Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Sistema de monitoramento de feixe baseado em Radiação Óptica de Transição (ROT)

Tiago Fiorini da Silva

Orientador
Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins

Tese de doutorado apresentada
ao Instituto de Física da
Universidade de São Paulo
para a obtenção do título
de doutor em ciências

Banca examinadora:
Dr. Marcos Nogueira Martins - IFUSP (orientador)
Dra. Liu Lin - LNLS
Dr. Valdir Sciani - IPEN
Dr. Nemitala Added - IFUSP
Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão - IFUSP

São Paulo
2011

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

Silva, Tiago Fiorini da

Sistema de monitoramento de feixe baseado em
Radiação Óptica de Transição (ROT). - São Paulo, 2011.

Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física, Departamento de Física Experimental.

Orientador: Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins
Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Física nuclear; 2. Instrumentação (Física);
3. Radiação eletromagnética; 4. Acelerador de partículas.

USP/IF/SBI-055/2011

Resumo

Quando uma partícula carregada em movimento uniforme cruza a superfície entre dois meios de propriedades eletromagnéticas diferentes, ela emite a chamada Radiação de Transição (RT). Esta radiação tem espectro amplo, com emissão inclusive no intervalo de radiação visível.

Esse processo de produção de radiação tem sido muito empregado em sistemas de monitoramento de feixes em aceleradores de partículas, por ser um processo que responde linearmente à carga que cruza a superfície e por permitir o monitoramento de diversos parâmetros do feixe em um único ponto de observação.

Neste trabalho é apresentado o desenvolvimento de um sistema de monitoramento baseado em RT no intervalo óptico para operar em baixas energias de feixe de elétrons (próximas de 2 MeV) e realizar o diagnóstico de parâmetros importantes do feixe na entrada do primeiro estágio de aceleração do Mícrotron do IFUSP.

Abstract

Transition Radiation (TR) is emitted when a charged particle moving with constant velocity, crosses the boundary between two media with different electromagnetic properties. This radiation is emitted in an wide spectral range, including the optical interval.

This physical process has been used in beam diagnostic devices in particle accelerators due to its linear response to the charge that crosses the boundary and also because it allows the measurement of several beam parameters in a single observation point.

In this work, we present the design of a device based on TR in the optical range to operate with low energy beams (about 2 MeV). The device enables the determination of the transverse phase space and of the fractional momentum deviation of the beam at the end of the linac, allowing the determination of important beam parameters at the entrance to the Microtron Booster.

Agradecimentos

O primeiro agradecimento não poderia ser para outras duas pessoas: Sra. Maria Luiza e Sr. Celso Manoel. Meus pais. As duas pessoas mais importantes para mim. Com quem sei que posso sempre contar e espero que saibam que sempre podem contar comigo.

À vovó Constantina, à vovó Linda e ao vovô Milton pelo carinho aconchegante. Com todo o carinho, a eles dedico este trabalho.

Às minhas irmãs: Daniela e Natália. Pelas conversas, filmes, comidas, brigas e tudo o mais.

À todo o resto da minha família (incluindo os agregados) pelas fantásticas horas que passamos juntos nas reuniões familiares.

Um agradecimento especial à Cristiane Jahnke por ser tão companheira, e pelo sorriso contagiante que ela tem, ao Viktor Jahnke pelas várias discussões de física e matemática, e um forte agradecimento também a todo o resto dessa família que sempre me tratou tão bem.

Aos amigos de sempre: Dr. Maurício Lima Lopes e Sr. Paulo Beolchi Rios, que mesmo distantes, sei que posso sempre contar com eles.

Ao Dr. Ralph Fiorito, pelo curso intensivo de ROT dado nas horas vagas do curso de dinâmica de feixes no UMER em 2005.

Ao Prof. Paulo Pascholati que me deu apoio e suporte em diversos momentos desta tese.

Ao Prof. Philipie Gouffon pelas dúvidas tiradas e pela ajuda nos bastidores.

Aos Prof. Manfredo H. Tabacniks, Prof. Nemitala Added e ao Dr. Marcel Dupret Lopes Barbosa pela ajuda com a análise do alvo por RBS. Ao Prof. Marcelo Martineli pelo empréstimo do filtro de banda estreita para uma tentativa de medida de comprimento dos pacotes do feixe. Ao Prof. Antônio Figueiredo pelo empréstimo de um espectrômetro para testes de medida de espectro e à Profa. Márcia Rizzutto, pelo empréstimo do espectrômetro que utilizamos para obter os dados de espectro.

Ao corpo técnico do projeto Mícrotron: Alex Silva, Alexandre Malafronte, Alfredo Bonini, Luciano Portante, Marcelo Lucena e Roberto da Rocha Lima

pelo empenho dedicado ao projeto Mícrotron, e por um par de vezes terem ficado comigo além do horário de trabalho para tomada de dados.

Ao pessoal da eletrônica: Carlos, Eduardo e Renato pela ajuda. Ao Sérgio Korogui que de técnico em informática foi promovido à meu amigo. À Juliana, secretária do LAL, por ter aturado minha total falta de conforto a assuntos burocráticos.

Aos atendentes da Comissão de Pós-Graduação, pelo atendimento sempre gentil e prestativo. Ao sistema de biblioteca do IFUSP pelo ótimo trabalho que realizam, em especial à Sra. Virgínia de Paiva pelo incrível suporte no empréstimo de material da Universidade de Paris-Sud em Orsay, França.

Ao GFAA, que me recebeu como pesquisador, e que tem me instigado com assuntos muito interessantes.

Agradeço também ao Renan de Assis e Marcos Rodrigues pelo companheirismo no LAMFI. Também ao Marcos Vinícius Moro pela ajuda com alguns cálculos de matrizes.

Um agradecimento especial para o meu orientador, Prof. Marcos Nogueira Martins, pelo apoio e confiança. Espero que mesmo com o fim deste projeto, eu possa sempre contar com suas orientações.

À Comissão de Pós-Graduação pelos apoios financeiros no período final da tese.

E por fim, à FAPESP pelo fundamental apoio financeiro.

Com todo o carinho dedico
este trabalho aos meus avós:
Dona Constantina, Dona Maria (Dona Linda) e Sr. Milton.

"A vida é a arte de tirar conclusões suficientes de dados insuficientes."
- Luís Fernando Veríssimo

Sumário

1 Introdução **1**
1.1 O projeto Mícrotron 1
1.2 Tipos de sistema de monitoramento de feixe do Mícrotron do IFUSP 6
1.2.1 Monitores de corrente 6
1.2.2 Monitores de Posição por Medidas Eletromagnéticas . . 7
1.2.3 Dispositivos de Imageamento 8
1.3 Limitações do sistema de monitoramento do feixe do Mícrotron do IFUSP 11
1.4 A necessidade de um novo sistema de monitoramento 14
1.5 Organização desta tese 15

2 Fundamentos teóricos da Radiação de Transição **16**
2.1 Contexto histórico 17
2.2 Radiação emitida por uma partícula em movimento 19
2.3 A Radiação de Transição 23
2.3.1 Radiação de Transição para um meio condutor ideal: Incidência normal 24
2.3.2 Radiação de Transição para um meio condutor ideal: Incidência oblíqua 28
2.3.3 Radiação de Transição para um meio qualquer 33
2.3.4 Espectro da Radiação de Transição 35
2.3.5 Sobreposição de RT produzida por um conjunto de partículas 37
2.4 Considerações finais do capítulo 42

3 Utilização de RT para monitorar feixes de partículas carregadas **44**
3.1 Diagnóstico por transição simples 45
3.2 Diagnóstico por espectrometria 50
3.3 Diagnóstico por transições múltiplas 57

3.4 Considerações finais do capítulo 61

4 Simulações de emissão de ROT 64
4.1 O código SimOTR 64
4.2 A geração de partículas 65
4.3 Cálculo bidimensional da emissão de ROT 66
4.4 O arquivo var.conf e as informações de saída da simulação . . 69
4.5 Resultados de simulação 70
4.6 Considerações finais do capítulo 73

5 Projeto e construção do monitor de feixe para medidas a 1,8 MeV 74
5.1 Construção e caracterização do alvo 74
5.2 O projeto do posicionador 77
5.2.1 Considerações sobre o ângulo de incidência 78
5.2.2 Construção de um suporte adaptador 80
5.3 Características da câmera 81
5.4 Primeiros testes 82
5.5 Medidas de confirmação 83
5.5.1 Medida da dependência linear com a carga incidente no alvo 84
5.5.2 Medida de polarização 84
5.5.3 Medida de espectro 86
5.6 Medida de distribuição de corrente 88
5.7 Considerações finais do capítulo 89

6 Caracterizações do feixe do Mícrotron do IFUSP 91
6.1 Medida da dispersão em momento linear 91
6.2 Medida de emitância do feixe 95
6.3 Medida de comprimento de pacote 101
6.4 Considerações finais do capítulo 102

7 Conclusões 104

A Método de análise de uma observação de campo distante 109

B Desenho mecânico do suporte/adaptador 113

C Demonstração da função de dispersão para um magneto com ângulo de entrada/saída 115

D Código fonte do programa SimOTR **119**
D.1 Exemplo de arquivo `var.conf` 131

Lista de Figuras

1.1 Imagem do Bétatron do LFN-FFCL. 2
1.2 Imagens do MKII. 2
1.3 Vista isométrica do prédio do acelerador Mícrotron. 4
1.4 Esquema de um monitor de corrente. 7
1.5 Ilustração do monitor de posição por medidas eletromagnéticas. Posição e direção de propagação do feixe indicados em vermelho. 8
1.6 Esquema de um *view-screen*. 9
1.7 Imagem do segundo *view-screen* do sistema injetor do Mícrotron do IFUSP. 9
1.8 Efeito da saturação do fenômeno de fluorescência na medida da distribuição de carga usando um *view-screen*. Da esquerda para a direita os gráficos apresentam ordem crescente de saturação. (Intensidade de luz: linha contínua; Carga: linha tracejada). 12
1.9 Figuras do mesmo feixe, em condições de alta reprodutibilidade, obtidas com telas de diferentes materiais fluorescentes. . 12
1.10 Efeito da espessura da tela fluorescente na medida do diâmetro do feixe. 13

2.1 Definições gerais do sistema de coordenadas. 20
2.2 Sistema de coordenadas para o tratamento da incidência normal. 25
2.3 Diferenças de padrão de emissão de RT (em azul) em incidência normal à superfície (em preto) para diferentes energias. Energias: (a) 25,5 keV; (b) 511 keV; (c) 1022 keV. 26
2.4 Intensidade de radiação emitida em função da direção de emissão em relação a normal do plano condutor (incidência normal). . 27
2.5 Sistema de coordenadas para o tratamento da incidência oblíqua. 28
2.6 Diferenças de padrão de emissão de RT (em azul) em incidência a 45° à superfície (em preto) para diferentes energias: (a) 25,5 keV; (b) 511 keV; (c) 1022 keV. 31

2.7 Intensidade de radiação emitida em função da direção de emissão em relação a normal do plano condutor (incidência oblíqua). . 32
2.8 Diferenças de padrão de emissão de RT (em azul) em incidência a 45° à superfície (em preto) para energias mais altas. Energias: (a) 1,5 MeV; (b) 2,0 MeV; (c) 2,5 MeV. 33
2.9 Padrão de emissão de RT (em azul) em incidência a 45° à superfície (em preto) para elétrons de 5 MeV de energia. . . . 33
2.10 Comparação do espectro de fótons emitidos na transição de um elétron de 20 MeV do vácuo para um condutor ideal, e para o alumínio. 37
2.11 Ilustração dos efeitos de interferência devido a produção de RT por pacotes de partículas. A linha vermelha é o resultado da interferência. 42
2.12 Efeito do empacotamento de partículas no espectro de RT (simulação para N=100). 42

3.1 Desenho esquemático do aparato para medida de ROT em folha simples. 45
3.2 Diferenças entre observação em campo próximo e campo distante. 46
3.3 Imagens de ROT em campo próximo e campo distante. 47
3.4 Distribuição angular de emissão de ROT, calculada por simulação (azul), e respectivo ajuste (vermelho), que permite a determinação da energia e da divergência vertical do feixe (vide texto). 48
3.5 Efeito da divergência do feixe na distribuição angular de emissão de ROT. 49
3.6 Gráfico da função g($\Delta\omega$) parametrizada com σ_t. 53
3.7 Efeito de auto-correlação no espectro de emissão espontânea em um *free electron laser*. 55
3.8 Esquema de um sistema de diagnóstico de ROT por múltiplas transições. 58
3.9 Exemplo de padrão de interferência de ROT no método de transições múltiplas. 59
3.10 Exemplo de um padrão de interferência de ROT para um feixe de 23,7 MeV tomado com um filtro de 450 nm e banda-passante de 50 nm. 60
3.11 Esquema de observação com duas câmeras. 62

4.1 Espaços de fase típicos gerado pelo código SimOTR. 66

4.2 Simulação de emissão de ROT em campo distante para feixe de 10 MeV. A cor branca denota maior intensidade de luz. . . 70
4.3 Imagem de subtração de resultados de simulação com feixes de parâmetro de correlação opostos. A cor branca denota maior intensidade de luz. 71
4.4 Simulação de emissão de ROT para feixes nos limites de energia do intervalo do Mícrotron do IFUSP. A cor branca denota maior intensidade de luz. 72
4.5 Simulação para emissão de ROT para energia de feixe igual à saída do *linac* injetor (1,8 MeV). A cor branca denota maior intensidade de luz. 72

5.1 Foto do alvo e da amostra para análise construídos no LME – POLIUSP. 75
5.2 Espectro RBS obtido com a amostra no LAMFI – IFUSP (a curva vermelha é o ajuste de análise). 76
5.3 Foto do aparato dos *view-screens*. 78
5.4 Foto do aparato construído. 78
5.5 Distribuição angular de emissão de ROT para feixes de 1,8 e 5 MeV de energia em incidência a 45°. 79
5.6 Distribuição angular de emissão de ROT para feixe de 1,8 MeV em incidência a $38,5°$. 80
5.7 Foto do suporte adaptador construído e instalado no suporte da tela fluorescente. 81
5.8 Resposta relativa do CCD ICX418ALL Sony. 82
5.9 Fotos da instalação do dispositivo para testes. 83
5.10 Uma das primeiras imagens obtidas com o protótipo do monitor baseado em ROT. 84
5.11 Intensidade luminosa de ROT emitida em função da corrente média de feixe. 85
5.12 Imagem de ROT em função da orientação da polarização da radiação em relação ao plano de incidência do feixe. 86
5.13 Aparato construído e instalado para a medição da polarização. 87
5.14 Medida da intensidade de ROT em função do ângulo de posicionamento do polarizador. 87
5.15 Medida do espectro da luz observada. 88
5.16 Comparação entre observações com o *view-screen* e com ROT. A tarja amarela marca uma escala de 4 mm na imagem. . . . 89
5.17 Distribuição de corrente medida com o monitor baseado em ROT e a respectiva imagem do feixe (A tarja amarela denota uma escala de 1 mm). 90

6.1 Posicionamento do monitor de ROT para medida de dispersão em momento. 92
6.2 Efeito analisador em feixe de 1,8 MeV ao ser curvado em 45° por campo magnético uniforme em um dipolo. 93
6.3 Distribuição de desvio relativo do momento do feixe. 94
6.4 Foto do monitor de ROT instalado em sua posição final. . . . 96
6.5 Esquema do arranjo de lentes na montagem definitiva do monitor de ROT. 97
6.6 Gradiente de campo em função da corrente de excitação nas bobinas dos pólos magnéticos das lentes quadrupolares. 98
6.7 Distribuição de desvio relativo do momento do feixe. 100
6.8 Espaço de fase medido para o feixe após a curva de 45°. 101

A.1 Resultados para a intensidade em função do ângulo obtidos por simulação. 110
A.2 Gráficos de valores de χ^2 em função dos parâmetros Energia e σ vistos de duas perspectivas. 110
A.3 Curvas de valores de χ^2 em função dos parâmetros.(a) σ fixo em 0,01 rad, em função da energia. (b) Energia fixa em 20 MeV, em função de σ. 111
A.4 Ajuste realizado pelo método dos mínimos quadrados. 112

C.1 Ilustração dos ângulos de entrada e saída no magneto. Ângulos representados nos seus sentidos positivos (efeito focalizador para feixes de elétrons). 117

Lista de Tabelas

1.1 Especificações de projeto para o Mícrotron do IFUSP. 5
1.2 Constantes de calibração e incertezas. 10

4.1 Variáveis definidas no arquivo `var.conf`. 69

6.1 Sumário dos resultados obtidos com a medida da emitância do feixe. 100
6.2 Parâmetros dos elementos que viabilizaram a medida de emitância. 101

7.1 Componentes da matriz de feixe propagados para a saída do *linac* injetor. 106

A.1 Variáveis do ajuste. 111

Lista de variáveis

α	Constante de estrutura fina
β	Fator de Lorentz. Velocidade normalizada da partícula
χ^2	χ^2 estatístico
δ	Variação relativa da intensidade total de radiação emitida
$\delta[\vec{r} - \vec{r}(t)]$	Delta de Dirac em $\vec{r}(t)$
$\Delta p/p_0$	Desvio relativo do momento do feixe
ϵ	Permissividade elétrica do meio
ε	Emitância
ϵ_0	Permissividade elétrica do vácuo
ϵ_1	Permissividade elétrica do meio 1
ϵ_2	Permissividade elétrica do meio 2
η	Número de fótons emitidos
γ	Fator de Lorentz. $(1 - \beta^2)^{-1/2}$
Γ_m	Coeficiente de reflexão magnética de Fresnel
λ	Comprimento de onda da radiação emitida
μ	Permeabilidade magnética do meio
μ_0	Permeabilidade magnética do vácuo
μ_1	Permeabilidade magnética do meio 1
μ_2	Permeabilidade magnética do meio 2
∇	Operador diferencial tridimensional
ν	Vetor de parâmetros de uma partícula no feixe
Ω	Ângulo sólido
ω	Frequência angular da radiação
ω_{pl}	Frequência de oscilação do plasma
Φ	Ângulo de incidência da partícula
ϕ	Diferença de fase entre a folha 1 e a folha 2
ϕ'	Diferença de fase dentro de uma folha transparente
$\rho(x, x')$	Função de distribuição de partículas no feixe no espaço de fase
$\rho(z)$	Densidade longitudinal de partículas no pacote do feixe
ψ	Fase do método de Kramers-Kroning

ϱ_0	Raio de curvatura do feixe no dipolo
$\sigma_{0,11}$	Elemento (1,1) da matriz de feixe no ponto 0
$\sigma_{0,12}$	Elemento (1,2) da matriz de feixe no ponto 0
$\sigma_{0,22}$	Elemento (2,2) da matriz de feixe no ponto 0
$\sigma_{1,11}$	Elemento (1,1) da matriz de feixe no ponto 1
$\sigma_{1,12}$	Elemento (1,2) da matriz de feixe no ponto 1
$\sigma_{1,22}$	Elemento (2,2) da matriz de feixe no ponto 1
σ_P	Desvio padrão da energia radiada com frequência ω
σ_t	Largura temporal do pacote do feixe
σ_x	Desvio padrão da distribuição horizontal do feixe na vertical
σ'_x	Desvio padrão da distribuição de divergência horizontal no feixe
σ_y	Desvio padrão da distribuição transversal do feixe na vertical
σ'_y	Desvio padrão da distribuição de divergência vertical no feixe
σ_z	Comprimento do pacote do feixe
τ	Fator de correlação entre a coordenada espacial e seu momento canônico conjugado normalizado
θ	Ângulo de observação da radiação quando em incidência normal
ϑ	Poder de focalização de um quadrupolo
θ_m	Ângulo de emissão mínima
θ_M	Ângulo de emissão máxima
θ_x	Ângulo da projeção no plano de incidência da direção de observação quando em incidência oblíqua
θ_y	Ângulo da projeção no plano perpendicular ao de incidência da direção de observação quando em incidência oblíqua
ξ	Eficiência de detecção
ζ	Fator de auto-correlação
$\vec{A}_w$	Transformada de Fourier do potencial magnético vetorial
B_p^1	Componente perpendicular do campo magnético no meio 1
B_p^2	Componente perpendicular do campo magnético no meio 2
B_t^1	Componente tangencial do campo magnético no meio 1
B_t^2	Componente tangencial do campo magnético no meio 2
c	Velocidade da luz
D	Função de dispersão
$\vec{E}$	Vetor de campo elétrico
e	Carga do elétron
E_p^1	Componente perpendicular do campo elétrico no meio 1
E_p^2	Componente perpendicular do campo elétrico no meio 2
E_T	Campo elétrico total (soma em todas as partículas em um

	pacote do feixe)
E_t^1	Componente tangencial do campo elétrico no meio 1
E_t^2	Componente tangencial do campo elétrico no meio 2
$E_T(\omega)$	Transformada de Fourier do campo elétrico emitido por todas as partícula
$E(\omega)$	Transformada de Fourier do campo elétrico emitido por uma partícula
$\mathcal{E}$	Energia total da partícula do feixe
$\mathcal{E}_0$	Energia de repouso da partícula do feixe
$f(\omega)$	Transformada de Fourier de f(t)
$f(t)$	Função de distribuição longitudinal normalizada de partículas no pacote do feixe
G	Gradiente em um quadrupolo
$g(\Delta\omega)$	Distribuição de auto-correlação
$\vec{H}$	Vetor de indução magnética
$\hbar$	Constante de Plank normalizada
$\bar{I}$	Corrente elétrica média do feixe
$I(t)$	Função de densidade de carga no pacote do feixe
j_ω	Transformada de Fourier da densidade de corrente
$\vec{k}$	Vetor de onda da radiação
$\mathcal{K}$	Energia cinética do feixe
l_q	Comprimento do quadrupolo
m_e	Massa no elétron
M	Ponto onde se localiza o observador
$\mathcal{M}$	Matriz de transferência genérica
$\mathcal{M}_{dipolo}$	Matriz de transferência de um dipolo
$\mathcal{M}_{reta}$	Matriz de transferência de uma linha reta
$\hat{n}$	Vetor que dá a direção do observador na posição da partícula
$\hat{N}$	Versor normal a superfície
N	Número de elétrons em um pacote no feixe
N_e	Densidade de elétrons livres no material
N_s	Número de amostras medidas
p	Momento linear de uma partícula do feixe
$P(\omega)$	Energia radiada com frequência ω
$\mathcal{P}$	Intensidade total emitida
Q	Fator de qualidade da curva de resposta da câmera
$\vec{R}$	Vetor de posição de uma partícula num instante final
R	Módulo do vetor $\vec{R}$
$\vec{r}$	Mesmo que $\vec{r}(t)$
$\vec{R}_0$	Vetor de posição de uma partícula num instante inicial

R_0	Módulo do vetor $\vec{R}_0$
$\vec{r}(t)$	Equação vetorial de trajetória do movimento de uma partícula
$\vec{S}$	Vetor de Pointing
T	Tempo de exposição da câmera para obtenção de uma imagem
v	Módulo da velocidade da partícula (quando v for constante)
v_0	Velocidade longitudinal de uma partícula do feixe
$\vec{v}_{im}$	Vetor velocidade da carga imagem
v_x	Velocidade transversal horizontal de uma partícula do feixe
v_y	Velocidade transversal vertical de uma partícula do feixe
$\vec{v}(t)$	Equação vetorial de velocidade de uma partícula
W	Energia radiada
$W_{\|\|}$	Energia radiada com polarização paralela ao plano de incidência
$W_{\perp}$	Energia radiada com polarização perpendicular ao plano de incidência
W_{Total}	Energia total radiada
x	Posição transversal horizontal de uma partícula
$\hat{x}$	Versor que aponta para a direção transversal horizontal do feixe
x'	Divergência transversal horizontal de uma partícula do feixe
y	Posição transversal vertical de uma partícula
$\hat{y}$	Versor que aponta para a direção transversal vertical do feixe
y'	Divergência transversal vertical de uma partícula do feixe
z	Posição longitudinal da partícula
$\hat{z}$	Versor que aponta para a direção longitudinal do feixe

Capítulo 1

Introdução

1.1 O projeto Mícrotron

O Laboratório do Acelerador Linear (LAL) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (IFUSP) tem sua origem no antigo Laboratório de Física Nuclear do Departamento de Física da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da USP. No final dos anos 1940, o Prof. Marcello Dammy de Souza Santos montou o primeiro acelerador de elétrons do Brasil [1]. Este acelerador era do tipo Bétatron, com energia de 24 MeV e 360 Hz de freqüência de pulsação. O eletroímã deste acelerador foi construído pela empresa Allis-Chalmers e a câmara de vácuo foi doada pela Universidade de Illinois. Toda a eletrônica de controle e deteção, bem como as fontes de alta tensão, foram construídas pelo Prof. Dammy e equipe. Também foram realizadas uma série de pesquisas, envolvendo os circuitos de controle e estabilidade, que transformaram este Bétatron em um instrumento que permitia o estudo de fenômenos nucleares com grande precisão [2]. Na imagem da figura 1.1 é mostrado o Bétatron em questão.

O acelerador Bétatron esteve operante até o final dos anos 1960, quando uma falha ocasionou a perda de seu eletroímã. Hoje essa máquina se encontra em exposição na Estação Ciência (São Paulo) [3]. Na época da falha do Bétatron, o Prof. José Goldemberg recebeu a doação de um acelerador linear, o MKII, da Universidade de Stanford, Califórnia. Este acelerador ti-

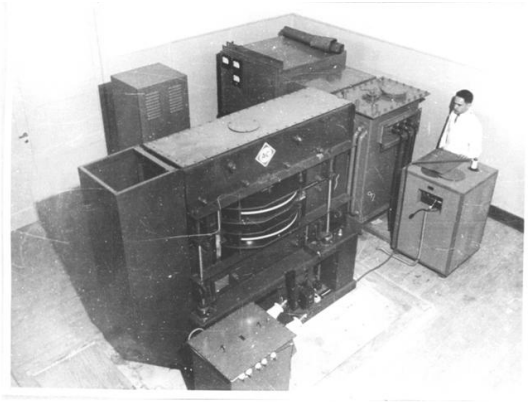
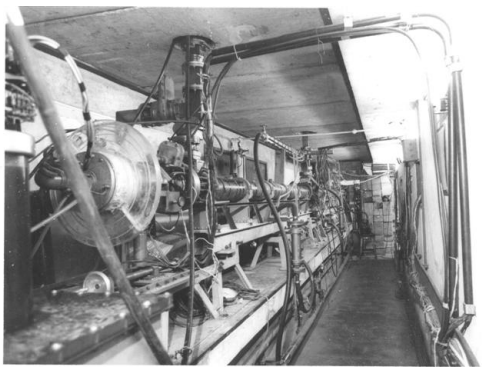


Figura 1.1: Imagem do Bétatron do LFN-FFCL.

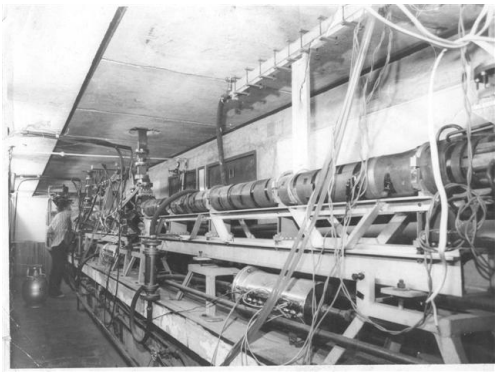
nha energia de 75 MeV, era pulsado e possuía um fator de utilização (duty cycle) de 0,01%.

Para abrigar este acelerador foi necessário construir um novo prédio capaz de conter a elevada radiação produzida. Esse prédio foi construído pelo Fundo de Construção da Universidade de São Paulo (FUNDUSP), utilizando recursos conseguidos com a venda da areia retirada para a construção da Raia Olímpica da USP [2]. Estes foram os marcos que deram início ao LAL.

Imagens do MKII, que funcionou no IFUSP desde 1971 até sua desativação em 1993 [1], são mostradas nas figuras 1.2 (a) e (b).



(a) Parte inicial do acelerador.



(b) Parte final do acelerador.

Figura 1.2: Imagens do MKII.

Desde a desativação do antigo linear, o LAL está construindo um novo acelerador de elétrons. O novo acelerador será recirculado, do tipo Mícrotron

race-track, produzirá um feixe de onda contínua (*cw*) com energia máxima (inicialmente prevista) de 38 MeV e terá alto fator de utilização (100% - *c.w.*).

O baixo fator de utilização do MKII dificultava a sua utilização em experimentos de coincidência em linha, isto é, aqueles nos quais se correlacionam as partículas incidentes e ejetadas pelas reações nucleares. Este tipo de experiência é interessante de ser realizada em física nuclear por fornecer resultados de maior qualidade. Já o acelerador Mícrotron, por ter fator de utilização mais alto, possibilitará um salto qualitativo nas experiências a serem realizadas no LAL, em física nuclear básica com experiências de coincidência em linha [4, 5], em física da matéria condensada [6], em física atômica, física médica e das radiações. As principais características do projeto do novo acelerador são resumidas na tabela 1.1.

Esse acelerador possuirá dois estágios de aceleração: o primeiro, com 5 voltas, chamado de Mícrotron *Booster*, que elevará a energia do feixe, preparando-o para o segundo estágio, de 43 voltas, chamado de Mícrotron Principal. Além disso, um acelerador linear trabalha como sistema de injeção de feixe para o Mícrotron *Booster*. Este sistema é composto por um estágio de conformação do feixe, onde se encontram as cavidades do *chopper* e do *buncher* que preparam o feixe para a aceleração, e de um estágio de pré-aceleração, composto por uma estrutura aceleradora de β variável e de outra dividida em duas partes com β diferentes [7] [1].

A figura 1.3 mostra, em vista isométrica, um desenho artístico da montagem do novo acelerador no prédio do acelerador linear. Na mesma figura pode-se ver o posicionamento do monocromador de fótons (*tagger*) [5] na sala experimental, que fica 2,68 m abaixo da sala do acelerador, de forma a minimizar o *background*. No lado oposto ao *tagger*, aparece a linha de feixe que será dedicada a experimentos de bremsstrahlung (com alta intensidade de feixe) ou experiências com raios-X produzidos por bremsstrahlung coerente [6]. Pretende-se realizar também experiências de fluorescência nuclear ressonante e de física das radiações que envolvem estudos da deposição de energia por elétrons em cristais para uma melhor compreensão dos fenômenos que

[1] β se refere ao fator relativístico $\beta = v/c$ usado para o projeto das cavidades.

ocorrem em detetores de raios gamma de germânio hiper-puro (HPGe) [8].

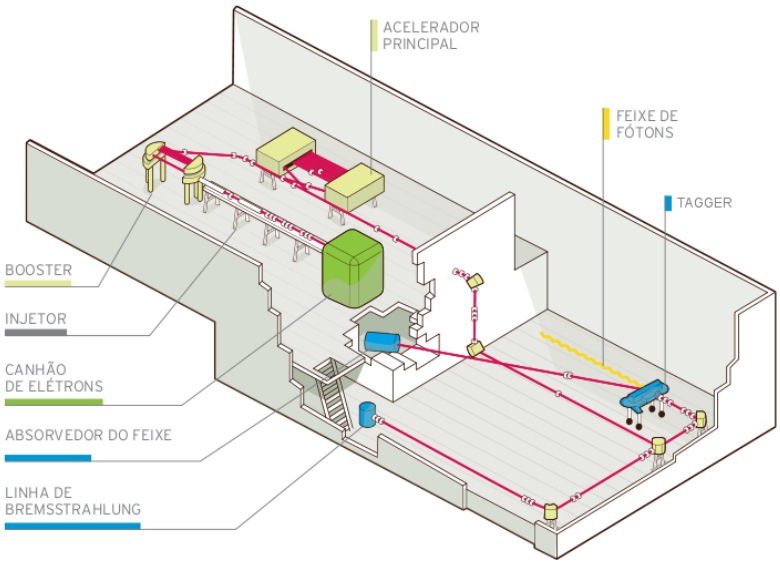


Figura 1.3: Vista isométrica do prédio do acelerador Mícrotron.

Com o início de operação do sistema injetor [9, 10, 11] foram possíveis as primeiras caracterizações do feixe produzido pela máquina que está sendo construída [12]. A experiência adquirida com estas caracterizações mostrou que, um sistema de monitoramento acurado é essencial para a sintonia dos elementos ópticos do acelerador, principalmente no atual momento do projeto, onde o início de operação do Mícrotron *Booster* requer uma boa caracterização do feixe na sua entrada para a otimização de seus parâmetros ópticos, de sincronia e de estabilidade.

Com os objetivos de prover um feixe de 1,8 MeV de energia para usuários interessados em realizar pesquisas de física atômica e molecular, e o de viabilizar uma estrutura de caracterização do feixe na entrada do primeiro estágio de aceleração, foi projetada e construída uma derivação da linha de feixe na saída do acelerador linear (injetor). Esta derivação consiste de um elemento magnético (dipolo) que curva o feixe em 45° e duas lentes quadrupolares, que transportam o feixe até um sistema de monitoramento e para uma câmara de amostras.

Tabela 1.1: Especificações de projeto para o Mícrotron do IFUSP.

Canhão de elétrons	
Energia de saída	100 keV (±0,1%)
Corrente	1,0 mA
Emitância transversal	10 π.mm-mrad
Perveância (estimado)	$3 \times 10^{-9} A/V^{3/2}$
Injetor	
Energia de entrada	0,1 MeV
Energia de saída	1,8 MeV
Dispersão em energia	±2,3 keV
Diâmetro do feixe	2,6 mm
Potência de RF (*cw*)	9,0 + 9,0 kW
Comprimento	1,00 + 1,47 m
Mícrotron *Booster*	
Energia de entrada	1,8 MeV
Energia de saída	4,95 MeV
Corrente máxima	50 μA
Ganho médio de energia por volta	0,70 MeV
Número de voltas	5
Comprimento da seção aceleradora	0,78 m
Potência de RF (*cw*)	7,0 kW
Campo magnético recirculador	0,0986 T
Raio da primeira órbita	7,503 cm
Raio da última órbita	18,2 cm
Mícrotron principal	
Energia de entrada	4,95 MeV
Energia de saída	38 MeV
Corrente máxima	50 μA
Ganho de energia por volta	0,93 MeV
Número de voltas	43
Comprimento da seção aceleradora	1,04 m
Potência de RF (*cw*)	13,0 kW
Campo magnético recirculador	0,1587 T
Raio da primeira órbita	11,5 cm
Raio da última órbita	68,6 cm

Neste trabalho é proposto o estudo, projeto e construção de um sistema de monitoramento baseado em Radiação Óptica de Transição (ROT) para ser usado no Mícrotron do IFUSP e atuar no final da derivação da linha de feixe na saída do acelerador linear. Este tipo de sistema de monitoramento tem sido muito estudado em aceleradores com feixes de diversas energias, e no Mícrotron do IFUSP pretendemos aplicá-lo na caracterização do feixe na saída do injetor para prover dados confiáveis para o início de operação e caracterização do Mícrotron *Booster*.

1.2 Tipos de sistema de monitoramento de feixe do Mícrotron do IFUSP

Sistemas de monitoramento de feixe, ou sistemas de diagnóstico, são partes essenciais em aceleradores. São sistemas que nos fornecem informações das propriedades do feixe e de como ele se comporta na máquina. Durante as fases de início de operação e de sintonia, o controle do acelerador dependerá da caracterização do feixe em relação a parâmetros como posição, perfis transversais, divergência e corrente.

Atualmente o sistema de monitoramento do feixe do Mícrotron do IFUSP é composto por monitores de corrente, de posição por medidas eletromagnéticas e *view-screens*.

1.2.1 Monitores de corrente

A maneira mais simples de se medir a corrente de um feixe é coletá-lo, através de uma colisão com um material condutor (denominado coletor), e conduzir a corrente elétrica gerada até um integrador de carga, como ilustrado esquematicamente na figura 1.4. Historicamente este foi o primeiro método usado e ainda é empregado para baixas energias. Este tipo de monitor também é conhecido como copo de Faraday. É preciso atentar para o fato de que no coletor, a espessura necessária para barrar totalmente o feixe cresce com a energia [13], e com a emissão de elétrons secundários que tendem a alterar o sinal medido.

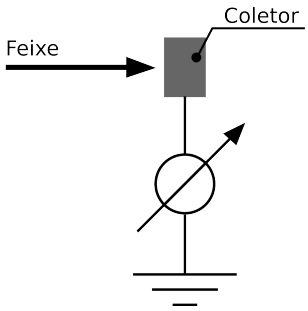


Figura 1.4: Esquema de um monitor de corrente.

No Mícrotron do IFUSP, alguns colimadores do feixe podem funcionar como coletores por estarem eletricamente isolados da câmara de vácuo do acelerador. Eles coletam a carga nele incidente e o sinal elétrico gerado é encaminhado para a sala de controle onde é medido por um integrador de carga. Esta medida nos dá a informação da perda de corrente neste colimador, variável esta que precisa ser minimizada alterando-se as configurações do sistema óptico do acelerador.

A mesma medida também é realizada com o sinal coletado nos copos de Faraday. Este é instalado provisoriamente na saída de sistemas em teste ou em caracterização. A diferença é que neste elemento, todo o feixe é coletado para uma medida total de corrente do feixe, e esta variável deve ser maximizada com o sistema óptico do acelerador.

1.2.2 Monitores de Posição por Medidas Eletromagnéticas

O Mícrotron do IFUSP também possui um sistema de monitoramento de posição do feixe baseado em medidas de ondas eletromagnéticas.

Por ser um feixe de onda contínua (pacotes de feixe são enviados continuamente numa taxa de bilhões de pacotes por segundo), pode-se usar o feixe para excitar um sinal elétrico numa antena de micro-ondas inserida em uma cavidade ressonante. O sinal induzido na antena é inversamente proporcional à distância do feixe à antena.

Utilizando-se quatro antenas dispostas simetricamente, como ilustrado na

figura 1.5, pode-se usar o sinal de cada antena para se inferir a posição do feixe.

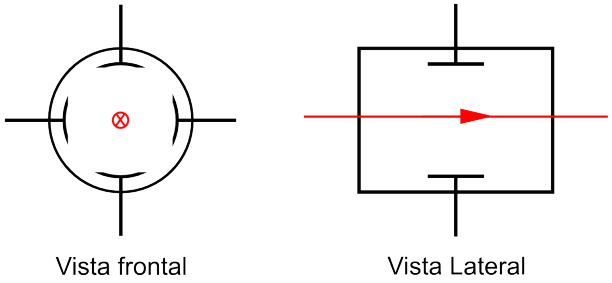


Figura 1.5: Ilustração do monitor de posição por medidas eletromagnéticas. Posição e direção de propagação do feixe indicados em vermelho.

Por ser um monitor não interceptativo e não interferir no feixe, é um monitor de posição muito útil para ser usado nas órbitas do Mícrotron. Neste caso específico ele será instalado na saída da estrutura aceleradora, e por ele passarão os feixes de todas as órbitas. Por meio de pulsações de baixa frequência no feixe é possível se separar o sinal proveniente da excitação do feixe de cada órbita.

1.2.3 Dispositivos de Imageamento

Dispositivos de imageamento são aqueles que permitem o diagnóstico por meio da formação de imagens do feixe. Estas imagens são observadas por meio de um sistema de captura de imagens na sala de controle.

Os dispositivos de imageamento atualmente usados no diagnóstico do feixe no Mícrotron do IFUSP são as telas fluorescentes, também chamados de *view-screens*. Estes são monitores compostos de uma tela de material que fluorescem ao interceptar o feixe. Ao incidir sobre a tela fluorescente, o feixe produz uma imagem de acordo com sua posição, seu contorno e sua distribuição de carga.

O posicionamento desta tela para interceptar ou liberar o feixe é feito por um sistema eletro-pneumático acionado pelo sistema de controle. O esquema de um *view-screen* é apresentado na figura 1.6. Nele o feixe incide na tela em um ângulo de 45°, para possibilitar a observação pela câmera de vídeo

[9]. Na figura 1.7 é mostrada uma imagem da tela do segundo *view-screen* do sistema injetor obtida com o sistema de captura.

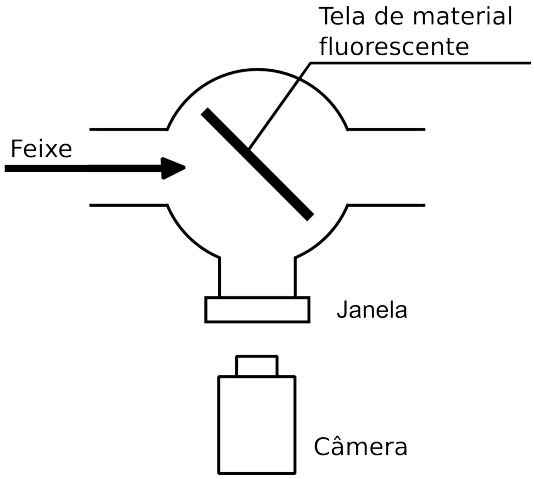


Figura 1.6: Esquema de um *view-screen*.

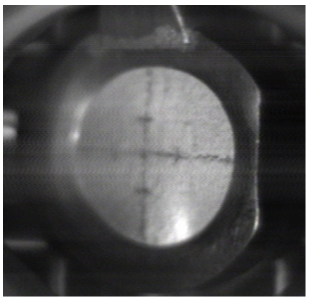


Figura 1.7: Imagem do segundo *view-screen* do sistema injetor do Mícrotron do IFUSP.

Para se extrair dados quantitativos das imagens, existem duas linhas, uma vertical e outra horizontal, ambas com escalas, que auxiliam a determinação do centro da câmara de vácuo e de medidas de comprimento nas imagens. Com esta escala é possível se obter o tamanho do feixe e o seu deslocamento relativo ao centro da câmara.

As marcações na tela de material fluorescente são feitas em grafite devido às propriedades físicas do material fluorescente (aspereza, dureza e tenacidade) e pelo fato da tela estar em alto-vácuo e sofrer aquecimento devido à incidência do feixe, o uso de tintas não é recomendável.

A resolução de medidas lineares pode ser avaliada na imagem do segundo *view-screen*, mostrada na figura 1.7. As escalas definem, nas direções vertical e horizontal, (4,0 ± 0,5) mm nos dois sentidos. Assim, numa dada direção, a distância entre as duas marcações é de (8,0 ± 0,7) mm. Na imagem, estas distâncias são dadas por (82 ± 2) pixeis para a direção vertical e (73 ± 2) pixeis na direção horizontal. A incerteza destes valores é dada pela espessura da marcação de grafite em pixeis.

A constante de calibração, que é dada pela razão da distância das marcações pela distância vista na imagem (a constante horizontal deve ser corrigida por cos (45°) devido à inclinação da tela nesta direção), tem seus valores expressos na tabela 1.2.

Tabela 1.2: Constantes de calibração e incertezas.

Direção	Valor (mm/pixel)	Incert. (mm/pixel)	Incert. relativa (%)
Horizontal	0,077	0,009	11
Vertical	0,098	0,007	7

O que mostra que medidas lineares com *view-screen*s possuem entre 7 e 11% de incerteza, definindo assim a resolução do instrumento.

Para a realização de medidas de divergência com este instrumento de monitoramento, deve-se obter duas imagens do perfil do feixe em duas posições distintas, separadas por uma linha reta na qual não haja a influência de qualquer campo eletromagnético. Nestas condições, a divergência é dada pela diferença entre os raios do feixe nas duas imagens dividido pela distância entre os dois *view-screen*s.

Assim a incerteza relativa da medida da divergência, tomando-se a incerteza da medida da distância entre os dois *view-screen*s desprezível frente ao próprio valor da distância, é da ordem de 40% maior que a incerteza das medidas lineares, levando a uma incerteza relativa entre 10 e 16%. Esse aumento da incerteza é um reflexo da necessidade de dois pontos de observação para a medida da divergência.

1.3 Limitações do sistema de monitoramento do feixe do Mícrotron do IFUSP

Os sistemas de monitoramento do Mícrotron do IFUSP apresentam algumas limitações. Por exemplo, com relação aos monitores de carga, a limitação está no fato de ser obtido apenas o valor total da corrente do feixe, ou seja, não é possível se obter a distribuição de corrente no seu perfil transversal. Já nos colimadores só é possível saber a proporção de carga perdida, mas não é possível saber se o feixe e o orifício do colimadores estão concêntricos.

No caso dos monitores de posição por medidas eletromagnéticas, apesar da vantagem de não interceptarem o feixe, sua limitação reside no fato de que só é possível extrair informações sobre a posição da centroide do feixe. Informações como diâmetro e envoltória são totalmente inacessíveis com este dispositivo de diagnóstico.

Com os *view-screen*s é possível obter informações sobre a posição, diâmetro e envoltória, porém, além de interceptar o feixe, não é possível obter informações sobre a distribuição transversal de carga real do feixe. O tempo de resposta (ou meia vida), que nos melhores casos é da ordem de microssegundos, podem resultar na saturação de emissão devido ao acúmulo de cargas [14], e esta não linearidade do processo de fluorescência deforma a distribuição observada.

É possível se demonstrar [15], partindo de um modelo de saturação para a intensidade de luz emitida pelo processo de fluorescência em função da corrente de feixe incidente na tela, que a deformação na distribuição ocorre de forma a aumentar o desvio padrão da distribuição de carga. Isso é ilustrado na figura 1.8, onde é mostrada a diferença entre a distribuição de intensidade de luz (linha contínua) e a de carga (linha tracejada) em três situações distintas: a primeira onde não há saturação na emissão de luz, a segunda onde a ocorre uma leve saturação e a terceira onde ocorre uma saturação forte.

Basicamente este efeito é dependente do material utilizado, e da densidade de carga do feixe. Na referência [14] é apresentado um estudo comparativo entre diversos tipos de materiais fluorescentes usualmente utilizados para imageamento de feixes, na observação do mesmo feixe em condições ótimas

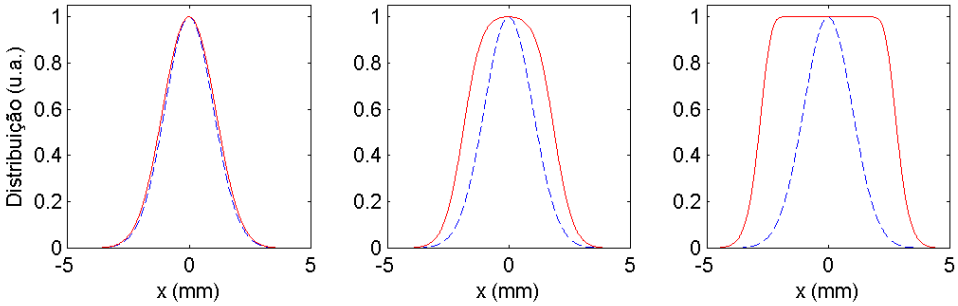


Figura 1.8: Efeito da saturação do fenômeno de fluorescência na medida da distribuição de carga usando um *view-screen*. Da esquerda para a direita os gráficos apresentam ordem crescente de saturação. (Intensidade de luz: linha contínua; Carga: linha tracejada).

de reprodutibilidade. A figura 1.9 é reproduzida desta referência.

É possível se observar resultados diferentes para cada material. A terceira imagem na segunda linha é uma imagem obtida com Radiação Óptica de Transição (ROT), que tem se mostrado uma alternativa ao processo de luminescência. A ROT será melhor analisada adiante.

Outro fenômeno importante que prejudica as medidas com telas fluorescentes está relacionado com a espessura da tela [16]. Espalhamentos

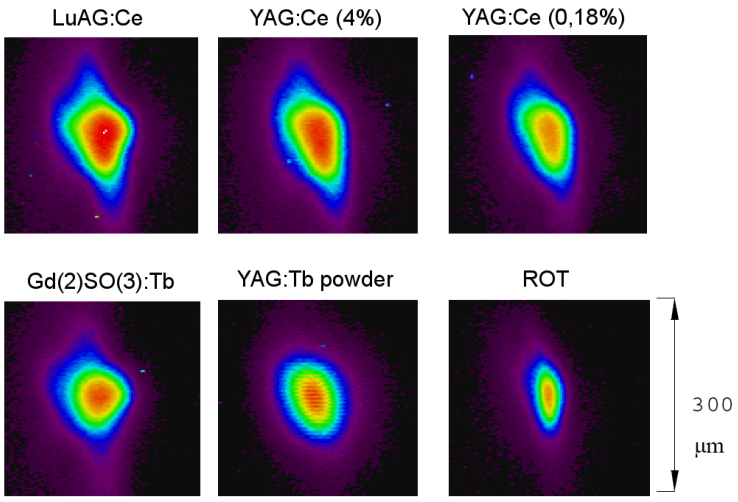


Figura 1.9: Figuras do mesmo feixe, em condições de alta reprodutibilidade, obtidas com telas de diferentes materiais fluorescentes.

múltiplos dentro do material aumentam o tamanho aparente. Como a tela está inclinada de 45° na direção horizontal, esta é a direção mais afetada pelo espalhamento, como pode ser observado na figura 1.10. Os espalhamentos internos fazem com que a distância A seja medida como B.

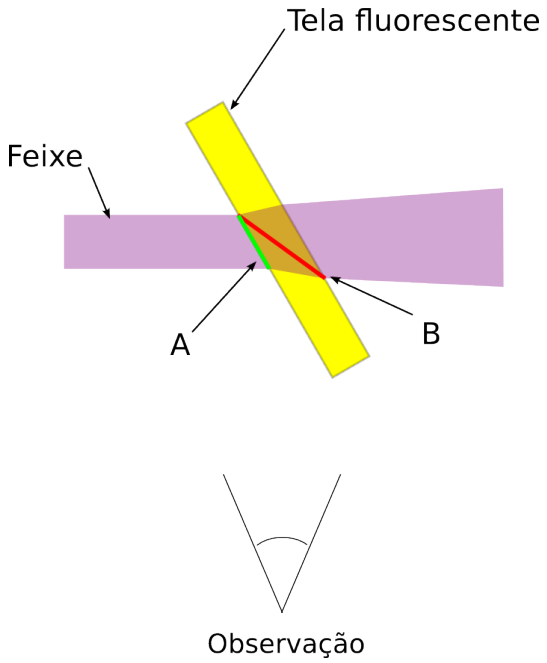


Figura 1.10: Efeito da espessura da tela fluorescente na medida do diâmetro do feixe.

Além destas limitações, os *view-screens* apresentam problemas de resolução referentes ao tamanho dos grânulos do material fluorescente que, em geral, se apresenta em forma de uma pastilha compactada. Devido a excitações secundárias internas ao material, um grânulo se acende por completo, e dependendo do tamanho do feixe em relação ao tamanho dos grânulos, este fenômeno pode piorar muito a resolução do monitor.

Por estes motivos, mesmo melhorando a resolução das marcações para diminuir a incerteza relativa das medidas lineares, o *view-screen* é um instrumento limitado para monitoramento do feixe.

1.4 A necessidade de um novo sistema de monitoramento

Pelo fato de aceleradores do tipo Mícrotron serem máquinas com parâmetros críticos de sintonia e sincronia[2], as características do seu feixe de entrada devem ser muito bem conhecidas. Com estas informações, as simulações computacionais podem corresponder às condições reais de funcionamento do acelerador e, assim, auxiliar a procura dos parâmetros ótimos de operação.

Com isso, dadas as limitações do sistema de monitoramento de feixe atualmente em funcionamento no Mícrotron do IFUSP (que foram citadas na seção anterior), e com a crescente necessidade de caracterizações confiáveis do feixe por conta do início de operação do Mícrotron *Booster*, faz-se necessário um outro sistema de monitoramento. Este novo sistema deve ser compacto, e fornecer informações sobre o maior número possível de variáveis relacionadas ao feixe.

Especificamente, são necessárias informações das características transversais e longitudinais do feixe, sendo que as longitudinais são de importância fundamental na estabilidade de fase em aceleradores do tipo mícrotron e não existe atualmente nenhum tipo de monitor instalado na máquina para estas análises.

Esta tese defende que um bom candidato a ocupar este posto é um dispositivo de monitoramento baseado em Radiação Óptica de Transição (ROT). Este também é um dispositivo de imageamento de feixe, com a diferença de que a luz produzida para formar a imagem é gerada por um processo físico diferente, e que apresenta uma série de vantagens sobre o processo de fluorescência, como será detalhado posteriormente. Assim, todas as técnicas de caracterização de feixe que são aplicadas com dispositivos de imageamento são aplicáveis também a este monitor. Isto constitui uma vantagem, uma vez que podemos usar as técnicas usuais e consagradas de caracterização.

[2]Neste trabalho o termo sintonia se refere aos parâmetros ópticos do feixe, como o casamento entre o seu espaço de fase e a admitância do estágio de aceleração, enquanto que o termo sincronia é usado para se referir ao ajuste da fase do pacote de partículas em relação à micro-ondas.

1.5 Organização desta tese

Esta tese está organizada de forma a apresentar o trabalho desenvolvido de projeto, construção, testes e uso de um sistema de monitoramento de feixe baseado em ROT para o feixe do Mícrotron do IFUSP.

No capítulo 2 serão apresentados os detalhes teóricos da radiação de transição. No capítulo 3 serão apresentadas as formas de utilização da ROT em diagnósticos de feixes. A ROT pode ser aplicada em mais de uma maneira, e a escolha da forma de utilização depende essencialmente da energia do feixe e da sua divergência.

No capítulo 4 apresentaremos algumas simulações e o código SimOTR. No capítulo 5 serão apresentados o projeto e os detalhes de construção do dispositivo construído para o Mícrotron do IFUSP, bem como seus testes. E na sequência, os resultados das caracterizações realizadas com o dispositivo construído.

Para finalizar, no capítulo 7 de conclusões e perspectivas, serão discutidos os resultados obtidos nas caracterizações, bem como os pontos fortes e fracos do projeto, juntamente com uma explanação das perspectivas de trabalho que se abrem com os resultados obtidos.

Algumas demonstrações, desenhos técnicos e o código fonte do programa SimOTR serão apresentados nos apêndices.

Capítulo 2

Fundamentos teóricos da Radiação de Transição

Neste capítulo, apresentaremos os fundamentos teóricos da radiação de transição. O texto foi elaborado de forma a apresentar a origem deste processo de produção de radiação, bem como a sua relação com outros processos de emissão por movimento de partículas carregadas, e as suas principais características.

No capítulo 3 será apresentado como essas características podem ser exploradas para o uso em diagnóstico de feixes em aceleradores de partículas. Esperamos que este capítulo sirva de base para a compreensão do fenômeno e para a argumentação que se segue sobre o projeto do dispositivo para o Mícrotron do IFUSP.

Existem vários formalismos para se estudar a Radiação de Transição. Como por exemplo, o método dos fótons virtuais [17], de correntes de superfície [18] e o formalismo vetorial através das equações de Maxwell [19]. Nós optamos por utilizar o formalismo apresentado por Wartski [20], que é um formalismo baseado em expansão de dipolo e que possibilita a discussão de uma série de propriedades da radiação de transição de uma forma mais direta e permite uma noção mais intuitiva do processo.

2.1 Contexto histórico

Em 1901, Lord Kelvin fez a previsão de que radiação eletromagnética deveria ser produzida quando uma partícula carregada se movesse com velocidade superior à da luz. Esta predição foi baseada inteiramente em analogia às ondas de Mach, que são ondas sonoras intensas produzidas quando um corpo se move com velocidade maior que a velocidade do som. Esta predição de Kelvin mostrou-se inconsistente com o que ele mesmo acreditava acerca da propagação da luz. Ele acreditava que a luz era uma onda que se propagava no éter, e que este era um meio incompressível, o que é incompatível com as ondas de Mach. Isso fez com que as predições de Kelvin fossem esquecidas [21].

Já no ano de 1904, o físico alemão Sommerfeld considerou a eletrodinâmica de uma partícula carregada em movimento uniforme no vácuo, e chegou à conclusão de que haveria emissão de radiação se a velocidade da partícula excedesse a velocidade da luz. Entretanto, no ano seguinte, Einstein argumentou, com a teoria da relatividade especial, que as partículas não podem se propagar com velocidade maior que a da luz e, com isso, as ideias de Sommerfeld foram descartadas [21].

Não havia, na época de Sommerfeld, nenhuma razão para se analisar o movimento de partículas em um meio material, uma vez que não era considerado fisicamente realizável. Assim, nos 30 anos que sucederam o trabalho de Sommerfeld, nenhum físico considerou o movimento de partículas carregadas em meios diferentes do vácuo. Este estudo só foi feito em 1937 por Tamm e Frank [22], que calcularam a radiação emitida por uma partícula com velocidade constante em um meio com índice de refração dependente da frequência da radiação. Este estudo veio explicar o fenômeno de emissão de radiação observado em 1934 por Vavilov e Cherenkov. Esta radiação ficou conhecida como Radiação de Cherenkov (RC) [21].

Neste meio tempo, em 1919, Lilenfeld observou que, além dos raios X, uma radiação com espectro desde a faixa da luz visível até o ultravioleta era emitida quando elétrons colidiam com o ânodo em um tubo de raios catódicos. Esta radiação tinha polarização, espectro e intensidade característicos, e ficou

conhecida na época como radiação de Lilenfeld (RL).

Havia uma tendência natural, na época, de se atribuir a RC e a RL a alguma das muitas formas de fluorescência. Demonstrar que a RC era um fenômeno novo e não relacionado com o fenômeno de fluorescência foi uma tarefa muito difícil, e que valoriza ainda mais a contribuição feita por Vavilov e Cherenkov [23].

Uma vez que a RC é produzida por uma partícula em movimento retilíneo uniforme, é natural nos perguntarmos se este é o único processo em que uma partícula produz radiação com um movimento retilíneo de velocidade constante, e as concepções de Frank e Tamm sobre a RC deram novas formas de abordagem para os problemas eletrodinâmicos relacionados à RL.

Atualmente, não se usa mais o termo radiação de Lilenfeld. Descobriu-se que a radiação, que era chamada assim na época, é produzida por dois fenômenos que, apesar de correlatos, são distintos: A radiação de transição (RT) (do inglês *transition radiation*), que é a radiação emanada por uma partícula carregada ao cruzar a interface entre dois meio com propriedades eletromagnéticas diferentes, e radiação de difração (RD) (do inglês *difraction radiation*), que é a radiação emanada por uma partícula ao se mover próxima a um meio condutor.

A existência da Radiação de Transição (RT), que é o escopo deste trabalho, foi predita teoricamente por Frank (o mesmo da radiação de Cherenkov) e Ginzburg, em 1946, e sua primeira constatação foi feita por Goldsmith e Jelley em 1959. Apesar de Lilenfeld ter observado antes, ele não havia reconhecido a natureza do processo.

A origem desta radiação é a mesma da radiação de Bremsstrahlung (RB), uma vez que, se a velocidade da partícula muda em qualquer ponto da trajetória, o resultado é a modificação dos campos eletromagnéticos que a partícula carrega, produzindo a RB. De forma similar, se a partícula se move com velocidade constante e atravessa a interface entre dois meios com propriedades ópticas diferentes, os seus campos eletromagnéticos são modificados pela diferença na velocidade de propagação dos campos eletromagnéticos em cada meio, e pelas propriedades de absorção do segundo meio, produzindo a RT [19].

Apesar de guardar estreita ligação com a RC e com a RB, algumas diferenças relevantes devem ser apontadas. Muitas vezes a radiação de transição é considerada um efeito de segunda ordem da RC. Mas é importante frisar que a emissão da RC só ocorre quando uma partícula carregada em movimento retilíneo e uniforme tem uma velocidade que excede a velocidade da luz no meio em que está imersa ($v > c/n$, onde n é o índice de refração do meio, dependente do comprimento de onda da luz), já a RT ocorre para qualquer velocidade da partícula. Além disso, a RB tende a se anular para partículas de massas elevadas, já a RT ocorre para qualquer massa da partícula [19]. Assim, apesar das analogias, a RT é um fenômeno diferente da RC e da RB.

2.2 Radiação emitida por uma partícula em movimento

Para darmos início ao estudo dos fundamentos teóricos da RT, temos de fazer algumas considerações acerca da eletrodinâmica de uma carga pontual em movimento. Vamos assumir que esta se propaga em um meio isotrópico e não magnético, ou seja, com permissividade elétrica ϵ[1], homogênea no espaço e estática no tempo, e com permeabilidade magnética μ, não só homogênea e estática, mas também igual à do vácuo ($\mu = 1$)[2].

Consideremos também que o movimento desta carga, entre os instantes t_0 e t, se dê ao longo de uma trajetória $\vec{r}(t)$, com velocidade $\vec{v}(t)$ e que os vetores $\vec{R}_0$ e $\vec{R}$ conectem, respectivamente, as posições da partícula nos instantes t_0 e t ao ponto de observação M. Veja estas definições na figura 2.1.

A distância entre a carga e o ponto de observação em um determinado instante, pode ser expandida em série como segue:

$$R = R_0 \left(1 - \frac{\vec{r} \cdot \hat{n}}{R_0} + \frac{|\vec{r}|^2}{2R_0^2} - \frac{(\vec{r} \cdot \hat{n})^2}{2R_0^2} + \cdots \right) \tag{2.1}$$

onde $\hat{n}$ é um vetor unitário na direção de $\vec{R}_0$. Para simplificar a notação,

[1] O que implica em um índice de refração igual a $\sqrt{\epsilon}$.

[2] Por conveniência, vamos adotar o sistema CGS de unidades, onde $\epsilon_0 = \mu_0 = 1$.

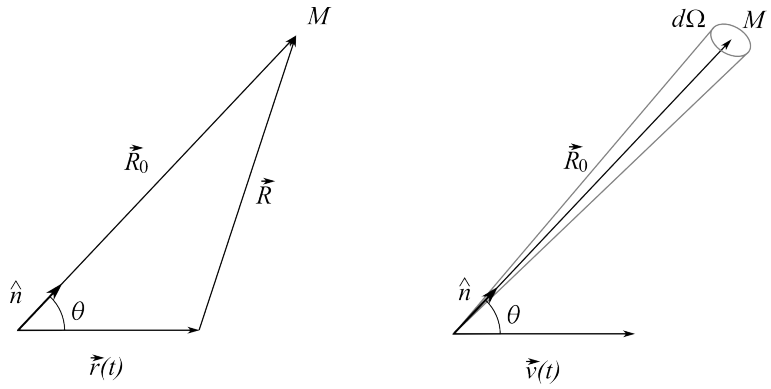


Figura 2.1: Definições gerais do sistema de coordenadas.

omitimos a dependência do tempo em $\vec{r} = \vec{r}(t)$, e R_0 é o módulo de $\vec{R}_0$.

Queremos calcular os campos no ponto de observação M, gerados pela carga em movimento. Para isso, usamos os potenciais de Lienard-Wiechert associados à partícula em movimento e, assim, podemos calcular o fluxo de energia por unidade de área e de tempo usando o vetor de Poynting.

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi}\vec{E} \times \vec{H} = \frac{c}{4\pi\sqrt{\epsilon}}|\vec{H}|^2\hat{n} \tag{2.2}$$

onde $\vec{S}$ é o vetor de Pointing, c é a velocidade da luz e $\vec{E}$ e $\vec{H}$ são, respectivamente, o campo elétrico e o campo de indução magnética.

Pode-se então calcular o fluxo de energia por unidade de ângulo sólido e por unidade de tempo:

$$\frac{d^2W}{d\Omega dt} = \frac{c}{4\pi\sqrt{\epsilon}}R_0^2|\vec{H}|^2 \tag{2.3}$$

onde W é a energia radiada e Ω é o ângulo sólido.

De forma a obter a densidade espectral, usamos a transformada de Fourier do vetor $\vec{H}$, obtendo:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}R_0^2|\vec{H}_\omega|^2 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}R_0^2|\nabla \times \vec{A}_\omega|^2 \tag{2.4}$$

onde $\vec{A}_\omega$ é a transformada de Fourier do potencial magnético vetorial, dado por:

$$\vec{A}_\omega = \frac{1}{c}\int \frac{\vec{j}_\omega}{R} e^{i\vec{k}\cdot\vec{R}} dV \tag{2.5}$$

com $\vec{k}$ sendo o vetor de onda da radiação, cujo módulo é dado por $k = \omega\sqrt{\epsilon}/c$, dV é um elemento infinitesimal de volume, dado por $dV = R^2 \text{sen}\,\theta d\theta d\phi dR$, com ϕ sendo a coordenada angular azimutal, e $\vec{j}_\omega$ sendo a transformada de Fourier do vetor densidade de corrente que, para a carga pontual, é dada por:

$$\vec{j}_\omega = \frac{e}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \vec{v}(t)\delta\left[\vec{r} - \vec{r}(t)\right] e^{i\omega t} dt \tag{2.6}$$

onde e é a carga da partícula, $\vec{v}(t)$ é o seu vetor velocidade e $\delta[\vec{r} - \vec{r}(t)]$ é a função delta de Dirac.

Tomando o ponto de observação distante da fonte, podemos aproximar $R \approx R_0 - \vec{r}\cdot\hat{n}$ no fator de fase[3], e $R \approx R_0$ (ver equação 2.1) no denominador da equação 2.5. Esta é a chamada aproximação de dipolo para campo distante, que nos leva a:

$$\vec{A}_\omega = \frac{e}{2\pi c}\frac{e^{ikR_0}}{R_0}\int_{-\infty}^{\infty} \vec{v} e^{i[\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r}(t)]} dt \tag{2.7}$$

Temos então que o vetor indução magnética é dado por:

$$\vec{H}_\omega = \nabla \times \vec{A}_\omega = \frac{-i\omega e}{2\pi c^2}\frac{e^{ikR_0}}{R_0}\int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\epsilon}\left[\hat{n} \times \vec{v}(t)\right] e^{i[\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r}(t)]} dt \tag{2.8}$$

Note que, com a aplicação do rotacional, temos um fator $\sqrt{\epsilon}$ que vamos manter dentro da integral[4]. Substituindo 2.8 em 2.4, finalmente nos leva a expressão da radiação que uma partícula emite na direção do ponto de

[3] $\vec{k}\cdot\vec{R} \approx \vec{k}\cdot(R_0 - \vec{r}\cdot\hat{n})\,\hat{n} = \vec{k}\cdot R_0\hat{n} - \vec{k}\cdot(\vec{r}\cdot\hat{n})\,\hat{n} = kR_0 - \vec{k}\cdot\vec{r}$. Lembrando que $\vec{k}//\vec{R}_0//\hat{n}$.

[4] $\nabla \times \vec{A}_\omega = -i\vec{k} \times \vec{A}_\omega$, com $\vec{k} = (\omega\sqrt{\epsilon}/c)\hat{n}$.

observação M, ao executar um movimento ao longo da trajetória $\vec{r}(t)$, por unidade de ângulo sólido e por unidade de frequência:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2\omega^2}{4\pi^2c^3}\left|\int_{-\infty}^{\infty}\sqrt{\epsilon}\left[\hat{n}\times\vec{v}(t)\right]e^{i[\omega t-\vec{k}\cdot\vec{r}(t)]}dt\right|^2 \tag{2.9}$$

Note que, nesta equação, se a partícula executa uma trajetória em movimento retilíneo e uniforme, imersa em um meio homogêneo, temos:

$$\begin{aligned}\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} &= \frac{e^2\omega^2\epsilon}{4\pi^2c^3}\left|\left[\hat{n}\times\vec{v}\right]\int_{-\infty}^{\infty}e^{i[\omega-\vec{k}\cdot\vec{v}]t}dt\right|^2 \\ &= \frac{e^2\omega^2\epsilon}{4\pi^2c^3}v^2\text{sen }^2\theta.\left\{\delta\left[\omega-\vec{k}\cdot\vec{v}\right]\right\}^2 \end{aligned} \tag{2.10}$$

que só não se anula para o caso restrito de $\omega = \vec{k}\cdot\vec{v}$, que nos leva à condição para emissão da radiação de Cherenkov.

$$\omega - \vec{k}\cdot\vec{v} = \omega\left(1-\beta\sqrt{\epsilon}\cos\theta\right) = 0 \Rightarrow \cos\theta = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}\beta} \tag{2.11}$$

Para os casos em que esta condição não é satisfeita, não ocorre emissão de radiação.

Voltando à equação 2.9, podemos analisar outras situações onde também ocorra a emissão de radiação. Para que a integral não se anule e consequentemente o ocorra a emissão, deve haver uma dependência temporal no termo multiplicativo da exponencial no integrando. Por exemplo, uma variação da velocidade ($\vec{v}$), seja com a aceleração colinear ou perpendicular a ela, causa a não anulação da integral e consequentemente, emissão de radiação. À radiação emitida quando a aceleração e a velocidade são colineares, damos o nome de Radiação de Bremsstralung (RB). Enquanto que, quando a aceleração e a velocidade são perpendiculares, damos o nome de Radiação Síncrotron (RS). Para mais detalhes sobre a relação da aceleração com a integral da equação 2.9 veja as páginas 709 e 676, respectivamente, da referência [24].

2.3 A Radiação de Transição

Vimos na seção anterior, que uma partícula carregada em movimento uniforme só emite radiação se a condição da radiação de Cherenkov for satisfeita, e argumentamos que a variação da velocidade de uma partícula carregada em movimento acelerado provoca a emissão de radiação.

Agora, vamos analisar o que acontece se provocarmos uma alteração no meio em que a partícula carregada está imersa. Foi visando este estudo que mantivemos o índice de refração, $n = \sqrt{\epsilon}$, dentro da integral na equação 2.9. O valor de ϵ depende da posição em que a partícula se encontra e, uma vez que esta se encontra em movimento, existe uma dependência temporal implícita da permissividade nos casos em que ela possua uma variação espacial. Na verdade, a equação 2.9 inclui também efeitos de variações temporais explícitas de ϵ, mas estas não fazem parte do escopo deste trabalho.

Vamos supor que a velocidade da partícula seja constante, mas que haja uma variação espacial da permissividade elétrica. Desta forma, a equação 2.9 pode ser escrita como:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2\omega^2}{4\pi^2c^3}\left|[\hat{n}\times\vec{v}]\int_{-\infty}^{\infty}\sqrt{\epsilon}.e^{i[\omega t-\vec{k}\cdot\vec{r}(t)]}dt\right|^2 \tag{2.12}$$

Como o valor de $\sqrt{\epsilon}$ depende implicitamente do tempo, temos que a integral da equação 2.12 não se anula. Qualquer perfil de variação provoca a emissão de radiação, no entanto, estamos interessados em variações abruptas, como a interface entre dois meios.

O termo "variações abruptas" está relacionado com o tempo de formação da radiação, ou seja, a variação de ϵ deve ocorrer num tempo muito menor que o tempo de formação da radiação gerada no processo para ser considerada uma transição abrupta. Para a RT esse tempo é dado por [19]:

$$t_f = \frac{2\pi}{\omega\left[1-\frac{v}{c}\cos\theta\right]} \tag{2.13}$$

Além disso, quando temos uma mudança de meio, uma outra questão que também deve ser levantada e que merece nossa atenção são as condições de

contorno para o campo elétrico e magnético na interface entre os meios.

$$\begin{aligned} \epsilon_1 \vec{E}_p^1 &= \epsilon_2 \vec{E}_p^2 \\ \vec{E}_t^1 &= \vec{E}_t^2 \\ \vec{B}_t^1/\mu_1 &= \vec{B}_t^2/\mu_2 \\ \vec{B}_p^1 &= \vec{B}_p^2 \end{aligned} \tag{2.14}$$

os índices p e t se referem às componentes perpendicular e tangente à superfície respectivamente.

O cálculo explícito destas condições de contorno consome um tempo grande. Porém, podemos usar um método que é consequência destas condições de contorno: o método das imagens, que facilitará bastante as contas, mas exigirá um pouco mais de argumentação. A vantagem desta abordagem é que ela traz uma noção intuitiva da RT.

2.3.1 Radiação de Transição para um meio condutor ideal: Incidência normal

Vamos analisar o caso particular em que a partícula carregada muda de meio, do vácuo para um meio condutor ideal. Isso significa que a trajetória da partícula cruza a interface entre o vácuo e um metal ideal. Vamos admitir que o ponto de observação M se encontra no primeiro meio, como ilustrado na figura 2.2.

Com isso, enquanto a partícula se encontra no vácuo, a superfície do metal age como um espelho com cargas induzidas, produzindo campos no lado esquerdo da interface que seriam iguais aos produzidos em uma situação onde não houvesse meio condutor, mas existisse uma outra carga, chamada de carga imagem. A carga imagem tem mesmo módulo, mas sinal oposto, e está localizada à mesma distância da interface que a partícula original, mas na direção do interior do meio condutor.

Por outro lado, quando a partícula adentra o meio condutor ideal, todos

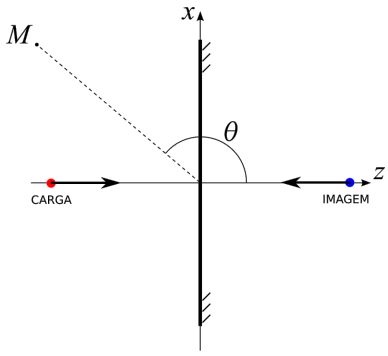


Figura 2.2: Sistema de coordenadas para o tratamento da incidência normal.

os seus campos são suprimidos pelo meio, e assim, não teremos contribuição para a radiação depois que a partícula está dentro do meio condutor. Em resumo, para o cálculo da radiação produzida por uma partícula carregada, que cruza a interface entre o vácuo e um meio condutor, temos de considerar as contribuições da própria carga e da sua imagem, até o instante da transição (considerado aqui como sendo em $t = 0$).

O caso mais simples de se analisar é o caso da incidência normal. Neste caso, a velocidade da carga imagem é $-\vec{v}$. Podemos alterar a equação 2.9 para este caso e obtemos:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2\omega^2}{4\pi^2c^3}\left|\int_{-\infty}^{0}[\hat{n}\times\vec{v}]\,e^{i[\omega t-\vec{k}\cdot\vec{r}(t)]}dt\right. \tag{2.15}$$

$$\left.-\int_{-\infty}^{0}[\hat{n}\times-\vec{v}]\,e^{i[\omega t+\vec{k}\cdot\vec{r}(t)]}dt\right|^2 \tag{2.16}$$

onde impomos que a transição ocorre em $z = 0$ no tempo $t = 0$. Além disso, o sinal negativo da segunda integral se deve à diferença de sinal entre a carga real e a sua imagem, e tomamos $\epsilon = 1$, pois estamos analisando os campos no meio vácuo.

Impondo a velocidade constante, e realizando a integral, temos:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2}{4\pi^2c^3}\left|\frac{\hat{n}\times\vec{v}}{1-\frac{\vec{v}\cdot\hat{n}}{c}} + \frac{\hat{n}\times\vec{v}}{1+\frac{\vec{v}\cdot\hat{n}}{c}}\right|^2 \tag{2.17}$$

$$= \frac{e^2\beta^2}{\pi^2 c}\frac{\text{sen}\ ^2\theta}{(1-\beta^2\cos^2\theta)^2} \tag{2.18}$$

onde θ é o ângulo entre o vetor velocidade e a direção de observação. Note que direções de emissão para o meio vácuo correspondem a ângulos tais que $90° < \theta < 270°$.

Podemos analisar a polarização da radiação analisando o produto vetorial na equação 2.17. Lembrando que calculamos o vetor de Poynting como proporcional ao vetor indução magnética $\vec{H}$, que é paralelo ao vetor campo magnético. Assim, notamos que, comparando a expressão 2.4 com a 2.17, o campo magnético está na direção de $\hat{n}\times\vec{v}$. Como o campo elétrico é perpendicular ao magnético, temos que a polarização da radiação está no plano definido por $\hat{n}$ e $\vec{v}$.

Note que a equação 2.18 tem simetria cilíndrica. Esta simetria será quebrada no caso de incidência oblíqua. A figura 2.3 mostra um gráfico polar da equação 2.18, em escala de intensidade, da emissão de RT para energias diferentes. O plano da superfície condutora é representado pela linha preta.

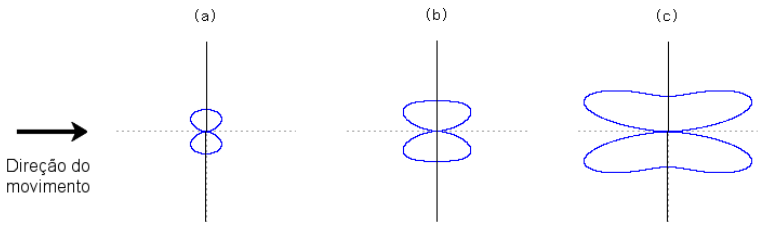
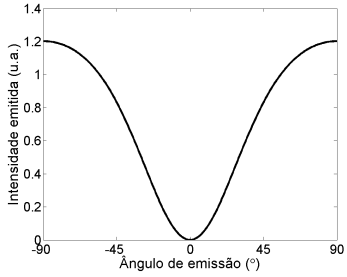


Figura 2.3: Diferenças de padrão de emissão de RT (em azul) em incidência normal à superfície (em preto) para diferentes energias. Energias: (a) 25,5 keV; (b) 511 keV; (c) 1022 keV.

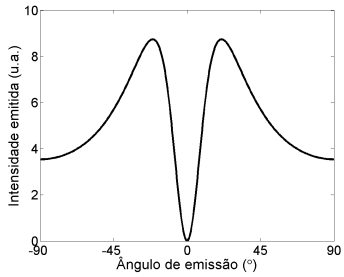
Nesta figura podemos perceber tanto a emissão frontal (na direção do interior do condutor) quanto a retro-emissão de RT (na direção contrária

à velocidade). Percebemos que são formados em cada meio dois ângulos simétricos de máxima emissão, chamados de lóbulos de emissão.

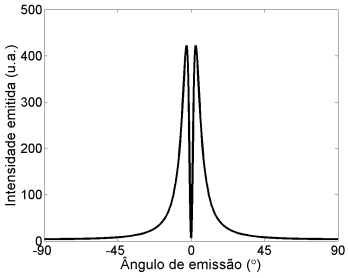
A figura 2.4 mostra a intensidade de RT emitida no meio vácuo em função do ângulo da direção de emissão, tomada em relação à direção normal ao plano. Neste gráfico o ângulo de 0° corresponde à direção normal à superfície e o ângulo $|\theta| = 90°$ corresponde a uma direção rasante ao plano da superfície condutora.



(a) $(E = 0.1MeV)$.



(b) $(E = 1.0MeV)$.



(c) $(E = 10MeV)$.

Figura 2.4: Intensidade de radiação emitida em função da direção de emissão em relação a normal do plano condutor (incidência normal).

Podemos observar que a emissão de RT produzida por partículas de baixa energia é predominantemente rasante, ou seja, em direções próximas ao plano

condutor. Enquanto que para energias mais altas, é predominantemente próxima à normal.

Podemos observar também que a direção normal ao plano constitui um eixo de emissão nula. Este eixo é importante, pois a direção da polarização da RT emitida está contida no plano definido por este eixo e pela direção de observação.

2.3.2 Radiação de Transição para um meio condutor ideal: Incidência oblíqua

Na seção anterior, analisamos o caso de emissão de RT produzida quando uma partícula cruza a interface entre dois meios em incidência normal, onde tomamos a velocidade da carga imagem como sendo anti-paralela à velocidade da partícula real. Agora vamos analisar o caso da incidência oblíqua, onde a interface condutora é inclinada de um ângulo Φ, e isso faz com que as direções das velocidades, da carga e de sua imagem, formem entre si um ângulo de 2Φ, como é mostrado na figura 2.5.

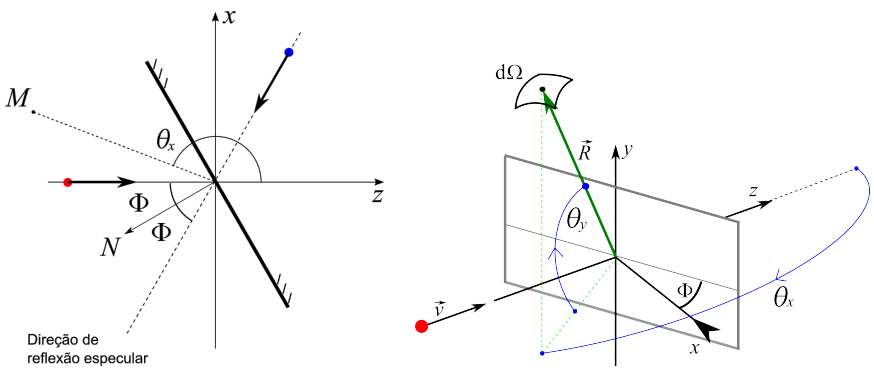


Figura 2.5: Sistema de coordenadas para o tratamento da incidência oblíqua.

Com isso, analogamente ao caso da incidência normal, temos:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2\omega^2}{4\pi^2c^3}\left|\int_{-\infty}^{0}[\hat{n}\times\vec{v}(t)]\,e^{i[\omega t-\vec{k}\cdot\vec{r}(t)]}dt\right. \tag{2.19}$$

$$\left.-\int_{-\infty}^{0}[\hat{n}\times\vec{v}_{im}(t)]\,e^{i[\omega t-\vec{k}\cdot\vec{r}_{im}(t)]}dt\right|^2 \tag{2.20}$$

onde o índice im marca as variáveis para a carga imagem, com $\vec{v}_{im} = \vec{v} - 2\hat{N}(\vec{v}\cdot\hat{N})$ e $\vec{r}_{im}(t) = \vec{v}_{im}.t$. Sendo $\hat{N}$ um versor normal à superfície.

O que nos leva a uma expressão como a 2.18.

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2}{4\pi^2c^3}\left|\frac{[\hat{n}\times\vec{v}]_{pa}}{1-\frac{[\vec{v}\cdot\hat{n}]_{pa}}{c}} + \frac{[\hat{n}\times\vec{v}]_{im}}{1-\frac{[\vec{v}\cdot\hat{n}]_{im}}{c}}\right|^2 \tag{2.21}$$

onde os índices pa e im indicam que os cálculos devem ser feitos com o vetor velocidade da partícula e da imagem, respectivamente.

A quebra da simetria cilíndrica do problema faz com que tenhamos que separar a radiação em duas polarizações, uma paralela ao plano de incidência ($W_{||}$), e outra perpendicular ($W_{\perp}$), sendo o plano de incidência aquele que contém o vetor velocidade da partícula e o versor $\hat{N}$ normal à superfície do condutor.

Segue da equação 2.20 que as componentes da radiação com polarização paralela e perpendicular ao plano de incidência são dadas, respectivamente, por:

$$\frac{d^2W_{||}}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2\beta^2}{4\pi^2c}\left[\frac{\text{sen }(\theta_x-2\Phi)}{1+\beta\cos\theta_y\cos(\theta_x-2\Phi)} + \frac{\text{sen }\theta_x}{1-\beta\cos\theta_y\cos\theta_x}\right]^2 \tag{2.22}$$

$$\frac{d^2W_{\perp}}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2\beta^2\text{sen }^2\theta_y}{4\pi^2c}\left[\frac{\cos(\theta_x-2\Phi)}{1+\beta\cos\theta_y\cos(\theta_x-2\Phi)} + \frac{\cos\theta_x}{1-\beta\cos\theta_y\cos\theta_x}\right]^2 \tag{2.23}$$

sendo que a radiação total emitida é dada por:

$$\frac{d^2W_{Total}}{d\Omega d\omega} = \frac{d^2W_{||}}{d\Omega d\omega} + \frac{d^2W_{\perp}}{d\Omega d\omega} \tag{2.24}$$

Da equação 2.23 tiramos que o eixo de emissão nula está localizado em $\theta_y = 0$, ou seja, no plano de incidência. E da equação 2.22 tiramos que o eixo de emissão nula é localizado no ângulo θ_h que respeite a seguinte relação:

$$\frac{\text{sen } \theta_x}{\cos\theta_x - \beta} = \frac{\text{sen } (2\Phi)}{\cos(2\Phi) + 1} \tag{2.25}$$

Note na figura 2.5, que os ângulos θ_x e Φ são medidos em relação a direções diferentes. Assim, sendo $\overline{\theta_x}$ o ângulo θ_x medido na mesma referência que Φ, ou seja, $\theta_x = \pi + \overline{\theta_x}$, temos a seguinte relação:

$$\frac{\text{sen } \overline{\theta_x}}{\cos\overline{\theta_x} + \beta} = \frac{\text{sen } (2\Phi)}{\cos(2\Phi) + 1} \tag{2.26}$$

Analisando esta relação, vemos que para $\beta \to 1$ o ângulo $\overline{\theta_x}$ que dá a direção de emissão nula de RT tende a 2Φ, que é a direção de reflexão especular. Assim como no caso da incidência normal, este eixo também define o plano que contém a polarização da radiação, juntamente com a direção de observação.

Uma expressão útil no estudo de RT é a expressão de emissão no plano de incidência ($\theta_y = 0$). Neste caso temos que a componente de polarização vertical se anula, e a componente horizontal é dada por:

$$\frac{d^2W_{||}}{d\Omega d\omega} = \left(\frac{e^2\beta^2}{4\pi^2 c}\right) \cdot \left[\frac{\text{sen } (\theta_x - 2\Phi)}{[1 + \beta\cos(\theta_x - 2\Phi)]} + \frac{\text{sen } \theta_x}{[1 - \beta\cos\theta_x]}\right]^2 \tag{2.27}$$

Esta equação é útil para uma análise bidimensional do padrão de emissão de RT em incidência oblíqua. Repare que, impondo $\Phi = 0$, recuperamos o caso de incidência normal, dado pela equação 2.18.

A figura 2.6 mostra o gráfico polar da equação 2.27, em escala de intensidade, do padrão de emissão de RT para incidência oblíqua a 45°. Nesta figura, podemos perceber a perda da simetria na emissão de RT. Vemos que

os dois lóbulos no mesmo meio não possuem mais a mesma intensidade.

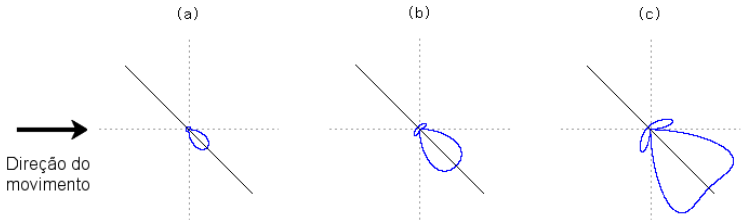


Figura 2.6: Diferenças de padrão de emissão de RT (em azul) em incidência a 45° à superfície (em preto) para diferentes energias: (a) 25,5 keV; (b) 511 keV; (c) 1022 keV.

A figura 2.7 mostra a intensidade de RT emitida no meio vácuo, em função da direção de emissão, tomada em relação à direção normal ao plano para um ângulo de incidência de 30° (figuras (a), (c) e (e)) e para 45° (figuras (b), (d) e (f)). Neste gráfico o ângulo de 0° corresponde a direção normal à superfície e o ângulo $|\theta| = 90°$ corresponde a uma direção rasante ao plano da superfície condutora.

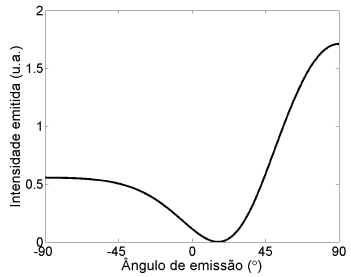
Notamos que, com o aumento da energia da partícula incidente, os picos de emissão tendem a se aproximar da direção de reflexão especular. Isso entra em acordo com o observado para incidência normal, uma vez que, naquele caso, a direção de reflexão especular é a normal. A figura 2.8 mostra o que acontece com o gráfico polar se aumentarmos a energia da partícula incidente.

Devido a este comportamento, é comum encontrarmos na literatura de RT equações que sejam escritas no limite relativístico ($\gamma \gtrsim 10$) e com os ângulos tomados em relação à direção especular. No plano de incidência, a expressão de emissão de RT para este caso é dada por:

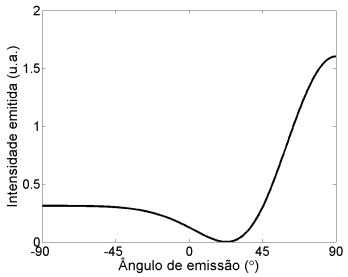
$$\frac{d^2W_{||}}{d\Omega d\omega} = \left(\frac{e^2}{2\pi^2 c}\right) \cdot \frac{\theta_x^2}{(\gamma^{-2} + \theta_x^2)^2} \frac{1}{(1 - \theta_x \cot \Phi)^2} \tag{2.28}$$

onde θ_x é um ângulo pequeno, que define uma direção de emissão no plano de incidência, medido a partir da direção de reflexão especular.

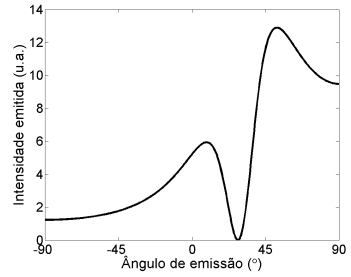
A figura 2.9 mostra o padrão de RT emitido por um elétron incidindo em



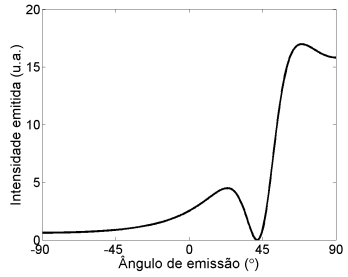
(a) ($\Phi = 30°$; $E = 0.1MeV$).



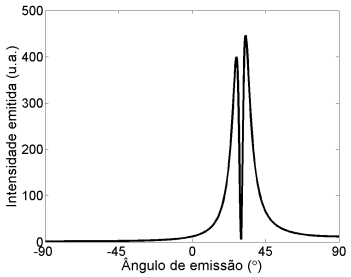
(b) ($\Phi = 45°$; $E = 0.1MeV$).



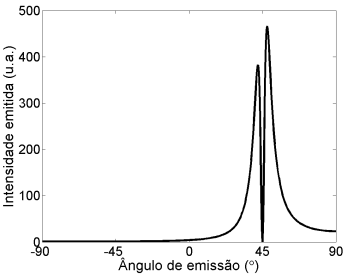
(c) ($\Phi = 30°$; $E = 1.0MeV$).



(d) ($\Phi = 45°$; $E = 1.0MeV$).



(e) ($\Phi = 30°$; $E = 10MeV$).



(f) ($\Phi = 45°$; $E = 10MeV$).

Figura 2.7: Intensidade de radiação emitida em função da direção de emissão em relação a normal do plano condutor (incidência oblíqua).

um condutor com um ângulo de 45° e com energia de 5 MeV ($\gamma \approx 11$).

Para um plano perpendicular ao plano de incidência e que contenha o eixo da reflexão especular, a distribuição de emissão de RT é dada por:

$$\frac{d^2W_\perp}{d\Omega d\omega} = \left(\frac{e^2}{2\pi^2 c}\right) \cdot \frac{\theta_y^2}{\left(\gamma^{-2} + \theta_y^2\right)^2} \tag{2.29}$$

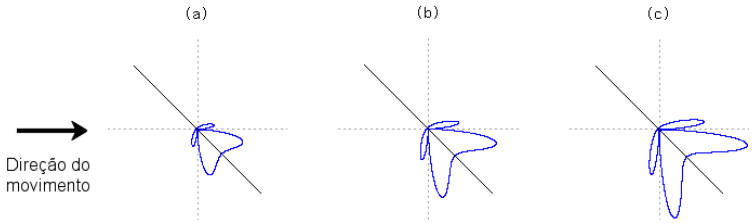


Figura 2.8: Diferenças de padrão de emissão de RT (em azul) em incidência a 45° à superfície (em preto) para energias mais altas. Energias: (a) 1,5 MeV; (b) 2,0 MeV; (c) 2,5 MeV.

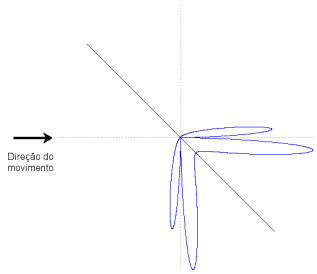


Figura 2.9: Padrão de emissão de RT (em azul) em incidência a 45° à superfície (em preto) para elétrons de 5 MeV de energia.

2.3.3 Radiação de Transição para um meio qualquer

Nesta seção vamos analisar a RT produzida por uma partícula ao cruzar a interface entre o vácuo e um outro meio qualquer, não necessariamente um condutor. Para simplificar os cálculos vamos considerar a incidência normal. Uma vez que nosso interesse nesta seção é conhecer as generalidades do processo, o cálculo mais longo para incidência oblíqua será omitido.

No caso de uma transição para um meio qualquer, a contribuição para os campos de radiação em uma condição anterior à partícula ter cruzado a interface vem de duas partes: uma da própria partícula e outra da reflexão na interface. Esta última, por se tratar de um meio qualquer, é ponderada pelo coeficiente de reflexão magnética de Fresnel, dado por:

$$\Gamma_m = \frac{\epsilon \cos\theta - \sqrt{\epsilon - \text{sen}^2\theta}}{\epsilon \cos\theta + \sqrt{\epsilon - \text{sen}^2\theta}} \tag{2.30}$$

Já a contribuição para os campos de radiação em uma condição posterior à transição envolve a refração na interface, e assim um atraso adicional devido à diferença de propagação da radiação no segundo meio (estamos ainda adotando o ponto de observação M no meio vácuo). Por isso, esse termo é ponderado pelo coeficiente de transmissão magnética de Fresnel, expresso por $1 - \Gamma_m$.

Seguindo o mesmo procedimento que para o caso da transição para um meio condutor ideal, temos que a RT para um meio qualquer é dada por [20]:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2\beta^2 \text{sen}\ ^2\theta}{4\pi^2 c}\left[\frac{1}{1+\beta\cos\theta} + \frac{\Gamma_m}{1-\beta\cos\theta} - \frac{1-\Gamma_m}{1+\beta\sqrt{\epsilon - sin^2\theta}}\right]^2 \tag{2.31}$$

Note que se tomarmos a aproximação para um meio condutor ideal ($\epsilon \to \infty$), temos que $\Gamma_m \to 1$ e, por consequência, o termo de refração se anula. Desta forma, recuperamos a expressão da RT para um meio condutor ideal dada pela equação 2.18.

Note também que, se tomarmos $\epsilon = 1$ (seria como considerar uma "transição" do vácuo para o vácuo), teremos que $\Gamma_m = 0$ e, com o sinal negativo do termo de transmissão, a emissão total se anula, correspondendo ao movimento uniforme sem emissão. Assim, vemos que o termo de transmissão tende a diminuir a intensidade de RT. Basicamente, o termo de transmissão é menor quanto maior for a diferença entre os índices de refração dos meios envolvidos. Por esse motivo é que os metais são preferidos quando se quer produzir RT, eles têm índices de refração altos (quando relativos ao vácuo) e consequentemente coeficientes de transmissão baixos.

Substituindo a equação 2.30 na equação 2.31 temos:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2\beta^2 \text{sen}\ ^2\theta\cos^2\theta}{\pi^2 c(1-\beta^2\cos^2\theta)^2}\left[\frac{(\epsilon-1)(1-\beta^2+\beta\sqrt{\epsilon - \text{sen}\ ^2\theta})}{(\epsilon\cos\theta + \sqrt{\epsilon - \text{sen}\ ^2\theta})(1+\beta\sqrt{\epsilon - \text{sen}\ ^2\theta})}\right]^2 \tag{2.32}$$

Com relação a polarização da RT produzida por um meio qualquer, depen-

dendo das características de absorção do meio em questão, a radiação pode perder a sua polarização característica, observada nos casos de incidência em um condutor ideal, e pode assumir uma polarização circular [20].

2.3.4 Espectro da Radiação de Transição

Nas seções anteriores, foram apresentadas as relações de distribuição angular de emissão de RT. Nesta seção, vamos analisar o espectro de emissão de RT e para isso será suficiente assumir o caso de incidência normal.

Integrando a equação 2.18 no semi-hemisfério referente ao meio vácuo em $d\Omega$, (onde $d\Omega = d\phi \text{sen}\ \theta d\theta$), temos que:

$$\begin{aligned} \frac{dW^r}{d\omega} &= \int_{\pi/2}^{\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{e^2\beta^2}{\pi^2 c}\right) \frac{\text{sen}\ ^2\theta}{\left[1-\beta^2\cos^2\theta\right]^2} d\phi \text{sen}\ \theta d\theta \\ &= \frac{e^2}{\pi c}\left[\frac{1+\beta^2}{2\beta}\ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)-1\right] \end{aligned} \tag{2.33}$$

Esta relação nos dá a taxa de energia de radiação emitida no intervalo de frequência $d\omega$. Por este resultado não depender explicitamente de ω, vemos que a energia total emitida diverge:

$$W^r = \int_0^{\infty} \frac{dW^r}{d\omega} d\omega \to \infty \tag{2.34}$$

Obviamente, na prática isso não acontece, uma vez que, para frequências muito altas, (da ordem da frequência de plasma) a aproximação de condutor perfeito não é mais válida [25, 19]. Além disso, a fronteira entre dois meios não é descontínua. Na melhor das hipóteses, é um meio disperso com espessura da ordem do tamanho atômico (10^{-8} cm) e, nestas condições, o corte da integral devido à dispersão do meio é de grande relevância [19].

Mesmo assim, nas condições de validade da equação 2.33, o número de fótons emitidos por unidade de frequência pode ser calculado usando-se a seguinte relação:

$$\frac{dW}{d\omega} = \hbar\omega \frac{d\eta}{d\omega} \tag{2.35}$$

com η sendo o número de fótons emitidos, e $d\eta/d\omega$ o número de fótons emitidos no intervalo $d\omega$. Temos então:

$$\frac{d\eta}{d\omega} = \frac{\alpha}{\pi\omega}\left[\frac{1+\beta^2}{2\beta}\ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 1\right] \tag{2.36}$$

onde α é a constante de estrutura fina, $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$.

Algumas relações importantes são extraídas quando tomamos os limites de $\beta \to 0$ e $\beta \to 1$. Assim:

$$\frac{d\eta}{d\omega} = \frac{\alpha}{\pi\omega}\begin{cases} 4\beta^2/3 & \beta \to 0 \\ [2\ln(2\gamma) - 1] & \beta \to 1 \end{cases} \tag{2.37}$$

De forma a obter uma melhor aproximação do comportamento do espectro de RT emitido pela transição do vácuo para um meio metálico, na referência [19] existe uma longa discussão sobre uma aproximação de um bom condutor (mas não ideal) usando a expressão 2.32. Para isso, é usada a aproximação:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \omega_{pl}^2/\omega^2 \tag{2.38}$$

onde ω_{pl} é a frequência de oscilação do plasma referente ao material, que é dada por:

$$\omega_{pl} = \frac{4\pi e^2 N_e}{m_e} \tag{2.39}$$

sendo N_e a densidade de elétrons livres no material e m_e a massa do elétron.

Tal aproximação é válida para $\omega << \omega_{pl}$, que é satisfatória quando analisamos a emissão de RT na faixa da radiação visível produzida pela incidência de partículas carregadas em metais.

Neste caso, os limites em β são dados por [19]:

$$\frac{d\eta}{d\omega} = \frac{\alpha}{\pi\omega}\begin{cases} (\beta^2/3)(\omega_{pl}^4/\omega^4) & \beta \to 0 \\ 2\left[\ln(\gamma\omega_{pl}/\omega) - 1\right] & \beta \to 1 \end{cases} \tag{2.40}$$

O gráfico da figura 2.10 mostra o número de fótons emitidos por ROT produzidos por elétrons de 20 MeV transicionando do vácuo para um condutor ideal, comparando as expressões 2.37 e 2.40, onde utilizamos $\omega_{pl} = 2,27.10^{16}$ rad/s referente ao Alumínio (correspondente a um comprimento de onda de 83 nm).

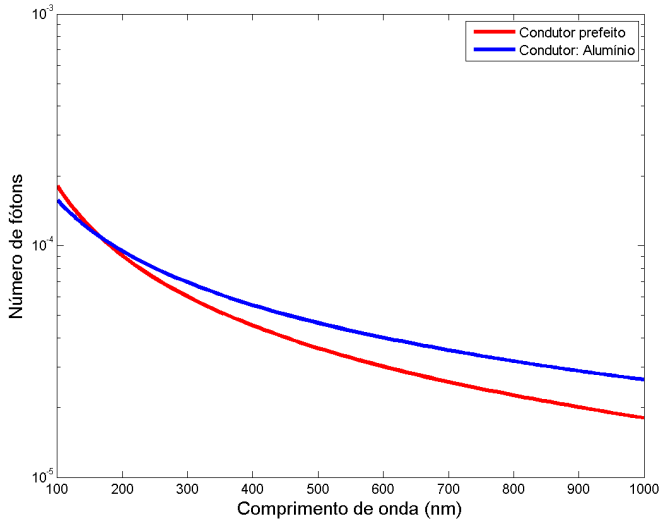


Figura 2.10: Comparação do espectro de fótons emitidos na transição de um elétron de 20 MeV do vácuo para um condutor ideal, e para o alumínio.

2.3.5 Sobreposição de RT produzida por um conjunto de partículas

Vamos agora analisar o processo de sobreposição de RT produzida por muitas partículas. Por simplicidade, vamos admitir que todas elas incidem no mesmo ponto de uma superfície condutora. Esta situação simula a incidência de um feixe de partículas em uma superfície metálica, e vamos analisar a sobreposição da RT produzida na transição da interface. Para isso, temos de levar em conta que cada partícula do feixe emitirá RT de forma aleatória e independente, e que a onda de radiação total emitida pela transição das partículas pela superfície é a soma das ondas de radiação emitidas por cada

uma delas, ou seja, o campo elétrico da onda eletromagnética total é a soma dos campos elétricos das ondas individuais emitidas por cada partícula.

Cada partícula cruza a superfície do alvo no instante t_k, sendo k um índice que vai de 1 a N, onde N é o número total de partículas. O campo elétrico da onda emitida por cada partícula que cruzar a superfície do alvo, calculado no ponto de observação M é dado por $\vec{E}(t - t_k)$, então o campo elétrico da onda total emitida será dado por:

$$\vec{E}_T\,(t) = \sum_{k=1}^{N} \vec{E}\,(t - t_k) \tag{2.41}$$

O sinal de vetor no campo elétrico será omitido, pois, como vimos nas seções anteriores, para cada ponto de observação M é definida uma direção de emissão em que a RT é produzida com uma polarização bem definida. Assim, para uma dada direção de observação os campos elétricos emitidos por cada partícula podem ser somados como a soma de variáveis escalares. Para simplificar a notação, a dependência da direção é omitida, mas subentende-se que a análise é feita para uma direção fixa.

Podemos assumir que t_k é uma variável aleatória[5], sendo que a função densidade de probabilidade de t_k estar entre t e $t+dt$ é dada por $f(t)$. Basicamente $f(t)$ guarda as características longitudinais do conjunto de partículas, e é dada por:

$$f(t) = I(t)\left(\int_{-\infty}^{\infty} I(t)dt\right)^{-1} \tag{2.42}$$

onde $I(t)$ é a corrente do feixe em função do tempo.

No contexto de feixes empacotados, como no caso de feixes produzidos em aceleradores lineares e mícrotrons, a distribuição longitudinal pode ser representada como uma gaussiana de desvio padrão σ_t, que basicamente é o comprimento quadrático médio do pacote de partículas do feixe em unidade de tempo[6].

[5]Vamos adotar que a variável t_k para diferentes partículas no feixe é descorrelacionada, o que significa que $\langle t_k \cdot t_l \rangle = \langle t_k \rangle \cdot \langle t_l \rangle$, sendo k e l índices para partículas diferentes ($k \neq l$).

[6]Para encontrar o comprimento quadrático médio em unidades de comprimento, basta

As propriedades espectrais da radiação estão relacionadas com a transformada de Fourier $\hat{E_T}(\omega)$ do campo:

$$\hat{E_T}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E_T(t) e^{i\omega t} dt = \hat{E}(\omega) \sum_{k=1}^{N} e^{i\omega t_k} \tag{2.43}$$

com $\hat{E}(\omega)$ sendo a transformada de Fourier do campo elétrico da radiação emitida por uma única partícula, dado por:

$$\hat{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt \tag{2.44}$$

Para analisar o espectro, temos de verificar a intensidade espectral (potência radiada), que é proporcional ao quadrado do campo elétrico. Assim:

$$\frac{d^2 W_T}{d\Omega d\omega} = C|\hat{E_T}(\omega)|^2 = C|\hat{E}(\omega)|^2 \sum_{k,l=1}^{N} e^{i\omega(t_k - t_l)} \tag{2.45}$$

onde C é uma constante de proporcionalidade. Lembrando que:

$$\begin{aligned} |\hat{E_T}(\omega)|^2 &= \hat{E_T}(\omega).\hat{E_T^*}(\omega) \\ &= |\hat{E}(\omega)|^2 \sum_{k=1}^{N} e^{i\omega t_k} \sum_{l=1}^{N} e^{-i\omega t_l} \\ &= |\hat{E}(\omega)|^2 \sum_{k,l=1}^{N} e^{i\omega(t_k - t_l)} \end{aligned} \tag{2.46}$$

Podemos reconhecer em 2.45 um termo que expressa a emissão de uma única partícula, dada por:

$$\frac{d^2 W}{d\Omega d\omega} = C|\hat{E}(\omega)|^2 \tag{2.47}$$

Desta forma, a equação 2.45 expressa a potência total radiada como a soma, com uma composição de fase, das potências radiadas individualmente,

dividir σ_t pela velocidade média das partículas do feixe, $\beta \cdot c$.

onde a fase é dada pela diferença entre os instantes em que cada partícula cruza a superfície do alvo.

Para calcular a potência espectral média emitida por um pacote de partículas, temos de tomar a média sobre o número de partículas por pacote. Fazemos isso por meio de uma média ponderada por $f(t)$:

$$\langle \frac{d^2W_T}{d\Omega d\omega} \rangle = \frac{d^2W}{d\Omega d\omega} \sum_{k,l=1}^{N} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega(t_k - t_l)} f(t_k) f(t_l) dt_k dt_l \tag{2.48}$$

Podemos separar o espectro em duas partes: o espectro de ROT incoerente e o coerente. Estas duas situações se destacam nesta somatória, pois quando $k = l$ o expoente da exponencial se anula, e como $f(t)$ é normalizada, teremos um termo da somatória igual a N. Este termo é dado pela soma dos espectros das partículas individuais. Já quando $k \neq l$, teremos o produto da transformada de $f(t_k)$ e $f(t_l)$ somado $N(N-1)$ vezes. Este termo é dado pela interferência entre os espectros de partículas diferentes.

O resultado final é dado por:

$$\langle \frac{d^2W_T}{d\Omega d\omega} \rangle = \frac{d^2W}{d\Omega d\omega} \left[N + N(N-1)|\hat{f}(\omega)|^2 \right] \tag{2.49}$$

Podemos fazer a aproximação $N - 1 \approx N$ para um N muito grande, e verificamos dois termos distintos: um que é escalonado com N e outro escalonado com N^2.

$$\langle \frac{d^2W_T}{d\Omega d\omega} \rangle = \frac{d^2W}{d\Omega d\omega} \left[N + N^2|\hat{f}(\omega)|^2 \right] \tag{2.50}$$

O termo escalonado com N^2 depende da transformada de Fourier da distribuição longitudinal do feixe, $\hat{f}(\omega)$, que também é chamado de fator de forma. Se fizermos a suposição de um conjunto de partículas formando um pacote com uma distribuição longitudinal gaussiana, o fator de forma é dado por:

$$\hat{f}(\omega) = e^{-2\omega^2\sigma_t^2} \tag{2.51}$$

Que substituindo em 2.50, resulta em:

$$\langle \frac{d^2 W_T}{d\Omega d\omega} \rangle = \frac{d^2 W}{d\Omega d\omega} \left[N + N^2 e^{-4\omega^2 \sigma_t^2} \right] \tag{2.52}$$

Fica então aparente que o segundo termo prevalece em frequências em que $\hat{f}(\omega)$ é diferente de zero, ou seja, onde $\omega \lesssim \sigma_t^{-1}$. Este fenômeno é chamado de coerência temporal [26]. Em altas frequências, $\hat{f}(\omega) \ll 1$, a condição de coerência temporal não é satisfeita, sendo o primeiro termo dominante. Note que, se analisarmos o espectro de um feixe totalmente contínuo ($\sigma_t \to \infty$) temos uma condição de emissão de radiação incoerente para qualquer ω.

Para se discutir a interpretação física do resultado, vamos executar as mudanças de variáveis: $\omega = 2 \cdot \pi \cdot c/\lambda$ e $\sigma_t = \sigma_z/\beta \cdot c$.

$$\langle \frac{d^2 W_T}{d\lambda d\Omega} \rangle = \frac{d^2 W}{d\lambda d\Omega} \left[N + N^2 e^{-8\pi^2 \sigma_z^2/\beta^2 \lambda^2} \right] \tag{2.53}$$

É possível notar, a partir da expressão 2.53 que se $\lambda \gtrsim \sigma_z$ o termo de coerência é dominante, enquanto que, se $\lambda \lesssim \sigma_z$ o termo de incoerência é o dominante. A figura 2.11 mostra esquematicamente que, na condição $\lambda \gtrsim \sigma_z$, ocorre a interferência construtiva na onda emitida, e na condição $\lambda \lesssim \sigma_z$ ocorre a interferência destrutiva.

A figura 2.12 mostra os efeitos do empacotamento das partículas do feixe no espectro de RT, calculado com a expressão 2.40. O espectro produzido por feixes com três comprimentos de pacotes diferentes (linhas azul, vermelha e verde) são comparados com o espectro produzido por um feixe contínuo (linha preta). Podemos observar a ressonância para comprimentos de onda da radiação maiores que o comprimento do pacote de partículas.

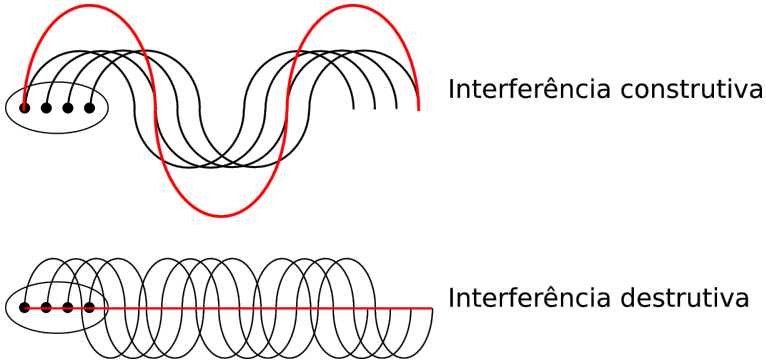


Figura 2.11: Ilustração dos efeitos de interferência devido a produção de RT por pacotes de partículas. A linha vermelha é o resultado da interferência.

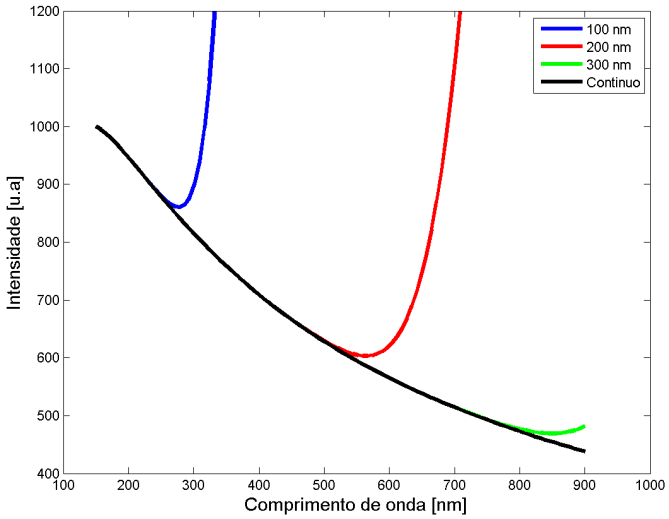


Figura 2.12: Efeito do empacotamento de partículas no espectro de RT (simulação para N=100).

2.4 Considerações finais do capítulo

Neste capítulo vimos que existe uma relação estreita entre os processos de emissão de radiação por movimento de partículas carregadas com a radiação de transição. Vimos que uma variação no meio que circunda a partícula implica na emissão de radiação.

A distribuição angular de emissão, dada pelas equações 2.22 e 2.23 é de

extrema importância para se estudar a direcionalidade da radiação. Pelas figuras 2.7 e 2.8 vimos que quanto maior a energia da partícula incidente, mais concentrada em torno da direção de reflexão especular fica a emissão de RT, embora esta direção consista em um eixo de emissão nula.

Da emissão para um meio não ideal, foi possível concluir que a transparência do meio diminui a intensidade da RT, uma vez que a transparência está ligada com a proximidade dos índices de refração dos meios considerados. Concluímos que, quanto maior for a diferença nos índices de refração, maior será a intensidade, sendo por esta razão, os metais os melhores materiais para se produzir RT.

O estudo do espectro mostrou que este é contínuo e se estende por uma ampla faixa de comprimentos de onda da radiação. Mostrou também que a limitação na intensidade total de emissão está na resposta espectral do material.

Capítulo 3

Utilização de RT para monitorar feixes de partículas carregadas

Neste capítulo apresentaremos as formas de utilização de RT para monitorar feixes de partículas carregadas. A grande maioria das aplicações utilizam o intervalo óptico do espectro de RT para efetuar medidas, e desta forma, a instrumentação de detecção é basicamente uma instrumentação óptica, com lentes, câmeras e espectrômetros.

A apresentação se dará em ordem de complexidade, porém a primeira proposta de uso de ROT para fins de monitoramento em aceleradores de partículas foi um interferômetro de dupla folha feito por Wartski em 1975 [27, 20] que, claramente, não é a aplicação mais simples da ROT. Depois desta proposta surgiram outras, tornando o leque de possibilidades de uso, e de variáveis caracterizáveis por ROT, cada vez maior.

Fruto da pesquisa bibliográfica feita para o projeto a que nos propusemos, este capítulo tem a intenção de mostrar a flexibilidade e as potencialidades da ROT, mesmo as não exploradas no projeto do dispositivo para o Mícrotron do IFUSP.

3.1 Diagnóstico por transição simples

O método de diagnóstico por transições simples consiste em incidir o feixe em uma superfície, ou folha[1] condutora, para que cada partícula, ao cruzar a fronteira entre o vácuo e o metal, emita ROT na direção de um detector. Neste método, o detector geralmente é uma câmera dotada de um sistema de lentes de foco ajustável. Este método é apresentado esquematicamente na figura 3.1.

A diferença entre a utilização de uma superfície ou de uma folha neste método é que a folha condutora perturba pouco as características de feixes de altas energias (da ordem de 10^2 MeV para feixes de elétrons), sendo possível nestes casos a realização de um diagnóstico não-destrutivo do feixe, diferentemente da utilização de superfície condutora, que é sempre destrutivo.

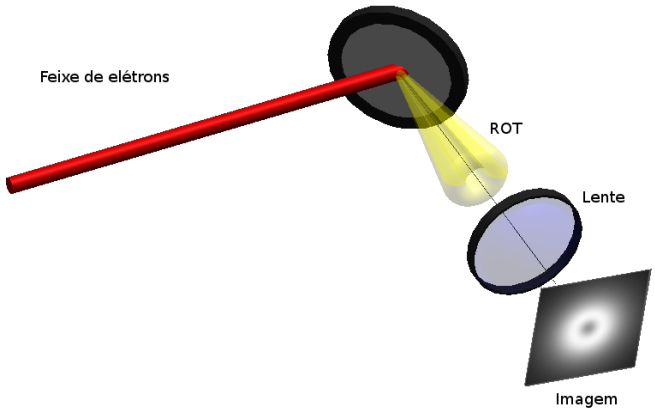


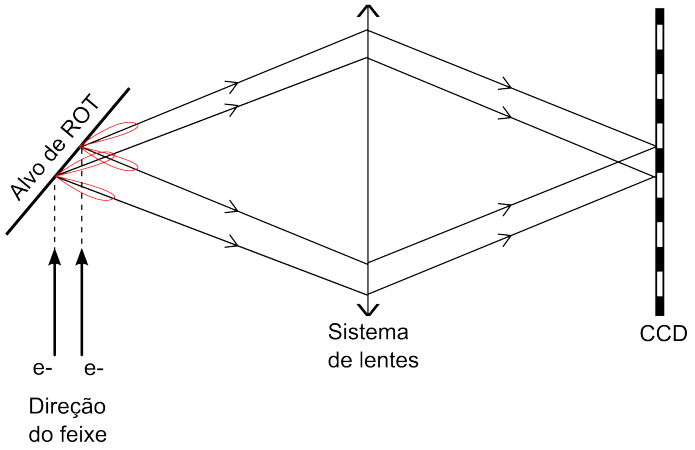
Figura 3.1: Desenho esquemático do aparato para medida de ROT em folha simples.

Existem dois modos de observação da ROT produzida em uma transição simples, que diferem em relação à focalização da lente da câmera utilizada como detector.

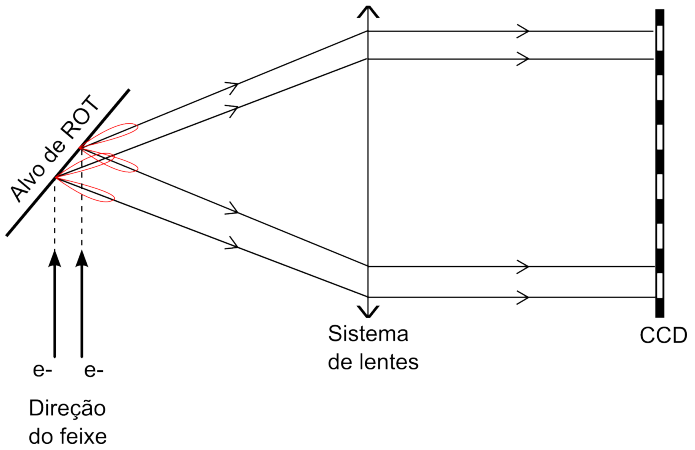
O primeiro modo, chamado de observação em campo próximo, consiste em posicionar o foco imagem da lente da câmera no seu sensor CCD. Com isso a imagem observada com a câmera corresponde a uma imagem do feixe.

[1]Como folha é considerado um filme fino auto-portante ou filme fino depositado em uma folha fina de algum polímero, como *kapton* ou *mylar*.

O segundo modo, chamado de observação em campo distante, consiste em posicionar o foco imagem da lente da câmera no infinito. Com isso a imagem observada com a câmera corresponde a uma medida de distribuição angular de emissão de ROT. Ambos os modos de operação são representados nas ilustrações da figura 3.2.



(a) Observação em campo próximo.

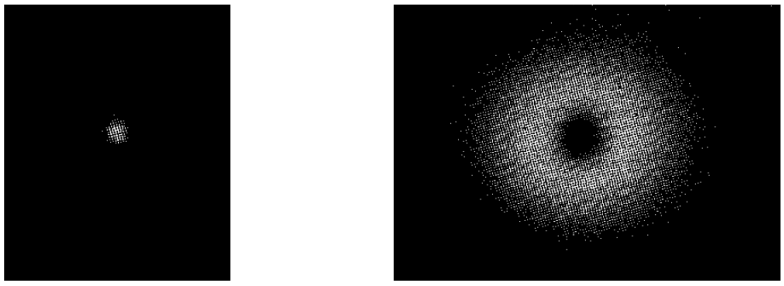


(b) Observação em campo distante.

Figura 3.2: Diferenças entre observação em campo próximo e campo distante.

As imagens da figura 3.3, reproduzidas da referência [28], mostram uma imagem de campo próximo (a) e outra de campo distante (b) para um feixe de elétrons 20 MeV.

Como vimos no capítulo anterior, na seção sobre a RT produzida por um



(a) Imagem em campo próximo. (b) Imagem em campo distante.

Figura 3.3: Imagens de ROT em campo próximo e campo distante.

conjunto de partículas, a RT pode ser produzida em um regime de coerência temporal, que causa uma dependência quadrática da intensidade de RT produzida com o número de partículas incidente. No entanto, no regime de incoerência temporal, que é o mais comum, essa dependência é linear com o número de partículas incidente (ver equação 2.52).

Nos casos de incoerência, a imagem obtida em uma observação de campo próximo corresponde linearmente à distribuição de carga na secção transversal do feixe, ou seja, é possível efetuar uma medida da distribuição real de carga do feixe. Tal medida não é possível utilizando telas fluorescentes devido à sua não linearidade, como vimos na figura 1.9.

Uma imagem de ROT produzida em regime de coerência temporal não é útil devido à dependência quadrática com o número de partículas, sendo que existem esforços em desenvolver técnicas de atenuação do fenômeno da coerência buscando o imageamento [29].

Já em uma medida de distribuição angular de emissão é possível se realizar medidas de energia do feixe e de sua divergência. A figura 3.4 mostra um resultado obtido, por meio de simulação, para a distribuição angular de ROT no plano vertical da imagem, emitida por um feixe de elétrons de 20 MeV. A linha vermelha corresponde a um ajuste da função de convolução entre a equação de emissão no limite relativístico, dada pela equação 2.29, com uma gaussiana com desvio padrão igual à divergência do feixe. A função de

convolução no plano vertical é dada por:

$$\frac{d^2W_y}{d\Omega d\omega} = \frac{\alpha}{\pi^2}\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{y'}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{(\theta_y - y')^2}{(\gamma^{-2} + (\theta_y - y')^2)^2}\cdot \exp -(\frac{y'^2}{2\sigma_{y'}})\cdot dy' \qquad (3.1)$$

No ajuste, os parâmetros livres são a energia do feixe[2] e o desvio padrão da distribuição de divergências ($\sigma_{y'}$). Para mais detalhes sobre o ajuste usado na análise pode ser encontrado no apêndice A.

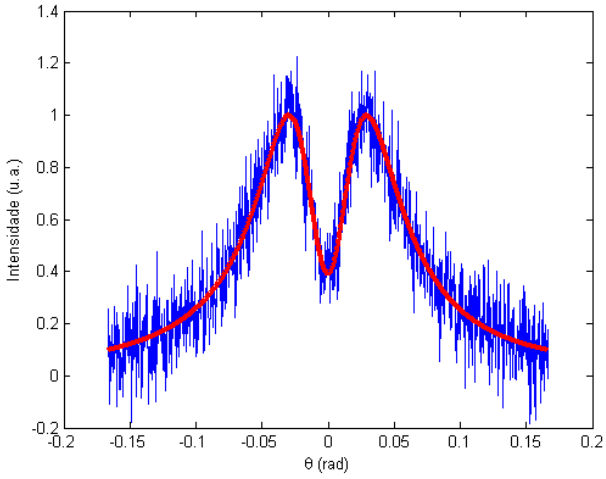


Figura 3.4: Distribuição angular de emissão de ROT, calculada por simulação (azul), e respectivo ajuste (vermelho), que permite a determinação da energia e da divergência vertical do feixe (vide texto).

Basicamente, a distância angular dos dois picos da distribuição é inversamente proporcional à energia do feixe[3] , enquanto que a largura dos picos é diretamente proporcional à divergência do feixe. A figura 3.5 mostra a influência da divergência do feixe na distribuição angular de emissão.

É possível notar que, com o aumento da largura da gaussiana, o padrão de emissão vai perdendo suas características e se aproximando mais da forma da gaussiana. Também é possível constatar que a divergência do feixe tem

[2]Expresso pelo fator γ, dado por $\gamma = \mathcal{E}/\mathcal{E}_0$, sendo $\mathcal{E}$ a energia total da partícula (soma da energia cinética com a de repouso) e $\mathcal{E}_0$ a sua energia de repouso.

[3]No limite relativístico, a distância angular entre os dois picos é de $2/\gamma$.

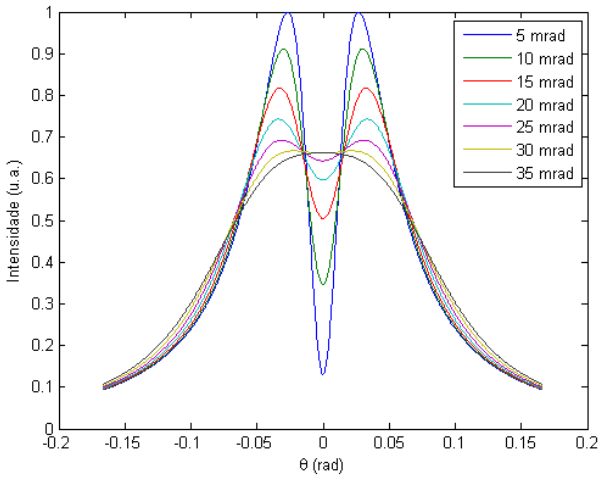


Figura 3.5: Efeito da divergência do feixe na distribuição angular de emissão de ROT.

relação inversa com a diferença entre a altura dos picos e a altura do vale central do padrão de emissão. Geralmente, esta relação é utilizada para medir a divergência do feixe [30].

Duas considerações devem ser feitas ao se medir divergência do feixe com o padrão de emissão de ROT: 1. divergências menores que $1/(10\gamma)$ mrad não são possíveis de se medir, devido à predominância das características do padrão de emissão de ROT sobre as características da distribuição de partículas; 2. divergências maiores que $1/\gamma$ mrad não podem ser medidas, pois o padrão de emissão de ROT é mascarado pelas características da distribuição de partículas [31]. Para um feixe de elétrons com energia de 20 MeV, o intervalo em que a medida é possível vai de 2,5 mrad a 25 mrad.

Também é possível se observar na figura 3.5 que a divergência do feixe provoca um erro sistemático na medida de energia, já que o aumento da divergência provoca um deslocamento do pico [30]. O modo correto de se realizar as medidas de energia e de divergência é por meio de um ajuste numérico de uma expressão como a 3.1, e não com medida direta sem ajustes. Para mais detalhes, veja o apêndice A.

Um fato importante, que torna a RT tão atraente para usos em diagnósticos de feixes de partículas carregadas é que a sua resolução de medida

para imageamento é dada pelo limite de difração, que no caso óptico depende basicamente da relação entre o diâmetro da lente e a sua distância focal. É diferente, por exemplo, do caso de imageamento por radiação síncrotron, que tem o limite dado pela auto-difração da radiação, que é definida pela energia da partícula que a gerou. Isso se deve ao fato de que a radiação síncrotron produzida por feixes de altas energias é emitida predominantemente na direção tangente à curvatura do feixe para frente, e é confinada num cone com abertura de $1/\gamma$. Já a ROT produzida por feixes de altas energias tem padrão de emissão em forma de cone com abertura de $1/\gamma$, porém não é confinada a ele, já que mesmo para feixes de elétrons ultra-relativísticos, uma fração substancial da energia radiada é emitida fora desse cone [32].

Assim, um dispositivo de imageamento por RT tem sua resolução definida em projeto, enquanto que um dispositivo de imageamento por radiação síncrotron tem sua resolução definida pela energia do feixe.

3.2 Diagnóstico por espectrometria

Em um aparato igual ao de observações de transições simples, também é comum o uso de propriedades do espectro da RT para obter alguma informação das características longitudinais de feixes empacotados. Na verdade, o fato da RT possuir tempo de resposta nulo, ser polarizada e ter uma fase fixa na produção, faz com que seja possível a aplicação de alguns métodos que são utilizados com outros tipos de radiação que têm as mesmas características, como a radiação síncrotron e a radiação de Cherenkov.

Um exemplo é a análise do espectro de ROT coerente, que tem sido usado para medir a distribuição longitudinal de partículas nos pacotes do feixe [33, 34]. Nestas medidas a câmera e seu conjunto de lentes são substituídos por um espectrômetro como detector, e o espectro é analisado com a expressão 2.50, que relaciona o espectro medido com o fator de forma do pacote.

Uma vez que somente a intensidade espectral $P(\omega)$ é medida, a fase do fator de forma é desconhecida. Esta fase é importante para a análise da transformada inversa de Fourier do fator de forma, que resulta na distribuição de partículas no pacote.

Este problema é resolvido pelo método de Kramers-Kroning [33], nele estima-se a menor fase compatível com os dados obtidos por meio da expressão:

$$\psi(\omega) = \frac{2\omega}{\pi} \cdot \int_0^\infty \frac{\ln\left[\kappa(x)/\kappa(\omega)\right]}{x^2 - \omega^2} dx \tag{3.2}$$

com $\kappa(\omega) = \sqrt{P(\omega)}$, sendo $P(\omega)$ o espectro medido.

Desta forma, o perfil longitudinal do pacote pode ser obtido com a expressão:

$$\rho(z) = \frac{1}{\pi \cdot c} \int_0^\infty \kappa(\omega) \cdot \cos\left[\psi(\omega) - \omega z/c\right] d\omega \tag{3.3}$$

Este tipo de medida não é muito prática devido à necessidade de que ocorra a condição de emissão coerente ($\omega \lesssim \sigma_t^{-1}$). Na faixa da radiação visível isso não ocorre facilmente, devido à dificuldade de se empacotar feixes em pacotes tão pequenos. Este método é mais eficaz para se determinar micro-estruturas dentro do pacote de partículas, pois um pacote com uma distribuição com micro-estrutura periódica provoca o aparecimento de picos no espectro, de acordo com a periodicidade da micro-estrutura [35, 36]. Estas micro-estruturas podem ser inseridas no pacote, por exemplo, por meio de lasers intensos, comuns em feixes produzidos por fotocatodos, como em *free electron lasers*, ou em dispositivos de diagnóstico por efeito Compton. E as perturbações causadas por lasers têm periodicidade para induzir picos na região visível do espectro de RT.

Por outro lado, um outro método para medidas de comprimento dos pacotes de partículas, que pode ser empregado em mais casos, consiste na análise de flutuações estatísticas no espectro de emissão de radiação na região de emissão incoerente.

Ao analisar a expressão da potência média radiada na equação 2.50 vemos que em condições de emissão incoerente ($\omega \gtrsim \sigma_t^{-1}$), a informação da distribuição de partículas no pacote desaparece. Isso ocorre porque o fator de forma tem influência na interferência da onda de radiação emitida por partículas diferentes, e na condição de incoerência o pacote é muito disperso

para que isso ocorra de forma significativa para uma dada frequência (ver figura 2.11).

No entanto, a informação de fase ainda está presente na expressão 2.45, mas, para analisar a influência da interferência entre ondas produzidas por partículas diferentes na região incoerente, temos de calcular a auto-correlação do espectro, dada por $\langle P(\omega)P(\omega')\rangle$ [26, 37].

Tomando-se a equação 2.45 para calcular a auto-correlação do espectro e usando a notação $P = P(\omega)$ e $P' = P(\omega')$, temos:

$$\langle P \cdot P' \rangle = C^2 \cdot |\hat{E}(\omega)|^2 \cdot |\hat{E}(\omega')|^2 \cdot \langle \sum_{k,l=1}^{N} e^{i\omega(t_k - t_l)} \cdot \sum_{m,n=1}^{N} e^{i\omega'(t_m - t_n)} \rangle \tag{3.4}$$

Analogamente ao que foi feito na equação 2.48, temos que os termos da somatória que contribuem para a média ponderada por $f_t(t)$ são os que têm $k = l$, $m = n$, $k \neq m$ e os que têm $k = n$, $l = m$, $k \neq l$, [38] .

O que nos leva a:

$$\langle P \cdot P' \rangle = N^2 \cdot C^2 \cdot |\hat{E}(\omega)|^2 \cdot |\hat{E}(\omega')|^2 \cdot [1 + |\hat{f}_t(\omega - \omega')|^2] \tag{3.5}$$

onde $\hat{f}(\omega)$ é a transformada de Fourier de $f(t)$ dada por 2.42.

Na região incoerente do espectro temos:

$$\langle P \cdot P' \rangle = \langle P \rangle \langle P' \rangle \cdot [1 + |\hat{f}_t(\omega - \omega')|^2] \tag{3.6}$$

Então é definido o fator de auto-correlação ζ dado por [39] :

$$\zeta = \frac{\langle P \cdot P' \rangle}{2 \cdot \langle P \rangle \langle P' \rangle} = g(\omega - \omega') \tag{3.7}$$

Com:

$$g(\Delta\omega) = \frac{1}{2}[1 + |\hat{f}_t(\Delta\omega)|^2] \tag{3.8}$$

onde $\Delta\omega = \omega - \omega'$ é o deslocamento em frequência (ou *shift*).

A auto-correlação mede o quanto as potências $P(\omega)$ e $P(\omega')$ estão correlacionadas. Se não houver correlação entre elas, então $\langle P \cdot P' \rangle = \langle P \rangle \langle P' \rangle$ e $\zeta = 1/2$. E se houver correlação, então $\langle P \cdot P' \rangle \neq \langle P \rangle \langle P' \rangle$ e $\zeta \neq 1/2$.

Com o fator de forma de uma distribuição gaussiana, chegamos ao resultado:

$$g(\Delta\omega) = \frac{1}{2}[1 + e^{-4 \cdot \Delta\omega^2 \cdot \sigma_t^2}] \tag{3.9}$$

O gráfico da equação 3.9 é mostrado na figura 3.6.

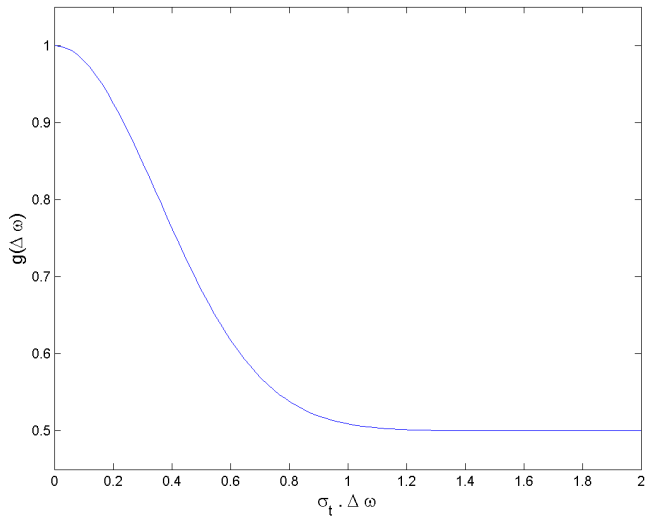


Figura 3.6: Gráfico da função g($\Delta\omega$) parametrizada com σ_t.

O fato de $g(\Delta\omega)$ ser estritamente positiva e maior que 1/2, significa que $\langle P \cdot P' \rangle$ é positivo e maior que $\langle P \rangle \langle P' \rangle$. Isso implica em uma correlação positiva entre $P(\omega)$ e $P(\omega')$, ou seja, se $P(\omega)$ aumenta, $P(\omega')$ aumenta junto. A figura 3.6 também mostra que a correlação diminui quando aumenta a distância entre ω e ω', chegando a 1/2 (não correlação) em $\omega - \omega' \approx \sigma_t^{-1}$. O que significa que a detecção de um fóton em uma dada frequência aumenta a probabilidade de que um outro fóton seja medido em uma frequência próxima à primeira, e o ruído no espectro se apresentará como picos de meia largura da ordem de σ_t^{-1} [40].

Para se realizar esta medida, o espectrômetro deve ter uma capacidade de resolver diferenças em frequência menores que σ_t^{-1}, caso contrário não será possível a observação os picos mencionados.

É importante salientar que este fenômeno ocorre para o espectro da radiação emitida por um único pacote e que, para vários pacotes, a média do espectro faz com que este fenômeno seja filtrado dos dados. Para exemplificar, a figura 3.7, reproduzida da referência [39], mostra o espectro de emissão espontânea em um *free electron laser*, que segue esta mesma propriedade. A figura 3.7 (a) mostra o espectro de um único pacote, cujo comprimento é de 2 ps, e a figura 3.7 (b) o espectro médio de 100 pacotes.

Uma outra proposta para a análise do ruído é a medida do desvio relativo da intensidade total de radiação que é transmitida através de um filtro óptico de largura de banda estreita [38]. Neste caso, a medida da intensidade integrada é feita por um fotodetector. Devido à baixa intensidade que é transmitida pelo filtro de banda estreita, esse fotodetector pode ser um fotodiodo de efeito avalanche, ou até mesmo, uma fotomultiplicadora [41].

Para demonstrar o conceito desta medida, é necessário calcular a variância da potência espectral, onde temos:

$$\begin{aligned}
\sigma_P^2 &= \langle [P - \langle P \rangle]^2 \rangle \\
&= \langle [P - \langle P \rangle] \cdot [P' - \langle P' \rangle] \rangle \\
&= \langle [P \cdot P' - P \cdot \langle P' \rangle - \langle P \rangle \cdot P' + \langle P \rangle \cdot \langle P' \rangle] \rangle \\
&= \langle P \cdot P' \rangle - 2 \cdot \langle P \rangle \cdot \langle P' \rangle + \langle P \rangle \cdot \langle P' \rangle \\
&= \langle P \cdot P' \rangle - \langle P \rangle \cdot \langle P' \rangle \qquad (3.10)
\end{aligned}$$

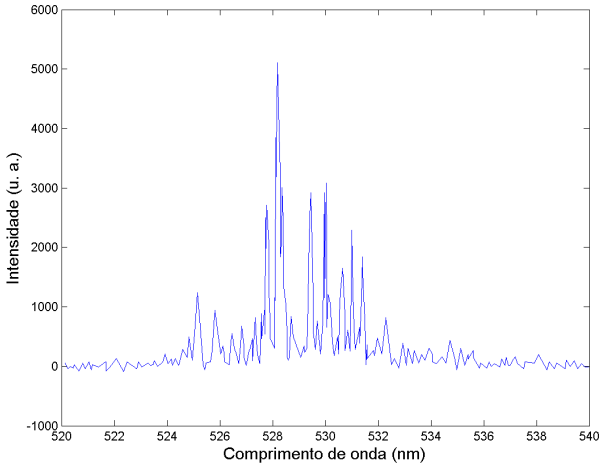
Substituindo a equação 3.6 na 3.10 temos:

$$\sigma_P^2 = \langle P \rangle \langle P' \rangle \cdot |\hat{f}_t(\omega - \omega')|^2 \qquad (3.11)$$

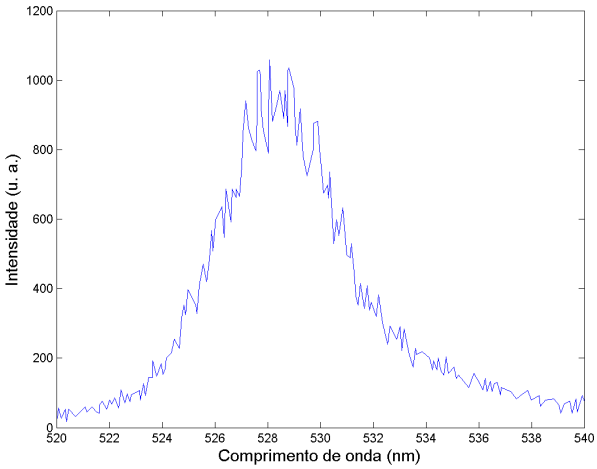
Sendo $\mathcal{P}$ a intensidade total emitida, a sua variância é dada por:

$$\sigma_{\mathcal{P}}^2 = \int_0^\infty \int_0^\infty \sigma_P^2 \cdot d\omega d\omega' \qquad (3.12)$$

No entanto a existência de um filtro óptico requer que as potências espectrais na equação 3.11 sejam ponderadas por uma função de resposta espectral do filtro, $R(\omega)$.



(a) Espectro de um único pacote.



(b) Média do espectro de 100 pacotes.

Figura 3.7: Efeito de auto-correlação no espectro de emissão espontânea em um *free electron laser*.

Assim,

$$\sigma_{\mathcal{P}}^2 = \int_0^\infty \int_0^\infty R(\omega) \cdot \langle P \rangle \cdot R(\omega') \cdot \langle P' \rangle \cdot |\hat{f}_t(\omega - \omega')|^2 d\omega d\omega' \tag{3.13}$$

Vamos agora assumir que o filtro tenha uma função resposta também gaussiana, com centro em ω_0 e desvio padrão σ_ω.

$$R(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_\omega} \cdot e^{\frac{-(\omega-\omega_0)^2}{2 \cdot \sigma_\omega^2}} \tag{3.14}$$

Vamos supor também que a potência radiada $P(\omega)$ seja uma função suave de ω e que ela varie muito pouco na faixa de resposta do filtro, de forma que, ela possa ser considerada constante na integral (válido para P e P'). Desta forma:

$$\sigma_{\mathcal{P}}^2 = \langle P(\omega_0) \rangle^2 \cdot \int_0^\infty \int_0^\infty R(\omega) \cdot R(\omega') \cdot |\hat{f}_t(\omega - \omega')|^2 d\omega d\omega' \tag{3.15}$$

Usando a expressão 2.51 e a 3.14 temos como resultado da integral a seguinte expressão [38]:

$$\delta^2 = \frac{\sigma_{\mathcal{P}}^2}{\mathcal{P}^2} = \frac{1}{\sqrt{16 \cdot \sigma_t^2 \cdot \sigma_w^2 + 1}} \tag{3.16}$$

sendo $\mathcal{P} = \langle P(\omega_0) \rangle$.

Esta expressão relaciona o comprimento do pacote (σ_t) com a largura espectral do filtro (σ_ω) e com o desvio relativo ($\delta = \sigma_{\mathcal{P}}/\mathcal{P}$).

$$\sigma_t = \frac{1}{2 \cdot \sigma_\omega} \cdot \sqrt{\frac{1}{\delta^4} - 1} \tag{3.17}$$

Experimentalmente, esta medida se realiza medindo repetidamente a intensidade de radiação transmitida pelo filtro de banda estreita e, por meio deste conjunto de amostras, encontra-se o desvio padrão (σ_I) e a intensidade média ($\mathcal{P}$). Com isso, conhecemos o δ. O σ_ω é fornecido pelo fabricante do

filtro, ou obtido por meio de caracterização [38].

Para que se tenha dados suficientes para uma estatística satisfatória, deve-se atentar para o erro relativo de δ [38].

$$\frac{\sigma_{\delta^2}}{\delta^2} = \sqrt{\frac{2}{N_s - 1}} \tag{3.18}$$

onde N_s é o número de amostras medidas. Para $N_s = 1000$ o erro relativo fica em $4,5\%$.

Nestas medidas, onde as flutuações da intensidade são medidas, é necessário diferenciar as flutuações do feixe, como variações de carga e energia, daquelas provenientes da propriedade estatística discutida. Esta última pode ser melhor observada reduzindo-se a banda do filtro utilizado, o que, em contrapartida, reduz a intensidade a ser medida [42] .

3.3 Diagnóstico por transições múltiplas

Como dito anteriormente, o primeiro uso da RT em diagnóstico de feixes de partículas em aceleradores foi proposto por Wartski em 1976 [27]. Trata-se de um dispositivo para monitorar diversas variáveis do feixe através da medida de RT produzida pelo feixe ao cruzar múltiplas interfaces. Um esquema da forma mais simples deste dispositivo é mostrado na figura 3.8.

Neste método se espera que o feixe tenha energia suficiente para atravessar duas folhas finas condutoras sem que suas características sejam perturbadas. RT será produzida por cada partícula ao adentrar e ao sair de cada folha. Especificamente a que é produzida na saída da primeira folha, é refletida na segunda folha, e interfere com a que é produzida ao adentrar na segunda. Por terem sido produzidas pela mesma partícula, a diferença de fase ϕ, entre as duas radiações depende somente do tempo que a partícula leva para cruzar o espaço entre as duas folhas.

$$\phi = \frac{2\pi L}{\lambda\beta}\left(1 - \beta\cos\theta\right) \underset{\beta\to 1}{=} \frac{\pi L}{\lambda}\left(\gamma^{-2} + \theta^2\right) \tag{3.19}$$

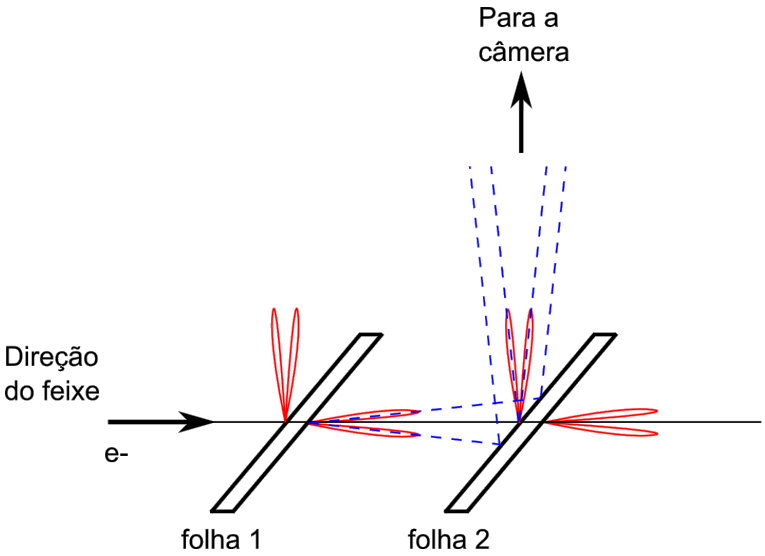


Figura 3.8: Esquema de um sistema de diagnóstico de ROT por múltiplas transições.

Tanto no caso da primeira emissão como na segunda, a RT no plano de incidência pode ser dada pela equação 2.29, que dá a emissão para o caso de uma partícula ultra-relativística ao cruzar a fronteira entre o vácuo e um condutor perfeito. A única diferença é a referência para o ângulo de emissão θ. No caso da emissão dianteira, o ângulo θ é medido em relação a direção de propagação do feixe, enquanto que no caso da retro-emissão, o ângulo θ é medido em relação a direção de reflexão especular.

Assim, com a composição de fases, a distribuição angular de emissão é dada por:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\beta^2}{4\pi^2 c}\frac{\theta^2}{\left(\gamma^{-2}+\theta^2\right)^2}|1-e^{-i\phi}|^2 \tag{3.20}$$

Abrindo o coeficiente das fases temos:

$$\begin{aligned} |1-e^{-i\phi}|^2 &= (1-\cos\phi)^2 + \text{sen}^{\,2}\phi \\ &= 2\cdot(1-\cos\phi) \\ &= 4\cdot\text{sen}^{\,2}\left(\frac{\phi}{2}\right) \end{aligned}$$

o que nos leva a:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\beta^2}{\pi^2 c}\frac{\theta^2}{\left(\gamma^{-2}+\theta^2\right)^2}\cdot \text{sen}^{\,2}\left(\frac{\pi L}{2\lambda}\left(\gamma^{-2}+\theta^2\right)\right) \tag{3.21}$$

Note que a expressão 3.21 é igual a expressão 2.29 para uma partícula ultra-relativística cruzando uma fronteira condutora ideal, porém, modulada por uma função periódica. Esta oscilação provoca o aparecimento de franjas de interferência, como ilustrado na figura 3.9. Esta figura foi gerada por simulação para um feixe de elétrons de 100 MeV, distância entre folhas de 2,5 cm e comprimento de onda de 580 nm (luz verde). A linha vermelha corresponde à distribuição angular de emissão para uma transição simples de um feixe de elétrons de 100 MeV, que foi inserida no gráfico para comparação.

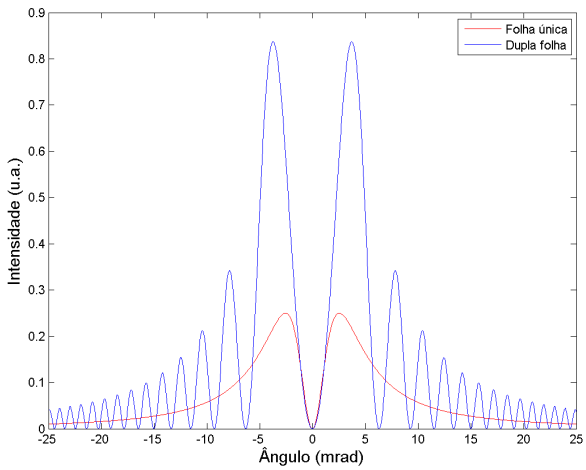


Figura 3.9: Exemplo de padrão de interferência de ROT no método de transições múltiplas.

Na expressão 3.21, os ângulos com mínimo (θ_m) e máximo (θ_M) de intensidade, são os que obedecem a seguinte relação:

$$\theta_{m,M} = \sqrt{\frac{\text{n}\lambda}{L} - \gamma^{-2}} \tag{3.22}$$

sendo n um número semi-inteiro para os mínimos de intensidade e inteiro para os máximos.

Relacionando os ângulos de mínima e máxima intensidade com a sua ordem (n), podemos determinar a energia do feixe através da determinação do parâmetro γ. Este processo resulta numa medida com resolução da ordem de 1% [28] que é menor que a resolução oferecida pelo método de transição única.

A figura 3.10, reproduzida da referência [27], mostra um exemplo de imagem obtida em um dispositivo de dupla folha.

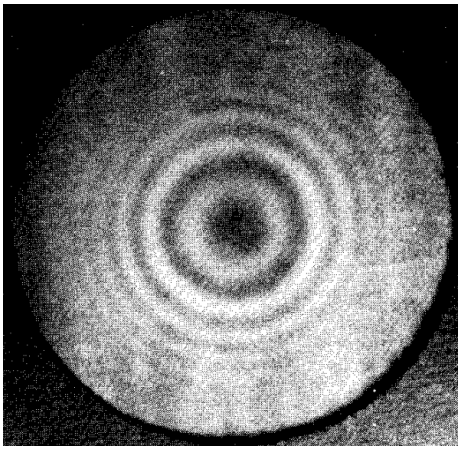


Figura 3.10: Exemplo de um padrão de interferência de ROT para um feixe de 23,7 MeV tomado com um filtro de 450 nm e banda-passante de 50 nm.

Uma variação deste método, também apresentada por Wartski [27], consiste em, ao invés de usar a primeira folha fina metálica, usar uma folha de material transparente. Com isso, a RT produzida nas duas superfícies da folha transparente interferem com a produzida na segunda folha.

Neste caso, o termo de interferência é dado por:

$$I_{interferência} = |1 - e^{-i\phi} + \delta \cdot e^{-i(\phi+\phi')}|^2 \tag{3.23}$$

onde δ dá a atenuação da radiação da interface anterior da primeira folha ao atravessar o material, e ϕ' é a diferença de fase devido ao caminho dentro da primeira folha. A fase ϕ é dada pela equação 3.19.

Em princípio, o fato de ter mais uma transição, deveria aumentar a intensidade de ROT e produzir um padrão de interferência das três emissões. No entanto, Wartski observou que a radiação produzida na primeira interface não interferia coerentemente com a radiação das outras transições. Posteriormente, outros pesquisadores mostraram que a escolha do material transparente é fundamental para que as três emissões interfiram coerentemente [43].

Fiorito *et. al* [44] mostraram que a influência da divergência do feixe no padrão de interferência da equação 3.21 é dada por uma convolução com a função de distribuição de divergências no feixe. O resultado é um borramento na imagem, permitindo a medida da divergência. Também mostraram que o centro do padrão de interferência dá uma indicação da direção de propagação do feixe. Esta informação é útil para medir o alinhamento do feixe em um único ponto. Este fato também foi observado por Wartski, mas o acelerador que ele utilizou não tinha controle suficiente sobre o feixe para uma conclusão definitiva.

Fiorito *et. al* [44] também relatam o uso do método de transições múltiplas para diagnóstico e sintonia do acelerador durante a sua operação, pois com altas energias de feixe e com folhas finas o suficiente, é possível o diagnóstico não destrutivo [45, 46].

Além disso, os modos de observação do método de transição única podem ser aplicados para o método de transições múltiplas. O objetivo é a medida tanto da divergência e da energia do feixe com o padrão de interferência em uma observação de campo distante, quanto a medida da distribuição de carga do feixe em uma observação de campo próximo.

3.4 Considerações finais do capítulo

Neste capítulo, foram apresentadas diversas formas de se explorar as características da radiação de transição como uma ferramenta para monitoramento de feixes em aceleradores de partículas. Em sua maioria, estas exigem uma energia relativamente alta do feixe, especialmente as formas de diagnóstico não destrutivo do feixe.

Algumas variações podem ser encontradas nos sistemas ópticos dos métodos que foram apresentados aqui. Estes podem ser aperfeiçoados de acordo com a tecnologia e equipamentos disponíveis.

Por exemplo, câmeras cujo sensor CCD possui sistema amplificador (as chamadas ICCD - *Intensified Charge-Coupled Device*) podem ser usadas para obter um alto ganho e com isso pode-se reduzir o tempo de aquisição das imagens, podendo inclusive viabilizar a monitoração resolvida no tempo.

Devido à baixa intensidade de ROT, pode-se usar também as câmeras refrigeradas. Nestas, o sensor CCD é refrigerado para se atenuar os ruídos que podem se confundir com a imagem do feixe. Estas câmeras são as mesmas câmeras geralmente utilizadas em observações astronômicas.

Também é comum o uso de mais de uma câmera e de semi-espelhos para a aquisição simultânea de imagens nos dois modos de observação, tanto no método de transição única como no de transições múltiplas. Isso traz praticidade e confiabilidade ao dispositivo. Um esquema deste aparato óptico é mostrado na figura 3.11 [44].

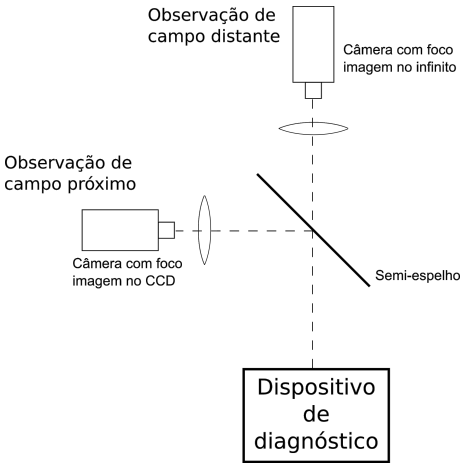


Figura 3.11: Esquema de observação com duas câmeras.

O desafio que tivemos de enfrentar nesta tese está relacionado justamente com a baixa intensidade de ROT. Em baixas energias, como a do feixe do *linac* injetor do Mícrotron do IFUSP, é produzida uma baixa intensidade de RT, uma vez que a intensidade total depende da energia do feixe, e a distribuição angular de emissão é muito dispersa.

Um fato importante, principalmente para o desenvolvimento desta tese, é que as técnicas padronizadas de caracterização de feixe aplicáveis às telas fluorescentes também são aplicadas aos dispositivos de diagnóstico por RT em observações de campo próximo. São exemplos que devem ser mencionados: as técnicas de medida de emitância (por medidas do tamanho da cintura do feixe, e de varredura de lente) e de dispersão de energia (por medida de diâmetro em uma seção de alta função de dispersão).

Capítulo 4

Simulações de emissão de ROT

Neste capítulo serão apresentados alguns resultados de simulação de emissão de ROT. Devido à indisponibilidade de códigos de simulação para essa finalidade, elaboramos o código SimOTR, que é capaz de simular este fenômeno com ênfase em diagnóstico de feixes. O código SimOTR e suas características também serão apresentados.

O objetivo durante a elaboração do SimOTR foi a obtenção de um código que simulasse a emissão de ROT em uma transição única, gerando uma imagem de observação em campo distante, e que fosse capaz de considerar tanto o tamanho quanto a divergência do feixe, bem como a correlação entre ambos. O código elaborado também é capaz de simular a emissão de ROT para qualquer energia de feixe, e não somente para altas energias.

Apresentaremos os resultados de simulação para alguns casos de energias de feixes dentro do intervalo previsto no projeto do Mícrotron do IFUSP.

4.1 O código SimOTR

O código SimOTR[1] é uma implementação em linguagem de programação C padrão, para realizar simulação de emissão de ROT em observações de campo distante. Estas simulações são úteis para se ter uma estimativa do número de fótons que serão coletados pela câmera utilizada como detector e também

[1]SimOTR é um acrônimo para *Simulation of Optical Transition Radiation.*

para conhecer a distribuição de intensidade de luz em observações de campo distante, em função das características do feixe.

A filosofia adotada no código é a de sortear um conjunto grande de partículas com uma função de distribuição gaussiana nos espaços de fase e, para cada partícula, calcular a distribuição de intensidade de ROT emitida na direção do ângulo sólido formado pela lente da câmera. O resultado final é uma distribuição proporcional ao que seria gravado pela câmera em uma observação de campo distante.

Inicialmente, o código começou a ser implementado em linguagem Matlab [47]. No entanto, o tempo de simulação de um total de 1000 partículas para uma imagem de 400x400 pixels era de aproximadamente 1 hora e 40 minutos (6090 segundos). Com isso, o programa passou a ser implementado em linguagem C.

O código usa a biblioteca de constantes físicas e de geração de números aleatórios da *GNU Scientific Library* (GSL) [48]. A produção de gráficos é feita através de uma interface com o programa GNUPlot [5]. O programa foi compilado com o compilador *GNU Compiler Colection* (GCC) versão 4.4.1 [49] e possui um gerenciamento de processamento multi-paralelo usando as diretivas do OpenMP [49], ou seja, é capaz de usar todos os núcleos de um computador de vários núcleos. O código fonte do programa encontra-se no anexo D.

A nova implementação, ao ser executada em um computador com processador com quatro núcleos de 2,66 GHz (o mesmo em que executamos as rotinas do MatLab), leva aproximadamente 4 minutos para realizar a mesma simulação. Mais detalhes sobre o programa serão dados a seguir.

4.2 A geração de partículas

Como foi dito, o programa usa as funções de geração de número aleatórios contidas na GSL para sortear a posição e a divergência de cada partícula segundo uma distribuição gaussiana. São aceitos como parâmetros de entrada para o programa: o desvio padrão das distribuições de posição e divergência e o coeficiente de correlação entre ambas, tanto para o plano horizontal quanto

para o vertical.

Também é aceito como parâmetro de entrada o número de partículas a ser simulado. Este número representa a quantidade de interações que o programa executará para dar uma melhor representação dos espaços de fase. Quanto maior no número de interações, melhor representado é o espaço de fases, com o preço de consumir maior tempo de computação. No final, o código normaliza a distribuição pelo número de interações.

O programa gera uma imagem mostrando a distribuição das partículas sorteadas no espaço de fases. Uma imagem típica é mostrada na figura 4.1 (desvio padrão da distribuição da posição igual a 1 mm e da divergência igual a 1 mrad. Coeficiente de correlação igual a 0,9 e 1000 partículas de representação no espaço de fases).

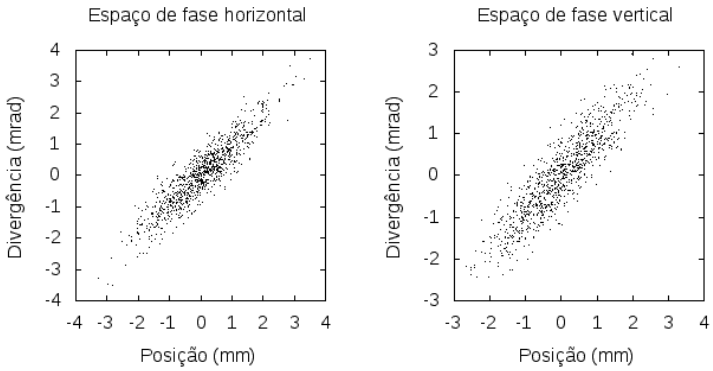


Figura 4.1: Espaços de fase típicos gerado pelo código SimOTR.

A geração de partículas é uma parte importante do programa, pois com ela será possível estudar a influência dos parâmetros do feixe na imagem de ROT observada.

4.3 Cálculo bidimensional da emissão de ROT

O código SimOTR realiza o cálculo bidimensional da emissão de ROT. Para isso, utilizamos a expressão 2.21 com algumas adaptações visando facilitar o algoritmo.

O vetor unitário $\hat{n}$, que dá a direção da radiação observada é definido como:

$$\hat{n} = \cos\theta_y \text{sen}\ \theta_x \hat{x} + \text{sen}\ \theta_y \hat{y} + \cos\theta_y \cos\theta_x \hat{z} \tag{4.1}$$

onde θ_x é o ângulo no plano de incidência e θ_y é o ângulo no plano perpendicular, conforme a figura 2.5. $\hat{x}$, $\hat{y}$ e $\hat{z}$ são versores nas direções x, y e z respectivamente (ver figura 2.5).

Para se levar em conta a divergência do feixe, é necessário definirmos um novo vetor velocidade, como se segue:

$$\vec{v} = v_o \left[x'\hat{x} + y'\hat{y} + \hat{z}\right] \tag{4.2}$$

sendo v_0 a velocidade da partícula, $x' = v_x/v_0$ a divergência, na horizontal, da partícula em relação à direção ideal e $y' = v_y/v_0$ a divergência, na vertical, da partícula em relação à direção ideal.

O vetor velocidade da imagem da partícula pode ser encontrado aplicando-se uma matriz de rotação ao vetor velocidade da partícula. A matriz de rotação é a seguinte:

$$T = \begin{pmatrix} -\cos 2\Phi & 0 & -\text{sen}\ 2\Phi \\ 0 & 1 & 0 \\ \text{sen}\ 2\Phi & 0 & -\cos 2\Phi \end{pmatrix} \tag{4.3}$$

onde Φ é tomado como o ângulo de incidência da partícula ideal na superfície de transição. Esta matriz de rotação aplica uma transformação de rotação no vetor velocidade da partícula de $180° + \Phi$ no sentido anti-horário e em torno do eixo Oy.

Podemos encontrar os produtos vetorial e escalar para a partícula:

$$\left[\vec{v} \cdot \hat{n}\right]_{pa} = v_0 \left[\cos(\theta_x)\cos(\theta_y) - x'\cos(\theta_y)\text{sen}\ (\theta_x) + y'\text{sen}\ (\theta_y)\right] \tag{4.4}$$

$$
\begin{aligned}
\left[(\vec{v}\times\hat{n})^2\right]_{pa} &= v_0^2\cdot\cos^2\theta_y\left(y'\cos\theta_x-\text{sen }\theta_x\right)^2+\\
&+v_0^2\cdot\left(\text{sen }\theta_y-x'\cos\theta_y\cos\theta_x\right)^2+\\
&+v_0^2\cdot\left(x'\cos\theta_y\text{sen }\theta_x-y'\text{sen }\theta_x\right)^2
\end{aligned}
\tag{4.5}
$$

e para a sua imagem:

$$
\begin{aligned}
[\vec{v}\cdot\hat{n}]_{im} &= v_0\left\{x'\cos(\theta_x)\cos(\theta_y)\text{sen }(2\Phi)+\right.\\
&+\cos(\theta_y)\text{sen }(2\Phi)\text{sen }(\theta_x)+\cos(2\Phi)\cos(\theta_y)+\\
&\left.+\left(x'\text{sen }(\theta_x)-\cos(\theta_x)\right)+y'\text{sen }(\theta_y)\right\}
\end{aligned}
\tag{4.6}
$$

$$
\begin{aligned}
\left[(\vec{v}\times\hat{n})^2\right]_{im} &= v_0^2\left\{\cos(\theta_y)\left[x'\cos(2\Phi+\theta_x)+\text{sen }(2\Phi+\theta_x)\right]^2+\right.\\
&+\left[y'\cos(2\Phi)\cos(\theta_x)\cos(\theta_y)-y'\cos(\theta_y)\text{sen }(2\Phi)\text{sen }(\theta_x)+\right.\\
&+\left.\text{sen }(\theta_y)\right]^2+\left[y'\cos(\theta_x)\cos(\theta_y)\text{sen }(\Phi)+\right.\\
&\left.\left.+y'\cos(2\Phi)\cos(\theta_y)\text{sen }(\theta_x)-\ x'\text{sen }(\theta_y)\right]^2\right\}
\end{aligned}
\tag{4.7}
$$

Utilizando as equações 4.4, 4.5, 4.6 e 4.7 e substituíndo em 2.21 e 2.35, temos a quantidade total de fótons emitidos na direção de um determinado pixel da imagem.

$$
\begin{aligned}
\eta &= \left(T\frac{\bar{I}Q}{e}\xi\right)\frac{\Omega_p\alpha}{4\pi^2c^2}\left|\frac{\left[\hat{n}\times\vec{v}\right]_{pa}}{1-\frac{[\vec{v}\cdot\hat{n}]_{pa}}{c}}+\frac{\left[\hat{n}\times\vec{v}\right]_{im}}{1+\frac{[\vec{v}\cdot\hat{n}]_{im}}{c}}\right|^2\\
&= \left(T\frac{\bar{I}Q}{e}\xi\right)Y\left(\hat{n},\vec{v},\psi\right)
\end{aligned}
\tag{4.8}
$$

onde $Y\left(\hat{n},\vec{v},\psi\right)$ chamamos de *yield*. O código SimOTR calcula somente os

valores da função *yield* e guarda os valores no arquivo `data.dat`. Para encontrar o número de fótons incidente em cada pixel da imagem, o usuário deve multiplicar os valores guardados pelo fluxo de partículas do feixe ($\bar{I}/e$), pelo fator de qualidade da curva de resposta da câmera (Q), pelo fator de eficiência de detecção (ξ) e pelo tempo de aquisição (T). Como os termos $\bar{I}$, Q, ξ e T dependem exclusivamente de condições de detecção, o código SimOTR é útil na otimização da geometria do arranjo e na comparação relativa de condições de emissão (condições de energia do feixe e posicionamento do detector).

4.4 O arquivo var.conf e as informações de saída da simulação

Os parâmetros de entrada da simulação são passados para o código SimOTR através de um arquivo chamado `var.conf`. Nele são definidos os valores das variáveis de simulação. A tabela 4.1 mostra os comandos encontrados dentro do arquivo `var.conf`. Um exemplo de um arquivo `var.conf` é apresentado no fim do apêndice D.

Tabela 4.1: Variáveis definidas no arquivo `var.conf`.

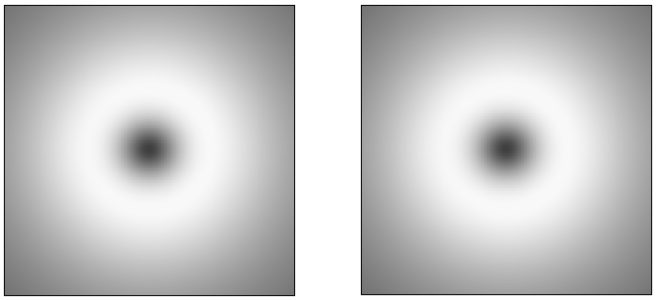
E	Define a energia cinética do feixe de partículas incidente no alvo.
e	Define o desvio relativo em energia.
P	Define o número de interações de representação dos espaços de fase.
L	Define a distância da lente da câmera ao alvo.
l	Define o tamanho da lente da câmera.
p	Define o ângulo de inclinação do alvo.
x	Define o raio do feixe na horizontal.
y	Define o raio do feixe na vertical.
u	Define a divergência do feixe na horizontal.
w	Define a divergência do feixe na vertical.
m	Define a correlação entre a posição e a divergência do feixe na horizontal.
n	Define a correlação entre a posição e a divergência do feixe na vertical.
t	Define o ângulo de posicionamento da câmera.
%	Define o marcador de comentários.
#	Marca o final do arquivo.

Como resultado das simulações, o código SimOTR gera um arquivo de saída em formato ASCII contendo uma matriz 400x400 (arquivo `data.dat`). Cada posição desta matriz corresponde a um pixel da câmera simulada e o seu conteúdo corresponde ao valor da função *yield* no ponto. O código também gera uma imagem da distribuição de intensidade de emissão, onde o ponto de maior intensidade na imagem é sempre representado pela cor branca (o máximo corresponde à contagem 255).

4.5 Resultados de simulação

A figura 4.2(a) mostra uma imagem da distribuição da função *yield* obtida pela simulação com o código desenvolvido, para um feixe de 10 MeV. As partículas geradas para esta simulação são as mesmas mostradas na figura 4.1.

A figura 4.2(b) mostra a função *yield* simulada para um feixe com os mesmos parâmetros para diâmetro e divergência, porém com parâmetro de correlação negativo (de -0,9). Isso significa que, a figura 4.2(a) seria produzida por um feixe divergente, enquanto que a figura 4.2(b) seria produzida por um feixe convergente.



(a) Correlação positiva. (b) Correlação negativa.

Figura 4.2: Simulação de emissão de ROT em campo distante para feixe de 10 MeV. A cor branca denota maior intensidade de luz.

As imagens aparentemente são muito semelhantes, porém a subtração de ambas as distribuições mostra que existem diferenças nas imagens, como mostrado na figura 4.3.

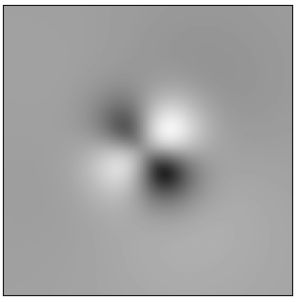


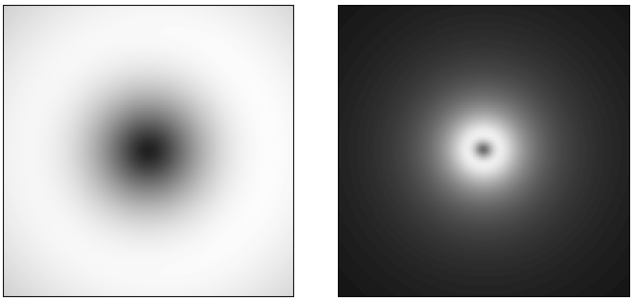
Figura 4.3: Imagem de subtração de resultados de simulação com feixes de parâmetro de correlação opostos. A cor branca denota maior intensidade de luz.

Essa comparação mostra que a imagem de ROT guarda informações sobre a distribuição das partículas nos espaços de fase transversais. Este estudo de ROT por meio de simulações parece um campo promissor, uma vez que, como dito, não existem programas de simulação para esta finalidade.

É importante ressaltar que a escala de cinza observada nas imagens simuladas mostra diferenças de intensidade, ou seja, as distribuições. O contraste na imagem não representa a intensidade absoluta observada na câmera. Como discutido anteriormente, a informação de intensidade absoluta só pode ser obtida com a informação contida no arquivo `data.dat` e com os parâmetros de corrente do feixe, fator de qualidade da câmera utilizada e a eficiência de detecção. No entanto, admitindo-se estas condições invariantes, podemos comparar proporcionalmente o número de fótons coletados comparando o valor do *yield* integrado fornecido pelo código SimOTR.

O programa SimOTR também foi utilizado para simular a emissão de ROT nos limites do intervalo de energias de feixe previstos no projeto do Mícrotron do IFUSP. As distribuições simuladas podem ser observadas na figura 4.4. Para a distribuição produzida pelo feixe de 38 MeV, figura 4.4(b), é possivel observar claramente que os ângulos de emissão máxima estão dentro do campo de visão projetado na imagem. Já na distribuição produzida pelo feixe de 5 MeV, figura 4.4(a), estes ângulos estão muito perto das extremidades da imagem. Assim, apesar de crítica para energias mais próximas de 5 MeV, medidas em observação de campo distante são possíveis para o

intervalo de energias previstas para o Mícrotron do IFUSP.



(a) Feixe de 5 MeV. (b) Feixe de 38 MeV.

Figura 4.4: Simulação de emissão de ROT para feixes nos limites de energia do intervalo do Mícrotron do IFUSP. A cor branca denota maior intensidade de luz.

Já para o feixe de 1,8 MeV, cuja distribuição é apresentada na figura 4.5, os máximos não são observados na imagem, o que torna a medida em observação de campo distante inviável, sendo possível apenas medidas de distribuição de corrente em observações de campo próximo.

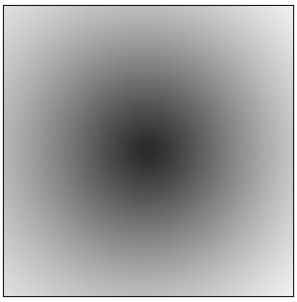


Figura 4.5: Simulação para emissão de ROT para energia de feixe igual à saída do *linac* injetor (1,8 MeV). A cor branca denota maior intensidade de luz.

Além disso, um outro problema que devemos enfrentar para observações de ROT para feixes de 1,8 MeV de energia, é com relação ao baixo número de fótons coletados pela câmera. Com o código SimOTR foi possível estimar que o *yield* integrado para energia de feixe de 5 MeV é aproximadamente 10 vezes maior que o *yield* integrado com o feixe de 1,8 MeV. Por outro lado, o

yield integrado é 7 vezes maior com energia de feixe de 38 MeV do que com 5 MeV.

4.6 Considerações finais do capítulo

Neste capítulo, foi apresentado o código SimOTR. Desenvolvemos este código como uma tentativa de estimar o número de fótons produzidos por ROT coletados por uma câmera usada como detector.

Este programa é capaz de simular a influência da distribuição de partículas na distribuição de intensidade da imagem, tornando possível o prévio estudo da viabilidade de medidas de observação de campo distante na técnica de transições simples.

O código também fornece um valor integrado do *yield*, que pode ser usado para comparar relativamente o número de fótons coletados em diferentes situações. Este valor é útil para se otimizar os parâmetros geométricos do arranjo, de forma a maximizar o número de fótons coletados.

O valor integrado do *yield* também foi usado para se comparar a taxa de produção de fótons no intervalo de energias de feixe propostas no projeto do Mícrotron do IFUSP.

Capítulo 5

Projeto e construção do monitor de feixe para medidas a 1,8 MeV

Neste capítulo será apresentado o processo da construção do monitor de feixe baseado em ROT. Serão discutidos os detalhes da construção do alvo, do posicionador e do suporte.

A construção do alvo envolveu colaboração com o Laboratório de Micro-Eletrônica da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo (LME-POLIUSP) e com o Laboratório de Análise de Materiais por Feixes Iônicos do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (LAMFI-IFUSP).

Serão apresentados também os resultados dos primeiros testes realizados com o dispositivo, bem como das características da radiação observada, que são necessárias para a confirmação de que a luz observada é realmente gerada pelo fenômeno de transição de meio.

5.1 Construção e caracterização do alvo

O primeiro passo do projeto, e o mais crítico, é a construção do alvo. O importante em um alvo a ser irradiado com a finalidade de produzir ROT é a superfície de incidência do feixe. Esta superfície representará a mudança de

meio para as partículas e deve ter a menor rugosidade possível [50]. Um alvo com rugosidades também produziria ROT, porém, de forma espalhada, o que reduziria a captação de fótons pela câmera de vídeo. Um simples polimento mecânico não é suficiente para obter uma superfície lisa o suficiente. Em função disso, decidimos construir o alvo de ROT com a técnica *sputtering* de deposição de filmes finos, que é uma técnica que viabiliza a superfície livre de rugosidade que necessitamos, em um leque de opções variadas para materiais a serem depositados.

O alumínio foi escolhido para a deposição, seguindo o padrão identificado na pesquisa bibliográfica de outros monitores de ROT pelo mundo. Este material é muito utilizado por ser de fácil manuseio, ter boa condutibilidade e não sofrer magnetização. O inconveniente de se usar alumínio neste tipo de aplicação é a oxidação que ocorre na superfície deste material, que reduz significativamente a emissão de ROT. Por isso, devemos evitar a exposição prolongada do alvo à atmosfera e a ambientes úmidos [31].

O alvo foi construído no Laboratório de Micro-Eletrônica da Escola Politécnica da USP (LME-POLIUSP) pelo professor Dr. Roberto Onmori e seu aluno de doutorado, Sr. Celso Manoel da Silva. O substrato utilizado foi de silício com orientação (100).

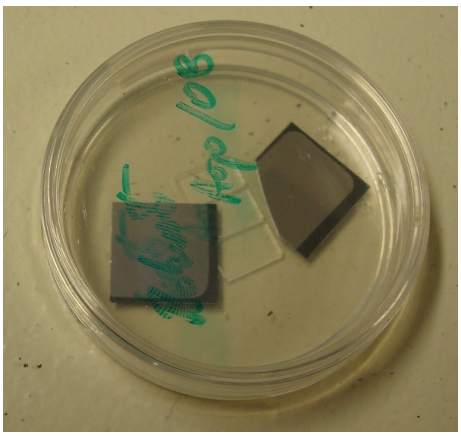
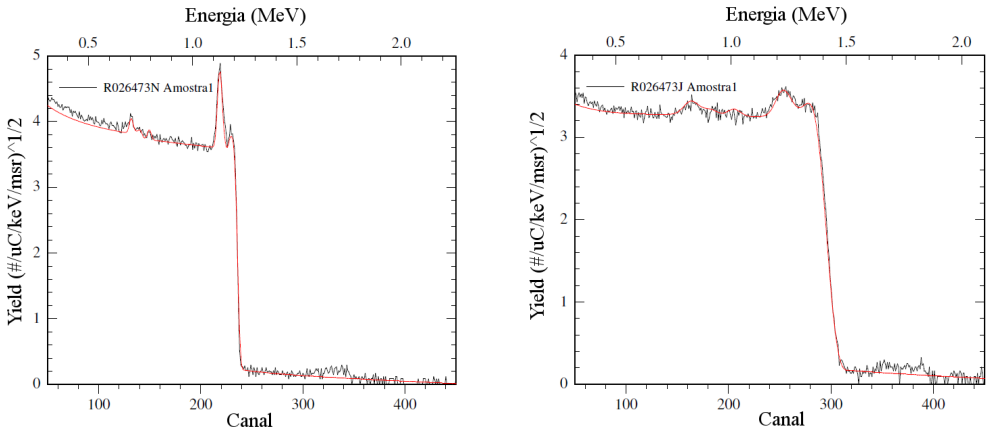


Figura 5.1: Foto do alvo e da amostra para análise construídos no LME – POLIUSP.

Dois alvos foram fabricados, com a intenção de instalar um deles no monitor de ROT enquanto poderíamos caracterizar o outro. Esta caracterização

do alvo foi feita no Laboratório de Análise de Materiais com Feixes Iônicos do Instituto de Física da USP (LAMFI – IFUSP) com o auxílio do professor Dr. Manfredo Harry Tabacknics e do especialista de laboratório Dr. Marcel Dupret Lopes Barbosa. Um feixe de He^+ com energia de 2,2 MeV e corrente de 40 nA (carga do espectro: 20μC) foi utilizado para caracterizar o alvo pelo método RBS (*Rutherford Backscatering*). Os espectros das partículas de He retro-espalhadas foram medidos com dois detectores, nomeados no LAMFI como N e J, localizados respectivamente a 170° e a 120° em relação a propagação do feixe. Os dois espectros são mostrados na figura 5.2.



(a) Detector N. (b) Detector J.

Figura 5.2: Espectro RBS obtido com a amostra no LAMFI – IFUSP (a curva vermelha é o ajuste de análise).

Numa análise de RBS típica é possível analisar a composição da amostra em camadas. A análise dos espectros foi feita com o programa RUMP [51], e consistiu em elaborar um modelo de camadas da amostra que tenha um espectro calculado por simulação que seja um bom ajuste do espectro experimental. Um bom modelo é aquele que consegue descrever os espectros para os dois detectores, como é o caso observado na figura 5.2.

A análise dos espectros mostrou que o filme de alumínio tem 173(20) nm de espessura. Também mostrou que o filme de alumínio possui uma pequena camada de alumínio oxidado na superfície da amostra. Esta camada tem 5,5(5) nm de espessura e é devida ao contato com o ar no transporte

da amostra. Uma outra camada ainda menor, com 2,5(3) nm de espessura, também de alumínio oxidado, foi encontrada aproximadamente na meia altura do filme, tendo sido gerada por alguma contaminação durante o processo de fabricação do filme.

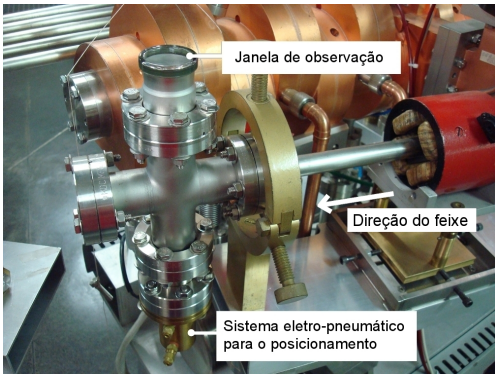
Através da análise RBS também é possível se determinar a rugosidade do alvo. Não é possível diferenciar se a rugosidade é devida ao filme fino ou ao substrato, mas neste caso, como o substrato é um pedaço de *wafer* de silício de uso em micro-eletrônica, consideramos a rugosidade como sendo devida somente ao filme de alumínio.

A sensibilidade para a medida de rugosidade depende muito da amostra analisada e da resolução do detector, e não está relacionada à resolução da medida de espessura das camadas. Basicamente, a rugosidade estende a cauda para baixas energias dos picos de cada elemento referentes a uma determinada camada [52, 53]. Na análise dos espectros obtidos, concluímos que a rugosidade é menor que 15 nm, que seria o limite mínimo para observação de rugosidade segundo às simulações feitas no RUMP.

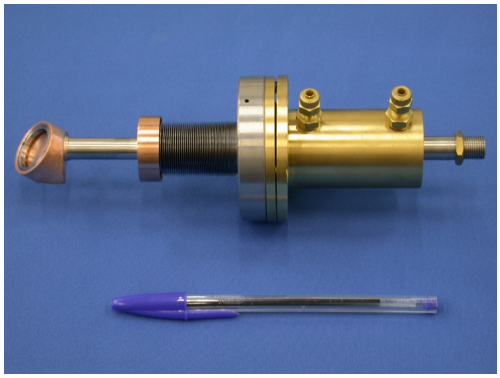
5.2 O projeto do posicionador

O projeto do posicionador envolve a adaptação do modelo atualmente utilizado para posicionar a tela dos *view-screens* do Mícrotron. Neste posicionador, a normal à superfície da tela fluorescente coincide com a bissetriz do ângulo reto formado pela direção do feixe incidente e a direção da janela de observação (ver figura 1.6). Assim, o feixe incide a 45° na superfície da tela e a luz emitida pode ser observada através da janela de borosilicato, por meio de uma câmera de vídeo que envia a imagem para a sala de controle. Uma foto do *view-screen* construído para o Mícrotron do IFUSP é apresentada na figura 5.3(a) e do posicionador na 5.3(b).

O projeto do novo sistema de monitoramento foi concebido de forma a acoplar um *view-screen* no sistema de monitoração por ROT. Assim, pode-se usar o *view-screen* para posicionar o feixe antes da observação por ROT, bem como pode-se comparar os resultados obtidos com ambos os processos em um mesmo ponto. Os dispositivos foram montados em uma cruzeta de 6 portas,



(a) Montagem completa.



(b) Posicionador desmontado.

Figura 5.3: Foto do aparato dos *view-screens*.

conforme ilustrado na foto da figura 5.4, onde o aparato construído pode ser visto pela face frontal (face do flange de entrada do feixe).

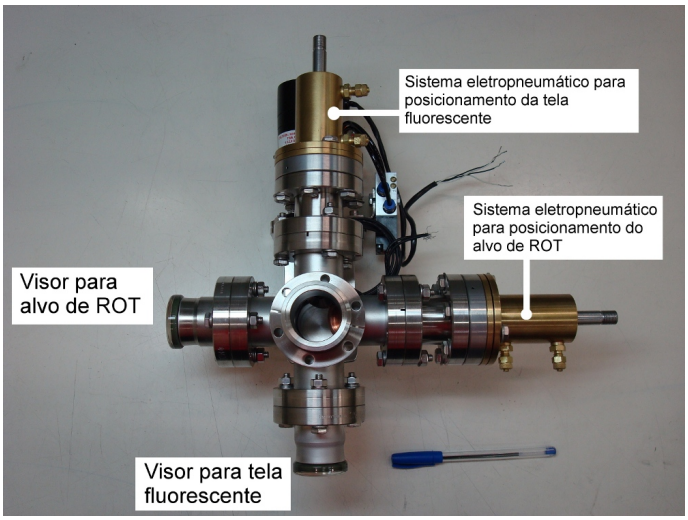
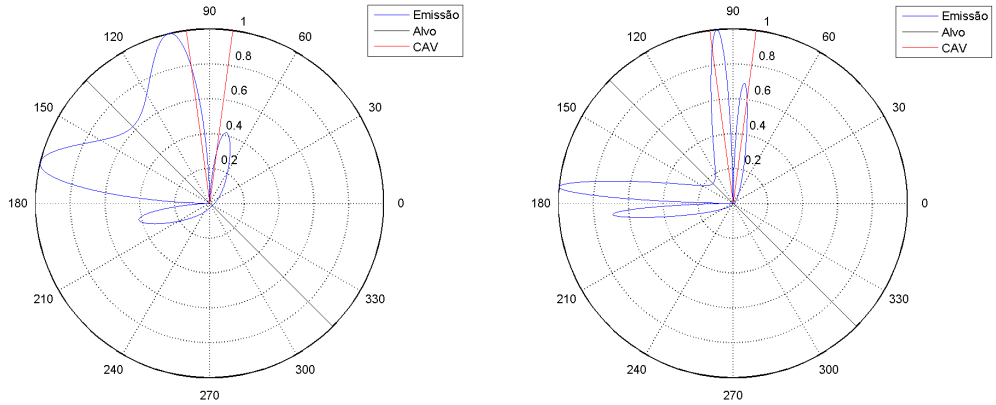


Figura 5.4: Foto do aparato construído.

5.2.1 Considerações sobre o ângulo de incidência

Como foi dito anteriormente, para que a análise de observações em campo distante seja eficaz, é necessário que os dois lóbulos da emissão da ROT estejam no Campo Angular de Visão (CAV), que é o ângulo sólido formado pela lente da câmera. Isso infelizmente não ocorre à energia de 1,8 MeV,

como pode ser visto na figura 5.5 (a). Mas será possível realizar a observação dos dois lóbulos a partir de 5 MeV de energia, como é possível de se observar na figura 5.5 (b).



(a) $1,8$ MeV. (b) 5 MeV.

Figura 5.5: Distribuição angular de emissão de ROT para feixes de 1,8 e 5 MeV de energia em incidência a 45°.

Logo, com um feixe de energia de 1,8 MeV, será possível somente observações de campo próximo e, portanto, somente medições da distribuição de carga.

Além disso, como é possível observar na figura 5.5 (a), o ângulo de máxima emissão para energia de feixe de 1,8 MeV não está no CAV, por isso o número de fótons coletados pela câmera deve ser muito baixo. A proposta para contornar este problema foi a construção de um suporte adaptador para que o ângulo de incidência do feixe fosse tal que a máxima emissão ocorresse dentro do CAV [54]. A figura 5.6 mostra uma simulação desta condição, onde a incidência do feixe ocorre a 38,5º.

Simulações com o código SimOTR mostraram que a incidência de fótons na câmera para o caso da incidência a 38,5° é 300% maior do que para o caso da incidência a 45°.

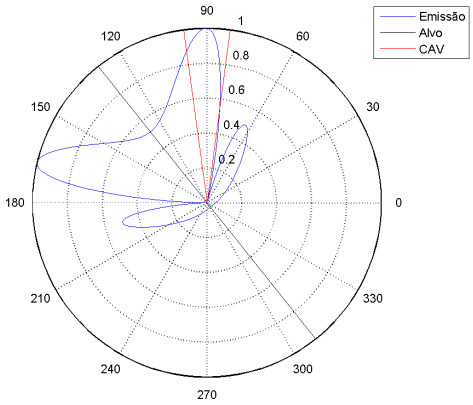


Figura 5.6: Distribuição angular de emissão de ROT para feixe de 1,8 MeV em incidência a $38,5°$.

5.2.2 Construção de um suporte adaptador

Como foi visto, para maximizar o número de fótons coletados pela câmera, a incidência do feixe deve ocorrer a 38,5°. Para isso, teve de ser construído um suporte adaptador para a fixação do alvo de ROT[1]. Para energias superiores no Mícrotron (maiores que 5 MeV) não se faz necessário o uso do adaptador, pois para incidência à 45° o número de fótons coletados pela câmera já é maximizado. O desenho mecânico do suporte adaptador construído para essa finalidade está no apêndice B. A figura 5.7 (a) mostra a peça construída e instalada no posicionador. Com este suporte, o ângulo de incidência foi corrigido de 45° para 38,5° com precisão de 0,5°.

O alvo foi então posicionado no suporte e fixado com uma cola especial para ambientes de vácuo. O contato elétrico entre o alvo de ROT e o suporte foi feito com uma tinta de prata. Este contato elétrico servirá para impedir o acúmulo de carga no alvo. A resistência elétrica deste contato é de aproximadamente 11 Ω. O alvo fixado no suporte é mostrado na figura 5.7 (b).

[1]A tolerância mecânica de construção do suporte adaptador é de 0,5°. Simulações com o código SimOTR não mostraram variações significativas no número de fótons coletados pela câmera dentro do intervalo de tolerância.

(a) Suporte adaptador no posicionador. (b) Alvo no suporte adaptador.

Figura 5.7: Foto do suporte adaptador construído e instalado no suporte da tela fluorescente.

5.3 Características da câmera

No processo de emissão de ROT, a taxa de produção de fótons no intervalo de radiação visível é muito baixa, logo devemos utilizar uma câmera que tenha sensibilidade suficiente para obter imagens com baixas luminosidades. Uma câmera CCD convencional não tem sensibilidade suficiente, além de ter controles automáticos de ganho e de contraste, que deformam e impedem a obtenção de dados experimentais confiáveis da imagem.

Para isso, foi adquirida uma câmera especial, modelo Guppy F-038B da Allied Vision, para ser usada especificamente com os experimentos de ROT. Esta câmera possui *trigger*, controle manual de ganho (entre 0 e 24 dB), tempo de exposição do CCD controlável (*shutter speed*) entre 20 μs e 67 s e ADC de 8 bits.

O CCD da câmera é modelo ICX418ALL *interlaced* da marca SONY. Este possui 768 (horizontal) por 494 (vertical) pixeis de 8,4 μm por 9,8 μm de tamanho. A curva de resposta do CCD é apresentada na figura 5.8 e apresenta um fator de qualidade Q =0,6.

Foi adquirida também uma lente para ser usada com esta câmera (NMV-35M23 fabricante NAVITAR). A lente possui controles manuais de foco e de tamanho de iris, além de 35 mm de distância focal. Com ela pretende-se obter uma imagem ampliada do alvo de ROT e consequentemente aumentar a resolução das medidas das dimensões do feixe.

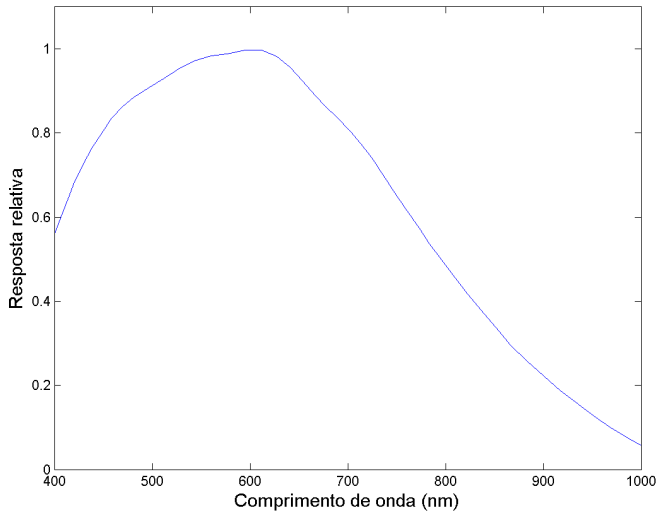


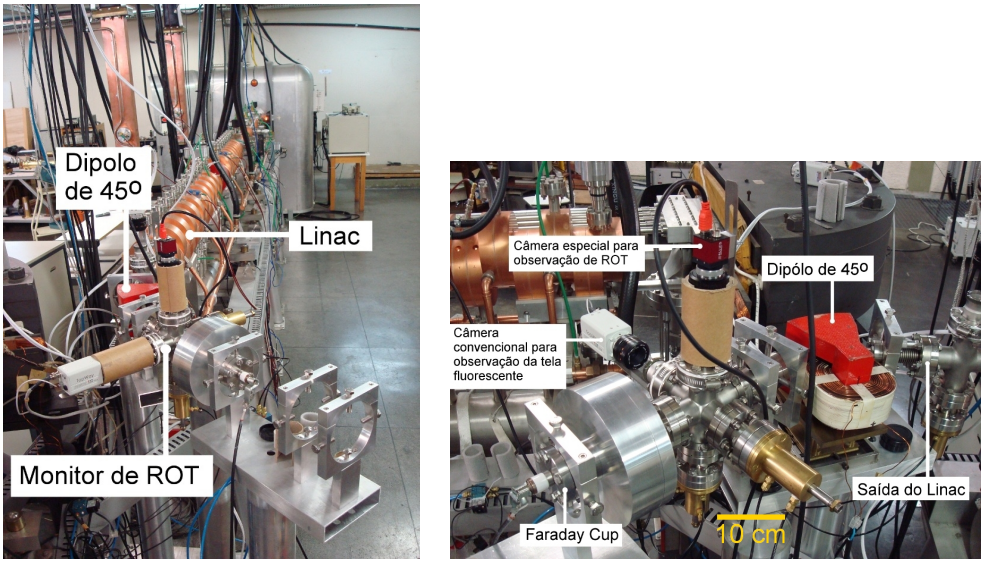
Figura 5.8: Resposta relativa do CCD ICX418ALL Sony.

5.4 Primeiros testes

O dispositivo foi montado na saída do *linac* injetor do Mícrotron do IFUSP. Uma linha de feixe foi montada com um dipolo de 45°. Medindo o campo magnético necessário para desviar o feixe a 45°, podemos determinar a energia do feixe. O monitor de ROT foi montado logo depois do dipolo, como mostrado na figura 5.9 (a). A instalação do monitor de ROT é mostrada com mais detalhes na figura 5.9 (b).

Os primeiros testes foram realizados no início de 2009, quando foram obtidas algumas imagens do feixe. Um exemplo típico de uma destas imagens é mostrado na figura 5.10[2]. Acredita-se que a imagem observada tenha sido produzida pela luz gerada pela transição de meio dos elétrons do feixe. No entanto, são necessários alguns testes para se comprovar a natureza da radiação observada. Foram realizados testes de linearidade da intensidade da radiação com a carga do feixe incidente, de direção da polarização da radiação e também de continuidade do espectro da radiação.

[2]Condições do feixe na imagem: Energia de feixe = 1,83(3) MeV; Corrente média = 10 nA; Frequência de pulsação da grade do canhão = 1 kHz. Condições da câmera nesta imagem: Tempo de exposição = 10 s; Ganho = 400.



(a) Dispositivo instalado. (b) Dispositivo instalado em detalhe.

Figura 5.9: Fotos da instalação do dispositivo para testes.

Na fronteira do alvo construído foi observado um brilho vindo da borda de cola para ambiente de vácuo. Supõe-se que seja um fenômeno de fosforescência em algum componente da cola uma vez que, cessado o feixe, o brilho permanece por um tempo de aproximadamente 5 minutos.

Nesta imagem, as condições de ganho e tempo de exposição foram superestimadas. A intenção era a de observar uma imagem totalmente saturada para que ficasse evidente toda a envoltória do feixe[3].

5.5 Medidas de confirmação

Fizeram parte dos primeiros testes do dispositivo uma série de medidas com a intenção de confirmar a natureza da luz observada. Como foi apontado na seção anterior, este procedimento se faz necessário para que seja garantido que o processo que gera a radiação luminosa é o de RT.

Para esta verificação três medidas foram realizadas, de forma a confir-

[3]Neste caso, estamos nos referindo a saturação do CCD. Uma vez que os controles de ganho e contraste são manuais e a intensidade de ROT é baixa, estamos testando o limite de detecção do sistema.

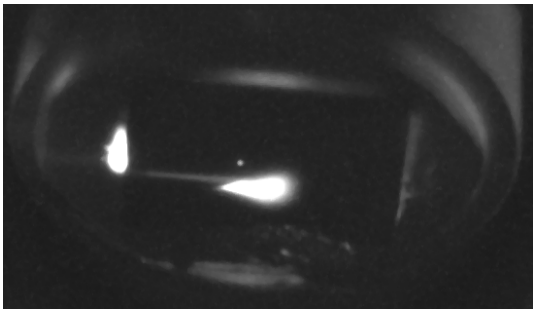


Figura 5.10: Uma das primeiras imagens obtidas com o protótipo do monitor baseado em ROT.

mar as características da ROT: 1 - linearidade com a carga incidente; 2 - polarização da radiação; e 3 - continuidade do espectro.

Os resultados destas medidas são apresentados a seguir.

5.5.1 Medida da dependência linear com a carga incidente no alvo

A principal vantagem da ROT sobre a fluorescência é a linearidade da intensidade da radiação emitida em função do aumento de corrente do feixe incidente. Assim, testamos a linearidade da intensidade da radiação medida com o aumento da carga incidente no alvo. A variação da carga foi feita com a alteração da freqüência de pulsação da grade do canhão, e a medida de intensidade luminosa foi feita integrando-se as contagens de cada pixel na respectiva imagem de ROT. A figura 5.11 mostra o resultado obtido desta medida.

Podemos observar que os dados experimentais seguem muito bem uma tendência linear. O χ^2 do ajuste apresenta o valor igual a 5,3 (com 5 graus de liberdade) e a sua probabilidade de ser excedido é de aproximadamente 63%, sendo este um bom resultado.

5.5.2 Medida de polarização

Uma outra propriedade da ROT é a sua polarização, que é característica deste fenômeno (ver discussão no capítulo 2). No entanto, com energia de feixe de

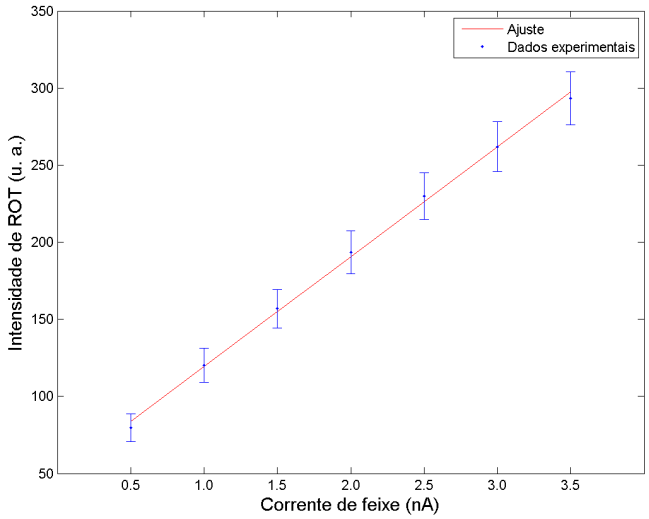


Figura 5.11: Intensidade luminosa de ROT emitida em função da corrente média de feixe.

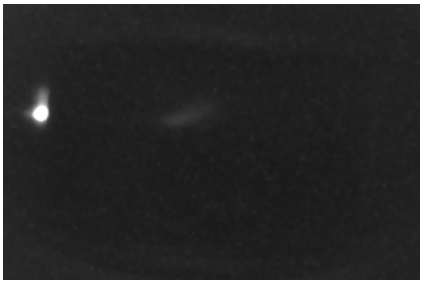
1,8 MeV, observaremos somente um trecho de emissão da radiação (ver figura 5.6), e espera-se que a luz observada seja predominantemente polarizada na horizontal. Logo, outro teste que devemos fazer é o da polarização da radiação.

Este teste primeiramente foi feito obtendo-se duas imagens do feixe com um filtro polarizador acoplado à janela de observação, ambas mostradas na figura 5.12. Na figura 5.12 (a) o filtro polarizador foi colocado de forma a barrar a componente horizontal da luz, e na 5.12 (b) o filtro foi colocado de forma a barrar a componente vertical.

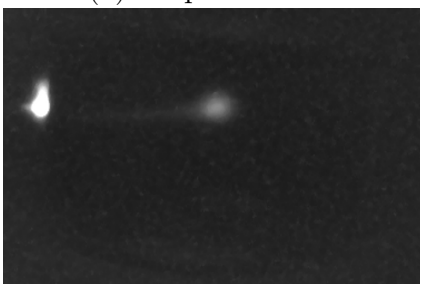
Podemos observar, comparando as duas imagens, que praticamente toda a radiação é barrada quando o polarizador bloqueia a componente de polarização horizontal da radiação.

Também é possível se observar que o brilho produzido pela cola de ambiente de vácuo não tem alteração significativa, mostrando que não existe polarização preferencial para esta radiação. A pequena variação observada se deve a variações na reprodutibilidade do feixe, uma vez que a máquina teve de ser desligada para a mudança do polarizador.

Devido a isso, foi projetado, construído e instalado no monitor de ROT



(a) Perpendicular.



(b) Paralelo.

Figura 5.12: Imagem de ROT em função da orientação da polarização da radiação em relação ao plano de incidência do feixe.

um sistema que medição da polarização mais completo e automatizado. Trata-se de um goniômetro controlado por um motor de corrente contínua que orienta o polarizador remotamente. Com ele foi possível medir as componentes da polarização da radiação de forma mais precisa e para mais ângulos, sem ter de desligar o acelerador. Uma foto deste aparato é mostrada na figura 5.13.

Os dados obtidos com este dispositivo estão apresentados no gráfico da figura 5.14. A linha contínua é um ajuste de uma função do tipo $\cos^2\theta$, e a boa aderência dos dados a esta função mostra que a radiação observada é polarizada.

5.5.3 Medida de espectro

A RT tem um espectro contínuo que abrange inclusive o intervalo óptico. Como vimos no capítulo 2, a limitação de emissão está na região do espectro próxima ao comprimento de onda para oscilações de plasma do material

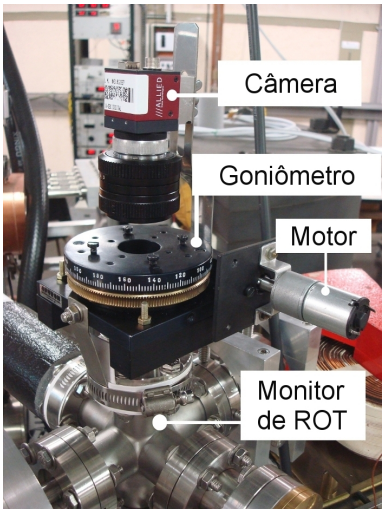


Figura 5.13: Aparato construído e instalado para a medição da polarização.

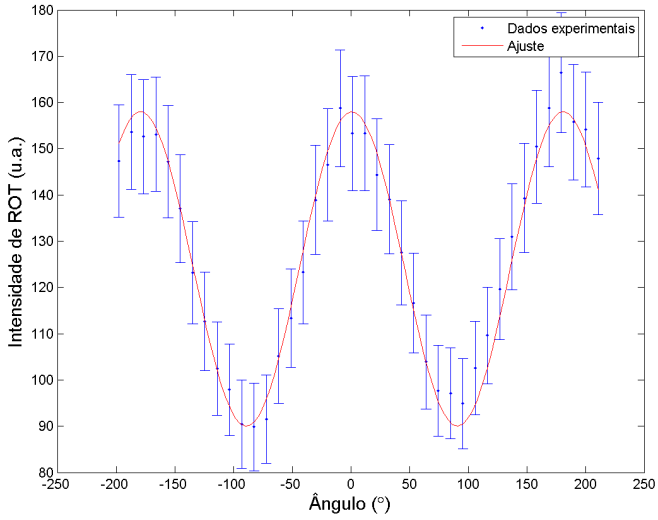


Figura 5.14: Medida da intensidade de ROT em função do ângulo de posicionamento do polarizador.

irradiado. Para comprimentos de onda menores que este, a intensidade da radiação cai muito rapidamente.

O alumínio possui um comprimento de onda para oscilações de plasma de 83 nm, que é bem abaixo do comprimento de onda da luz visível. Neste caso, o alumínio pode ser considerado um bom condutor para emissões no

intervalo óptico.

O espectro da radiação observada foi medido com o espectrofotômetro modelo USB4000 do fabricante *Ocean Optics* cedido pelo Laboratório de Análise de Materiais por Feixes Iônicos (LAMFI).

Este equipamento não possui uma boa sensibilidade para intensidades de luz muito baixas, como é o caso da luz que queremos medir. No entanto, a resolução foi suficiente para comprovar a continuidade do espectro, como pode ser observado pela figura 5.15. A curva teórica foi calculada com a expressão 2.40, onde um fator multiplicativo foi ajustado referente à eficiência de detecção.

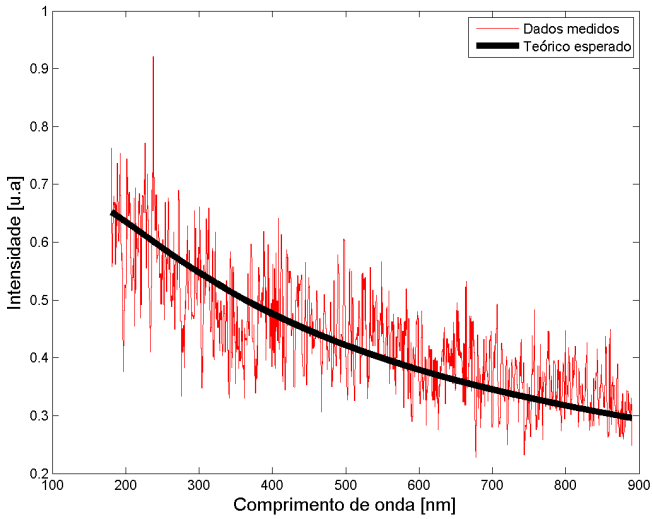
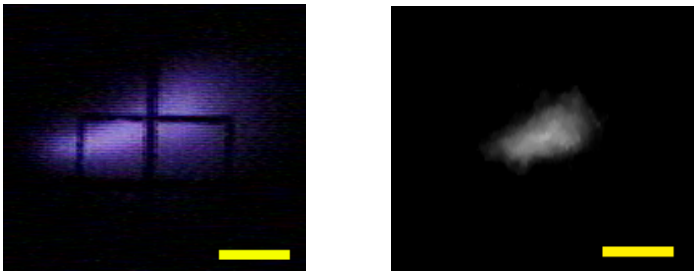


Figura 5.15: Medida do espectro da luz observada.

5.6 Medida de distribuição de corrente

Como foi dito anteriormente, o projeto do monitor baseado em ROT inclui um *view-screen* acoplado. As imagens da figura 5.16 mostram as diferenças entre as medidas dos dois dispositivos. As duas imagens estão na mesma escala e é possível se perceber que o *view-screen* apresenta uma imagem maior e com as bordas menos definidas que a obtida com ROT.



(a) Imagem com *view-screen*. (b) Imagem com ROT.

Figura 5.16: Comparação entre observações com o *view-screen* e com ROT. A tarja amarela marca uma escala de 4 mm na imagem.

Com os argumentos apresentados na introdução, de não linearidade do processo de fluorescência e de espalhamentos internos ao material, acreditamos que a tela fluorescente deforma a imagem real do feixe, assim como visto na figura 1.9.

A imagem da figura 5.17 mostra a distribuição de corrente de feixe medida com o monitor projetado. A corrente média total medida foi de 0,4 nA (com frequência de 70 Hz).

Podemos observar que o feixe tem a maior parte da carga concentrada no centro e uma borda estreita. As medidas de distribuição de corrente serão de grande utilidade para os projetos dos experimentos a serem realizados com o feixe, sendo mais uma informação disponível para o usuário do acelerador.

5.7 Considerações finais do capítulo

Neste capítulo, apresentamos o projeto, a construção e os primeiros testes de um dispositivo de monitoramento de feixes de elétrons baseado em ROT. O projeto foi desenvolvido de forma a atender as necessidades do Projeto Mícrotron de um dispositivo para monitoração de um feixe de baixa energia e de baixa corrente.

A comprovação da observação de RT foi feita através das medidas de linearidade da intensidade de radiação com a carga incidente (ver figura 5.11), da polarização da radiação (ver figura 5.14) e do espectro da radiação (ver figura 5.15).

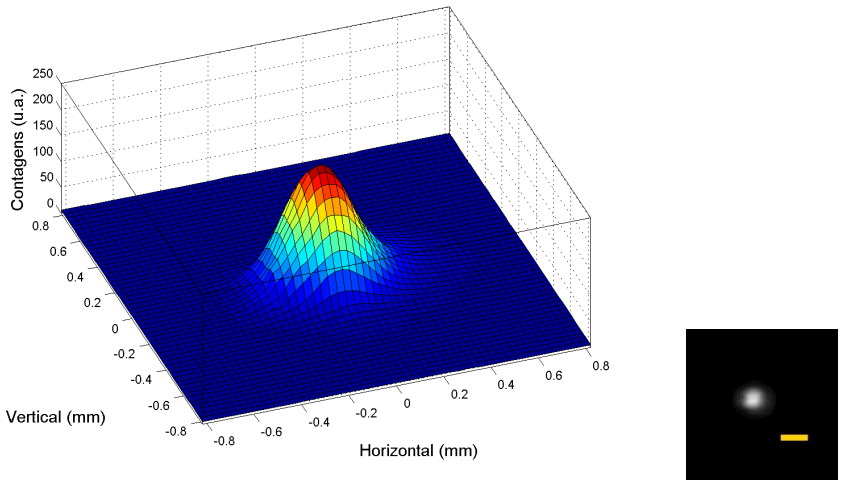


Figura 5.17: Distribuição de corrente medida com o monitor baseado em ROT e a respectiva imagem do feixe (A tarja amarela denota uma escala de 1 mm).

A comparação apresentada na figura 5.16 entre uma imagem obtida com uma tela fluorescente e com ROT, evidencia a necessidade de um dispositivo como este que foi construído

Uma ressalva deve ser feita com relação a calibração para medidas do tamanho e perfil do feixe. No caso das telas fluorescentes é utilizada uma escala, que não é possível de ser implementada no alvo de ROT. Por este motivo, usamos o tamanho na imagem, do suporte adaptador, que é de 25 mm de diâmetro, para calibrar as medidas do tamanho do feixe. Além disso, devido a inclinação do alvo, é necessária uma correção do fator de escala. Na tela fluorescente que está acoplada no monitor de ROT devemos corrigir as medidas na horizontal devido a inclinação de 45°, enquanto que, no alvo de ROT devemos corrigir as medidas verticais devido a inclinação de $38,5°$.

Capítulo 6

Caracterizações do feixe do Mícrotron do IFUSP

Neste capítulo apresentaremos os resultados experimentais das caracterizações do feixe do Mícrotron do IFUSP, que foram realizadas com o dispositivo construído, e que serão discutidas no capítulo de conclusões.

Estes resultados são de importância fundamental para a realização do início de operação e sintonia do primeiro estágio de aceleração, o mícrotron *booster*.

Além das medidas realizadas, apresentaremos também uma discussão sobre as medidas que poderiam ser realizadas com este dispositivo e que não foram realizadas por problemas experimentais.

6.1 Medida da dispersão em momento linear

Com a instalação provisória apresentada na figura 5.9, por ter sido instalado após um magneto que curva o feixe em 45° (dipolo), foi possível realizar medidas da dispersão de momento linear, ou simplesmente momento, do feixe. Essa medida tem importância para a dinâmica longitudinal do feixe nas simulações do próximo estágio do acelerador, o mícrotron *booster*. A dispersão em momento está relacionada com o espaço de fase longitudinal do feixe, que é importante na estabilidade do mícrotron.

Um esquema simplificado da posição onde foi instalado o monitor de ROT é apresentado na figura 6.1. Na literatura, uma montagem como esta é chamada de seção dispersiva [55], onde a dispersão em momento do feixe afeta suas características transversais.

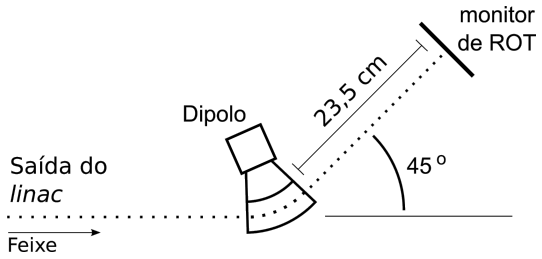


Figura 6.1: Posicionamento do monitor de ROT para medida de dispersão em momento.

Ao curvar o feixe, o campo magnético separa as partículas em faixas de momento. Uma simulação do processo é mostrada na figura 6.2, onde a primeira imagem mostra o perfil do feixe antes de passar pelo magneto, e a segunda imagem mostra o mesmo feixe após ter passado pelo magneto. Cada ponto representa uma partícula e a cor denota seu momento linear (partículas azuis têm momento até $0,1\%$ menor que $2,25$ MeV/c enquanto que partículas vermelhas têm momento até $0,1\%$ maior que $2,25$ MeV/c)[1]. É possível observar nitidamente, na segunda imagem, que o dipolo analisa o feixe em momento.

Sendo assim, ao projetar o perfil do feixe na direção do plano de curvatura, temos a distribuição de feixe analisado em relação ao desvio relativo do momento. Tal relação é dada pela seguinte igualdade:

$$f\left(\frac{\Delta p}{p_0}\right) = I\left(\frac{x}{D}\right) \tag{6.1}$$

Onde $f(\Delta p/p_0)$ é a distribuição do feixe em função do desvio relativo de momento, I é a intensidade de feixe, x é a posição na imagem relativa ao centro da distribuição e D é a função de dispersão na posição de medida,

[1]Momento linear de $2,25$ MeV/c corresponde a um feixe de $1,8$ MeV de energia cinética

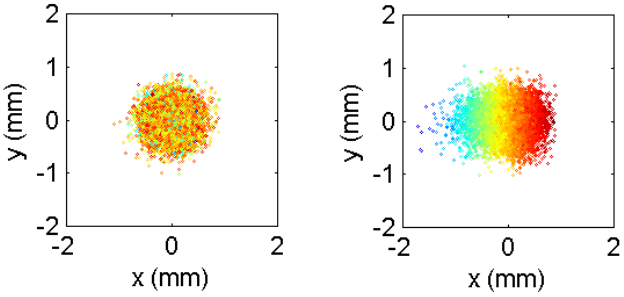


Figura 6.2: Efeito analisador em feixe de 1,8 MeV ao ser curvado em 45° por campo magnético uniforme em um dipolo.

calculada com a seguinte expressão:

$$D = \varrho_0 \left(1 - \cos\theta\right) + L\text{sen}\ \theta + L\left(1 - \cos\theta\right)\tan\Theta \tag{6.2}$$

Onde ϱ_0 é o raio de curvatura do feixe, L é a distância da saída do magneto ao monitor de feixe, θ é o ângulo de curvatura (neste caso fixo em 45°) e Θ é o ângulo da direção do feixe relativo à face do magneto tanto na entrada quanto na saída[2]. O termo dependente de Θ foi inserido para levar em consideração o efeito de focalização no feixe devido ao ângulo de entrada e de saída do feixe no magneto utilizado, que foi construído com uma rotação da face polar de um ângulo de 5°. Uma demonstração detalhada da expressão 6.2 é mostrada no apêndice C.

Na equação 6.1 está subentendida a hipótese de que o perfil do feixe na posição do dispositivo é totalmente atribuído à dispersão em momento, e que a influência da distribuição transversal é mínima. O limite de resolução deste método é dado por $(\Delta p/p_0)_{min} = r/D$ [55], sendo r o raio do feixe devido somente à distribuição transversal. Na configuração utilizada para a medida temos $(\Delta p/p_0)_{min} \approx 5 \cdot 10^{-4}$, que corresponde a um valor menor que a dispersão em momento que esperamos para o feixe do *linac* injetor em pelo menos uma ordem de grandeza.

Outro fato que colabora para aumentar a resolução da medida é o efeito

[2]Os ângulos de entrada e de saída do feixe no magneto são considerados iguais nesta expressão.

de focalização causado pelos ângulos de entrada e saída do feixe no magneto. O dispositivo de monitoramento baseado em ROT foi instalado na posição do foco deste elemento, assim, um feixe mono-energético teria o menor diâmetro possível no plano horizontal.

O resultado de uma medida da distribuição de desvio relativo em momento do feixe usando-se a ROT, é mostrado na figura 6.3. A meia largura a meia altura da distribuição é de $1{,}8(5)\cdot 10^{-3}$. Trata-se de uma medida importante para o início de operação do mícrotron *booster* e que não poderia ter sido obtida sem a linearidade que um monitor baseado em ROT oferece.

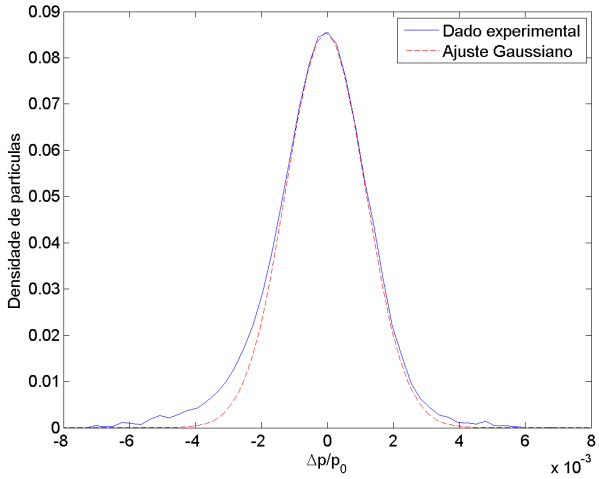


Figura 6.3: Distribuição de desvio relativo do momento do feixe.

A figura 6.3 também mostra uma curva gaussiana sobreposta aos dados experimentais, somente para ressaltar a assimetria da distribuição medida. É possível se perceber uma cauda mais longa para regiões de momentos mais baixos. Seria de se esperar que houvesse uma energia de corte superior, no entanto, vários fatores podem exercer influência para que a parte de momentos superiores da distribuição tenha uma queda suave. Duas que podem ser citadas são: 1- É necessário um melhor ajuste fino na fase da micro-ondas na segunda estrutura aceleradora em relação à primeira; 2- Com um tempo de exposição longo (para a medida de distribuição de momento, o tempo de integração para aquisição da imagem foi de um segundo), qualquer ruído

na micro-ondas pode provocar um efeito de suavização da imagem, logo a distribuição medida inclui variações devido a um possível ruído no campo acelerador da estrutura.

Alguns autores criticam o uso de ROT neste tipo de medida [56]. Isso porque o feixe pode adquirir uma dimensão grande o suficiente para reduzir a densidade de corrente a um valor em que a intensidade de ROT seja muito baixa ponto-a-ponto na imagem, prejudicando a medida. Outra crítica se refere à direcionalidade da ROT em altas energias, que pode induzir o experimentador a erro. No entanto, o monitor de ROT foi instalado próximo ao magneto de forma que as dimensões do feixe não são alteradas de forma significativa e, como pôde ser visto na figura 5.6, a ROT na direção da câmera não pode ser considerada direcional para esta faixa de energia do feixe incidente. Com estes argumentos, consideramos válida a medida de dispersão em momento.

A relação entre o desvio relativo em momento e o desvio relativo em energia é dada pela relação:

$$\frac{d\mathcal{K}}{\mathcal{K}} = \left(\frac{\gamma+1}{\gamma}\right)\frac{dp}{p} \tag{6.3}$$

Com energia de feixe de 1,8 MeV a equação 6.3 nos dá um valor de $2,2 \cdot 10^{-3}$ para o desvio relativo em energia. Isso representa uma variação de 4 keV para mais ou para menos na distribuição de energia do feixe.

6.2 Medida de emitância do feixe

A figura 6.4 mostra o dispositivo construído instalado em sua posição definitiva. O arranjo compreende um conjunto de três lentes quadrupolares anteriores ao dipolo de 45° (Q1, Q2 e Q3) e um conjunto de duas lentes posteriores ao dipolo (Q4 e Q5). Um esquema simplificado com as distâncias envolvidas é apresentado na figura 6.5.

Este arranjo de lentes foi projetado com o duplo objetivo de guiar o feixe até uma câmara de amostras que foi instalada no final da canalização

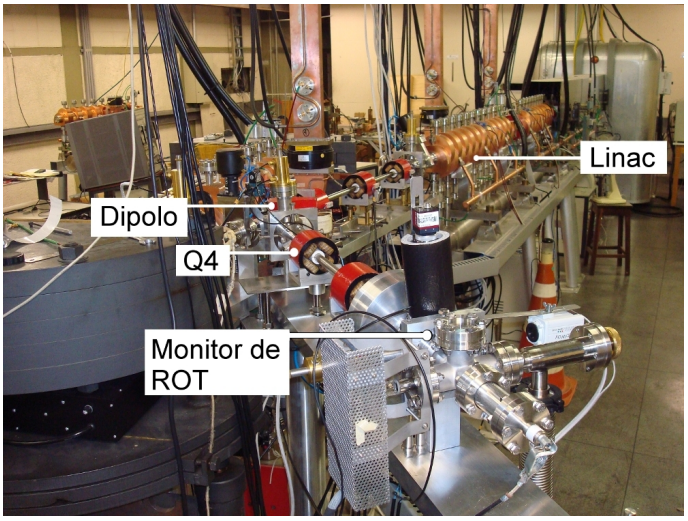


Figura 6.4: Foto do monitor de ROT instalado em sua posição final.

do acelerador[3] e de viabilizar medidas de caracterização do feixe do *linac* injetor.

O método utilizado para medir a emitância do feixe foi o de varredura de quadrupolo [55]. Este método consiste em medir o diâmetro do feixe em função do poder de focalização, ϑ, de uma lente quadrupolar localizada numa posição anterior ao dispositivo de monitoramento. Ajustando-se os parâmetros a_0, a_1 e a_2 da função de segundo grau em ϑ, $\sigma_{1,11} = a_2\vartheta^2 + a_1\vartheta + a_0$, e comparando-se termo-a-termo como a equação 6.4 [55], obtemos um sistema de três equações e três incógnitas onde pode-se obter os parâmetros da matriz de feixe ($\sigma_{0,11}$, $\sigma_{0,12}$ e $\sigma_{0,22}$) e assim calcular a emitância.

$$\begin{aligned}\sigma_{1,11} &= \left(d^2 \cdot l_q^2 \cdot \sigma_{0,11}\right) \cdot \vartheta^2 + \\ &\quad +2 \cdot \left(d \cdot l_q \cdot \sigma_{0,11} + d^2 \cdot l_q \cdot \sigma_{0,12}\right) \cdot \vartheta + \\ &\quad + \left(\sigma_{0,11} + 2 \cdot d \cdot \sigma_{0,12} + d^2 \cdot \sigma_{0,22}\right) \end{aligned} \tag{6.4}$$

[3]A imagem da figura 6.4 é anterior à instalação da câmara de amostras, que não é mostrada aqui pois suas dimensões não permitem a boa visualização do arranjo de lentes, que é o foco da argumentação deste texto

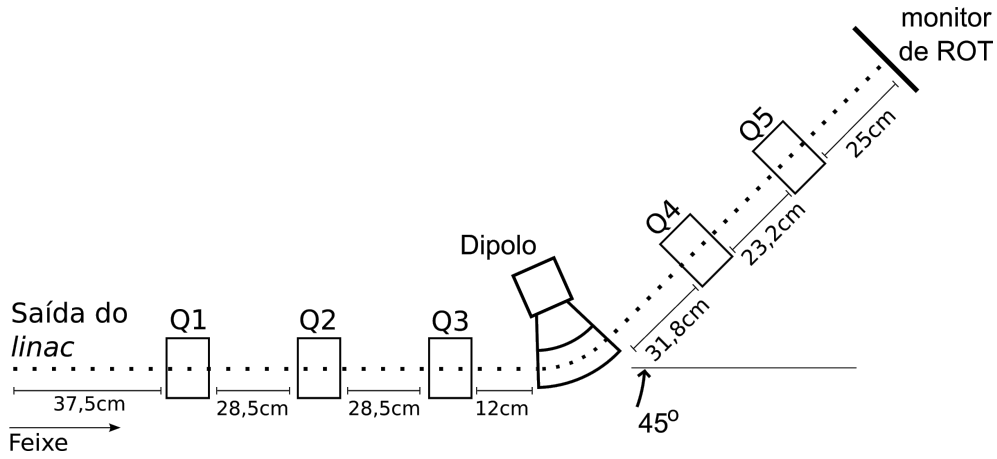


Figura 6.5: Esquema do arranjo de lentes na montagem definitiva do monitor de ROT.

onde d é a distância do quadrupolo ao monitor de feixe, l_q é o comprimento do quadrupolo e ϑ é o poder de focalização[4], dado por:

$$\vartheta = \frac{q}{p} \cdot G \tag{6.5}$$

onde q é a carga da partícula do feixe, p é o seu momento linear e G é o gradiente de campo da lente quadrupolar.

Na equação 6.4 está implícitas a aproximação do quadrupolo por uma lente fina, ou seja, $l_q \ll d$.

Os momentos da distribuição do feixe são dados por:

$$\begin{aligned} \sigma_{i,11} &= \int (x - \langle x \rangle)^2 \cdot \rho(x, x')\, dx dx' = \sigma_x^2 \\ \sigma_{i,22} &= \int (x' - \langle x' \rangle)^2 \cdot \rho(x, x')\, dx dx' = \sigma_{x'}^2 \\ \sigma_{i,12} &= \int (x - \langle x \rangle) \cdot (x' - \langle x' \rangle) \cdot \rho(x, x')\, dx dx' = \tau \cdot \sigma_x \cdot \sigma_{x'} \end{aligned} \tag{6.6}$$

[4] ϑ recebe o nome de poder de focalização devido à sua relação com a distância focal da lente quadrupolar fina, $f = (\vartheta \cdot l)^{-1}$. Quanto maior é o poder de focalização da lente, menor é a sua distância focal. A convenção adotada é tal que $\vartheta < 0$ implica em um quadrupolo focalizador no plano horizontal.

sendo $\rho(x, x')$ a função de distribuição das partículas no espaço de fase (x, x'), σ_x e $\sigma_{x'}$ os desvios padrões nas respectivas dimensões e τ o coeficiente de correlação entre x e x'. O índice i se refere à posição em que a matriz de feixe é analisada: 0 para a posição inicial na entrada da lente quadrupolar e 1 para a posição final no monitor de feixe.

O gradiente de campo, G, de uma lente quadrupolar é uma característica definida em projeto, e é uma função da corrente de excitação nas bobinas dos pólos magnéticos da lente. A figura 6.6 mostra um ajuste linear das medidas experimentais do gradiente de campo em função da corrente de excitação nas bobinas dos pólos para as lentes construídas no LAL, e que foram utilizadas na medida de emitância [57].

Podemos verificar a linearidade dos dados e, assim, podemos definir uma relação do tipo $G = g \cdot i$ entre o gradiente de campo, G, e a corrente de excitação, i, sendo que $g = 0,335(7)[G.cm^{-1}.mA^{-1}]$, obtido do ajuste linear.

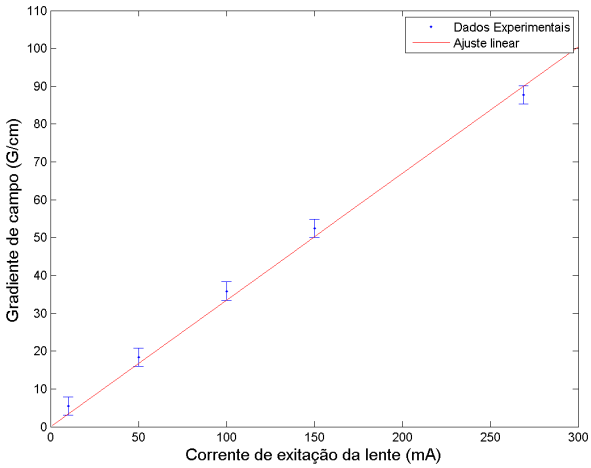


Figura 6.6: Gradiente de campo em função da corrente de excitação nas bobinas dos pólos magnéticos das lentes quadrupolares.

Desta forma, a equação 6.4 pode ser re-escrita na forma:

$$
\begin{aligned}
\sigma_{1,11} &= \left(d^2 \cdot l_q^2 \cdot \sigma_{0,11}\right) \cdot \left(\frac{q \cdot g}{p}\right)^2 \cdot i^2 + \\
&+2 \cdot \left(d \cdot l_q \cdot \sigma_{0,11} + d^2 \cdot l_q \cdot \sigma_{0,22}\right) \cdot \left(\frac{q \cdot g}{p}\right) \cdot i + \\
&+ \left(\sigma_{0,11} + 2 \cdot d \cdot \sigma_{0,22} + d^2 \cdot \sigma_{0,12}\right) \qquad (6.7)
\end{aligned}
$$

O procedimento experimental para a medida da emitância consiste em medir o raio (desvio padrão) do feixe em função da corrente de excitação nas bobinas dos pólos da lente quadrupolar. Note que $\sigma_{1,11}$ é a variância, ou o desvio padrão ao quadrado. Desta forma, um ajuste de uma função quadrática, em comparação com a equação 6.7, nos dá um sistema de equações que, termo-a-termo, nos possibilita calcular os valores de $\sigma_{0,11}$, $\sigma_{0,22}$ e $\sigma_{0,12}$. E assim a emitância pode ser calculada com a expressão:

$$
\varepsilon = \sqrt{\sigma_{0,11}\sigma_{0,22} - \sigma_{0,12}^2} = \sigma_x \cdot \sigma_{x'} \cdot \sqrt{1 - \tau^2} \qquad (6.8)
$$

Esta medida é importante, pois toda máquina recirculada, como é o caso do mícrotron *booster*, possui uma admitância, que é uma área de aceitação de partículas nos espaços de fase transversais. Partículas dentro da admitância são aceleradas, e partículas fora são perdidas. É fundamental que seja realizada a medida da emitância e da distribuição de partículas nos espaços de fase transversais na saída do *linac* injetor, para que, com os três quadrupolos que ligam o *linac* ao *booster*, seja feito o casamento entre a emitância do feixe e a admitância do *booster*.

Para realizar a medida da emitância do feixe na saída do *linac* injetor, variamos a corrente de excitação da lente quadrupolar Q4 mantendo a lente Q5 desligada. Os gráficos dos dados experimentais obtidos com o dispositivo baseado em ROT e ajustes de funções de segundo grau são mostrados na figura 6.7.

Os parâmetros do feixe obtidos com o ajuste da função 6.7 são sumarizados na tabela 6.1.

Com os dados da tabela 6.1 foi possível elaborar um esboço dos espaços

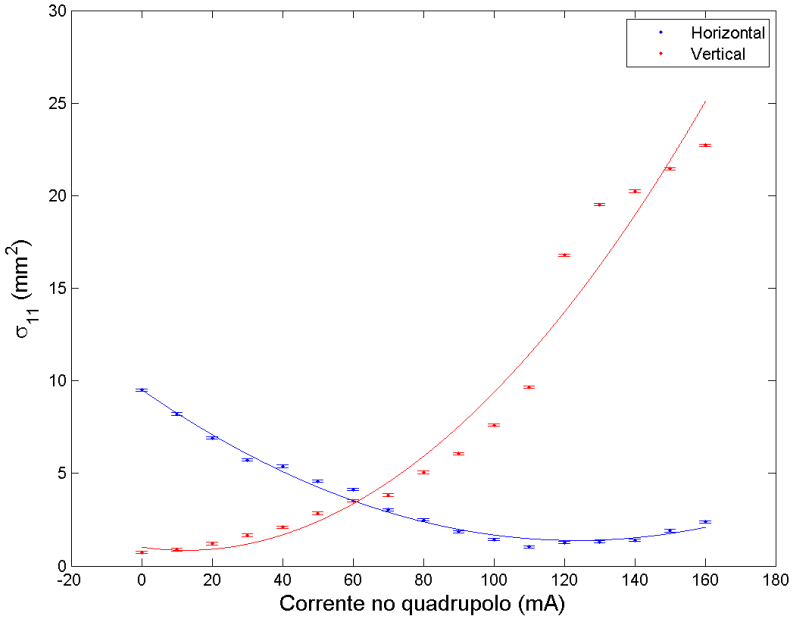


Figura 6.7: Distribuição de desvio relativo do momento do feixe.

de fase do feixe nas componentes horizontal e vertical, mostrados na figura 6.8. Partindo da suposição de que o feixe tem distribuições gaussianas, a distribuição de partículas do feixe no espaço de fase é dada pela expressão de uma gaussiana bidimensional, dada pela equação 6.9.

$$F\left(x, x'\right) = \exp\left[-\frac{x^2}{\sigma_{0,11}} - \frac{x'^2}{\sigma_{0,22}} + \frac{2 \cdot \sigma_{12} \cdot x \cdot x'}{\sqrt{\sigma_{0,11} \cdot \sigma_{0,22}}}\right] \tag{6.9}$$

Tabela 6.1: Sumário dos resultados obtidos com a medida da emitância do feixe.

			Emitância
Horizontal	$\sigma_{0,11}$	1,213(51) mm^2	**2,329(49)** $\pi mm.mrad$
	$\sigma_{0,22}$	55,32(59) $mrad^2$	
	$\sigma_{0,12}$	-7,85(21) $mm.mrad$	
Vertical	$\sigma_{0,33}$	2,54(11) mm^2	**2,634(55)** $\pi mm.mrad$
	$\sigma_{0,44}$	15,94(44) $mrad^2$	
	$\sigma_{0,34}$	-5,79(22) $mm.mrad$	

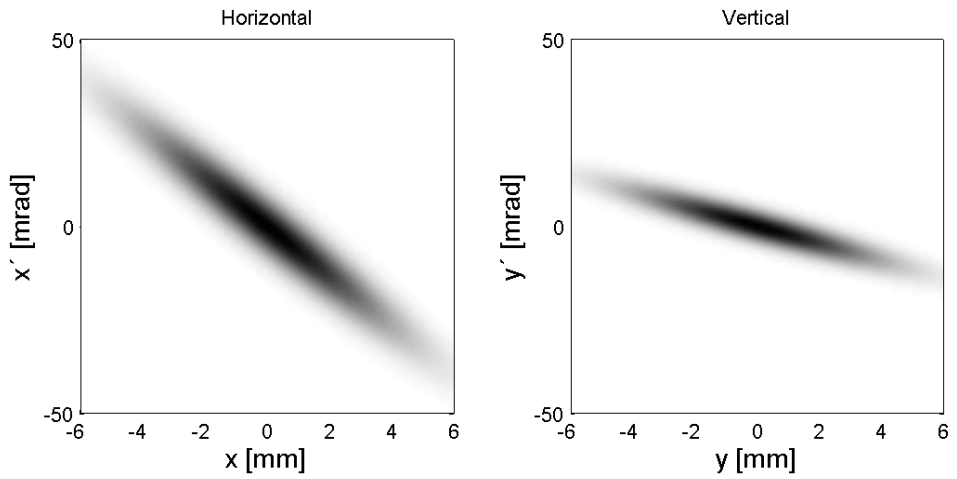


Figura 6.8: Espaço de fase medido para o feixe após a curva de 45°.

Tabela 6.2: Parâmetros dos elementos que viabilizaram a medida de emitância.

Campo no dipolo	422 G
Gradiente na lente Q1	-48,2 G/cm
Gradiente na lente Q2	36,9 G/cm
Gradiente na lente Q3	-32,5 G/cm

A configuração que possibilitou a medida da emitância é apresentada na tabela 6.2. O dipolo possui espaçamento entre as faces polares de 24 mm e comprimento de 100 mm. As lentes têm comprimento de 70 mm e meia abertura de 16 mm. O gradiente apresentado tem o sinal referente ao gradiente no plano horizontal.

6.3 Medida de comprimento de pacote

A medida do comprimento dos pacotes também é possível com este dispositivo, no entanto, enfrentamos alguns problemas experimentais durante a sua realização.

Como foi explicado no capítulo 2, esta medida pode ser realizada de duas formas. Uma delas envolve o uso de um filtro de banda estreita e um medidor

de intensidade de luz. Medindo a flutuação estatística da intensidade emitida por cada pacote, é possível se determinar o comprimento do pacote com a equação 3.16.

O Professor Dr. Marcelo Martinelli, do Laboratório de Manipulação Coerente de Átomos e Luz do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (LMCAL-IFUSP), cedeu para a realização de testes para esta caracterização um filtro óptico de 488 nm e largura de banda passante de 8 nm. Utilizamos como medidor de luz a própria câmera do dispositivo, sendo que para a medida de intensidade total foi realizada integrando-se as contagens nos pixels da imagem.

Não obtivemos sucesso nesta medida por dois motivos. Primeiro porque a intensidade de luz que é transmitida pelo filtro é muito baixa, uma vez que a banda passante é muito estreita. Isso fazia com que o tempo de integração fosse aumentado, e inviabilizando a medida de poucos pacotes. E segundo porque a câmera tem um conversor analógico-digital de 8 bits, que não se mostrou suficiente para a medida de variações tão sutis como a esperada.

A outra forma de medir o comprimento do pacote do feixe envolve a medida da auto-correlação em um espectro medido. Para isso, foi medido o espectro mostrado na figura 5.15, que não mostrou nenhuma auto-correlação. Isso se deve também ao fato de a intensidade ser baixa e ser necessário um tempo de integração muito alto, o que inviabiliza a medida de poucos pacotes. Além disso, a resolução espectral do espectrômetro utilizado não é suficiente para observar as flutuações no espectro, o que mascararia a auto-correlação mesmo que a medida de um único pacote fosse possível.

6.4 Considerações finais do capítulo

Neste capítulo apresentamos as medidas de caracterização do feixe de 1,8 MeV na saída do *linac* injetor do Mícrotron do IFUSP, que foram realizadas com o dispositivo de monitoramento baseado em ROT que foi construído.

Os dados de desvio relativo de energia e momento são inéditos no laboratório, e são de extrema importância para o próximo estágio acelerador, o *Booster*. Esta máquina é um acelerador do tipo mícrotron *race-track* de 5

voltas e que funciona fora de estabilidade. O desvio relativo em energia é importante pois este é um parâmetro crítico na sintonia do acelerador. Além disso, esta caracterização é um parâmetro de feixe muito importante para os experimentadores que venham a utilizar a câmara de irradiação que foi instalada no fim da seção de caracterização.

A medida de emitância realizada mostrou uma ligeira diferença nos valores da emitância horizontal e vertical, sendo esta última 13% maior que a primeira. Os ajustes se mostraram bons devido a boa qualidade das imagens obtidas com o dispositivo.

Já a medida de comprimento dos pacotes do feixe, não foi concretizada devido a problemas experimentais. No início deste projeto, não esperávamos que esta medida fosse possível. Apenas com a pesquisa bibliográfica específica sobre o assunto, foi percebido o potencial da ROT para este tipo de caracterização. No entanto, esta medida exige um equipamento mais sensível que o disponível no IFUSP atualmente.

Capítulo 7

Conclusões

Este trabalho teve por objetivo o projeto de um dispositivo de monitoramento de feixe baseado em Radiação Óptica de Transição e, com ele, executar a caracterização do feixe na saída do *linac* injetor do Mícrotron do IFUSP.

Neste ponto da máquina o feixe de elétrons possui 1,8 MeV de energia, e será inserido no primeiro estágio de aceleração, o Mícrotron *Booster*. A caracterização do feixe neste ponto é fundamental para a realização de simulações e otimizações do estágio seguinte.

A baixa energia do feixe e a baixa corrente (da ordem de dezenas de nanoampères) representaram dois pontos críticos no desenvolvimento do projeto do dispositivo. Apesar de existirem trabalhos que relatam a monitoração de feixes com Radiação de Transição produzida por feixes com energias mais baixas que a energia estudada aqui [58, 59], as correntes de feixe envolvidas nos relatos são da ordem de dezenas de miliampères.

A solução implementada de se alterar o ângulo de incidência do feixe para aumentar o número de fótons coletados pela câmera foi crucial para o sucesso do trabalho. Este resultado foi obtido graças ao código SimOTR, que desenvolvemos para simular a emissão de Radiação de Transição para feixes incidentes em transição única.

A construção do dispositivo foi bem sucedida, uma vez que foi comprovada com sucesso a observação de Radiação de Transição pelas medidas de linearidade (figura 5.11), de polarização (figura 5.14) e de espectro (figura

5.15); além de ter sido possível a observação de imagens do feixe.

A comparação com a imagem obtida com a tela fluorescente no mesmo ponto de observação é contundente no que diz respeito à necessidade de um dispositivo baseado em Radiação de Transição para medidas confiáveis de caracterização do feixe. As telas fluorescentes são uma boa opção como monitor de posição do feixe, mas não produzem bons resultados quando usadas em caracterizações.

O trabalho realizado foi inovador devido ao desenvolvimento de um método simples de se monitorar feixes de baixas energias e de baixas correntes com Radiação de Transição, sem exigir mecanismos de movimentação do alvo em ambiente de vácuo muito elaborados [60], tão pouco sistemas de detecção muito complexos, envolvendo, por exemplo, válvulas foto-multiplicadoras [60] ou câmeras intensificadas (as chamadas ICCD – *Intensified Charged Couple Device*) [59].

Com relação às caracterizações do feixe, a medida das emitâncias transversais foi realizada com sucesso na entrada da lente Q4 (ver figura 6.5). Os valores obtidos foram sumarizados na tabela 6.1.

Além disso, a dispersão em momento linear do feixe também foi medida com o dispositivo baseado em Radiação de Transição instalado numa seção dispersiva do acelerador. Foi obtido o valor de $1{,}8.10^{-3}$ para a variação relativa do momento linear (correspondendo a $2{,}2.10^{-3}$ em energia cinética).

Para se conhecer os parâmetros do feixe logo na saída do *linac* injetor, podemos usar a configuração de campos sumarizada na tabela 6.2 junto com as distâncias apresentadas na figura 6.5, para calcular a matriz de transferência do feixe, referente à seção que leva o feixe da saída do *linac* até a entrada da lente Q4.

Utilizando o programa TRANSPORT [61] para calcular a matriz de transferência, e realizando a transformação inversa para a matriz de feixe com todos os parâmetros medidos (incluindo a dispersão relativa em energia), obtivemos para as emitâncias transversais os resultados sumarizados na tabela 7.1.

Podemos constatar que a emitância horizontal na saída do linac é maior que a emitância medida na entrada da lente Q4. Isso se deve ao acopla-

Tabela 7.1: Componentes da matriz de feixe propagados para a saída do *linac* injetor.

			Emitância
Horizontal	$\sigma_{0,11}$	3,0987(85) mm^2	**3,367(22)** $\pi mm.mrad$
	$\sigma_{0,22}$	37,429(26) $mrad^2$	
	$\sigma_{0,12}$	-10,205(13) $mm.mrad$	
Vertical	$\sigma_{0,33}$	1,7946(13) mm^2	**2,638(23)** $\pi mm.mrad$
	$\sigma_{0,44}$	10,416(64) $mrad^2$	
	$\sigma_{0,34}$	3,4203(61) $mm.mrad$	

mento entre as coordenadas horizontais (x,x') e as coordenadas longitudinais (z,$\Delta p/p_0$) [62]. Certamente, com a diminuição da emitância na direção horizontal ocorreu um aumento na emitância longitudinal após a curva assim como é explicado pelo teorema de Liouville e pelo fenômeno de troca de emitâncias (do inglês *emittance exchange*) [55].

Também é passível de comentários a diferença entre a emitância horizontal e a vertical na saída do *linac*. Esta diferença pode ocorrer por três motivos [55]: 1 - colisão do feixe nos colimadores que existem no acelerador, que, dependendo da posição e ângulo de incidência, nem sempre promovem cortes da distribuição de forma simétrica; 2 - solenóides e desalinhamentos em quadrupolos acoplam as coordenadas verticais com as horizontais e provocam a troca de emitância entre estes planos; 3 - eletroímãs corretores (*steerings*) também acoplam as coordenadas transversais com a longitudinal. Estas são as hipóteses mais prováveis e devem ser estudadas para a inserção do feixe no próximo estágio de aceleração.

Além disso, o *chopper*, que é o sistema responsável pela produção dos pacotes de feixe para serem acelerados na estrutura aceleradora, pode não promover um corte simétrico nas distribuições transversais. Caso a posição da fenda do *chopper* ou a potência de micro-ondas em cada uma de suas cavidades seja alterada, é necessário a realização de uma nova medida de emitância, pois não só o seu valor será alterado, mas também o balanço entre a emitância vertical e a horizontal.

Caso se chegue à conclusão de que a diferença de emitâncias observada com a medida é prejudicial para o funcionamento do mícrotron, é possível se

executar uma equipartição da emitância com a instalação de um quadrupolo no chamado modo *skew*[1], que acopla as coordenadas horizontais e verticais de forma propositada, e pode ser sintonizado para igualar as emitâncias [55].

Desta forma, os valores da tabela 7.1 devem ser usados para a otimização dos parâmetros de operação do Mícrotron *Booster*, e os quadrupolos de inserção neste estágio (lentes Q1, Q2 e Q3) devem servir para fazer o casamento da emitância do feixe com a admitância do mícrotron.

A única variável do feixe na entrada do Mícrotron *Booster* ainda não caracterizada é o comprimento dos pacotes do feixe. Esta variável está relacionada com a variação de fase na entrada da estrutura aceleradora, que é uma variável crítica na sintonia de aceleradores do tipo mícrotron. No entanto, esperamos ter deixado as indicações para que, em um trabalho futuro, o dispositivo construído seja utilizado para a realização desta medida. Para isso será necessária uma outra instrumentação de detecção, seja um foto-diodo rápido, ou um espectrômetro com mais sensibilidade.

Ao final desta tese, notamos a necessidade de que uma fenda ajustável seja instalada na derivação do feixe de 1,8 MeV, ao invés da fenda fixa que foi instalada. A fenda fixa inviabiliza caracterizações do feixe e teve de ser removida durante a realização das caracterizações apresentadas aqui. Com uma fenda que possibilite uma situação de total desobstrução do caminho do feixe, a derivação poderia ser usada para otimizações do *linac* antes da inserção do feixe no Mícrotron *Booster*.

Sugere-se também que sejam substituídas as telas fluorescentes espessas por lâminas mais finas, uma vez que, quanto mais espessa for a lâmina, maior é a distorção na imagem do feixe (ver figura 1.10).

Com a realização deste trabalho, surgem as seguintes perspectivas:

- Uso dos dados obtidos com a caracterização do feixe de 1,8 MeV para a realização de simulações realistas do Mícrotron *Booster*;
- Uso do dispositivo baseado em Radiação de Transição para medida de comprimento dos pacotes do feixe;

[1]Um quadrupolo em modo *skew* é um quadrupolo rotacionado em 45° em torno da direção do feixe, com relação à posição de instalação convencional. Desta forma, seus planos focais se encontram nas bissetrizes do plano cartesiano.

- Uso do dispositivo sem o suporte adaptador para análises do feixe de 5 MeV em observações de campo distante;
- Projeto de um dispositivo de transições múltiplas para análise do feixe de 5 MeV.

Apêndice A

Método de análise de uma observação de campo distante

O método para analisar o padrão de intensidade observado baseia-se em ajustar, pelo método dos mínimos quadrados, uma equação do tipo da 3.1 aos dados experimentais de intensidade em função do ângulo, usando, como parâmetros de ajuste, o fator γ (relacionado com a energia do feixe) e o desvio padrão da distribuição gaussiana de divergências. No final do ajuste, apesar dos parâmetros provavelmente apresentarem uma correlação estatística, a possibilidade de erros sistemáticos será reduzida drasticamente.

Desta forma, foi elaborada uma função no programa Matlab [47] para gerar dados para emissão de ROT gerada por um feixe de 20 MeV e com desvio padrão da distribuição de divergência de 10 mrad. A função simplesmente sobrepõe (soma) os padrões de emissão de 1000 partículas cujo ângulo de incidência na superfície emissora é sorteado segundo uma distribuição gaussiana com 10 mrad de desvio padrão.

Uma imagem dos dados obtidos por esta simulação está representada na figura A.1. Na função foi inserido um ruído gaussiano de 0,1 u.a., para que os dados gerados apresentassem um ruído compatível ao observado em dados experimentais de padrões de ROT encontrados na literatura.

A função que realiza o ajuste, também elaborada no programa Matlab [47], mapeia os valores de χ^2 em uma região de valores possíveis para os

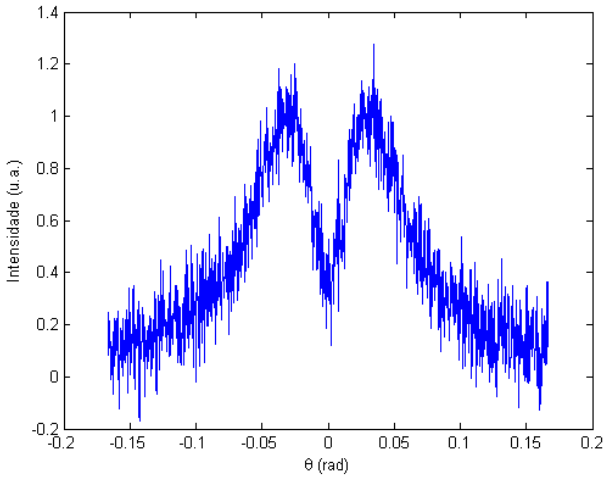


Figura A.1: Resultados para a intensidade em função do ângulo obtidos por simulação.

parâmetros. O χ^2 é calculado como a soma das diferenças quadráticas (normalizada pela flutuação estatística dos dados) dos dados obtidos e os valores da expressão convoluída dependente dos parâmetros ajustáveis.

Os valores a serem adotados para os parâmetros são os que apresentarem o valor de χ^2 mínimo. A figura A.2 mostra o gráfico de χ^2 em função dos parâmetros.

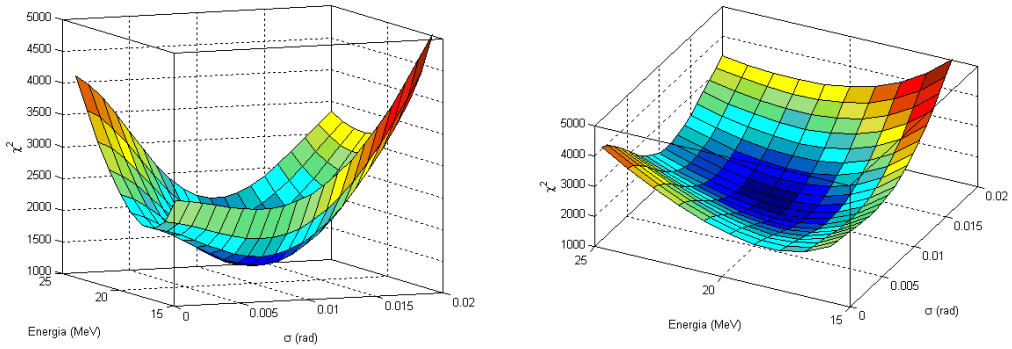


Figura A.2: Gráficos de valores de χ^2 em função dos parâmetros Energia e σ vistos de duas perspectivas.

Os perfis perpendiculares aos eixos dos parâmetros que passam pelo ponto de mínimo são apresentados na figura A.3. Ambos os perfis passam pelo

ponto de mínimo da distribuição da figura A.2.

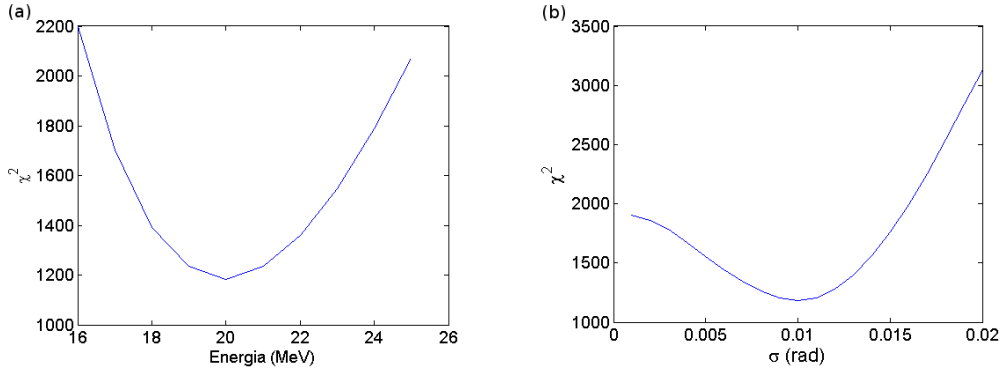


Figura A.3: Curvas de valores de χ^2 em função dos parâmetros.(a) σ fixo em 0,01 rad, em função da energia. (b) Energia fixa em 20 MeV, em função de σ.

Os valores das variáveis relevantes ao ajuste são apresentados na tabela A.1. A estimativa dos desvios padrões (de E e σ) foi feita com base na variação de cada parâmetro que fazia o χ^2 aumentar de uma unidade.

Tabela A.1: Variáveis do ajuste.

Desvio padrão ajustado	10,00 (4) mrad
Energia ajustada	20,00 (4) MeV
χ^2	1272,6
Graus de liberdade	1177
$P_{1177(49)}(\chi^2 \geq 1272,6)$	$\approx 47,4\%$

Pode-se perceber que a incerteza relativa para medida de divergência com este método de análise é da ordem de 0,4%, configurando assim um método com resolução muito superior à do *view-screen*. Também se nota a incerteza relativa de 0,2% na medida de energia. Estas precisões relativas não levam em conta a resolução geométrica do aparato óptico nem a influência de imperfeições no alvo, mas, ainda assim, espera-se uma precisão relativa melhor que aquela obtida com *view-screen*s.

A figura A.4 mostra os dados gerados por simulação juntamente com a função ajustada pelo método dos mínimos quadrados.

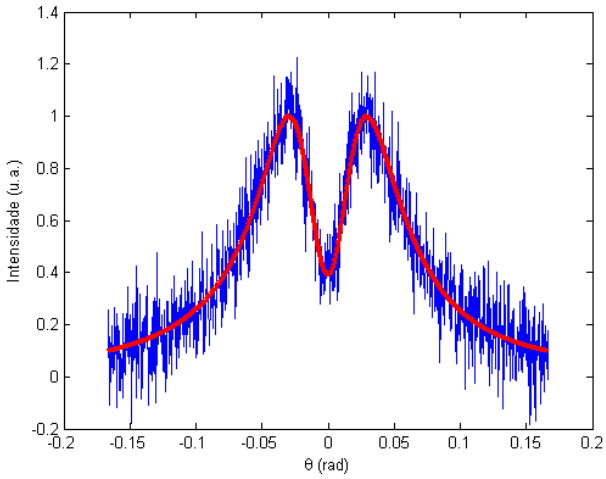


Figura A.4: Ajuste realizado pelo método dos mínimos quadrados.

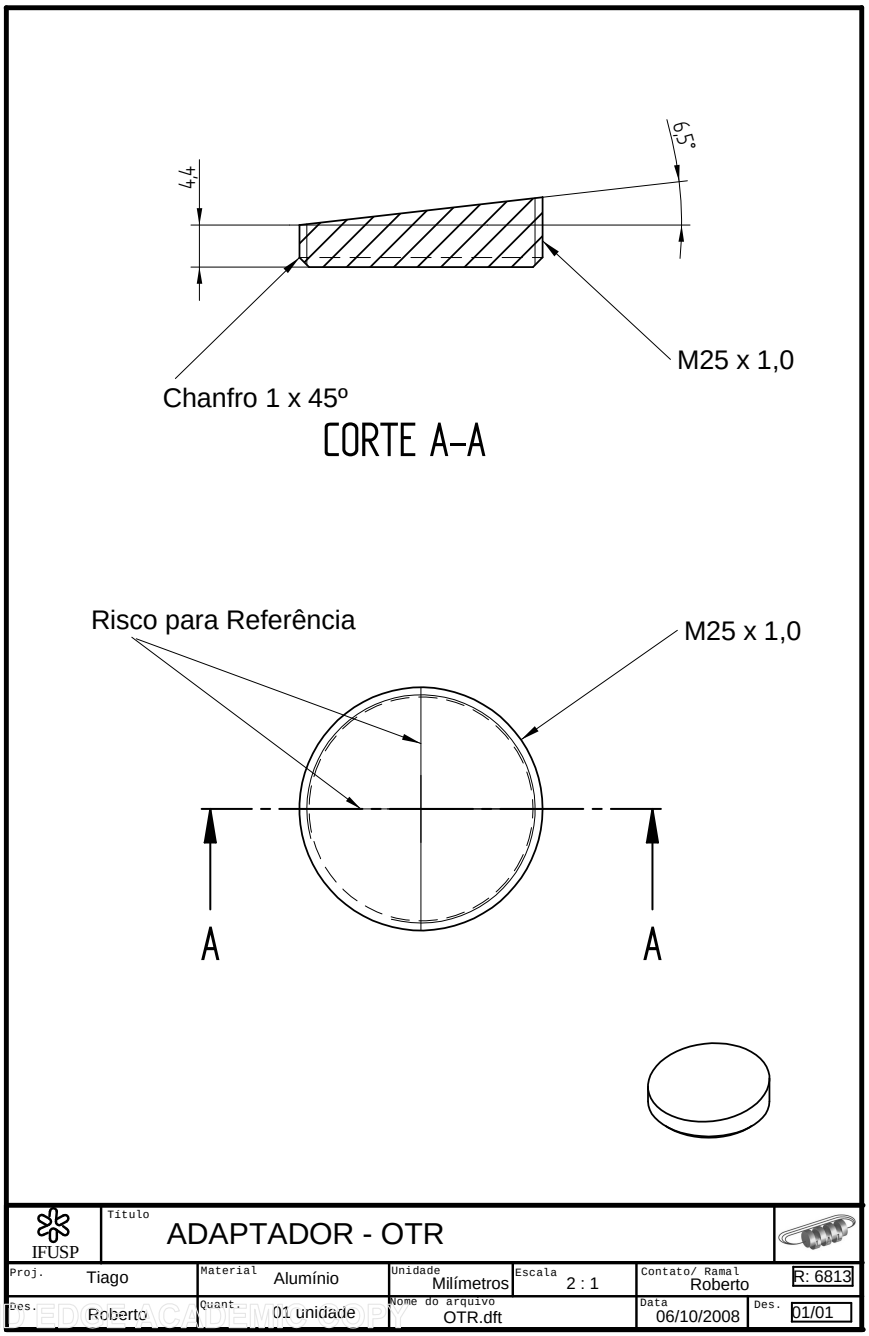
A procura pelos valores dos parâmetros ajustados tomou 2,5 horas de tempo de processamento (com um computador e processador AMD Athlon(tm)64 X2 *Dual Core Processor* 3800+ com 2GB de memória RAM), devido ao alto número de pontos (1179). Este tempo pode ser diminuído tomando-se uma amostragem de apenas alguns pontos distribuídos pelo padrão de emissão.

Geralmente a medida de divergência do feixe é feita com a relação de altura entre os picos e o vale no padrão de emissão de ROT, e a energia é medida pela posição do pico nesta distribuição. No entanto, o aumento da divergência desloca a posição do pico de emissão, o que gera uma dependência indesejável nesses parâmetros (erro sistemático).

O método pelo ajuste de mínimos quadrados, por ser um ajuste não-linear de dois parâmetros, apresenta correlação entre os valores de divergência e energia (o erro de uma variável afeta o da outra). No entanto, os valores podem ser encontrados sem erros sistemáticos, ou seja, o valor da medida da energia não depende do valor da divergência, e vice-versa. Isso porque os dois valores são ajustados simultaneamente e não independentemente.

Apêndice B

Desenho mecânico do suporte/adaptador



SOLID EDGE ACADEMIC COPY

Apêndice C

Demonstração da função de dispersão para um magneto com ângulo de entrada/saída

Queremos medir a dispersão em momento linear de um feixe de partículas. Para isso, vamos utilizar o método padrão de análise de uma seção dispersiva do acelerador. Uma seção dispersiva é um trecho de uma linha de transporte de feixe imediatamente após um elemento que curve o feixe, como um dipolo magnético.

Para isso, vamos definir o vetor de coordenadas, no plano de curvatura, de uma partícula genérica do feixe no sistema de referência centrado em uma partícula localizada no meio da distribuição do feixe.

$$\nu = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ \Delta p/p_0 \end{pmatrix} \tag{C.1}$$

Quando o feixe passa por um elemento óptico do acelerador, as coordenadas do vetor ν são modificadas de acordo com uma transformação linear, dada por:

$$\nu_f = \mathcal{M}\nu_i \tag{C.2}$$

onde os índices i e f representam respectivamente as coordenadas na partícula na posição inicial e final do elemento óptico. A matriz M é uma matriz de transformação que depende do elemento óptico. Para um dipolo setorial, a matriz M é dada por:

$$\mathcal{M}_{dipolo} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \varrho_0 \text{sen}\ \theta & \varrho_0(1-\cos\theta) \\ -\frac{1}{\varrho_0}\text{sen}\ \theta & \cos\theta & \text{sen}\ \theta \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{C.3}$$

onde ϱ_0 é o raio de curvatura e θ é o ângulo de deflexão.

Para um trecho de reta sem influência de campo, a matriz de transformação é dada por:

$$\mathcal{M}_{reta} = \begin{pmatrix} 1 & L & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{C.4}$$

onde L é o comprimento do trecho.

Genericamente, as matrizes de transformação podem ser escritas como:

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} C(z) & S(z) & D(z) \\ C'(z) & S'(z) & D'(z) \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{C.5}$$

A função de dispersão surge da solução não homogênea da fórmula da força de Lorentz para partículas com momento linear ligeiramente diferente do momento da partícula ideal no feixe, e é definida como:

$$D(z) = \int_0^z \kappa(\bar{z})[S(z)C(\bar{z}) - C(z)S(\bar{z})]d\bar{z} \tag{C.6}$$

onde $C(z)$ e $S(z)$ são termos da matriz de transformação do trecho analisado. $\kappa(\bar{z})$ é a função de expansão de multipolos da distribuição de campo do elemento magnético analisado.

Para uma posição imediatamente posterior a um dipolo, e adotando que a função de dispersão e a sua derivada na entrada do dipolo têm valor nulo (essa hipótese é válida no nosso caso por estarmos analisando o primeiro dipolo da linha), temos:

$$\begin{aligned} D(z) &= \text{sen}\,(\kappa_0 z)\int_0^z \cos(\kappa_0 \bar{z})d\bar{z} - \cos(\kappa_0 z)\int_0^z \text{sen}\,(\kappa_0 \bar{z})d\bar{z} \\ &= \varrho_0[1-\cos(\kappa_0 z)] \end{aligned} \tag{C.7}$$

Podemos definir uma transformação linear para o cálculo da óptica de feixe em primeira ordem. Nesta aproximação, a função de dispersão tem origem no meio da curvatura [55], e pode ser propagada pelos elementos ópticos do acelerador com a expressão:

$$\begin{pmatrix} D_f \\ D'_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C(z) & S(z) \\ C'(z) & S'(z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_i \\ D'_i \end{pmatrix} \tag{C.8}$$

O ângulo de entrada não interfere na função de dispersão, dado que tomamos o valor nulo para a função de Dispersão e para sua derivada no início do dipolo. Já o ângulo de saída tem uma função focalizadora no feixe e na função de dispersão. A figura C.1 ilustra os ângulos de entrada e saída do feixe no magneto.

Propagando o feixe pela lente da face inclinada e por um trecho de reta

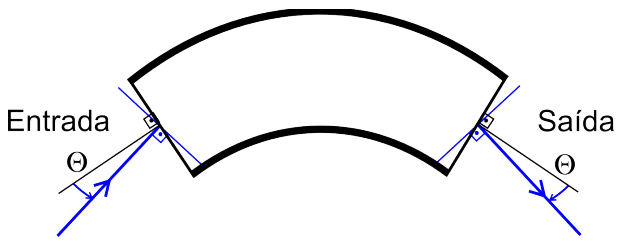


Figura C.1: Ilustração dos ângulos de entrada e saída no magneto. Ângulos representados nos seus sentidos positivos (efeito focalizador para feixes de elétrons).

de comprimento L, temos:

$$\begin{pmatrix} D_f \\ D'_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ L & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \tan\Theta/\varrho_0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varrho_0[1-\cos\theta] \\ \text{sen } \theta \end{pmatrix} \tag{C.9}$$

Que nos leva a expressão original:

$$D_f = \varrho_0\,(1-\cos\theta) + L\text{sen } \theta + L\,(1-\cos\theta)\tan\Theta \tag{C.10}$$

sendo Θ o ângulo de saída do feixe no dipolo.

Apêndice D

Código fonte do programa SimOTR

```
// SimOTR is a program to simulate the backward emission of incoherent
// optical transition radiation to beam diagnostics purposes.
// Program developed by: Tiago Fiorini da Silva (Brazil)
// Based on his PhD Thesis

// This program uses physical constants and aleatory number generator
// of the GNU Scientific Library (GSL) and the credits/responsabilities
// for this functions are totally due to its authors.
// http://www.gnu.org/software/gsl/

// It also uses Gnuplot to generate the plots, however, if it is not
// installed in your computer the simulation will be done even with some
// error messages related to the graph generation.
// Again, the credits/responsabilities for this functions are due to its
// authors.
// http://www.gnuplot.info/

// This program is dotted with parallel processing and for this purpouses
// uses the OpenMP API, for this reason, it must to be compiled with 4.3
// version of gcc or higher.
// Once again, the credits/responsabilities for this functions are due to
// its authors.
// http://openmp.org/wp/

// Compile with flags:
// gcc -lm -lgsl -lgslcblas -Wall -fopenmp mp_simOTR.c -o mp_simOTR
// it also can be done with make comand, that will compile mp_simOTR with
// all this flags.
// dependences: gsl development package (mandatory), gnuplot
```

```
// in Ubuntu, gsl developmente package can be intalled with the comand:
// sudo apt-get install libgsl0-dev

// it also requires the installation of the libpngwriter0-dev package
// for png image generation

#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <math.h>
#include <omp.h>
#include <time.h>
#include <gsl/gsl_const_mksa.h>
#include <gsl/gsl_const_num.h>
#include <gsl/gsl_rng.h>
#include <gsl/gsl_randist.h>
#include <pngwriter.h>

#define MAXX 400
#define MAXY 400
#define PREC_PROF 1000
#define RAD (M_PI/180.0)
#define DEG (180.0/M_PI)


void gsl_ran_bivariate_gaussian (const gsl_rng * r, double sigma_x, double
sigma_y, double rho, double * x, double * y);

double matrix [MAXX][MAXY], profile[PREC_PROF];
double N;
double  L=10,                    // lens target distance
          lens_size=5,           // lens size
          E=10,                    // beam energy
        dE=0,           // fractional energy spread
          v0,                    // charge velocity (calculated during the
execution)
          particles=100,          // number of particles
          I,                    // particle flux per second
          xmax=0.0,          // standard deviation os particle distribution
 in the horizontal axis
          ymax=0.0,          // standard deviation os particle distribution
 in the vertical axis
          xpmax=0.0,          // standard deviation os divergence distribut
ion in the horizontal axis
          ypmax=0.0,          // standard deviation os divergence distribut
ion in the vertical axis
          rx=0.0,                    // correlation between x and xp
          ry=0.0,                    // correlation between y and yp
          dtheta,
          theta_min,
          theta_max,
```

```
          dphi,
          phi_min,
          phi_max,
          theta_observ=270,// angle of the camera position
          psi=45;                    // target inclination
int line=0;

double          E0=1e-6*GSL_CONST_MKSA_MASS_ELECTRON*pow(GSL_CONST_MKSA_SPE
ED_OF_LIGHT,2)/GSL_CONST_MKSA_ELECTRON_CHARGE,
          c = GSL_CONST_MKSA_SPEED_OF_LIGHT,
          qe=  GSL_CONST_MKSA_ELECTRON_CHARGE,
          a = GSL_CONST_NUM_FINE_STRUCTURE/(4*pow(M_PI*c,2));

//////////////////////////////////////////////////////////////////////
// this function calculates the main variables to the limit angles      //
//////////////////////////////////////////////////////////////////////

          void adjust_angles() {
                    theta_min=theta_observ-DEG*atan(lens_size/(2.0*L));
                    theta_max=theta_observ+DEG*atan(lens_size/(2.0*L));
                    dtheta=(theta_max-theta_min)/(double)MAXX;
                    phi_min= DEG*atan(lens_size/(2.0*L));
                    phi_max=-DEG*atan(lens_size/(2.0*L));
                    dphi=(phi_max-phi_min)/(double)MAXY; }


//////////////////////////////////////////////////////////////////////
// Functions created to call gnuplot                                  //
//////////////////////////////////////////////////////////////////////

          void make_graph(void) {
                    printf("\nGenerating image and saving data files...");
                    system("gnuplot image.p"); }

//////////////////////////////////////////////////////////////////////

          void make_profile(void) {
                    printf("\nGenerating profile and saving data files...")
;
                    system("gnuplot profile.p"); }

//////////////////////////////////////////////////////////////////////

          void make_spacefase(void) {
                    printf("\nGenerating space phase image and saving data
files...");
                    system("gnuplot phase_space.p"); }


//////////////////////////////////////////////////////////////////////
```

```
// Functions to manipulate matrix variable                                //
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////

          double max_profile(void) {
                    int cont;
                    double maximus;

          maximus=profile[1];
          for (cont=1;cont<=PREC_PROF;cont++) { if(maximus < profile[cont])
 maximus=profile[cont]; }
          return maximus; }

////////////////////////////////////////////////////////////////////////////

          double max_total(void) {
                    int cont1, cont2;
                    double maximus;

          maximus=matrix[1][1];
          for (cont1=1;cont1<=MAXX;cont1++) {
                    for(cont2=1;cont2<=MAXY;cont2++) {
                    if(maximus < matrix[cont1][cont2]) maximus=matrix[cont1
][cont2]; } }
          return maximus; }

////////////////////////////////////////////////////////////////////////////

          double sum_total(void) {
                    int cont1, cont2;
                    double sum;

          sum=matrix[1][1];
          for (cont1=1;cont1<=MAXX;cont1++) {
                    for(cont2=1;cont2<=MAXY;cont2++) {
                    sum+=matrix[cont1][cont2]; } }
          return sum; }

////////////////////////////////////////////////////////////////////////////

          void clear_matrix(void) {
                    int n,m;

          #pragma omp parallel for private(n,m)
          for(n=0;n<MAXX;n++) {
                    for(m=0;m<MAXY;m++) {
                              matrix[n][m] = 0.0; } } }

////////////////////////////////////////////////////////////////////////////

          void normalize_matrix(void) {
```

```
                int n,m;

        #pragma omp parallel for private(n,m)
        for(n=0;n<MAXX;n++) {
                for(m=0;m<MAXY;m++) {
                        matrix[n][m] = a* matrix[n][m]; } } }


////////////////////////////////////////////////////////////////////////
// Function to calculate the squared modulus of the vetor product       //
// between the particle velocity vector and the unitary vector n in the //
// observation direction                                                //
////////////////////////////////////////////////////////////////////////

double v_scalar_n ( double v0, double xp, double yp, double theta, double p
hi, double psi ) {

return v0*(xp*cos(RAD*theta)*cos(RAD*phi)*sin(2*RAD*psi)+cos(RAD*phi)*sin(2
*RAD*psi)*sin(RAD*theta)+cos(2*RAD*psi)*cos(RAD*phi)*(xp*sin(RAD*theta)-cos(
RAD*theta))+yp*sin(RAD*phi)); }


////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////
// Function to calculate the squared modulus of the vetor product between t
he    //
// particle velocity vector and the unitary vector n in the observation dir
ection//
////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////

double v_vectorial_n ( double v0, double xp, double yp, double theta, doubl
e phi, double psi ) {

return v0*sqrt( pow(cos(RAD*phi)*(xp*cos(RAD*(2*psi+theta))+sin(RAD*(2*psi+
theta))),2) + pow(yp*cos(2*RAD*psi)*cos(RAD*theta)*cos(RAD*phi)-yp*cos(RAD*p
hi)*sin(2*RAD*psi)*sin(RAD*theta)+sin(RAD*phi),2)+ pow(yp*cos(RAD*theta)*cos
(RAD*phi)*sin(RAD*psi)+yp*cos(2*RAD*psi)*cos(RAD*phi)*sin(RAD*theta)-xp*sin(
RAD*phi),2) );  }


////////////////////////////////////////////////////////////////////////
// Function to calculate the OTR intensity                              //
////////////////////////////////////////////////////////////////////////

double OTR_calculation ( double E, double x, double xprime, double y, doubl
e yprime, double L, double theta_c, double phi_c, double psi_c){
        double velocity;
        velocity = c * sqrt(pow(E/E0,2.0)-1.0)/(E/E0);
        theta_c=theta_c+(DEG*(x/cos(RAD*psi_c))/L);
```

```
          phi_c=phi_c+(DEG*y/L);
return pow(
(v_vectorial_n(velocity, xprime, yprime, theta_c, phi_c, 0.0)/(1.0-v_scalar
_n(velocity, xprime, yprime, theta_c, phi_c, 0.0)/c))+(v_vectorial_n(velocit
y, xprime, yprime, theta_c, phi_c, psi_c)/(1.0-v_scalar_n(velocity, xprime,
yprime, theta_c, phi_c, psi_c)/c)),2.0)*fabs(dtheta*dphi)*1e6;    }


//////////////////////////////////////////////////////////////////////////
// Function to calculate the OTR intensity profile                      //
//////////////////////////////////////////////////////////////////////////

void OTR_profile ( double E_c, double psi_c ){
          int n;
          double max;

          for(n=0;n<PREC_PROF;n++) { profile[n]=OTR_calculation ( E_c, 0.0,
 0.0, 0.0, 0.0, L, (double)n*360.0/(double)PREC_PROF, 0.0, psi_c);   }
          max=max_profile();
          for(n=0;n<PREC_PROF;n++) { profile[n]=profile[n]/max;   }
}


//////////////////////////////////////////////////////////////////////////
// Function that creates a png file in "HD"                             //
//////////////////////////////////////////////////////////////////////////


          void cria_png() {
                    int x,y;
                    double max;

          pngwriter png(MAXX,MAXY,1,"imageHD.png");
          max=max_total();
          for(x=1;x<=MAXX;x++) {
                    for(y=1;y<=MAXY;y++) {
                              matrix[x][y]=1*matrix[x][y]/max;
                  png.plot(x,y, matrix[x][y], matrix[x][y], matrix[x][y]);
                    }}
          png.close(); }

//////////////////////////////////////////////////////////////////////////
// Function created to save the ASCII data file right after all the     //
// calculations (what makes the program run much faster)                //
//////////////////////////////////////////////////////////////////////////

          void save_data (void) {
                    FILE *fp;
                    int x, y;
```

```
          fp = fopen("data.dat","w");
          printf("\nSaving image data...");
          matrix[1][1] = 0.0;
          for (y=0;y<MAXY;y++){
                    for (x=0;x<MAXX;x++) fprintf(fp,"%lf ",matrix[MAXX-x][y
]/N);
                    fprintf(fp,"\n");
                                        }
          fclose(fp);           }

//////////////////////////////////////////////////////////////////////////
// Function used to save the profile                                    //
//////////////////////////////////////////////////////////////////////////

          void save_profile(void) {
                    FILE *fp;
                    int y;
                    double max;

          max=max_profile();
          fp = fopen("profile.dat","w");
          printf("\nSaving profile data...");
          for (y=1;y<PREC_PROF;y++) fprintf(fp,"%lf %f\n",(y-1)*2*M_PI/PREC
_PROF, profile[y]/max);
          fclose(fp);
          fp = fopen("profile_cav.dat","w");
          fprintf(fp,"%lf %lf\n%lf %lf\n%lf %lf\n",RAD*theta_min, 1.0, RAD*
0.5*(theta_min + theta_max), 0.0, RAD*theta_max, 1.0);
          fclose(fp);
          fp = fopen("profile_target.dat","w");
          fprintf(fp,"%lf %lf\n%lf %lf\n",RAD*(psi+90), 1.0, RAD*(psi+90),
-1.0);
          fclose(fp);            }



//////////////////////////////////////////////////////////////////////////
// Function that writes the simulation parameters                       //
//////////////////////////////////////////////////////////////////////////

          void write_simconf (void) {
                    FILE *fp;
                    time_t rawtime;
                    struct tm * timeinfo;

                    time ( &rawtime );
                    timeinfo = localtime ( &rawtime );

          fp = fopen("sim.conf","w");
          fprintf(fp,"\nDate:%s",asctime (timeinfo));
```

```
          fprintf(fp,"\nBeam energy: %lf [MeV]",E);
          fprintf(fp,"\nNumber of particles: %lf interactions",particles);
          fprintf(fp,"\nDistance between the target and the camera lens: %l
f [cm]",L);
          fprintf(fp,"\nSize of the lens: %lf [cm]",lens_size);
          fprintf(fp,"\nTarget inclination: %lf [deg.]",psi);
          fprintf(fp,"\nAngle of the camera position: %lf [deg.]",theta_obs
erv);
          fprintf(fp,"\nStd. dev. in the horiz. beam distribution: %lf [mm]
",xmax);
          fprintf(fp,"\nStd. dev. in the verti. beam distribution: %lf [mm]
",ymax);
          fprintf(fp,"\nStd. dev. in the horiz. beam distribution of diverg
ences: %lf [mrad]",xpmax);
          fprintf(fp,"\nStd. dev. in the verti. beam distribution of diverg
ences: %lf [mrad]",ypmax);
          fprintf(fp,"\nCorrelation between x and u: %lf",rx);
          fprintf(fp,"\nCorrelation between y and w: %lf",ry);
          fprintf(fp,"\n\nTotal emission: %lf\n\n",sum_total());
          printf("\n\nTotal emission: %lf\n\n",sum_total());
          fclose(fp);   }


//////////////////////////////////////////////////////////////////////////
// File interpretation function                                         //
//////////////////////////////////////////////////////////////////////////


          void file_interp(void) {
                    FILE *fp;
                    char ch;

          if((fp = fopen("var.conf","r"))!=NULL) {

          while(ch!='#') {
                    fscanf(fp,"%c",&ch);
                    switch(ch) {
                              case '%':
                         // character % defines comentaries
                                        while(ch!='\n') fscanf(fp,"%c",&ch)
;
                                        line+=1;
                              break;

                              case 'E':
                               // Beam energy
                                        fscanf(fp,"%lf",&E);
                                        printf("\nParameter E = %lf [MeV] a
ccepted!",E);
                              break;
```

```
                                case 'e':
                                 // Beam energy
                                          fscanf(fp,"%lf",&dE);
                                          printf("\nParameter dE = %lf accept
ed!",dE);
                                break;

                                case 'P':
                                // Number of particles
                                          fscanf(fp,"%lf",&particles);
                                          printf("\nParameter P = %lf interac
tions accepted!",particles);
                                break;

                                case 'L':
                                // Distance between the target and the camera
 lens
                                          fscanf(fp,"%lf",&L);
                                          printf("\nParameter L = %lf [cm] ac
cepted!",L);
                                break;

                                case 'l':
                                // Size of the lens
                                          fscanf(fp,"%lf",&lens_size);
                                          printf("\nParameter l = %lf [cm] ac
cepted!",lens_size);
                                break;

                                case 'p':
                                // Target inclination
                                          fscanf(fp,"%lf",&psi);
                                          printf("\nParameter p = %lf [deg.]
accepted!",psi); //psi=90-psi;
                                break;

                                case 't':
                                // Angle of the camera position
                                          fscanf(fp,"%lf",&theta_observ);
                                          printf("\nParameter t = %lf [deg.]
accepted!",theta_observ);
                                break;

                                case 'x':
                                // Standard deviation of the horizontal beam
distribution
                                          fscanf(fp,"%lf",&xmax);
                                          printf("\nParameter x = %lf [mm] ac
cepted!",xmax);
```

```
                                break;

                                case 'y':
                                // Standard deviation of the vertical beam di
stribution
                                          fscanf(fp,"%lf",&ymax);
                                          printf("\nParameter y = %lf [mm] ac
cepted!",ymax);
                                break;

                                case 'u':
                                // Standard deviation of the horizontal beam
distribution of divergences
                                          fscanf(fp,"%lf",&xpmax);
                                          printf("\nParameter u = %lf [mrad]
accepted!",xpmax);
                                break;

                                case 'w':
                                // Standard deviation of the vertical beam di
stribution of divergences
                                          fscanf(fp,"%lf",&ypmax);
                                          printf("\nParameter w = %lf [mrad]
accepted!",ypmax);
                                break;

                                case 'm':
                                // Correlation between x and u
                                          fscanf(fp,"%lf",&rx);
                                          printf("\nParameter m = %lf accepte
d!",rx);
                                break;

                                case 'n':
                                // Correlation between y and w
                                          fscanf(fp,"%lf",&ry);
                                          printf("\nParameter n = %lf accepte
d!",ry);
                                break;

                                case '\n':
                                          line+=1;
                                break;

                                case '#':
                                break;

                                default :
                                          printf("\n Error - undefined code i
n line %d",line);
```

```
                              break; }
          } } else printf("\n\n*** Error - file var.conf not found. Assumin
g default values. ***\n\n\n");
          fclose(fp);  }

//////////////////////////////////////////////////////////////////////////
// **************             MAIN FUNCTION            **************** //
//////////////////////////////////////////////////////////////////////////

int main(int argc, char *argv[]) {

          int           n, m,
                    f=0,
                    perc=0,
                    perc_old=0;
          double theta, phi;
          double xi=0.0,xip=0.0,yi=0.0,yip=0.0;
        double dE_rand, phase;
          FILE *fpartX, *fpartY;
          const gsl_rng_type * T;

          gsl_rng * r_global;
          gsl_rng_env_setup();
          T = gsl_rng_default;
          r_global = gsl_rng_alloc (T);

file_interp();
clear_matrix();
adjust_angles();

OTR_profile(E,90-psi);
save_profile();

fpartX = fopen("particlesX.dat","w");
fpartY = fopen("particlesY.dat","w");


for(N=1;N<=particles;N++) {
                    gsl_ran_bivariate_gaussian (r_global, xmax, xpmax, rx,
&xi, &xip);
                    gsl_ran_bivariate_gaussian (r_global, ymax, ypmax, ry,
&yi, &yip);
                    gsl_ran_bivariate_gaussian (r_global, dE, 0, 1, &dE_ran
d, &phase);
                    fprintf(fpartX,"\t%lf\t%lf\n",xi,xip);
                    fprintf(fpartY,"\t%lf\t%lf\n",yi,yip);
                printf("\n%lf",dE_rand);

          #pragma omp parallel for private(m,theta,n,phi)
          for(n=0;n<MAXX;n++) {
```

```
                    for(m=0;m<MAXY;m++) {
                              theta=theta_min+((double)n)*dtheta;
                              phi=phi_min+((double)m)*dphi;
                              matrix[n][m] += a*OTR_calculation ( E*(1+dE_r
and), xi*0.1, xip*1e-3, yi*0.1, yip*1e-3, L, theta, phi, psi);
                    } }


perc = floor(N*10/particles);
if(perc!=perc_old) {
          perc_old=perc;
          printf("\n[");
           for(f=0;f<(int)perc;f++) printf(".");
           for(f=0;f<10-(int)perc;f++) printf(" ");
          printf("] %d %%.",(int)(10*perc)); }


}

fclose(fpartX);
fclose(fpartY);
save_data();
make_graph();
make_profile();
make_spacefase();
write_simconf();
cria_png();

printf("\nSimulation finished successfully.\n\n");

gsl_rng_free (r_global);

return 0;          }

// termino do programa
```

D.1 Exemplo de arquivo `var.conf`

Segue um exemplo de arquivo de entrada do código SimOTR.

```
% Energia [MeV]
E 10.0
% Dispersao fracional em energia
e 0.0022
% Numero de particulas
P 1000
% Distancia da lente ao alvo [cm]
L 20
% Tamanho da lente [cm]
l 5
% Angulo de inclinacao do alvo [deg]
p 45
% raio em x [mm]
x 1.0
% raio em y [mm]
y 1.0
% divergencia em x [mrad]
u 1.0
% divergencia em y [mrad]
w 1.0
% correlecao em
m 0.9
% correlacao em
n 0.9
% Angulo de observacao [deg]
t 90
#
```

Referências Bibliográficas

[1] P. B. Rios: *Linha de Transporte de Feixe do acelerador Mícrotron do IFUSP*. Dissertação de Mestrado, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, 2002.

[2] *Informações disponíveis no sítio do projeto Mícrotron. Último acesso em Maio de 2011).* http://www.if.usp.br/microtron.

[3] *Estação Ciência - USP - Rua Guaicurus, 1394 - Lapa - São Paulo - SP. Tel.: (11) 3673-7022.*

[4] M. N. Martins; et. al.: *Tagged bremsstrahlung polarization: a Monte Carlo approach.* **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms**, 390:375 – 382, 1997.

[5] R. Guarino: *Adaptação e calibração do monocromador de fótons do LAL.* Dissertação de Mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 1998.

[6] V. B. Gravikov; et al.: *Features of spectral-angular distribution of coherent X-radiation.* **Brazilian Journal Physics.**, 29:516 – 523, 1999.

[7] J. Takahashi: *Projeto e construção de uma estrutura aceleradora de elétrons de onda contínua.* Tese de Doutoramento, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 1996.

[8] M. N. Martins, N. L. Maidana, e V. R. Vanin: *The São Paulo Microtron: Equipment and Planned Experiments.* Volume 947, páginas 413–421. **AIP - Conference proceedings**, 2007.

[9] T. F. Silva: *Início de operação e caracterização do sistema injetor do Mícrotron do IFUSP.* Dissertação de Mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 2006.

[10] T. F. Silva; A. L. Bonini; R. R. Lima; M. Lucena; A. A. Malafronte; M. N. Martins; L. Portante; A. J. Silva: *Commissioning of the 100 keV Beam Stage of the Injector Linac of the IFUSP Microtron.* In ***Proceedings of the 2007 Particle Accelerator Conference**, New Mexico, United States*, 2007.

[11] T. F. Silva; A. L. Bonini; C. Jahnke; R. R. Lima; M. Lucena; A. A. Malafronte; M. N. Martins; L. Portante; A. J. Silva; V. R. Vanin: *Commissioning of the Injector Linac of the IFUSP Microtron.* In ***Proceedings of the 2009 Particle Accelerator Conference**, Vancouver, Canada*, 2009.

[12] T. F. Silva; A. A. Malafronte; M. N. Martins: *Emittance Measurements at the 100 keV Beam Stage of the Injector Linac of the IFUSP Microtron.* In ***Proceedings of the 2007 Particle Accelerator Conference**, New Mexico, United States*, 2007.

[13] H. Koziol: *Beam diagnostics for accelerators.* In ***5th CERN accelerator school - General Accelerator Physics Course**, Jyväskylä, Finland*, 1992.

[14] A. Murokh; et. al: *Limitations on measuring a transverse profile of ultra-dense electron beams with scintillators.* In ***Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference**, Chicago, United States*, 2001.

[15] T. F. Silva; Z. O. Guimarães; C. Jahnke; M. N. Martins: *Electron Beam Profile Determination: The Influence of Charge Saturation in Phosphor Screens.* In ***Proceedings of the 2009 Particle Accelerator Conference**, Vancouver, Canada*, 2009.

[16] U. Iriso; G. Benedetti; F. Pérez: *Experience with YAG and OTR Screens at ALBA.* In ***Proceedings of the 2009 Diagnostics and Instru-***

mentation for Particle Accelerators Conference, *Basel, Switzerland*, 2009.

[17] M. L. Mikaelian: *High-energy electromagnetic processes in condensed media.* John Wiley and Sons, 1972.

[18] D.V. Karlovets e A.P. Potylitsyn: *Generalized surface current method in the macroscopic theory of diffraction radiation.* **Physics Letters A**, 373(22):1988 – 1996, 2009.

[19] V. L. Ginzburg; V. N. Tsytovich: *Transition radiation and transition scattering.* Adam Hilgert, 1990.

[20] L. Wartski: *Etude du rayonnement de transition optique produit par des électrons d'énergie 30 à 70 MeV. Application aux diagnostics de faisceaux de particules chargées.* Tese de Doutoramento, Universite Paris-Sud Orsay, 1976.

[21] I. M. Frank: *Transtition radiation and the Cherenkov effect.* **Soviet Physics Uspekhi**, 4(5):740, 1962.

[22] I. E. Tamm e I. M. Frank. ***Dokl.Akad.Nauk SSSR***, 107(14), 1937.

[23] V. L. Ginzburg: *Radiation by uniformly moving sources (Vavilov - Cherenkov effect, transition radiation, and other phenomena).* **Physics - Uspekhi**, (39):973–982, 1996.

[24] J. D. Jackson: *Classical electrodynamics.* John Wiley and Sons, 3rd Edition, 1985.

[25] L. D. Landau; E. M. Lifshitz: *Electrodynamics of continuous media.* Pergamon Press, 1994.

[26] J. W. Goodman: *Statistical Optics.* John Wiley and Sons, 1985.

[27] L. Wartski, S. Roland, J. Lasalle, M. Bolore, e G. Filippi: *Interference phenomenon in optical transition radiation and its application to particle beam diagnostics and multiple-scattering measurements.* **Journal of Applied Physics**, 46(8):3644–3653, 1975.

[28] R. B. Fiorito; D. W. Rule: *Optical transition radiation beam emittance diagnostics.* Volume 319, páginas 21–37. **AIP - Beam Instrumentation Workshop**, Sante Fe, New Mexico (USA), 1994.

[29] A. H. Lumpkin; Y. Li; S. J. Pasky; N. S. Sereno; W.J. Berg;: *Mitigation of COTR due to the microbunching instability in compressed electron beams.* In ***Proceedings of the 2009 Particle Accelerator Conference**, Vancouver, Canada*, 2009.

[30] F. Sakamoto; H. Iijima; K. H. Dobashi; T. Ueda; T. Watanabe; M. Uesaka: *Emittance and energy measurement of low-energy electron beam using optical transition radiation techniques.* **Jpn. J. Appl. Phys.**, (44):1485–1491, 2005.

[31] R. Fiorito: *Comunicação pessoal.* Janeiro 2009.

[32] D. W. Rule; R. B. Fiorito;: *Beam profiling with optical transition radiation.* In ***Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference**, Washington, United States*, 2009.

[33] D. Mihalcea; C. L. Bohn; U. Happek; P. Piot: *Longitudinal electron bunch diagnostics using coherent transition radiation.* **Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams**, 9, 082801, 2006.

[34] D. Mihalcea; et. al: *Longitudinal electron bunch diagnostic using coherent transition radiation.* In ***Proceedings of the 2005 Particle Accelerator Conference**, Tennessee, USA*, 2005.

[35] A. H. Lumpkin; Y. Li; S. J. Pasky; N. S. Sereno;: *Observations on COTR due to the microbunching instability in compressed beams.* In ***Proceedings of free electron laser conference**, Liverpool, United Kingdom*, 2009.

[36] J. Zheng; et. al;: *Theoretical study of transition radiation from hot electrons generated in the laser-solid interaction.* **Physics of plasma**, 10, 2003.

[37] M. S. Zolotorev; G. V. Stupakov;: *Fluctuational interferometry for measurement of short pulses of incoherent radiation.* SLAC-PUB-7132 - March 1996.

[38] F. Sannibale, G. V. Stupakov, M. S. Zolotorev, D. Filippetto, e L. Jägerhofer: *Absolute bunch length measurements by incoherent radiation fluctuation analysis.* **Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams**, 12, 032801, 2009.

[39] V. Sajaev: *Measurements of bunch length using spectral analysis of incoherent radiation fluctuations.* Volume 732, páginas 73–87. **AIP - Beam Instrumentation Workshop**, Knoxville, Tenessee (USA), 2004.

[40] P. Catravas; W. P. Leemans; J. S. Wurtele; M. S. Zolotorev; M. Babzien; I. Ben Zvi; Z. Segalov; X. J. Wang; V. Yakimenko: *Measurement of electron-beam bunch length and emittance using shot-noise-driven fluctuations in incoherent radiation.* **Physical Review Letters**, 82(26):5261–5264, Jun 1999.

[41] A. W. Mak: *Measurement of electron bunch length at FLASH with synchrotron radiation analyses.* Summer Student Programme 2007 - DESY Report - Sep./2007.

[42] T. Watanabe; K. Nakamura; T. Ueda; M. Uesaka;: *Diagnostics of sub-picosecond electron pulse by the fluctuaion method.* In ***Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference**, Chicago, United States*, 2001.

[43] X. K. Maruyama; M. J. Hellstern; C. B. Reid; R. B. Fiorito; D. W. Rule: *Optical transition radiation interferometry and beam emittance measurements.* **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interaction with Materials and Atoms**, 79:788 – 791, 1993.

[44] S. G. Iversen; J. S. Ladish; S. E. Caldwell; D W. Rule; R. B. Fiorito;: *Charged particle beam divergence measurements using transition radiation.* In ***Proceedings of the 1987 Particle Accelerator Conference**, Washington, United States*, 1987.

[45] A. H. Lumpkin; R. B. Fiorito; D. W. Rule; D. H. Dowell; W. C. Sellyey; A. R. Lowrey: *Initial optical-transition radiation measurements of the electron beam for the Boeing free-electron-laser experiment.* **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, 296(1-3):150 – 158, 1990.

[46] J. C. Denard; D. Rule; R. Fiorito; P. Adderley; K. Jordan; K. Capek: *Experimental diagnostics using optical transition radiation at CEBAF.* **AIP Conference Proceedings**, 333(1):224–230, 1995.

[47] *MATLAB® 7, Copyright © The MathWorks, Inc.*

[48] *GNU Scientific Library (GSL) – GPL License. URL: http://www.gnu.org/software/gsl/.*

[49] *OpenMP – Copyright © OpenMP Architeture Review Board. URL:http://openmp.org/wp/.*

[50] J. B. Rosenzweig S. Reiche: *Transition radiation for uneven, limited surfaces.* In ***Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference**, Chicago, United States*, 2001.

[51] M. Thompson: *RUMP: Rutherford Backscattering spectroscopy analysis package.* http://www.genplot.com (último acesso em maio de 2011).

[52] A. A. Silva: *Efeitos topográficos em espectros RBS.* Tese de Doutoramento, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 2006.

[53] M. H. Tabacniks; M. D. L. Barbosa: *Comunicação pessoal.* Novembro 2010.

[54] T. F. Silva; A. A. Malafronte; R. R. Lima; A. J. Silva; M. N. Martins; V. R. Vanin: *OTR Monitors for the IFUSP Microtron.* In ***Proceedings of the 2009 Particle Accelerator Conference**, Vancouver, Canada*, 2009.

[55] H. Wiedemann: *Particle Accelerator Physics.* Springer, 2007.

[56] M. Castellano; et. al;: *6-D electron beam characterization using optical transition radiation and coherent diffraction radiation.* In ***5th European Workshop on Diagnostics and Beam Instrumentation**, Grenoble, France*, 2005.

[57] *Y. Miyao; Relatório técnico n.1 - Lentes Magnéticas Quadrupolares, Jun/90, Lab. do Acelerador Linear, IFUSP, São Paulo.*

[58] M. Castellano; et. al: *Analysis of optical transition radiation emitted by a 1 MeV electron beam and its possible use as diagnostic tool.* **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, 357(2-3):231 – 237, 1995.

[59] D. W. Rule; R. B. Fiorito;: *OTR measurements of the 10 keV electron beam at the University of Maryland Electron Ring (UMER).* In ***Proceedings of the 2007 Particle Accelerator Conference**, New Mexico, United States*, 2007.

[60] A. N. Aleinik; et. al: *Low-energy electron-beam diagnostics based on the optical transition radiation.* **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms**, 201(1):34 – 43, 2003.

[61] K. L. Brown et. al: *TRANSPORT - A computer program for designing charged particle beam transport systems.* 1995, (SLAC-95-465).

[62] S. Y. Lee: *Accelerator Physics.* World Scientific, 2004.