IFT

Instituto de Física Teórica
Universidade Estadual Paulista

TESE DE DOUTORAMENTO

IFT–T.003/97

# Busca de Subestrutura Fermiônica em Colisões Elétron-Fóton

Eduardo de Moraes Gregores

INSTITUTO DE FÍSICA TEÓRICA
290
BIBLIOTECA

Orientador

*Prof. Dr. Sérgio Ferraz Novaes*

- Julho 1997 -

*Aos meus pais, Raphael e Laise*

*À minha mulher, Alexandra*

*E aos meus filhos, Rafael, Diana e Natália.*

# Agradecimentos

Gostaria de expressar meus sinceros agradecimentos àqueles sem os quais a elaboração desta tese não teria sido possível.

– Ao meu orientador, Dr. Sérgio F. Novaes, pela sua paciência, disponibilidade e competência na orientação de meus estudos, bem como pela preocupação que sempre demonstrou por todos os assuntos relacionados à minha vida acadêmica.

– Ao Dr. Oscar J. P. Éboli, Dr. Adriano A. Natale, Dra. Dominique Spehler, Dr. Juan C. Montero e Dra. M. C. Gonzalez-Garcia, com os quais tive o prazer e privilégio de colaborar.

– À FAPESP pelo apoio financeiro.

– À todos os colegas, professores e funcionários, cujos nomes aqui não aparecem, mas que colaboraram para minha formação e tornaram agradáveis e produtivos estes anos no Instituto.

– Finalmente, gostaria de agradecer aos meus pais, Raphael e Laise, e à minha mulher, Alexandra, pelo constante incentivo e apoio.

# Resumo

Nesta tese estudamos a potencialidade de aceleradores $e^+e^-$, dedicados às reações $e\gamma$, para descobrir nova física, utilizando o métodos de conversão $e \to \gamma$ denominado "laser backscattering". É analisada a capacidade destes aceleradores de buscar novas partículas preditas por modelos Compostos, tais como estados excitados dos atuais férmions, através do estudo das reações $e\gamma \to e\gamma$ e $e\gamma \to W\nu$. É mostrado que o uso de feixes polarizados é capaz de não só aumentar a sensibilidade da máquina para descobrir nova física, como também é instrumento fundamental para a determinação das propriedades desses estados excitados. Mostramos também como a polarização dos feixes pode ser utilizada para discernir possíveis desvios do Modelo Padrão advindos da existência de subestrutura, daqueles provenientes de um acoplamento tríplice anômalo entre os bósons de gauge.

# Abstract

In this thesis, we discuss the potentiality of $e^+e^-$ colliders dedicated to $e\gamma$ reactions to discover new physics, using the conversion mechanism called "laser backscattering". We analyze the capacity of these machines in searching for new particles predicted by composite models, such as excited states of the usual fermions, by studying the reactions $e\gamma \to e\gamma$ and $e\gamma \to W\nu$. It is shown that the use of polarized beams leads to an improvement of the sensibility of the machine in the search for new physics, and provides an essential tool for the determination of the properties of such excited states. We show also that beam polarization can be used to discriminate the deviations from the standard model arising from the existence of substructure, from those due to trilinear anomalous coupling of the gauge bosons.

# Índice

**Introdução** 1

**1 Modelos Compostos** 8

1.1 Alguns Modelos de Composição . . . . . 8

1.1.1 O Modelo de Rishons . . . . . 8

1.1.2 O Modelo de Confinamento para as Interações Fracas . 12

1.1.3 Lagrangianas Efetivas de Interação . . . . . 15

1.2 Limites Experimentais . . . . . 17

1.2.1 Limites Obtidos no LEP2 . . . . . 18

1.2.2 Limites Obtidos no HERA . . . . . 26

1.2.3 Limites Astrofísicos: Perda de Energia em Gigantes Vermelhas . . . . . 30

**2 Colisões Elétron-Pósitron, Elétron-Fóton e Fóton-Fóton com Feixes Polarizados** 33

2.1 Seção de Choque para Estados Iniciais Polarizados . . . . . 35

2.1.1 Polarização Linear e Circular, e Parâmetros de Stokes . 36

2.1.2 Matriz Densidade e Polarização . . . . . 38

2.1.3 Amplitude Invariante para Feixes Polarizados . . . . . 40

2.2 Obtenção de Feixes de Fótons a Altas Energias . . . . . 43

2.2.1 A Distribuição de Weizsäcker-Williams . . . . . 45
2.2.2 O Método de "Laser Backscattering" . . . . . 46

**3 Estados Leptônicos Excitados em Colisões Elétron-Pósitron e Elétron-Fóton com Feixes Polarizados** **52**

3.1 O Processo $e\gamma \to e\gamma$ . . . . . 53
3.2 O Processo $e^+e^- \to \gamma\gamma$ . . . . . 64
3.3 Amplitudes de Helicidade dos Processos. . . . . 69

**4 Discriminando Cenários de Nova Física no NLC: o Papel da Polarização** **74**

4.1 Sinais Característicos dos Férmions Excitados . . . . . 75
4.2 Acoplamentos Anômalos Entre os Bósons de Gauge . . . . . 82
4.3 Análise e Estratégia de Discriminação. . . . . 85

**Conclusão** **87**

**A Rotinas para Cálculo Numérico** **91**

A.1 O pacote EXCIT . . . . . 92
A.2 O pacote ANOC . . . . . 95

**Bibliografia** **98**

# Lista de Figuras


1.1 Limites obtidos por Aleph . . . . . 21
1.2 Limites obtidos por Delphi . . . . . 22
1.3 Limites obtidos por Opal . . . . . 23
1.4 Limites obtidos por L3 . . . . . 25
1.5 Limites obtidos por ZEUS . . . . . 27
1.6 Limites astrofísicos . . . . . 31

2.1 Esquema do "Next Linear Collider" . . . . . 34
2.2 Comparação das seções de choque $e^+e^-$, $e\gamma$ e $\gamma\gamma$ . . . . . 35
2.3 Distribuição de Weizsäcker-Williams . . . . . 45
2.4 Esquema do "Laser Backscattering" . . . . . 47
2.5 Função de distribuição de "Laser Backscattering" . . . . . 48
2.6 Polarização circular dos fótons para $P_{\text{laser}} = -1$ . . . . . 49
2.7 Polarização circular dos fótons para $P_e = -1$ . . . . . 50

3.1 Diagramas de Feynman do processo $e\gamma \to e\gamma$ . . . . . 54
3.2 Distribuição de massa invariante . . . . . 55
3.3 Energia do subprocesso e polarização dos fótons . . . . . 56
3.4 Contorno de descoberta para spin 1/2 . . . . . 59
3.5 Contorno de descoberta para spin 3/2 . . . . . 60

3.6 Assimetria $\delta_e$ . . . . . 61
3.7 Assimteria $\delta_\gamma$ . . . . . 62
3.8 Distribuição angular para $e^+e^- \to \gamma\gamma$ . . . . . 64
3.9 Assimetria "left-right" . . . . . 65
3.10 Limites de descoberta para o LEP II . . . . . 66
3.11 Comparação dos limites de descoberta para spin 1/2 . . . . . 67
3.12 Comparação dos limites de descoberta para spin 3/2 . . . . . 68

4.1 Diagramas de Feynman do processo $e\gamma \to W\nu_e$ . . . . . 75
4.2 Distribuição de momento transversal para $M_E = 350$ GeV . . 76
4.3 Distribuições para $f = f' = 1$, e $M_E = \Lambda = 500$ GeV . . . . . 77
4.4 Distribuições para $f = -f' = 1$, e $M_N = \Lambda = 300$ GeV . . . . 78
4.5 Limites de descoberta para $f = f' = 1$ . . . . . 79
4.6 Limites de descoberta para $f = -f' = 1$ . . . . . 80
4.7 Efeitos da variação em $\Delta\kappa_\gamma$ . . . . . 83
4.8 Efeitos da variação em $\lambda_\gamma$ . . . . . 84
4.9 Assimetria de polarização . . . . . 86

# Introdução

A presente teoria da física de partículas elementares, o modelo de Weinberg-Salam, descreve com sucesso todos os resultados experimentais até uma distância típica da ordem de $10^{-16}$ cm. Apesar de seu extraordinário sucesso, parece natural pensar que o chamado Modelo Padrão seja apenas uma teoria efetiva a "baixas energias" de uma teoria mais profunda. A replicação das famílias, sua universalidade nas interações com os bósons de gauge e a hierarquia no padrão de massa dos férmions parecem indicar a existência de uma estrutura comum na constituição dos quarks e léptons, e suas interações com os bósons de gauge.

Na tentativa de explicar estes padrões, foram formulados nos últimos 20 anos vários modelos que propuseram a existência de novas partículas que seriam os constituintes das atuais partículas elementares. Estas novas partículas seriam governadas por dinâmica ainda desconhecida, sendo a fenomenologia descrita pelo Modelo Padrão apenas a sua manifestação a energias mais baixas.

A existência de um novo nível de matéria pode levar às consequências mais diversas, podendo se manifestar tanto em medidas de precisão a baixas energias, quanto em experimentos realizados em aceleradores. A baixas energias, a existência de subestrutura poderia ocasionar, por exemplo, desvios

na medição do momento magnético anômalo do elétron e do múon. Na fenomenologia envolvida na física de altas energias seus efeitos poderiam ser detectados através da produção de partículas exóticas, (*e.g.* leptoquarks) ou através de efeitos indiretos, como excesso de jatos produzidos com alto momento transversal em colisões hadrônicas. Porém, dentre todas as possibilidades, nenhuma seria mais marcante e incontestável que a própria descoberta da existência de estados excitados das partículas hoje consideradas fundamentais. Tais estados excitados poderiam ser criados como uma ressonância, fornecendo não apenas um sinal claro de sua existência, mas também de sua massa e largura de decaimento, permitindo uma descrição bastante acurada de suas características.

É natural supor que estados excitados sejam produzidos prioritariamente a partir de seus estados fundamentais, através da absorção de um fóton, passando assim para um nível de energia mais alto. Deste modo, formulamos a tese de que uma excelente maneira de se verificar a existência de subestrutura fermiônica é buscar por seus indícios em colisões elétron-fóton. Em particular, mostramos os benefícios que o emprego de feixes polarizados pode proporcionar, tanto no aumento da potencialidade de descoberta do acelerador, como na possibilidade de identificação das propriedades destes novos estados. Além disso, mostramos que o uso de feixes polarizados é também uma poderosa ferramenta para determinar se novos fenômenos, que porventura venham a ser descobertos, seriam devidos à existência de subestrutura, ou devidos a outras possíveis extensões do Modelo Padrão.

Para tanto, iniciamos com uma breve revisão de alguns modelos de composição. A título de exemplo são apresentados o modelo de Rishons, um

modelo de confinamento para as interações fracas, e um modelo que utiliza lagrangianas efetivas. Estes modelos mostram três motivações distintas para o estudo de composição.

No modelo de Rishons é buscado a simplicidade, a redução do número de constituintes da matéria considerados fundamentais. Postulando a existência de apenas duas partículas fundamentais, constrói-se o espectro de partículas conhecido. O esquema proposto leva, no entanto, a um aumento na taxa de decaimento do próton e à existência de correntes neutras que trocam sabor (FCNC). Estas consequências, dentre outras, acabaram por inviabilizar sua aceitação. No entanto, sua motivação é predominantemente estética permanece como um guia na construção de modelos.

O modelo de confinamento para as interações fracas foi proposto na tentativa de solucionar um problema fundamental da atual teoria da física de partículas. O princípio norteador que hoje utilizamos para a descrição dos fenômenos envolvendo as partículas fundamentais é o da invariância de gauge. Nele, as interações entre os diversos campos são consequência do fato de que o comportamento destes campos não deve se modificar se forem submetidos a transformacões de gauge locais. Para que isto ocorra, os campos de matéria devem possuir massa nula. Sabemos, no entanto, que campos de matéria massivos existem. Esta aparente incoerência remete-nos inevitavelmente à questão: como descrever férmions massivos sem destruir a invariância de gauge da teoria? Uma das soluções é postular que as características associadas à existência de massa são resultantes da interação destas partículas com um campo neutro que deve ter dimensão de massa, isto é, que seja escalar. Além disso, é necessário que ele permeie todo o espaço, isto é, que

possua no vácuo valor esperado diferente de zero. Esta linha de pensamento, apesar de bastante peculiar, deu origem ao mecanismo de quebra espontânea de simetria, peça fundamental do Modelo Padrão. Visto que, até o presente momento, não foi encontrada nenhuma evidência experimental que indicasse a existência de campos fundamentais de spin zero, foram sugeridas algumas soluções alternativas para o problema da geração de massa para os férmions. Uma delas é o modelo de confinamento para as interações fracas. Este modelo postula a existência de campos fermiônicos fundamentais – os préons – e a existência de um dubleto escalar necessário para ligar estes préons, de modo a produzir os férmions observados. Aqui, a interação fraca é vista como sendo a interação efetiva a baixas energias de uma interação "forte". São o resultado de uma teoria de gauge confinante que mantém ligados os constituintes dos férmions observados, a uma escala da ordem de $G_F^{-1/2}$. A massa dos atuais férmions torna-se assim um efeito resultante da dinâmica inerente a este novo nível de matéria.

Porém, como não existe nenhum indício fenomenológico de como uma possível subestrutura poderá se manifestar, a melhor maneira de se investigar o assunto é através do emprego de lagrangianas efetivas que descrevam a interação dos estados fermiônicos excitados com os bósons de gauge e férmions usuais. Deste modo, qualquer que seja a dinâmica de uma possível subestrutura, as suas consequências fenomenológicas poderão ser preditas e analisadas. Através da comparação com os resultados experimentais, os parâmetros da lagrangiana efetiva poderão ser determinados, fornecendo indícios do modelo a ser usado para a descrição deste novo nível de estrutura da matéria. Este foi o caminho por nós escolhido para investigar os indícios

que a existência de composição pode acarretar.

Utilizamos dois tipos básicos de lagrangianas efetivas. Primeiramente consideramos apenas acoplamentos do elétron com seu estado excitado e o fóton, permitindo que o estado excitado possua tanto spin 1/2 como 3/2 e sua natureza quiral permaneça indeterminada. Posteriormente, utilizamos uma lagrangiana efetiva invariante por transformações de gauge $SU(2) \times U(1)$, de modo que os estados excitados formem dubletos de isospin. Apesar desta abordagem fixar sua natureza quiral como sendo de mão esquerda, e de assumir que o estado excitado possua spin 1/2, uma grande variedade de consequências fenomenológicas é mantida em aberto através do uso de fatores de peso diferentes para a as constante de acoplamento dos campos de gauge de $U(1)$ e de $SU(2)$. Este tipo de lagrangiana efetiva é atualmente muito utilizada pelas diversas colaborações experimentais que procuram por sinais de composição aceleradores de partículas. Uma possibilidade que surge ao utilizarmos este tipo de lagrangiana, é o aparecimento de estados excitados do neutrino que se acoplam com o fóton e os neutrinos usuais. Uma das consequências deste tipo de acoplamento é a possibilidade de aniquilamento de fótons em neutrinos a nível de árvore, com importantes consequências em astrofísica, através da perda da energia luminosa irradiada pelas estrelas. Avaliamos este fenômeno, e pudemos então determinar os limites astrofísicos para existência de subestrutura.

Fazemos a seguir uma revisão da caracterização dos estados de polarização no eletromagnetismo clássico e de seu correlato quântico através da matriz densidade. Torna-se assim possível a formulação da amplitude invariante em função das amplitudes de helicidade, e dos parâmetros que descrevem o

estado de polarização dos estados iniciais.

Feito isto são apresentados dois métodos para a obtenção de colisões elétron-fóton em aceleradores elétron-pósitron. Introduzimos a aproximação de fóton equivalente, cujo espectro de energia é descrito pela distribuição de Weiszacker-Williams, e mostramos em seguida o método de conversão de um dos feixes do acelerador em um feixe de fótons, conhecido como "laser backscattering". Através do uso deste método, torna-se possível a obtenção de feixes de fótons altamente energéticos com estado de polarização definido a partir dos parâmetros de polarização do feixe inicial e do laser que sobre ele incide.

Uma vez apresentadas as ferramentas a serem utilizadas, passamos ao estudo das consequências fenomenológicas resultantes da existência de léptons excitados de spin 1/2 e 3/2 em colisões elétron-fóton. Examinamos a potencialidade da próxima geração de aceleradores lineares com feixes polarizados para fornecer informações sobre o spin e acoplamento destas partículas. Neste trabalho, procuramos possíveis desvios do Modelo Padrão nas reações $e\gamma \to e\gamma$ quando um férmion excitado de spin 1/2 ou 3/2 é trocado como uma contribuição adicional à QED. Em particular, concentramos nossa atenção na possibilidade de distinguir o spin de tais estados e a natureza quiral de seu acoplamento através do uso de feixes polarizados, bem como determinar a melhor relação sinal–"background". Analisamos também, para efeito de comparação, as consequências fenomenológicas que tais estados excitados poderão produzir em colisões $e^+e^- \to \gamma\gamma$.

Estudamos também os desvios em relação às predições do modelo padrão para a reação $e\gamma \to W\nu_e$ devidos a duas possíveis fontes de nova física. Ana-

lisamos os efeitos associados à existência de férmions excitados de spin 1/2, e comparamos com aqueles provenientes do acoplamento anômalo tríplice entre os bósons de gauge. Discutimos como o uso da polarização pode aumentar a capacidade da máquina na busca por tais estados excitados, e mostramos que a análise simultânea de ambos os canais $e\gamma$ e $W\nu_e$ permite discriminar os sinais provenientes da existência de elétrons excitados daqueles proveniente da existência de acoplamentos anômalos entre os bósons de gauge. A produção isolada de $W$ é também o principal canal para a procura de neutrinos excitados quando o elétron excitado não se acopla ao fóton. Neste caso, obtém-se uma redução no número total de eventos, se comparado com o previsto pelo Modelo Padrão. Acoplamentos tríplices anômalos podem também levar à diminuição do número de eventos, o que poderia ser interpretado como sendo devido à existência de neutrinos excitados. Para discernir a origem destes sinais propomos a medição de uma assimetria capaz de identificar a origem de tais desvios.

Concluimos então, a partir destas análises, que colisões elétron-fóton podem, de fato, proporcionar indícios marcantes da possível existência de subestrutura fermiônica, e que o emprego de feixes polarizados é de extrema importância para a determinação das características de tais estados, bem como para o discernimento dos sinais provenientes da existência de subestrutura daqueles oriundos de outras hipóteses que levem a desvios das previsões do Modelo Padrão.

# Capítulo 1

# Modelos Compostos

## 1.1 Alguns Modelos de Composição

Vários artigos de revisão foram dedicados a este tema [1], que se mostrou bastante prolífero no final dos anos 70 e início dos anos 80. Dentre os numerosos modelos propostos podemos ressaltar aqueles propostos por Pati e Salam [2], Terazawa [3], Harari [4], Shupe [5], Susskind [6], Greenberg [7], Abbot e Farhi [8], e Fritzsch [9], entre outros. Faremos a seguir uma breve digressão sobre as principais características de três destas abordagens.

### 1.1.1 O Modelo de Rishons

Uma grande fonte de inspiração para a construção deste modelo [4] é a constatação do padrão observado na replicação das gerações de férmions. Dentro de cada geração, quarks e léptons aparecem de maneira análoga, e cada geração reproduz todas as propriedades de sua predecessora, exceto pelo valor das massas, levando a crer na existência de entidades fundamentais cuja combinação criaria a primeira geração de quarks e léptons, sendo as

gerações seguintes simples excitações desse mesmo sistema.

Algumas consequências desse tipo de esquema é que, se a segunda geração for uma excitação da primeira, transições do tipo $\mu \rightarrow e + \gamma$ e $s \rightarrow d + \gamma$ seriam permitidas, devendo ser suprimidas por fatores representando a escala de tais sistemas. Além disso, se quarks e léptons forem feitos do mesmo tipo de objeto, seria possível a ocorrência de violação dos números bariônico e leptônico.

Tendo-se em mente que qualquer subestrutura deva envolver distâncias que são algumas ordens de magnitude menores que as acessíveis pelos experimentos presentes, não podemos de forma alguma excluir a possibilidade de que a dinâmica relevante a essa escala seja completamente distinta de tudo que tenha sido observado até o momento. Seria prematuro assumir, por exemplo, que as atuais teorias de gauge são suficientes para explicar completamente os fenômenos envolvidos nessa nova e desconhecida escala. É sugerido neste modelo que tanto as características de cor quanto de sabor são geradas por uma combinação dos blocos fundamentais, não podendo ser atribuidas aos blocos em si.

Neste modelo de composição de quarks e léptons, assume-se que a carga fundamental é $1/3$ da carga do elétron. Os blocos constituintes consistem em dois objetos de spin $1/2$, um com carga $Q = 1/3$, e o outro neutro. A partícula carregada é o *rishon* [1] $T$ e a neutra o *rishon* $V$ . Suas antipartículas são o $\bar{T}(Q = -1/3)$ e $\bar{V}(Q = 0)$.

Os férmions seriam constituídos por três rishons. São possíveis oito com-

[1] Rishon significa primário, original, em Hebreu.

binações:

*(i)* $TTT$. Este é um férmion com $Q = +1$, identificado como sendo o pósitron.

*(ii)* $TTV$, $TVT$ e $VTT$. Estes formam três férmions com $Q = +2/3$, identificados como sendo os três estados de cor do quark $u$.

*(iii)* $TVV$, $VTV$ e $VVT$. Estes formam três férmions com $Q = -1/3$, identificados como sendo os três estados de cor do antiquark $\bar{d}$.

*(iv)* $VVV$. Um férmion neutro identificado como sendo o $\nu_e$.

As antipartículas seriam formadas pelas correspondentes combinações de anti-rishons.

Neste tipo de esquema os léptons não possuiriam cor por serem formados por apenas um tipo de rishon. Os quarks teriam três cores pois existiriam três possíveis combinações de rishons diferentes.

Se for assumido que o número de rishons é conservado, teremos dois números quânticos aditivos:

$$\begin{aligned} n(T) - n(\bar{T}) &= 3Q \,, \\ n(V) - n(\bar{V}) &= 3Q - 3(B - L) \,, \end{aligned} \tag{1.1}$$

onde $Q$, $B$ e $L$ são respectivamente a carga elétrica, o números quântico bariônico, e o número quântico leptônico.

Processos que violem o número bariônico são permitidos, como por exemplo $u + u \to \bar{d} + e^+$ ou, de forma equivalente, $(TTV) + (TTV) \to (TVV) + (TTT)$. Este é o processo responsável pelo decaimento do próton em esquemas de grande unificação como, por exemplo, o $SU(5)$.

A observação empírica de que a soma das cargas no interior de uma família se anula pode, neste esquema, ser explicada pelo fato de que duas das partículas seriam formadas por rishons ao passo que as outras duas seriam formadas por anti-rishons. O mesmo argumento também é válido para explicar que $B - L = 0$ dentro de cada família. É interessante notar também que o átomo de hidrogênio conteria igual número de rishons e anti-rishons. Neste modelo, matéria e antimatéria seriam igualmente abundantes no Universo.

Da mesma forma que os férmions, os bósons de gauge atuais seriam também compostos por rishons. O $W^+$ $(Q = 1, B - L = 0)$ corresponde a um estado da forma $(TTTVVV)$ e age sobre um férmion como, por exemplo,

$$W^+|\bar{V}\bar{V}\bar{V}\rangle = |TTT\rangle \quad \text{e} \quad W^+|\bar{T}\bar{V}\bar{V}\rangle = |VTT\rangle\,, \tag{1.2}$$

levando às transições $W^+\bar{\nu}_e \to e^+$ e $W^+d \to u$. O $W^-$ é construído de forma análoga carregando os números quânticos de $(\bar{T}\bar{T}\bar{T}\bar{V}\bar{V}\bar{V})$. O glúon apenas rearranja os rishons dentro do quark, transformando um estado $TVV$ em $VTV$, e assim por diante. Podem ocorrer também transições, por exemplo, entre o estado fundamental de $TTV$ (quark $u$) e o estado excitado de $\bar{V}\bar{V}\bar{T}$ (quark $s$). A intensidade relativa destas transições define os ângulos da matriz de Kobaiashi–Maskawa. Os bósons vetoriais neutros seriam formados por combinações de rishons e anti-rishons.

O esquema formulado no modelo de rishons é extremamente econômico, pois propõe que toda matéria seja formada por apenas duas entidades fundamentais.

### 1.1.2 O Modelo de Confinamento para as Interações Fracas

Diferentemente do modelo de rishons, a principal fonte de inspiração para a elaboração deste modelo de composição [8] não é a busca de um espectro menor de partículas, cuja combinação explicaria a diversidade encontrada nas atuais partículas elementares. Antes, é uma tentativa de se encontrar um meio de gerar massa aos férmions, que não necessite utilizar o mecanismo de quebra espontânea de simetria.

Neste modelo, as interações fracas são vistas como sendo a interação efetiva a baixas energias de uma interação forte cuja escala é da ordem de $G_F^{-1/2}$. Imagina-se que as interações fracas são o resultado de uma teoria de gauge confinante que mantém ligados os constituintes dos férmions observados. Este modelo é bastante parecido com a teoria $SU(2)_L \times U(1)$ padrão, a não ser pelo fato de que a estrutura de gauge $SU(2)_L$ é considerada como sendo confinante ao invés de espontaneamente quebrada.

A elaboração deste modelo de interações fracas depende muito pouco da natureza da força confinante. Existem três características básicas que uma teoria de gauge confinante deve possuir de modo a proporcionar uma descrição das interações fracas a baixas energias: (*i*) deve possuir férmions compostos leves, em relação à escala $G_F^{-1/2}$; (*ii*) deve possuir uma simetria de gauge $SU(2)$ global, sob a qual os férmions compostos são dubletos; (*iii*) as interações fortes confinantes devem atuar apenas sobre os campos físicos de mão esquerda. O modelo de confinamento $SU(2)_L$ preenche estas condições e postula a existência de campos fermiônicos fundamentais – os préons – e a

existência de um dubleto escalar, necessário para ligar estes préons de modo a produzir os férmions observados.

Este modelo está baseado na mesma lagrangiana do modelo $SU(2)_L \times U(1)$ padrão. Para as três gerações de férmions, existiriam 12 dubletos $SU(2)_L$ de campos fermiônicos $\psi^a_{Li}(a = 1, 12;\ i = 1, 2)$ e um campo escalar complexo $\phi_i$, dubleto de $SU(2)_L$. Além destes, existiriam 24 campos fermiônicos de mão direita $\mathcal{U}^a_R$ e $\mathcal{D}^a_R$ que não sentiriam a força forte de $SU(2)_L$. As diferenças em relação ao Modelo Padrão são:

*(i)* O potencial do campo escalar é modificado de modo que o valor esperado no vácuo $< \phi >$ se anula, eliminando a quebra espontânea de simetria.

*(ii)* A constante de acoplamento do $U(1)$ é posta igual a $e$, constante de acoplamento eletromagnética ($e^2 = 1/137$).

*(iii)* A constante de acoplamento do $SU(2)_L$ tem seu valor aumentado de modo que as interações do $SU(2)_L$ tornam-se fortes a uma escala de energia da ordem de $G_F^{-1/2}$.

À escala de energia $G_F^{-1/2}$, as interações de cor $SU(3)$, as interações eletromagnéticas e as interações de Yukawa seriam todas fracas se comparadas à $SU(2)_L$, e poderiam ser desprezadas. Neste caso, não haveria mais distinção entre quarks e léptons, e entre as diferentes famílias, de modo que os 12 $\psi^a_{Li}$ dubletos de $SU(2)_L$ pertenceriam a uma simetria $SU(12)$ global. Além desta simetria $SU(12)$ dos férmions, existiria também uma simetria $SU(2)$ global associada aos campos escalares, de modo que a simetria global da teoria $SU(2)_L$ forte pode ser escrita como sendo $SU(12) \times SU(2)$.

Os férmions compostos seriam estados ligados dos dubletos de férmions fundamentais com o dubleto escalar complexo. Para cada tipo de férmion, são construídos dois singletos de $SU(2)_L$ com o campo escalar. Estes dois singletos formam um dubleto sob o $SU(2)$ global. Explicitamente,

$$\Psi_L^a = \begin{pmatrix} \phi_I^* \psi_{Li}^A \\ \epsilon_{ij} \phi_i \psi_{Li}^A \end{pmatrix} = \omega^\dagger \psi_{Li}^A \tag{1.3}$$

onde $\Psi_L^a$ são os férmions físicos, e $\omega$ é a representação matricial do campo escalar

$$\omega = \begin{pmatrix} \phi_1 - \phi_2^* \\ \phi_2 \phi_1^* \end{pmatrix} \tag{1.4}$$

a qual é invariante sob a transformação $\omega \to \omega \mathcal{U}$, onde $\mathcal{U}$ é uma matriz arbitrária de $SU(2)$. Note-se que $\Psi_L^a$ é um dubleto sob $SU(2)$ global, mas um singleto sob $SU(2)_L$, ao passo que $\psi_{Li}^A$ é um singleto global e um dubleto sobe o grupo de gauge $SU(2)_L$. Assim, os estados ligados fermiônicos $\Psi_L^a$ formam dois $\underline{12}$ de $SU(12)$.

As interações de cor e eletromagnéticas violam a simetria $SU(12) \times SU(2)$ global. O grupo $SU(3) \times U(1)$ destas interações é um subgrupo de $SU(12) \times SU(2)$ global para os campos de mão esquerda. Mesmo na presença destas interações, existiria ainda simetria quiral suficiente para que os estados aqui considerados permanecessem sem massa. No entanto, quando são incluídas as interações de Yukawa, esta simetria quiral é explicitamente quebrada, e os férmions compostos adquirem massa. Como as massas devem se anular quando a interação de Yukawa é desligada, elas devem ser da ordem de $\lambda G_F^{-1/2}$, onde $\lambda$ é a constante adimensional do acoplamento de Yukawa. Tipi-

camente, $\lambda \ll 1$ e as massas dos férmions físicos tornam-se muito menores que $G_F^{-1/2}$.

### 1.1.3 Lagrangianas Efetivas de Interação

Os modelos compostos não podem ser analisados perturbativamente, visto que os préons interagem fortemente na escala de energia em questão. Assim, devemos nos ater a lagrangeanas efetivas para descrever os acoplamentos dos estados excitados com os férmions usuais e os bósons de gauge. É requerido apenas que as lagrangianas efetivas conservem $CP$, e que respeitem a invariância de gauge $U(1)_{em}$. Consideramos um acoplamento tipo momento magnético anômalo entre o férmion excitado de spin 1/2 ($\Psi_{1/2}$), o férmion no estado fundamental ($\psi$), e o fóton, descrito pela lagrangiana efetiva [10, 11, 12]

$$\mathcal{L}_{1/2} = \frac{e}{2\Lambda}\bar{\Psi}_{1/2}\sigma^{\mu\nu}(A + B\gamma_5)\psi\, F_{\mu\nu} + \text{h.c.}\,, \tag{1.5}$$

onde $\Lambda$ é a escala de composição e $F_{\mu\nu}$ é o tensor do campo eletromagnético. Para o acoplamento dos férmions excitados de spin 3/2 ($\Psi^{\mu}_{3/2}$) [13] aos férmions usuais e ao fóton, adotamos a lagrangiana efetiva de mais baixa ordem, invariante de gauge $U(1)_{em}$, que pode ser construida a partir destes campos [14]

$$\mathcal{L}_{3/2} = \frac{e}{\Lambda}\bar{\Psi}^{\mu}_{3/2}\gamma^{\nu}(C + D\gamma_5)\psi\, F_{\mu\nu} + \text{h.c.}\,, \tag{1.6}$$

onde $\sigma_{\mu\nu} = i[\gamma_\mu, \gamma_\nu]/2$. As constantes $A$, $B$, $C$, e $D$ são definidas como sendo reais, de modo a preservar a invariância de $CP$. Estas lagrangianas efetivas podem ser incluídas em uma classe mais ampla de modelos que respeitam

a invariância de gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$, contanto que suas constantes de acoplamento sejam escolhidas de forma conveniente.

Nessa classe mais ampla invariante por $SU(2) \times U(1)$ [15], assume-se que o elétron excitado e seu neutrino formem um dubleto de isospin

$$L = \begin{pmatrix} N \\ E \end{pmatrix} \tag{1.7}$$

que se acopla ao dubleto de mão esquerda

$$l_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L = \frac{1-\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \tag{1.8}$$

através da lagrangiana de interação

$$\mathcal{L}_{1/2} = \frac{g\,f}{\Lambda} \overline{L} \sigma^{\mu\nu} \frac{\vec{\tau}}{2} l_L \partial_\mu \vec{W}_\nu \; + \; \frac{g'f'}{\Lambda} \overline{L} \sigma^{\mu\nu} Y \, l_L \partial_\mu B_\nu \quad + \text{h.c.} \,, \tag{1.9}$$

onde $f\,[f']$é o fator de escala da constante de acoplamento do $SU(2)\,[U(1)]$.

Construímos, de maneira similar, uma lagrangiana de interação para os elétrons excitados de spin 3/2 [16]

$$\mathcal{L}_{3/2} = \frac{g\,f}{\Lambda} \overline{L_\mu} \gamma_\nu \frac{\vec{\tau}}{2} l_L \vec{W}^{\mu\nu} + \frac{g'f'}{\Lambda} \overline{L_\mu} \gamma_\nu Y \, l_L B^{\mu\nu} \quad + \text{h.c.} \,. \tag{1.10}$$

Estas lagrangianas podem ser escritas como

$$\mathcal{L}_{1/2} = C_{FfV} \bar{F} \sigma^{\mu\nu} f_L \partial_\mu V_\nu \; + \; \text{h.c.} \tag{1.11}$$

e

$$\mathcal{L}_{3/2} = C_{FfV} \bar{F}_\mu \gamma_\nu f_L V^{\mu\nu} \; + \; \text{h.c.} \tag{1.12}$$

onde

$$\begin{aligned} C_{NeW} &= \frac{ef}{\sqrt{2}\,\Lambda \sin\theta_W} \\ C_{N\nu Z} &= \frac{e}{2\Lambda}(f\,\cot\theta_W + f'\,\tan\theta_W) \\ C_{EeZ} &= \frac{-e}{2\Lambda}(f\,\cot\theta_W - f'\,\tan\theta_W) \\ C_{N\nu\gamma} &= \frac{e(f-f')}{2\Lambda} \\ C_{Ee\gamma} &= \frac{-e(f+f')}{2\Lambda} \end{aligned} \tag{1.13}$$

## 1.2 Limites Experimentais

As lagrangianas acima possuem limites impostos por experimentos realizados em aceleradores, por medidas astrofísicas, e pelos seus efeitos na fenomenologia de baixas energias. Os férmions excitados podem contribuir para a violação de paridade no espalhamento elétron-dêuteron [17], e para o momento magnético anômalo dos léptons ($e$ e $\mu$) [18].

Foram calculados em [10] os efeitos que a existência de léptons excitados de spin 1/2 podem causar no momento magnético anômalo ($\chi$). Utilizando-se uma lagrangiana efetiva correspondente à (1.5), na aproximação em que $\Lambda \simeq M \gg m$, com $m$ sendo a massa do lépton usual, obteve-se que

$$\chi \simeq \frac{4\alpha}{\pi}(|A|^2 - |B|^2)\frac{m}{M} + \frac{9\alpha}{2\pi}(|A|^2 + |B|^2)\frac{m^2}{M^2}\,. \tag{1.14}$$

A partir das medidas de $(g-2)$ para o elétron $\delta\chi_e < 2 \times 10^{-10}$ [19], e múon $\delta\chi_\mu < 8 \times 10^{-9}$ [20], foram obtidos limites para as constantes de acoplamento $A$ e $B$ e a massa do estado excitado. Quando apenas $A$ ou $B$ é

relevante,

$$\frac{|A|^2-|B|^2}{M_E} < \frac{1}{22}\,\text{TeV} \quad \text{e} \quad \frac{|A|^2-|B|^2}{M_\mu^*} < \frac{1}{110}\,\text{TeV}, \tag{1.15}$$

e quando $|A| = |B|$,

$$\frac{|A|^2+|B|^2}{M_E^2} < \left(\frac{1}{3.8}\right)^2 \text{GeV}^2 \quad \text{e} \quad \frac{|A|^2+|B|^2}{M_\mu^{*2}} < \left(\frac{1}{110}\right)^2 \text{GeV}^2. \tag{1.16}$$

A partir destes resultados podemos ver que os limites devidos à contribuição dos léptons excitados ao momento magnético anômalo do elétron e múon podem ser atenuados se considerarmos apenas acoplamentos de mão direita ($A = B$), ou de mão esquerda ($A = -B$).

### 1.2.1 Limites Obtidos no LEP2

O Large Electron Positron Collider (LEP) [21] do CERN, é um síncroton com diâmetro médio de 8,5 km, composto por 8 seções retas de 500 metros e 8 arcos de 2,8 km cada. Seus componentes encontram-se em um túnel subterrâneo de cerca de 4 metros de largura escavado a uma profundidade média de 100 metros, sob a fronteira entre a França e a Suíça. Em seu tubo circulam, em sentidos opostos, os feixes de elétrons e pósitrons que se interceptam em 8 pontos distintos. Em 4 destes pontos o feixe de pósitrons é separado do feixe de elétrons por separadores eletrostáticos, colidindo nos outros 4 pontos onde estão instalados os laboratórios que compartilham o mesmo feixe: Aleph, Delphi, Opal e L3 [22].

Os detectores da Aleph, Delphi e Opal seguem aproximadamente o mesmo desenho; um detector de microvértice junto ao "beam-pipe", seguido por

uma "Time Projection Chamber" (TPC), pelo calorímetro homogêneo eletromagnético, e finalmente pelos calorímetros por amostragem hadrônicos e de múons. Entre as placas absorvedoras das câmaras de múons são utilizadas câmaras de arrasto para uma melhor identificação da localização dos múons.

O desenho do L3 é um pouco diferente dos demais. Ele é projetado para ser um detector de múons de alta precisão. Diferentemente dos outros detectores, ele não possui absorvedores passivos de ferro entre as câmaras, o que limitaria a sua precisão. Seu detector de múons é composto por 8 pares de módulos que deslizam sobre um tubo suporte onde estão inseridos a TPC e o calorímetro eletromagnético, formando uma estrutura de octógono. Sua maior precisão deve-se ao fato de serem eliminados os espalhamentos múltiplos no material absorvedor. Em contrapartida, seu tamanho é muito maior que o dos outros detectores.

Em sua primeira fase, o LEP operou a uma energia de 92 GeV, atuando como uma fábrica de $Z^0$. A determinação com grande precisão da largura do $Z^0$, tornou possível o estabelecimento de limites sem precedentes para existência de diversos modelos, seja através da produção direta de novas partículas, seja através de seus efeitos virtuais.

Para estabelecer os limites decorrentes da existência de subestrutura, além da procura direta por estados leptônicos excitados, foram investigados os efeitos que estes estados poderiam causar, a nível de "1-loop", nos observáveis medidos no pico do $Z^0$ [23]. Usando o modelo descrito na referência [15], foram computados seus efeitos nos parâmetros eletrofracos, devidos às correções oblíquas e de vértice. Os resultados mostraram que os efeitos da existência de composição são comparáveis à sensibilidade experimental pre-

sente, mas não são capazes de impôr limites muito mais fortes do que aqueles advindos da procura direta por tais estados excitados.

Como visto acima, a existência de composição leva ao surgimento de contribuições ao momento magnético anômalo dos léptons. Se assumirmos que a interação dos férmions excitados com os férmions usuais e os bósons de gauge é descrita pelo modelo da referência [15], onde as interações fracas estão incluídas, a existência de composição contribuirá para o momento magnético fraco. Assim, foram calculados em [24] os efeitos induzidos pelos léptons excitados, a nível de "1-loop", nos fatores de forma magnético e magnético fraco anômalos dos léptons $\tau$ produzidos no decaimento do $Z^0$. Estes cálculos mostraram que os limites advindos de medidas a baixas energias de $(g-2)$ limitam severamente a possibilidade destes fenômenos serem observados nos experimentos realizados pelas colaborações do LEP.

Em sua fase atual, chamada LEP2, este acelerador está operando a uma energia ao redor do limiar de produção de pares de $W$ ($\sim$ 160 GeV), buscando não somente produzir possíveis novas partículas devido ao aumento da energia disponível, mas também obter informações sobre a estrutura de gauge não abeliana do Modelo Padrão, através da análise do acoplamento trilinear entre os bósons de gauge. Particularmente, a procura por léptons excitados levou as diversas colaborações experimentais a obter novos limites sobre sua massa e acoplamento, mostrados a seguir.

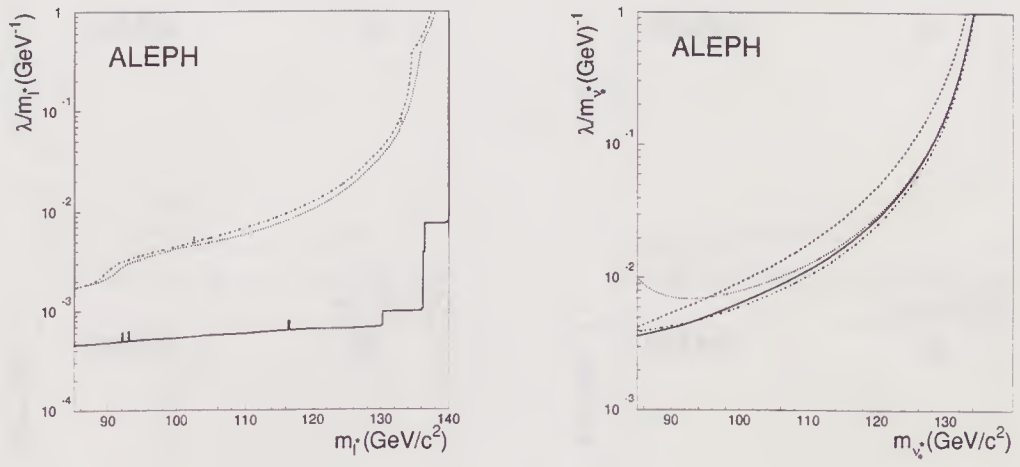


Figura 1.1: *Limites obtidos por Aleph [25] para a produção isolada de léptons excitados carregados (esquerda), e de neutrinos excitados do elétron (direita).*

### Limites Obtidos por Aleph

Foi realizada por Aleph a procura por léptons excitados produzidos através das reações $e^+e^- \to ll^*$ e $e^+e^- \to l^*\bar{l}^*$, seguidos por decaimentos radiativos dos léptons excitados carregados, e por decaimentos radiativos e fracos do neutrino do elétron excitado. Os resultados mais recentes usam uma amostragem correspondente a 5,8 pb$^{-1}$, a uma energia entre 130–140 GeV [25]. Nenhuma evidência de sinais que indicassem a produção isolada ou em pares foi encontrada. Foi assim excluída, analisando-se a produção em pares, a existência de léptons excitados com massa inferior a 65 GeV. Usando-se a lagrangiana (1.11), foram obtidos limites para a constante de acoplamento $\lambda/m_{l^*} = f/\sqrt{2}\Lambda$ através da ausência de produção isolada dos léptons excita-

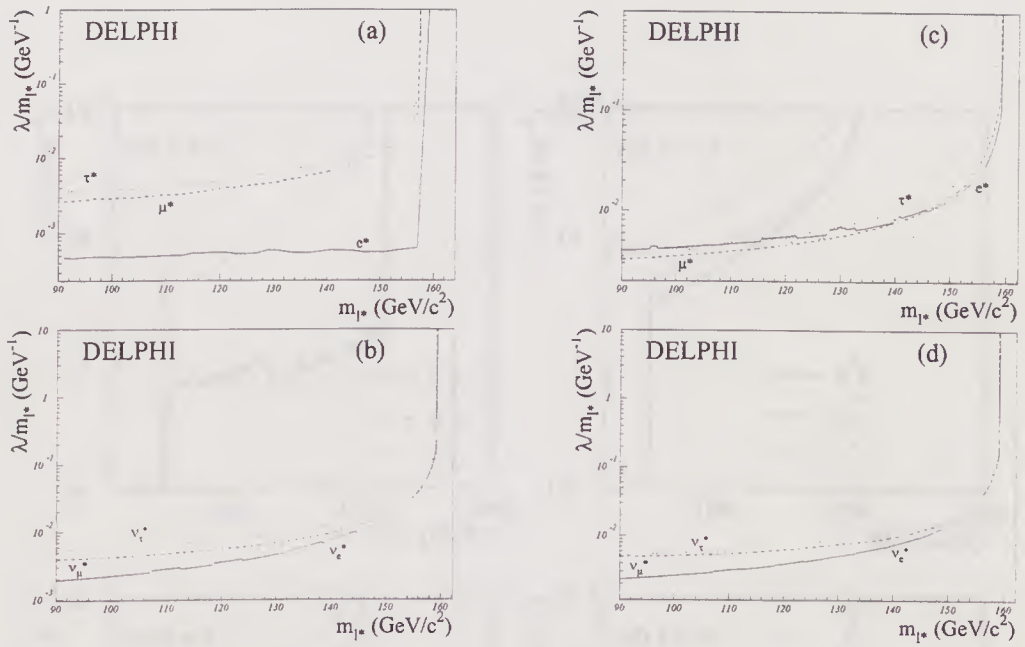


Figura 1.2: *Limites obtidos por Delphi [26] para produção isolada de léptons excitados, assumindo-se* $f = +f'(a,b)$ *e* $f = -f'(c,d)$.

dos. Estes limites são mostrados na Fig. (1.1). No gráfico da esquerda estão presentes os limites obtidos para a produção de elétrons excitados (linha cheia), múons excitados (pontos) e taus excitados (traços). Na figura da direita são mostrados os limites para a produção de neutrinos excitados do elétron em seus vários modos de decaimento.

### Limites Obtidos por Delphi

Delphi procurou léptons excitados decaindo através da emissão de $\gamma$, $W$ ou $Z$ [26]. Os dados correspondem a uma luminosidade integrada de 10 pb$^{-1}$

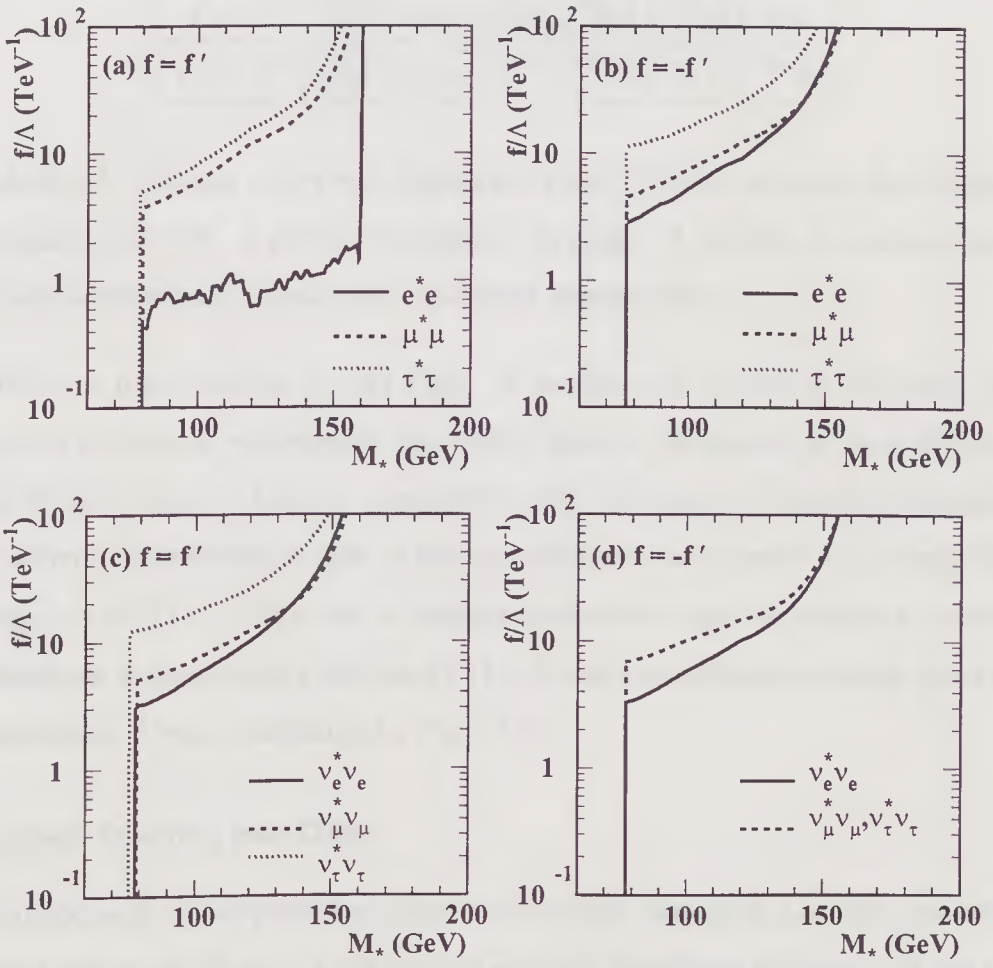


Figura 1.3: *Limites superiores obtidos por Opal [27]. As regiões acima e à esquerda das curvas estão excluídas através da produção isolada e em pares, respectivamente.*

| | $e^*$ | $\mu^*$ | $\tau^*$ | $\nu_e^*$ | $\nu_\mu^*$ | $\nu_\tau^*$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $f = f'$ | 79.9 | 80.0 | 79.1 | 78.3 | 78.9 | 76.2 |
| $f = -f'$ | 77.1 | 77.1 | 77.1 | 77.8 | 77.8 | 77.8 |

Tabela 1.1: *Limites inferiores obtidos por Opal [27] para a massa dos léptons excitados em GeV, a partir da produção de pares. A escolha do acoplamento é necessária para o cálculo dos diferentes decaimentos.*

obtidos a uma energia de 161 GeV. A ausência de produção de pares de léptons excitados estabeleceu um limite inferior na massa de tais estados em 80 GeV para os léptons carregados, e 57 GeV para o neutrino excitado do elétron, assumindo-se que os léptons excitados acoplam-se aos bósons de gauge de $SU(2) \times U(1)$ com a mesma intensidade que os férmions usuais. Usando-se a lagrangiana efetiva (1.11), foram estabelecidos limites para a quantidade $\lambda/m_{l^*}$ mostrados na Fig. (1.2).

### Limites Obtidos por Opal

A colaboração Opal procurou léptons excitados, carregados ou não, usando uma amostra de 10 pb$^{-1}$ a $\sqrt{s} = 161$ GeV [27]. Nenhuma evidência de sua existência foi encontrada, levando a colaboração a estabelecer limites mínimos para sua massa através da ausência da produção de pares, e, utilizando a lagrangiana (1.11), a estabelecer limites mínimos em função da massa para o seu acoplamento aos bósons de gauge e férmios usuais. Os limites obtidos através da análise da produção de pares estão mostrados na Tabela (1.1), e

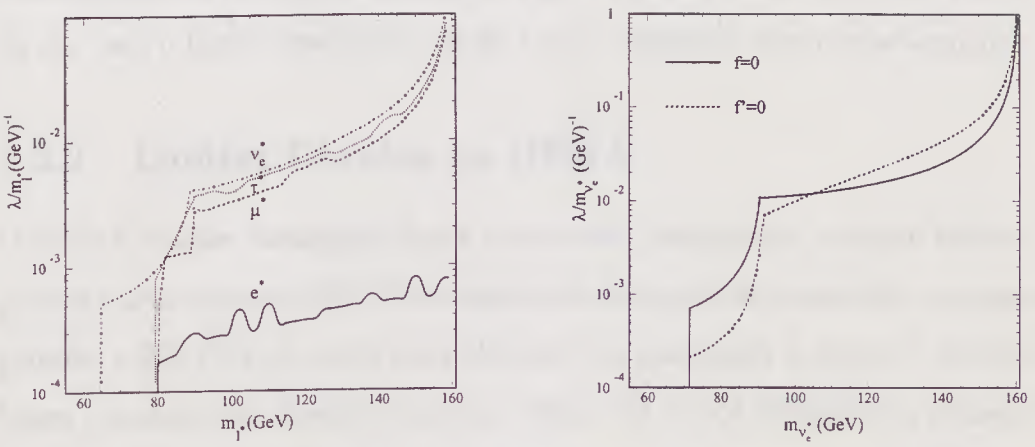


Figura 1.4: *Limites obtidos por L3 [28] em função da massa do lépton excitado ($m_{l^*}$) quando $f = f'$, e da massa do neutrino excitado ($m_{\nu_e^*}$) quando $\lambda = f$ $(f' = 0)$ e $\lambda = f'$ $(f = 0)$.*

os limites obtidos através da produção isolada estão mostrados na Fig. (1.3)

### Limites Obtidos por L3

A procura pelos léptons excitados $e^*$, $\mu^*$, $\tau^*$ e $\nu_e^*$ produzidos em colisões $e^+e^-$ a $\sqrt{s} = 161$ GeV foi realizada pela colaboração L3 usando 10,8 pb$^{-1}$ de dados, não tendo sido encontrado nenhum indício da existência destes léptons excitados [28]. A partir da análise da produção esperada de pares $l^*\bar{l}^*$, os limites inferiores para a massa dos férmions excitados, estabelecidos a 95% de nível de confiança, foram 79,7 GeV para $e^*$, 79,9 GeV para $\mu^*$, 79,3 GeV para $\tau^*$ e 71,3 GeV para $\nu_e^*$, assumindo o mesmo acoplamento que o dos léptons usuais. A partir da análise da produção isolada $ll^*$, foram

estabelecidos os limites mostrados na Fig. 1.4 para a razão $\lambda/m_{l^*}$ em função de $m_{l^*}$, até o limite cinemático, onde $\lambda/m_{l^*}$ é definido como anteriormente.

### 1.2.2 Limites Obtidos no HERA

O HERA é uma instalação única no mundo, produzindo colisões elétron-próton a altas energias [29]. Ele consiste em dois anéis de aceleração, um para prótons a 820 GeV, e outro para elétrons (ou pósitrons) a 30 GeV. Os dois feixes circulam em direções opostas, dentro de tubos sobrepostos situados em um túnel subterrâneo de 6,3 km de comprimento, a uma profundidade de 10–25 metros. Possui 4 regiões para experimentos, sendo que em duas delas os feixes são direcionados frontalmente, um sobre o outro. Os produtos da reação são então medidos por dois grandes detectores, Zeus e H1 [30].

O detector da Zeus foi montado na região de interação Sul, e o seu elemento principal é um calorímetro de urânio capaz de medir com grande precisão a energia das partículas e jatos produzidos. A energia que não é totalmente absorvida no calorímetro de urânio é medida no calorímetro exterior, que usa as placas de ferro de 7,3 cm de espessura empregadas para retorno do campo magnético do solenóide como elemento absorvedor, e câmaras de arrasto para observar as partículas que o penetram. As partículas que transpassam as placas de ferro são então identificadas como múons, e têm sua trajetória medida antes e depois de passarem pelas placas de ferro.

O detector da H1 foi montado na região de interação Norte, e seu principal objetivo é a medição da estrutura interna do próton através do espalhamento inelástico profundo de elétrons. Sendo assim, ele foi projetado para ser capaz

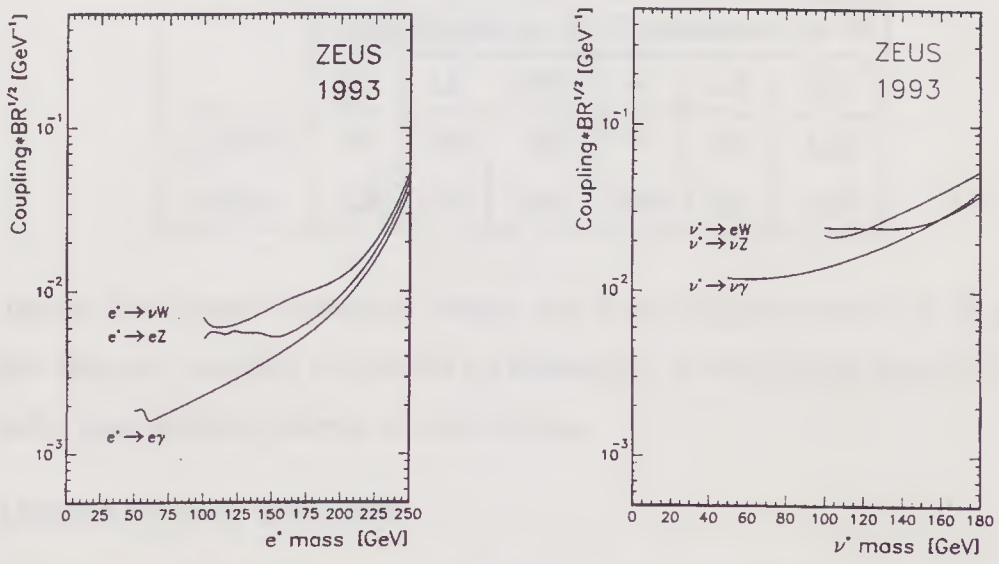


Figura 1.5: *Limites obtidos por ZEUS [31].*

de medir elétrons e múons com grande precisão. No H1, a determinação da energia dos jatos é realizada através do uso de câmaras de ionização de argônio líquido. A região de interação do detector foi segmentada em regiões bastante pequenas, de modo a permitir uma grande precisão na medida da posição dos jatos. A trajetória das partículas é medida em vários tipos de câmaras de fios, e a posição dos pontos ao longo da trajetória pode ser determinada com uma precisão de décimos de milímetro, permitindo uma alta qualidade na determinação da curvatura da trajetória no campo magnético, fornecendo uma ótima determinação do momento das partículas.

| | Decaimentos do $E$ | | | Decaimentos do $N$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $e\gamma$ | $eZ$ | $\nu W$ | $\nu\gamma$ | $\nu Z$ | $eW$ |
| M (GeV) | 50 | 100 | 100 | 50 | 100 | 100 |
| $\sigma$ (pb) | 7.20 | 12.5 | 21.9 | 9.60 | 15.6 | 12.5 |

Tabela 1.2: *Limites superiores obtidos por Zeus [31] para a seção de choque dos diversos processos envolvidos na produção e decaimento de léptons excitados para diversos valores de suas massas.*

**Limites Obtidos por Zeus**

A procura de estados excitados dos férmions usuais foi realizada pela colaboração Zeus utilizando uma amostra correspondente à luminosidade integrada de 0,55 $pb^{-1}$. Os resultados foram apresentados na referência [31], onde consta que nenhuma evidência da existência de tais estados foi encontrada, tornando possível o estabelecimento de limites nas seções de choque dos diversos processos de produção e decaimento, para estados excitados com massa entre 50 GeV e 250 GeV. Foram procurados sinais da reação $ep \to f^*X$, seguido dos possíveis decaimentos: $e^* \to e\gamma$, $eZ$, $\nu W$ e $\nu^* \to \nu\gamma$, $\nu Z$, $eW$. Estes limites são mostrados na Tabela (1.2).

**Limites Obtidos por H1:**

Foi apresentado na referência [32] a procura de elétrons, neutrinos e quarks excitados realizada por esta colaboração, baseada em dados tomados em 1994 com uma luminosidade integrada de 2,75 $pb^{-1}$. Foram investigados decai-

| $M_E$ (GeV) | 50 | 100 | 150 | 200 | 250 |
|---|---|---|---|---|---|
| $\mathcal{C}/\Lambda \cdot \sqrt{BR}$ (TeV$^{-1}$) | 1.21 | 0.97 | 1.34 | 2.45 | 11.1 |

Tabela 1.3: *Limites inferiores encontrados por H1 para a escala de composição em função da massa do elétron excitado.*

mentos radiativos dos quarks excitados e neutrinos, assim como os canais de decaimento do elétron excitado em todos os bósons de gauge eletrofracos, obtendo-se limites para a massa dos elétrons excitados de até 250 GeV. Nenhuma evidência de produção de novas partículas foi encontrada, e limites de exclusão foram obtidos.

Usando-se a lagrangiana (1.11) foi calculada a quantidade $\mathcal{C}/\Lambda \cdot \sqrt{BR}$, onde $BR$ é a razão de ramificação do estado excitado em seus diferentes modos de decaimento, e a constante de acoplamento é $\mathcal{C} \equiv C_{Ee\gamma}$ para $E$, e $\mathcal{C} \equiv C_{NeW}$ para $N$. Para o canal $E \to e\gamma$ estes limites são apresentados na Tabela (1.3). Para um valor típico $\mathcal{C}^2_{Ee\gamma} = 1/4$ e massa $M_E = 100$ GeV descartaram composição para uma escala $\Lambda < 440$ GeV. A produção de neutrinos excitados é muito suprimida em colisões pósitron-próton, em relação à reação elétron-próton, devido à carga do $W$ sendo trocado e ao conteúdo de quarks do próton. Considerando-se a possibilidade do neutrino excitado decair no canal $\nu\gamma$, quando os parâmetros $f$ e $f'$ assumem valores 1 e $-1$, o que resulta em $\mathcal{C}^2_{Ne\gamma} = 1/4$, foi obtido que $\Lambda < 19.5$ GeV está excluído para uma massa de 135 GeV. Para uma massa de 100 GeV neutrinos excitados são excluídos para $\Lambda < 51$ GeV.

### 1.2.3 Limites Astrofísicos: Perda de Energia em Gigantes Vermelhas

O processo $\gamma\gamma \to \nu\bar{\nu}$ é considerado como sendo uma reação importante na astrofísica, visto que ele pode transformar os fótons presentes no interior de uma estrela em neutrinos, produzindo uma emissão muito grande destas partículas, e mudando, consequentemente, a evolução estelar.

Este processo pode ser expressivo se existirem interações fracas escalares ou pseudo-escalares [33], ou quando a reação $\gamma\gamma \to \nu\bar{\nu}$ é mediada pela troca de um pseudo-escalar que se acople aos neutrinos [34], ou se existirem estados excitados do neutrino que decaiam eletromagneticamente [16].

Calculamos [2] a seção de choque do processo $\gamma\gamma \to \nu\bar{\nu}$ quando um neutrino excitado é trocado no canal $t$, usando a lagrangiana efetiva (1.11. Quando o seu spin é 1/2 obtivemos

$$\sigma_{1/2} = \frac{1}{128\pi}\left(\frac{e\,\Delta f}{\Lambda}\right)^4 \left(M_{1/2}\right)^2 \left[\frac{x}{6} - 1 - \frac{4}{x} + \frac{1}{x^2}(4+3x)\log(1+x)\right] , \tag{1.17}$$

e, para spin 3/2

$$\begin{aligned}\sigma_{3/2} \;=\; & \frac{1}{96^2\pi}\left(\frac{e\,\Delta f}{\Lambda}\right)^4 \left(M_{3/2}\right)^2 \left[\frac{x^3}{10} - 3x^2 - 73x - 156 - \frac{84}{x}\right. \\ & \left. + \frac{6}{x^2}(14+5x)(1+x)^2\log(1+x)\right] ,\end{aligned} \tag{1.18}$$

onde definimos

$$x \equiv \frac{s}{M^2_{1/2(3/2)}} \quad \text{e} \quad \Delta f = f - f' . \tag{1.19}$$

[2] Divulgamos este trabalho no artigo "*Remarks on the Process* $\gamma\gamma \to \nu_e\bar{\nu}_e$ *on Astrophysics*", publicado na Physical Review D, volume 51, página 4587 em 1995.

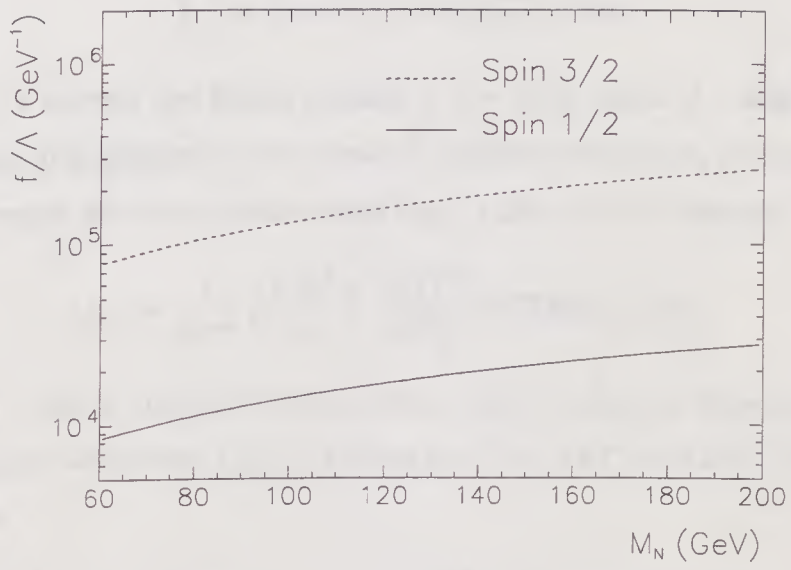


Figura 1.6: *Limites obtidos para $f = -f'$. Estão excluídas as regiões acima das curvas.*

com $M_{1/2(3/2)}$ sendo a massa do estado excitado.

Para $s \ll M^2_{1/2(3/2)}$, estas expressões podem ser consideravelmente simplificadas fornecendo

$$\sigma_{1/2} = \frac{1}{2560\pi}\left(\frac{e\,\Delta f}{\Lambda}\right)^4 \frac{s^3}{M^4_{1/2}} \tag{1.20}$$

e

$$\sigma_{3/2} = \frac{1}{9}\sigma_{1/2}\,. \tag{1.21}$$

A energia liberada por um plasma em equilíbrio termodinâmico à temperatura $T$, devido à reação $\gamma\gamma \to \nu\bar{\nu}$ é dada por

$$Q \;=\; \frac{1}{2\pi^4}\int \frac{\omega_1^2\,d\omega_1}{\exp[\omega_1/kT]-1}\int \frac{\omega_2^2\,d\omega_2}{\exp[\omega_2/kT]-1}$$

$$\int_{-1}^{1}(\omega_1+\omega_2)(1-\eta)\,\sigma_{1/2(3/2)}^{\gamma\gamma\to\nu\bar{\nu}}(s)\,d\eta\,, \tag{1.22}$$

onde $\omega$ é a energia dos fótons iniciais, e $\eta = \cos\theta$, sendo $\theta$ o ângulo entre eles. Como nós aplicamos este cálculo às gigantes vermelhas, pudemos fazer uso das seções de choque dadas pelas Eqs. (1.20) e (1.21), obtendo

$$Q_{1/2} = \frac{1}{50\pi^5}\left(\frac{e\,\Delta f}{\Lambda}\right)^4 \frac{(kT)^{13}}{M_{1/2}^4}\Gamma(7)\Gamma(6)\zeta(7)\zeta(6)\,, \tag{1.23}$$

onde $\Gamma$ e $\zeta$ são as funções Gama e Zeta, e $Q_{3/2} = Q_{1/2}/9$. Sabendo-se que para gigantes vermelhas, $Q_{RG} \leq 10^6$ erg cm$^{-3}$ s$^{-1}$ e $kT \approx 10$ keV, obtivemos os limites

$$\frac{\Delta f}{\Lambda_{1/2}M_{1/2}} \leq 2.8\,10^2\,\mathrm{GeV}^{-2} \quad \text{e} \quad \frac{\Delta f}{\Lambda_{3/2}M_{3/2}} \leq 2.6\,10^3\,\mathrm{GeV}^{-2} \tag{1.24}$$

mostrados na Fig. (1.6).

Estes limites bastante fracos para o acoplamento do neutrino excitado com o fóton e o neutrino usual devem-se ao fato de que são considerados apenas neutrinos de mão esquerda e os termos de baixo momento angular da expansão em ondas parciais deste processo são fortemente suprimidos. Se os neutrinos pudessem ser também de mão direita, e possivelmente massivos, obteríamos uma maior emissividade para este processo.

# Capítulo 2

# Colisões Elétron-Pósitron, Elétron-Fóton e Fóton-Fóton com Feixes Polarizados

Estudos vêm sendo feitos para a construção de uma nova geração de aceleradores $e^+e^-$ lineares [35], tais como o NLC/TLC (SLAC, Estados Unidos), TESLA (DESY, Alemanha), JLC (KEK, Japão) e CLIC (CERN, Suiça) [36], que deverão atingir uma energia no centro de massa de 500–2000 GeV com luminosidade 1–10 $\times$ $10^{33}$ $cm^{-2}$ $s^{-1}$. Um esquema genérico do desenho destes novos aceleradores é apresentado na Fig. (2.1).

Além da possibilidade de se atingir altas energias, uma das grandes vantagens do uso de aceleradores lineares é a possibilidade da conversão de um dos feixes de elétrons ou pósitrons em um feixe de fótons altamente energético, e de se obter alto grau de polarização para os estados iniciais.

Há grande interesse na possibilidade de se obter colisões elétron-fóton e fóton-fóton a altíssimas energias [37]. Colisões $e\gamma$ e $\gamma\gamma$ são capazes de

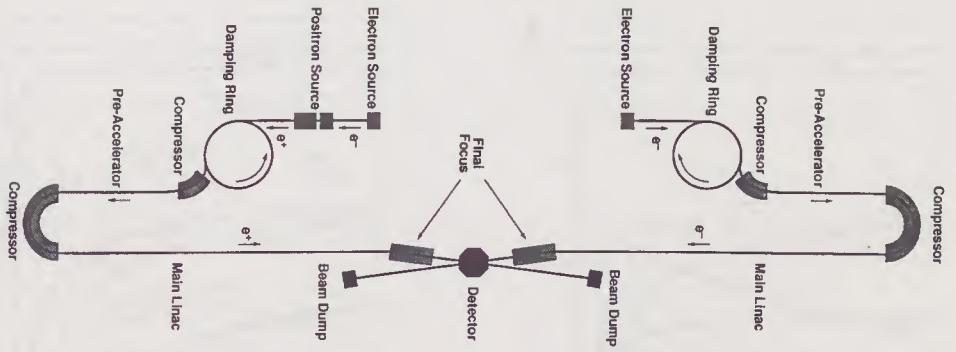


Figura 2.1: *Esquema do "Next Linear Collider" (NLC) [36].*

investigar, por exemplo:

*(i)* Produção de neutrinos pesados através de $e\gamma \to W\mathcal{N}$[38].

*(ii)* Produção de quarks pesados através de $\gamma\gamma \to Q\bar{Q}$[39].

*(iii)* Produção de partículas exóticas, como Leptoquarks [40], e supersimétricas tais como chargino, higgsino, sleptons, squarks e fotinos [41].

*(iv)* Estudo dos bósons vetoriais intermediários através das reações $e\gamma \to W\nu$, $WZ\nu$, $WWe$ e $\gamma\gamma \to WW$, $WWZ(\gamma)$ [42].

*(v)* Produção do bóson de Higgs via $\gamma\gamma \to H$ ou $\gamma\gamma \to H^+H^-$ [43].

As seções de choque para algumas reações de interesse são apresentadas na Fig. (2.2) onde podemos comparar os modos de operação $ee$, $e\gamma$ e $\gamma\gamma$ [44].

Neste capítulo descreveremos os elementos necessários para a análise de colisões elétron-pósitron, elétron-fóton e fóton-fóton, com feixes polarizados. Para tanto será mostrado como se obter a seção de choque para reações onde

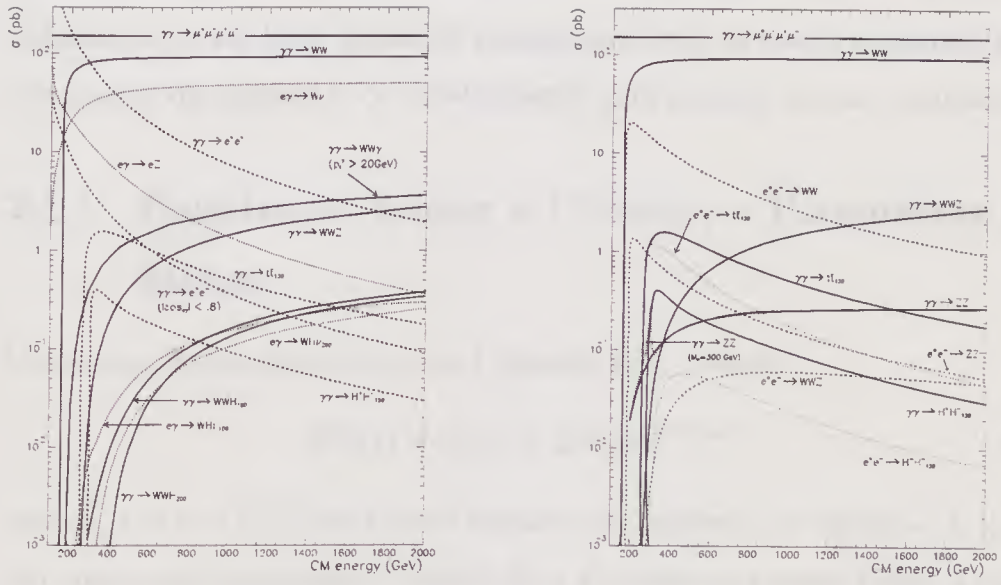


Figura 2.2: *Comparação das seções de choque em função da energia de centro de massa para diversas reações [44].*

os estados iniciais encontram-se polarizados, e como se obter feixes de fótons altamente energéticos e polarizados.

## 2.1 Seção de Choque para Estados Iniciais Polarizados

A seção de choque para feixes polarizados de partículas que possuam apenas dois estados de spin pode ser facilmente descrita através do uso da matriz densidade, quando o estado de polarização do feixe é descrito através dos

parâmetros de Stokes. Assim, iniciaremos com a caracterização do estado de polarização de um feixe, passando a seguir ao estudo da matriz densidade e da formulação da amplitude de espalhamento para estados iniciais polarizados.

### 2.1.1 Polarização Linear e Circular, e Parâmetros de Stokes

Uma onda eletromagnética plana é descrita pela equação

$$\vec{E}(\vec{x},t) = (E_1\vec{\epsilon}_1 + E_2\vec{\epsilon}_2)e^{i(\vec{k}\cdot\vec{x}+\omega t)}, \tag{2.1}$$

onde $\vec{\epsilon}_1$, $\vec{\epsilon}_2$ e $\vec{n} = \vec{k}/|\vec{k}|$ são vetores unitários mutuamente ortogonais e $E_1$ e $E_2$ são amplitudes complexas. Quando $E_1$ e $E_2$ possuem a mesma fase, a onda está polarizada linearmente; quando essas fases são diferentes a polarização é elíptica. No caso particular em que essa diferença de fase é de 90° e $|E_1| = |E_2|$, a polarização é circular e o campo elétrico pode ser expresso na forma

$$\vec{E}(\vec{x},t) = E_0\,(\vec{\epsilon}_1 \pm i\vec{\epsilon}_2)\,e^{i(\vec{k}\cdot\vec{x}+\omega t)}. \tag{2.2}$$

No caso do sinal (+), a polarização é circular com helicidade positiva e no caso do sinal (−), negativa.

Uma onda qualquer pode também ser escrita como uma combinação destes dois estados de polarização

$$\vec{E}(\vec{x},t) = (E_+\vec{\epsilon}_+ + E_-\vec{\epsilon}_-)e^{i(\vec{k}\cdot\vec{x}+\omega t)}, \tag{2.3}$$

onde $\vec{\epsilon}_\pm = (\vec{\epsilon}_1 \pm i\vec{\epsilon}_2)/\sqrt{2}$.

As grandezas $E_+$ e $E_-$ determinam o estado de polarização na base de helicidade, assim como $E_1$ e $E_2$ o fazem na base ortogonal, podendo ser

escritos como

$$\begin{aligned} E_+ &= |E_+|\, e^{i\delta_1} \,, \\ E_- &= |E_-|\, e^{i\delta_2} \,. \end{aligned} \tag{2.4}$$

O estado de polarização na base de helicidade é então descrito a partir dessas grandezas pelos parâmetros de Stokes [45]

$$\begin{aligned} S_0 &= \left|\vec{E}\cdot\vec{\epsilon}_+\right|^2 + \left|\vec{E}\cdot\vec{\epsilon}_-\right|^2 = |E_+|^2 + |E_-|^2 \,, \\ S_1 &= 2\Re\left[\left(\vec{E}\cdot\vec{\epsilon}_+\right)^*\left(\vec{E}\cdot\vec{\epsilon}_-\right)\right] = 2\,|E_+|\,|E_-|\cos(\delta_2-\delta_1) \,, \\ S_2 &= 2\Im\left[\left(\vec{E}\cdot\vec{\epsilon}_+\right)^*\left(\vec{E}\cdot\vec{\epsilon}_-\right)\right] = 2\,|E_+|\,|E_-|\sin(\delta_2-\delta_1) \,, \\ S_3 &= \left|\vec{E}\cdot\vec{\epsilon}_+\right|^2 - \left|\vec{E}\cdot\vec{\epsilon}_-\right|^2 = |E_+|^2 - |E_-|^2 \,, \end{aligned} \tag{2.5}$$

onde $S_0$ fornece a intensidade da onda, $S_1$ e $S_2$ o grau de polarização linear, e $S_3$ o grau de polarização circular.

Podemos ver a partir destas equações que os parâmetros de Stokes obedecem à relação

$$S_0^2 - S_1^2 - S_2^2 - S_3^2 = 0 \,. \tag{2.6}$$

Quando lidamos com um feixe não podemos nos basear nesta relação pois estaremos tratando de uma superposição de ondas, cada qual obedecendo à relação acima e só o que medimos é a média dos parâmetros de Stokes de cada onda em particular. Nesta situação,

$$\bar{S}_0^2 \geq \bar{S}_1^2 + \bar{S}_2^2 + \bar{S}_3^2 \,. \tag{2.7}$$

Em particular, no caso da luz não polarizada, $\bar{S}_1 = \bar{S}_2 = \bar{S}_3 = 0$.

### 2.1.2 Matriz Densidade e Polarização

Um sistema de dois níveis pode ser descrito como $|a\rangle = |+\rangle\langle+|a\rangle + |-\rangle\langle-|a\rangle$ onde $|\langle+|a\rangle|^2+|\langle-|a\rangle|^2 = 1$. Em tal sistema, o valor esperado de um operador será dado por

$$\begin{aligned}\langle V\rangle &= \langle i|V|i\rangle \\ &= \langle i|+\rangle\langle+|V|+\rangle\langle+|i\rangle + \langle i|-\rangle\langle-|V|+\rangle\langle+|i\rangle \\ &\quad +\langle i|+\rangle\langle+|V|-\rangle\langle-|i\rangle + \langle i|-\rangle\langle-|V|-\rangle\langle-|i\rangle\,. \end{aligned} \tag{2.8}$$

Denotando $\langle i|\pm\rangle \equiv c_\pm$ e $\langle\pm|V|\pm\rangle \equiv V_{\pm\pm}$, este se escreve como

$$\begin{aligned}\langle V\rangle &= |c_+|^2 V_{++} + c_+^* c_- V_{+-} + c_-^* c_+ V_{-+} + |c_-|^2 V_{--} \\ &= \sum_{a,b=\pm} c_a^* c_b V_{ab}\,, \end{aligned} \tag{2.9}$$

de onde se obtém que

$$\langle V\rangle = \mathrm{Tr}\left[\begin{pmatrix} |c_+|^2 & c_-^* c_+ \\ c_+^* c_- & |c_-|^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} V_{++} & V_{+-} \\ V_{-+} & V_{--} \end{pmatrix}\right], \tag{2.10}$$

ou seja, $\langle V\rangle = \mathrm{Tr}(\rho V)$ onde $\rho$ é a matriz densidade [46]

$$\rho = \begin{pmatrix} |c_+|^2 & c_-^* c_+ \\ c_+^* c_- & |c_-|^2 \end{pmatrix}. \tag{2.11}$$

Como qualquer matriz hermitiana $2\times 2$, também $\rho$ pode ser escrito em termos das matrizes de Pauli na forma $\rho = \frac{1}{2}(1+\vec{P}\cdot\vec{\sigma})$ onde as componentes de $\vec{P}$ são dados por

$$\begin{cases} P_1 &= 2\Re[c_+^* c_-] \\ P_2 &= 2\Im[c_+^* c_-] \\ P_3 &= |c_+|^2 - |c_-|^2 \end{cases} \tag{2.12}$$

Chamando $P_0 = |c_+|^2 + |c_-|^2$, vemos que $\rho$ pode ser escrito como

$$\rho = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} P_0 + P_3 & P_1 - iP_2 \\ P_1 + iP_2 & P_0 - P_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}P_\mu \sigma^\mu \,. \tag{2.13}$$

Os autovalores de $\rho$ podem ser facilmente encontrados resolvendo-se a equação secular $(\rho - \lambda)\chi = 0$, onde $\chi$ é o espinor

$$\chi = \begin{pmatrix} \chi_+ \\ \chi_- \end{pmatrix} . \tag{2.14}$$

São eles $\lambda = 0$ e 1. A partir deles obtém-se que

$$\vec{P} \cdot \vec{\sigma}\chi = \pm\frac{1}{2}\chi \tag{2.15}$$

de onde pode se concluir que $\vec{P}$ aponta na direção do spin da partícula, sendo por isso chamado de vetor de Polarização. [47]

Até o momento, tudo o que foi apresentado diz respeito ao estado de uma única partícula, ou de um sistema onde todas as partículas que o compõe estão no mesmo estado quântico. No entanto, ao tratarmos um feixe de partículas, estaremos lidando com um conjunto estatístico formado por $N$ sistemas puros, todos eles com idêntica estrutura, mas que podem estar em estados quânticos diferentes. Cada sistema $\tau$ é então representado por sua própria matriz densidade $\rho_\tau$ e seu espinor $\chi_\tau$. Ao medirmos o valor esperado de um operador em tal conjunto, ele será dado pela média ponderada dos valores esperados de cada sistema.

$$\overline{\langle A \rangle} = \sum_\tau \frac{N_\tau}{N} \langle \tau | A | \tau \rangle \,, \tag{2.16}$$

onde $N = \sum_\tau N_\tau$. Assim, expandindo na base $|\pm\rangle$, ele será dado por

$$\overline{\langle A \rangle} = \sum_\tau p_\tau \left[ \left| c_+^\tau \right|^2 A_{++} + c_+^{\tau *} c_-^\tau A_{+-} + c_-^{\tau *} c_+^\tau A_{-+} + \left| c_-^\tau \right|^2 A_{--} \right] \tag{2.17}$$

onde $p_\tau$ é a probabilidade de obtermos $\langle A\rangle_\tau$ ao medirmos $A$. Desta forma, teremos que

$$\begin{aligned}\overline{\langle A\rangle} &= \overline{|c_+|^2}A_{++} + \overline{c_+^* c_-}A_{+-} + \overline{c_-^* c_+}A_{-+} + \overline{|c_-|^2}A_{--} \\ &= \sum_{a,b=\pm} \overline{c_a^* c_b}A_{ab}\,, \end{aligned} \tag{2.18}$$

de onde, da mesma forma, obtém-se que $\overline{\langle A\rangle} = \mathrm{Tr}(\overline{\rho}A)$ onde

$$\overline{\rho} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} S_0 + S_3 & S_1 - iS_2 \\ S_1 + iS_2 & S_0 - S_3 \end{pmatrix} \tag{2.19}$$

é a matriz densidade média e

$$\begin{cases} S_0 = \overline{P_0} = \overline{|c_+|^2} + \overline{|c_-|^2} \\ S_1 = \overline{P_1} = 2\Re[\overline{c_+^* c_-}] \\ S_2 = \overline{P_2} = 2\Im[\overline{c_+^* c_-}] \\ S_3 = \overline{P_3} = \overline{|c_+|^2} - \overline{|c_-|^2} \end{cases} \tag{2.20}$$

são, por analogia com uma onda eletromagnética, os Parâmetros de Stokes do sistema. Como $\sum_\tau p_\tau = 1$, vemos que $\overline{|c_+|^2} + \overline{|c_-|^2} = 1$ e assim a matriz densidade de um estado misto pode ser escrita como $\bar{\rho} = \frac{1}{2}(1 + \vec{P}\cdot\vec{\sigma})$ sendo que, para um feixe não polarizado, $\left|\bar{P}\right|^2 = 0$ e para um feixe completamente polarizado, $\left|\bar{P}\right|^2 = 1$.

### 2.1.3 Amplitude Invariante para Feixes Polarizados

A seção de choque diferencial em um espaço de fase $d\Gamma_X$ pode ser escrita como

$$\frac{d\sigma}{d\Gamma_X} \propto |\langle f|\mathcal{M}|i\rangle|^2 \tag{2.21}$$

onde $|f\rangle$ é o estado final, $|i\rangle$ o inicial e $\mathcal{M}$ o potencial espalhador. Como estamos lidando com reações do tipo $2 \to X$, teremos

$$\begin{aligned} |f\rangle &= |f_1, f_2, \ldots, f_X\rangle \,, \\ |i\rangle &= |a, b\rangle = |a\rangle \otimes |b\rangle \,. \end{aligned} \tag{2.22}$$

Na base de helicidade estes estados podem ser expressos como

$$\begin{aligned} |i\rangle &= [|+\rangle\langle+|a\rangle + |-\rangle\langle-|a\rangle] \otimes [|+\rangle\langle+|b\rangle + |-\rangle\langle-|b\rangle] \\ &= a_+b_+|++\rangle + a_-b_+|-+\rangle + a_+b_-|+-\rangle + a_-b_-|--\rangle \end{aligned} \tag{2.23}$$

ou seja,

$$|i\rangle = \sum_{m,n=\pm} a_m b_n |m, n\rangle \,. \tag{2.24}$$

Deste modo, a matriz de transição $\mathcal{M}_{fi} = \langle f|\mathcal{M}|i\rangle$ pode ser escrita como

$$\mathcal{M}_{fi} = \sum_{m,n=\pm} \langle f|a_m b_n \mathcal{M}|m, n\rangle \tag{2.25}$$

e assim teremos que

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 &= \sum_{\substack{m,n=\pm \\ p,q=\pm}} \sum_f a_m b_n a_p^* b_q^* \langle q, p|\mathcal{M}^*|f\rangle\langle f|\mathcal{M}|m, n\rangle \\ &= \sum_{\substack{m,n=\pm \\ p,q=\pm}} a_m b_n a_p^* b_q^* \langle q, p|\mathcal{M}^*\mathcal{M}|m, n\rangle \end{aligned} \tag{2.26}$$

Isto é válido apenas para um estado que seja produto direto de dois estados puros. Como um feixe é um conjunto estatístico de estados puros, aqui também devemos descrever este estado como uma soma estatística destes estados puros. Assim, a matriz de transição do estado inicial para o estado

final será uma média das matrizes de transição de cada estado puro. Desta forma,

$$\begin{aligned}\overline{|\mathcal{M}|^2} &= \sum_{\substack{m,\,n=\pm \\ p,\,q=\pm}} \bar{a}_m \bar{b}_n \bar{a}_p^* \bar{b}_q^* \langle q,p|\mathcal{M}^*\mathcal{M}|m,n\rangle \\ &= \sum_{\substack{m,\,n=\pm \\ p,\,q=\pm}} \bar{\rho}^a_{mp} \bar{\rho}^b_{nq} \mathcal{M}^*_{pq} \mathcal{M}_{mn} \ , \end{aligned} \tag{2.27}$$

onde $\bar{\rho}^a$ e $\bar{\rho}^b$ são as matrizes densidade média dos feixes iniciais $a$ e $b$.

No caso em que os feixes possuem apenas polarização longitudinal ($S_1 = S_2 = 0$), a matriz densidade reduz-se a

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+p & 0 \\ 0 & 1-p \end{pmatrix}, \tag{2.28}$$

onde $p$ indica o grau de polarização longitudinal do feixe em questão. A amplitude invariante torna-se então

$$\begin{aligned}\overline{|\mathcal{M}|^2} &= \frac{1}{4} \sum_f \Big\{ (1+p_1p_2) \left( |{+}{+}|^2 + |{-}{-}|^2 \right) \\ &\quad + (1-p_1p_2) \left( |{+}{-}|^2 + |{-}{+}|^2 \right) \\ &\quad + (p_1+p_2) \left( |{+}{+}|^2 - |{-}{-}|^2 \right) \\ &\quad + (p_1-p_2) \left( |{+}{-}|^2 - |{-}{+}|^2 \right) \Big\} \ , \end{aligned} \tag{2.29}$$

onde $|\lambda_a\lambda_b|^2 \equiv |\mathcal{M}_{\lambda_a\lambda_b}|^2$ é a amplitude de helicidade da reação $ab \to X$ com $\lambda_a = \pm$ indicando a helicidade da partícula $a$ e $\lambda_b$ a helicidade de $b$.

Havendo simetria por paridade para os estados iniciais, esta amplitude fica sendo

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \overline{|\mathcal{M}|^2}_{np} (1 + p_1p_2A_{PA}) \ , \tag{2.30}$$

onde $\overline{|\mathcal{M}|^2}_{np}$ é a amplitude não polarizada e $A_{PA}$ é o fator de assimetria paralelo-antiparalelo dado por

$$A_{PA} = \frac{|\mathcal{M}|_P^2 - |\mathcal{M}|_A^2}{|\mathcal{M}|_P^2 + |\mathcal{M}|_A^2}. \tag{2.31}$$

sendo $|\mathcal{M}|_P^2 = |++|^2 + |--|^2$ e $|\mathcal{M}|_A^2 = |+-|^2 + |-+|^2$.

Quando não há esta simetria por paridade, polarizando-se apenas o feixe da partícula $a$, por exemplo, a amplitude torna-se

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \overline{|\mathcal{M}|^2}_{np}(1 - p\,A_{LR}) \ , \tag{2.32}$$

onde $A_{LR}$ é o fator de assimetria "left-right" dado por

$$A_{LR} = \frac{|\mathcal{M}|_L^2 - |\mathcal{M}|_R^2}{|\mathcal{M}|_L^2 + |\mathcal{M}|_R^2} \ . \tag{2.33}$$

sendo $|\mathcal{M}|_R^2 = |++|^2 + |+-|^2$ e $|\mathcal{M}|_L^2 = |-+|^2 + |--|^2$.

## 2.2 Obtenção de Feixes de Fótons a Altas Energias

A maneira mais simples de se obter uma reação elétron-fóton é quando, em um acelerador elétron-pósitron, o pósitron incidente emite um fóton quase real ($q^2 \simeq 0$) ao interagir com o elétron vindo na direção oposta. Neste caso, o elétron (ou pósitron) que emitiu o fóton quase não é espalhado, penetrando no tubo por onde veio o feixe contrário, escapando deste modo de ser detectado. O fóton por sua vez, terá sido produzido com momento na mesma direção do elétron do qual se originou, carregando uma fração da sua energia. A

probabilidade da energia do fóton produzido desta maneira situar-se em um determinado intervalo de energia é dada pela distribuição de Weizsäcker-Williams [48], ou de "Bremsstrahlung".

Como mostrado por diversos autores [49], a interação dos elétrons de um dos feixes com o forte campo eletromagnético produzido pelo outro feixe é capaz de induzir a emissão de um grande número de fótons. Este efeito tem sido chamado de "Beamstrahlung". O espectro de energia dos fótons emitidos neste caso é bastante mais duro do que no caso do "Bremsstrahlung" usual e é fortemente dependente da forma transversal dos feixes.

Uma outra maneira bem mais eficiente e controlada de se obter colisões elétron-fóton a altas energias foi proposta na década de 60 [50]. Ao invés de se utilizar apenas os fótons naturalmente emitidos pelo feixe inicial, induz-se esta emissão de forma controlada incidindo-se frontalmente um feixe de fótons de baixa energia (laser) sobre o feixe a ser convertido, fazendo com que estes fótons sejam espalhados através do espalhamento Compton, ganhando energia do feixe convertido. Estes fótons são fortemente colimados na direção dos elétrons incidentes e carregam grande parte de sua energia (até $\sim 80\%$), sendo possível, desta forma, obter-se grande energia no centro de massa do sistema $e\gamma$ e $\gamma\gamma$. Além do mais, neste tipo de processo é possível atingir-se aproximadamente a mesma luminosidade do feixe de elétrons iniciais. Como os fótons são espalhados prioritariamente para trás em relação aos fótons originais, este método é chamado de "Laser Backscattering" [51].

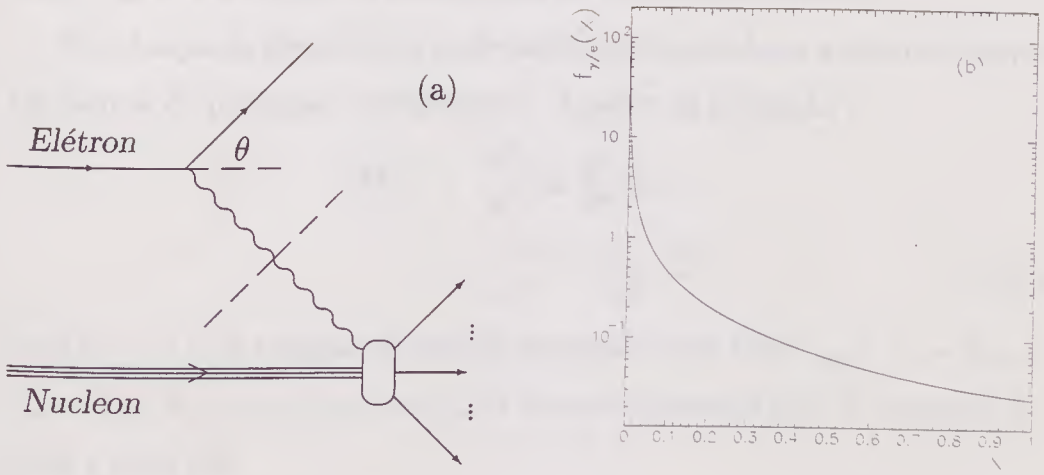


Figura 2.3: *(a) Diagrama do espalhamento inelástico profundo. (b) Distribuição de Weizsäcker-Williams.*

### 2.2.1 A Distribuição de Weizsäcker-Williams

Reações intermediadas pela troca de fótons, como por exemplo o espalhamento elétron-próton, podem ser descritas através da aproximação de fóton equivalente, conforme esquematizado na Fig. (2.3). Na região de baixos momentos transferidos, quando o fóton trocado encontra-se na camada de massa, seu propagador pode ser expresso em termos da relação de completeza $g^{\mu\nu} = -\sum_{\lambda_1\lambda_2} \epsilon^{\mu}_{\lambda_1} \epsilon^{\nu}_{\lambda_2}$, onde $\lambda_i$ indica os modos de polarização transversal do fóton. Podemos assim fatorar a reação $ep \to eX$ em produção do fóton $e(p_1) \to e(p_2)\gamma(q)$, e subprocesso $\gamma p \to X$, de modo que a seção de choque pode ser expressa como

$$\sigma_{ep\to eX} = \int_0^1 f_{\gamma/e}(x)\hat{\sigma}_{\gamma p\to X} \tag{2.34}$$

onde $f_{\gamma/e}(x)$ é a função de distribuição de Weizsäcker-Williams.

Esta função de distribuição pode ser obtida fatorando-se a seção de choque em termos de produção e subprocesso. A parte da produção é

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 &= \frac{e^2}{q^4} L_{\mu\nu} \sum_T \epsilon_\mu^T \epsilon_\nu^T \\ &= \frac{-e^2}{q^2} \frac{1+(1-x)^2}{x^2} \end{aligned} \tag{2.35}$$

onde $x = \omega/E_1$ é a fração de energia carregada pelo fóton ($\omega = E_1 - E_2$), e $L_{\mu\nu} = Tr[(\not{p}_1 + m_e)\gamma_\mu(\not{p}_2 + m_e)\gamma_\nu]$ é o tensor leptônico [52]. O momento do fóton é dado por

$$\begin{aligned} -q^2 = -(p_1 - p_2)^2 &= 2E_1E_2 - 2P_1P_2\cos\theta - 2m_e^2 \\ &\approx 2E_1E_2(1-\cos\theta) + m_e^2 \frac{x^2}{1-x} \end{aligned} \tag{2.36}$$

onde se assumiu que $m^2/E^2 \ll 1$. A seção de choque é então escrita como

$$\begin{aligned} \sigma_{ep\to eX} &= \frac{\alpha}{2\pi} \int_{-1}^{1} \frac{2E^2(1-x)^2}{m_e^2x^2 + 2E^2(1-x)^2(1-\cos\theta)} d\cos\theta \\ &\quad \times \int_\epsilon^1 \frac{1+(1-x)^2}{x} dx\, \hat{\sigma}_{\gamma p\to X} \end{aligned} \tag{2.37}$$

Resolvendo-se esta integral obtém-se a expressão usual para a distribuição de Weizsäcker-Williams

$$f_{\gamma/e}(x) = \frac{\alpha}{2\pi} \log \frac{E^2}{m_e^2} \frac{1+(1-x)^2}{x} \tag{2.38}$$

cujo espectro está mostrado na Fig. (2.3).

### 2.2.2 O Método de "Laser Backscattering"

Neste método, um dos feixes de um acelerador $e^+e^-$ é convertido em um feixe de fótons através do espalhamento Compton, ao incidir-se frontalmente sobre

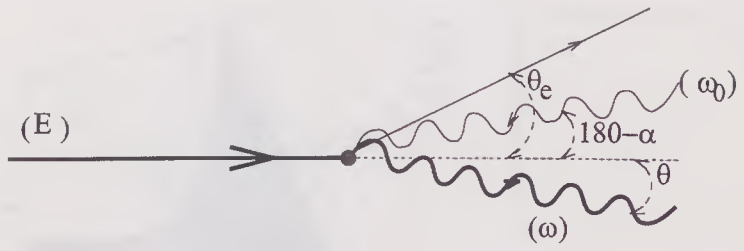


Figura 2.4: *Esquema do mecanismo de "laser backscattering".*

este feixe um laser de alguns $eV$ e grande potência, conforme esquematizado na Fig. 2.4.

Os fótons do laser são espalhados para trás a um ângulo muito pequeno em relação aos elétrons iniciais e carregam boa parte do momento destes. Isto pode ser visto através da relação entre a energia do fóton incidente ($\omega_0$), do fóton espalhado ($\omega$), do elétron ($E$), o ângulo do fóton incidente ($\alpha$) e o ângulo do fóton espalhado ($\theta$), dada pela equação

$$\omega = \omega_0 \frac{1 - v\cos\alpha}{1 - v\cos\theta + \omega_0/E[1 - \cos(\alpha - \theta)]} , \tag{2.39}$$

onde $v = \sqrt{1 - m^2/E^2}$. Expandindo em potências de $m^2/E^2$, e tomando apenas o primeiro termo, vemos que a energia máxima carregada pelo fóton ($\theta = 0$) é

$$\omega_{max} = E\frac{\zeta}{\zeta + 1} \qquad \text{com} \qquad \zeta = \frac{4E\omega_0}{m^2}\sin^2(\alpha/2) . \tag{2.40}$$

Como o ângulo do fóton espalhado é em geral muito pequeno, podemos obter a dependência de sua energia em relação ao ângulo em que ele é espa-

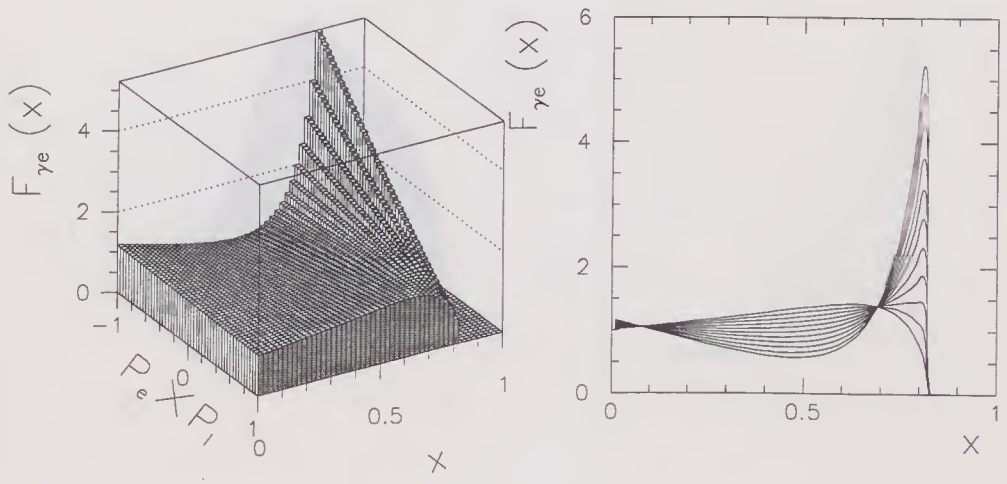


Figura 2.5: *Função de distribuição da energia dos fótons produzidos para* $\zeta = 4.83$. *Na figura da direita são mostradas as distribuições para valores de* $P_e \times P_l$ *entre* $-1$ *e* $1$ *a intervalos de* $0.1$.

lhado fazendo-se a expansão em torno de $\cos\theta \simeq 1$. Obtém-se assim que

$$\omega \simeq \frac{\omega_{max}}{1+(\theta/\theta')^2} \qquad \text{com} \qquad \theta' = \frac{m}{E\sqrt{\zeta+1}}\,. \tag{2.41}$$

A partir destas equações, pode se ver que fótons espalhados a um ângulo menor que $\theta'$ possuem energia $\omega > \omega_{max}/2$. São também úteis as variáveis

$$x = \frac{\omega}{E} \qquad \text{e} \qquad r = \frac{x}{\zeta(1-x)} \tag{2.42}$$

onde $x$ é a fração de energia do elétron carregada pelo fóton, e $r$ uma variável adimensional tal que para $x = x_{max}$, temos $r = 1$.

A função de distribuição dos fótons provenientes de um laser com polarização circular $P_l$, espalhados por um feixe de elétrons com polarização

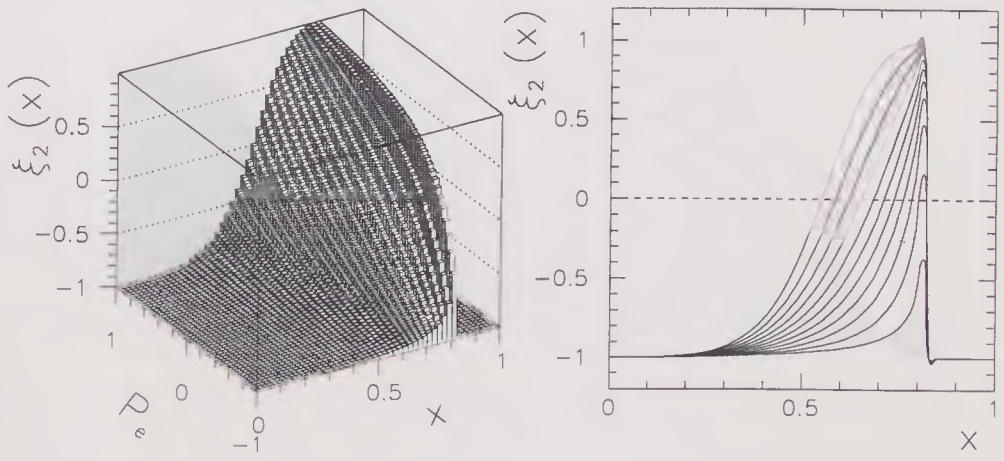


Figura 2.6: *Polarização dos fótons em função de $x$ para diversos valores da $P_e$ quando $P_l = -1$, e $\zeta = 4.83$.*

longitudinal $P_e$, é dada por

$$F(x,\, \zeta;\, P_e,\, P_l) \equiv \frac{1}{\sigma_c}\frac{d\sigma_c}{d\omega}\,, \tag{2.43}$$

onde $\sigma_c$ é a seção de choque Compton polarizada,

$$\begin{aligned} F(x,\zeta;P_e,P_l) &= \frac{2\pi\alpha^2}{\zeta\, m^2\, \sigma_c}\Big[\frac{1}{1-x} + 1 - x - 4r(1-r) \\ &\quad -P_eP_lr\zeta(2r-1)(2-x)\Big]\,, \end{aligned} \tag{2.44}$$

com $\sigma_c = \sigma_c^0 + P_eP_l\sigma_c^1$, e

$$\begin{aligned} \sigma_c^0 &= \frac{2\pi\alpha^2}{\zeta m^2}\left[\left(1-\frac{4}{\zeta}-\frac{8}{\zeta^2}\right)\ln(\zeta+1)+\frac{1}{2}+\frac{8}{\zeta}-\frac{1}{2(\zeta+1)^2}\right]\,, \\ \sigma_c^1 &= \frac{2\pi\alpha^2}{\zeta m^2}\left[\left(1+\frac{2}{\zeta}\right)\ln(\zeta+1)-\frac{5}{2}+\frac{1}{\zeta+1}-\frac{1}{2(\zeta+1)^2}\right]\,. \end{aligned} \tag{2.45}$$

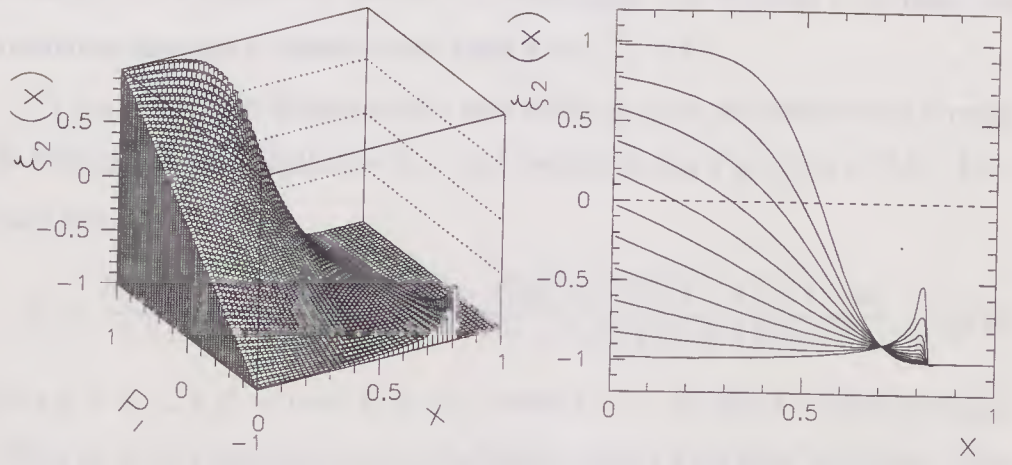


Figura 2.7: *Polarização dos fótons em função de $x$ para diversos valores da $P_l$ quando $P_e = -1$, e $\zeta = 4.83$. Note-se que para $x \simeq 0.71$ a polarização do fóton é independente da polarização do laser.*

O espectro dos fótons espalhados depende apenas do produto $P_e P_l$, e portanto basta que um deles seja zero para que a função de distribuição resultante seja a mesma que aquela do caso não polarizado. Conforme podemos ver na Fig. (2.5), quando este produto é negativo, a região de grandes frações de energia é privilegiada, sendo que no caso extremo em que $P_e P_l = -1$, é obtida uma alta luminosidade com um espectro quase monocromático com $x = x_{max}$. Por outro lado, quando $P_e P_l > 0$, o espectro é bastante largo e a luminosidade mantém-se aproximadamente igual para largas regiões de energia. Pode-se ver também a partir da Eq. (2.44) que, quando $r = 1/2$ a função de distribuição depende de $P_e$ e $P_l$ apenas através de $\sigma_c$, a qual é quase igual à seção de choque não polarizada $\sigma_0$. Assim, a função de dis-

tribuição para diferentes valores da polarização dos elétrons e do laser tem aproximadamente o mesmo valor para $x = \zeta/(\zeta + 2)$.

O parâmetro de Stokes médio que indica o grau de polarização circular do feixe de fótons espalhados ($\xi_2$) está mostrado nas Fig. (2.6) e (2.7). Ele é dado por

$$\xi_2 = \frac{P_e r\zeta[1 + (1-x)(2r-1)^2] - P_l(2r-1)[1/(1-x) + 1 - x]}{1/(1-x) + 1 - x - 4r(1-r) - P_e P_l r\zeta(2r-1)(2-x)} . \quad (2.46)$$

Para $x = x_{max}$ e $P_e = 0$ ou $P_l = \pm 1$, temos $\xi_2 = -P_l$, isto é, nestas situações o feixe de fótons espalhado tem polarização oposta à do laser incidente. Pode se ver também que, para $x = \zeta/(\zeta + 2)$ (ou $r = 1/2$), o parâmetro de Stokes $\xi_2$ é independente da polarização do laser, conforme mostrado na Fig. (2.7) e é dado por

$$\xi_{2(r=\frac{1}{2})} = P_e \frac{\zeta(\zeta + 2)}{\zeta(\zeta + 2) + 4} . \quad (2.47)$$

# Capítulo 3

# Estados Leptônicos Excitados em Colisões Elétron-Pósitron e Elétron-Fóton com Feixes Polarizados

Analisamos[1] neste capítulo possíveis desvios do modelo padrão decorrentes da troca de elétrons excitados de spin 1/2 [53] e de spin 3/2 em colisões $e\gamma$ [54], e comparamos seus resultados com aqueles advindos de colisões $e^+e^-$ [55]. Realizamos o estudo dos sinais experimentais dos férmions excitados explorando a possibilidade de se polarizar os feixes de elétrons e de fótons, buscando assim determinar a melhor estratégia para a identificação do spin dos estados excitados e quiralidade do acoplamento dos estados excitados

[1]Este trabalho foi divulgado no artigo *Excited Leptonic States in Polarized $e^-\gamma$ and $e^+e^-$ Collisions*, publicado pela Physical Review D, volume 53, página 1253, em fevereiro de 1996.

aos férmions usuais. A determinação do spin do estado excitado é particularmente importante pois o seu valor pode fornecer importantes informações a respeito da dinâmica que governa o comportamento de seus préons constituintes. Também estudamos os limites de descoberta dos parâmetros da nova física.

Como estamos interessados em determinar a melhor estratégia para revelar o spin do possível estado excitado e sua natureza quiral, iremos ignorar por enquanto os acoplamentos dos estados excitados com os bósons de gauge das interações fracas, e utilizar as lagrangianas efetivas (1.5) e (1.6). Este tipo de acoplamento permite aos estados excitados decair predominantemente no lépton do estado fundamental através da emissão de um fóton. Para estes decaimentos as larguras são:

$$\begin{aligned} \Gamma_{1/2} &\simeq \Gamma_{1/2}(L_{1/2} \to e\gamma) = \frac{\alpha M_{1/2}^3}{\Lambda^2} , \\ \Gamma_{3/2} &\simeq \Gamma_{3/2}(L_{3/2} \to e\gamma) = \frac{\alpha M_{3/2}^3}{4\Lambda^2} . \end{aligned} \tag{3.1}$$

Neste trabalho vamos assumir que a razão de ramificação do elétron excitado em um par elétron-fóton seja igual a 1.

## 3.1 O Processo $e\gamma \to e\gamma$

A seção de choque para a reação $\gamma e \to X$ em um acelerador $e^+e^-$ onde o feixe de pósitrons com polarização longitudinal $P_p$ é convertido em um feixe de fótons é

$$d\sigma_{P_e\xi_2}(\gamma e \to X) = \kappa \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx\, F(x,\zeta;P_p,P_l)\, d\hat{\sigma}_{P_e\xi_2}(e\gamma \to X) , \tag{3.2}$$

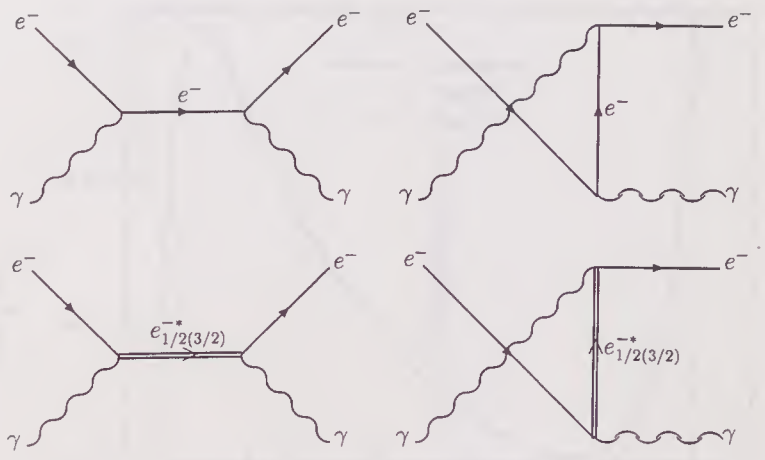


Figura 3.1: *Diagramas de Feynman que contribuem para o processo* $e\gamma \to e\gamma$ *devido à existência de férmions excitados (linha dupla)*

onde $\kappa$ é a eficiência do mecanismo de "laser backscattering" de converter o feixe de férmions em fótons, que assumimos ser igual a 1, $d\hat{\sigma}_{P_e\xi_2}$ é a seção de choque polarizada do subprocesso $\gamma e \to X$, a qual depende de $\hat{s} = xs$, e $F(x,\zeta;P_p,P_l)$ é a função de distribuição dos fótons dada pela Eq. (2.44). Esta seção de choque polarizada pode ser escrita como [compare com (2.29)]

$$\begin{aligned} d\hat{\sigma}_{P_e\xi_2} &= \frac{1}{4}\Big[(1+P_e\xi_2)\,(d\hat{\sigma}_{++}+d\hat{\sigma}_{--})+(P_e+\xi_2)\,(d\hat{\sigma}_{++}-d\hat{\sigma}_{--}) \\ &+ (1-P_e\xi_2)\,(d\hat{\sigma}_{+-}+d\hat{\sigma}_{-+})+(P_e-\xi_2)\,(d\hat{\sigma}_{+-}-d\hat{\sigma}_{-+})\Big]\,, \end{aligned} \tag{3.3}$$

com $d\hat{\sigma}_{\lambda_e\lambda_\gamma}$ $(\lambda_{e(\gamma)} = \pm 1)$ sendo a seção de choque polarizada do subprocesso para polarização total dos feixes de elétrons e fótons, $P_e$ é o grau de polarização longitudinal do feixe de elétrons, e $\xi_2$ é dado pela Eq. (2.46).

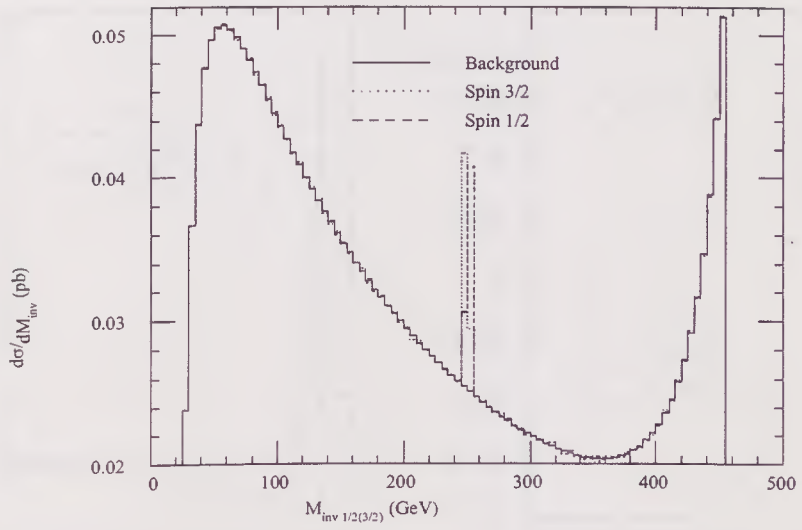


Figura 3.2: *Distribuição de massa invariante para a troca de elétrons excitados de spin 1/2 (traços) e spin 3/2 (pontos), ambos com massa* $M_{1/2(3/2)} = 250\ GeV$ *a* $\sqrt{s} = 500\ GeV$ *com feixes não polarizados.*

Na Fig. (3.1) mostramos os diagramas de Feynman do subprocesso

$$e^-\gamma \to \left(e^-,\ e^{-*}_{1/2(3/2)}\right) \to e^-\gamma\ . \tag{3.4}$$

O conjunto completo das amplitudes de helicidade para este subprocesso estão presentes na Seção 3.3 para a troca de férmions excitados de spin 1/2 (3.14) e spin 3/2 (3.15) no canal $s$.

Para evitar os fortes limites advindos das medidas de $(g-2)$, assumimos que os acoplamentos tenham quiralidade definida, *i.e.*, sejam ou de mão direita (RH) ($A = B = 1$ e $C = D = 1$) ou de mão esquerda (LH) ($A = -B = 1$ e $C = -D = 1$). Para quantificar a potencialidade do acelerador $e\gamma$

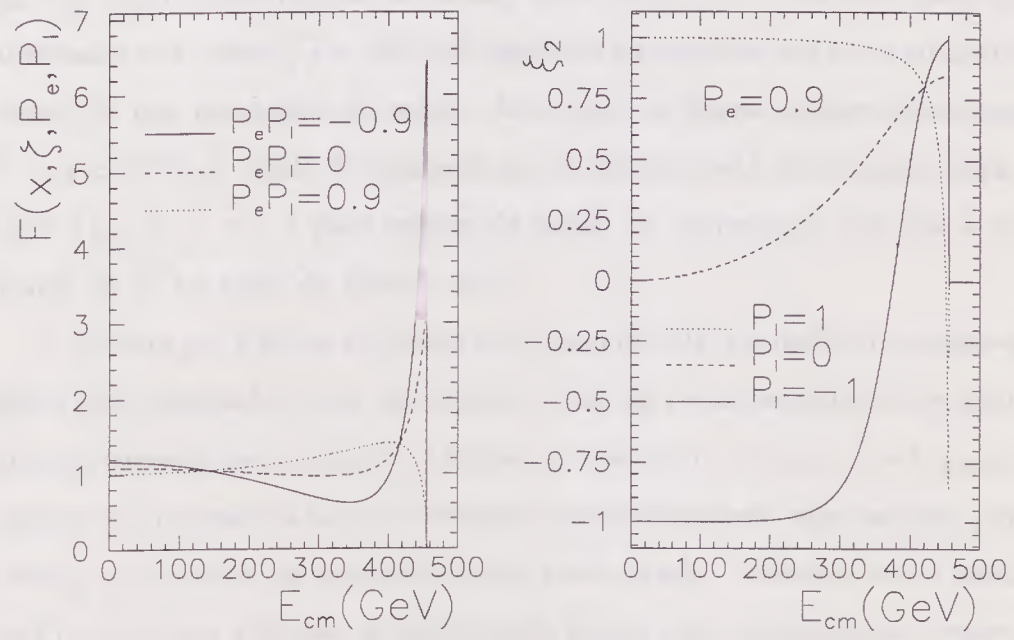


Figura 3.3: *Distribuição de energia de centro de massa, e grau de polarização circular dos fótons.*

para procurar estados excitados, definimos a significância estatística ($\mathcal{S}$) do sinal como sendo

$$\mathcal{S} \equiv \frac{|\sigma_{\rm exc} - \sigma_{\rm QED}|}{\sigma_{\rm QED}} \sqrt{\mathcal{L}}\,, \tag{3.5}$$

onde $\sigma_{\rm exc}$ ($\sigma_{\rm QED}$) é a seção de choque associada à contribuição do lépton excitado (QED), e $\mathcal{L}$ é a luminosidade integrada da máquina.

A existência de um férmion excitado com massa inferior ao limite cinemático da máquina $e\gamma$ pode ser estabelecida através da identificação do perfil de Breit-Wigner na distribuição da massa invariante ($M_{inv}$) do par $e\gamma$, sinal bem evidente mesmo nos casos de feixes não polarizados. É apresentada

na Fig. (3.2) a distribuição $d\sigma/dM_{inv}$ para $M_{1/2(3/2)} = 250$ GeV para um acelerador $e^+e^-$ com $\sqrt{s} = 500$ GeV, onde foi introduzido um corte no ângulo polar ($\theta$) das partículas do estado final com os feixes, requerendo-se que $5° < \theta < 175°$. A título de comparação, mostramos esta distribuição para a QED (*i.e.* $\Lambda = \infty$), e para valores da escala de composição que leve a um desvio de $3\sigma$ na seção de choque total.

A procura por léptons excitados pode, sem dúvida, ser realizada usando-se feixes não polarizados, mas, no entanto, o uso da polarização pode ser muito útil não somente para expandir a região de descoberta no plano $\Lambda \times M_{1/2(3/2)}$, através do aumento da seção de choque e da luminosidade, mas também para estudar em detalhe as interações deste novo estado. Podemos ver a partir da Fig. (3.3) que a função de distribuição possui aproximadamente o mesmo valor para $\bar{x} = \zeta/(\zeta + 2) \simeq 0.71$, mesmo para diferentes configurações de polarização dos estados iniciais. No intervalo $0 < x < \bar{x}$, a luminosidade é maior para $P_pP_l > 0$ ao passo que para o intervalo $x > \bar{x}$ a distribuição com $P_pP_l < 0$ domina. Assim, para procurar por léptons excitados com massa abaixo (acima) de $\overline{M} = \sqrt{\bar{x}s}$, devemos empregar uma configuração de polarização dos feixes de elétrons e fótons tal que $P_pP_l > 0$ ($< 0$).

Podemos ver a partir da Fig. (3.3), que em ambos os casos o grau de polarização circular do feixe de fótons convertido ($\xi_2$) tem o mesmo sinal da polarização do feixe de pósitrons na região de interesse. Além disso, podemos ver a partir das amplitudes de helicidade apresentadas na Seção 3.3 que $\xi_2 > 0$ aumenta a seção de choque para estados excitados RH de spin 1/2 e LH de spin 3/2, enquanto $\xi_2 < 0$ favorece os LH de spin 1/2 e os RH de spin 3/2. Este comportamento pode ser facilmente obtido a partir das configurações

de momento angular dos estados iniciais.

Quatro diferentes cenários podem então ser estabelecidos para que a região de descoberta no plano $\Lambda \times M_{1/2(3/2)}$ seja aumentada, dependendo do spin, massa e estrutura do acoplamento do férmion excitado:

*(i)* $P_p, P_l > 0$ para estados excitados RH de spin 1/2 ou LH de spin 3/2 com massa abaixo de $\overline{M}$;

*(ii)* $P_p, P_l < 0$ para estados excitados LH de spin 1/2 ou RH de spin 3/2 com massa abaixo de $\overline{M}$;

*(iii)* $P_p < 0$ and $P_l > 0$ para estados excitados RH de spin 1/2 ou LH de spin 3/2 com massa acima de $\overline{M}$;

*(iv)* $P_p > 0$ and $P_l < 0$ para estados excitados LH spin 1/2 ou RH de spin 3/2 com massa acima de $\overline{M}$.

Pode-se também aumentar a seção de choque do férmion excitado polarizando-se o feixe de elétrons. De fato, a partir das amplitudes de helicidade apresentadas na seção 3.3, vemos que o uso do feixe de elétrons negativamente (positivamente) polarizado aumenta o sinal do elétron excitado com acoplamento LH (RH). Em geral, o uso de feixe de elétrons polarizados aumenta a sensitividade em $\Lambda$ cerca de 2–3 vezes para um dado valor de $M_{1/2(3/2)}$.

Mostramos nas Figs. (3.4) e (3.5) a região de descoberta para várias configurações de polarização dos estados iniciais, onde a região que pode ser atingida no NLC localiza-se abaixo e à esquerda das curvas. Para elétrons excitados com massa inferior ao limite cinemático do acelerador $e\gamma$, impusemos um desvio de $3\sigma$ na seção de choque obtida integrando-se em uma largura

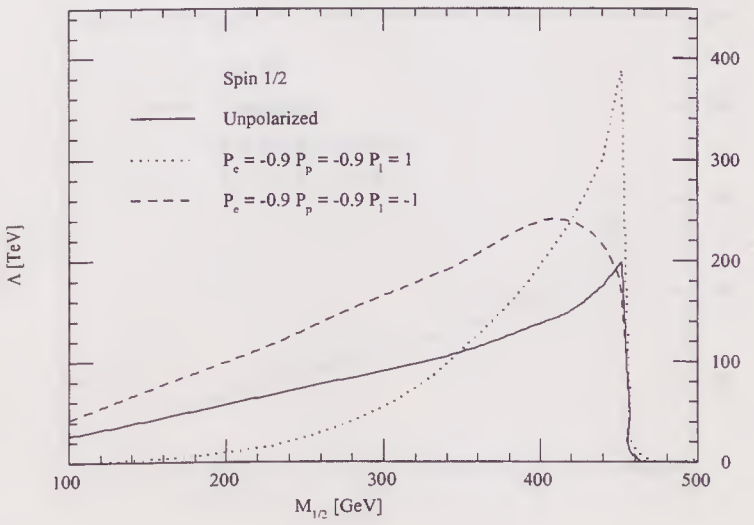


Figura 3.4: *Contorno de descoberta para estados excitados de spin* 1/2 *de mão esquerda (LH). A região observável encontra-se à esquerda e abaixo das curvas. Tomando-se o oposto de todas as polarizações , a mesma região será obtida para estados excitados de mão direita (RH).*

de 5 GeV's ao redor da massa do elétron excitado. Também introduzimos um corte angular ($5° < \theta < 175°$), de modo a simular a cobertura angular do detector. Para massas superiores ao limite cinemático da máquina, estimamos $\mathcal{S}$ usando a seção de choque total. Podemos verificar a partir destas figuras, que colisões elétron-fóton são capazes de explorar valores extraordinariamente altos da escala de composição, aumentando consideravelmente os limites ora impostos pelos experimentos a baixas energias. De fato, para um lépton excitado de spin 1/2 com massa ao redor de 450 GeV, poderemos ter acesso a uma escala de composição $\Lambda \sim 400$ TeV!

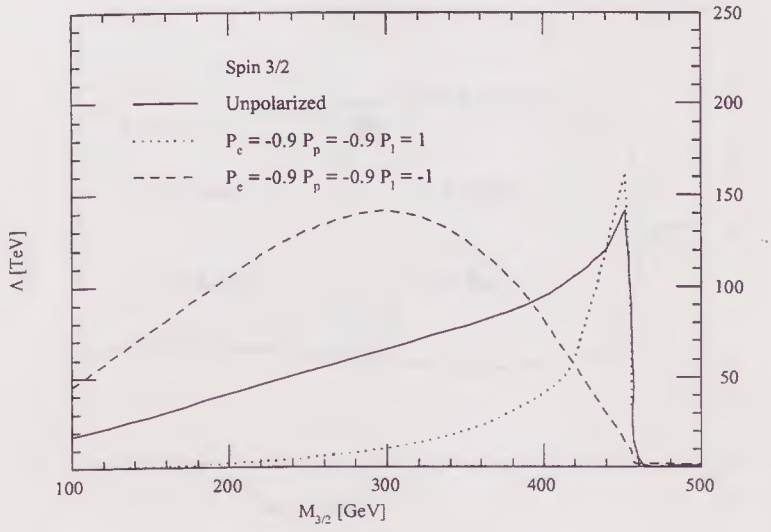


Figura 3.5: *Contorno de descoberta para estados excitados de spin* $3/2$ *de mão esquerda (LH). Tomando-se o opôsto de todas as polarizações , a mesma região será obtida para estados excitados de mão direita (RH).*

Uma vez que a existência do elétron excitado tenha sido porventura estabelecida, será importante que se determine seu spin, e a natureza de seu acoplamento. Neste ponto, o uso de polarização é crucial para a determinação das propriedades do elétron excitado. Para revelar a natureza quiral do acoplamento do elétron excitado, verificamos a sua produção quando apenas o feixe de elétrons é mantido polarizado. Neste caso podemos escrever

$$\sigma_{e0} = \sigma_{00}\,(1 + P_e \mathcal{A}_{LR}) \ , \tag{3.6}$$

onde $\sigma_{00}$ é a seção de choque para feixes não polarizados e $\mathcal{A}_{LR}$ é o fator de

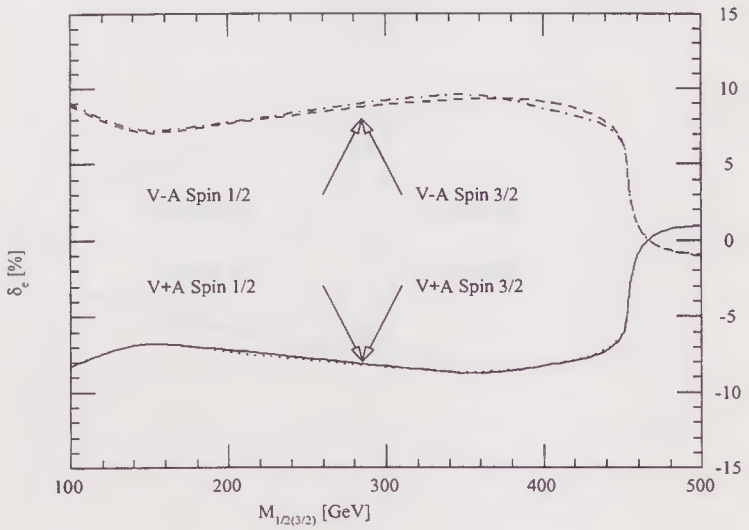


Figura 3.6: *Desvio $\delta_e$ em função da massa do estado excitado para $P_e = 0.9$ e fótons não polarizados.*

assimetria "left-right" dado por

$$\mathcal{A}_{LR} = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} , \tag{3.7}$$

onde $\sigma_{R(L)}$ é a seção de choque para feixe de elétrons completamente polarizado e feixe de fótons não polarizado.

Na Fig. (3.6) apresentamos o desvio

$$\delta_e = \frac{\sigma_{e0} - \sigma_{00}}{\sigma_{00}} \tag{3.8}$$

da seção de choque polarizada $\sigma_{e0}$ em relação à não polarizada $\sigma_{00}$ em função da massa do estado excitado. Nossos resultados foram obtidos integrando-se a seção de choque em uma região de 5 GeV ao redor da massa do elétron

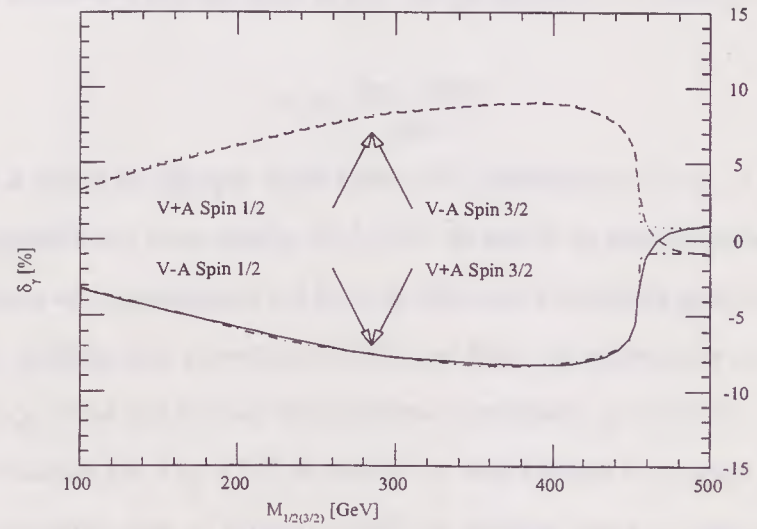


Figura 3.7: *Desvio $\delta_\gamma$ em função da massa do estado excitado para $P_p = 0.9$ mantendo-se o feixe de elétrons e o laser não polarizados.*

excitado, assumindo que o feixe de elétrons possui uma polarização de 90%. Impusemos também que o número de eventos para o caso polarizado apresente um desvio de $3\sigma$ em relação ao não polarizado. A partir destas figuras podemos ver que a medida deste desvio é capaz de distinguir claramente o acoplamento RH do LH. Além disso, a assimetria "left-right" pode ser inferida diretamente a partir dessas medidas. No entanto, ainda não somos capazes de distinguir o elétron excitado de spin $1/2$ do elétron excitado de spin $3/2$ usando apenas este desvio. Isto pode ser feito analisando-se o mesmo processo, polarizando-se desta vez o feixe de fótons.

Como mencionado acima, $\xi_2 > 0$ aumenta a seção de choque para elétrons excitados RH de spin $1/2$ e LH de spin $3/2$, ao passo que $\xi_2 < 0$ favorece

os estados excitados LH de spin 1/2 e RH de spin 3/2. Assim, definimos o desvio

$$\delta_\gamma = \frac{\sigma_{0\gamma} - \sigma_{00}}{\sigma_{00}} \tag{3.9}$$

onde $\sigma_{00}$ é a seção de choque para feixes não polarizados, e $\sigma_{0\gamma}$ é a seção de choque integrada em uma região de 5 GeV ao redor da ressonância quando o feixe de fótons esta polarizado e o feixe de elétrons é mantido sem polarização. Neste caso, porém, não podemos definir um fator de assimetria com fizemos antes, pois $\xi_2$ varia em função do momento carregado pelo fóton.

Apresentamos na Fig. (3.7) o desvio $\delta_\gamma$ em função da massa do estado excitado, impondo que o número total de eventos para o caso polarizado difira em $3\sigma$ do número de eventos do caso sem polarização. Para a obtenção do feixe de fótons polarizados, assumimos que o feixe de pósitrons esteja com grau de polarização de 90% e que o laser não esteja polarizado. Com esta configuração, a polarização do fóton espalhado é do mesmo sinal que a polarização do pósitron para todo o espectro. A partir desta figura verificamos que elétrons excitados RH de spin 1/2 e LH de spin 3/2 levam a um desvio positivo, ao passo que elétrons excitados LH de spin 1/2 e RH de spin 3/2 levam a um desvio negativo. Como a quiralidade do acoplamento é medida através da análise de $\delta_e$, o spin da ressonância pode ser claramente identificado através da medida de $\delta_\gamma$.

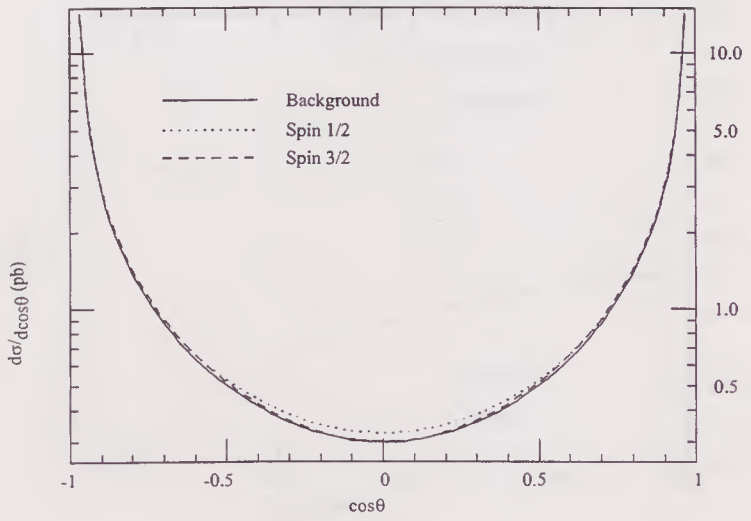


Figura 3.8: *Distribuição angular do processo* $e^+e^- \to \gamma\gamma$ *para feixes não polarizados a* $\sqrt{s} = 500$ *GeV, quando o valor de* $\Lambda$ *é tal que leve a um desvio de* $3\sigma$ *da seção de choque prevista pelo Modelo Padrão.*

## 3.2 O Processo $e^+e^- \to \gamma\gamma$

Vimos na subseção anterior que colisões elétron-fóton são uma ferramenta poderosa para a descoberta de estados fermiônicos excitados e determinação de suas propriedades, quando sua massa situa-se abaixo do limite cinemático da máquina. Para massa acima do limite cinemático, torna-se interessante investigar-se as possibilidades do modo $e^+e^-$ de operação do acelerador, visto que os elétrons excitados podem aparecer como um estado virtual sendo trocado no canal $t$ da reação $e^+e^- \to \gamma\gamma$.

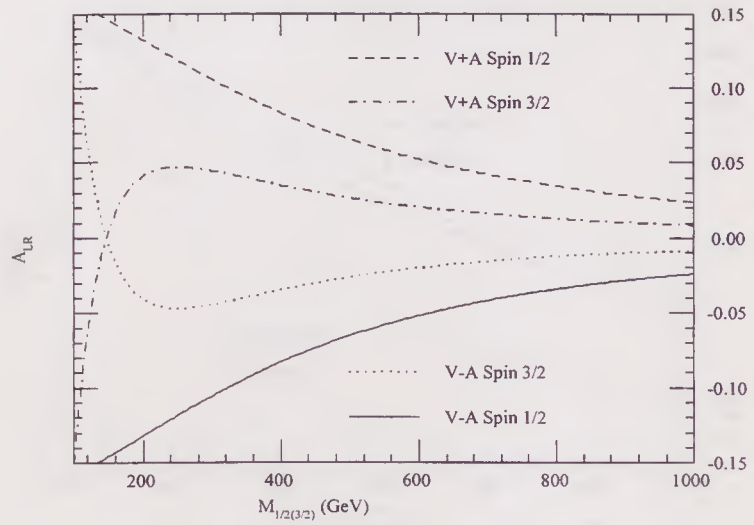


Figura 3.9: *Fator de assimetria "left-right" em função da massa dos estados excitados para* $P_e = 0,9$ *e* $P_p = 0$.

A seção de choque polarizada deste processo é dada por

$$\begin{aligned} d\sigma_{P_e P_p} &= \frac{1}{4}\Big[(1+P_pP_e)\,(d\sigma_{++}+d\sigma_{--})+(P_p+P_e)\,(d\sigma_{++}-d\sigma_{--}) \\ &+ (1-P_pP_e)\,(d\sigma_{+-}+d\sigma_{-+})+(P_p-P_e)\,(d\sigma_{+-}-d\sigma_{-+})\Big] \quad (3.10) \end{aligned}$$

onde $P_{e(p)}$ é o grau de polarização longitudinal do feixe de elétrons (pósitrons), e $d\sigma_{\lambda_p\lambda_e}$, com $\lambda_{p(e)} = \pm 1$ é a seção de choque para feixes completamente polarizados longitudinalmente. As amplitudes de helicidade para a troca de um elétron excitado de spin 1/2 (3.16) e de spin 3/2 (3.17) são apresentadas na Seção 3.3.

Na Fig. (3.8) apresentamos a distribuição angular dos fótons produzidos para a QED e para léptons excitados de spin 1/2 e 3/2. As curvas desta figura

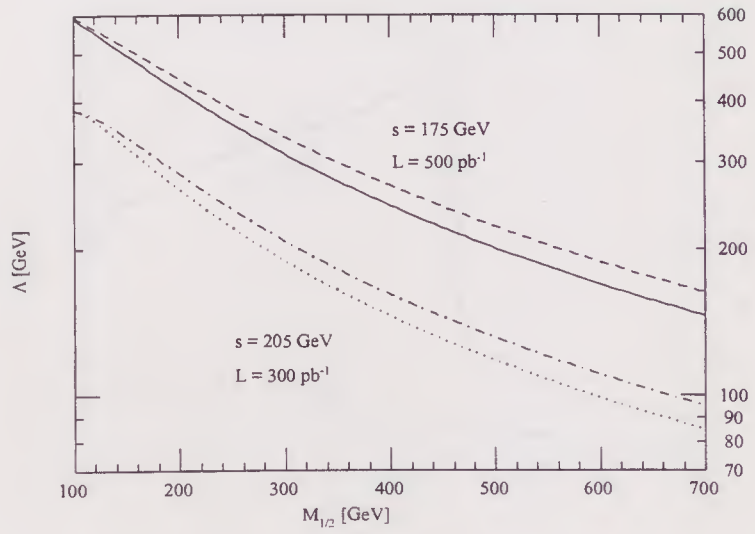


Figura 3.10: *Regiões de descoberta para o LEP II, impondo-se um desvio em relação ao Modelo Padrão maior que $3\sigma$ na seção de choque total.*

correspondem a um desvio de $3\sigma$ em relação à seção de choque total da QED. Como seria de se esperar, utilizando feixes não polarizados somos incapazes de determinar a quiralidade do acoplamento dos elétrons excitados. Além disso, apenas um estudo mais detalhado da distribuição angular poderá ser capaz de distinguir se um possível desvio das previsões da QED é proveniente da troca de um elétron excitado de spin 1/2 ou de spin 3/2.

Visto que a polarização aumenta ou reduz a seção de choque de acordo com a quiralidade do acoplamento, a distinção entre acoplamentos RH e LH pode ser feita facilmente polarizando-se apenas o feixe de elétrons. Podemos, neste caso, medir a assimetria "left-right" $\mathcal{A}_{LR}$ mencionada anteriormente. Na Fig. (3.9) é mostrado $\mathcal{A}_{LR}$ em função da massa do elétron excitado

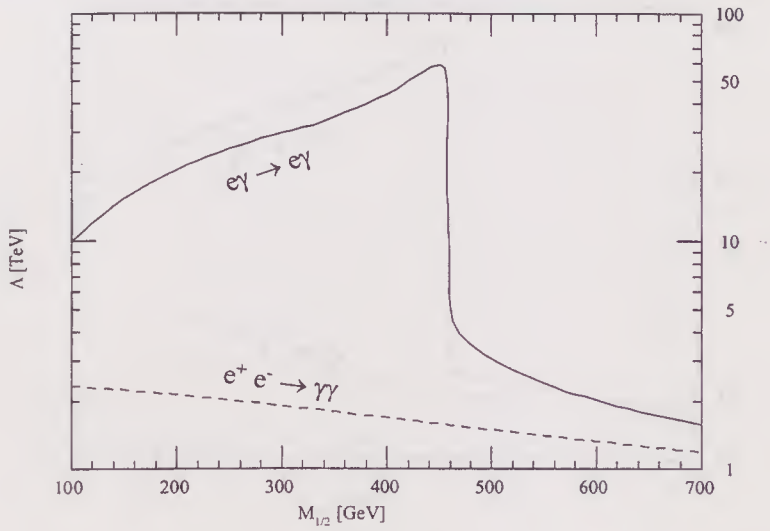


Figura 3.11: *Comparação dos limites de descoberta de estados fermiônicos excitados de spin* 1/2 *para os dois modos de operação do acelerador:* $e\gamma$*(sólida) e* $e^+e^-$*(traços).*

$M_{1/2(3/2)}$ para $\Lambda = 1$ TeV. Nela vemos que a natureza quiral do acoplamento pode ser facilmente identificada através da medida desta assimetria.

Na Fig. (3.10) apresentamos o limite de descobrimento a ser obtido por esta reação para feixes não polarizados à energia disponível no LEPII. Foram considerados dois grupos de parâmetros para este acelerador: $\sqrt{s} = 175$ GeV e $\mathcal{L} = 500$ pb$^{-1}$, e $\sqrt{s} = 205$ GeV e $\mathcal{L} = 300$ pb$^{-1}$. Foi requerido um efeito de $3\sigma$ em relação à seção de choque total de produção de um par de fótons, e imposto um corte de 12° no ângulo entre os fótons produzidos e os feixes incidentes. Podemos ver a partir desta simulação que a região de descoberta é maior para o modo de operação em que $\sqrt{s} = 175$ GeV e $\mathcal{L} = 500$ pb$^{-1}$,

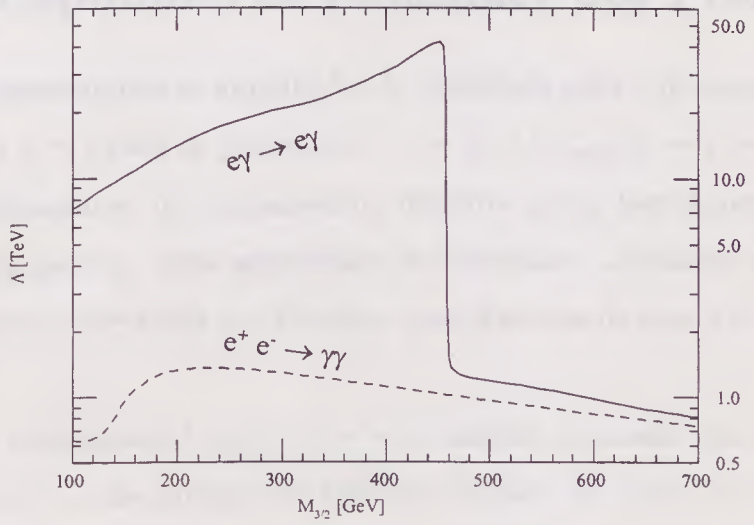


Figura 3.12: *Comparação dos limites de descoberta de estados fermiônicos excitados de spin* $3/2$ *para os dois modos de operação do acelerador:* $e\gamma$*(sólida) e* $e^+e^-$*(tracejada).*

independentemente do spin do estado excitado. Como esperado, os limites para os acoplamentos LH são os mesmos que para os acoplamentos RH.

Finalmente, comparamos nas Figs. (3.11) e (3.12) as regiões de descoberta para os estados excitados de spin $1/2$ e $3/2$ respectivamente, para a máquina operando nos modos $e\gamma$ e $e^+e^-$. Consideramos aqui também um desvio de $3\sigma$ da seção de choque total da QED assumindo feixes não polarizados e um corte angular de $5°$ em relação aos feixes incidentes. Podemos ver a partir destas figuras que o modo $e\gamma$ de operação é muito mais vantajoso para se investigar a existência destes estados excitados, mesmo quando sua massa é maior que a energia disponível na máquina.

## 3.3 Amplitudes de Helicidade dos Processos.

Aqui são apresentadas as amplitudes de helicidade para o decaimento $L^-_{1/2(3/2)} \to e^-\gamma$ e para os processos $e^-\gamma \to \left(e^-, L^-_{1/2(3/2)}\right) \to e^-\gamma$ e $e^+e^- \to \gamma\gamma$, considerando-se os acoplamentos descritos pelas lagrangianas (1.5) e (1.6). Para calcular estas amplitudes de helicidade, utilizamos as técnicas de espinores de Weyl–van der Waerden para férmions de spin 1/2 [57] e spin 3/2 [58].

Para o decaimento $L^-_{1/2(3/2)} \to e^-\gamma$, o módulo quadrado das amplitudes de helicidade do decaimento do férmion excitado de spin 1/2 é dado por $|\mathcal{M}^{1/2}_{\lambda_L;\lambda_e\lambda_\gamma}|^2$, onde $\lambda_L$ é o spin do férmion excitado na direção de quantização e $\lambda^{e(\gamma)}$ é a helicidade do elétron (fóton) final. Elas são:

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}^{(1/2)}_{+;++}|^2 &= \frac{2e^2}{\Lambda^2}(A+B)^2 M^4_{1/2} \\ |\mathcal{M}^{(1/2)}_{-;--}|^2 &= \frac{2e^2}{\Lambda^2}(A-B)^2 M^4_{1/2}\,. \end{aligned} \tag{3.11}$$

Para o decaimento do férmion de spin 3/2, seguindo a notação de Novaes e Spehler [58], temos

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}^{(3/2)}_{++;+-}|^2 &= \frac{e^2}{\Lambda^2}(A+B)^2 M^4_{3/2} \\ |\mathcal{M}^{(3/2)}_{--;-+}|^2 &= \frac{e^2}{\Lambda^2}(A-B)^2 M^4_{3/2}\,. \end{aligned} \tag{3.12}$$

Para a reação $e(p^\mu)\gamma(q^\mu) \to e(k^\mu)\gamma(l^\mu)$, o módulo quadrado das amplitudes de helicidade para a troca de férmions excitados de spin 1/2 e spin 3/2 será indicado por $|\mathcal{M}^{(1/2,3/2)}_{\lambda_e\lambda_\gamma\lambda'_e\lambda'_\gamma}|^2$, onde $\lambda_{e(\gamma)}$ é a helicidade do elétron (fóton) inicial e $\lambda'_{e(\gamma)}$ a dos finais. As variáveis de Mandelstan são definidas como

$$s = (p+q)^2\,, \qquad t = (p-k)^2\,, \qquad u = (p-l)^2\,. \tag{3.13}$$

Para a troca de um férmion excitado de spin 1/2 nós temos

$$
\begin{aligned}
\left|\mathcal{M}^{(1/2)}_{++++}\right|^2 &= -4e^4\left[\frac{s}{u}-\frac{2(A+B)^2}{\Lambda^2}\frac{s^2\left(s-M^2_{1/2}\right)}{\left(s-M^2_{1/2}\right)^2+\left(M_{1/2}\Gamma_{1/2}\right)^2}\right.\\
&\quad\left.+\frac{(A+B)^4}{\Lambda^4}\frac{s^3\,u}{\left(s-M^2_{1/2}\right)^2+\left(M_{1/2}\Gamma_{1/2}\right)^2}\right],\\
\left|\mathcal{M}^{(1/2)}_{++--}\right|^2 &= -4e^4\frac{t\left(A^2-B^2\right)^2M^2_{1/2}}{\Lambda^4}\\
&\quad\times\frac{\left[s\left(u-M^2_{1/2}\right)+u\left(s-M^2_{1/2}\right)\right]^2+\left(u\,M_{1/2}\Gamma_{1/2}\right)^2}{\left[\left(s-M^2_{1/2}\right)^2+\left(M_{1/2}\Gamma_{1/2}\right)^2\right]\left(u-M^2_{1/2}\right)^2},\\
\left|\mathcal{M}^{(1/2)}_{+-+-}\right|^2 &= -4e^4\left[\frac{u}{s}-\frac{2(A+B)^2}{\Lambda^2}\frac{u^2}{u-M^2_{1/2}}+\frac{(A+B)^4}{\Lambda^4}\frac{u^3\,s}{\left(u-M^2_{1/2}\right)^2}\right],\\
\left|\mathcal{M}^{(1/2)}_{-+-+}\right|^2 &= -4e^4\left[\frac{u}{s}-\frac{2(A-B)^2}{\Lambda^2}\frac{u^2}{u-M^2_{1/2}}+\frac{(A-B)^4}{\Lambda^4}\frac{u^3\,s}{\left(u-M^2_{1/2}\right)^2}\right],\\
\left|\mathcal{M}^{(1/2)}_{--++}\right|^2 &= \left|\mathcal{M}^{(1/2)}_{++--}\right|^2,\\
\left|\mathcal{M}^{(1/2)}_{----}\right|^2 &= -4e^4\left[\frac{s}{u}-\frac{2(A-B)^2}{\Lambda^2}\frac{s^2\left(s-M^2_{1/2}\right)}{\left(s-M^2_{1/2}\right)^2+\left(M_{1/2}\Gamma_{1/2}\right)^2}\right.\\
&\quad\left.+\frac{(A-B)^4}{\Lambda^4}\frac{s^3\,u}{\left(s-M^2_{1/2}\right)^2+\left(M_{1/2}\Gamma_{1/2}\right)^2}\right].
\end{aligned}
\tag{3.14}
$$

No caso dos férmions excitados de spin 3/2 obtivemos

$$
\begin{aligned}
\left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{++++}\right|^2 &= -4e^4\left[\frac{s}{u}-\frac{2\,(C+D)^2}{\Lambda^2}\frac{s^2}{6M^2_{3/2}}\frac{u+2M^2_{3/2}}{u-M^2_{3/2}}\right.\\
&\quad\left.+\frac{(C+D)^4}{\Lambda^4}\frac{s^3\,u}{36M^4_{3/2}}\frac{\left(u+2M^2_{3/2}\right)^2}{\left(u-M^2_{3/2}\right)^2}\right],
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{++--}\right|^2 &= -4e^4\frac{\left(C^2-D^2\right)^2}{\Lambda^4}\frac{t^3}{9M^2_{3/2}}\,,\\
\left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{+-+-}\right|^2 &= -4e^4\left[\frac{u}{s}-\frac{2\left(C+D\right)^2}{\Lambda^2}\frac{u^2}{6M^2_{3/2}}\frac{\left(s+2M^2_{3/2}\right)\left(s-M^2_{3/2}\right)}{\left(s-M^2_{3/2}\right)^2+\left(M_{3/2}\Gamma_{3/2}\right)^2}\right.\\
&\quad\left.+\frac{\left(C+D\right)^4}{\Lambda^4}\frac{u^3\,s}{36M^4_{3/2}}\frac{\left(s+2M^2_{3/2}\right)^2}{\left(s-M^2_{3/2}\right)^2+\left(M_{3/2}\Gamma_{3/2}\right)^2}\right],\\
\left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{+--+}\right|^2 &= -4e^4\frac{\left(C^2-D^2\right)^2}{\Lambda^4}\frac{M^2_{3/2}t^3}{4}\\
&\quad\frac{\left(t+2M^2_{3/2}\right)^2+\left(M_{3/2}\Gamma_{3/2}\right)^2}{\left[\left(s-M^2_{3/2}\right)^2+\left(M_{3/2}\Gamma_{3/2}\right)^2\right]\left(u-M^2_{3/2}\right)^2}\,,\\
\left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{-++-}\right|^2 &= \left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{+--+}\right|^2\,,\\
\left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{-+-+}\right|^2 &= -4e^4\left[\frac{u}{s}-\frac{2\left(C-D\right)^2}{\Lambda^2}\frac{u^2}{6M^2_{3/2}}\frac{\left(s+2M^2_{3/2}\right)\left(s-M^2_{3/2}\right)}{\left(s-M^2_{3/2}\right)^2+\left(M_{3/2}\Gamma_{3/2}\right)^2}\right.\\
&\quad\left.+\frac{\left(C-D\right)^4}{\Lambda^4}\frac{u^3\,s}{36M^4_{3/2}}\frac{\left(s+2M^2_{3/2}\right)^2}{\left(s-M^2_{3/2}\right)^2+\left(M_{3/2}\Gamma_{3/2}\right)^2}\right],\\
\left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{--++}\right|^2 &= \left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{++--}\right|^2\,,\\
\left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{----}\right|^2 &= -4e^4\left[\frac{s}{u}-\frac{2\left(C-D\right)^2}{\Lambda^2}\frac{s^2}{6M^2_{3/2}}\frac{u+2M^2_{3/2}}{u-M^2_{3/2}}\right.\\
&\quad\left.+\frac{\left(C-D\right)^4}{\Lambda^4}\frac{s^3\,u}{36M^4_{3/2}}\frac{\left(u+2M^2_{3/2}\right)^2}{\left(u-M^2_{3/2}\right)^2}\right]\,.
\end{aligned}
\tag{3.15}
$$

Para a reação $e^+(p^\mu)e^-(q^\mu)\to\gamma(k^\mu)\gamma(l^\mu)$, o módulo quadrado das amplitudes de helicidade para a troca de um férmion excitado de spin 1/2 e spin 3/2 será indicada por $|\mathcal{M}^{(1/2,3/2)}_{\lambda_{e^+}\lambda_{e^-}\lambda_\gamma\lambda_\gamma}|^2$, onde $\lambda_{e^+(e^-)(\gamma)}$ é a helicidade do pósitron(elétron)(fóton). As variáveis de Mandelstan são definidas como no

caso anterior.

Para a troca de um férmion excitado de spin 1/2 nós temos

$$\begin{aligned}
\left|\mathcal{M}^{(1/2)}_{++--}\right|^2 &= 4e^4\frac{(A^2-B^2)^2}{\Lambda^4}M^2_{1/2}s\left[\frac{t^2}{(t-M^2_{1/2})^2}+\frac{u^2}{(u-M_{1/2})^2}\right.\\
&\left.+\frac{2ut}{(u-M^2_{1/2})(t-M^2_{1/2})}\right],\\
\left|\mathcal{M}^{(1/2)}_{+--+}\right|^2 &= 4e^4\left[\frac{t}{u}-\frac{2(A-B)^2}{\Lambda^2}\frac{t^2}{t-M^2_{1/2}}+\frac{(A-B)^4}{\Lambda^4}\frac{ut^3}{(t-M^2_{1/2})^2}\right],\\
\left|\mathcal{M}^{(1/2)}_{+-+-}\right|^2 &= 4e^4\left[\frac{u}{t}-\frac{2(A-B)^2}{\Lambda^2}\frac{u^2}{u-M^2_{1/2}}+\frac{(A-B)^4}{\Lambda^4}\frac{tu^3}{(u-M^2_{1/2})^2}\right],\\
\left|\mathcal{M}^{(1/2)}_{-++-}\right|^2 &= 4e^4\left[\frac{t}{u}-\frac{2(A+B)^2}{\Lambda^2}\frac{t^2}{t-M^2_{1/2}}+\frac{(A-B)^4}{\Lambda^4}\frac{ut^3}{(t-M^2_{1/2})^2}\right],\\
\left|\mathcal{M}^{(1/2)}_{-+-+}\right|^2 &= 4e^4\left[\frac{u}{t}-\frac{2(A+B)^2}{\Lambda^2}\frac{u^2}{u-M^2_{1/2}}+\frac{(A-B)^4}{\Lambda^4}\frac{tu^3}{(u-M^2_{1/2})^2}\right],\\
\left|\mathcal{M}^{(1/2)}_{--++}\right|^2 &= \left|\mathcal{M}^{(1/2)}_{++--}\right|^2, \qquad (3.16)
\end{aligned}$$

e, para a troca de spin 3/2 nós temos

$$\begin{aligned}
\left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{++++}\right|^2 &= 4e^4\frac{(C^2-D^2)^2}{\Lambda^4}\frac{M^2_{3/2}s^3}{4}\left[\frac{1}{(t-M^2_{3/2})^2}+\frac{1}{(u-M^2_{3/2})^2}\right.\\
&\left.+\frac{2}{(t-M^2_{3/2})(u-M^2_{3/2})}\right],\\
\left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{++--}\right|^2 &= 4e^4\frac{(C^2-D^2)^2}{\Lambda^4}\frac{s^3}{9M^2_{3/2}}\\
|\mathcal{M}_{+-+-}|^2 &= 4e^4\left[\frac{t}{u}-\frac{2(C-D)^2}{\Lambda^2}\frac{u^2(t+2M^2_{3/2})}{6M^2_{3/2}(t-M^2_{3/2})}\right.\\
&\left.+\frac{(C-D)^4}{\Lambda^4}\frac{u^3t(t+2M^2_{3/2})^2}{36M^4_{3/2}(t-M^2_{3/2})^2}\right],
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
\left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{+--+}\right|^2 &= 4e^4\left[\frac{t}{u}-\frac{2(C-D)^2}{\Lambda^2}\frac{t^2(u+2M^2_{3/2})}{6M^2_{3/2}(u-M^2_{3/2})}\right.\\
&\left.+\frac{(C-D)^4}{\Lambda^4}\frac{t^3u(u+2M^2_{3/2})^2}{36M^4_{3/2}(u-M^2_{3/2})^2}\right],\\
\left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{-+-+}\right|^2 &= 4e^4\left[\frac{u}{t}-\frac{2(C+D)^2}{\Lambda^2}\frac{u^2(t+2M^2_{3/2})}{6M^2_{3/2}(t-M^2_{3/2})}\right.\\
&\left.+\frac{(C+D)^4}{\Lambda^4}\frac{u^3t(t+2M^2_{3/2})^2}{36M^4_{3/2}(t-M^2_{3/2})^2}\right],\\
\left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{-++-}\right|^2 &= 4e^4\left[\frac{t}{u}-\frac{2(C+D)^2}{\Lambda^2}\frac{t^2(u+2M^2_{3/2})}{6M^2_{3/2}(u-M^2_{3/2})}\right.\\
&\left.+\frac{(C+D)^4}{\Lambda^4}\frac{t^3u(u+2M^2_{3/2})^2}{36M^4_{3/2}(u-M^2_{3/2})^2}\right],\\
\left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{--++}\right|^2 &= \left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{++--}\right|^2,\\
\left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{----}\right|^2 &= \left|\mathcal{M}^{(3/2)}_{++++}\right|^2.
\end{aligned}
\tag{3.17}
$$

Cabe ressaltar que para os acoplamentos de mão direita e de mão esquerda dos férmions excitados, as amplitudes (3.16) e (3.17) com helicidades iguais para os elétrons e pósitrons não recebem nenhuma contribuição proveniente da QED ou dos estados excitados. Isto é esperado, uma vez que desprezamos a massa dos férmions externos.

# Capítulo 4

# Discriminando Cenários de Nova Física no NLC: o Papel da Polarização

Estudamos[1] os efeitos relacionados com a troca de um férmion composto na reação $e\gamma \to W\nu_e$, e comparamo-os com aqueles advindos de um acoplamento tríplice anômalo entre os bósons de gauge [61]. Enfatizamos o papel desempenhado pela polarização dos estados iniciais em aumentar a capacidade de investigação destas máquinas, e discriminar a origem destes novos fenômenos.

[1]Este trabalho foi divulgado recentemente através do preprint IFT-P.028/97, e encontra-se à disposição no arquivo eletrônico `hep-ph/9703430`, tendo aceito para publicação na revista *Physical Review D*.

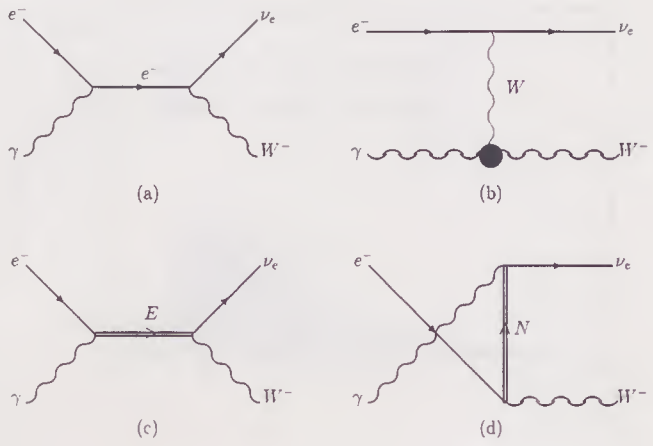


Figura 4.1: *Diagramas de Feynman que contribuem para o processo* $e\gamma \to W\nu_e$ *na presença de férmions excitados (linha dupla) e de acoplamentos anômalos dos bósons vetoriais (círculo).*

## 4.1 Sinais Característicos dos Férmions Excitados

A existência de um férmion excitado com massa abaixo do alcance cinemático do acelerador $e\gamma$ pôde ser estabelecida através da identificação do perfil de Breit-Wigner na distribuição da massa invariante do par $e\gamma$ produzido no processo $e\gamma \to e\gamma$ [54]. Apresentamos na Fig. (4.2) a distribuição do momento transversal, $d\sigma/dp_T$, dos $W$ produzidos na reação $e\gamma \to W\nu_e$ quando $M_E = 350$ GeV. Foi introduzido um corte de 15° no ângulo polar ($\theta$) do $W$ com os feixes iniciais. Assumiu-se também que apenas 60% dos $W$ produzidos serão reconstruídos satisfatoriamente. Mostramos a distribuição para a

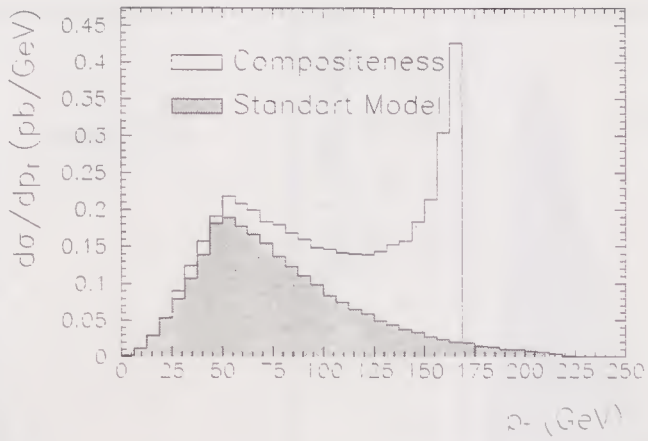


Figura 4.2: *Comparação com as previsões do Modelo Padrão, da distribuição de momento transversal para $W$ produzidos quando a massa do estado composto é $M_E = 350$ GeV e a escala de composição é $\Lambda = 1$ TeV.*

QFD (*i.e.* $\Lambda = \infty$) e para valores da escala de composição tal que $\Lambda = 1$ TeV e $f = f'$. Como esperado, a existência de um elétron excitado com massa inferior ao limite cinemático do acelerador $e\gamma$ fornece um sinal muito claro, o pico jacobiano em $p_T \sim M_E/2$, devido ao aparecimento de ressonância no diagrama (c) da Fig. (4.1).

Para valores da massa do elétron excitado acima do limite cinemático, além do aumento da seção de choque total, a existência de composição também afeta a distribuição dos $W$ produzidos. Simulamos estas distribuições para $M_E = \Lambda = 500$ GeV, e $f = f'$. Apresentamos na Fig. (4.3) as distribuições angular, e de momento transversal para feixes não polarizados, onde $\theta$ é o ângulo medido entre o $W$ reconstruído e a direção do feixe

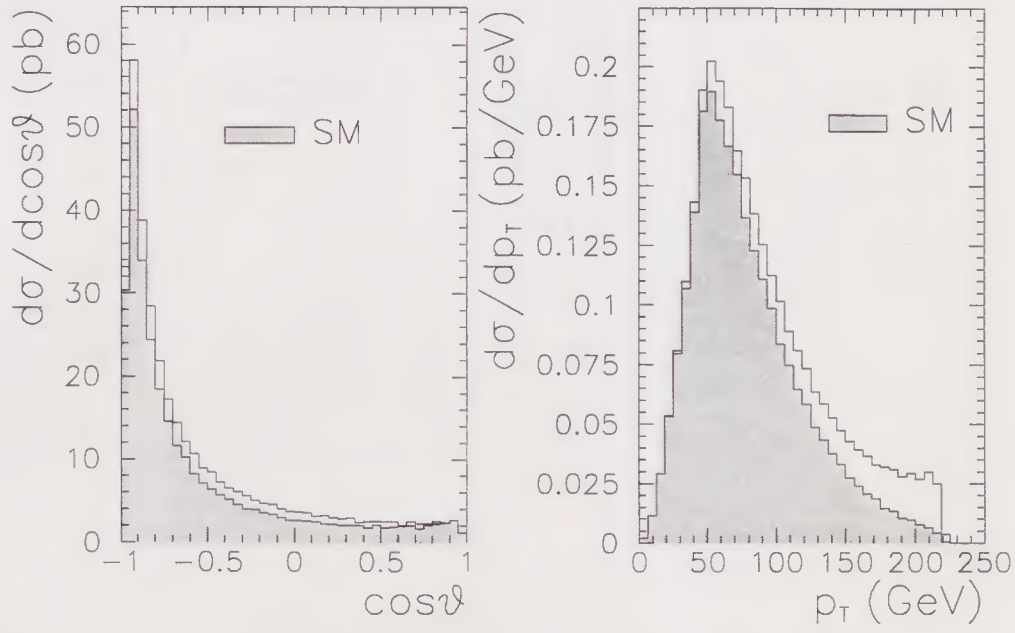


Figura 4.3: *Distribuições do W na presença de composição, comparada com as previsões do Modelo Padrão. As distribuições são para* $f = f' = 1$ *quando* $M_E = \Lambda = 500$ *GeV.*

de elétrons. Como podemos ver, a existência de um férmion excitado ocasionará um aumento da produção de $W$ com alto $p_T$. O efeito da composição na distribuição angular do $W$ é bastante pequeno.

O processo mediado pela troca no canal $u$ de um neutrino excitado que se acopla ao fóton, que acontece quando $f \neq f'$, dá origem a um efeito de intensidade muito menor. Este processo é particularmente interessante na situação extrema, quando $f = -f'$. Neste caso, a constante de acoplamento $C_{\gamma Ee}$ se anula, e apenas o diagrama (d) da Fig. (4.1) contribui para

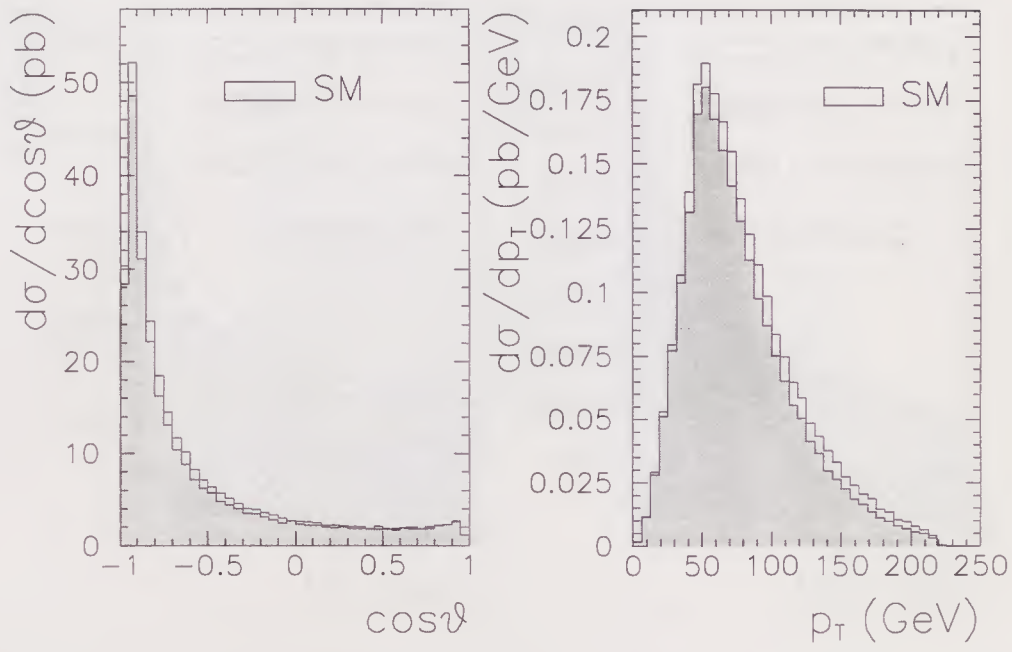


Figura 4.4: *Distribuições do $W$ na presença de composição, comparada com as previsões do Modelo Padrão. Os histogramas cheios são para $f = -f' = 1$ quando $M_N = \Lambda = 300$ GeV.*

o sinal. Ele dá origem a uma interferência destrutiva, cujo efeito é diminuir a produção de $W$, sem no entanto alterar de modo significativo a forma das distribuições angular e de momento transversal, conforme pode ser visto na Fig. (4.4).

Na Fig. (4.5) mostramos o limite de descoberta para estados compostos no plano $\Lambda \times M_E$ para os estados finais $e\gamma$ e $W\nu_e$, requerendo um efeito de $3\sigma$ na seção de choque total. Como podemos ver, apesar do grande "background" devido ao espalhamento Compton, os canais $e\gamma$ e $W\nu$ são igualmente

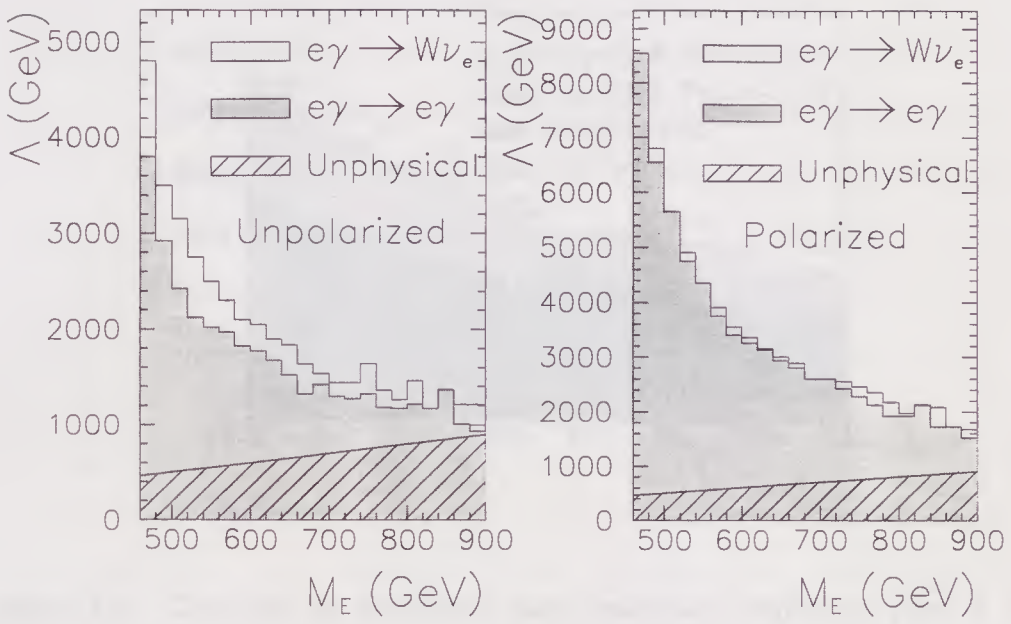


Figura 4.5: *Contorno de descoberta para* $f = f' = 1$. *Dentro da região sombreada o desvio do modelo é maior que* $3\sigma$. *Foi excluída a região sem sentido físico onde* $\Lambda < M_E$.

sensíveis à existência de nova física. O uso de feixes polarizados aumenta a sensibilidade da máquina em ambos os canais. Além disso, um excesso na produção de $e\gamma$ é um sinal claro da existência de composição, visto que não há contribuição de acoplamentos anômalos neste canal. No entanto, se os fatores $f$ e $f'$ forem tais que $f = -f'$, o sinal de composição na produção de $e\gamma$ desaparecerá completamente, mas sobreviverá na produção de $W$, através da troca de um férmion composto neutro no canal $u$ (diagrama (d) da Fig. (4.1)). O limite de observabilidade do NLC para tais estados neutros é mostrado na

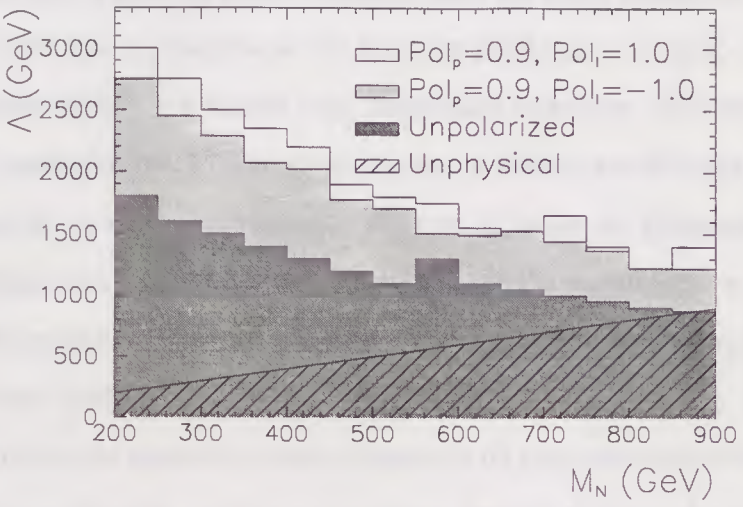


Figura 4.6: *Contorno de descoberta para neutrinos compostos, para* $f = -f' = 1$. *Dentro das regiões sombreadas, o desvio do modelo padrão é maior que* $3\sigma$. *Foi excluída a região sem sentido físico onde* $\Lambda < M_N$.

Fig. (4.6).

A polarização pode ser usada para ampliar a região de descoberta no plano $\Lambda \times M_E$, tanto pelo aumento da luminosidade, quanto da seção de choque. Como mostrado anteriormente, a função de distribuição assume aproximadamente o mesmo valor quando $\bar{x} = \zeta/(\zeta + 2) \simeq 0.71$, para diferentes configurações de polarização dos estados iniciais [veja Fig. (3.3)]. No intervalo $0 < x < \bar{x}$ a luminosidade é maior para $P_p P_l > 0$, enquanto para o intervalo $x > \bar{x}$ a distribuição com $P_p P_l < 0$ domina. Portanto, para se procurar por estados excitados com massa acima de $\overline{M_E} = \sqrt{\bar{x}s}$, devemos empregar a configuração do feixe de pósitrons e laser tal que $P_p P_l < 0$.

Lembremos que o grau de polarização circular do fóton espalhado ($\xi_2$) possui o mesmo sinal que a polarização do feixe de pósitrons na região de interesse. Como apenas elétrons e fótons com helicidade negativa contribuem para os processos mediados pelos elétrons excitados, a melhor escolha dos parâmetros de polarização é, neste caso, aquela em que os feixes de elétrons e pósitrons são mantidos com polarização negativa ($P_{e^-} = P_{e^+} = -0.9$), e o laser possui polarização positiva ($P_l = 1$). Com esta configuração de polarização, a região de descoberta pode ser ampliada, conforme é mostrado na Fig. (4.5).

O quadro muda quando estamos tratando de processos envolvendo a troca de neutrinos excitados. Assim como antes, apenas elétrons de mão esquerda participarão desta reação, mas agora o fóton acopla-se ao neutrino final (mão esquerda) e, consequentemente, apenas os fótons com polarização positiva irão acoplar-se ao neutrino e seu estado excitado. Seguindo o que foi exposto acima, para se obter um feixe de fótons altamente energético e polarizado, devemos polarizar o feixe de pósitrons positivamente ($P_{e^+} = 0.9$) e o laser negativamente ($P_l = -1$). Assim como na situação anterior, o feixe de elétrons deve ser mantido com polarização negativa ($P_{e^-} = -0.9$). No entanto, devemos também notar que neste processo, ajustando-se o feixe de pósitrons e o laser de forma a ter os dois com polarização positiva, conseguimos obter que a maioria dos fótons seja produzido com polarização positiva (exceto os de alta energia), ao mesmo tempo em que reduzimos o "background" do Modelo Padrão proporcionado pelo diagrama (b) da Fig. (4.1), que possui o acoplamento tríplice. Devido à redução no "background", a configuração com $P_{e^-} = -P_{e^+} = -0.9$ e $P_l = 1$ mostrou-se ser a que fornece os melhores limites de observabilidade, como pode ser visto na Fig. (4.6).

## 4.2 Acoplamentos Anômalos Entre os Bósons de Gauge

A existência de acoplamentos anômalos na auto-interação entre os bósons de gauge é uma possibilidade que ainda não foi descartada pelos resultados experimentais. Nosso conhecimento da estrutura trilinear entre os bósons de gauge continua bastante pobre, apesar dos esforços experimentais já realizados [59], e dos estudos teóricos elaborados com o intuito de determinar a melhor estratégia a ser utilizada para a determinação destes acoplamentos [60].

Para realizar este nosso trabalho, empregamos a lagrangiana mais geral de interação entre os bósons de gauge, que conserva $CP$ e é invariante sob transformações do grupo de gauge $U(1)_{em}$ [61]

$$\mathcal{L} = -ie\left[g_1^\gamma(W^\dagger_{\mu\nu}W^\mu A^\nu - W^\dagger_\mu W^{\mu\nu}A^\nu) + \kappa_\gamma W^\dagger_\mu W_\nu F^{\mu\nu} + \frac{\lambda_\gamma}{M_W^2}W^\dagger_{\tau\mu}W^\mu_\nu F^{\nu\tau}\right] \tag{4.1}$$

Para fótons na camada de massa, a invariância de gauge eletromagnética impõe $g_1^\gamma = 1$, devido à carga elétrica do $W$. Os coeficientes $\kappa(\lambda)$ assumem o valor $1(0)$ no modelo padrão, e estão relacionados ao momento magnético $\mu_W$ e ao momento de quadrupólo elétrico $\mathcal{Q}_W$ como

$$\mu_W = \frac{e}{2M_W}(1+\kappa_\gamma+\lambda_\gamma) \quad \text{e} \quad \mathcal{Q}_W = -\frac{e}{M_W^2}(\kappa_\gamma - \lambda_\gamma)\,. \tag{4.2}$$

Vamos agora examinar as consequências que a existência de um acoplamento anômalo entre os bósons de gauge pode causar na produção de $W$.

Para evidenciar o efeito que cada uma das duas possíveis constantes de acoplamento anômalas ($\Delta\kappa_\gamma$ and $\lambda_\gamma$) pode produzir, podemos visualizar dois

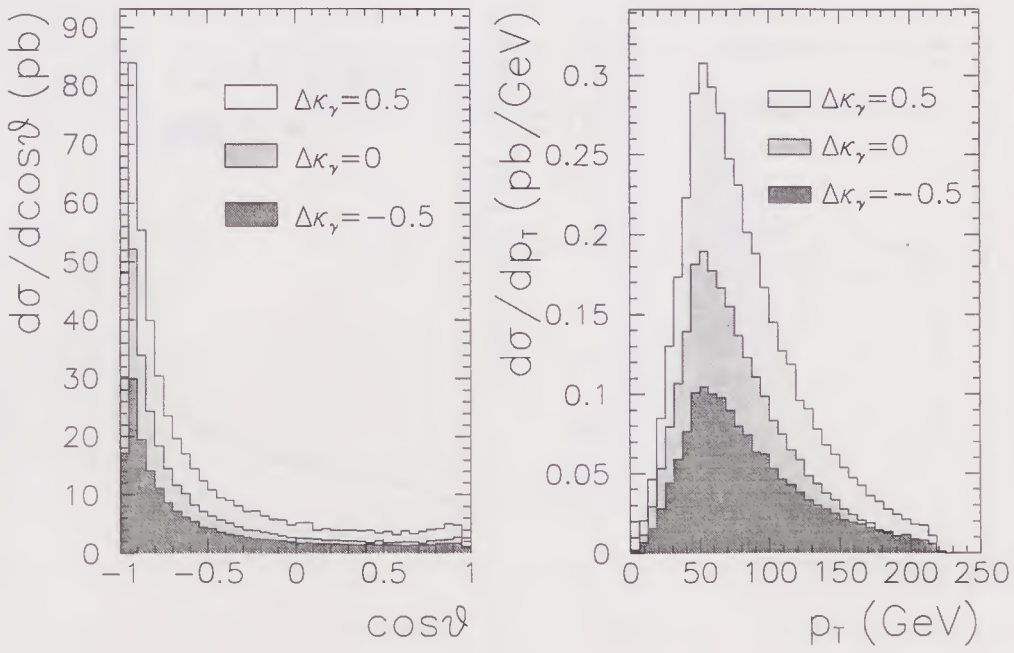


Figura 4.7: *Efeitos da variação em $\Delta\kappa_\gamma$ na distribuição dos $W$, comparados com as previsões do Modelo Padrão ($\Delta\kappa_\gamma = 0$).*

cenários distintos, onde isolamos os seus efeitos na produção do $W$. Na Fig. (4.7) mostramos as distribuições angular e de momento transversal para o caso onde apenas o termo $\Delta\kappa_\gamma = 1 - \kappa_\gamma$ contribui para o acoplamento anômalo, mantendo $\lambda_\gamma = 0$. Podemos ver a partir dessas figuras que o único efeito que a variação no valor destas contantes acarreta é o de diminuir ou aumentar a seção de choque total, dependendo de seu sinal, produzindo pequeno efeito na forma das distribuições. O número de eventos é maior (menor) que o esperado para $\Delta\kappa_\gamma > 0$ ($\Delta\kappa_\gamma < 0$).

Na Fig. (4.8) mostramos as distribuições angular e de momento transver-

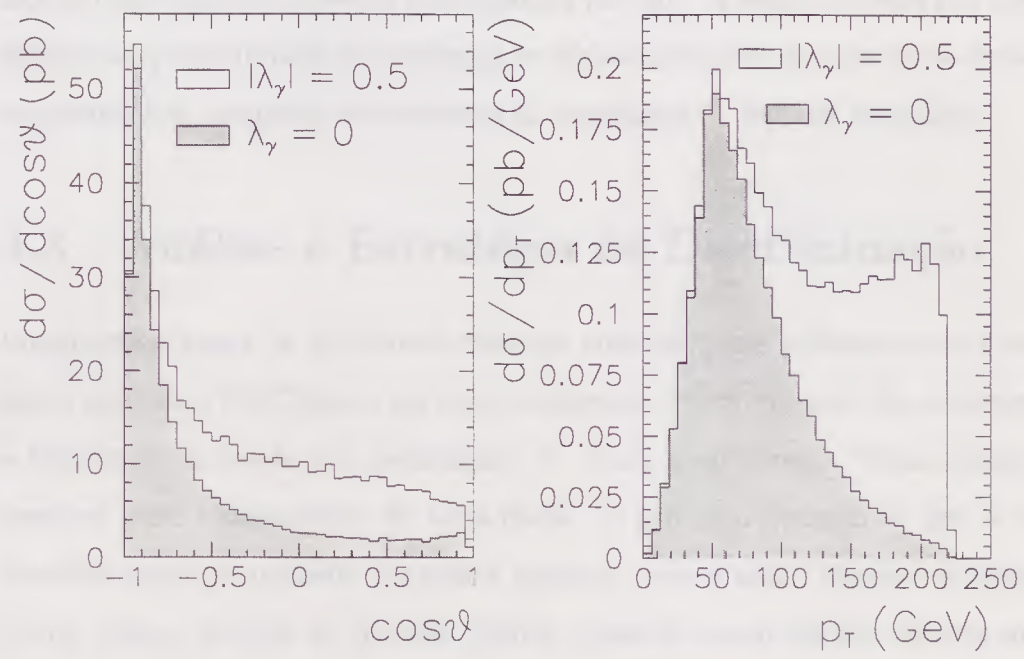


Figura 4.8: *Efeitos da variação em $\lambda_\gamma$ nas distribuições do $W$, comparados com as previsões do Modelo Padrão ($\lambda_\gamma = 0$).*

sal para o caso onde, agora, apenas o termo em $\lambda_\gamma$ contribui para o acoplamento anômalo, mantendo $\Delta\kappa_\gamma = 0$. Podemos ver a partir dessas figuras que, diferentemente do último caso, um desvio do valor previsto para $\lambda_\gamma$ pelo modelo padrão produz um aumento na seção de choque total, independentemente do sinal de $\lambda_\gamma$. Além disso, qualquer valor diferente de zero que seja atribuído a esta constante levará a um excesso de produção de $W$ na direção dos elétrons iniciais, e daqueles com com alto $p_T$.

Polarização também pode ser muito útil para revelar a existência de acoplamentos anômalos, e os limites de descoberta de tais acoplamentos têm

sido extensivamente cobertos na literatura [59, 60]. A seguir, iremos nos concentrar na possibilidade de distinguir os efeitos advindos da existência destes acoplamentos, daqueles provenientes da existência de léptons excitados.

## 4.3 Análise e Estratégia de Discriminação.

Imaginemos agora os diferentes cenários com os quais poderemos nos deparar quando o NLC entrar em funcionamento. Provavelmente ele começará a funcionar em modo não polarizado, de modo a ser o mais "democrático" possível para a descoberta de nova física. O primeiro observável que a estatística então acumulada permitirá analisar, será a seção de choque total. Como vimos, desvios no Modelo Padrão poderão tanto reduzir quanto aumentar a seção de choque total.

Se o número de $W$ observado for maior que o previsto, deveremos olhar o número de pares $e\gamma$ que estarão sendo produzidos ao mesmo tempo. Como vimos, no esquema em que a existência de composição leva a um aumento na seção de choque, ambos os canais $e\gamma$ e $W\nu$ são igualmente sensíveis à existência de nova física. Um aumento na seção de choque de $e\gamma$ indicaria que o excesso de $W$ seria devido à existência de composição, e não devido à existência de acoplamentos anômalos. Se o excesso observado na produção de $W$ não for observado na produção de pares $e\gamma$, então ficará claro que a origem deste excesso está na existência de acoplamento trilinear anômalo entre os bósons de gauge. Neste caso, ajustes por máxima semelhança das distribuições angular e de momento transversal poderão determinar o valor das constantes de acoplamento anômalas.

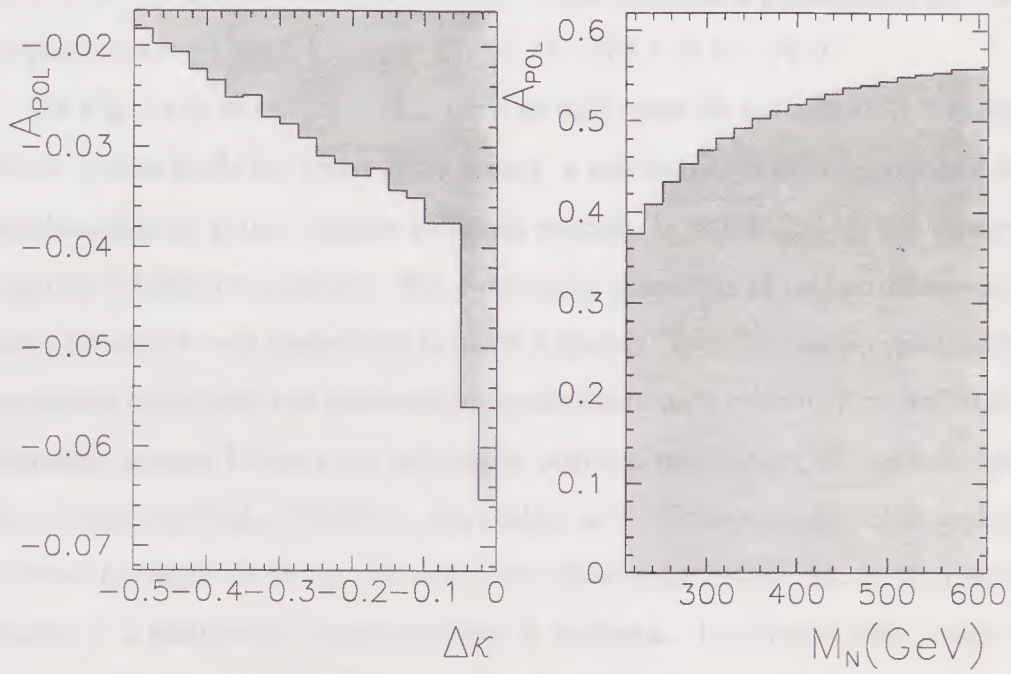


Figura 4.9: *Assimetria de polarização devida à presença de acoplamentos anômalos com* $\Delta\kappa_\gamma \leq 0$ *e de neutrinos excitados com* $f = -f'$, *e* $M_N = \Lambda$.

Se, por outro lado, o número de $W$ então observado for menor que o previsto pelo Modelo Padrão, duas possibilidades permanecerão: $(i)$ o acoplamento tríplice é anômalo e $\Delta\kappa_\gamma < 0$, ou $(ii)$ o neutrino excitado existe, e sua estrutura de gauge é tal que $f \approx -f'$. Para distinguir estas duas possibilidades, definimos a assimetria de polarização

$$A_{pol} = \frac{\Delta\sigma_{+-} - \Delta\sigma_{-+}}{\Delta\sigma_{+-} + \Delta\sigma_{-+}} \tag{4.3}$$

onde

$$\Delta\sigma_{+-(-+)} = \sigma^{SM}_{+-(-+)} - \sigma^{obs}_{+-(-+)} \tag{4.4}$$

mede o desvio das previsões do Modelo Padrão quando a polarização do feixe de pósitrons e do laser é tal que $P_{e^+} = +(-)0.9$ e $P_l = -(+)1$.

Na Fig. (4.9) mostramos $A_{pol}$ para os dois tipos de modelo aqui considerados. Como pode ser visto nesta figura, a assimetria devido à presença do acoplamento de gauge tríplice anômalo quando $\lambda_\gamma = 0$ e $\Delta\kappa_\gamma \leq 0$ é sempre negativa e bastante pequena. Por outro lado, a existência de neutrinos excitados fornecerá uma assimetria positiva e grande. Isto é compreensível, visto que fótons com ambas as polarizações contribuem para o termo $\Delta\kappa_\gamma$ anômalo, enquanto apenas fótons com helicidade positiva participam da contribuição do neutrino excitado. Portanto, em ambas as configurações de polarização a redução na seção de choque devido a um valor negativo de $\Delta\kappa_\gamma$ é da mesma ordem, e a assimetria correspondente é pequena. Por outro lado, como a maioria dos fótons na configuração $(+-)$ são de alta energia e possuem helicidade positiva, o efeito advindo da contribuição devido à existência de neutrinos excitados é grande. Consequentemente, $\Delta\sigma_{+-} \gg \Delta\sigma_{-+}$, o que fornece uma assimetria alta e positiva.

# Conclusão

A existência de férmions excitados é uma consequência direta e natural de um possível novo nível de subestrutura da matéria. Nesta tese analisamos a capacidade de um acelerador $e^+e^-$ operando em ambos os modos $e^+e^-$ e $e\gamma$, de descobrir e estudar tais novos estados. Usando feixes polarizados, mostramos como determinar se o spin de tais estados excitados é 1/2 ou 3/2, bem como a estrutura quiral de seu acoplamento com os férmions usuais e o fóton.

Mostramos que a reação $e^-\gamma$ é a melhor maneira de se procurar por elétrons excitados, mesmo para massas acima do limite cinemático da máquina, e que a polarização dos feixes desempenha um papel importante nestas reações, visto que, quando apenas o feixe de elétrons está polarizado, ela torna possível a identificação da estrutura quiral do acoplamento do estado excitado através da medição de desvios em relação à seção de choque não polarizada. Determinamos que a identificação de seu spin pode ser feita no modo $e^-\gamma$ quando, em conjunto com a medida do desvio acima descrita, efetua-se uma segunda medição polarizando-se apenas o feixe de fótons. Mostramos também como o uso da polarização pode aumentar significativamente o alcance destas máquinas para descobrir nova física, podendo testar escalas de composição de até 400 TeV.

Estudamos também os desvios em relação às predições do Modelo Padrão para a reação $e\gamma \to W\nu_e$ a $\sqrt{s_{ee}} = 500$ GeV devidos a duas possíveis fontes de nova física. Analisamos os efeitos associados à existência de férmions excitados de spin 1/2, e comparamo-os com aqueles provenientes de acoplamentos tríplices anômalos entre os bósons de gauge. Mostramos como o uso da polarização pode aumentar a capacidade da máquina na busca de tais estados excitados. Nossos resultados mostraram que esta reação pode fornecer limites tão fortes quanto os obtidos pela reação $e\gamma \to e\gamma$ para elétrons excitados com massa acima do limite cinemático da máquina. Mostramos que, neste caso, ajustando-se convenientemente a polarização dos feixes de elétrons e pósitrons, e do laser, podemos testar escalas de composição de até 9 TeV. Além disso, mostramos que a análise simultânea de ambos os canais $e\gamma$ e $W\nu_e$ permitirá discriminar os sinais provenientes da existência de elétrons excitados daqueles provenientes da existência de acoplamentos anômalos entre os bósons de gauge, os quais poderão levar ao mesmo aumento na seção de choque total.

Mostramos também que a produção de um único $W$ é um excelente canal para se procurar por neutrinos excitados, quando o elétron excitado correspondente não se acopla ao fóton. Neste caso, obtivemos uma redução no número total de eventos, se comparado com o previsto pelo Modelo Padrão, devido à interferência destrutiva entre as contribuições do Modelo Padrão e aquelas advindas da troca de um neutrino excitado no canal $u$. Nossa análise mostrou que esta redução é significativa o suficiente para que um acelerador $e^+e^-$ funcionando a $\sqrt{s} = 500$ GeV possa descartar a existência de neutrinos excitados com massa de até 1 TeV. Vimos também que acoplamentos tríplices

anômalos com $\lambda_\gamma$ muito pequeno e $\Delta\kappa_\gamma \leq 0$ também levam à diminuição do número de eventos, o que poderia ser atribuído à existência de neutrinos excitados. Para este caso, determinamos o tipo de assimetria de polarização que será capaz de discernir a origem de tais desvios.

# Apêndice A

# Rotinas para Cálculo Numérico

Devido à alta energia disponível na próxima geração de aceleradores, será possível o estudo de processos envolvendo um grande número de partículas nos estados finais, elevando assim a quantidade de diagramas a serem calculados para um dado processo. Na Universidade de Wisconsin foi desenvolvido o programa para geração automática de amplitudes de helicidade a nível de árvore chamado MadGraph [62]. Este programa gera os diagramas de Feynman do processo e escreve o programa em Fortran das amplitudes de helicidade utilizando o pacote de rotinas HELAS [63]. Desenvolvemos rotinas computacionais compatíveis com o HELAS, que possibilitam a análise de processos envolvendo férmions excitados de spin 1/2 e acoplamentos anômalos tríplices entre os bósons de gauge. Estas rotinas foram agrupadas em dois pacotes computacionais em início de desenvolvimento: o pacote EXCIT, e o pacote ANOC.

## A.1 O pacote EXCIT

Conjunto de rotinas que permite calcular processos contendo estados fermiônicos excitados de spin 1/2 de acordo com a lagrangiana (1.11). Estas rotinas seguem a mesma padronização de momentos e notação do pacote HELAS.

```
*~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~
      subroutine paramx(lambda, ef, efp)

c     mass(1)     : massa do eletron excitado de spin 1/2
c     mass(2)     : massa do neutrino excitado de spin 1/2
c
c     width(1)    : largura do eletron excitado de spin 1/2
c     width(2)    : largura do neutrino excitado de spin 1/2
c
c     g(1)        : acoplamento neutrino excitado  - eletron - W+
c     g(2)        : acoplamento neutrino excitado - neutrino - Z
c     g(3)        : acoplamento eletron excitado - eletron - Z
c     g(4)        : acoplamento neutrino excitado - neutrino - foton
c     g(5)        : acoplamento eletron excitado - eletron - foton

      implicit none
      integer i
      real*8 lambda, ef, efp, g(5), mass(2), width(2), cte(2)
      real*8 pi, alpha, sin2w, cotgw, tgw, e, mw, mz, xw(2), xz(2)
      parameter(pi = 3.14159265359d0)
      parameter(alpha = 0.0078125d0)
      parameter(sin2w = 0.2319d0)
      parameter(mw = 80.22d0)
      parameter(mz = 91.187d0)
      common / coupx / g
      common / excit / mass, width
      e = dsqrt(4.d0*pi*alpha)
      tgw = dsqrt(sin2w/(1.d0-sin2w))
      cotgw = 1.d0/tgw
      g(1) = e*ef/lambda/dsqrt(2.d0*sin2w)
      g(2) = e*(ef*cotgw+efp*tgw)/2.d0/lambda
      g(3) = -e*(ef*cotgw-efp*tgw)/2.d0/lambda
      g(4) = e*(ef-efp)/2.d0/lambda
      g(5) = -e*(ef+efp)/2.d0/lambda
      do i = 1, 2
         xw(i) = mw/2.d0/mass(i)
         xz(i) = mz/2.d0/mass(i)
         cte(i) =  mass(i)**3/16.d0/ pi
      enddo
      width(1) = cte(1)*(g(5)**2
     &         + g(1)**2*(1.d0-2.d0*xw(1))**2*(1.d0+xw(1))
     &         + g(3)**2*(1.d0-2.d0*xz(1))**2*(1.d0+xz(1)))
      width(2) = cte(2)*(g(4)**2
     &         + g(1)**2*(1.d0-2.d0*xw(2))**2*(1.d0+xw(2))
     &         + g(2)** *(1.d0-2.d0*xz(2))**2*(1.d0+xz(2)))
```

```
      return
      end

*~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~
      subroutine fvixe1(fi, vc, g, fmass, fwidth, fvi)
c
c Esta subrotina calcula a funcao de onda de um fermion excitado de
c spin-1/2 off-shell formado a partir de um fermion externo entrando e
c um vetor entrando.
c
c Entrada:
c     fi(6)  complexo       : fermion entrando
c     vc(6)  complexo       : vetor entrando
c     g      real           : constante de acoplamento
c     fmass  real           : massa do fermion excitado
c     fwidth real           : largura do fermion excitado
c
c Saida:
c     fvi(6) complexo       : fermion excitado off-shell
c
      implicit none
      integer i
      real*8 g, fmass, fwidth, pfv2, dot
      real*8 pv(0:3), pfv(0:3)
      complex*16 fi(6), vc(6), fvi(6), u(4), auxv(4), eps(0:3)
      complex*16 pv_s(4,4), pfv_s(4,4), eps_s(4,4), czero
      complex*16 den, im, aux1(4,4), aux2(4,4), aux3(4,4), auxn, dot_rc
      parameter(im = (0.d0, 1.d0))
      parameter(czero = (0.d0, 0.d0))
      fvi(5) = fi(5)-vc(5)
      fvi(6) = fi(6)-vc(6)
      pfv(0) = dble(fvi(5))
      pfv(1) = dble(fvi(6))
      pfv(2) = dimag(fvi(6))
      pfv(3) = dimag(fvi(5))
      pfv2 = dot(pfv, pfv)
      pv(0) = dble(vc(5))
      pv(1) = dble(vc(6))
      pv(2) = dimag(vc(6))
      pv(3) = dimag(vc(5))
      do i = 0, 3
         eps(i) = vc(i+1)
      enddo
      u(1) = fi(1)
      u(2) = fi(2)
      u(3) = czero
      u(4) = czero
      den = pfv2-fmass**2+im*fmass*fwidth
      den = g/den
      auxn = -1.d0*dot_rc(pv, eps)
      call slash(pfv, pfv_s)
      call slash(pv, pv_s)
      call slash_c(eps, eps_s)
      call sum_mn(pfv_s, fmass, aux1)
      call prod_mm(pv_s, eps_s, aux2)
      call sum_mnc(aux2, auxn, aux3)
      call prod_mm(aux1, aux3, aux2)
```

```
      call prod_mv(aux2, u, auxv)
      do i = 1, 4
         fvi(i) = den*auxv(i)
      enddo
      return
      end

*~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~
      subroutine iovxe1(fi, fo, vc, g ,vertex)
c
c Esta rotina computa a amplitude do acoplamento fermion-fermion-vetor
c
c Entrada:
c     fi(6) complexo       : fermion excitado entrando              |fi>
c     fo(6) complexo       : fermion saindo                        <fo|
c     vc(6) complexo       : vetor entrando                         v
c     g     real           : constante de acoplamento              gvf
c
c Saida:
c     vertex complexo      : amplitude                        <fo|v|fi>
c
      implicit none
      integer i
      real*8 g, pvc(0:3)
      complex*16 fi(6), fo(6), vc(6), eps(0:3), vertex, aux0, dot_rc
      complex*16 u(4), ub(4), aux1(4,4), eps_s(4,4), pvc_s(4,4), im
      complex*16 aux2(4,4), auxv(4), czero
      parameter(im = (0.d0,1.d0))
      parameter(czero = (0.d0,0.d0))
      pvc(0) = dble(vc(5))
      pvc(1) = dble(vc(6))
      pvc(2) = dimag(vc(6))
      pvc(3) = dimag(vc(5))
      do i = 1, 4
         u(i) = fi(i)
         ub(i) = fo(i)
         eps(i-1) = vc(i)
      enddo
      ub(1) = czero
      ub(2) = czero
      call slash(pvc, pvc_s)
      call slash_c(eps, eps_s)
      aux0 = -1.d0*dot_rc(pvc, eps)
      call prod_mm(pvc_s, eps_s, aux1)
      call sum_mnc(aux1, aux0, aux2)
      call prod_mv(aux2, u, auxv)
      aux0 = czero
      do i = 3, 4
         aux0 = aux0+ub(i)*auxv(i)
      enddo
      vertex = -1.d0*g*aux0
      return
      end
```

## A.2 O pacote ANOC

Conjunto de rotinas necessárias para o cálculo do acoplamento anômalo tríplice entre os bósons de gauge. Estas rotinas seguem a mesma padronização de momentos e notação do pacote HELAS, e foram construídas a partir da lagrangiana (4.1).

```
c~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~
      subroutine vvvxxa(wm, wp, w3, g, vertex)

c Esta subrotina computa a amplitude de acoplamento anomalo triplice
c entre os bosons de gauge
c
c Entrada:
c       wm(6) complexo   : vetor                          W- saindo
c       wp(6) complexo   : vetor                          W+ saindo
c       w3(6) complexo   : vetor                          J3 ou A ou Z
c       g     real       : constante de acoplamento       gw ou gwwa ou gwwz
c
c Saida:
c       vertice complexo : amplitude                      gamma(wm,wp,w3)
c

      implicit none
      real*8 pwm(0:3), pwp(0:3), pw3(0:3), g
      real*8 c1, c2, c3, gv, kv, lv, p1p3, p1p2, p2p3
      real*8 dot, ganoc(3), wmass
      complex*16 wm(6), wp(6), w3(6), vertex
      complex*16 v12, v23, v31, p12, p13, p21, p23, p31, p32
      parameter(wmass = 80.22d0)
      common/ anoc / ganoc
      gv = ganoc(1)
      kv = ganoc(2)
      lv = ganoc(3)/wmass**2
      pwm(0)=dble( wm(5))
      pwm(1)=dble( wm(6))
      pwm(2)=dimag(wm(6))
      pwm(3)=dimag(wm(5))
      pwp(0)=dble( wp(5))
      pwp(1)=dble( wp(6))
      pwp(2)=dimag(wp(6))
      pwp(3)=dimag(wp(5))
      pw3(0)=dble( w3(5))
      pw3(1)=dble( w3(6))
      pw3(2)=dimag(w3(6))
      pw3(3)=dimag(w3(5))
      p1p2 = pwm(0)*pwp(0)-pwm(1)*pwp(1)-pwm(2)*pwp(2)-pwm(3)*pwp(3)
      p1p3 = pwm(0)*pw3(0)-pwm(1)*pw3(1)-pwm(2)*pw3(2)-pwm(3)*pw3(3)
      p2p3 = pwp(0)*pw3(0)-pwp(1)*pw3(1)-pwp(2)*pw3(2)-pwp(3)*pw3(3)
```

```
      v12=wm(1)*wp(1)-wm(2)*wp(2)-wm(3)*wp(3)-wm(4)*wp(4)
      v23=wp(1)*w3(1)-wp(2)*w3(2)-wp(3)*w3(3)-wp(4)*w3(4)
      v31=w3(1)*wm(1)-w3(2)*wm(2)-w3(3)*wm(3)-w3(4)*wm(4)
      p12 = pwm(0)*wp(1)-pwm(1)*wp(2)-pwm(2)*wp(3)-pwm(3)*wp(4)
      p13 = pwm(0)*w3(1)-pwm(1)*w3(2)-pwm(2)*w3(3)-pwm(3)*w3(4)
      p21 = pwp(0)*wm(1)-pwp(1)*wm(2)-pwp(2)*wm(3)-pwp(3)*wm(4)
      p23 = pwp(0)*w3(1)-pwp(1)*w3(2)-pwp(2)*w3(3)-pwp(3)*w3(4)
      p31 = pw3(0)*wm(1)-pw3(1)*wm(2)-pw3(2)*wm(3)-pw3(3)*wm(4)
      p32 = pw3(0)*wp(1)-pw3(1)*wp(2)-pw3(2)*wp(3)-pw3(3)*wp(4)
      c1 = gv+lv*p2p3
      c2 = gv+lv*p1p3
      c3 = kv+lv*p1p2
      vertex = -g*(v12*(c1*p13-c2*p23)
     &           + v31*(c3*p32-c1*p12)
     &           + v23*(c2*p21-c3*p31)
     &           + lv*(p12*p23*p31-p13*p32*p21))
      return
      end
c~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~
      subroutine jvvxxa(v1, v2, g, vmass, vwidth, i, jvv)

c Esta subrotina computa um vetor corrente off-shell a partir do
c acoplamento  anomalo de tres pontos dos bosons de gauge. O propagador
c do vetor e' feito no gauge de Feynman para um vetor sem massa, e no
c gauge unitario para vetores massivos.
c
c Entrada:
c       v1(6)  complexo  : primeiro vetor                              v1
c       v2(6)  complexo  : segundo vetor                               v2
c       g      real      : constante de acoplamento (ver tabela abaixo)
c       vmass  real      : massa do vetor de saida
c       vwidth real      : largura do vetor de saida
c       idx    inteiro   : numero para a escolha da entrada
c
c Os possiveis arranjos de entrada sao:
c ------------------------------------------------------------------------
c |   v1   |   v2   |  jvv   |      g       |   vmass  |  vwidth   | i |
c ------------------------------------------------------------------------
c | w3/a/z |   w-   |  w+    | gw/gwwa/gwwz |   wmass  |  wwidth   | 1 |
c |   w+   | w3/a/z |  w-    | gw/gwwa/gwwz |   wmass  |  wwidth   | 2 |
c |   w-   |   w+   |  a/z   |  gwwa/gwwz   | 0./zmass | 0./zwidth | 3 |
c ------------------------------------------------------------------------
c onde todos os bosons estao definidos com seus numeros quanticos saindo.
c
c Saida:
c       jvv(6) complexo   : vetor corrente                      j^mu(v:v1,v2)
c
      implicit none
      integer i
      real*8 p1(0:3), p2(0:3), p3(0:3), g, vmass, vwidth
      real*8 gs, s, vm2, r_zero, p1p2, p1p3, p2p3
      real*8 ganoc(3), gv, kv, lv, c1, c2, c3, wmass
      complex*16 v1(6), v2(6), jvv(6), j12(0:3), js, dg
      complex*16 sv1, sv2, sp1, sp2, p12, p21, p31, p32, v12
      parameter(r_zero=0.0d0, wmass = 80.22d0)
      common / anoc / ganoc
      vm2=vmass**2
```

```
      gv=ganoc(1)
      kv=ganoc(2)
      lv=ganoc(3)/wmass**2
      jvv(5)=v1(5)+v2(5)
      jvv(6)=v1(6)+v2(6)
      p1(0)=dble( v1(5))
      p1(1)=dble( v1(6))
      p1(2)=dimag(v1(6))
      p1(3)=dimag(v1(5))
      p2(0)=dble( v2(5))
      p2(1)=dble( v2(6))
      p2(2)=dimag(v2(6))
      p2(3)=dimag(v2(5))
      p3(0)=dble( jvv(5))
      p3(1)=dble( jvv(6))
      p3(2)=dimag(jvv(6))
      p3(3)=dimag(jvv(5))
      s = p3(0)**2-(p3(1)**2+p3(2)**2+p3(3)**2)
      p1p3=p1(0)*p3(0)-p1(1)*p3(1)-p1(2)*p3(2)-p1(3)*p3(3)
      p1p2=p1(0)*p2(0)-p1(1)*p2(1)-p1(2)*p2(2)-p1(3)*p2(3)
      p2p3=p2(0)*p3(0)-p2(1)*p3(1)-p2(2)*p3(2)-p2(3)*p3(3)
      v12 =v1(1)*v2(1)-v1(2)*v2(2)-v1(3)*v2(3)-v1(4)*v2(4)
      p12 =p1(0)*v2(1)-p1(1)*v2(2)-p1(2)*v2(3)-p1(3)*v2(4)
      p21 =p2(0)*v1(1)-p2(1)*v1(2)-p2(2)*v1(3)-p2(3)*v1(4)
      p31 =p3(0)*v1(1)-p3(1)*v1(2)-p3(2)*v1(3)-p3(3)*v1(4)
      p32 =p3(0)*v2(1)-p3(1)*v2(2)-p3(2)*v2(3)-p3(3)*v2(4)
      if(i.eq.1)then
         c1=kv+lv*p2p3
         c2=gv+lv*p1p3
         c3=gv+lv*p1p2
      elseif(i.eq.2)then
         c1=gv+lv*p2p3
         c2=kv+lv*p1p3
         c3=gv+lv*p1p2
      elseif(i.eq.3)then
         c1=gv+lv*p2p3
         c2=gv+lv*p1p3
         c3=kv+lv*p1p2
      endif
      sv1=c1*p12+c3*p32
      sv2=c2*p21+c3*p31
      sp1=c1*v12+lv*p32*p21
      sp2=c2*v12+lv*p12*p31
      j12(0)=p2(0)*sp2-p1(0)*sp1+v1(1)*sv1-v2(1)*sv2
      j12(1)=p2(1)*sp2-p1(1)*sp1+v1(2)*sv1-v2(2)*sv2
      j12(2)=p2(2)*sp2-p1(2)*sp1+v1(3)*sv1-v2(3)*sv2
      j12(3)=p2(3)*sp2-p1(3)*sp1+v1(4)*sv1-v2(4)*sv2
      if ( vmass .ne. r_zero ) then
         js=v12*(c2*p2p3-c1*p1p3) + p31*(c1*p12+c3*p32)
     &      -p32*( c3*p31+c2*p21) + lv*(p2p3*p12*p31-p21*p1p3*p32)
         dg=g/dcmplx(s-vm2, max(sign(vmass*vwidth, s), r_zero))
c para largura variavel, usar a linha abaixo ao inves do "dg" acima.
c        dg=g/dcmplx( s-vm2 , max( vwidth*s/vmass ,r_zero) )
         jvv(1) = dg*(j12(0)-p3(0)*js)
         jvv(2) = dg*(j12(1)-p3(1)*js)
```

```
      jvv(3) = dg*(j12(2)-p3(2)*js)
      jvv(4) = dg*(j12(3)-p3(3)*js)
   else
      gs=g/s
      jvv(1) = gs*j12(0)
      jvv(2) = gs*j12(1)
      jvv(3) = gs*j12(2)
      jvv(4) = gs*j12(3)
   endif
   return
   end
```

# Bibliografia


[1] R. D. Peccei, *Large Hadron Collider at LEP Tunnel, Vol. 1* (CERN 84-10), 329 (1984).

H. Fritsch, *Large Hadron Collider at LEP Tunnel, Vol. 1* (CERN 84-10), 354 (1984).

H. Harari, Phys. Rep. **104**, 159 (1984).

M. E. Peskins, Proceedings of the 1985 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Kyoto, (Kyoto Univ., Kyoto, 1985), edited by M. Konuma and K. Takahashi, p. 714.

W. Buchmüller, Acta Phys. Aust. Suppl. XXVII, 517 (1985).

R. D. Peccei, "The Mass Problem and the Issue of Compositeness", Lectures given at Lake Louise Winter Institute: Selected Topics in Electroweak Interactions, Lake Louise, Canada, Feb 15-21, 1987 (preprint DESY 87-050, May 1987).

M. Suzuki, "Survey of Composite Particle Models of Electroweak Interaction", Proceedings International Symposium on Bound Systems and Extended Objects, Karuizawa, Japan, March, 1992 (preprint UCB-PTH-92-17, May 1992).

[2] J. C. Pati e A. Salam, Phys. Rev. D**10**, 275 (1974).

[3] H. Terazawa, Y. Chikashige e K. Akama, Phys. Rev. D**15**, 480 (1977).

[4] H. Harari, Phys. Lett. **86B**, 83 (1979).

[5] M. A. Shupe, Phys. Lett. **86B**, 87 (1979).

[6] S. Dimopoulos, S. Raby e L. Susskind, Nucl. Phys. **B173**, 208 (1980).

[7] O. W. Greenberg e J. Sucher, Phys. Lett. **99B**, 339 (1981).

[8] L. F. Abbot e E. Farhi, Phys. Lett. **101B**, 69 (1981).

[9] H. Fritzsch e G. Mandelbaum, Phys. Lett. **102B**, 319 (1981).

[10] F. M. Renard, Phys. Lett. **116B**, 264 (1982).

[11] N. Cabibbo, L. Maiani e Y. Srivastava, Phys. Lett. **139B**, 459 (1984).

[12] F. Low, Phys. Rev. Lett. **14**, 238 (1965).

[13] W. Rarita e J. Schwinger, Phys. Rev. **60**, 61 (1941).

[14] P. Salin, Nuovo Cim. **32**, 521 (1964);
J. Kühn e P. Zerwas, Phys. Lett. **147B**, 189 (1984).

[15] K. Hagiwara, S. Komamiya, e D. Zeppenfeld, Z. Phys. **C29**, 115 (1985).

[16] E. M. Gregores, F. Mori, A. A. Natale, S. F. Novaes e D. Spehler, Phys. Rev. D**51**, 4587 (1995).

[17] R. G. Ellis, M. Matsuda, e B. H. J. McKellar, Phys. Rev. D**32**, 1657 (1985).

[18] S. J. Brodsky e S. D. Drell, Phys. Rev. D**22**, 2236 (1980);
F. M. Renard, Phys. Lett. **139B**, 449 (1984);
M. Suzuki, Phys. Lett. **143B**, 237 (1984).

[19] F. Combley *et al.*, Phys. Rep. **68**, 93 (1981).

[20] J. Bailey *et al.*, Nucl. Phys. **B150**, 1 (1979).

[21] Para maiores informações sobre o LEP veja sua página na Web
`http://www.cern.ch/CERN/Divisions/SL/lep2page.html`

[22] Maiores informações sobre as colaborações podem ser encontradas respectivamente nos Websites:
`http://alephwww.cern.ch/WWW/`,
`http://www.cern.ch/Delphi/Welcome.html`,
`http://www.cern.ch/Opal/` e
`http://hpl3sn02.cern.ch/`

[23] M. C. Gonzalez-Garcia e S. F. Novaes, Nucl. Phys. **B486**, 3 (1997).

[24] M. C. Gonzalez-Garcia e S. F. Novaes, Phys. Lett. **389B**, 707 (1996).

[25] Aleph Collaboration, Phys. Lett. **385B**, 445 (1996).

[26] Delphi Collaboration, Phys. Lett. **385B**, 445 (1996).

[27] Opal Collaboration, Phys. Lett. **391B**, 197 (1997).

[28] L3 Collaboration, preprint CERN-PPE/97-12, Janeiro de 1997.

[29] Para maiores informações sobre o HERA veja sua página na Web `http://www-mpy.desy.de/desy-acc.html#HERA`

[30] Maiores informações sobre estas colaborações do HERA podem ser encontradas em:
`http://www-zeus.desy.de/ZEUS/zeus.html` e
`http://dice2.desy.de:80/`

[31] Zeus Collaboration, Z. Phys. **C65**, 627 (1995).

[32] H1 Collaboration, Nucl. Phys. **B483**, 44 (1997).

[33] A. A. Natale, V. Pleitez e A. Tacla, Phys. Rev. D**36**, 3278 (1987).

[34] E. Fischbach *et al.*, Phys. Rev. D**13**, 1523 (1976); *ibidem* **16**, 2377 (1977).

[35] R. B. Palmer, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **40**, 529 (1990);
*"Physics and Technology of the Next Linear Collider: A Report Submitted to Snowmass '96"*, The NLC ZDR Design Group and the NLC Physics Working Groups, BNL 52-502, FERMILAB-PUB-96/112, LBNL-PUB-5425, SLAC-Report-485, UCRL-ID-124160, UC-414.

[36] Maiores informações sobre estes projetos podem ser encontradas em
`http://nlc.physics.upenn.edu/nlc/nlc.html`,
`http://www-tesla.desy.de:8080/` ,
`http://www-jlc.kek.jp/index-e.html` e
`http://www.cern.ch/CERN/Divisions/PS/CLIC/Welcome.html`.

[37] H. Terazawa, Rev. Mod. Phys. **45**, 615 (1973);
V. M. Budnev *et al.*, Phys. Rep. **15**, 181 (1974);
C. Berger e W. Wagner, Phys. Rep. **146**, 1 (1987);
D. L. Borden, D. A. Bauer e D. O. Caldwell, "Physics Possibilities at a Photon Linear Collider", Preprint SLAC–PUB–5715 e UCSB–HEP–92–01 (1992);
I. F. Ginzgurg e V. G. Serbo, "Comparison of the $e^+e^-$, $\gamma e$ and $\gamma\gamma$ Linear Colliders", Preprint IPNO TH/92–61 (1992);
I. F. Ginzgurg, "Physical Potential of Photon–Photon and Electron–Photon Colliders in TeV Region", Talk at Photon–Photon Workshop, San Diego (USA), Preprint IPNO TH/92–62 (1992).

[38] O. J. P. Éboli, M. C. Gonzalez-Garcia, F. Halzen e S. F. Novaes, Phys. Lett. **280B**, 313 (1992).

[39] O. J. P. Éboli, M. C. Gonzalez-Garcia, F. Halzen e S. F. Novaes, Phys. Rev. D**47**, 1889 (1993).

[40] O. J. P. Éboli, E. M. Gregores, M. B. Magro, P. G. Mercadante e S. F. Novaes, Phys. Lett. **311B**, 147 (1993).

[41] F. Cuypers, G. Oldenborgh e R. Ruckl, Nucl. Phys. **B383**, 45 (1992); *ibidem* **409**, 144 (1993).

[42] G. Belanger e F. Boudjema, Phys. Lett. **288B**, 201 (1992); *ibidem* **288**, 210 (1992);
O. J. P. Éboli, M. C. Gonzalez-Garcia e S. F. Novaes, Nucl. Phys. **B411**,

381 (1994);
F. T. Brandt, O. J. P. Éboli, E. M. Gregores, M. B. Magro, P. G. Mercadante e S. F. Novaes, Phys. Rev. D**50**, 5591 (1994);
O. J. P. Éboli, M. B. Magro, P. G. Mercadante e S. F. Novaes, Phys. Rev. D**52**, 15 (1995).

[43] O. J. P. Éboli, M. C. Gonzalez-Garcia, F. Halzen e D. Zeppenfeld, Phys. Rev. D**48**, 1430 (1993);
J. F. Gunion e H. E. Haber, Phys. Rev. D**48**, 5109 (1993);
O. J. P. Éboli, M. C. Gonzalez-Garcia, e S. F. Novaes, Phys. Rev. D**49**, 91 (1994);
O. J. P. Éboli, M. C. Gonzalez-Garcia, A. Lopez-Fernadez e S. F. Novaes, Nucl. Phys. **B421**, 65 (1994).

[44] M. Baillargeon, G. Belanger e F. Boudjema, *"Two-Photon Physics from DAPHNE to LEP200 and Beyond"*, Paris, France, 2-4 Feb 1994, ENSLAPP-A-473-94, May 1994.

[45] M. Born e E. Wolfe em "Principles of Optics" (Pergamon Press, 1975);
J. D. Jackson em "Eletrodinâmica Clássica" (Guanabara Dois, 1983).

[46] E. Merzbacher em "Quantum Mechanics" (John Wiley, 1970).

[47] W. H. McMaster, Am. J. Phys. **22**, 351 (1954);
*idem* Rev. Mod. Phys. **33**, 8 (1961).

[48] C. F. Weizsäcker, Z. Phys. **88**, 612 (1934);
E. J. William, Phys. Rev. **45**, 729 (1934).

[49] R. J. Noble, Nucl. Instrum. & Methods **A256**, 427 (1987). R. Blankenbecler e S. D. Drell, Phys. Rev. D**36**, 277 (1987), *ibidem* **37**, 3308 (1988); *idem* Phys. Rev. Lett. **61**, 2324 (1988);
M. Jacob e T. T. Wu, Phys. Lett. **197B**, 253 (1987); *idem* Nucl. Phys. **B303**, 373 (1988); *ibidem* **303**, 389 (1988); *ibidem* **314**, 334 (1989); *ibidem* **318**, 53 (1989);
R. Blankenbecler, S. D. Drell e N. Kroll, Phys. Rev. D**40**, 2462 (1989).

[50] F. R. Arutyunian, e V. A. Tumanian, Phys. Lett. **4**, 176 (1963);
R. H. Milburn, Phys. Rev. Lett. **10**, 75 (1963)

[51] I. F. Ginzburg, G. L. Kotkin, V. G. Serbo, e V. I. Telnov, Nucl. Instrum. Methods **205**, 47 (1983);
I. F. Ginzburg, G. L. Kotkin, V. G. Serbo, V. I. Telnov, Nucl. Instrum. Methods **219**, 5 (1984);
V. I. Telnov, Nucl. Instrum. Methods **A294**, 72 (1990).

[52] K. Kajantie, Proceedings of the 1981 CERN–JINR School of Physics, Hanko, Finlândia, 6–19 de Junho de 1981, CERN 82-04.

[53] F. Boudjema, A. Djouadi e J. L. Kneur, Z. Phys. **C57**, 425 (1993).

[54] I. F. Ginzburg e D. Y. Ivanov, Phys. Lett. **276B**, 214 (1992);
T. Kon, I. Ito e Y. Chikashige, Phys. Lett. **287B**, 277 (1992);
E. Boos, A. Pukhov e A. Beliaev, Phys. Lett. **296B**, 452 (1992).

[55] N. Cabibbo, L. Maiani e Y. Srivastava, Phys. Lett. **139B**, 459 (1984);
F. A. Berends e P. H. Daverveldt, Nucl. Phys. **B272**, 131 (1986);

A. Feldmaier, H. Salecker e F. C. Simm, Phys. Lett. **223B**, 234 (1989);
M. Martinez, R. Miquel e C. Mana, Z. Phys. **C46**, 637 (1990);
F. Boudjema e A. Djouadi, Phys. Lett. **240B**, 485 (1990);
Maria Bardadin–Otwinowska, Z. Phys. **C55**, 163 (1992);
J. C. Montero e V. Pleitez, Phys. Lett. **321B**, 267 (1994).

[56] O. J. P. Éboli, E. M. Gregores, J. C. Montero, S. F. Novaes e D. Spehler, Phys. Rev. D**53**, 1253 (1996).

[57] F. A. Berends e W. Giele, Nucl. Phys. **B294**, 700 (1987).

[58] S. F. Novaes e D. Spehler, Nucl. Phys. **B371**, 618 (1992).

[59] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **74**, 1936 (1995);
CLEO Collaboration, Phys. Rev. Lett. **74**, 2885 (1995);
D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. **75**, 1023 (1995).

[60] E. Yehudai, Phys. Rev. D**41**, 33 (1990);
S. Choi e F. Schrempp, Phys. Lett. **272B**, (1991);
K. Huitu, J. Maalampi e M. Raidal, Nucl. Phys. **B441**, 49 (1995);
K. Cheung, S. Dawson, T. Han e G. Valencia,
Phys. Rev. D**51**, 5 (1995);
S. J. Brodsky e T. Rizzo, Phys. Rev. D**52**, 4929 (1995).

[61] K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld e K. Hikasa, Nucl. Phys. **B282**, 253 (1987).

[62] T. Stelzer e W. Long, Comput. Phys. Commun. **81**, 357 (1994).

[63] E. Murayama, I. Watanabe e K. Hagiwara, KEK Report 91-11, January 1992.