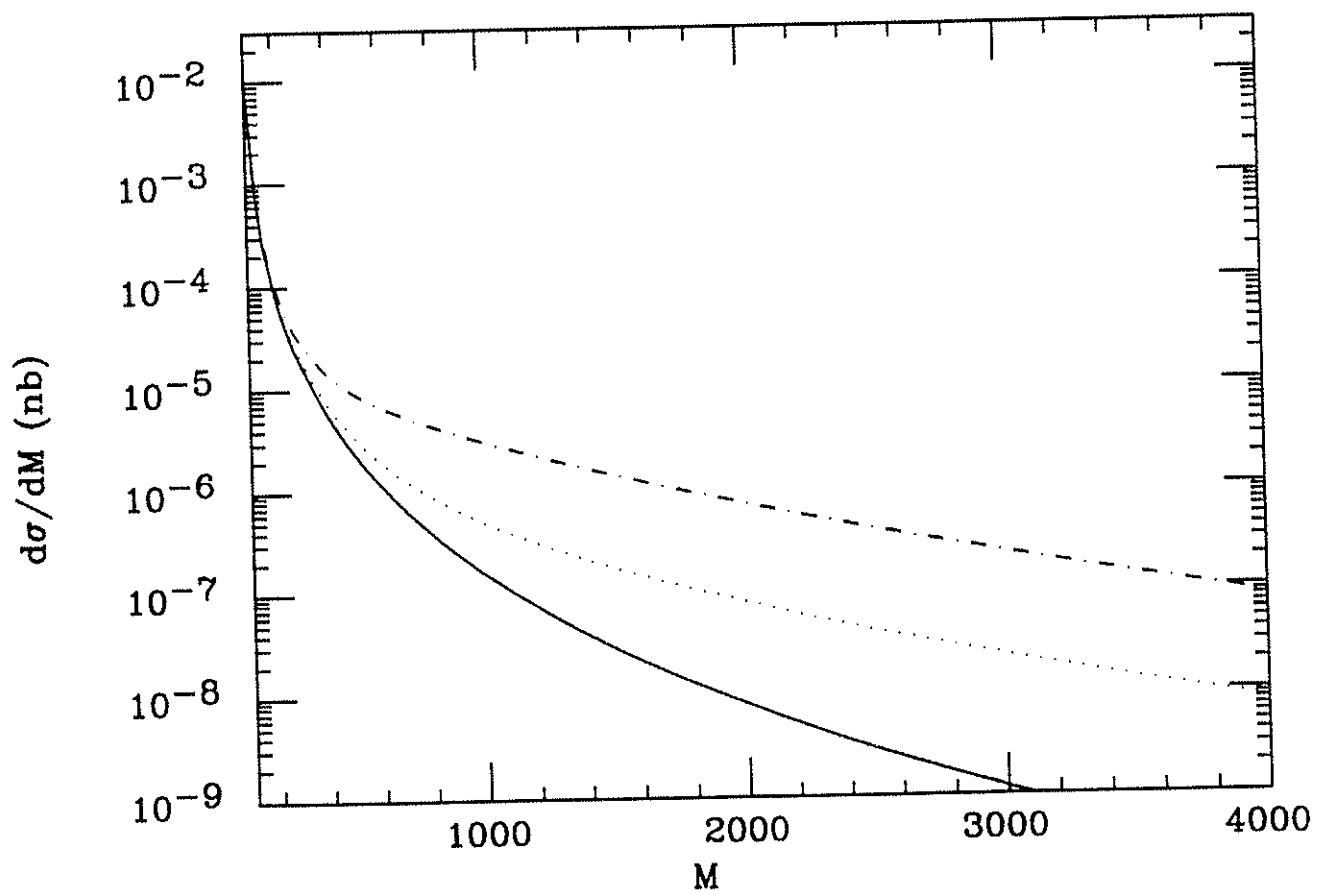


Figura 4.3:

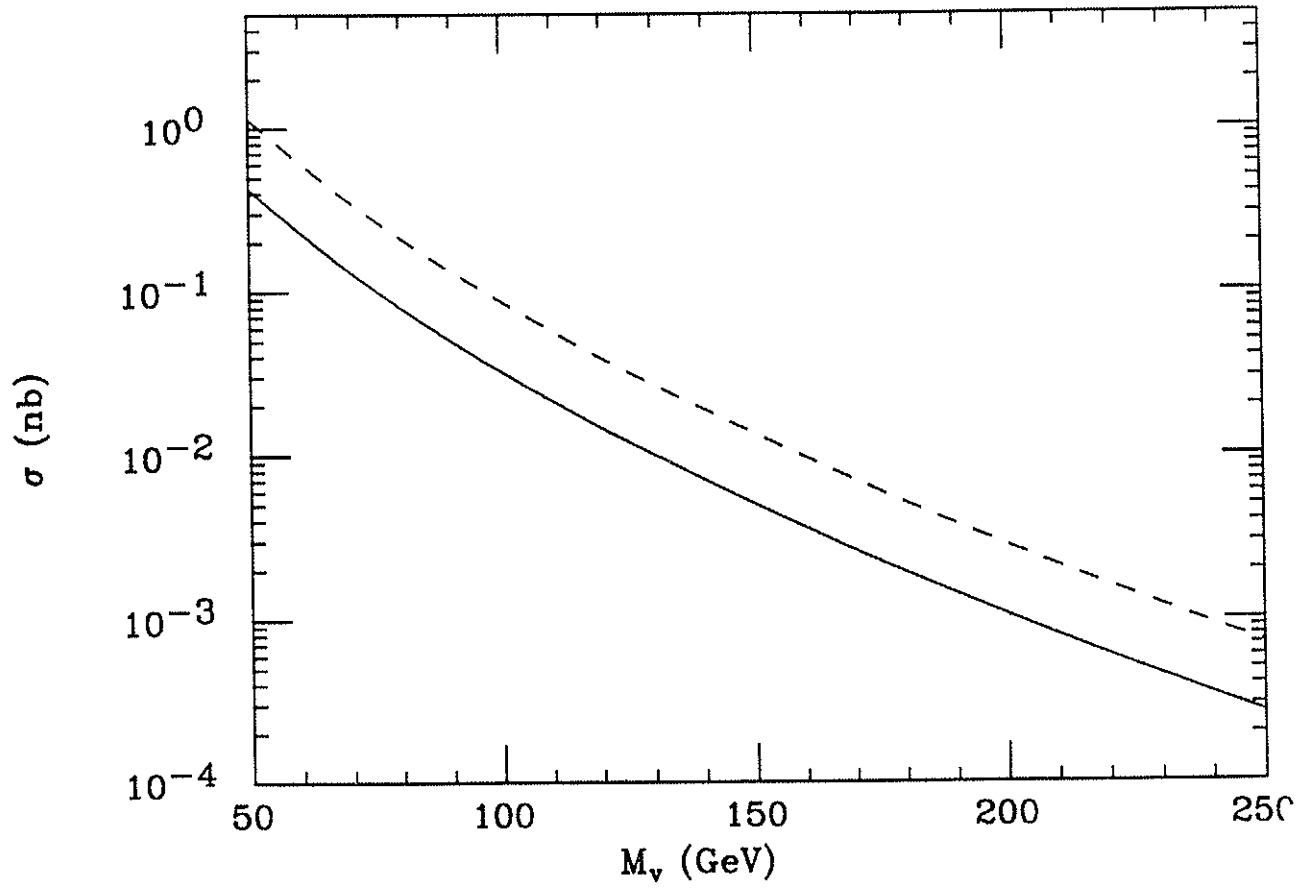


Figura 4.4:



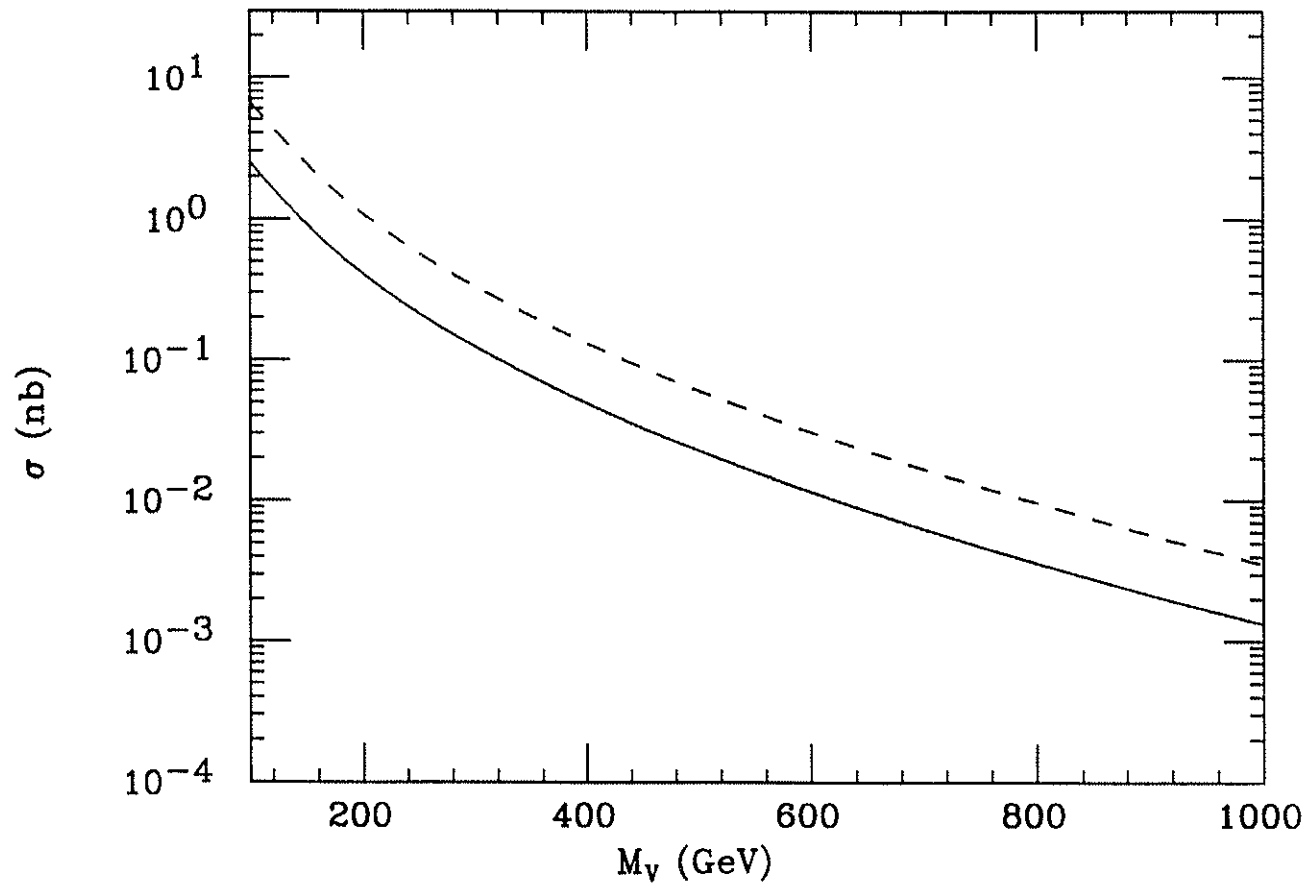


Figura 4.5:

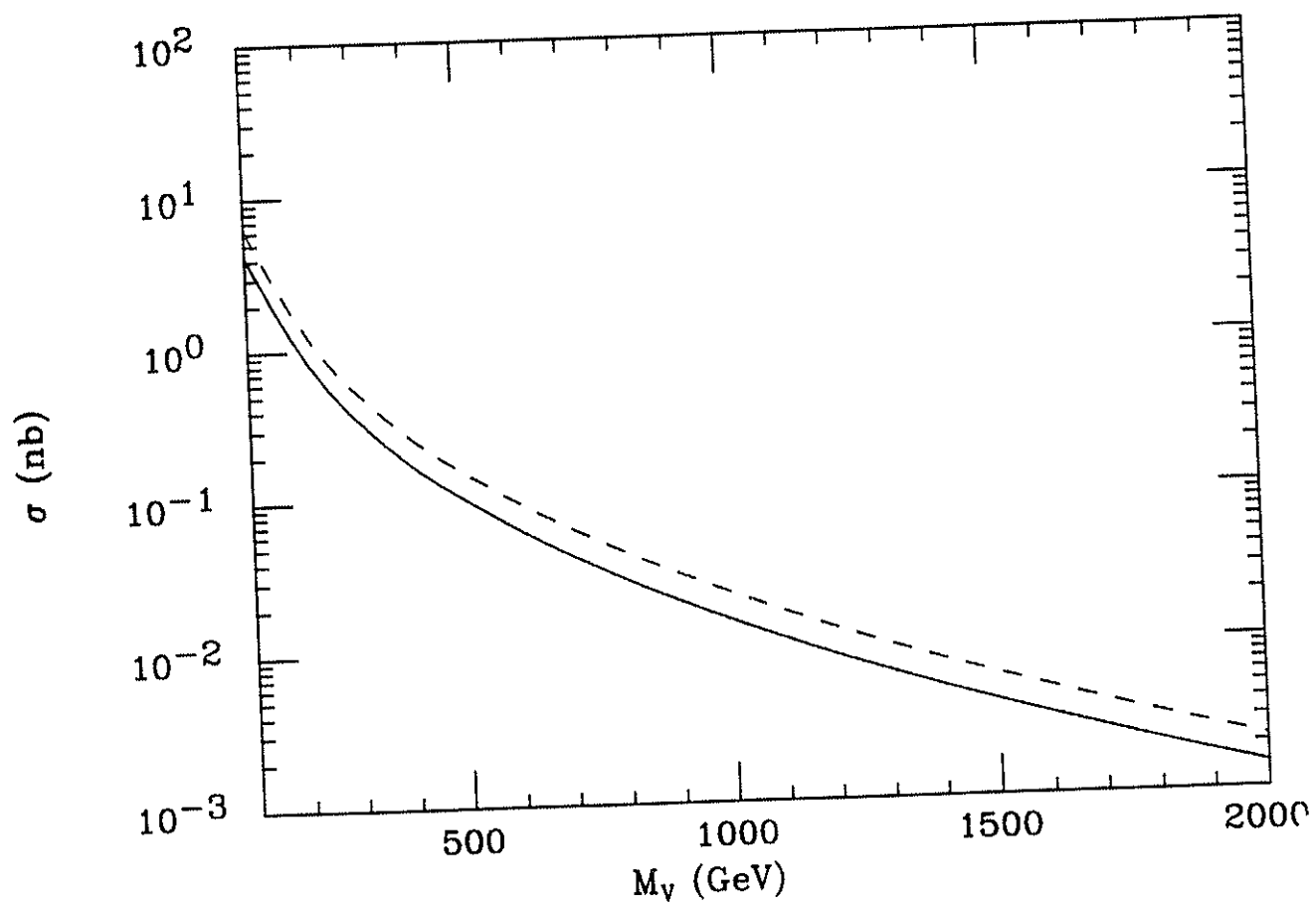


Figura 4.6:

# Capítulo 5

## Conclusões

Ao longo do trabalho nós exploramos algumas consequências de extensões do modelo padrão, tais como supersimetria e modelos compostos. De um lado nós examinamos a produção de uma nova geração leptônica e de outro lado estudamos os leptiquarks vetoriais em aceleradores  $e^+e^-$ ,  $\gamma e$ ,  $\gamma\gamma$ ,  $pp$  e  $p\bar{p}$ .

No capítulo 2 nós mostramos que a produção de léptons pesados em colisões  $pp$  para energias do Large Hadron Collider (LHC) (15,4 TeV) e do Superconducting Super Collider (SSC) (40 TeV) será dominada pela fusão de glúons. Mostramos também que a seção de choque no MSSM comparada com a do modelo padrão (SM) cresce à medida que cresce  $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$ , mais especificamente,  $\frac{\sigma_{MSSM}}{\sigma_{MS}} \propto \frac{1}{\cos^4\beta}$ . Com isso teremos um grande número de eventos os quais poderão ser extraídos do background. Todos os resultados foram comparados com a seção de choque do SM e do mecanismo de Drell-Yan (fusão de quarks).

Na capítulo 3 estudamos a possibilidade de detecção de leptiquarks vetoriais nos diversos tipos de anéis de colisão  $e^+e^-$  (LEP II, NLC e CLIC). Nós analisamos sinais indiretos de sua existência através de seus efeitos sobre a produção de pares de jatos ( $e^+e^- \rightarrow 2$  jatos). Nesta parte vimos que um acelerador  $e^+e^-$  com uma energia no centro de massa de 200 (1000) GeV é capaz de estabelecer a existência do leptiquark vetorial com massa de até 400 (2000) GeV.

Ainda no capítulo 3 nós analisamos sua produção isolada através do processo  $\gamma e \rightarrow V^{eq}q$ . Este processo pode acontecer em aceleradores  $e^+e^-$  com os fótons sendo gerados por *bremsstrahlung*. A máxima massa

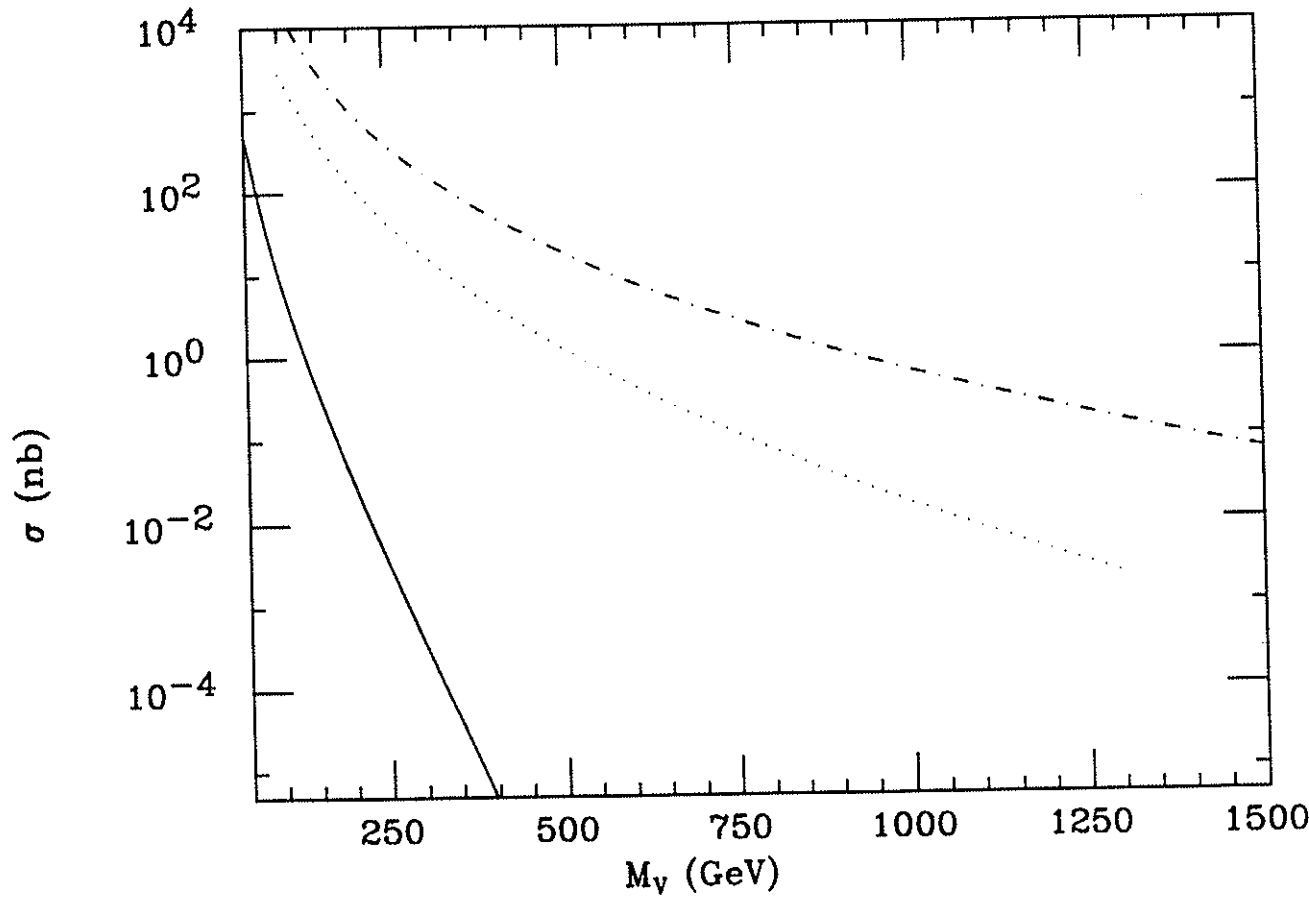


Figura 4.7:

observável para este tipo de aceleradores é de 300 (400) GeV para uma energia do centro de massa de 500 (1000) GeV. Em aceleradores  $\gamma e$ , onde o  $\gamma$  é produzido por laser *backscatering*, pode-se observar a existência de leptquarks de massa de até 415 (830) GeV, para uma energia de centro de massa de 500 (1000) GeV.

Nós podemos também produzir pares de leptquarks através da reação  $e^+e^- \rightarrow V^+V^-$ . Para este processo nós concluímos que podemos ter mais que  $10^5$  eventos por ano, o que é mais do que suficiente para determinar a existência dos leptquarks. Analisamos também  $\gamma\gamma \rightarrow V^+V^-$  sendo que esta reação é observável para massas do leptquark de até 100 (200) GeV em máquinas  $e^+e^-$  com  $\sqrt{s} = 500$  (1000) GeV (*bremstrahlung*) e em, aceleradores  $\gamma\gamma$  laser (*back - scattering*) com  $\sqrt{s} = 500$  (1000) GeV, pode-se observar leptquarks com massa até 200 (400) GeV.

Para completar o trabalho nós analisamos os sinais dos leptquarks vetoriais em aceleradores,  $pp$  ( $p\bar{p}$ ), através de seus efeitos sobre a produção de um par de léptons  $pp$  ( $p\bar{p}$ )  $\rightarrow \ell^+\ell^-$ , sua produção isolada via  $qg \rightarrow \ell V^{eq}$  e sua produção em pares no processo  $pp$  ( $p\bar{p}$ )  $\rightarrow gg \rightarrow V^{eq}V^{eq}$ .

O sinal da existência de um leptquark vetorial em aceleradores  $pp$  ( $p\bar{p}$ ) será de um excesso de pares  $\ell^+\ell^-$  para grandes massas invariantes, como pode ser visto nas Figuras (1, 2, 3) do capítulo 4.

Para estabelecer a existência dos leptquarks vetoriais através de sua produção isolada via  $pp \rightarrow qg \rightarrow \ell V^{eq}$ , nós exigimos que aconteçam 6000 eventos por ano, com o estado final  $jj\ell$ . Com isso nós estabelecemos que para  $F = 0.5$  ( $\sqrt{2/3}$ ), as massas máximas que se podem observar são de até 90 (110) GeV, 1300 (1500) GeV, e 2.8 (3.2) TeV para o Tevatron, o LHC, e o SSC respectivamente.

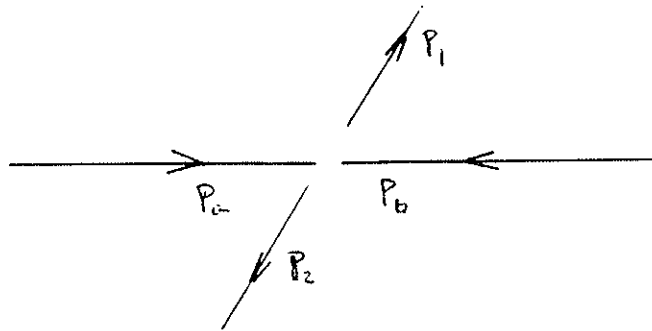
Finalmente a descoberta dos leptquarks vetoriais no processo  $pp$  ( $p\bar{p}$ )  $\rightarrow gg \rightarrow V^{eq}V^{eq}$  pode ser feita até massas  $M_V = 350$  GeV (2TeV, 4TeV) para o Tevatron (LHC, SSC) respectivamente.

# Apêndice A

## Cinemática de processos

### $2 \rightarrow 2$

Apresentaremos aqui as grandezas cinemáticas que ocorrem num processo  $2 \rightarrow 2$ . Para isto consideremos a reação  $a + b \rightarrow 1 + 2$  como mostra a Figura abaixo. Por simplicidade tomaremos  $m_a = m_b = 0$ , hipótese esta que foi usada nos nossos cálculos



No centro de massa (cms), os quadrimomentos podem ser escritos

$$p_a = \frac{\sqrt{s}}{2}(1, 0, 0, 1)$$

$$p_b = \frac{\sqrt{s}}{2}(1, 0, 0, -1)$$

$$p_1 = E_1(1, \beta_1 \sin \theta \cos \phi, \beta_1 \sin \theta \sin \phi, \beta_1 \cos \theta)$$

$$p_2 = E_2(1, -\beta_2 \sin \theta \cos \phi, -\beta_2 \sin \theta \sin \phi, -\beta_2 \cos \theta)$$

sendo  $\sqrt{s}$  a energia total no centro de massa do subprocesso,  $\beta_1(\beta_2)$  a velocidade da partícula 1(2) no cms, e  $E_1(E_2)$  a energia da partícula produzida.

$$\beta_{(1,2)} = \frac{\left( \left[ 1 - \frac{(m_1+m_2)^2}{s} \right] \left[ 1 - \frac{(m_1-m_2)^2}{s} \right] \right)^{1/2}}{1 \pm \frac{(m_1^2 - m_2^2)}{s}}$$

$$E_{(1,2)} = \frac{\sqrt{s}}{2} \left[ 1 \pm \frac{m_1^2 - m_2^2}{s} \right]$$

Agora vamos definir os quadrimomentos:

$$p \equiv p_a + p_b = p_1 + p_2$$

$$\ell \equiv p_1 - p_a = p_b - p_2$$

$$k \equiv p_a - p_2 = p_1 - p_b$$

de tal forma que as variáveis de Mandelstam sejam dadas por

$$s \equiv p^2$$

$$t \equiv \ell^2$$

$$u \equiv k^2$$

Considerando  $m_1 = m_2 = M$ , a velocidade dos produtos no centro de massa é dada por

$$\beta = \left(1 - 4\frac{M^2}{s}\right)^{\frac{1}{2}}$$

e

$$t = -\frac{s}{4}(1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta)$$

$$u = -\frac{s}{4}(1 + \beta^2 + 2\beta \cos \theta)$$

No caso em que  $m_2 = 0$  a velocidade da partícula no centro de massa é

$$\beta_1 = \frac{1 - \eta}{1 + \eta}$$

onde  $\eta \equiv \frac{m_1^2}{s}$ . Isto conduz a

$$t = -\frac{s}{2}(1 - \eta)(1 - \cos \theta)$$

$$u = -\frac{s}{2}(1 - \eta)(1 + \cos \theta)$$





# Apêndice B

## Integral de Loop

A integral  $I_i(\lambda)$  que envolve o loop de quarks é

$$F(\lambda_i) = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1 - 4xy}{1 - \frac{xy}{\lambda_i}}$$

Onde  $\lambda_i = m_i^2/\hat{s}$  com  $i = q, \bar{q}$ .

De acordo com Rizzo [16] esta integral pode ser escrita como

$$\int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1 - 4xy}{1 - \frac{xy}{\lambda_i}} = 2\lambda_i + (1 - 4\lambda_i)f(\lambda_i)$$

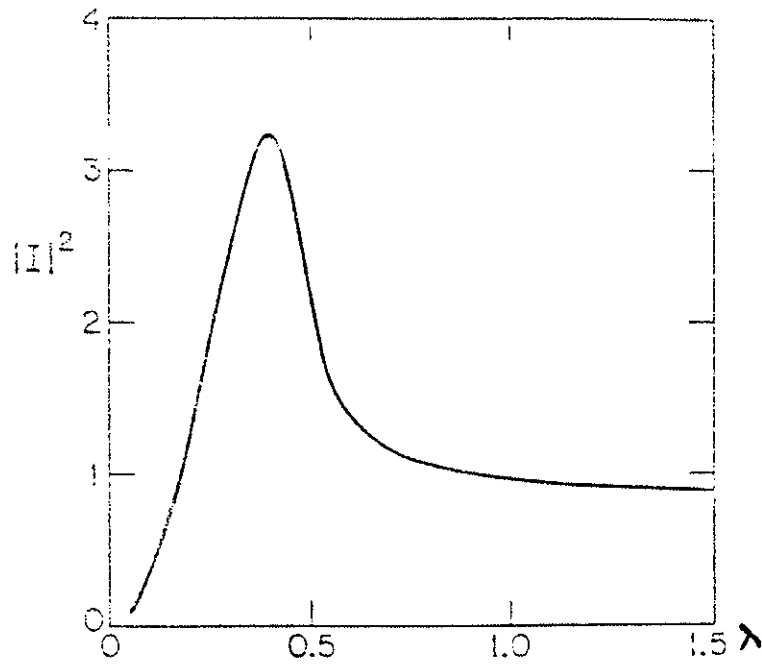
onde  $f(\lambda_i)$  é dado por

$$f(\lambda_i) = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1}{1 - \frac{xy}{\lambda_i}}$$

Integrando em  $y$  logo depois em  $x$ , nós teremos o seguinte

$$I_i \equiv I_i(\lambda_i) = \int_0^1 \frac{dx}{x} \ln \left[ 1 - \frac{(1-x)x}{\lambda_i} \right] = \begin{cases} -2 \left[ \sin^{-1} \left( \frac{1}{2\sqrt{\lambda_i}} \right) \right]^2, & \lambda_i > \frac{1}{4} \\ \frac{1}{2} \ln^2 \left( \frac{r_+}{r_-} \right) - \frac{\pi^2}{2} + i\pi \ln \left( \frac{r_+}{r_-} \right), & \lambda_i < \frac{1}{4} \end{cases}$$

com  $r_{\pm} = 1 \pm (1 - 4\lambda_i)^{1/2}$



# Apêndice C

## Acoplamentos

Os acoplamentos dos bósons de Higgs  $H_1(H_2)$  com os férmions ( $f = u, d, \nu, \ell$ ) é  $igm_q\eta_f^{(i)}/2M_Z$ , sendo que as constantes  $\eta_f^{(i)}$  são funções dos ângulos de mistura  $\alpha$  e  $\beta$

$$\begin{aligned}\eta_u^{(1)} &= \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \eta_\nu^{(1)}, & \eta_d^{(1)} &= \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} = \eta_\ell^{(1)} \\ \eta_u^{(2)} &= \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} = \eta_\nu^{(2)}, & \eta_d^{(2)} &= -\frac{\sin \alpha}{\cos \beta} = \eta_\ell^{(2)}\end{aligned}$$

No caso do Higgs pseudo-scalar  $H_3$ , nós escrevemos o acoplamento como  $gm_q\eta_f^{(i)}\gamma_5/2M_Z$ , com

$$\eta_u^{(3)} = \frac{\cos \beta}{\sin \beta} = \eta_\nu^{(3)}, \quad \eta_d^{(3)} = \frac{\sin \beta}{\cos \beta} = \eta_\ell^{(3)}.$$

Finalmente nós definimos os acoplamentos dos bósons de Higgs com os squark-férmions como

$$\begin{aligned}\tilde{\eta}_{uL}^{(1)} &= \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W\right) \cos(\alpha + \beta) + \left(\frac{m_u}{M_Z}\right)^2 \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \\ \tilde{\eta}_{uR}^{(1)} &= \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \cos(\alpha + \beta) + \left(\frac{m_u}{M_Z}\right)^2 \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \\ \tilde{\eta}_{dL}^{(1)} &= -\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W\right) \cos(\alpha + \beta) + \left(\frac{m_d}{M_Z}\right)^2 \frac{\cos \alpha}{\cos \beta}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\tilde{\eta}_{d_R}^{(1)} &= -\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \cos(\alpha + \beta) + \left(\frac{m_d}{M_Z}\right)^2 \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \\
\tilde{\eta}_{u_L}^{(2)} &= -\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W\right) \sin(\alpha + \beta) + \left(\frac{m_u}{M_Z}\right)^2 \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \\
\tilde{\eta}_{u_R}^{(2)} &= -\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \sin(\alpha + \beta) + \left(\frac{m_u}{M_Z}\right)^2 \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \\
\tilde{\eta}_{d_L}^{(2)} &= \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W\right) \sin(\alpha + \beta) - \left(\frac{m_d}{M_Z}\right)^2 \frac{\sin \alpha}{\cos \beta} \\
\tilde{\eta}_{d_R}^{(2)} &= \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \sin(\alpha + \beta) - \left(\frac{m_d}{M_Z}\right)^2 \frac{\sin \alpha}{\cos \beta}
\end{aligned}$$

# Apêndice D

## Limite de Unitariedade

A quarta geração de léptons pesados devem formar um dubleto de isospin fraco com as mesmas constantes de acoplamento que as três primeiras famílias de léptons. Foi possível estabelecer o limite mínimo para a massa destes léptons ( $M_\ell > 42,8$ ) GeV, através da reação  $e^+e^-$  na vizinhança do pico do  $Z$  [11]. De outro lado, nós podemos obter teoricamente os limites sobre as massas e sobre os parâmetros do MSSM usando os limites de unitariedade [30].

Em analogia com a referência [31], nós podemos usar a saturação destes limites para as amplitudes de três processos visando determinar um limite na massa dos férmions, acima do qual, a expansão perturbativa quebra. Assim nós temos que a análise da amplitude de onda parcial  $J = 0$  para a reação  $F_i\bar{F}_i \rightarrow F_j\bar{F}_j$ , envolvendo férmions pesados, limita a massa do lépton carregado pesado, a qual deve satisfazer

$$M_\ell \leq \left( \frac{4\sqrt{2}\pi}{G_F} \right)^{1/2} \cos \beta = 1200 \cos \beta \text{ (GeV)}. \quad (\text{D.1})$$

De forma similar se nós consideramos uma nova geração de quarks pesados (U, D), suas massas também estão limitadas por unitariedade e devem satisfazer as seguintes relações

$$\begin{pmatrix} M_U \\ M_D \end{pmatrix} \leq \left( \frac{4\sqrt{2}\pi}{3G_F} \right)^{1/2} \begin{pmatrix} \sin \beta \\ \cos \beta \end{pmatrix} = 710 \begin{pmatrix} \sin \beta \\ \cos \beta \end{pmatrix} \text{ (GeV)}. \quad (\text{D.2})$$

Para  $\tan\beta = 3(5)$ , nós teremos  $M_t < 390$  (240) GeV,  $M_U < 670$  (700) GeV, and  $M_D < 225$  (140) GeV.

# Apêndice E

## Distribuições de Fótons.

Os fótons produzidos por *bremsstrahlung* obedecem a distribuição de Weiszäcker-Williams [32]

$$f_{\gamma/e}^{ww}(x) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1 + (1-x)^2}{x} \ln \left( \frac{s}{4m_e^2} \right), \quad (\text{E.1})$$

onde  $m_e$  é a massa do elétron e  $s$  é a energia do centro de massa do par  $e^+e^-$ . A fórmula acima dá a probabilidade (não normalizada) de encontrar um fóton de energia  $\omega = xE$  em um elétron de energia  $E$ . O espectro desta distribuição é picada para pequenos  $x$ , isto é, a maior parte de seus fótons são moles.

Fótons duros podem ser obtidos por laser *back-scattering*, o qual converte um feixe de elétrons em outro de fótons. Neste caso um intenso feixe de fótons é gerado por espalhamento inverso de Compton de fótons moles de um laser de alguns eV de energia. O espectro de energia dos fótons produzidos por laser-*back-scattering* é [33]

$$f_{\gamma/e}^L(x, \xi) \equiv \frac{1}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{dx} = \frac{1}{D(\xi)} \left[ 1 - x + \frac{1}{1-x} - \frac{4x}{\xi(1-x)} + \frac{4x^2}{\xi^2(1-x)^2} \right], \quad (\text{E.2})$$

onde  $\sigma_c$  é a seção total de choque de Compton e  $x$  representa a razão entre a energia do fóton espalhado e a energia inicial do elétron. Acima nós definimos



$$D(\xi) = \left(1 - \frac{4}{\xi} - \frac{8}{\xi^2}\right) \ln(1 + \xi) + \frac{1}{2} + \frac{8}{\xi} - \frac{1}{2(1 + \xi)^2}, \quad (\text{E.3})$$

com

$$\xi \equiv \frac{4E\omega_0}{m^2} \cos^2 \frac{\alpha_0}{2} \simeq \frac{2\sqrt{s}\omega_0}{m^2}, \quad (\text{E.4})$$

onde  $\omega_0$  é a energia do laser e ( $\alpha_0 \sim 0$ ) é o ângulo de colisão entre o laser e o elétron. É importante notar a partir das expressões acima, que o valor máximo de  $x$  é

$$x_m = \frac{\omega_m}{E} = \frac{\xi}{1 + \xi}. \quad (\text{E.5})$$

Da equação (E.2) pode-se ver que a fração de fótons com uma energia próxima do valor máximo cresce com  $E$  e  $\omega_0$ . Usualmente, a escolha de  $\omega_0$  é tal que não é possível criar pares de  $e^+e^-$  a partir da interação entre o fóton espalhado e o laser. Se isto fosse possível seria bastante reduzida a conversão de elétrons a fótons. Em nosso cálculo numérico, nós assumimos  $\omega_0 \simeq 1.26$  eV. Assim para os feixes do NLC ( $\sqrt{s} = 500$  GeV), nós temos  $\xi \simeq 4.8$ ,  $D(\xi) \simeq 1.9$  e  $x_m \simeq 0.83$ .

# Bibliografia

- [1] M. Chanowitz, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **38**, 323 (1988).
- [2] L. Abbott and E. Fahri, *Phys. Lett.* **101B**, 69 (1981); L. Abbott and E. Fahri, *Nucl. Phys.* **B189**, 547 (1981).
- [3] S. Dawson et al., *Phys. Rev.* **D31**, 1581 (1985).
- [4] S. Dimopoulos, *Nucl. Phys.* **B168**, 69 (1981); E. Fahri and L. Susskind, *Phys. Rev.* **D20**, 3404 (1979); J. Ellis *et. al.*, *Nucl. Phys.* **B182**, 529 (1981).
- [5] Veja, *e.g.*, P. Langacker, *Phys. Rep.* **72**, 185 (1981).
- [6] J.L. Hewett and T.G.Rizzo, *Phys. Rep.* **183**, 193 (1989).
- [7] S. D. Willenbrock e D. A. Dicus, *Phys. Lett.* **156B**, 429 (1985).
- [8] J. E. Cieza Montalvo, O. J. P. Éboli and S. F. Novaes, *Phys. Rev.* **D46**, 181 (1991).
- [9] J. E. Cieza Montalvo and O. J. P. Éboli, *Phys. Rev.* **D47**, 837 (1992).
- [10] H. E. Haber and G. L. Kane, *Phys. Rep.* **117**, 75 (1985).
- [11] OPAL Collaboration, *Phys. Lett.* **B252**, 290 (1990).
- [12] J. Gunion and H. E. Haber, *Nucl. Phys.* **B272**, 1 (1986); **B278**, 449 (1986).
- [13] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett.* **265B**, 475 (1991).

- [14] S. D. Willenbrock, Phys. Rev. D**35**, 173 (1986).
- [15] L. Rosenberg, Phys. Rev. **129**, 2786 (1963); S. L. Adler, Phys. Rev. **177**, 2426 (1968).
- [16] T. G. Rizzo, Phys. Rev. D**22**, 178 (1980).
- [17] C. N. Yang, Phys. Rev. **77**, 242 (1950).
- [18] D. A. Dicus and P. Roy, Phys. Rev. D**44**, 1593 (1991).
- [19] D. Duke and J. Owens, Phys. Rev. D**30**, 49 (1984).
- [20] V. Barger, T. Han and J. Ohnemus, Phys. Rev. D**37**, 1134 (1988).
- [21] I. Hinchliffe, Intern. J. Mod. Phys. A**4**, 3867 (1989).
- [22] E. Farhi e L. Susskind, Phys. Rep. **74**, 277 (1981).
- [23] M. Claudson, E. Fahri, and R. Jaffe, Phys. Rev. D**34**, 873 (1986).
- [24] J. Wudka, Phys. Lett. **167B**, 337 (1986).
- [25] C. Korpa and Z. Ryzak, Phys. Rev. D**34**, 2139 (1986).
- [26] J.M. Cornwall, D.N. Levin, and G. Tiktopoulos, Phys. Rev. D**10**, 1145 (1974).
- [27] L3 Collab., B. Adeva *et al.*, Phys. Lett. **B241**, 416 (1991); Phys. Lett. **B252**, 713 (1991).
- [28] O background associado aos fótons emitidos por *bremstrahlung* foram analisados por E. Yehudai, Phys. Rev. D**42**, 771 (1990).
- [29] E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane, and C. Quigg, Rev. Mod. Phys. **56**, 579 (1984).
- [30] D. A. Dicus and S. Nandi, Phys. Rev. D**31**, 611 (1985); R. Casalbuoni *et al.*, Phys. Lett. **191B**, 409 (1987).
- [31] M. S. Chanowitz, M. A. Furman and I. Hinchliffe, Nucl. Phys. **B153**, 402 (1979).