José António da Silva Carvalho

Desempenho do Calorímetro STIC de DELPHI após a substituição das Fibras WLS em LEP II

Dissertação de Mestrado apresentada à
Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa

Lisboa
Janeiro de 2000

Dissertação de Mestrado em Física submitida à Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa em Janeiro de 2000 com o Título:

"*Desempenho do Calorímetro STIC de DELPHI após a substituição das Fibras WLS em LEP II*"

Por José António da Silva Carvalho

Orientado pelo Professor Luis Filipe dos Santos Garcia Peralta, Professor Auxiliar da Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa.

Índice

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Capítulo 1

Introdução

O colisionador LEP (*L*arge *E*lectron and *P*ositron colider) foi construído para permitir o estudo detalhado dos Bosões Z e W previstos pela teoria de unificação das forças electromagnética e fraca e cuja descoberta, no CERN em 1983, em colisões protão-antiprotão em duas experiências do SPS, valeram no ano seguinte o prémio Nobel a a C. Rubbia e S. Van der Meer.

No colisionador LEP foram feitas, numa primeira fase, colisões entre electrões e positrões a energias de centro de massa equivalente à massa do Z^0 estando agora a energias superiores ao limiar de produção de pares W^+W^-. Desde Agosto de 1999 que, pela primeira vez, se fazem colisões de electrões e positrões a uma energia de 100GeV. Tal foi conseguido graças a um esforço técnico enorme, estando LEP a operar no limite das suas capacidades, com algum equipamento a funcionar para além dos limites para os quais foi projectado.

Ao longo do tempo tem-se feito um esforço constante para aumentar quer a energia de feixe quer a luminosidade, sendo a medida destas duas grandezas fundamental em qualquer acelerador de partículas.

Em LEP a luminosidade é determinada medindo, com elevada precisão, a secção eficaz do processo Bhabha. O erro teórico actual é da ordem de 0.11% e é o erro dominante na medida da luminosidade em LEP1. Os detectores de luminosidade estão localizados a baixo ângulo polar (θ) tomando partido da variação com $1/\theta^3$ da secção eficaz Bhabha para obter uma estatística elevada. Por esta razão uma tarefa crucial é a capacidade do monitor de luminosidade fornecer uma medida precisa do ponto de impacto na fronteira de limite ângular inferior. Tal pode ser feito através duma medida directa do calorímetro ou em conjunto com com uma máscara de tungsténio que permita obter uma medida radial precisa obtida através dum corte na energia depositada. Este é o procedimento utilizado por DELPHI em LEP1.

A primeira geração de monitores de luminosidade em LEP, que operaram entre 1989 e 1992, atingiram uma precisão aproximadamente de 0.5%. A partir de 1992 todas as experiências substituiram os seus monitores de luminosidade de modo a aproveitar a redução do diâmetro do tubo de feixe e melhorar a precisão do raio inferior de aceitância, tendo atingido uma incerteza relativa inferior a

0.1%. Todos os 4 detectores de luminosidade de LEP atingiram uma precisão experimental significativamente melhor que a incerteza teórica na secção eficaz Bhabha.

O STIC (*S*mall Angle *TI*le *C*alorimeter), o monitor de luminosidade de DELPHI, é um calorímetro de amostragem de chumbo-cintilador em que a luz é colectada por fibras ópticas WLS (*W*ave *L*enght *S*hifter). As fibras do STIC foram substituídas antes do início da tomada de dados de 1997 com o objectivo de aumentar a quantidade de luz produzida e melhorar a uniformidade de resposta do calorímetro. As não uniformidades das fibras anteriores foram corrigidas por software tendo-se conseguido cumprir o s objectivos de desempenho com vista à precisão pretendida na medida da luminosidade. As fibras WLS do STIC foram testadas e seleccionadas em Lisboa em 1993 e 1996.

Em LEP2, com a energia de centro de massa acima do limiar de produção de pares W^+W^-, um dos principais objectivos é a pesquisa de novas partículas, em particular do bosão de Higgs, o que exige um detector hermético. O STIC, instalado em 1994, completa a cobertura da região frontal (*forward*) em termos de calorimetria e fornece uma medida da luminosidade com um precisão de 0.1% quando a energia do centro de massa se situa na ressonância do Z^0.

O programa de LEP2 está em curso, com LEP a fornecer luminosidade significativa a energias cada vez mais elevadas. É de esperar que se atinga o objectivo estabelecido de uma luminosidade integrada de $500pb^{-1}$ para cada experiência para enegias acima do limiar de produção de pares WW até ao fim do programa de LEP no ano 2000.

Neste trabalho é feita a comparação das características e propriedades das fibras que equiparam o STIC até 1996 e das actuais, medidas em Lisboa (secção 3.3). A substituição das fibras no STIC conduziu a uma maior uniformidade de resposta em energia traduzindo-se numa melhoria na resolução em energia, tendo sido feita a comparação da resolução em energia em função da posição radial antes e depois da substituição das fibras bem como a comparação da resolução em energia a 45 GeV de 1994 a 1998 (capítulo 6).

Na secção 4.5 é feito um estudo da resolução em energia, um parâmetro importante na quantificação do desempenho de um calorímetro. No caso do STIC uma resolução entre 2 e 3 % permite obter uma rejeição de ruído de fundo eficiente tendo em vista a precisão da medida da luminosidade pretendida em LEP1.

Os espectros de acontecimentos Bhabha ($e^+e^- \to e^+e^-(n\gamma)$) usados na determinação da resolução em energia contêm caudas radiativas que degradam a resolução intrínseca do calorímetro. Neste trabalho foi feito um estudo em que se faz a desconvolução entre a componente radiativa e a resolução do calorímetro, tendo-se obtido um bom ajuste do espectro, usando-se um gerador de Bhabhas (BHLUMI).

No capítulo 2 é feita uma descrição do colisionador LEP e da experiência DELPHI, bem como uma breve referência à física de LEP.

O calorímetro STIC é descrito no capítulo 3, dando-se ênfase à propriedades das fibras WLS.

No capítulo 4 é estudada a reconstrução da energia e posição no STIC tendo em vista o estudo da resolução em energia. No capítulo 5 é estudada a medida da luminosidade e as várias contribuições para o erro sistemático desta.

Capítulo 2

A Experiência DELPHI em LEP

2.1 O colisionador LEP

O acelerador LEP (*L*arge *E*lectron and *P*ositron storage ring), localizado no CERN, é um anel de colisião electrão-positrão, com os dois feixes a circular em sentidos contrários.

A sua construção teve início em a 13 de Setembro 1983 e ficou completa em 1988. O projecto envolveu a construção do anel principal a uma profundidade variável entre 50 e 175 m, quatro cavernas para as experiências e 18 poços, entre outras infra-estruturas, constituindo uma obra de engenharia civil notável. A primeira injecção de feixes em LEP ocorreu a 14 Julho de 1989 e a primeira colisão a 13 de Agosto de 1989.

Trata-se de um acelerador com 26.7 km de perímetro. Estas dimensões permitem minimizar a radiação de sincrotrão emitida pelos electrões e positrões em LEP. A radiação de sincrotrão aumenta com a quarta potência da energia da partícula e é inversamente proporcional ao raio de curvatura, levando a um compromisso entre a energia radiada por uma partícula carregada em LEP e o custo das obras de engenharia. A energia radiada por volta, E_{rad}, para uma partícula de carga q e massa m é

$$E_{rad} = \frac{q^2 E^4}{3\epsilon_0 m^4 R} \tag{2.1}$$

sendo E a energia da partícula e R o raio de curvatura da trajectória. Assim quanto maior o raio, R, menor será a energia dissipada por radiação e mais cara será a construção do acelerador.

No caso de LEP temos $E_{rad} = 1.35(E/90)^4$, em GeV, pelo que para $E = 90$ GeV a energia radiada por volta é $\sim 1.5\%$ da energia do feixe.

Os feixes estão organizados em pacotes de modo que a colisão de partículas é discreta no tempo.

Antes de serem injectados em LEP, os *pacotes* de electrões e positrões precisam de ser acumulados e pré-acelerados a uma energia de 20 GeV, para isso faz-se uso do complexo de aceleradores existente no CERN, como se pretende esquematizar na figura 2.1. Os electŕoes e positrões são criados em pulsos de 12

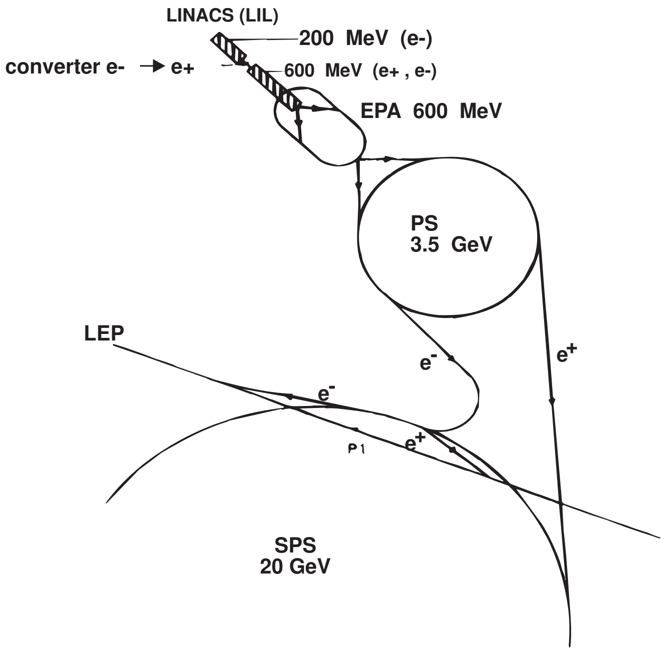


Figura 2.1: O Sistema de injecção de LEP.

ns nos aceleradores lineares *LIL* e acelerados até uma energia de 600 *MeV*. No *EPA* (*E*lectron *P*ositron *A*ccumulator) são acumulados em pacotes e enviados para o acelerador *PS* (*P*ositron *S*ynchrotron) que os acelera até uma energia de 3.5 *GeV*. Seguidamente são acelerados no *SPS* até uma energia de 20 *GeV* e enviados finalmente para o *LEP*. Este ciclo complexo é repetido durante 15 a 30 minutos até se atingir, em circulação, o número de partículas necessário. Em LEP as partículas são então aceleradas até à energia pretendida, sendo o período de revolução dos feixes de cerca de 88.9 μs.

Anel	Perímetro
EPA	126 m
PS	630 m
SPS	6.9 km
LEP	26.7 km

Tabela 2.1: Dimensões dos quatro aneis: EPA,PS,SPS e LEP.

Desde o início das operações de *LEP* em Julho de 1989 até 1995 a energia de feixe esteve limitada a 50 *GeV* (fase de LEP1) e a pesquisa centrou-se no estudo da ressonância do Z^0, operando no pico onde a secção eficaz é máxima e podem ser colectados grande quantidade de acontecimentos. Fazendo um varrimento a diferentes energias de centro de massa em torno do pico, pode-se determinar os parâmetros da curva de ressonância do Z^0.

Em Novembro 1995 a energia de LEP foi elevada a 130 *GeV*, período designado por LEP1.5, e em 1996 teve início a fase de LEP2, com energias de centro de massa acima do limiar de produção de pares de bosões W (160 GeV).

Fase	Ano	Energia (GeV)	$\int \mathcal{L}dt$ (pb^{-1})	Bhabha (1000s)
LEP 1	1994	pico	46	2550
	1995	scan	32	1742
LEP 1.5	1995	130-136	6	150
LEP2	1996	161	10	94
		172	10	48
	1997	130-136	5	48
		183	54	380
	1998	189	158	1195
	1999	196-200	188	723
		200-202	41	144

Tabela 2.2: Sumário da experiência DELPHI a partir de 1994. *Pico* refere-se à energia de feixe igual à massa do Z^0, a menos de alguns MeV e *Scan* refere-se a várias energias diferindo de alguns GeV em torno da massa do Z^0. Em todos os anos da fase LEP2 existe tomada de dados no pico do Z^0, para calibração, não incluidas neste sumário.

A medição da energia de feixe em LEP é fundamental para a determinação rigorosa dos parâmetros do Z°. De facto a precisão em M_Z e Γ_Z é de 2 a 3 MeV sendo 1.5 a 2 MeV resultante da medida da energia.

A calibração absoluta da energia de LEP é obtida com a técnica de despolarização magnética [1]. Contudo esta técnica que fornece uma precisão de 0.2 MeV na energia do feixe mas demora de 2 a 5 horas a realizar, pelo que não pode ser utilizada com frequência. Por outro lado este método só é eficaz a algumas energias, usando-se para as outras uma medição baseada na Ressonância Magnética Nuclear (RMN). Deste modo foi necessário construir um modelo para prever com sucesso a energia de LEP entre as medidas realizadas com aquele método. Este estudo revelou vários efeitos inesperados.

LEP é sensível a deformações da crosta terrestre. As maré terrestres são um desses efeitos, fazendo variar o perímetro de LEP de cerca de 1 mm, causando variações da energia da ordem de 10 MeV (figura 2.2). Existem outros efeitos de periodo mais longo causados, por exemplo, pelo nível de água do lago de Geneve. Estes efeitos resultam da variação da posição do feixe dentro dos quadrupólos de LEP. Foi também observado, com as sondas de RMN, um outro efeito provocado por correntes parasitas provenientes do TGV, que induzem pequenas variações nos campos dipolares de LEP (figura 2.2).

A incerteza na determinação da energia em 1995 foi de cerca de 2 MeV e em LEP2, não sendo possivel usar o método de despolarização magnética acima de 50 GeV, foi de cerca de 30 MeV, sendo a extrapolação da calibração das sondas de RNM o termo dominante [2].

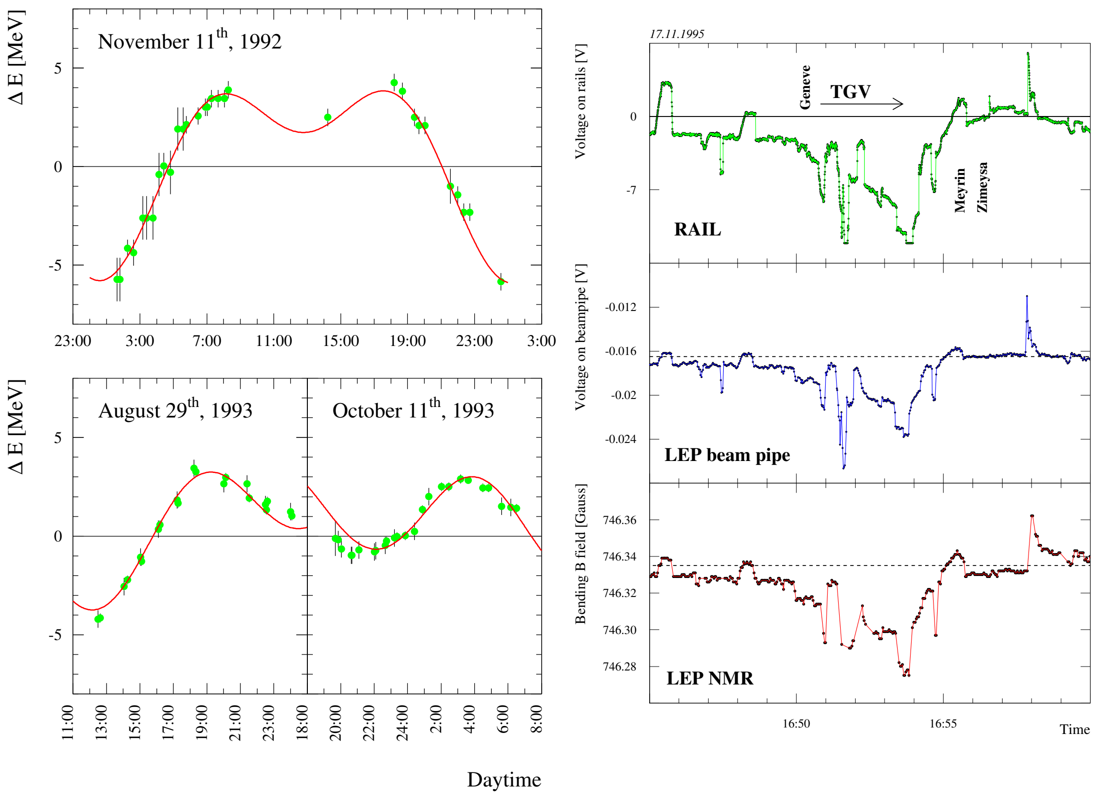


Figura 2.2: Energia de LEP medida com a técnica de despolarização magnética em função do tempo mostrando os efeitos de maré (Esquerda); Correlação entre o TGV de Geneve e a energia do feixe de LEP (Direita) [1, 2].

Outro aspecto essencial é a medida da luminosidade, a grandeza que permite passar do número de acontecimentos à secção eficaz do processo em questão. No caso de um colisionador a luminosidade é dada por:

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f N_+ N_-}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{2.2}$$

em que $N_-(N_+)$ é o número de electrões (positrões) por pacote, n_b é o número de pacotes de cada tipo de partículas a circular, f é a frequência de revolução dos feixes em LEP ($f \approx c/26.7km \approx 11.2kHz$) e σ_x e σ_y são as dimensões transversas dos pacotes supostos gausseanos. Os valores nominais de LEP1 encontram-se na tabela 2.3.

No entanto os parâmetros que entram na equação 2.2 não são conhecidos com a precisão necessária, pelo que para colisionadores e^+e^- a luminosidade é medida contando o número de eventos para um processo que tenha uma assinatura experimental clara, estatística elevada e uma secção eficaz que possa ser calculada teoricamente com elevada precisão. O processo escolhido é a difusão Bhabha a baixos ângulos polares, que é essencialmente um processo QED com a troca de um fotão no canal t. Este assunto será abordado em detalhe no capítulo 5.

$\mathcal{L}$	$1.5 \times 10^{31}\ cm^{-2}s^{-1}$
$N_{+(-)}$	$4. \times 10^{11}$
n_b	4
T	$88.9\ \mu s$
$f(=1/T)$	$11.2\ kHz$
σ_x	$250\ \mu m$
σ_y	$15\ \mu m$

Tabela 2.3: Valores nominais típicos de alguns parâmetros de LEP1.

Até 1992 LEP operou com 4 pacotes de electrões e 4 pacotes de positrões a circular em sentidos opostos, equidistantes, separados de cerca de 22 μs. A partir de meados de 1993, de modo a aumentar a luminosidade em LEP1, foram usados 8 pacote equidistantes, separados de 11 μs. Em 1995 para aumentar a luminosidade para energias acima do limiar de produção de Z^0, o modo de operação de LEP foi alterado para colisões de 4 *comboios* de pacotes equidistantes, cada um constituído por um número de pacotes que pode ir de 1 a 4, separados de aproximadamente 247 ns.

2.2 A física de LEP

Um dos objectivos principais de LEP é o estudo da física electrofraca na massa do Z^0 e de facto LEP1 permitiu testar o modelo padrão com uma precisão sem precedentes. Para ter uma ideia da da frequência das colisões que têm lugar, para uma luminosidade típica em LEP1 de $1.5 \times 10^{31}s^{-1}cm^{-2}$, é produzido um bosão Z^0 em cada dois segundos em cada uma das quatro experiências. É por esta razão que LEP é conhecida como uma fábrica de Z^0. As experiências de LEP colectaram dados no pico do Z^0 desde 1989 até 1995 num total de mais de 16 milhões de decaimentos do Z^0.

A curva de ressonância do Z^0 é obtida a partir de um conjunto de medições da aniquilação e^+e^-a energia de centro de massa diferindo de alguns GeV em torno do pólo do Z^0.

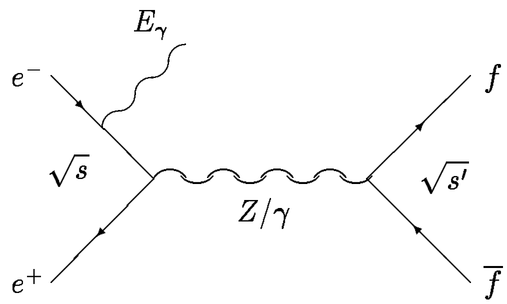
A secção eficaz para a produção de um par de fermiões $f\overline{f}$ é

$$\sigma_{f\bar{f}}(s) = \int_{4m_f^2}^{s} ds' H(s,s')\widehat{\sigma}_{f\bar{f}}(s') \tag{2.3}$$

em que a função H dá conta da radiação de estado inicial (figura 2.3), $\sqrt{s}$ é a energia de centro de massa, m_f é a massa do fermião f e a secção eficaz reduzida, $\widehat{\sigma}$, é dada por uma curva de "Breit-Wigner"

$$\widehat{\sigma}_{f\bar{f}}(s) = \widehat{\sigma}^0_{f\bar{f}} \frac{s\Gamma_Z^2}{(s-M_Z^2)^2 + (s\Gamma_Z/M_Z)^2} + (\gamma - Z) + |\gamma|^2 \quad (f \neq e) \tag{2.4}$$

em que a secção eficaz no polo, $\widehat{\sigma}^0_{f\bar{f}}$, pode ser expressa em termos das larguras



$s' = s - 2E_\gamma\sqrt{s}$

Figura 2.3: Representação de um dos diagramas de Feynman para a radiação de estado inicial. $e^-e^+ \rightarrow f\overline{f}(\gamma)$.

parciais, $\Gamma_{e\bar{e}}$ e $\Gamma_{f\bar{f}}$, como

$$\widehat{\sigma}^0_{f\bar{f}} = \frac{12\pi}{M_Z^2}\frac{\Gamma_{e\bar{e}}\Gamma_{f\bar{f}}}{\Gamma_Z^2}. \tag{2.5}$$

A segunda e terceira parcelas da equação 2.4 representam pequenas correcções resultantes, respectivamente, da troca de γ e da interferência $\gamma - Z$, calculadas com base no Modelo Padrão. No caso do estado final e^+e^- são também tomadas em consideração as contribuições do canal t e interferência s/t.

Em LEP, dada a boa capacidade para identificar o sabor dos leptões, são estudadas as reacções:

- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$
- $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$
- $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$
- $e^+e^- \rightarrow q\overline{q} \rightarrow$ hadrões

para diferentes energias de centro de massa em torno do pólo do Z, obtendo-se curvas experimentais identicas às da figura 2.4.

Para descrever as secções eficaz hadrónica e leptónica e a assimetria leptónica frente-trás as experiências de LEP usam um conjunto de 9 parâmetros:

- a massa e largura do Z^0, em que a definição é baseada no denominador de Breit-Wigner ($s - m_z^2 + is\Gamma_z/M_Z$, dependente de s).
- a secção eficaz hadrónica no pólo do Z^0:

$$\sigma^0_{had} = \widehat{\sigma}^0_{had} = \frac{12\pi}{M_Z^2}\frac{\Gamma_{e\bar{e}}\Gamma_{had}}{\Gamma_Z^2} \tag{2.6}$$

- a razão $R_l = \Gamma_{had}/\Gamma_{l\bar{l}}$ para os três leptões $l = e, \mu, \tau$.

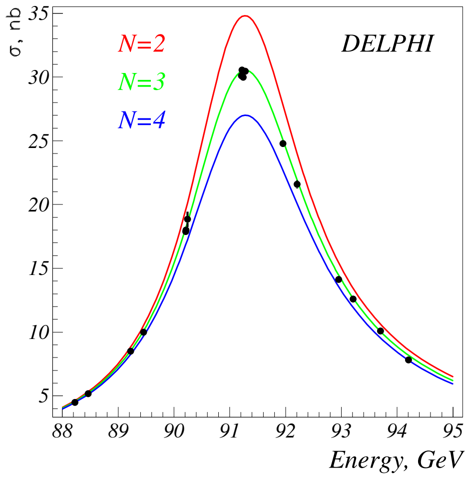


Figura 2.4: Resultado experimental e previsão do Modelo Padrão para a curva de ressonância (hadrónica) do Z^0 para 2, 3 e 4 gerações de neutrinos [3].

- as assimetrias no polo $A_{FB}^{0,l}$ com $l = e, \mu, \tau$.

sendo corrigidos da radiação de estado inicial e, para o estado final e^+e^-, da contribuição da amplitude do canal t e interferência s/t. Assumindo que existe universalidade leptónica o número de parâmetros fica reduzido a 5. Os resultados para um fit com 9 e com 5 parâmetros estão apresentados na tabela 2.4.

Parâmetro	Valor Médio	Erro Relativo
$M_Z(GeV)$	91.1867 ± 0.0021	2.3×10^{-5}
$\Gamma_z(GeV)$	2.4939 ± 0.0024	9.6×10^{-4}
$\sigma^0_{had}(nb)$	41.491 ± 0.058	1.4×10^{-3}
R_e	20.783 ± 0.052	2.5×10^{-3}
R_μ	20.789 ± 0.034	1.6×10^{-3}
R_τ	20.764 ± 0.054	2.2×10^{-3}
R_l	20.765 ± 0.026	1.3×10^{-3}
$A_{FB}^{0,e}$	0.0153 ± 0.0025	1.6×10^{-1}
$A_{FB}^{0,\mu}$	0.0164 ± 0.0013	7.9×10^{-2}
$A_{FB}^{0,\tau}$	0.0183 ± 0.0017	9.3×10^{-2}
$A_{FB}^{0,l}$	0.01683 ± 0.00096	5.7×10^{-2}

Tabela 2.4: Valor médio das quatro experiências de LEP para os parâmetros electrofracos no pico do Z^0 e assimetria leptónica. No caso do fit a 9 (5) parâmetros o χ^2/ndf é de 28/27 (31/31) [4, 5].

A confirmação de que existem apenas 3 famílias de neutrinos leves foi um dos primeiros e mais importantes resultados de LEP.

No Modelo Padrão o número de gerações de fermiões está relacionado com o número de gerações de neutrinos. Contudo em declínios do Z^0 só é cinematicamente possivel obter neutrinos de massa inferior a $M_Z/2$, o que nos leva a falar na determinação do número de neutrinos *leves*.

Assumindo a universalidade leptónica e que a razão entre os declínios parciais para neutrinos e leptões é dada pela previsão do Modelo Padrão Mínimo:

$$(\Gamma_\nu/\Gamma_l)^{SM} = 1.991 \pm 0.001 \tag{2.7}$$

e atendendo a que

$$\begin{aligned} \Gamma_{lept} &= \Gamma_e + \Gamma_\mu + \Gamma_\tau + N_\nu \Gamma_\nu \\ \Gamma_Z &= \Gamma_{lept} + \Gamma_{had} \end{aligned}$$

resulta que

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_l} / \left(\frac{\Gamma_\nu}{\Gamma_l}\right)^{SM} = \left(\frac{\Gamma_Z - \Gamma_{had}}{\Gamma_l} - 3\right)\left(\frac{\Gamma_\nu}{\Gamma_l}\right)^{SM} \tag{2.8}$$

Então, atendendo à equação 2.6 e à análoga para σ_l^0, o número de gerações de neutrinos pode escrever-se como

$$N_\nu = \left(\sqrt{\frac{12\pi}{M_Z^2 \sigma_l^0}} - R_l - 3\right)\left(\frac{\Gamma_\nu}{\Gamma_l}\right)^{SM} \tag{2.9}$$

tendo sido determinado o valor [4]:

$$N_\nu = 2.994 \pm 0.011 \tag{2.10}$$

Em alternativa podemos partir de 3 espécies de neutrinos e colocar limites no largura invisível que não é proveniente dos neutrinos [4]:

$$\Delta\Gamma_{inv}^X < 2.8\ MeV\ com\ 95\%\ CL \tag{2.11}$$

As medidas efectuadas por LEP melhoraram substancialmente os testes de precisão do Modelo Padrão Mínimo, não tendo sido detectada a presença de nova física.

Com o aumento da energia de LEP a partir de 1995 LEP entrou numa segunda fase tendo em vista o estudo da produção de pares de bosões W^+W^- e Z^0Z^0, abrindo um novo domínio na investigação do Modelo Padrão e também a pesquisa de novas partículas, em particular o bosão de Higgs.

A pesquisa directa do bosão de Higgs em LEP permitiu obter um limite inferior para a sua massa, sendo $m_H > 93.6\ GeV$. Considerando que o Modelo Padrão descreve todos os dados, os resultados no pólo do Z^0 e a baixas energias, combinados com as medidas directas da m_W, m_t e α_s podem ser usados para limitar a massa do Higgs uma vez que é o único parâmetro livre que resta (figura 2.5). O limite superior da massa do Higgs é de 262 GeV com um nível de confiança de 95 % [4].

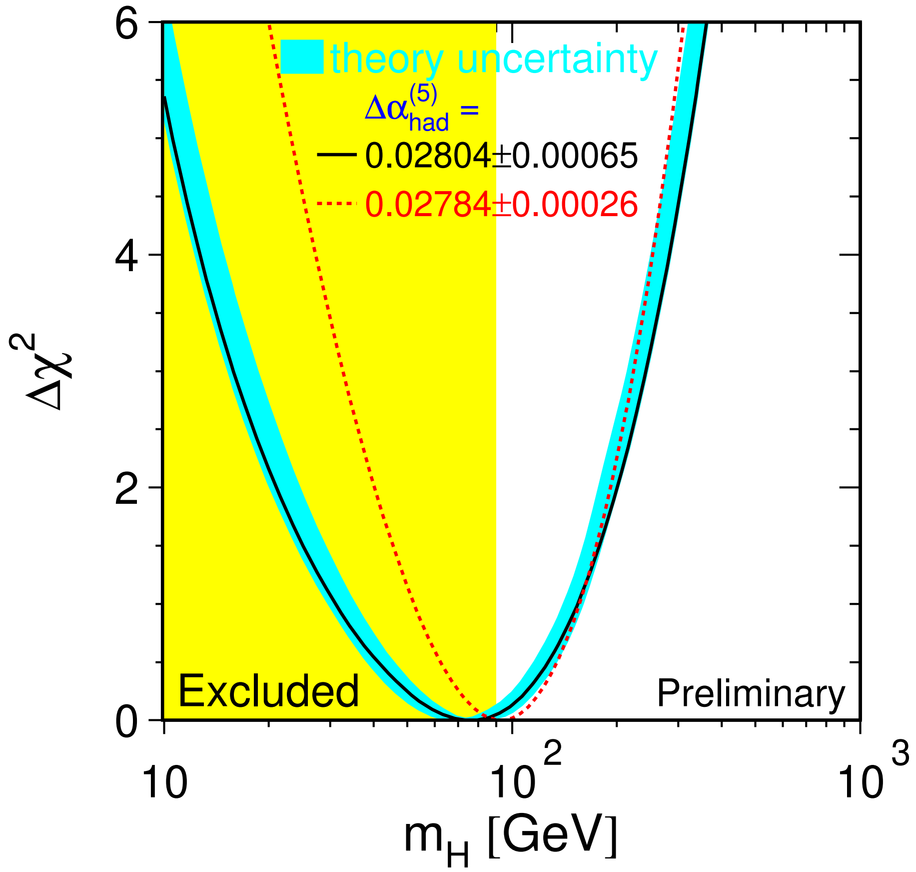


Figura 2.5: $\Delta\chi^2$ vs m_H. A curva é o resultado do fit usando todos os dados disponíveis; a banda representa uma estimativa do erro teórico devido à falta de correcções de ordem superior. A banda vertical mostra a região de exclusão da m_H resultante de pesquisa directa, com um nível de confiança de 95 % [4].

2.3 O detector DELPHI

Lep tem 4 pontos de interacção, cada um dos quais rodeado por um detector optimizado para estudar vários aspectos físicos:

Experiência L3 (Terceira proposta aceite para LEP)

Experiência ALEPH (*A*paratus for *LE*P *PH*ysics)

Experiência OPAL (*O*mni *P*urpose *A*paratus for *L*EP)

Experiência DELPHI (*DE*tector with *L*epton, *P*hoton and *H*adron *I*dentification)

O detector DELPHI cobre um ângulo sólido de $\sim 4\pi$ em torno do ponto de interacção dando ênfase à identificação de partículas e informação tridimensional. As suas características principais são [6]:

- capacidade de medidas tridimensionais pela maioria dos seus componentes.
- medida da energia electromagnética e hadrónica com calorímetros de elevada granularidade.
- utilização de câmaras de muões para identificação de muões.
- identificação de partículas utilizando os detectores RICH (*RIng Imaging CHerenkov counters*).
- determinação precisa dos vértices.

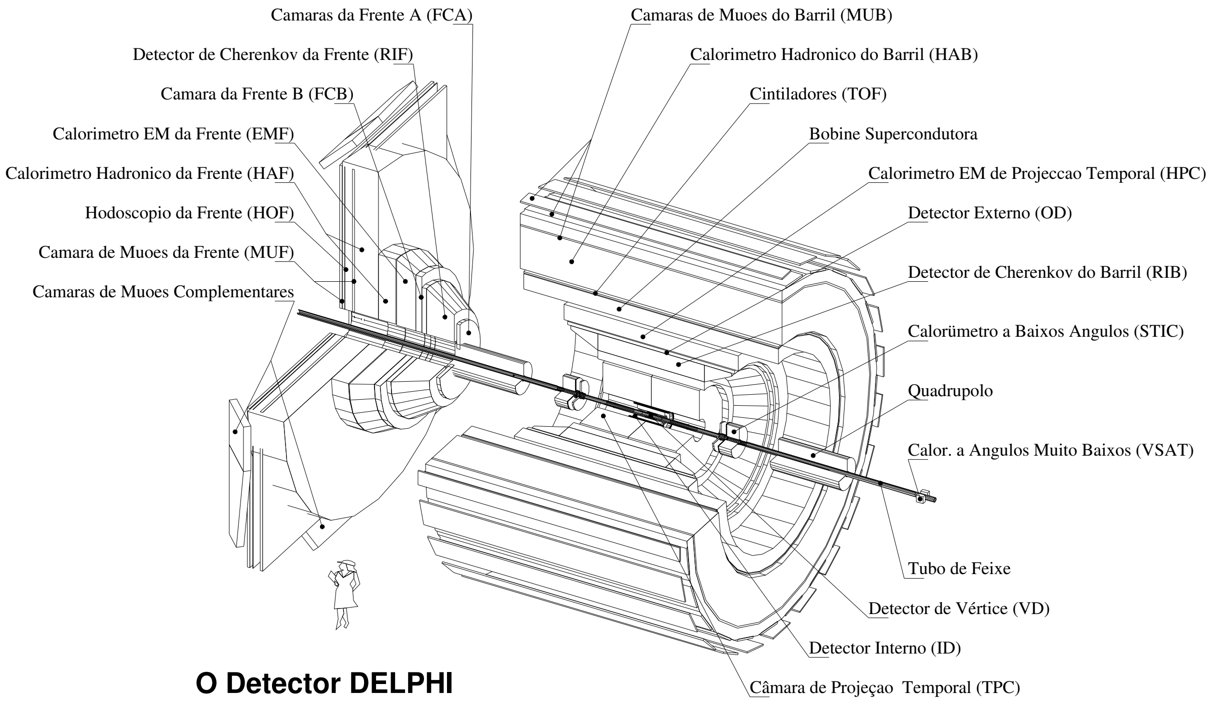


Figura 2.6: Esquema do detector DELPHI com a tampa (frente) separada do barril.

Como podemos observar na figura 2.6 o detector DELPHI é constituido por uma parte central (o *barril*) que cobre cerca de 70 % do ângulo sólido e por duas partes a pequenos ângulos polares (as *tampas*). O campo magnético de $1.2T$, paralelo à linha de feixe, utilizado em DELPHI é criado por um solenóide supercondutor de 7.4 m de comprimento e um diâmetro interno de 5.3 m (dimensões do crióstato).

No sistema de coordenadas padrão de DELPHI, representado na figura 2.7, o eixo dos z tem o sentido dos electrões, o eixo dos x aponta para o centro de LEP e o eixo dos y aponta para cima. Por razões de simetria as coordenadas cilíndricas (r, θ, ϕ) são as mais úteis para serem utilizadas no detector.

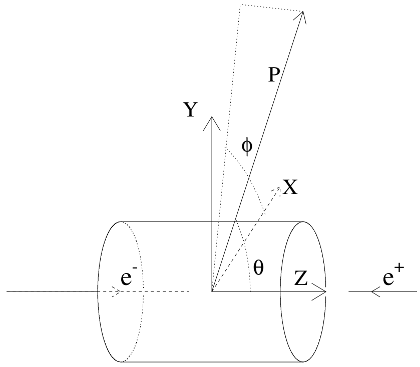


Figura 2.7: Sistema de coordenadas usado em *DELPHI*. O cilindro representa o detector.

O detector DELPHI, descrito em detalhe nas referências [6, 7], está centrado no ponto de interacção e é constituído por diversos detectores (Fig. 2.6). Partindo do ponto de interacção para o exterior, temos a parte do barril, organizada em camadas cilíndricas em torno da linha de feixe, começando com os detectores de traços(detector de vértice (VD), detector interno (ID) e a câmara de projecção temporal (TPC), o principal detector de traços de DELPHI), o detector de Cherenkov (RICH), outro detector de traços (OD) e o calorímetro electromagnético (HPC). Todos estes detectores encontram-se dentro do solenóide supercondutor. Fora do solenóide está localizado o calorímetro hadrónico (HAC), constituído por camadas de ferro, que feixam as linhas de força do campo magnético, intercaladas com câmaras de fios, e na região radial mais exterior encontram-se as câmaras de muões (MUB), que detectam as partículas que atravessam as camadas de ferro após o solenóide. Nas regiões das tampas temos detectores similares. Existem também detectores específicos nas regiões de ângulos polares baixos: o STIC, que será descrito em detalhe no capítulo 3, e o VSAT (*V*ery *S*mall *A*ngle *T*agger). Trata-se de dois calorímetros electromagnéticos destinados à medida da luminosidade através da medição do processo Bhabha. O VSAT, dada a sua sensibilidade da medida da luminosidade aos parâmetros do feixe e incertezas na posição geométrica, não é usado para a medida absoluta da luminosidade, o que é feito pelo STIC, mas antes para obter a luminosidade relativa para diferentes energias de centro de massa.

Uma característica específica de DELPHI consiste no detector de identificação de partículas carregadas baseado na radiação de Cherenkov (figura 2.8). Qualquer partícula que atravessa um material transparente (radiador) com velocidade superior à velocidade efectiva da luz nesse material emite radiação (radiação de Cherenkov). O ângulo de emissão, θ_c, e a intensidade da luz estão directamente relacionados com a velocidade da partícula e com índice de refração do meio. Em conjunto com a informação do momento, estes detectores permitem identificar as partículas carregadas.

O RICH de DELPHI é constituído por dois radiadores de índices de refração distintos. O radiador líquido é usado para a identificação de partículas com

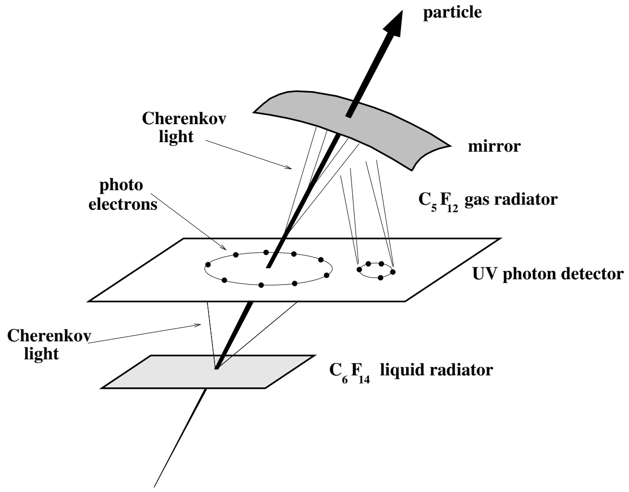


Figura 2.8: O efeito de Cherenkov tal como é observado no detector DELPHI. Dada a forma parabólica dos espelhos, o ponto de focagem para os fotões radiados no gás não depende do ponto de emissão ao longo da tragectória.

momento de 0.7 a 8 GeV/c e o radiador gasoso é usado para momentos de 2.5 a 25 GeV/c.

O sistema de *Trigger*

O sistema de *trigger* é o sistema de pré-selecção de acontecimentos que permite seleccionar os acontecimentos físicos originados por interacções electrão-positrão. Para tal, dado o número elevado de cruzamentos dos feixes, o sistema deve ser sensível a todo o tipo de canais de física com interesse, com o máximo possivel de eficiência, mantendo a taxa de eventos de ruído de fundo a um nível suficientemente baixo, de modo a reduzir a s perdas de sinal devido ao tempo morto. O sistema de *trigger* de DELPHI é descrito em detalhes nas referências [8, 9].

Capítulo 3

O Calorímetro STIC

3.1 Introdução

O STIC (*S*mall Angle *TI*le *C*alorimeter) é um monitor de luminosidade de segunda geração que veio substituir, em 1994, o SAT (*S*mall *A*ngle *T*agger). Os argumentos que motivaram a substituição do SAT pelo STIC e que foram descritos em [11] foram:

- Controlar melhor a geometria e os limites de aceitância do detector. A linha vertical de separação azimutal entre os dois módulos de cada braço do SAT não estava bem definida pelo que no final de 1990 foi instalada uma máscara a $\pm 15^\circ$ em torno da junção vertical, o que é equivalente a rejeitar 1/6 do ângulo sólido de aceitância do SAT. O facto do SAT ter um geometria não projectiva[1](figura 3.1) implicava que particulas podessem entrar abaixo do ângulo mínimo de aceitância do detector provocando *triggers* acidentais uma vez que aceitava acontecimentos Bhabha abaixo do limite inferior da superfície frontal do calorímetro. Um detector de geometria projectiva reduziria de modo significativo estes acontecimentos. A eliminação destes problemas permite aumentar a hermiticidade de DELPHI e também reduzir o erro sistemático da medida da luminosidade.

- aproveitar a redução do raio do tubo de feixe[2], reduzindo o raio mínimo de aceitância. Deste modo permite aumentar a hermiticidade de DELPHI e diminuir o erro estatístico da medida da luminosidade uma vez que a dependência ângular da difusão Bhabha varia com $1/\theta^3$.

- cobrir o hiato entre os ângulos polares de 8° e 11° que existia entre os calorímetros electromagnéticos SAT e FEMC, aumentando a hermiticidade de DELPHI. Esta falta de cobertura prejudica a pesquisa do bosão de Higgs

[1]Geometria projectiva significa que a segmentação radial é de forma a que as fronteiras das torres apontam para o ponto de interacção.

[2]Em Abril de 1991 o tubo de feixe de DELPHI, de Alumínio, com 8 cm de raio foi substituido por um tubo de Berilio com raio de 5.5 cm.

em LEP1 e é mais grave em LEP2 uma vez que esta região passa a ter uma maior ocupação.

- a análise da luminosidade com o SAT, usando a técnica da máscara projectiva para definir o ângulo mínimo de aceitância, tinha atingido um erro relativo na medida de 0.5% e era considerado muito difícil melhorar este valor.

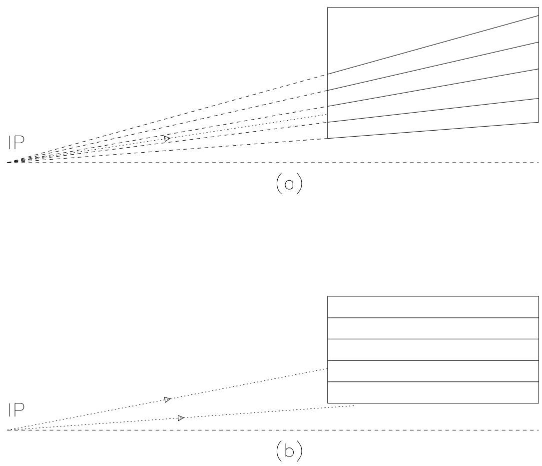


Figura 3.1: Esquema evidenciando: a) uma geometria projectiva; b)Geometria não projectiva [14].

O papel do STIC é assim, não só fornecer uma hermiticidade completa na região de ângulos polares entre $\sim 2°$ e $\sim 11°$, o que beneficia vários canais de física, mas também fornecer a precisão necessária na determinação da luminosidade: $0.5 - 1\%$ em LEP200, sem a máscara dadas as necessidades de cobertura angular, e $\leq 0.1\%$ em LEP100 com a máscara, não estando o SAT em condições de atingir esta precisão.

Num detector de luminosidade a precisão da medida da posição da cascata é vital, pelo que o STIC foi construido com uma geometria projectiva tendo sido dispendido um grande esforço para obter uma elevada precisão da estrutura mecânica e no controlo de qualidade dos seus componentes.

Para além do calorímetro, o STIC tem associado um detector de silício, com o objectivo de obter uma medida do eixo da cascata[3] e uma separação $e - \pi$ limitada, e um sistema de cintiladores designado VETO, destinado à detecção de particulas carregadas, isto é, ao veto de fotões (figura 3.2).

[3]De notar que por razões mecânicas o calorímetro não permite a obtenção de multiplas amostras longitudinais impossibilitando a reconstrução do eixo da cascata.

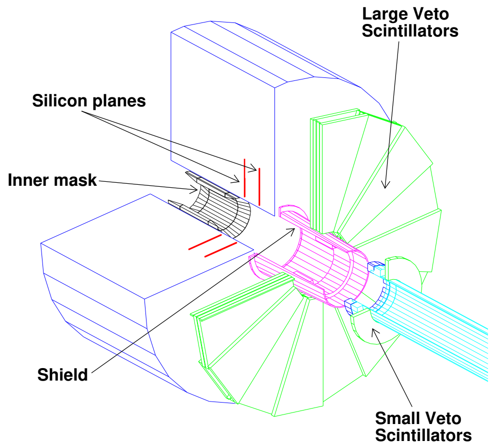


Figura 3.2: Esquema do STIC que mostra os detectores de silício inseridos no calorímetro, os planos de cintilador dos sistemas Veto e as máscaras de tungsténio que protegem a TPC da radiação de sincrotrão.

3.2 Descrição do STIC

3.2.1 O Calorímetro Electromagnético STIC

O STIC(Small Angle TIle Calorimeter) é um calorimetro de amostragem [4] de chumbo-cintilador em que a luz é colectada por fibras que atravessam perpendicularmente os planos de cintilador, técnica dita de *Shashlik*.

O Calorímetro STIC é constituído por dois detectores cilíndricos colocados, um de cada lado, a 220 cm do ponto de interacção (figura 3.3). Os dois calorímetros são designados A e C cobrindo a região ângular $169.3° \leq \theta \leq 178.3°$ e $1.7° \leq \theta \leq 10.7°$, respectivamente; que corresponde a um raio entre 6.5 e 41.75cm. Cada um dos braços do STIC é constituido por dois meio cilindros, designados módulos, de modo a poderem ser montados em torno do tubo de feixe.

Cada um dos calorímetros é composto por 49 placas, cada uma delas constituída por uma fatia de 3.4mm de chumbo laminado e telhas de 3mm de cintilador resultando um comprimento total de $\sim$ 27 comprimentos de radiação [5] ($\sim 27\ X_0$). Os planos do material conversor, o chumbo, são contínuos e as telhas de cintilador são fixadas naqueles com precisão. Este procedimento evita problemas de não uniformidade típicos de calorímetros constituidos por elementos separados, permite construir uma estrutura de torres projectiva para o ponto de interacção e uma precisão mecânica no posicionamento das torres $\leq 50\mu m$. As telhas de cintilador são feita de poliestireno dopadas com 1.5% de paraterphenyl

[4] Um calorimetro diz-se de amostragem quando é constituido por planos alternados de material passivo, onde se dá o desenvolvimento da cascata, e um material activo para a detecção do sinal. O STIC tem chumbo como absorvedor e cintilador plástico como material activo.

[5] Um comprimento de radiação é a distância na qual um electrão ou positrão de alta energia passará, em média, a ter a energia de E_0/e, por *bremsstrahlung*, ou a distância ao fim da qual um fotão de alta energia se desintregará num par electrão-positrão com a probabilidade de 7/9.

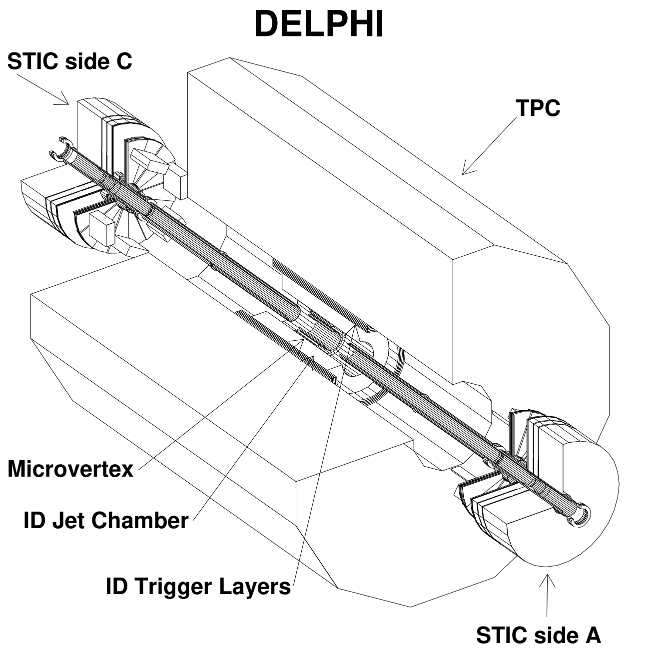


Figura 3.3: O STIC e os detectores da região central de DELPHI.

e 0.05% de POPOP e estão envolvidas em papel difusor Tyvek [6] de $120\mu m$ de espessura de modo a ficarem isoladas opticamente umas das outras. Duas das fatias de cintilador, a oitava e décima quinta, a profundidades de $4X_0$ e $7.4X_0$, respectivamente, foram substituidas por detectores de silício (secção 3.2.3).

Cada calorímetro está dividido em 10 aneis de 3 cm de largura, com excepção do primeiro e último anel, e 16 sectores de 22.5° (figura 3.4).

A leitura do sinal é realizado por fibras WLS de 1 mm de diâmetro e cerca de 50 cm de comprimento que percorrem perpendicularmente os planos de chumbo e cintilador através de furos de 1.2 mm realizados com elevada precisão. O número de fibras aumenta radialmente de modo a que a densidade de fibras se mantenha aproximadamente constante ($\approx 0.79 fibras/cm^2$, com excepção do último anel em que a densidade é $\approx 0.30 fibras/cm^2$). A luz recolhida pelas fibras de cada torre é lida por um fototétrodo Hamamatsu R2149 orientado num ângulo de 15° em relação ao campo magnético de DELPHI de modo a optimizar o ganho.

Até ao final da aquisição de dados de 1996 o STIC esteve equipado com fibras *Kuraray Y7*. Mas com o objectivo de melhorar a uniformidade da resposta em energia procedeu-se à sua substituíção por fibras *Kuraray Y11(300) MS*, como será analisado em detalhe na secção 3.3.

Cada uma das torres apresenta um desvio na direcção azimutal, em relação à direcção do ponto de interacção, de $\approx 3°$ de modo a evitar que as particulas provenientes do ponto de interacção atravessem as fibras sem passar pelo chumbo e cintilador e também para evitar a passagem de partículas pela folga na junção dos dois módulos que constituem cada um dos braços do STIC.

[6] Tyvek é uma marca registada de *Du Pont*.

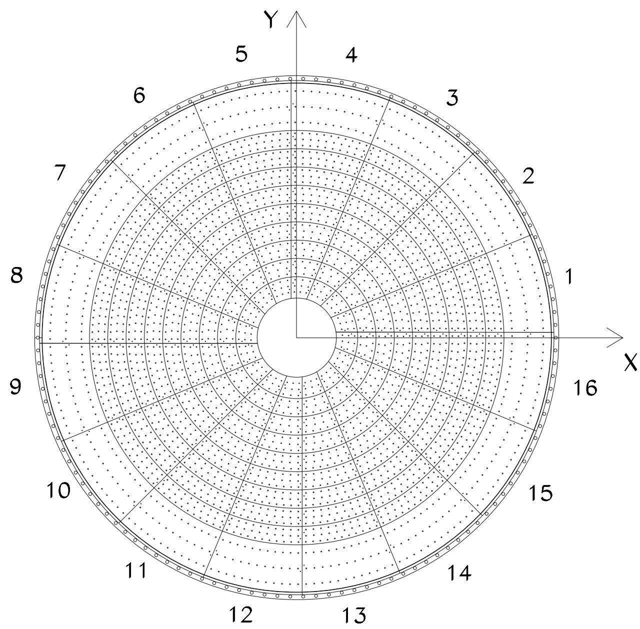


Figura 3.4: O primeiro plano de cintilador com a estrutura em torres constituida por 16 sectores e 10 aneis perfazendo um total de 160 torres para cada braço do STIC. São também apresentados os buracos das fibras.

Em LEP1, dadas as exigências da análise da luminosidade, o raio inferior de aceitância do STIC era definido por uma máscara de tungsténio cónica colocada no lado C (figura 3.5). Esta máscara, designada *NOSE*, tinha uma profundidade de $17X_0$ e definia o raio inferior com uma precisão de 20 μm. Em ambos os lados A e C existiam, e existem, outras máscaras e escudos de tungsténio destinadas a proteger a TPC de radiação de sincrotrão e evitar que partículas de baixo ângulo polar entrem no STIC.

Em LEP2 as máscaras e escudos são usadas apenas para proteger a TPC da radiação e a sua configuração variou de ano para ano [23]. O anel de tungsténio (*NOSE*) foi removido no início de 1996 e durante 1995 o *outer shield* (ver figura 3.5) não foi usado no lado A.

3.2.2 O sistema VETO

Em frente de cada um dos dois braços do STIC estão montados dois planos de cintiladores a 2010 e 2050 mm, respectivamente, do ponto de interacção e cobrindo a região ângular desde 2.52° até 9.80° (figura 3.2). Cada plano é constituído por 16 cintiladores de forma trapezoidal com 10 mm de espessura e uma segmentação azimutal de 22.5° coincidente com a do STIC.

A luz é recolhida por dois conjuntos de 8 fibras ópticas (Kurarai Y7) coladas nas superfícies laterais dos cintiladores. Estas fibras têm um comprimento total de 55 cm e são acopladas a um fotomultiplicador colocado fora do campo magnético de DELPHI através de fibras brancas (Kuraray PST *Clear Fibers*) de cerca de 10

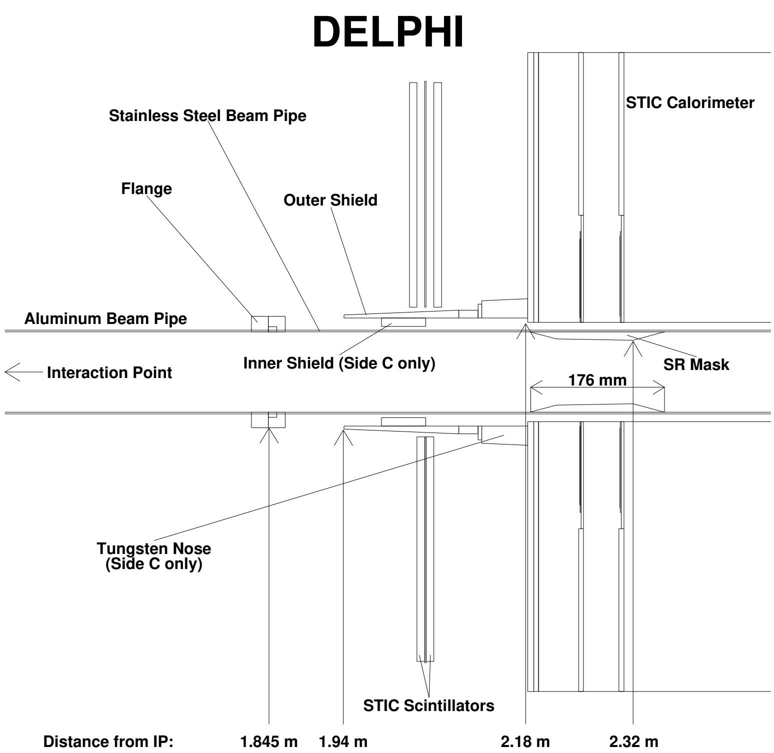


Figura 3.5: Esquema do lado C do STIC.

m. A resposta destes detectores é de cerca de 20 fotoelectrões por MIP [7].

A cobertura angular do VETO estava limitada pela matéria existente entre o ponto de interacção e a zona activa do STIC.

Entre o período de aquisição de 1995 e o de 1996 foi instalado directamente sobre o tubo de feixe um novo detector, designado *pequeno VETO* (figura 3.2). O objectivo foi cobrir a falha existente entre o anel de tungsténio mais pequeno usado em LEP200 e o limite inferior do detector VETO.

Cada um dos dois detectores consiste em dois cintiladores de 10 mm de espessura com a forma de meio anel e cobre a região ângular $1.8°$ e $3.4°$. A luz é colectada por 16 fibras ópticas de 1 mm de diâmetro e 11.0 cm de comprimento, divididas em dois grupos, coladas nos lados de cada detector. Estas fibras são lidas por fotomultiplicadores através de fibras brancas de 10 m de comprimento. A resposta a MIP é de cerca de 12 fotoelectrões.

O sistema VETO faz parte dum *trigger* neutro que fornece uma separação electrão-fotão. Os fotões são identificados pela ausência de sinal nos cintiladores em frente da cascata da partícula que entra no STIC.

Em 1995, para aumentar a luminosidade em LEP200, o modo de operação de LEP mudou de colisões de 8 *pacotes* (*bunches*) equidistantes separados de ~ 11 μs para colisões de 4 comboios de *pacotes* cada um com até 4 *vagões* separados

[7] MIP são partículas minimamente ionizantes.

de ~ 240 *ns*. Usando um conjunto de discriminadores para os sinais do VETO é possivel determinar qual o *vagão* que causou a interacção, evitando a deterioração da medida em energia do STIC.

3.2.3 O Detector de Silício

Para resolver o problema da impossibilidade do calorímetro não permitir a obtenção de amostras longitudinais da cascata electromagnética e dada a sua estrutura flexível, este foi equipado com dois planos de cintiladores de *microstrips* de silício em substituição de duas das fatias de cintilador situadas a $4X_0$ e $7.4X_0$, respectivamente. As *strips* cobrem $22.5°$ em ϕ e têm 1.7 mm de largura [25]. Apesar de instalados como parte do STIC em 1994 apenas ficaram totalmete operacionais em 1996 [26].

Interacções entre as partículas do feixe e moléculas de gás residuais no tubo do feixe criam electrões e fotões *Bremsstrahlung* em abundância. Os fotões produzidos não atingem DELPHI mas os electrões, designados *off-momentum*, são desviados para a aceitância do STIC pelos quadrupolos de focagem dos feixes de LEP e são uma fonte de ruído de fundo para a difusão Bhabha e para estudos que envolvam um único fotão no estado final. Estes detectores de silício ao reconstruirem o eixo da cascata com uma precisão de aproximadamente 10 mrad permitem uma rejeição significativa deste ruído.

3.3 As fibras WLS no STIC. Medição das fibras em Lisboa.

Até ao final de 1996 o STIC esteve equipado com fibras WLS Kuraray Y7, de bainha simples e com uma concentração de dopante de 150 p.p.m. Antes do início da tomada de dados de 1997 essas fibras foram substituídas por fibras Kuraray Y11(300)MS com 200 p.p.m. de absorvedor ultravioleta (UVA); nestas fibras a concentração de dopante é de 300 p.p.m. As fibras têm bainha dupla e são produzidas de modo a serem flexíveis.

As fibras são polidas em ambas as extremidades e são aluminizadas numa das faces (aquela que não é utilizada na leitura de sinal pelo fototétrodo). A aluminização permite aumentar a eficiência de recolha de luz produzida na fibra.

As fibras WLS do STIC foram testadas e seleccionadas em Lisboa em Maio e Junho de 1993 e em Novembro e Dezembro de 1996. A escolha das novas fibras foi feita de acordo com os estudos feitos pelo grupo de Lisboa que desenvolve e optimiza o desempenho do calorímetro TILECAL da experiência ATLAS [18, 19, 20].

As razões que levaram à substituição das fibras foram essencialmente aumentar a intensidade de luz produzida, para aumentar a separação das partículas minimamente ionizantes (MIP) dos pedestais, e melhorar a uniformidade de resposta do calorímetro. Tal foi conseguido aumentando a quantidade de dopante das fibras, com fibras mais flexíveis, com fibras de bainha dupla e adição de pequenas quantidades de absorvedor ultravioleta (UVA) da forma que passamos a descrever:

- Maior concentração de dopante: O dopante é utilizado para converter a luz azul do cintilador para um comprimento de onda maior (neste caso as fibras absorvem luz de $\sim$ 420 nm e têm um pico de emissão a $\sim$ 500 nm). Uma maior concentração de dopante conduz a um aumento de luz obtida melhorando a identificação de MIP ao aumentar a separação dos seus sinais em relação ao pedestal. No entanto o aumento da concentração de dopante também aumenta a auto absorção da luz emitida, que se traduz numa diminuição do comprimento de atenuação, e a partir de determinada concentração o aumento de intensidade de luz é obtido às custas da diminuição do comprimento de atenuação.

- Bainha dupla: aumenta a eficiência de transmissão da luz , melhorando as suas características ópticas, bem como constitui uma melhor protecção mecânica da fibra. De notar que as multi-bainhas reduzem o diâmetro *activo* das fibras, pois o diâmetro exterior continua a ser 1 mm.

- Fibras com UVA: A luz produzida por particulas carregadas que excitam directamente as fibras não é desprezável e conduz a não uniformidades da resposta do calorímetro. O absorvedor ultravioleta é usado para minimizar essa resposta das fibras a particulas carregadas. No entanto é crucial que a resposta das fibras à luz do cintilador não seja alterada de modo significativo.

- Flexibilidade das fibras: As fibras sob tensão, quando curvadas, podem apresentar micro rupturas que diminuem o comprimento de atenuação e provocam o seu envelhecimento. No STIC as fibras de cada uma das torres são conduzidas para o mesmo fototétrodo sendo por isso ligeiramente curvadas; essa curvatura é tanto maior quanto maior a dimensão das torres, ou seja para os aneis mais exteriores. Assim para as torres de maiores dimensões as fibras menos centrais sofrem um maior encurvamento e se não forem suficientemente flexíveis irão originar uma não uniformidade de resposta do calorímetro.

As propriedades dos dois tipos de fibras podem ser comparadas em termos de resposta à luz de um cintilador (excitado por uma fonte de ^{90}Sr) (figura 3.6) e da resposta a electrões de uma fonte de ^{90}Sr (figura 3.7). Concluímos assim que as fibras Y11 apresentam em relação às Y7 um aumento de cerca 40% na quantidade de luz produzida e uma redução de cerca de 50% na resposta directa a partículas carregadas [22].

A curva da intensidade de luz produzida em função da distância da região em que a fibra é excitada pela luz do cintilador ao fotomultiplicador (as fibras do STIC têm cerca de 50 cm de comprimento) pode ser ajustada por uma função

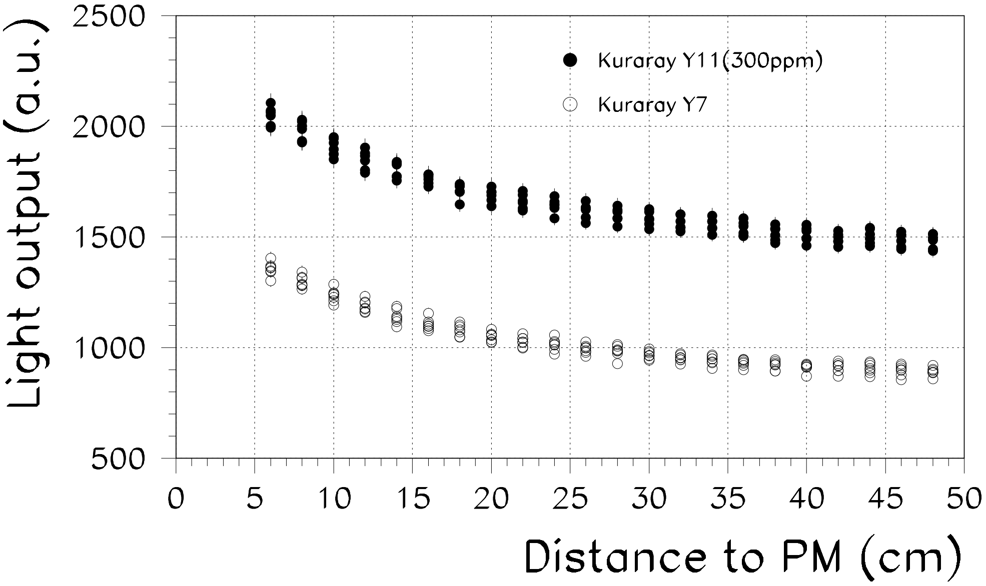


Figura 3.6: Resposta de oito fibras de cada um dos tipos Y7 e Y11 à luz de um cintilador em função da distância ao fotomultiplicador (PM) [22].

exponencial do tipo

$$I = I_0 e^{\frac{-x}{L_{at}}} \tag{3.1}$$

(em que I_0 é intensidade de luz extrapolada para o início da fibra e L_{at} é o comprimento de atenuação da fibra) em duas regiões distintas: de 6 a 20 cm e de 20 a 40 cm.

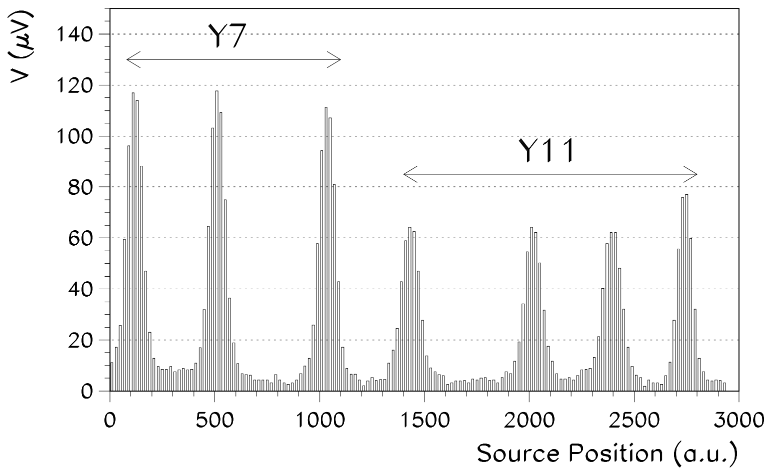


Figura 3.7: Resposta directa de algumas fibras Y7 e Y11 a electrões duma fonte de ^{90}Sr [22].

O método de medição, análise e critérios de selecção das fibras encontra-se descrito em [14, 21, 33]. O número de fibras de cada comprimento que foram testadas e as que foram utilizadas para equipar o STIC é apresentado na tabela 3.1.

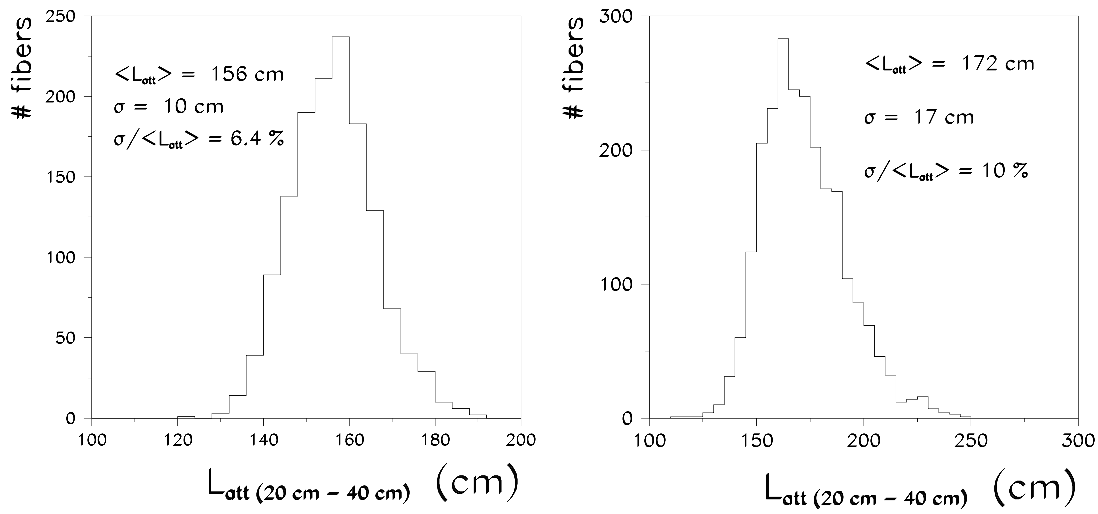


Figura 3.8: Comprimento de atenuação, $L_{at}(20-40cm)$, para algumas fibras Y7(à esquerda) e Y11 (à direita) [22, 33].

Ano	1993 Y7			*1996 Y11*	
L(cm)	50.0	50.3	51.7	52.2	54.0
Testadas	3000	5000	2000	7500	2500
Usadas no STIC	2680	4080	1520	6200	2080

Tabela 3.1: Número de fibras dos vário comprimentos, L, que foram testadas e que foram usadas no STIC em 1993 e 1996 (Quatro módulos em DELPHI mais um suplementar) [21, 33].

Durante as operações de polimento e aluminização as 10.000 fibras permaneceram agrupadas em 8 conjuntos distintos, tendo as fibras de cada um desses conjuntos propriedades ópticas semelhantes. Para cada fibra são determinadas as grandezas I_0 e L_{at} em cada uma das duas regiões (de 6 a 20 cm e de 20 a 40 cm). E para cada um dos 8 conjuntos de fibras indicados são feitas distribuições destas grandezas, às quais é feito um ajuste gausseano, de que a figura 3.8 é um exemplo. No critério de selecção são rejeitadas as fibras que:

- apresentam defeitos nas bainhas e na aluminização detectados por inspeccão visual.
- têm comprimento de atenuação, $L_{at}(20-40cm)$, inferior a 130 cm.
- o padrão de resposta apresenta anomalias.

Neste processo cerca de 10% das fibras foram rejeitadas. As fibras seleccionadas de cada um dos 8 grupos foram ainda sub-agrupadas de acordo com $I_0(6-20cm)$ em intervalos de largura $\sigma/2$ de modo a que cada torre fosse equipada com fibras de características semelhantes [8], com o objectivo de obter uma boa uniformidade de sinal.

A substituição das fibras correspondeu, como era esperado, a uma melhoria significativa do desempenho do calorímetro, assunto que será abordado no capítulo 6.

[8] Entre diferentes torres esta preocupação não é essencial na medida em que a calibração dá conta da diferença de resposta das fibras de torres diferentes.

Capítulo 4

Reconstrução da energia e posição no STIC

4.1 Calibração e reconstrução em energia

A reconstrução da energia e posição [27] são factores essenciais para que o calorímetro possa seleccionar com elevada eficiência e aceitância bem definida os acontecimentos Bhabha e assim permitir a determinação da luminosidade com a precisão pretendida.

Como vimos o calorímetro é constituido por 320 torres cada uma delas lida por um fototétrodo. Para converter a leitura da ADC, A_i, de cada uma das torres no seu equivalente em energia é preciso subtrair o valor do pedestal [1], P_i, e multiplicar pela respectiva constante de calibração, c_i:

$$E_i = c_i * (A_i - P_i) \tag{4.1}$$

e a energia reconstruida no calorímetro será então dada por:

$$E_{rec} = \sum_{i=1} c_i * (A_i - P_i) \tag{4.2}$$

em que a soma se estende a todas as torres associadas à reconstrução.

Mas para realizar a calibração é necessário primeiro ter um algoritmo de agrupamento de energia (*clusterização*) e definir a amostra de acontecimentos a utilizar.

A reconstrução do chuveiro electromagnético é feita por um procedimento que colecta a energia depositada nos canais em torno da torre com o sinal máximo, sendo cada chuveiro (ou cascata) descrito pela sua energia total, E, e a sua posição na face do STIC, raio R e ângulo azimutal ϕ.

No algoritmo de agrupamento de energia são tomadas para *sementes* das cascatas todas as torres com energia depositada superior a 500 MeV. O processo começa com a *semente* mais energética, à qual associa todas as torres vizinhas

[1] O pedestal é o sinal de saída da ADC na ausência de deposição de energia no detector. Os valores dos pedestais são medidos numa base diária entre os enchimentos (*fills*) de LEP.

com energia depositada superior a 5% da energia da semente e o processo é repetido até todas as *sementes* estarem associadas a uma cascata. No caso de sobreposição entre duas cascatas, a energia é partilhada com base na deposição de energia nas duas torres centrais. É, portanto, permitido que em cada lado do STIC possam existir mais do que uma cascata de modo a poder dar conta de acontecimentos Bhabha radiativos.

Na calibração são usados acontecimentos Bhabha não radiativos, seleccionados por critérios estritos na energia e acolinearidade[2]:

$$\begin{aligned} |R_C - R_A| &< 1cm && (4.3)\\ ||\Phi_C - \Phi_A| - 180^\circ| &< 8^\circ && (4.4)\\ |E_A - E_{feixe}| &< 0.15E_{feixe} && (4.5)\\ |E_C - E_{feixe}| &< 0.15E_{feixe} && (4.6) \end{aligned}$$

em que $E_A(E_C)$, $R_A(R_C)$ e $\Phi_A(\Phi_C)$ são, respectivamente, a energia, raio e ângulo azimutal reconstruidos para o lado A(C).

Na figura 4.1 são apresentados o número de torres associadas à cascata mais energética de cada um dos lados (A e C) do STIC para acontecimentos Bhabha não radiativos do período de aquisição de 1994. Na figura 4.2 estão representadas o número de cascatas reconstruidas em cada um dos lados do STIC para os mesmos acontecimentos.

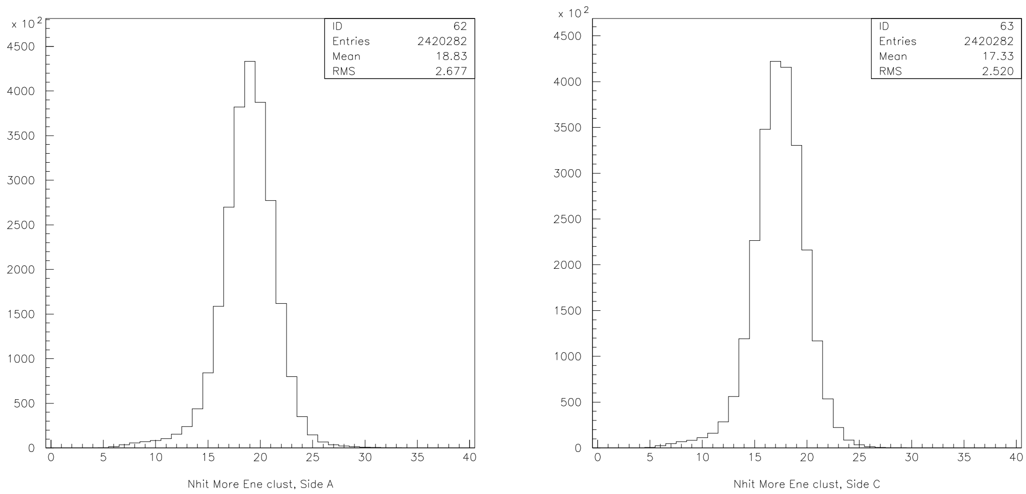


Figura 4.1: Número de torres tocadas para o *cluster* mais energético para cada um dos lados do STIC para eventos Bhabha não radiativos de 1994 a 45 GeV.

Para se obterem as constantes de calibração são usados os dados da experiência de modo a ter-se um número relativamente grande de acontecimentos. Os melhores valores das constantes são aqueles que minimizam a soma do

[2]Acolinearidade é uma medida do ângulo entre os vectores momento das duas partículas, definida como sendo a diferença entre 180° e aquele ângulo.

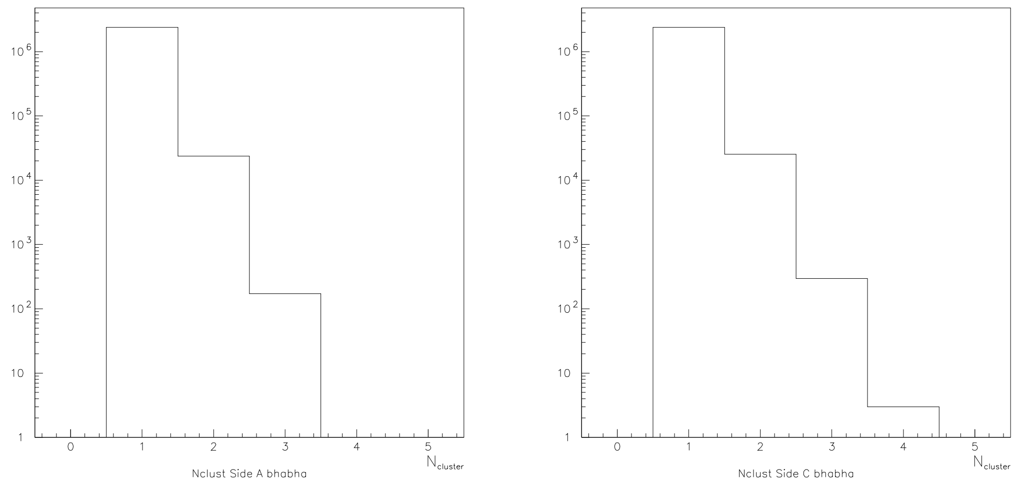


Figura 4.2: Número de cascatas reconstruidas em cada um dos lados do STIC para eventos Bhabha não radiativos de 1994 a 45 GeV.

quadrado do desvio da energia total depositada em relação à energia do feixe, E_{feixe}, ou seja as soluções do sistema de equações:

$$\frac{\partial S}{\partial c_i} = 0 \tag{4.7}$$

em que a quantidade a minimizar, S, é dada por

$$S = \sum_{acontecimentos} (\sum_{torres} c_i * (A_i - P_i) - E_{feixe})^2 \tag{4.8}$$

Temos então o sistema de equações lineares:

$$\sum_{j=1}^{N_{torres}} H_{ij} c_j = B_i, \tag{4.9}$$

em que

$$\begin{aligned} H_{ij} &= \sum_{i_{ev}=1}^{N_{ev}} (A_i^{i_{ev}} - P_i^{i_{ev}})(A_j^{j_{ev}} - P_j^{j_{ev}}), \\ B_i &= \sum_{i_{ev}=1}^{N_{ev}} E_{feixe}(A_i^{i_{ev}} - P_i^{i_{ev}}) \end{aligned}$$

sendo N_{ev} o número de acontecimentos utilizados no processo de calibração e N_{torres} o número de torres associadas a cada uma das cascatas.

Contudo é ainda necessário introduzir algumas modificações de modo a ter em consideração:

- Que o STIC tem dimensão finita pelo que se as partículas incidem perto da fronteira a cascata não fica totalmente contida no detector(figura 4.3). Por essa razão na equação 4.9 a energia do feixe, E_{feixe} é substituida pela energia esperada, E_{esp}, determinada em função do raio reconstruido da cascata de acordo com uma parametrização obtida por uma simulação Monte Carlo, $F(R^{i_{ev}})$.

- A instabilidade das soluções numéricas da equação 4.9 causadas pela distribuição radial não uniforme das particulas envolvidas no processo Bhabha $(d\sigma/d\theta \propto \theta^{-3})$.
- Que para se poder obter uma precisão razoável para os coeficientes de calibração das torres dos aneis exteriores seria necessária uma amostra de acontecimentos muito grande, consequência, também, da não uniformidade radial da distribuição Bhabha. Assim o processo de calibração é aplicado apenas a parte das torres, mantendo os coeficientes das restantes constantes.

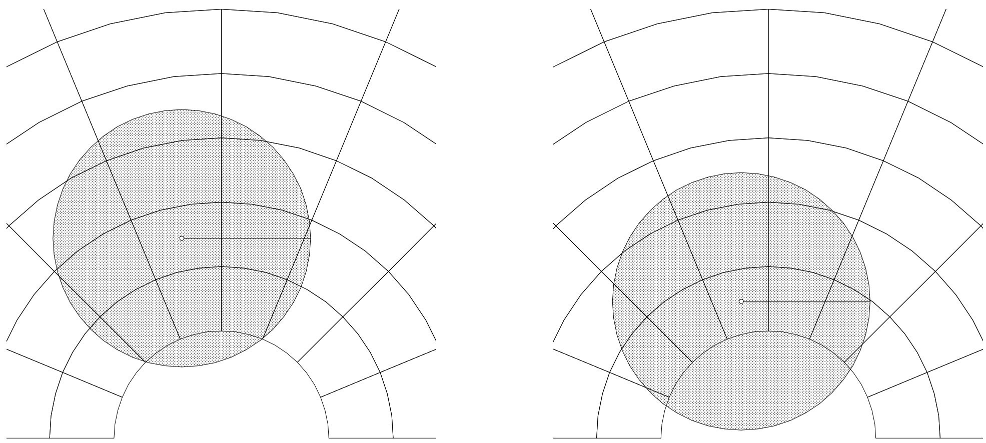


Figura 4.3: Representação esquemática da energia não detectada quando a particula incide perto das fronteiras do calorimetro [33].

Assim sendo o sistema de equações final que permite obter as constantes de calibração é dado por [27]:

$$\sum_{j=1}^{N_{livres}} H_{ij} c_j = B_i, \tag{4.10}$$

em que

$$\begin{aligned} H_{ij} &= \sum_{i_{ev}=1}^{N_{ev}} (A_i^{i_{ev}} - P_i^{i_{ev}})(A_j^{j_{ev}} - P_j^{j_{ev}})\theta^3_{i_{ev}}, \\ B_i &= \sum_{i_{ev}=1}^{N_{ev}} (E_{esp}^{i_{ev}} - E_{fix}^{i_{ev}})(A_i^{i_{ev}} - P_i^{i_{ev}})\theta^3_{i_{ev}} \\ E_{exp}^{i_{ev}} &= F(R^{i_{ev}}) \\ E_{fix}^{i_{ev}} &= \sum_{m=1}^{N_{fix}} c_m a_m^{i_{ev}} \end{aligned}$$

sendo N_{livres} o número de torres a serem calibradas, N_{fix} o número de torres não envolvidas na calibração, E^{iev}_{fix} a energia depositada nessas torres e $(E^{iev}_{esp} - E^{iev}_{fix})$ a energia depositada nas torres a serem calibradas.

A determinação com precisão dos coeficentes de calibraçcão é fundamental para se obter um boa resolução em energia e definir uma escala absoluta de energia.

4.2 A Estabilidade da resposta em energia do STIC

Foi observado que se os coeficientes de calibração forem mantidos constantes ao longo do ano a resposta em energia do STIC decresce com o tempo, observando-se uma redução de cerca de 2% na intensidade do sinal ao fim de seis meses, como é mostrado na figura 4.4. Por esta razão procede-se à recalibração do STIC aproximadamente uma vez por mês.

Estes resultados foram investigados em termos de envelhecimento natural e *Radiation damage* das telhas e das fibras bem como do *stress* mecânico [3] das fibras, tendo-se concluido [28, 33] que:

- Não é evidente uma correlação entre a variação de sinal no STIC e efeitos devidos a *Radiation damage* e a fragilidade mecânica das fibras.

- Após o fim de tomada de dados entre Dezembro de 1994 e Maio de 1995, em que o detector não esteve a funcionar, não houve variação de sinal. Mas entre Dezembro de 1997 e Maio de 1998 ocorreu um decréscimo do sinal de cerca de 2%. Considerando que neste periodo de pausa de tomada de dados não é feita nenhuma operação relevante no STIC, o envelhecimento do cintilador e das fibras teria continuado, embora não seja de excluir o envelhecimento dos fototétrodos sob alta voltagem. De qualquer modo não foram encontradas explicações para a discrepância de comportamento nos dois periodos indicados.

- Durante 1996 não ocorreu nenhuma variação de sinal, o que também não foi cabalmente explicado.

Esta variação de sinal com o tempo, feitas as sucessivas recalibrações, tem um efeito desprezável quer na linearidade quer na resolução em energia do calorímetro.

[3] À saída do calorímetro as fibras de cada torre são dobradas de modo a serem lidas por um fototétrodo. O raio de curvatura é maior para os aneis exteriores pois a dimênsão das torres também é maior. Deste modo a fragilidade mecânica e o seu reflexo nas propriedades ópticas das fibras é um aspecto importante.

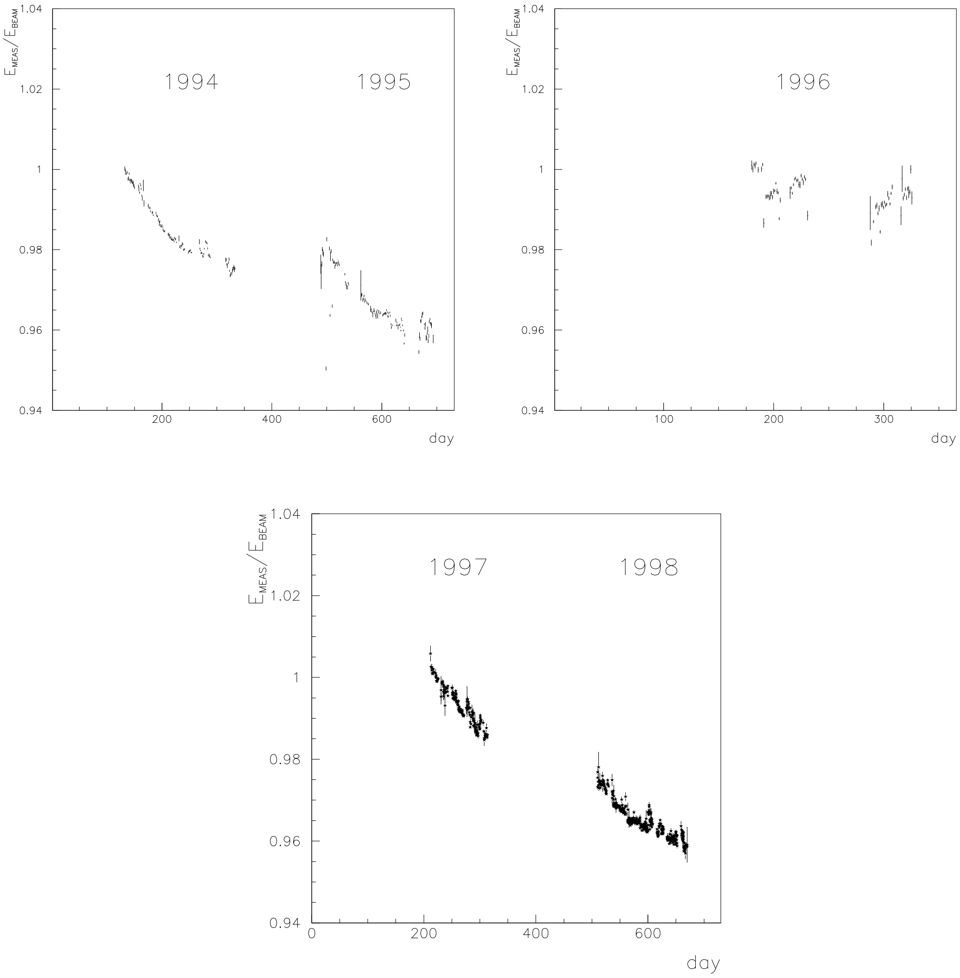


Figura 4.4: Energia média medida no STIC para eventos Bhabha não radiativos, normalizada à energia do feixe, em função do tempo. Os coeficientes de calibração são mantidos constantes em 1994 e 1995, em 1996 e em 1997 e 1998.

4.3 Correcções da não Uniformidade

Devido à presença de fibras e segmentação em torres a resposta em energia de calorímetros de amostragem como o STIC depende geralmente do ponto de impacto, o que se traduz numa não uniformidade de resposta do calorímetro. A dependência da resposta do detector em R-ϕ para acontecmentos Bhabha não radiativos encontra-se representada, para uma torre no segundo anel, na figura 4.5. Nesta figura observa-se claramente que a energia medida é maior quando a partícula incide perto duma fibra.

Graças à estrutura homogenea (contínua) dos planos de chumbo e à densidade elevada de fibras, as não uniformidades são pequenas e podem ser parcialmente corrigidas. Para esse efeito usa-se uma função de correcção [27], $E(R,\phi)$, calculada para cada um dos quatro módulos do STIC fazendo a média, em ϕ, sobre os oito sectores.

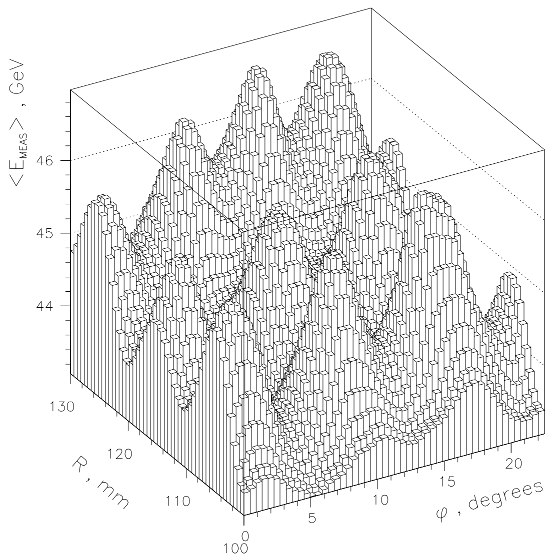


Figura 4.5: Resposta em energia do STIC para acontecimentos Bhabha não radiativos de 1994 a 45.6 GeV. Apenas foi aplicada a subtração de pedestais [17].

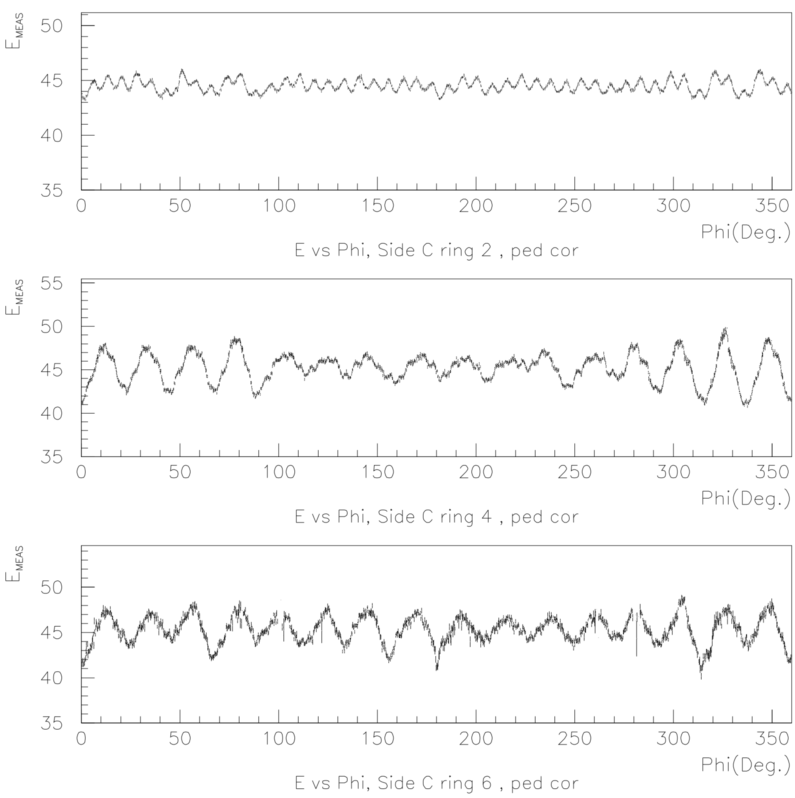


Figura 4.6: Energia média depositada numa banda de 1 cm de largura no centro dos aneis 2, 4 e 6 *vs* ϕ do lado C do STIC para o período de aquisição de 1994. É feita apenas subtracção de pedestais.

Na figura 4.6 podemos observar duas manifestações distintas da não uniformidade:

- Por um lado podemos observar a posição das fibras (3 fibras centrais para as torres do segundo anel), revelando uma maior eficiência de colecção de luz perto das fibras.

- Por outro lado podemos também observar a periodicidade das telhas (22.5° em ϕ) revelando uma maior eficiência no centro do que nos bordos da telha. A origem deste efeito está na curvatura das fibras, pois para as torres maiores as fibras das extremidades estão mais dobradas para serem recolhidas no fototétrodo, traduzindo-se esta curvatura numa ineficiência de colecção de luz, ou pode estar também no próprio algoritmo de reconstrução das cascatas.

Este último efeito é maior para os aneis mais exteriores, cujas torres têm dimensões maiores na direcção azimutal, acabando por se sobrepor ao efeito das fibras.

Na figura 4.7 podemos observar claramento o efeito de não contenção (*leakage*) e a não uniformidade causada pelas fibras. Na direcção radial a dimensão das torres é a mesma, não se observado o efeito das torres.

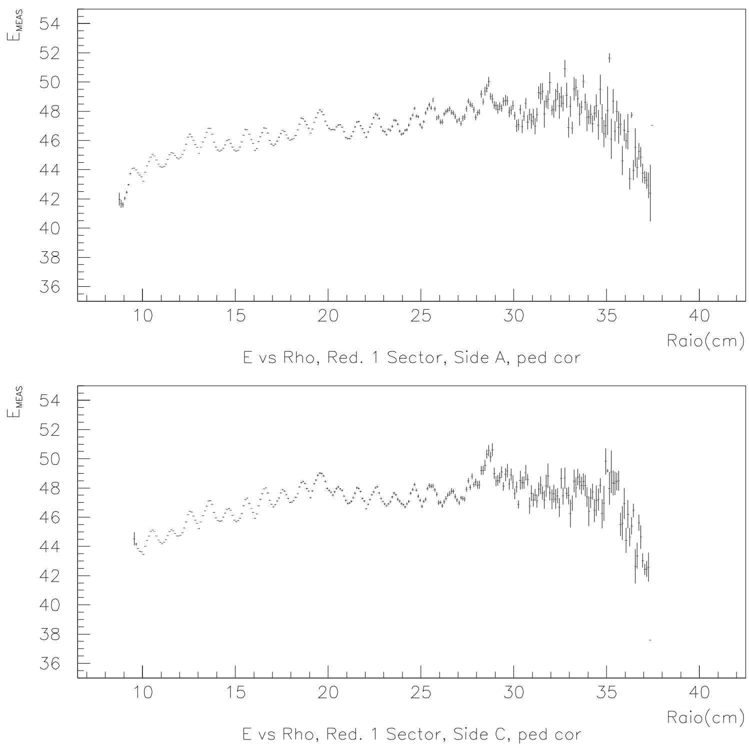


Figura 4.7: Energia média depositada numa banda de 1 cm de largura no centro de um sector *vs* Raio para os dois lados do STIC antes das correcções de *leakage* e uniformidade. Acontecimentos Bhabha não radiativos de 1994.

4.4 Reconstrução da posição

A reconstrução em posição, nomeadamente a radial, é um factor essencial para a medida da luminosidade uma vez que entra na definição do raio mínimo de aceitância e na determinação do ponto de interacção.

Dada a geometria projectiva do STIC a reconstrução em posição não é sensível a flutuações longitudinais da cascata electromagnética.

Para a medida da posição radial é usado o seguinte estimador:

$$\epsilon = \ln \frac{E_{Int}}{E_{Ext}} \tag{4.11}$$

sendo E_{Int} e E_{Ext}, respectivamente, a energia total depositada nos aneis interiores e exteriores em relação à fronteira do anel com maior deposição de energia, como é indicado na figura 4.8.

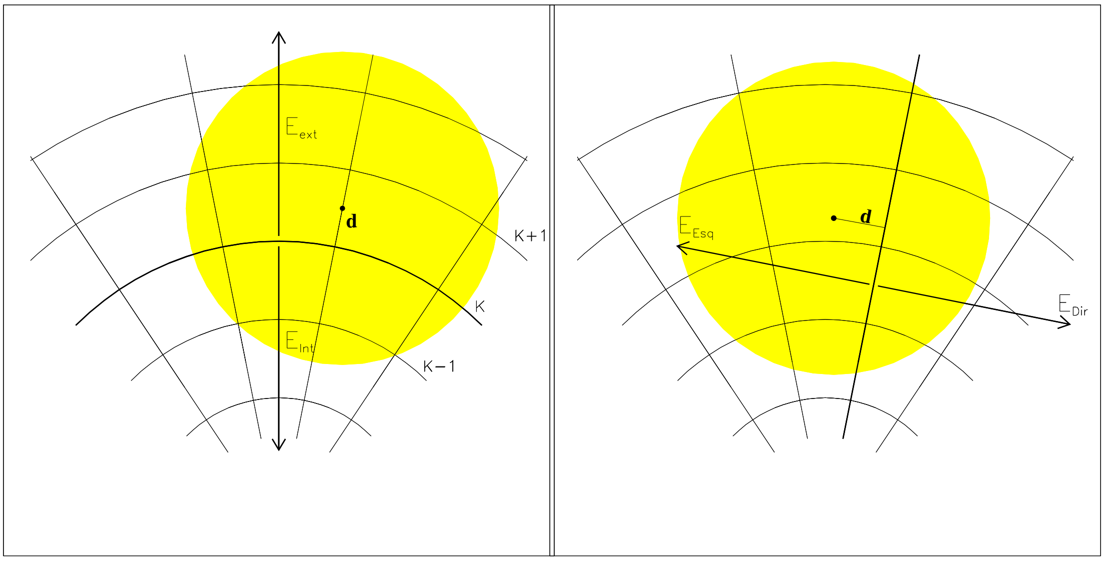


Figura 4.8: Definição de E_{Int} e E_{Ext} para a medida da posição radial e de E_{Esq} e E_{Dir} para o ângulo azimutal na reconstrução em posição [33].

O estimador é calculado usando os dados de testes em feixe, em que a posição de impacto no STIC foi medida com precisão (< 40 μm) utilizando um telescópio exterior de silício, obtendo-se assim $\epsilon(d^k)$ (figura 4.9), sendo então a posição radial obtida a partir de:

$$R_{medido} = R^k + d^k(\epsilon) \tag{4.12}$$

sendo R^k o raio da fronteira em relação ao qual são determinadas a E_{Int} e E_{Ext} e $d^k(\epsilon)$ a distância ao anel K, obtida invertendo a parametrização de $\epsilon(d^k)$, em função do valor do estimador (ϵ).

A resolução da posição radial obtida em testes em feixe varia entre 0.25 mm, na região perto da fronteira dos aneis e 1.2 mm no centro dos aneis (figura 4.10).

A reconstrução na direcção azimutal, ϕ, baseia-se num algoritmo de partilha de energia entre os sectores análogo ao utilizado na reconstrução radial. O esti-

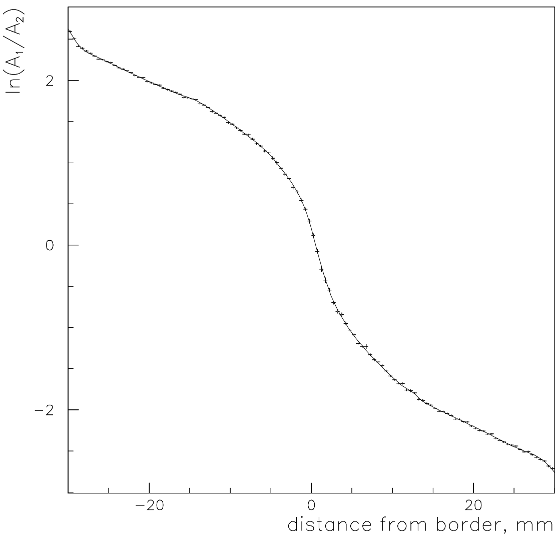


Figura 4.9: Medida do estimador radial, $\epsilon(d)$, em função da distância, d, à fronteira, sendo a distância medida com um telescópio de silício. A_1 e A_2 correspondem, respectivamente, a E_{Int} e E_{Ext} [17].

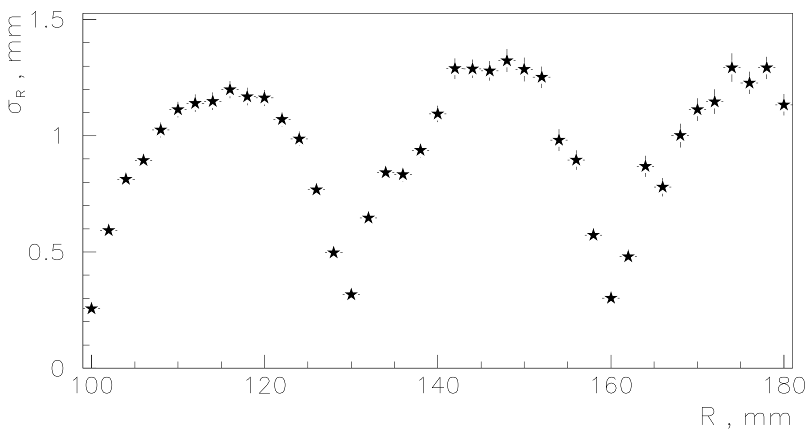


Figura 4.10: Resolução radial do calorímetro em função do raio [17].

mador utilizado é

$$\epsilon = \ln \frac{E_{Esq}}{E_{Dir}} \tag{4.13}$$

em que E_{Esq} e E_{Dir} são respectivamente a energia depositada nos sectores à esquerda e à direita da fronteira entre os sectores (figura 4.8). A dependência do estimador na distância à fronteira do sector e a precisão dessa medida foram, também, determinados em testes em feixe e são apresentados na figura 4.11. A resolução na direcção azimutal é descrita em termos da distância à fronteira da torre e não do ângulo pois a dimensão azimutal das telhas aumenta com o raio, pelo que a resolução em função do ângulo azimutal varia com o raio, o que não acontece quando em função da distância transversa.

Uma parametrização razoável, para as necessidades da luminosidade, da re-

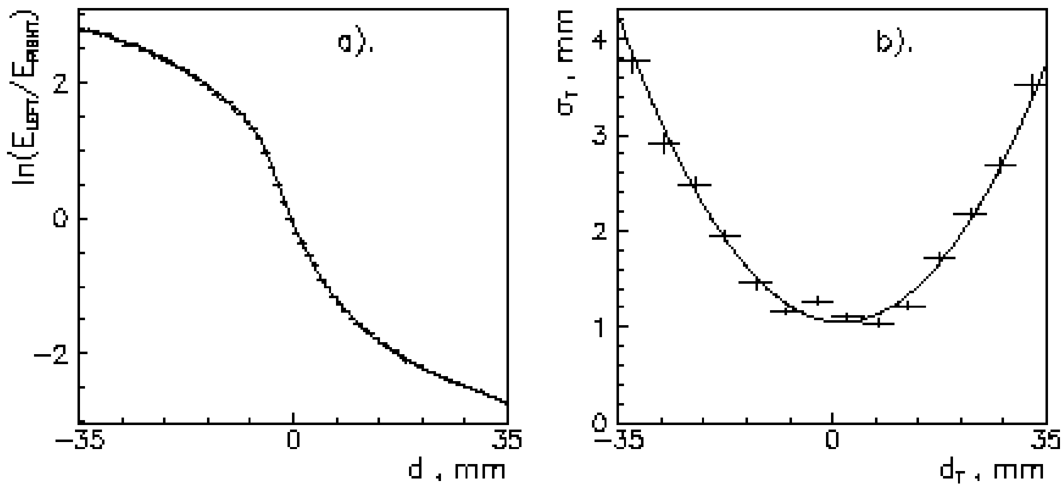


Figura 4.11: Medida do estimador para a reconstrução azimutal em função da distância à fronteira entre os sectores (a). Resolução na direcção transversa em função da distância à fronteira do sector (b) [27].

solução radial é [34]:

$$\sigma(\delta) = 0.12 - \frac{0.1}{1. + (|1.5 - \delta|/0.3))^3} \quad (cm) \tag{4.14}$$

sendo δ a distância, em cm, ao centro do anel.

Resolução radial para diferentes regiões	250 μm nos bordos das telhas
	1.2 mm no centro da torre
Resolução na direc_ção azimutal	1.0 mm nos bordos dos sectores
	3.5 mm no centro dos sectores

Tabela 4.1: Resolução em posição do calorimetro STIC.

A resolução azimutal também pode ser parametrizada em termos da distância à fronteira mais próxima, d_T, em mm, entre dois sectores [33]:

$$\sigma(d_T) = 1.053 - 0.7095 \times 10^{-2} d_T + 0.2401 \times 10^{-2} {d_T}^2 \quad (mm) \tag{4.15}$$

4.5 Determinação da resolução em energia

4.5.1 Introdução

A resposta e resolução em energia são parâmetros fundamentais para a descrição do comportamento de um calorímetro. A resposta é o sinal de saída do calorímetro, função da energia da partícula incidente; a resolução em energia é o desvio relativo da resposta quando a energia da partícula incidente é a mesma, sendo definida pela razão entre o desvio padrão e o valor médio da resposta, σ/E, e indica-nos até que ponto o detector é capaz de distinguir duas energias próximas.

O sinal do detector é definido a partir do número de electrões que são registados nos circuitos electrónicos à saída dos fotomultiplicadores. A resolução na medida da energia duma dada particula, E, é determinada por flutuações no número, N, desses electrões. Essas flutuações podem ter origem na [30]:

- energia depositada na parte activa do calorímetro (flutuações da amostra).
- energia perdida devido à dimensão finita do calorímetro (*leakage*).
- ruído nas camadas activas do detector.
- variações no ganho do fotocátodo.
- ruído electrónico.
- mais do que um acontecimento dentro do tempo de resolução do calorímetro (*pileup*).

Se essas flutuações seguissem uma distribuição de Poisson, o desvio padrão seria $\sigma = \sqrt{N}$, e a resolução em energia seria:

$$\sigma(N)/N = 1/\sqrt{N} \tag{4.16}$$

De um modo geral a maior contribuição para a resolução em energia de calorímetros electromagnético de amostragem provém das flutuações da amostra, tendo-se uma resolução em energia dominada por um termo proporcional a $1/\sqrt{E}$.

A resolução em energia de um calorímetro é usualmente parametrizada por:

$$\sigma/E = a/E \oplus b/\sqrt{E} \oplus c \tag{4.17}$$

em que a operação $\oplus$ indica a raiz quadrada da soma dos quadrados das parcelas. O primeiro termo, de coeficiente a, tem origem no ruído electrónico (largura dos pedestais das ADC) e a sua contribuição para a resolução só é importante a baixas energias. O segundo termo, de coeficiente b, é usualmente o dominante em calorímetros de amostragem e tem origem nas flutuações estatísticas na energia perdida na parte activa (amostragem) e nas flutuações no número de fotoelectrões libertados no fotocátodo do fotomultiplicador. Qualquer processo governado por um distribuição de Poisson contribui para este termo. O termo constante, de coeficiente c, tem origem em flutuações na energia que escapa do detector, nas flutuações da energia depositada em materiais não activos em frente ou dentro do detector, na intercalibração entre as várias células do detector e na não uniformidade da geração e colecção de luz.

Uma parametrização deste tipo permite a identificação das várias causas da degradação da resolução em energia.

4.5.2 Resolução da energia medida em feixe de teste

Em geral a resolução em energia pode ser medida utilizando um feixe monoenergético e observando o espectro de energia resultante. Esse espectro não é uma função tipo delta de Dirac mas tem uma estrutura parametrizável por uma gausseana.

Em feixes de teste sabemos qual a energia das partículas incidentes. A resolução em energia do STIC foi medida em 1992 com um protótipo utilizando-se feixes de electrões com energias entre 10 e 100 GeV [31], tendo sido estimado uma dispersão da energia do feixe de cerca de 0.6%. Essas medidas foram repetidas com dois módulos diferentes do STIC em 1993 tendo-se obtido para a resolução em energia:

$$\sigma/E(\%) = (13.5 \pm 0.1)/\sqrt{E} \oplus (1.52 \pm 0.02) \tag{4.18}$$

que corresponde a uma resolução de 2.5% para uma energia do feixe de 45GeV. Este valor foi obtido subtraindo em quadratura da resolução em energia medida as contribuições do ruído electrónico ($\sigma \simeq 175MeV$) e da dispersão da energia do feixe ($\sigma_{E_{feixe}} = 0.7\% E_{feixe}$, para $E_{feixe} \leq 60GeV$ e vai aumentando até $\sigma_{E_{feixe}} = 1.0\% E_{feixe}$ para uma E_{feixe} de $100GeV$) [33].

4.5.3 Medida da resolução em energia em DELPHI

Ajuste gausseano

Quando o detector está no ambiente de DELPHI determina-se a resolução a partir de uma amostra de Bhabhas que tenham uma energia bem definida, usualmente uma amostra de Bhabhas idêntica à usada na calibração (definida na secção 4.1).

A medida é feita ajustando o espectro em energia a uma curva gausseana, sendo a resolução em energia a razão entre o desvio padrão, σ, e o valor médio da gausseana que melhor se ajusta ao espectro.

Mas, de facto, quando fazemos este ajuste, estamos a medir a resolução do detector acrescida da contribuição da dispersão da energia das partículas incidentes.

O valor obtido para a resolução em energia depende quer dos limites do ajuste gausseano quer da divisão da escala (*binning*) com que o espectro é preenchido, contribuindo para um erro sistemático na determinação da resolução. Apesar da existência de caudas o ajuste gausseano deverá descrever bem a parte superior do pico, nomeadamente a sua altura, pelo que o ajuste deverá ser feito numa região limitada em torno de centro do pico do espectro (figura 4.12). No que diz respeito à divisão da escala, o espectro terá que ser apresentado com um número de canais tal que descreva bem o espectro e que cada canal tenha um número de entradas razoável.

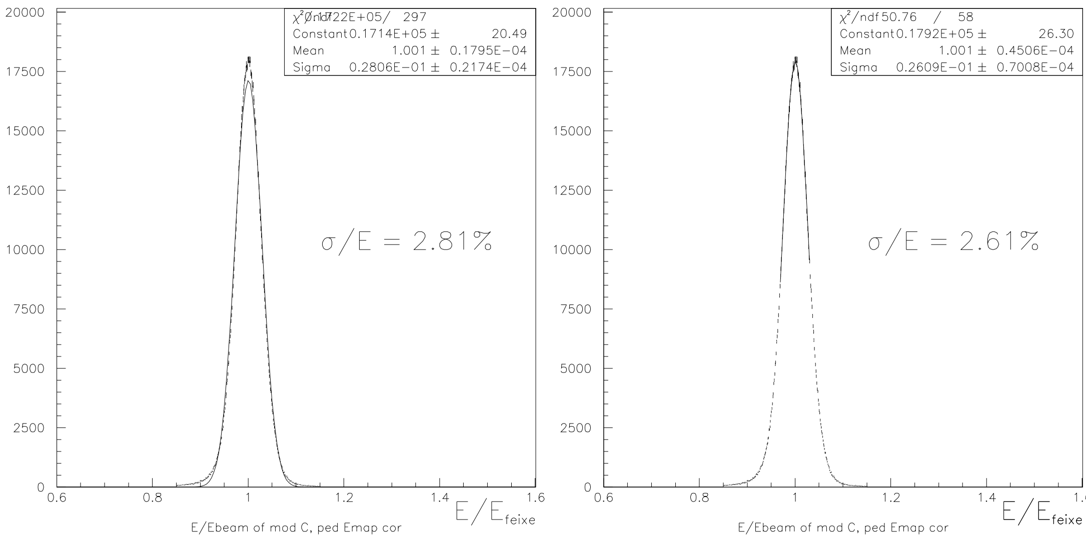


Figura 4.12: Espectro de acontecimentos Bhabhas não radiativos de 1994 (Módulo C, aneis 2 a 7) em que, à esquerda, o ajuste gausseano é feito a todo o espectro e, à direita, é feito apenas numa região limitada (entre 0.97 e 1.03) em torno do pico.

Na figura 4.13 são apresentados os resultados de σ/E para três espectros de acontecimentos Bhabha não radiativos do período de aquisição de 1994 com energia de 45.6 GeV. Na figura 4.13 da esquerda fazem-se variar os limites do ajuste gausseano de $0.5\times(\pm 3\%)$ até $3\times(\pm 3\%)$ em torno do máximo do pico, em que 3% é o valor aproximado para a resolução, mantendo a divisão da escala do espectro (cada canal em x no espectro de E/E_{feixe} tem uma largura de 0.01). Na figura 4.13 da direita o limite do ajuste permanece o mesmo ($\pm$ 3% em torno do centro do pico do espectro) fazem-se variar a largura dos canais das abcissas do espectro de E/E_{feixe} de 1×10^{-3} até 20×10^{-3}. De notar que o ajuste é estável, sendo de esperar que a resolução em energia corresponderá ao valor limite de σ/E do ajuste gausseano para uma divisão de escala pequena e feito numa região em que as caudas do espectro não sejam significativas.

Constatamos assim que o ajuste simples do espectro de energia por uma gausseana fornece um valor aproximado da resolução em energia mas, neste caso, é um método muito rudimentar na medida em que não toma em consideração as caudas radiativas presentes no espectro e a consequente degradação da resolução que não depende só do calorímetro.

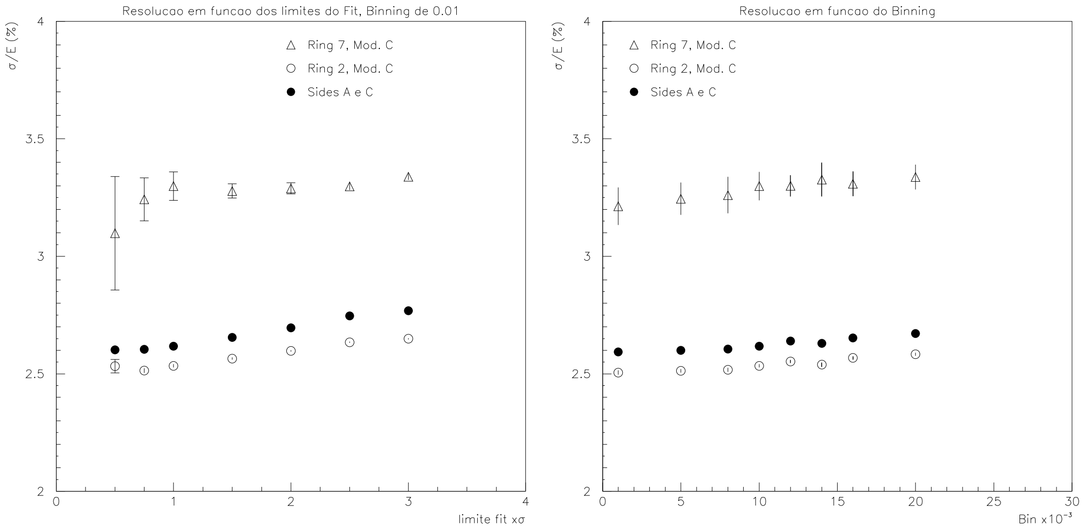


Figura 4.13: Estudo da resolução em energia com os limites do ajuste gausseano em torno do pico, figura da esquerda, e com a divisão da escala, figura da direita, para três espectros de energia de 1994 a 45.6 GeV.

Ajuste do espectro

Existe então a necessidade de desconvoluir o espectro nas duas componentes: cauda radiativa e resolução intrínseca do calorímetro. Para tal não vão ser usados acontecimento Bhabhas não radiativos, em que a cauda radiativa é suprimida tanto quanto possivel, mas antes acontecimentos Bhabha radiativos usados na medida da luminosidade, definidos na secção 5.4, caracterizados por cortes experimentais menos rigorosos quer na energia quer na acolinearidade.

TRMIN	0.72558292 GeV^2, ≈ 18.7 mrad
TRMAX	97.58356300 GeV^2, ≈ 216,9 mrad
ECUTLO	5.0 GeV
ECUTHI	20.0 GeV
TCUTLO	29.5 mrad
TCUTHI	175.0 mrad
$\sqrt{s}$	91.2760 GeV
N^o Eventos	50000

Tabela 4.2: Parâmetros da simulação usados no BHLUMI.

Para fazer o ajuste do espectro de energia experimental vai ser usado um espectro de Bhabhas radiativos à saída do BHLUMI [32] (um gerador Monte Carlo de acontecimentos Bhabha). Na simulação vão ser gerados acontecimentos Bhabha com determinados cortes. Num desses cortes o quadrado do momento transferido para o electrão está entre um valor mínimo, TRMIN, e um valor máximo, TRMAX. Estes limites relacionam-se com o ângulo θ da geração por:

$$TRMIN = s/2 \times (1 - cos(\theta_{min})) \tag{4.19}$$

em que s é o quadrado da energia de centro de massa, e de modo idêntico para TRMAX e θ_{max}. Esses acontecimentos são aceites para escrita no ficheiro de saída se para a região angular polar compreedida entre TCUTLO e TCUTHI a energia total das partículas for superior a ECUTHI num dos lados ($z > 0.$ ou $z < 0.$) ou superior a ECUTLO em ambos os lados. A região de geração tem que ser maior que a região seleccionada para dar conta dos eventos radiativos mas, para que o procedimento seja eficiente, não deve ser muito maior. Na tabela são apresentada os parâmetros da amostra de 50000 acontecimentos gerados.

Na figura 4.14 é apresentado o espectro obtido à saída do BHLUMI após aplicação da selecção experimental de acontecimetps Bhabha radiativos.

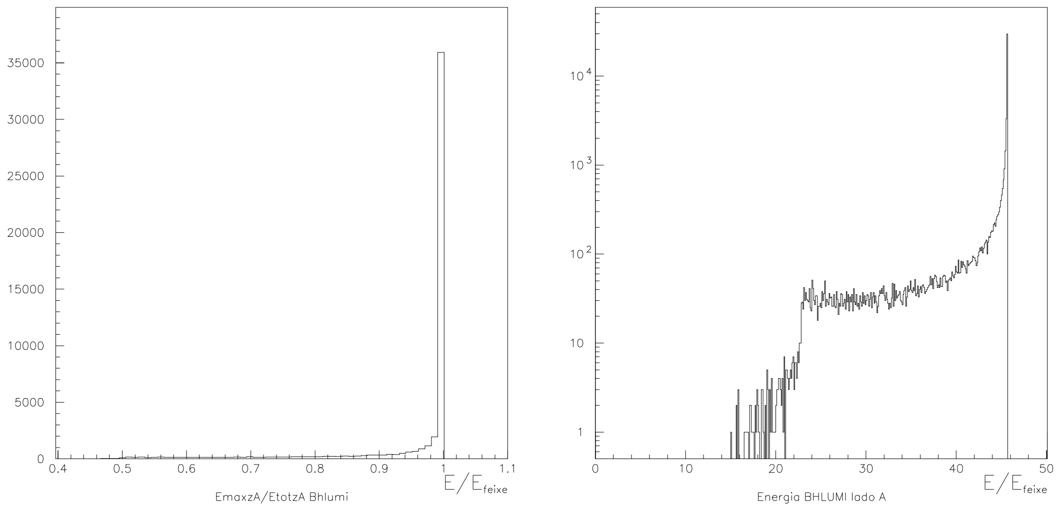


Figura 4.14: Espectro de energia á saída do gerador BHLUMI com o número de acontecimentos em escala linear, à esquerda, e em escala logarítmica, à direita.

Para cada acontecimento gerado é aplicado à partícula mais energética de cada lado do STIC uma dispersão gausseana na energia de valor σ, aplicando então uma selecção de Bhabhas radiativos exactamente igual à que é aplicada aos dados experimentais. Uma vez que estamos a trabalhar com espectros normalizados à energia do feixe este σ da simulação corresponde à resolução em energia, normalmente reprepresentada por σ/E, em que este σ representa a dispersão do espectro de energia não normalizado. Na figura 4.15 são apresentados, como exemplo, os resultados desta operação para 3 valores de σ.

Ao variar o parâmetro σ comparo as curvas obtidas com o espectro experimental a ajustar, obtendo uma curva de χ^2:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{C(I) - F(X(I), A_1, A_2, ...)}{E(I)} \right)^2 \tag{4.20}$$

em que C(I) é o conteúdo do canal I, E(I) o erro em C(I) e F é a função paramétrica a ser ajustada aos pontos dos dados. O valor de σ correspondente ao mínimo de χ^2 será o valor mais provável da resolução em energia.

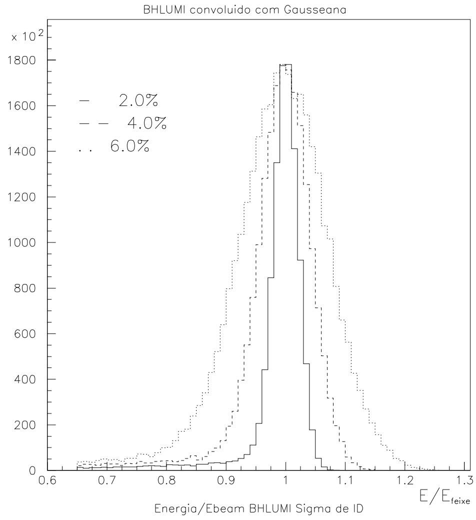


Figura 4.15: Espectro do BHLUMI depois de convoluído com gausseanas de σ de 0.02, 0.04 e 0.06 e aplicação da selecção de acontecimentos Bhabha radiativos.

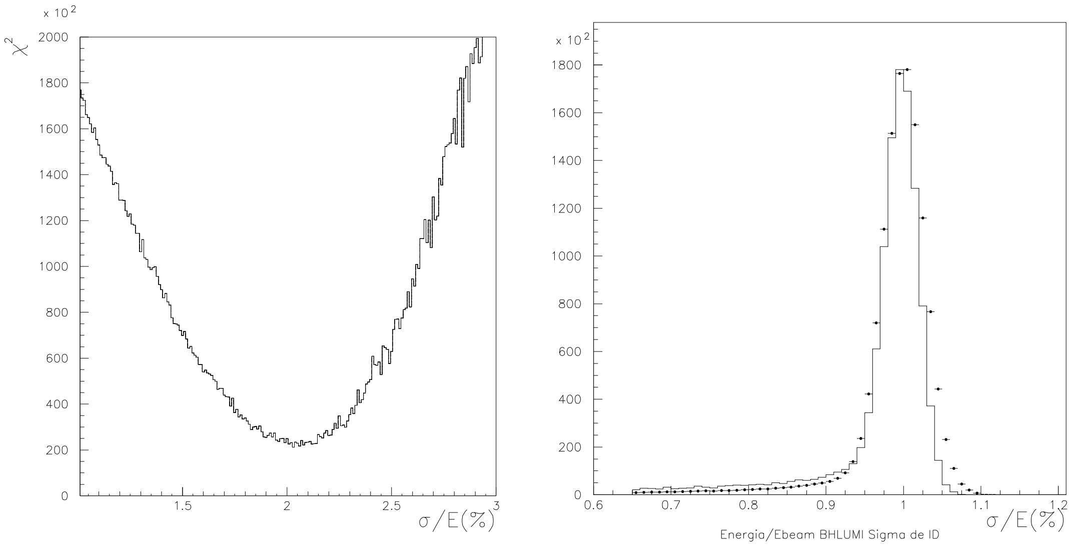


Figura 4.16: Curva de χ^2 (ndf=24) em função da resolução em energia, à esquerda, e o espectro experimental sobreposto com a curva de parâmetro correspondente ao mínimo de χ^2.

Por este processo foram construídas curvas parametrizadas por valores de σ entre 1.00% e 4.00% com as quais se obteve a curva de χ^2 apresentada na figura 4.16. A determinação do χ^2 é feita apenas entre 0.8 e 1.05 de E/E_{feixe}, por razões que serão explicadas mais adiante, que corresponde a 25 divisões de escala do espectro que estamos a estudar (espectro a 45 GeV para o lado C do STIC do período de aquisição de 1994). A curva de χ^2, junto ao mínimo, pode ser ajustado por uma função quadrática, $f = A_0 + A_1X + A_2X^2$, de onde se extrai o mínimo.

Comparando o espectro com a curva correspondente ao mínimo de χ^2 (figura 4.16 da direita), constatamos que na cauda radiativa a curva experimental está abaixo da curva parametrizada, conduzindo a um valor de χ^2 muito alto. Tal facto leva a supor que talvez se tenha que tomar em conta a capacidade do STIC para separar duas partículas que o atingem em posições vizinhas.

Fazendo a mesma parametrização, isto é para o valor σ/E que minimiza a curva de χ^2 da figura 4.16, mas considerando em cada lado do STIC a totalidade da energia depositada associada à posição da partícula mais energética, obtém-se uma nova curva de χ^2 como pode ser observado na figura 4.17.

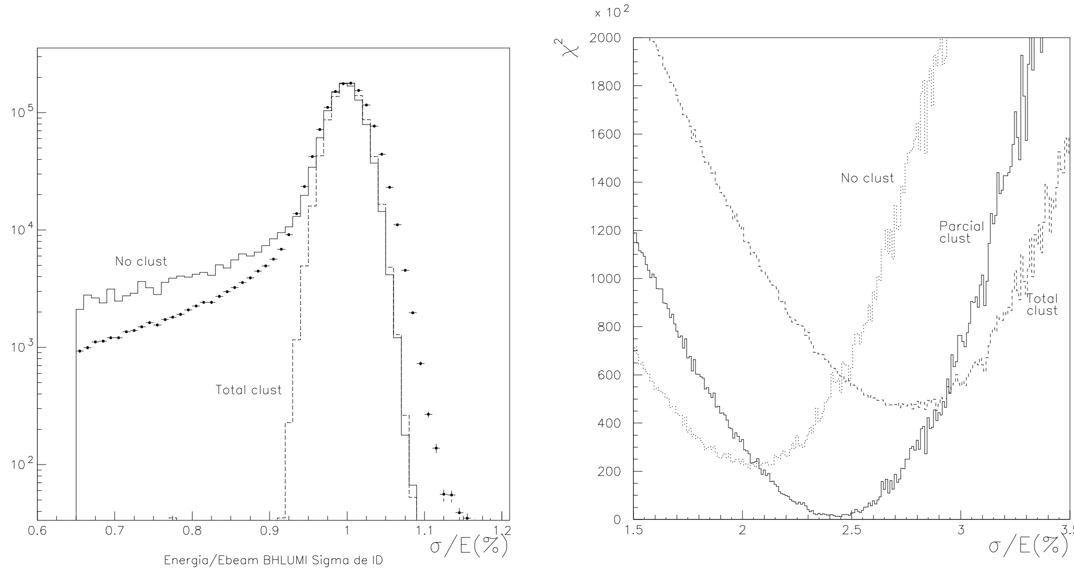


Figura 4.17: Espectro experimental comparado com o melhor ajuste, quando não faço qualquer agrupamento de energia e quando faço um agrupamento de toda a energia do mesmo lado do STIC, à esquerda. À direita temos as curvas de χ^2 correspodentes à ausência de clusterização, a uma clusterização total e a uma situação intermédia.

Torna-se então necessário determinar a capacidade do STIC para resolver duas cascatas suficientemente próximas. Para tal, utilizando os dados de 1994, determinou-se a separação mínima entre duas cascatas electromagnéticas em cada um dos lados A e C do STIC, como se mostra na figura 4.18. Nesta figura observamos que não se encontram cascatas electromagnéticas com separação ângular polar inferior a cerca de 2.2° e separação azimutal inferior a cerca de 40°, o que pode ser parametrizado por uma elipse. Assim à saída do BHLUMI as partículas cuja separação ângular verificar a condição $(\delta\theta/2.2°)^2 + (\delta\phi/40°)^2 \leq 1$. serão agrupadas num único *cluster*. Esta é a clusterização intermédia apresentada na figura 4.17, com um χ^2 mínimo muito inferior às outras duas clusterizações.

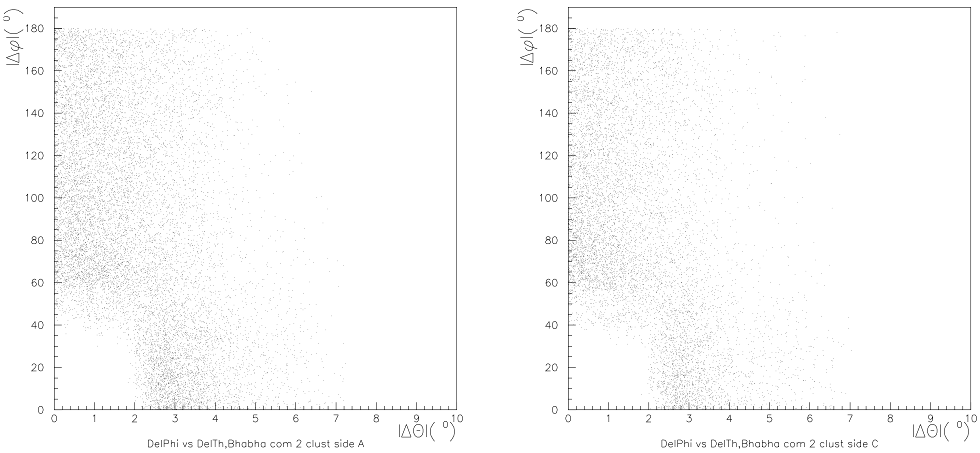


Figura 4.18: Medida da separação mínima entre duas cascatas no STIC par ao lado A, figura da esquerda, e para o lado C, à direita. Acontecimentos com dois *clusters* num dos lados do STIC.

Por outro lado o valor médio do pico do espectro dos dados e da simulação parecem estar um pouco desajustados como se observa na figura 4.16, consequência, possivelmente, do método de calibração em energia dos dados experimentais.

Deste modo a parametrização da curva passa a ser feita com dois parâmetros, σ e o *shift* segundo E/E_{feixe}. Na figura 4.19 é apresentada um corte da superfície de χ^2 segundo cada um dos dois parâmetros para o mínimo de χ^2.

Obtém-se assim uma boa concordância entre os dados e a convolução da gausseana com o BHLUMI como se observa na figura 4.20. De notar que, como era de esperar, com este método obtem-se um valor da resolução em energia inferior ao obtido com um ajuste gausseano simples a todo o espectro, uma vez que estamos a considerar o efeito da cauda radiativa do espectro.

No entanto a cauda de energias superiores à energia do feixe não é facilmente explicada podendo ser devida a ruído, dois acontecimentos no mesmo *bunch*, sobreposição de um Bhabha com um *off-momentum*, etc..

Por outro lado a cauda de baixas de energia para energias inferiores a cerca de 80% da energia de feixe também não são totalmente ajustadas pelo modelo apresentado o que é justificado pela própria simplicidade do modelo utilizado.

Assim, o essencial do problema foi compreendido, mas o modelo do calorímetro usado é ainda demasiado simples para explicar totalmente a curva experimental, nomeadamente a extremidade da cauda radiativa.

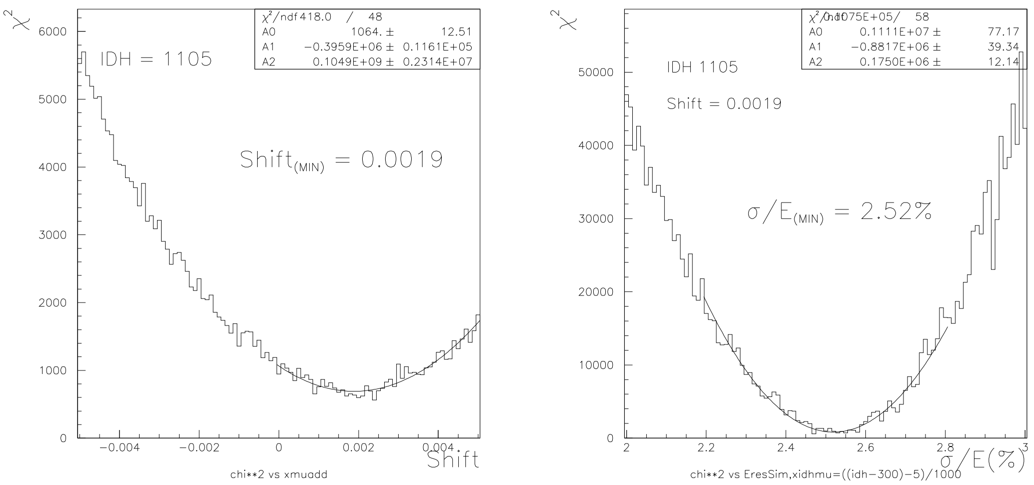


Figura 4.19: Curvas de χ^2 em função do shift do valor médio do espectro BHLUMI, á esquerda, e do valor de σ, à direita, que passam no minimo da superfície de χ^2. Notar que as escalas em χ^2 são diferentes.

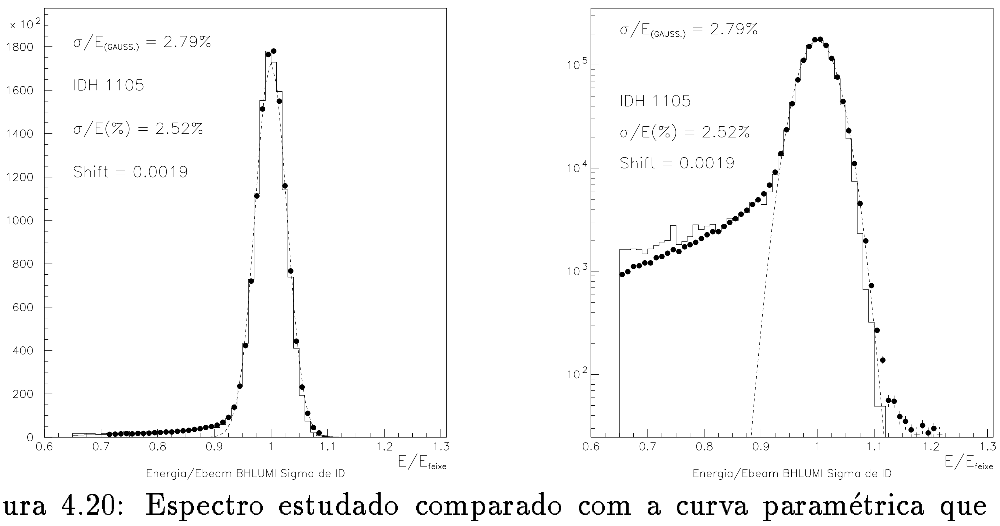


Figura 4.20: Espectro estudado comparado com a curva paramétrica que corresponde ao melhor ajuste(σ/E = 2.52% e *Shift*=0.0019) e com um ajuste gausseano a todo o espectro, em escala linear e logarítmica.

Capítulo 5

Luminosidade

5.1 Motivações para uma medida precisa da luminosidade

A luminosidade permite obter a secção eficaz para um dado processo, $e^+e^- \to X$, a partir do número de eventos, N_X, reconstruidos pelo detector e depois de subtraídos do ruído de fundo:

$$\sigma^X_{aceite} = \frac{N_X}{\int \mathcal{L}(t)dt} = \frac{N_X}{L} \tag{5.1}$$

sendo L a luminosidade integrada no tempo e

$$N_X = N_{selec.} - N_{ruido}$$

$$\sigma^X_{aceite} = \int_{detector} \frac{d\sigma_X}{d\Omega} \epsilon(\Omega) d\Omega$$

em que ϵ é a eficiência do detector, função do ângulo sólido Ω.

A medida da luminosidade desempenha um papel crucial na determinação da secção eficaz no pico e largura dos declínios, uma vez que é o factor de normalização efectivo das secções eficazes. O erro sistemático no valor absoluto da luminosidade vai, então, afectar o erro daquelas grandezas.

O desafio experimental em LEP é reduzir as incertezas sistemáticas nas medidas efectuadas, experimentais e teóricas, ao nível da precisão estatística das amostras de acontecimentos. Em cada uma das 4 experiências de LEP foram analizados cerca de 4×10^6 declínios do Z^0, conduzindo a uma precisão estatística em $\sigma^0_{f\bar{f}}$ de 0.05 %. Deste modo a precisão estatística não é um factor limitativo.

Na medida da dependência da energia da curva de ressonância do Z_0 e assimetrias existem 3 componentes essenciais para os erros sistemáticos:

- a medida da energia
- a medida da luminosidade
- selecção de acontecimentos, eficiência, aceitância e ruído de fundo.

Erro Teórico na Luminosidade	0.16%	0.11%	0.06%
$m_Z[GeV]$	91.1884 ± 0.0022	91.1884 ± 0.0022	91.1884 ± 0.0022
$\Gamma_Z[GeV]$	2.4962 ± 0.0032	2.4962 ± 0.0032	2.4962 ± 0.0032
$\sigma_h^0[nb]$	41.487 ± 0.075	41.487 ± 0.057	41.487 ± 0.044
R_l	20.788 ± 0.032	20.787 ± 0.032	20.786 ± 0.032
$A_{FB}^{0,l}$	0.0173 ± 0.0012	0.0173 ± 0.0012	0.0173 ± 0.0012
$\Gamma_{had}[GeV]$	1.7447 ± 0.0030	1.7447 ± 0.0028	1.7446 ± 0.0027
$\Gamma_{ll}[MeV]$	83.93 ± 0.13	83.93 ± 0.13	83.93 ± 0.12
$\sigma_{ll}^0[nb]$	1.9957 ± 0.0044	1.9958 ± 0.0038	1.9959 ± 0.0034
$\Gamma_{had}/\Gamma_Z[\%]$	69.90 ± 0.089	69.90 ± 0.079	69.89 ± 0.072
$\Gamma_{ll}/\Gamma_Z[\%]$	3.362 ± 0.0037	3.362 ± 0.0032	3.362 ± 0.0028
$\Gamma_{inv}[MeV]$	499.9 ± 2.4	499.9 ± 2.1	499.9 ± 1.9
$\Gamma_{inv}/\Gamma_{ll}[\%]$	5.956 ± 0.030	5.956 ± 0.024	5.956 ± 0.020
N_ν	2.990 ± 0.015	2.990 ± 0.013	2.990 ± 0.011

Tabela 5.1: Parâmetros da curva de ressonância do Z^0 resultantes dos dados de LEP1 das 4 experiências para um erro teórico da luminosidade de 0.16%, 0.11% e 0.06% [36].

Em LEP1 em 1993-1994 as 4 experiências atingiram um erro sistemático experimental na medida da luminosidade inferior a 0.1%.

O erro na massa do Z^0 é dominado pela medida do valor absoluto da energia de LEP. O erro de Γ_Z é dominado pela incerteza na diferença da energia dum ponto para o outro e incerteza da luminosidade. O erro em σ_{had}^0 é dominado pela incerteza teórica nos cálculos de Bhabhas a baixo ângulo. De salientar que a diminuição do erro teórico da medida da luminosidade poderá conduzir a melhores resultados dos parâmetros da curva do Z_0.

A tabela 5.1 mostra a importância da diminuição do erro teórico da luminosidade. Dos cinco parâmetros do ajuste à curva de ressonância do Z°, apenas σ_h° é sensível ao erro teórico da luminosidade. O decréscimo do erro desta variável provoca a diminuição do erro das variáveis derivadas que se encontram na segunda parte da referida tabela.

Em LEP2 a precisão exigida pela secção eficaz total é limitada pela estatística do processo WW e é suficiente um erro relativo na luminosidade entre 0.5 e 1.0% [36].

5.2 Método de medição em LEP

Para medir a luminosidade em LEP precisamos contar acontecimentos para um processo em que a secção eficaz seja bem conhecida

$$L = \frac{N_{lumi} - N_{fundo}}{\epsilon \, \epsilon_a \, \sigma_{conhecida}} \tag{5.2}$$

em que ϵ_a é a correcção para a aceitância geométrica do detector e ϵ representa a eficiência na identificação dos acontecimentos relacionados com a resposta do detector, reconstrução e cortes aplicados.

Em colisionadores e^+e^- a luminosidade é medida utilizando a dispersão Bhabha a pequenos ângulos polares:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma) \qquad (\theta < 200\ mrad) \tag{5.3}$$

Este processo é usado porque:

- É essencialmente um processo de QED pelo que a secção eficaz pode ser calculada com grande precisão.
- Tem uma secção eficaz elevada, permitindo uma boa precisão estatística e o estudo dos erros sistemáticos sem limitação estatística.
- tem uma assinatura simples, o que permite uma selecção de acontecimentos com grande eficiência.

Os métodos de Monte Carlo desempenham um papel essencial na medida da luminosidade. Tal é feito em dois níveis. Primeiro o acontecimento físico é gerado por um Monte Carlo *teórico*, neste caso o BHLUMI, obtendo-se um conjunto de 4-vectores de electrões, positrões e fotões. De facto, o espaço de fases imposto pelas condições experimentais aos acontecimentos Bhabha é demasiado complicado para um cálculo analítico. Mas para obter a secção eficaz *vista* pelo detector é preciso considerar o campo magnético de 1.2 T de DELPHI, a interferência do detector e dos materiais em frente deste incluindo o tubo de feixe. Tal é feito numa segunda fase usando um programa de simulação, neste caso o GEANT, em que se simula a resposta do detector tão exactamente quanto possível. Deste modo obtemos acontecimentos com a mesma aparência que os acontecimentos reais do detector, podendo então aplicar aos acontecimentos Monte Carlo os mesmos cortes que aos dados. Como resultado obtemos uma *secção eficaz Monte Carlo efectiva* que usamos, conjuntamente com o número de acontecimentos, para calcular a luminosidade.

5.3 Secção eficaz da difusão Bhabha

Na figura 5.1 estão representados os diagramas de Feynman de ordem mais baixa que caracterizam a difusão Bhabha.

A secção eficaz QED da difusão Bhabha na aproximação de Born é dada por:

$$\frac{d\sigma_0^{QED}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s}\left[\frac{1+cos^4(\theta/2)}{sen^4(\theta/2)} + \frac{1+cos^2\theta}{2} + \frac{2cos^4(\theta/2)}{sen^2(\theta/2)}\right] \tag{5.4}$$

em que $d\Omega = d\phi dcos\theta$ é o elemento infinitésimal de ângulo sólido e $\sqrt{s}$ é a energia do centro de massa. O primeiro termo é a contribuição do canal de troca (canal

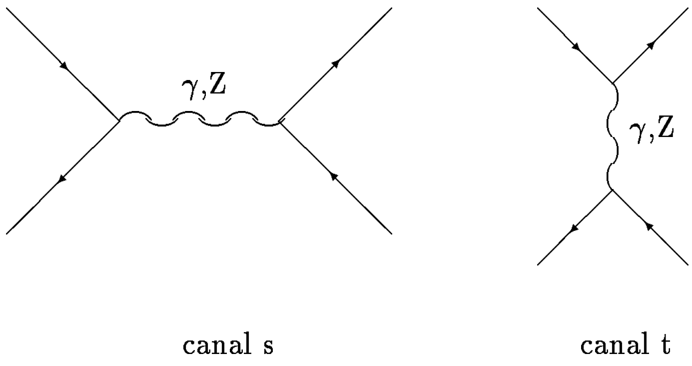


Figura 5.1: Contribuições para a secção eficaz Bhabha de ordem mais baixa.

t), o segundo do canal de aniquilação (canal s) e o terceiro da interferência entre os dois canais. Este processo é dominada a pequenos ângulos polares pelo canal t:

$$\frac{d\sigma_0^{QED}}{d\Omega} \approx \frac{32\pi\alpha^2}{s}\frac{1}{\theta^3} \tag{5.5}$$

obtendo-se, integrando em θ,

$$\sigma_0 \approx \frac{16\pi\alpha^2}{s}\left(\frac{1}{\theta_{min}^2} - \frac{1}{\theta_{max}^2}\right) \tag{5.6}$$

Assim a taxa de acontecimentos Bhabha depende fortemente do ângulo mínimo de aceitação o que justifica a colocação dos monitores de luminosidade tão perto quanto possivel da linha de feixe.

No entanto no cálculo teórico, dada a precisão exigida no cálculo da luminosidade, têm que ser tomadas em conta correcções radiativas, algumas das quais representadas na figura 5.2, e correcções electro-fracas, que podem ser descritas em termos de factores de correcção:

$$\frac{d\sigma^{QED}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0^{QED}}{d\Omega}[1 + \alpha(B + V)] \tag{5.7}$$

e

$$\frac{d\sigma^{EW}}{d\Omega} = \frac{d\sigma^{QED}}{d\Omega}[1 + \delta_w] \tag{5.8}$$

em que $\alpha(B+V)$ representa as correcções devidas a diagramas de bremsstrahlung, correcções de vértice e polarização do vácuo e δ_w representa as correcções devidas à contribuição do Z e também à interferência γ/Z.

5.4 Selecção de acontecimentos Bhabha

Um acontecimento Bhabha típico é caracterizado po dois chuveiros em sentidos opostos em relação ao ponto de interacção, podendo ser criados um ou mais

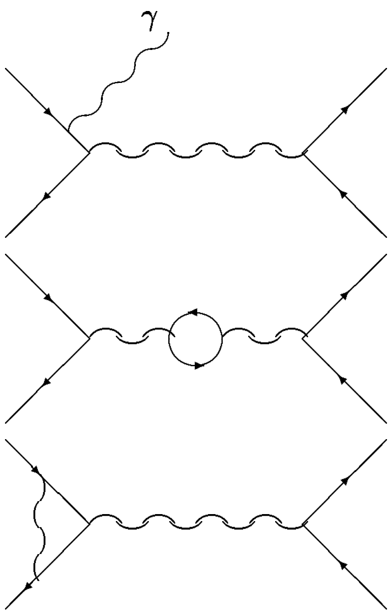


Figura 5.2: Exemplos dos diagramas de correcções radiativas mais importantes para a difusão Bhabha: bremsstrahlung, polarização do vácuo e correcções do vértice.

chuveiros adicionais devidos a fotões radiativos. Se o ângulo entre as partículas for muito pequeno os chuveiros misturam-se.

Uma primeira selecção é feita usando um *trigger* do STIC em que as torres são agrupadas em segmentos de 45°, combinando o sinal de dois sectores adjacentes, com uma sobreposição de 22.5° entre segmentos vizinhas. Em ambos os módulos o *trigger* é baseado na coincidência entre dois segmentos de 45° em posições diâmetralmente opostas e em duas energias limites: um limite de energia inferior a $E_{inf} = 12$ GeV e um outro a $E_{sup} = 23$ GeV. Um acontecimento genérico é registado se pertencer a uma das seguintes classes:

- BBLL: $E_A > E_{inf} \wedge E_C > E_{inf}$
- BBHL: $E_{A/C} > E_{sup} \wedge E_{C/A} > E_{inf}$
- BBHH: $E_A > E_{sup} \wedge E_C > E_{sup}$

Existe também um *trigger* atrasado (BBDE) que usa o sinal de um dos lados e o sinal atrasado em tempo ($\Delta t = 89\ \mu s$, que corresponde a um ciclo de revolução de LEP) do lado oposto, usado para avaliar o ruído de fundo, que não resulta do processo directo de aniquilação, devido às partículas *off-momentum*.

A determinação *on-line* da luminosidade é feita usando o *trigger* mais restrito, o BBHH.

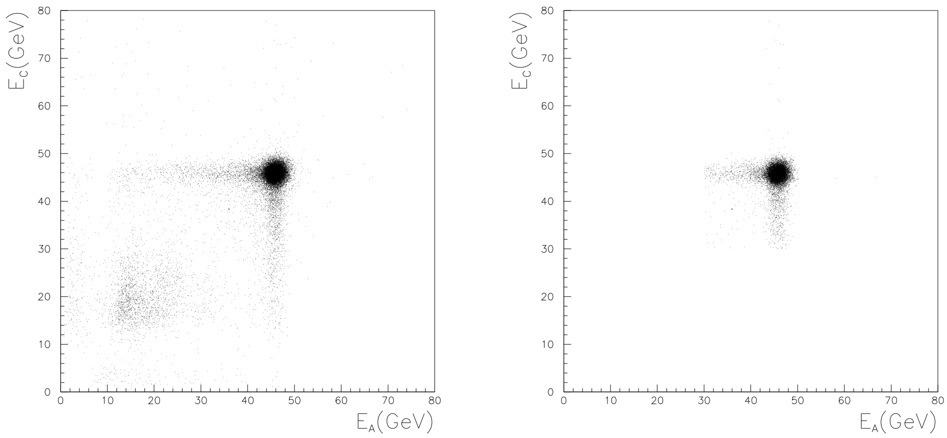


Figura 5.3: Energia de um lado em função da energia do outro lado do STIC para os chuveiros mais energéticos, respectivamente, antes e depois de serem aplicados os cortes de Bhabha *off-line* . Dados a 45 GeV do período de aquisição de 1994.

Na figura 5.3 é apresentada a distribuição da energia de um lado em função da energia do outro lado para os chuveiros mais energéticos de cada um dos lados. Podemos observar, na figura 5.3 da esquerda, acontecimentos sem perda de energia por radiação, tendo em ambos os lados aproximadamente a energia de feixe; acontecimentos em que apenas foi emitido um fotão energético tendo sido perdida energia apenas num dos lados (correcções $O(\alpha)$) e acontecimentos em que foi perdida energia em ambos os lados (correcções de ordem superior). Podemos também observar uma *mancha* centrada na região que corresponde a cerca de 30% da energia do feixe (entre 10 e 30 GeV) e que corresponde essencialmente a ruído de particulas *off-momentum.* A eliminação destes acontecimentos pode ser feita exigindo um mínimo para a energia dos eventos Bhabha, sendo importante que o calorímetro tenha uma boa resolução em energia.

O corte em energia vai eliminar da amostra acontecimentos em que é emitido um fotão energético bem como os *off-momentum.* Este corte, por si só já limita fortemente a acoplanaridade e o corte seguinte que se aplica nesta grandeza vai *limpar* ainda mais a amostra do ruído das partículas *off-momentum.*

A selecção de Bhabhas continua *off-line* com a aplicação de cortes mais rigorosos. A selecção de acontecimentos Bhabha é feita considerando em cada um dos lados do STIC o chuveiro mais energético e aplicando os seguintes critérios:

1. a energia de ambos os chuveiros superior a 65% da energia de feixe;
2. a acoplanaridade ($||\Phi_A - \Phi_C| - 180^\circ|$) entre os dois chuveiros tem de ser inferior a 20°;
3. o raio reconstruído do lado sem máscara, R_A, tem de estar entre 8.2 cm e 28 cm;
4. o raio reconstruído do lado com mácara, R_C, tem de ser inferior a 25 cm.

No lado C o raio inferior é definido com precisão pela máscara de tungsténio a 9.6 cm através do corte em energia.

De notar que a região de aceitância é assimétrica, sendo o lado *estreito* o lado C com a máscara de tungsténio, o que reduz a dependência da secção eficaz medida dos desvios transversais do ponto de interacção. Note-se no entanto que devido à presença da máscara não é possivel alternar o lado *estreito* com o lado *amplo*. Se tal fosse possivel a secção eficaz também seria menos sensível às variações longitudinais do ponto de interacção [17, 33]. Este facto exige uma monitorização cuidadosa do posição longitudinal do ponto de interacção, e voltará a ser discutido na secção 5.5.

Em LEP2, a energias acima do pico do Z°, a maioria dos canais físicos com interesse são estatisticamente limitados e não há necessidade de uma medida tão precisa da luminosidade. Por isso a máscara de tungsténio foi removida antes do início da tomada de dados de 1996, de modo a aumentar a cobertura ângular de DELPHI, tornando os dois lados do detector perfeitamente idênticos. Então na análise da luminosidade passou a alternar-se, de acontecimento para acontecimento, o lado *amplo* com o lado *estreito*, definidos a partir do raio reconstruído utilizando as fronteiras dos aneis: $10cm < R_1 < 28cm$ e $13cm < R_1 < 25cm$. De notar que a secção eficaz Bhabha aceite no STIC, com a aceitância ângular utilizada neste método, é significativamente menor, o que o torna, também, menos preciso estatisticamente.

Este método também foi usado em LEP1 para obter uma medida de confirmação do valor obtido.

5.5 Erros sistemáticos na medida da Luminosidade

A medida da luminosidade tem associado um erro estatístico, dado por $1/\sqrt{N_{Bhabha}}$, e um erro sistemático. Este tem uma contribuição teórica devida à incerteza na secção eficaz teórica e à técnica de implementação no gerador de eventos e uma contribuição experimental relacionada com o produção finita do Monte Carlo, com a simulação do detector, com a construção mecânica do detector, ruido de fundo, trigger, etc...

O gerador Monte Carlo de eventos utilizado na análise da luminosidade para calcular a secção eficaz é o BHLUMI [36]. Desde 1989 que têm sido feitos progressos significativos para reduzir a incerteza teórica na secção eficaz Bhabha. A maior incerteza teórica resulta do tratamento incompleto das correcções radiativas do processo Bhabha. A relação entre os cortes experimentais e as correcções de ordem superior que não estão incluidas nos programas de simulação dos acontecimentos torna a tarefa mais difícil e é dependente da experiência.

O objectivo da medida da luminosidade em LEP1 é manter o erro experimental abaixo de 0.1%. Para tal é necessário um entendimento profundo de todas as fontes de erros sistemáticos.

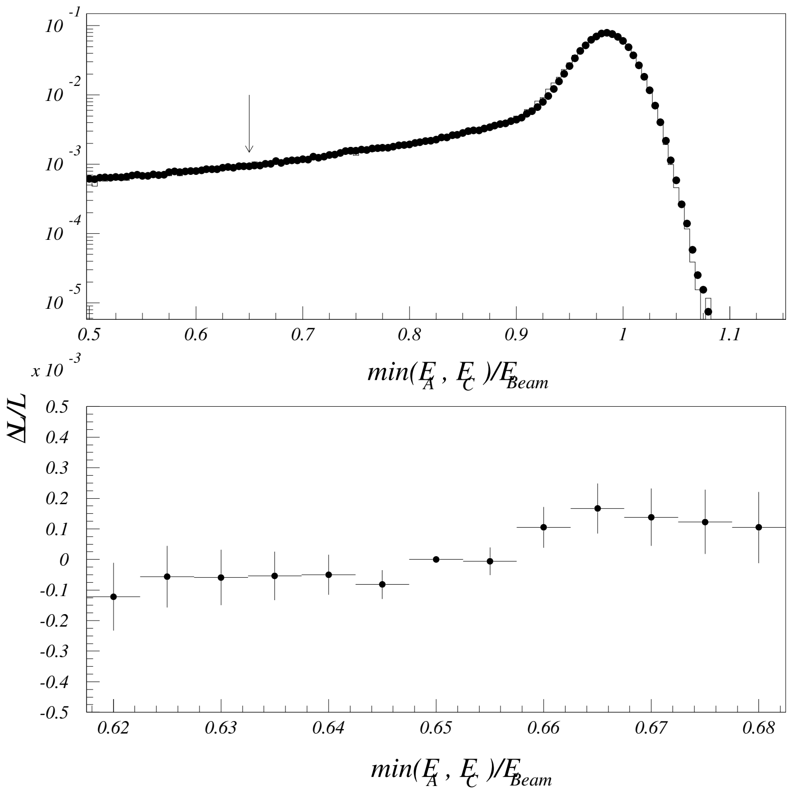


Figura 5.4: Comparação entre os dados e a simulação. Em cima é apresentado a distribuição de energia da cascata menos energética e em baixo a variação do erro relativo da luminosidade com o corte em energia. O corte é efectuado a 65% da energia do feixe [17].

Os acontecimentos são seleccionados por cortes experimentais aplicados aos 4-vectores resultantes do programa de reconstrução. Os erro introduzidos por esses cortes são avaliados pela diferença entre os dados e a simulação Monte Carlo. A curva obtida para o corte na energia esta ilustrada na figura 5.4. Os resultados da medida da luminosidade não devem depender da posição do corte.

Os erros dependentes da selecção experimental podem ser reduzidos melhorando a simulação Monte Carlo do detector. Existe também outra classe de erros que depende da precisão com que se conhece a parte mecânica do detector e a sua posição no espaço, daí o trabalho de precisão e controlo de qualidade na construção do detector.

A secção eficaz integrada do processo Bhabha depende do ângulo de difusão mínimo e máximo (equação 5.6). Se $\theta_{max} \ll \theta_{min}$ temos

$$\sigma \sim \frac{1}{\theta_{min}^2} \tag{5.9}$$

e atendendo a que $\theta \approx R/Z$, a contribuição para o erro relativo da luminosidade devido ao corte radial inferior é

$$\frac{\Delta L}{L} \simeq \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \simeq \frac{2\Delta R_{min}}{R_{min}} \tag{5.10}$$

e uma vez que R_{min} é da ordem dos 10 cm é necessária uma precisão de pelo menos $50\mu m$ para obter uma precisão de 10^{-3} na luminosidade. Como foi referido na secção 3.2.1 o uso da máscara de tungsténio permite atingir esse objectivo ($\Delta R_{min} \simeq 20\mu m$).

Mas a contribuição mais importante para o erro provém da sensibilidade da secção eficaz à posição do ponto de interacção.

Sendo D a distância do calorímetro ao ponto de interacção e R_0 o raio mínimo de aceitação, um desvio do ponto de interacção na direcção longitudinal de δZ altera o raio mínimo de aceitação, e consequentemente a taxa de acontecimentos aceites, para

$$R_{min} = R_0(1 \pm \delta Z/D)$$

(que é diferente para ambos os lados); um desvio de δR na direcção transversa ao longo do eixo dos x altera-o para

$$R_{min} = \sqrt{(R_0 cos\phi - \delta R)^2 + (R_0 sen\phi)^2}.$$

Após integração em ϕ a dependência em primeira ordem do desvio transversal, δR, anula-se, desde que $\delta R < (R_{min}^{amplo} - R_{min}^{estreito})/2$ e neste caso

$$\sigma(\delta R) = \sigma_0(1 + 2(\delta R/R_0)^2)$$

sendo σ_0 a secção eficaz sem desvio do ponto de interacção. .

Para o desvio longitudinal tem-se

$$\sigma(\delta Z) = \sigma_0(1 \mp 2(\delta Z/D) + (\delta Z/D)^2) \approx \sigma_0(1 \mp 2\delta Z/D).$$

Quando é possivel alternar o lado *estreito* com o lado *amplo* a dependência em primeira ordem com δZ anula-se, tal é possivel em LEP200 com a remoção da máscara de tungsténio.

As relações anteriores são válidas para a hipótese de uma região de interacção pontual e para acontecimentos Bhabha não radiativos. Para fazer um estudo mais preciso são usadas simulações de Monte Carlo (figura 5.5).

Em LEP1 a possibilidade de determinar o ponto de interacção utilizando o STIC foi essencial para a diminuição do erro sistemático na medida da luminosidade [34].

O erro resultante do ruído de fundo tem duas componentes principais. Um ruído resultante de coincidências fortuitas de partículas *off-momentum* e que é estimado a partir do número de *triggers* atrasados [33] e uma componente devida ao processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$, que numa medida puramente calorimétrica não se distingue do processo Bhabha, avaliada por Monte Carlo.

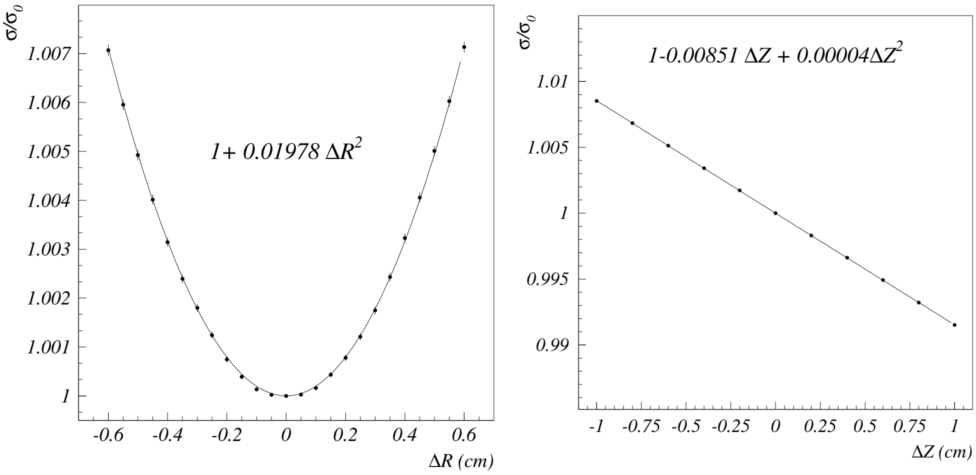


Figura 5.5: Dependência da secção eficaz aceite pelo STIC em função da posição transversa, à esquerda, e da posição longitudinal, à direita [17].

Durante os primeiros 25 dias de aquisição de dados em 1994 (correspondendo aproximadamente a uma luminosidade integrada de 5 pb^{-1}) três dos 320 canais do STIC não funcionaram. Dois deles estavam localizados nos aneis exteriores, não afectando de modo significativo a medida da luminosidade, mas o outro localizava-se no quarto anel, sendo necessário recuperar a informação perdida. Os canais *mortos* distorcem tanto a energia como a posição reconstruida da cascata, afectando o número de acontecimentos Bhabha reconstruidos (alguns acontecimentos Bhabha são tomados como não sendo Bhabha e vice versa) bem como o valor da luminosidade.

Sem qualquer procedimento para recuperar a informação perdida a contribuição esperada para o erro sistemático da luminosidades seria não superior a 0.03% (0.3×10^{-3}). A reconstrução da energia dos canais inoperacionais foi feita utilizando redes neuronais artificiais [29], obtendo-se uma contribuição para o erro sistemático da medida da luminosidade da ordem de 0.005%, negligivel comparado com as outras fontes.

As diferentes contribuições para o erro sistemático na medida da luminosidade em LEP1 são apresentadas na tabela 5.2 [34]. De notar que a maior contribuição para o erro da luminosidade provém, ainda, da precisão teórica no cálculo da secção eficaz do processo Bhabha.

Obviamente seria útil diminuir o erro teórico no cálculo da secção eficaz Bhabha em relação à precisão experimental que se espera poder obter em LEP, cerca de 0.05%. Desde o início de LEP que tanto a componente experimental como a teórica no erro da luminosidade evoluiram desde cerca de 2% até ao valor de 0.1% actual. Mas, como já foi referido, os cálculos não triviais das contribuições de ordem superior, a complicada selecção de eventos e o controlo da precisão técnica são tarefas difíceis.

Fontes de erros sistemáticos	Contribuição para $\frac{\Delta L}{L}$[34]
Posição do Ponto de Interacção	0.6×10^{-3}
Precisão da aceitância definida pela máscara	0.4×10^{-3}
Estatistica MC	0.3×10^{-3}
Corte R_A^{in}	0.2×10^{-3}
Corte R^{out}	0.2×10^{-3}
Corte na acoplanaridade	0.1×10^{-3}
Corte na energia	0.3×10^{-3}
Subtração de *background*	0.2×10^{-3}
Ineficiência de *Trigger*	0.2×10^{-3}
Total Experimental	0.9×10^{-3}
Total teórico (BHLUMI 4.03)	1.1×10^{-3}

Tabela 5.2: Sumário das fontes de erros sistemáticos na medida da luminosidade [17].

Capítulo 6

Performance do STIC

Desempenho em feixes de teste

Em 1993 foram feitos estudos em feixes de teste com dois módulos do STIC, utilizando um telescópio exterior de silício que permitiu medir a posição de impacto das partículas no STIC com grande precisão ($< 40\mu m$). Foram utilizados feixes de electrões com energia entre 10 e 100 GeV e muões de 100 GeV, tendo sido obtidos os seguintes resultados [17]:

- resolução em energia (figura 6.1): $\sigma/E(\%) = (13.5 \pm 0.1)/\sqrt{E} \oplus (1.52 \pm 0.02)$ ($\sigma/E(\%) = 2.51$ a 45.6GeV).

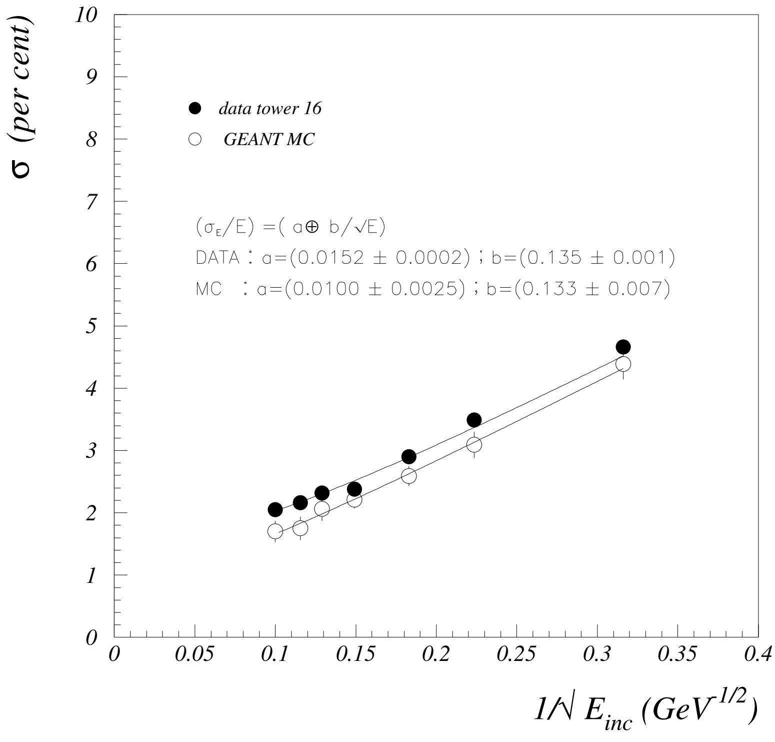


Figura 6.1: Resolução em energia medida por um módulo do STIC em feixe de teste. Comparação com os resultados de uma simulação de Monte Carlo [17].

- linearidade na resposta em energia de $\pm1\%$
- deposição de energia para muões 4σ acima do pedestal.
- uniformidade espacial da resposta em energia de $\pm2\%$ (figura 6.2).

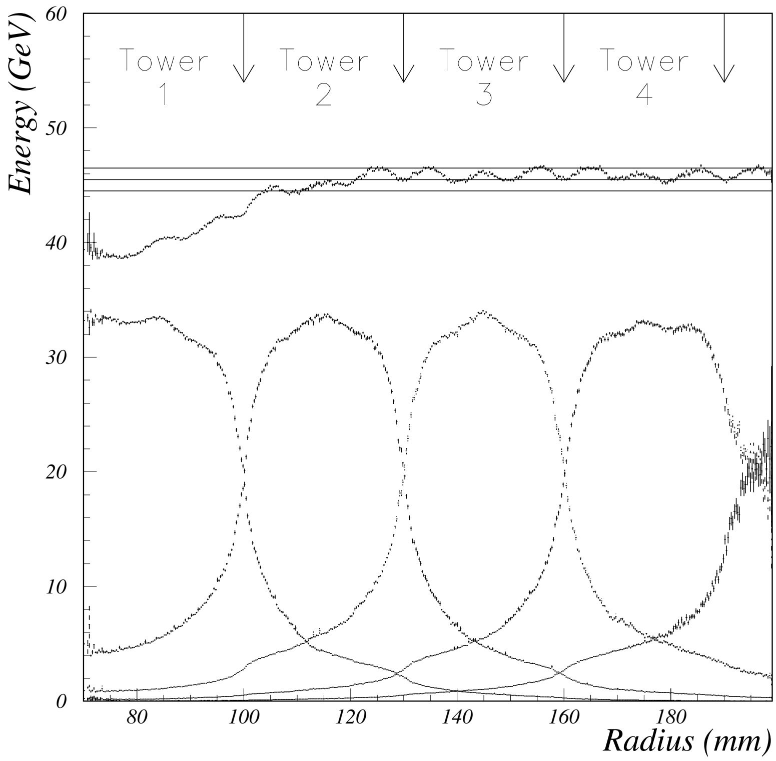


Figura 6.2: Uniformidade espacial medida com electrões de 45 GeV em feixe de teste: as curvas de baixo representam a energia depositada em cada torre e a de cima a energia total depositada. As linhas horizontais indicam o intervalo de $\pm2\%$ em torno da energia do feixe [17].

- resolução radial de $250\mu m$ na fronteira e de $1.2mm$ no centro dos aneis (tabela 4.1).

Desempenho do STIC em LEP

O STIC está a operar em DELPHI desde 1994. As fibras WLS Y7 foram substituídas por fibras Y11, como foi descrito na secção 3.3, antes do início do período de aquisição de 1997.

A substituição das fibras correspondeu, como era esperado, a uma melhoria significativa do desempenho do calorímetro.

Dada a precisão na medida da luminosidade pretendida em LEP1 foi necessário optimizar a resolução em energia, essencial para conseguir uma rejeição eficiente do ruído de fundo das partículas *off-momentum*.

A resposta em energia de calorímetros tipo *shashlik* depende da posição de impacto das partículas incidentes. Usando os dados de LEP foi possivel parametrizar a resposta em energia do STIC em função da posição de incidência da cascata e corrigir a energia medida pelo calorímetro. Deste modo procedeu-se a uma correcção da não uniformidade, como vimos na secção 4.3. Na figura 6.3 é apresentado o resultado de tal correcção em energia.

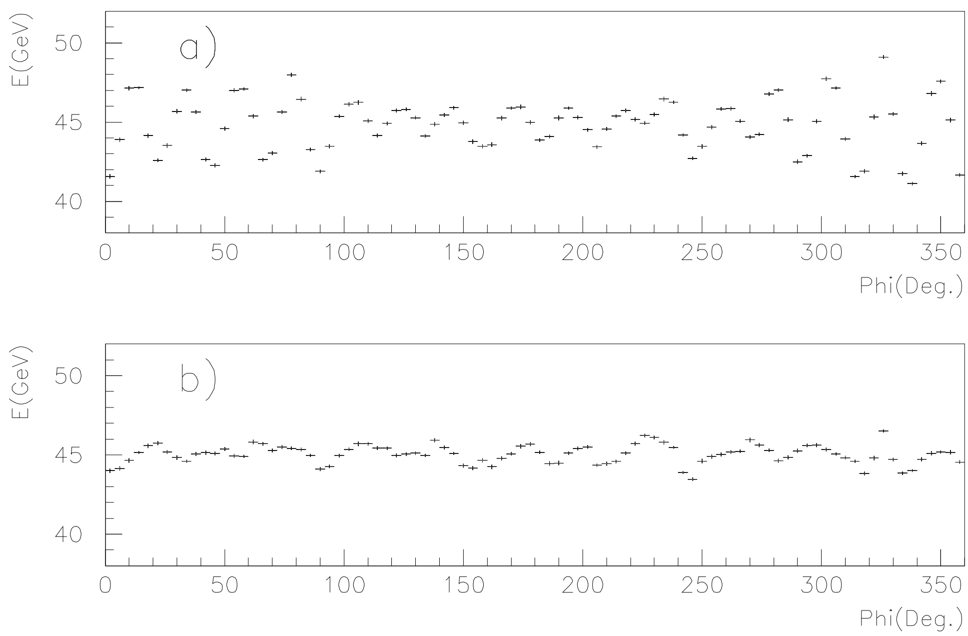


Figura 6.3: Energia média depositada numa banda de 0.5 cm de largura no centro do anel 4 em função do ângulo azimutal para o lado C do STIC a 45 GeV; dados de 1994, fibras Y7. Em cima é feita apenas subtração dos pedestais e em baixo são feitas as correcções em energia.

A uniformidade de resposta do STIC melhorou consideravelmente com a substituição das fibras como se pode observar na figura 6.4. No centro do anel 5 (a um raio de 20.5 cm), para as fibras Y7, a não uniformidade na resposta em energia é de $\pm 5\%$, enquanto com as fibras Y11 é de $\pm 3\%$.

Em LEP2, com o STIC equipado com as fibras Y11, continua-se a usar o mesmo procedimento para a correção em energia, embora o seu efeito não seja tão importante, como se mostra na figura 6.5.

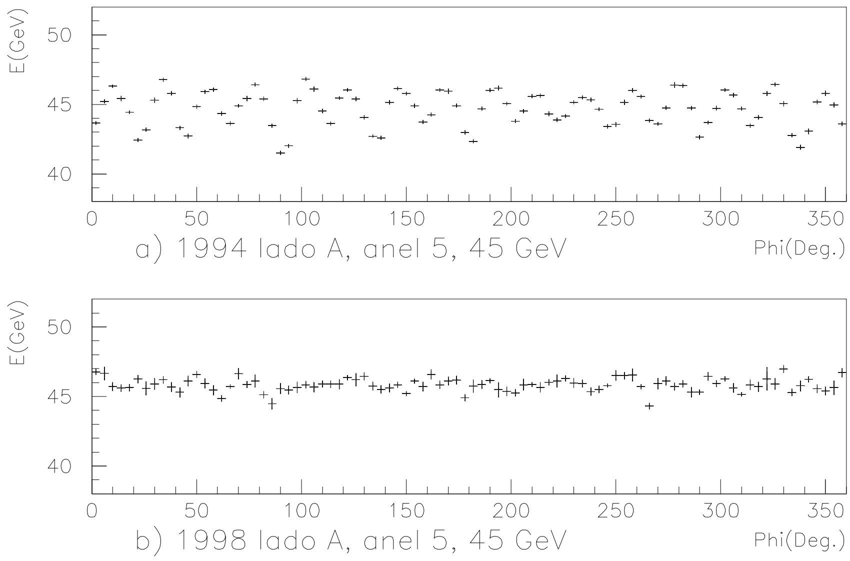


Figura 6.4: Energia média depositada numa banda de 0.5 cm de largura no centro do anel 5 *vs* ϕ para o lado C do STIC a 45 GeV. Em cima medido com fibras Y7 (1994) e em baixo com fibras Y11 (1998). É feita apenas subtracção de pedestais.

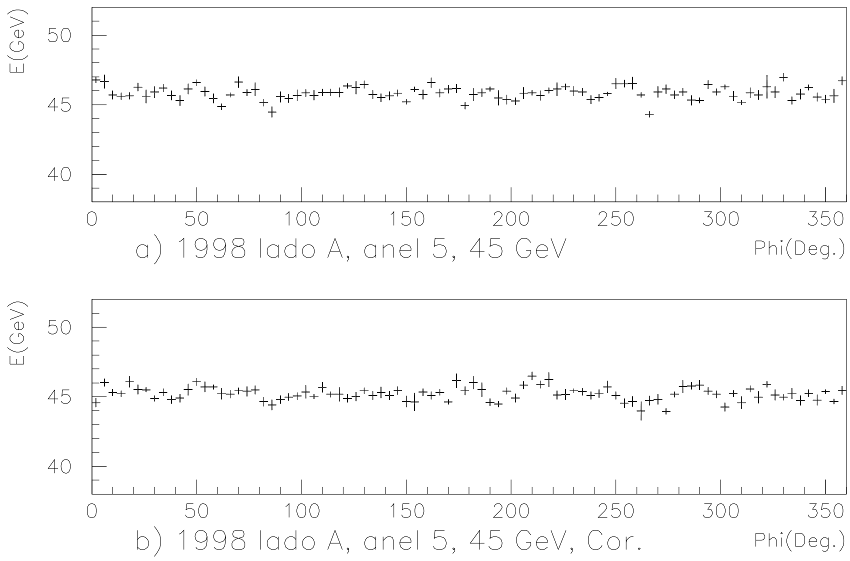


Figura 6.5: Energia média depositada numa banda de 0.5 cm de largura no centro do anel 4 em função do ângulo azimutal para o lado C do STIC a 45 GeV; dados de 1998, fibras Y11. Na figura de cima é feita apenas subtração dos pedestais e na de baixo são feitas as correcções em energia.

A melhoria da uniformidade de resposta em energia obtida com a substituição das fibras traduz-se na melhoria da resolução em energia.

Na figura 6.6 são apresentadas a resolução em energia a 45GeV para os vários anos, obtidos por ajuste gausseano dos espectros em energia para uma selecção de acontecimentos Bhabha não radiativos (secção 4.1), apenas com subtração de pedestais e com todas as correcções, nomeadamente de contenção de energia e uniformidade. Os espectros em energia são obtidos na região em raio entre 10 e 28 cm (aneis 2 a 7). Os resultados são também apresentados na tabela 6.1. A resolução em energia a 45.6 GeV apenas com subtração dos pedestais é de 3.8% com as fibras Y7 e 3.0% com as Y11; com todas as correcções, nomeadamente da uniformidade e contenção de energia, é de 2.8% com as Y7 e de 2.5% com as Y11.

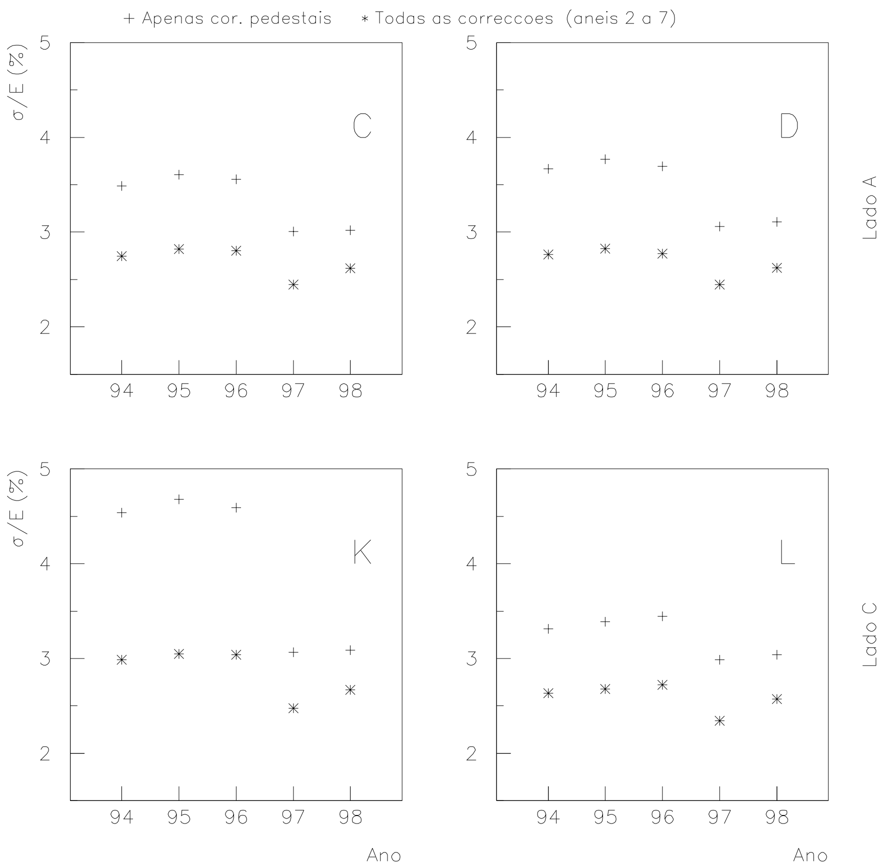


Figura 6.6: Resolução em energia a 45 GeV em função do ano. A mudança das fibras ocorreu em 1997. A resolução foi determinada na região em raio entre 10 e 28 cm

Módulo	Correcções	Y7			Y11	
		94	95	96	97	98
C	Subtracção dos pedestais	3.49	3.61	3.56	3.00	3.02
	Todas as correcções	2.75	2.82	2.80	2.44	2.61
D	Subtracção dos pedestais	3.67	3.77	3.70	3.06	3.11
	Todas as correcções	2.76	2.82	2.77	2.44	2.62
K	Subtracção dos pedestais	4.54	4.68	4.59	3.07	3.09
	Todas as correcções	2.99	3.05	3.04	2.48	2.67
L	Subtracção dos pedestais	3.31	3.39	3.45	2.99	3.04
	Todas as correcções	2.63	2.68	2.72	2.34	2.57

Tabela 6.1: Resolução em energia a 45 GeV para os vários anos, antes e após a substituição das fibras. A resolução foi determinada na região em raio entre 10 e 28 cm

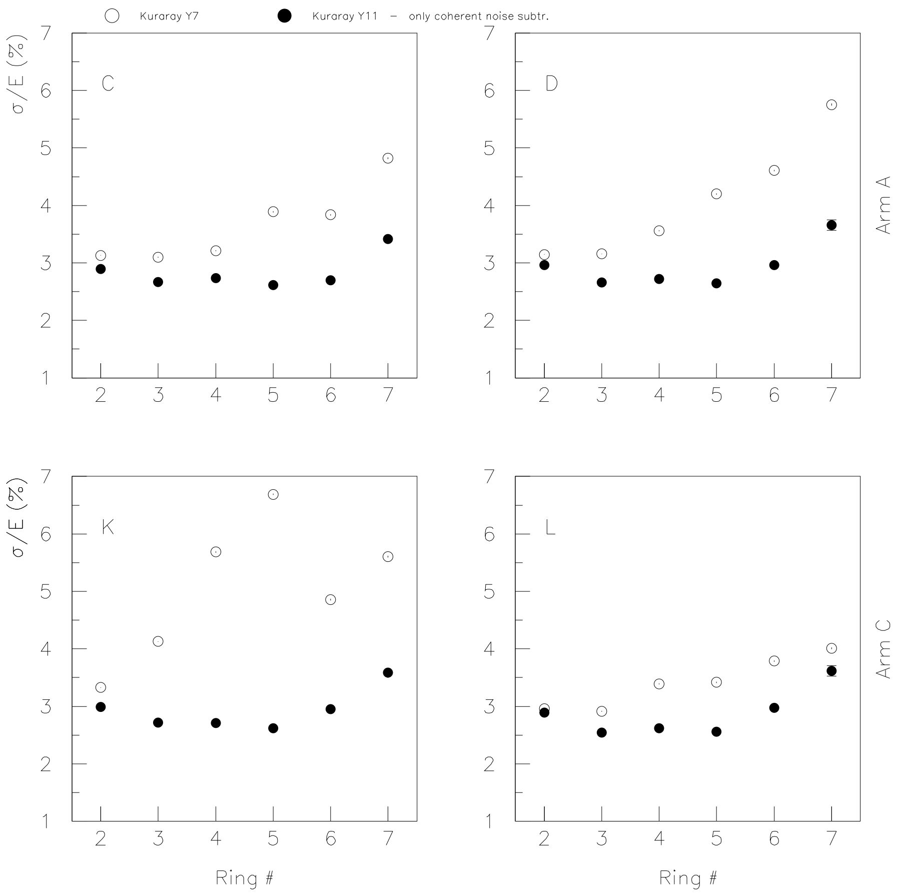


Figura 6.7: Resolução em energia em função do anel para os quatro módulos (C, D, K e L) do STIC para dados de 1994 (fibras Kuraray Y7) e de 1997 (Kuraray Y11), corrigidos apenas dos pedestais, para energias de feixe de 45 GeV.

Na figura 6.7 é apresentada a resolução em energia em função do anel fazendo-se a comparação dos resultados obtidos, para energias de feixe de 45GeV, com as fibras Y7 e Y11.

Nos aneis mais exteriores algumas fibras estão sujeitas a um maior *stress* mecânico na medida em que as telhas são maiores sendo a sua curvatura, para serem recolhidas no fototétrodo, maior. Com as novas fibras a variação da resolução com o raio (anel) é muito menos significativa, reflectindo uma maior uniformidade de resposta resultante da maior flexibilidade das novas fibras.

Podemos observar que a resolução em energia melhorou claramente após a substituição das fibras sendo o resultado mais significativo no módulo K, o módulo que apresentava pior desempenho.

Podemos comparar a resolução em energia antes e após a substituição das fibras em função da energia de feixe, na região de raios pequenos (entre 11 e 16 cm) (figura 6.8). A resolução em energia a 45.6 GeV é de 2.54% para as fibras Y7 e de 2.20% para as Y11.

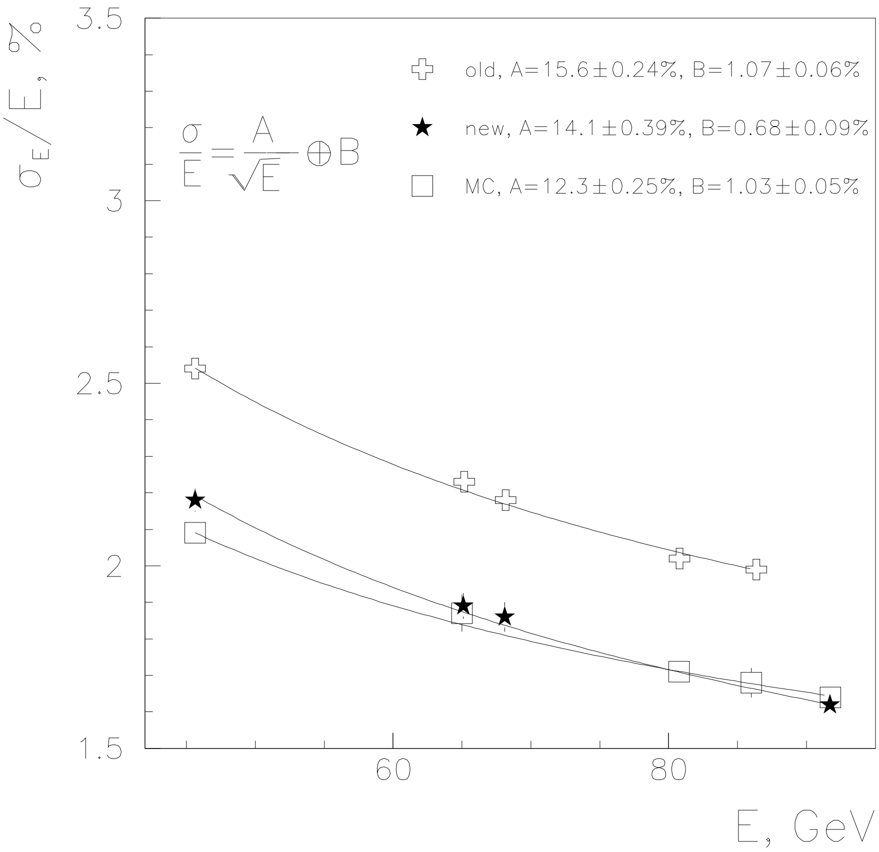


Figura 6.8: Resolução em energia para pequenos raios (entre 11 e 16 cm), após todas as correcções, para as fibras Y7 e Y11. É também apresentada a comparação com uma simulação de Monte Carlo [17].

Capítulo 7

Conclusão

O STIC tem operado de um modo fiável como monitor de luminosidade desde o início de 1994. Os objectivos iniciais foram suplantados e o erro experimental na medida da luminosidade em LEP1 esteve abaixo dos 0.1%.

A necessidade de determinar a luminosidade em LEP1 com grande precisão exigiu um conhecimento preciso das características do calorímetro, com a sua estrutura interna determinada com uma precisão da ordem dos 50 μm, tendo sido fundamental o uso da máscara de tungsténio que definiu o raio mínimo com uma precisão de cerca de 20 μm. Foi também essencial optimizar a resolução em energia de modo a rejeitar de modo eficiente o ruído de fundo das partículas *off-momentum* na seleccção de acontecimentos Bhabha

No STIC foram usados dois tipos de fibras ópticas, fibras Kuraray Y7 até ao final de 1996 e fibras Y11 a partir de 1997. As novas fibras, de bainha dupla, com maior concentração de dopante e com absorvedor ultravioleta permitem obter uma melhor uniformidade de resposta em energia do calorímetro, o que conduziu a uma melhor resolução em energia. As nova fibras apresentam também, em relação à anteriores, um aumento de cerca de 40 % na quantidade de luz produzida o que irá aumentar a separação do sinal das partículas minimamente ionizantes em relação aos pedestais das ADC.

Foi possivel melhorar o procedimento de determinação da resolução em energia, usando um gerador de acontecimentos Bhabha de modo a desconvoluir a resolução intrínseca do STIC da contribuição das caudas radiativas na selecção dos acontecimentos Bhabha.

O projecto STIC resultou, também, da necessidade de melhorar o detector DELPHI para explorar de modo eficaz o potencial do aumento de energia em LEP200, aumentando a hermiticidade de DELPHI na região *forward* tendo em vista a pesquisa de novas partículas, sendo de esperar um bom desempenho tendo em conta a capacidade de separação electrão-fotão do sistema VETO e a boa resolução em energia do calorímetro.

Bibliografia

[1] Green M. G., Lloyd S. L., Ratoff P. N. e Ward D. R. "Electron-Positron Physics at the Z",Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia,1998

[2] "Report from the LEP Energy Working Group", Michael D. Hildreth, CERN LEPC, 19 Novembreo 1996.
"Determination of Centre of mass Energy at LEP1 and LEP2", Paul Bright-Thomas, CERN, Frontiers in Contemporary Physics'97, Vanderbilt University, 14 Maio 1997. "

[3] Paul Baillon, "Results from LEP at Z^0 masses", DELPHI 97-157, PHYS 736, 19 September 1997.

[4] LEP Collaboration, "A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model", CERN-EP/99-15, 8 Feb 1999.

[5] "Electroweak Physics at M_Z", apresentado por S. Marcellini na Conferência Moriond em Março de 1999.

[6] P. Arnio et al., "The DELPHI detector at LEP", Nucl. Instr. Methods *A 303*, 233 (1991).

[7] Colaboração *DELPHI*, "Performance of the *DELPHI* Detector", CERN-PPE 120,13 Dec. 1995. P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Nucl. Instr. Methods *A 378*, 57 (1996).

[8] Bocci V. et al, "Architecture and Performance of the DELPHI Trigger System", Nucl. Instr. Methods *A362*, 361 (1995).

[9] Canale V. et al, "The DELPHI Trigger System at LEP200", DELPHI 99-7 DAS 188, 22 Fev.1999.

[10] Bouriot P., Wenninger J., "Questions and Answers on the LEP Machine", CERN, Fevereiro de 1996.

[11] Colaboração DELPHI, "Proposal for the Replacement of the Small Angle Calorimeter of DELPHI", CERN/LEPC/92-6, 8 Maio 1992.

[12] Colaboração DELPHI, "An Upgrade of DELPHI in the Forward Region", CERN/LEPC/92-5, 25 Maio 1992.

[13] A. J. Onofre de Abreu Ribeiro Gonçalves, "A Identificação Electrão-Fotão a Baixos Ângulos para a Experiência *DELPHI*", Provas complementares ao doutoramento, apresentadas à Universidade de Coimbra, 1994.

[14] Maria Catarina Espirito Santo, "Um Estudo do calorímetro STIC para DELPHI", Dissertação de Mestrado apresentada à Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa, 1995.

[15] Bigi M., Bonesini M., Gumenyuk S., Paganoni M., Petrovykh L. e Vallaza E., "Simulation of the DELPHI STIC Calorimeter", DELPHI 93-118 CAL 106, 1993.

[16] S. J. Alvsvaag et al, "Performance of the new high precision luminosity monitor of DELPHI at LEP.", Apresentado na Conferência de Bruxelas 1995, DELPHI 95-68 Brussels PHYS 503.

[17] Alvsvaag et al., "The Small Angle Tile Calorimeter in the DELPHI Experiment", Nucl. Instr. Methods A 425 (1998) 106-139.

[18] Maio A., David M., Gomes A., Henriques A., "State of Art of (Green) Wavelenghtshifting Fibers", Nuclear Physics (Proc. Suppl.) 54B (1997) 214-221.

[19] Maio A., David M., Gomes A., "Dose Rate Effects in WLS Fibers", Nuclear Physics (Proc. Suppl.) 54B (1997) 222-228.

[20] David M. et al., "Comparative Measurements of WLS Fibers", TILECAL-No-034, 28 Novembro 1994.

[21] B.Tomé, "Quality control of the WLS fibers for STIC upgrade", 1996, comunicação privada (não publicado).

[22] B. Tomé, "STIC/DELPHI Experiment", apresentado em CERN/C/FAE/1104/96 (1996) (Não publicado).

[23] Ferrari P., Hedberg V., "Photon an electron identification in the very forward region of DELPHI.", DELPHI 98-49 CAL 141.

[24] Falk H., Hedberg V., Ferrari P., Matteuzzi C., "Photon Analysis with STIC.", DELPHI 98-147 PHYS 791.

[25] S. J. Alvsvaag et al, " New technology for shower maximum silicon detectors for shashlik calorimeters", DELPHI 95-148 CAL 126, Contribution to 7th European Symposium on Semiconductor Detectors Schloss Elmau, Germany, 1995.

[26] Falk E., Gouz I., Hedberg E., "Performance of the STIC Silicon Detectors at LEP2", DELPHI 98-43 CAL 140, 1998.

[27] Bigi M.,Gouz I.,Gumenyuk S., Migliore E., Obraztsov V., Paganoni, M., Terranova F., "Energy and position reconstruction in the *DELPHI* Small Angle Tile Calorimeter", DELPHI 97-07 PHYS 666, 30 Janeiro 1997.

[28] Tomé B. e Maio A.,"Stability of DELPHI STIC energy measurement", VII International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, Arizona, USA, 1997.

[29] Bonesini M., Paganoni M., Terranova F. "The use of neural network for dead channel data recovery in the DELPHI STIC calorimeter", DELPHI 95-169 CAL 129, 1995.

[30] Richard C. Fernow, "Introduction to experimental particle physics", Cambridge University Press, 1986.

[31] Benvenuti A. et al., "Prototype design, construction and test of a Pb/scintillator sampling calorimeter with wavelength shifter optic readout.", CERN-PPE/92-212 (1992), IEEE Trans. Nucl. Sci. 40, (1993) 537.

[32] S. Jadach et al.,"Monte Carlo Program BHLUMI 2.01 for Bhabha scattering at low angles with Yennie-Frautschi-Suura exponentiation", Computer Physics Communications, 70(1992)305-344, North-Holland, 1992

[33] Bernardo Tomé, "High Precision Luminosity Measurement at LEP with the DElPHI STIC Calorimeter", Dissertação de Doutoramento apresentada à Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa,1998.

[34] Camporesi T., Obraztov V., Paganoni M., Terranova F., Bigi M., Gouz I., Migliori E., Tomé B., "Luminosity measurement in 1994 with the *STIC* detector.", *DELPHI* 97-08 PHYS 667, 30 Jan. 1997.

[35] Piertrzyk B.,"High precision Measurements of the luminosity at LEP", LAPP-EXP-94.18, Invited talk at fhe "Radiative Corrections: Status and Outlook" Conference Gatlinburg, TN, USA, June 27 - July 1, 1994.

[36] Jadach S., Nicrosini O., (conveners of Bhabha working group), "Event Generators for Bhabha Scattering", in Physics at LEP2, CERN Yellow Report 96-01, edited by G. Altarelli, T. Sjostrand and F. Zwimer (CERN, Geneve, 1996), Vol 2, pag 227, hep-ph/9602393.

Agradecimentos

"A coragem nunca deve ser muito importante. Quando uma pessoa a tem é bom, mas quando ela falta não pode ser por isso que as coisa hão-de ficar em meio. Às vezes, senhor doutor, é melhor esquecer tudo e ir andando em frente sem pensar que podemos não ser capazes." (António Manuel Venda, "Até acabar com o Diabo", 1998)

Coragem foi algo que me faltou muitas vezes neste percurso, vezes de mais, mas, felizmente, houve sempre alguém que no momento certo me devolveu essa capacidade de acreditar que, afinal, tudo é possivel... basta acreditar e trabalhar para isso. E quando acreditamos verdadeiramente tudo à nossa volta conspira para que o nosso desejo se realize. Verónica, muito obrigado.

Aos Professores Luis Peralta e Mário Pimenta gostaria de agradecer todo a ajuda, orientação, incentivo e amizade ao longo destes anos. Não tenho palavras para exprimir o meu agradecimento.

Tive o previlégio de ter partecipado nas medições das fibras para o STIC em 1996. Foi muito bom ter participado, durante cerca de um mês, naquele trabalho. Agradeço à Professora Amélia Maio essa oportunidade e o apoio e estímulo constantes desde sempre.

Ao LIP (Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas) agradeço o acolhimento e as excelentes condições de trabalho proporcionadas.

À JNICT agradeço o apoio financeiro através de um bolsa de mestrado do programa PRAXIS XXI.

Aos professores e colegas do LIP agradeço a amizade, o excelente ambiente de trabalho e a disponibilidade constante para discutir e ajudar a resolver todas as dúvidas que foram surgindo ao longo do tempo. Um agradecimento particular ao Bernardo Tomé pelos seus conhecimentos sobre o STIC e sobre a medida da luminosidade, pela sua paciência para esclarecer as minhas dúvidas e pela disponibilidade em ler algumas partes desta tese.

A todos os que contribuiram para este trabalho, muito obrigado.

Setúbal, 11 de Janeiro de 2000.