

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS  
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DE TECNOLOGIA  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Jucelio Vitor Quentino

**Implementação da troca de emitâncias no *booster* do  
SIRIUS para melhoria da eficiência de injeção no anel de  
armazenamento**

São Carlos - SP  
2022

Jucelio Vitor Quentino

**Implementação da troca de emitâncias no *booster* do  
SIRIUS para melhoria da eficiência de injeção no anel de  
armazenamento**

Monografia apresentada ao Curso de Engenharia Física, do Departamento de Física da Universidade de São Carlos, como parte dos requisitos para obtenção do diploma de bacharel em Engenharia Física.

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS  
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DE TECNOLOGIA  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Orientador: Prof. Dr. Pedro Augusto Franco Pinheiro Moreira

Coorientador: Me. Murilo Barbosa Alves

São Carlos - SP

2022

Quentino, Jucelio Vitor

Implementação da troca de emitâncias no booster do SIRIUS para melhoria da eficiência de injeção no anel de armazenamento / Jucelio Vitor Quentino -- 2022.  
30f.

TCC (Graduação) - Universidade Federal de São Carlos,  
campus São Carlos, São Carlos

Orientador (a): Pedro Augusto Franco Pinheiro Moreira  
Banca Examinadora: Waldir Avansi Junior, Marcio Peron

Franco de Godoy

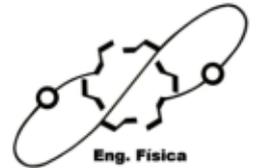
Bibliografia

1. Física de aceleradores. 2. Fontes de luz síncrotron. 3.  
Troca de emitâncias. I. Quentino, Jucelio Vitor. II. Título.

Ficha catalográfica desenvolvida pela Secretaria Geral de Informática  
(SIn)

DADOS FORNECIDOS PELO AUTOR

Bibliotecário responsável: Ronildo Santos Prado - CRB/8 7325



## FICHA DE AVALIAÇÃO DE TRABALHO FINAL DE CURSO – ENGENHARIA FÍSICA

Aluno: Jucelio Vitor Quentino

Título: Implementação da troca de emitâncias no *booster* do SIRIUS para melhoria da eficiência de injeção.

Prof(a). Orientador(a): Prof. Dr. Pedro Augusto Franco Pinheiro Moreira

Prof(a). Examinador(a) 1: Prof. Dr. Waldir Avansi Junior

Prof(a). Examinador(a) 2: Prof. Dr. Marcio Perón Franco de Godoy

Itens avaliados	Orientador	Examinador 1	Examinador 2
Redação (atribuir notas de 0 a 2)	1,5	1,0	1,5
Apresentação oral (atribuir notas de 0 a 2)	1,5	1,0	1,7
Conteúdo desenvolvido no trabalho (atribuir notas de 0 a 4)	4,0	3,0	4,0
Arguição (atribuir notas de 0 a 2)	2,0	2,0	2,0

O aluno Jucelio Vitor Quentino foi aprovado.

São Carlos, 22 de setembro de 2022 .

Documento assinado digitalmente  
**gov.br** PEDRO AUGUSTO FRANCO PINHEIRO MORE  
Data: 22/09/2022 16:35:19-0300  
Verifique em <https://verificador.iti.br>

Prof. Dr. Pedro Augusto Franco Pinheiro Moreira

Documento assinado digitalmente  
**gov.br** WALDIR AVANSI JUNIOR  
Data: 27/09/2022 11:52:20-0300  
Verifique em <https://verificador.iti.br>

Prof. Dr. Waldir Avansi Junior

Documento assinado digitalmente  
**gov.br** MARCIO PERON FRANCO DE GODOY  
Data: 22/09/2022 18:15:30-0300  
Verifique em <https://verificador.iti.br>

Prof. Dr. Marcio Perón Franco de Godoy

*À minha família e amigos.*



# Agradecimentos

Em primeiro lugar, agradeço aos meus pais, que apesar de todas as dificuldades, sempre colocaram a educação, minha e dos meus irmãos, como prioridade. Também sou grato pelo apoio que recebi quando decidi seguir meu sonho de estudar na UFSCar.

Agradeço à minha tia Aparecida pelo apoio financeiro e emocional, sem você nunca teria chegado até onde cheguei. À minha vó, minha imensa gratidão por todo afeto e amor infinito que recebi desde o dia que cheguei ao mundo, suas orações diárias me deram forças para seguir em frente quando pensei em desistir.

Também agradeço aos meus irmãos de sangue, Julia e João, pela confiança, amor e o auxílio em superar os desafios que a vida impõe. Assim como agradeço aos amigos que considero como irmãos, Gabriel, Matheus e Carllos, que sempre estiveram ao meu lado nos piores e melhores momentos.

Aos amigos que fiz na UFSCar, em especial, Leandro, Luiz, Roberto, Pedro, Victor e Hugo, sou grato pelo apoio incondicional ao longo desses anos e por todos os bons momentos que vivemos juntos. E aos amigos que fiz em Campinas, Fernanda, Malky, Allan, Vitor e Guilherme, sou grato por vocês terem sido como uma família para mim durante o período que moramos juntos.

Agradeço aos pesquisadores com quem tive a sorte de compartilhar moradia em São Carlos, Nickson, Arthur, Rodrigo e Rennan, pelas discussões inspiradoras sobre os mais diversos temas da ciência.

Agradeço à Pedro Moreira, que além de ter me ajudado a dar os primeiros passos no mundo da ciência, foi um grande amigo durante o período de isolamento social.

Aos amigos que fiz no grupo de física de aceleradores do LNLS, agradeço à Fernando, Murilo e Ximenes, pela paciência e por todo conhecimento que me foi passado. À Liu, agradeço pela oportunidade concedida e pelos conselhos valiosos. À Ana, agradeço pela gentileza e disposição. Agradeço também à Matheus, Gabriel e Rafael pelo companheirismo dentro e fora do trabalho. Dividir o ambiente de pesquisa com todos vocês foi uma experiência única que levarei para o resto da vida, serei eternamente grato por tudo que aprendi e pelo suporte que vocês me deram.

Por fim, agradeço à todos os membros do LNLS pelo amigoso ambiente de trabalho e por terem concedido as ferramentas necessárias para a realização deste trabalho.



# Resumo

O SIRIUS é a mais nova fonte de luz síncrotron de 4<sup>o</sup> geração, construída e operada pelo Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) no Centro Nacional de Pesquisa em Energia e Materiais (CNPEM). O sistema de injeção responsável por acumular elétrons no anel de armazenamento é composto por outros dois aceleradores, um acelerador linear e um *booster*. A eficiência de injeção no anel de armazenamento é um parâmetro em constante otimização, com a meta de chegar a  $> 95\%$  regularmente. As melhorias feitas até o momento resultam em eficiência média de  $86\%$  com a máquina otimizada. Neste trabalho, são apresentados os estudos e os resultados experimentais da implementação da troca de emitâncias transversais (TET) no *booster* do SIRIUS, realizada com o objetivo de diminuir o tamanho horizontal do feixe injetado e melhorar a eficiência de injeção. Foram realizadas simulações da dinâmica de injeção no anel de armazenamento comparando um feixe com TET e sem TET, além de um estudo acerca das condições de adiabaticidade e do impacto dos efeitos de radiação na qualidade da troca. A implementação da TET foi realizada modificando a rampa de corrente da família de quadrupolos defocalizadores do *booster* e os resultados mostram uma significativa melhora na eficiência de injeção.

**Palavras-chaves:** SIRIUS; fontes de luz síncrotron; troca de emitâncias; injeção de feixes de partículas; ressonâncias de acoplamento; física de aceleradores;



# Abstract

SIRIUS is the newest 4th generation synchrotron light source, built and operated by the Brazilian Synchrotron Light Laboratory (LNLS) at the Brazilian Center for Research in Energy and Materials (CNPEM). The injection system responsible for accumulating electrons in the storage ring comprises two other accelerators, a linear accelerator, and a booster. Storage ring injection efficiency is a constantly optimizing parameter, with the goal of regularly reaching  $> 95\%$ . The improvements made so far result in an average efficiency of  $86\%$  with the optimized machine. This work presents the studies and experimental results of the transverse emittance exchange (TEE) implementation in the SIRIUS booster, performed to decrease the injected beam horizontal size and improve injection efficiency. Simulations of injection dynamics in the storage ring were performed, comparing a beam with and without TEE, in addition to a study of adiabaticity conditions and the impact of radiative effects on the quality of the exchange. The TEE implementation was made by modifying the defocusing quadrupoles current at the booster ramp end. The results show a significant improvement in injection efficiency.

**Keywords:** SIRIUS; synchrotron light source; emittance exchange; particles beam injection; coupling resonances; accelerator physics.



# Lista de ilustrações

Figura 1 – Representação genérica de uma FLS baseada em anel de armazenamento. Os componentes do anel de armazenamento e das linhas de luz são exibidos em detalhes enquanto os do LINAC e <i>booster</i> foram omitidos. Fonte: Adaptado de (KAMP et al., 2013). . . . .	25
Figura 2 – Campos gerados por um dipolo e um quadrupolo. Fonte: elaborada pelo autor. . . . .	26
Figura 3 – Diagrama esquemático do sistema injetor do SIRIUS. O corte transversal ilustra esquematicamente o processo de injeção no interior da abertura dinâmica. Fonte: adaptado de (LIU; MUKAI; RESENDE, 2016). . . . .	28
Figura 4 – Sistema de coordenadas curvilíneo. Fonte: (HUANG, 2020) . . . . .	32
Figura 5 – Funções ópticas de um trecho do <i>booster</i> do SIRIUS. Na parte de baixo é exibido uma sequência de blocos representando a rede magnética do acelerador, os bloco azuis representam os dipolos, em laranja os quadrupolos e em verde os sextupolos. Fonte: elaborada pelo autor. . . . .	36
Figura 6 – Comparação entre o movimento desacoplado e acoplado no <i>booster</i> do SIRIUS para uma partícula com deslocamentos iniciais $x = y = 0,1$ mm. O acoplamento é introduzido através de um quadrupolo <i>skew</i> com $K_s = 0,2 \text{ m}^{-1}$ ). As sintonias desacopladas são $\nu_x = 19,204$ e $\nu_y = 7,314$ . Fonte: elaborada pelo autor. . . . .	38
Figura 7 – Detalhes da seção do sistema de injetor responsável por retirar o feixe do <i>booster</i> e acumular no anel de armazenamento. (a) Ímãs do trecho reto onde ocorre a injeção no anel de armazenamento. (b) Trajetória do feixe durante a injeção no anel de armazenamento utilizando o NLK. O centroide do feixe é representado pela curva sólida vermelha, enquanto que as linhas pontilhadas são o envelope do feixe com comprimento $\pm 3\sigma_x$ . Fonte: adaptado de (LIU; MUKAI; RESENDE, 2016) . . . . .	40
Figura 8 – Campo magnético gerado pelo pulso do NLK no plano $y = 0$ . O campo possui um pico suave próximo à coordenada horizontal de injeção e é nulo em torno do feixe armazenado. Fonte: elaborada pelo autor. . . . .	41
Figura 9 – Medidas de perda do feixe na coordenada $s$ onde ocorre a injeção. A linha cinza define a abertura dinâmica, onde o feixe começa a perder mais de 5% de suas partículas. Fonte: cortesia de Alves, M. B. . . . .	41

Figura 10 – Diagramas do espaço de fase $(x, x')$ do pacote de elétrons antes e depois de passar pelo NLK para diferentes posições horizontais iniciais $x_0$ na entrada do NLK. A curva cinza é uma aproximação da abertura dinâmica medida no anel de armazenamento. O pacote em azul representa o feixe sem TET e, em vermelho, o feixe com TET. A curva marrom pontilhada é o pulso do NLK em unidades de desvio angular negativo, sua amplitude foi otimizada para deixar o feixe com $\langle x' \rangle = 0$ . Fonte: elaborada pelo autor. . . . .	42
Figura 11 – Diagramas do espaço de fase $(y, y')$ do pacote de elétrons antes e depois de passar pelo NLK para as diferentes posições de injeção $x_0$ . Como no caso anterior, a curva cinza representa uma aproximação da abertura dinâmica, em azul o feixe sem TET e, em vermelho, com TET. Fonte: elaborada pelo autor. . . . .	43
Figura 12 – Oscilações de emitâncias. Resultados obtidos através da simulação de 2000 partículas no modelo do <i>booster</i> com $ C  = 3\%$ e $\Delta \approx 0$ . As emitâncias foram calculadas pela Equação (2.20). Fonte: elaborada pelo autor. . . . .	44
Figura 13 – Diagrama exemplificando o cruzamento da ressonância de acoplamento. Fonte: elaborada pelo autor. . . . .	44
Figura 14 – Comparação entre TET's no <i>booster</i> do SIRIUS com e sem efeitos de radiação, resultados expressos em termos do número de voltas, tempo e diferença fracionária de sintonias. Simulação realizada com $ C  = 1\%$ . Fonte: elaborada pelo autor. . . . .	47
Figura 15 – Qualidade da troca de emitância em função do módulo do coeficiente de acoplamento $ C $ e o tempo até o cruzamento da ressonância de diferença $t_c$ . As linhas tracejadas indicam curvas com $S$ constante e qualidade da troca superior a 80%. Fonte: elaborada pelo autor. . . . .	48
Figura 16 – Método da mínima separação das sintonias para medição do acoplamento residual do <i>booster</i> próximo à energia de extração. O acoplamento medido foi de $ C  = 0,6(3)\%$ . Fonte: elaborada pelo autor. . . . .	49
Figura 17 – Modificação feita na rampa de corrente dos quadrupolos QD para implementação do TET. À esquerda, a rampa completa é mostrada e à direita, um <i>zoom</i> dos detalhes ao redor do ponto de extração. Fonte: elaborada pelo autor. . . . .	50
Figura 18 – Comparação entre o feixe sem e com TET. Imagens registradas na primeira tela YAG da BTS. Fonte: elaborada pelo autor. . . . .	51

Figura 19 – Tamanhos do feixe e estimativa das emitâncias durante o processo de troca de emitâncias. Medições realizadas na primeira tela YAG da linha de transporte BTS. Valor nominal do desvio padrão de energia:  $\sigma_\delta = 0,087\%$ . Funções ópticas nominais utilizadas:  $\beta_x = 17,11$  m,  $\beta_y = 6,60$  m,  $\eta_x = -13$  cm,  $\eta_y = 0$  mm. Fonte: elaborada pelo autor. . . . . 51



# Lista de tabelas

Tabela 1 – Comparação entre a eficiência em cada um dos aceleradores do sistema de injeção antes e depois do realinhamento e otimização do <i>booster</i> e da implementação da troca de emitâncias. Fonte: (RESENDE et al., 2022)	30
Tabela 2 – Principais parâmetros do <i>booster</i> do SIRIUS na energia de 3 GeV. Fonte: (QUENTINO; ALVES; SÁ, 2022)	48



# Lista de abreviaturas e siglas

LNLS	Laboratório Nacional de Luz Síncrotron.
CNPEM	Centro Nacional de Pesquisa em Energia e Materiais.
FAC	Grupo de Física de Aceleradores do LNLS.
FLS	Fontes de Luz Síncrotron.
LINAC	<i>Linear Accelerator</i> (Acelerador linear).
LTB	<i>LINAC to Booster</i> , sigla utilizada para designar a linha de transporte que liga o LINAC ao <i>Booster</i> .
BTS	<i>Booster to Storage Ring</i> , sigla utilizada para designar a linha de transporte que liga o <i>Booster</i> ao anel de armazenamento.
MD	Modo de decaimento.
QF	Quadrupolo focalizador.
QD	Quadrupolo desfocalizador.
RF	Radio frequência.
NLK	<i>Kicker</i> não linear.
TET	Troca das emitâncias transversais.



# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>23</b>
1.1	Fontes de Luz Síncrotron	23
1.2	Principais componentes de um acelerador síncrotron	25
1.3	Sistema injetor do SIRIUS	27
1.3.1	Injeção em modo decaimento	29
1.3.2	Injeção em modo <i>top-up</i>	29
1.3.3	Esforços recentes para otimização do sistema injetor	29
<b>2</b>	<b>DINÂMICA TRANSVERSAL DE UM ELÉTRON EM UM ACELE- RADOR SÍNCROTRON</b>	<b>31</b>
2.1	Sistema de coordenadas	31
2.2	Equações do movimento	33
2.3	Oscilações bétatron	33
2.4	Dispersão	35
2.5	Acoplamento linear	36
<b>3</b>	<b>TROCA DE EMITÂNCIAS NO BOOSTER DO SIRIUS</b>	<b>39</b>
3.1	Dinâmica de injeção no anel de armazenamento	39
3.2	Teoria e Simulações	43
3.2.1	Adiabaticidade da troca	45
3.2.2	Efeitos de radiação	46
3.3	Resultados	48
3.3.1	Coeficiente de acoplamento	49
3.3.2	Rampa do <i>booster</i>	50
3.3.3	Impacto da troca de emitâncias nos tamanhos do feixe	50
	<b>Conclusão</b>	<b>55</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>57</b>



# 1 Introdução

Este trabalho tem como objetivo apresentar os estudos, simulações e experimentos responsáveis por implementar a troca de emitância no *booster* do SIRIUS, a mais recente fonte de luz síncrotron brasileira, com o objetivo de melhorar a eficiência de injeção no anel de armazenamento.

O projeto foi desenvolvido durante o período de estágio do autor no grupo de Física de Aceleradores (FAC) do LNLS, como parte das atividades de comissionamento realizadas pelo grupo. Os resultados apresentados ao longo do texto também foram publicados na 13<sup>o</sup> Conferência Internacional de Física de Aceleradores (IPAC22), conforme o artigo da Referência (QUENTINO; ALVES; SÁ, 2022).

O texto foi organizado no seguinte formato:

- Neste primeiro capítulo será apresentado uma introdução sobre fontes de luz síncrotron baseadas em anéis de armazenamento e o sistema injetor do SIRIUS;
- No segundo capítulo será discutido os princípios da dinâmica de elétrons em um acelerador síncrotron dentro dos limites da aproximação linear para os campos magnéticos;
- No terceiro capítulo trataremos de explicar a troca de emitâncias com base nos conceitos estabelecidos no segundo capítulo, assim como será apresentado as simulações realizadas no modelo do *booster*, os experimentos conduzidos e os resultados obtidos.

## 1.1 Fontes de Luz Síncrotron

Fontes de luz síncrotron (FLS) são instalações que produzem e processam radiação síncrotron, um tipo especial de luz dotada de alta intensidade, vasto intervalo de comprimentos de onda e elevada colimação, tais características fazem desse tipo de radiação uma das principais ferramentas científicas modernas, com diversas aplicações que vão desde o estudo da matéria condensada à microbiologia, passando por diversos outros campos de pesquisa, como o estudo de solos, fármacos, nanomateriais e assim por diante.

As FLS utilizam aceleradores de partículas para gerar luz partir da aplicação de força centrípeta em partículas carregadas (geralmente elétrons) em regime ultrarrelativístico, sendo as FLS baseadas em anéis de armazenamento as mais utilizadas atualmente para essa tarefa. Nesse tipo de instalação, elétrons confinados em uma câmara de vácuo são acelerados até energias da ordem de GeV, e armazenados por horas em um acelerador

conhecido como anel de armazenamento, em que campos magnetostáticos defletem e focalizam o feixe de elétrons. A luz é produzida pela deflexão dos elétrons nos ímãs ou por dispositivos especiais conhecidos como dispositivos de inserção.

Uma FLS baseada em anéis de armazenamento, é usualmente composta por 3 aceleradores diferentes, representados na Figura 1 e descritos abaixo:

1. **LINAC** - Acrônimo para *LI*near *AC*celerator. Em seu início, os elétrons são gerados em um canhão de elétrons por um processo termoiônico ou fotoelétrico, comprimidos em pacotes e acelerados em linha reta até alcançarem energia relativística, no caso do SIRIUS, a energia no final LINAC é de 150 MeV, quando então o feixe de elétrons é transportado para o *booster*.
2. **Booster** - Também conhecido como acelerador injetor, é um acelerador circular do tipo síncrotron responsável por armazenar o feixe de elétrons por um curto intervalo de tempo (aproximadamente 300 ms no caso do SIRIUS) enquanto o acelera até a energia de operação do anel de armazenamento, esse processo é denominado de rampa de energia ou rampeamento. Após o fim da rampa, o feixe é transportado para o anel de armazenamento.
3. **Anel de armazenamento** - Assim como o *booster*, também é um acelerador síncrotron, porém com a energia média do feixe de elétrons constante. Este acelerador é cuidadosamente desenhado para que os tamanhos e as divergências transversais do feixe sejam os menores possíveis, possibilitando que a luz síncrotron gerada por ele e transmitida às linhas de luz possua alto brilho.
4. **Linhas de luz** - Estações experimentais instaladas tangencialmente ao anel de armazenamento, que utilizam a luz síncrotron gerada pelo anel de armazenamento para a realização de uma ampla variedade de estudos científicos baseados em interações radiação-matéria.

A principal figura de mérito de uma FLS é a grandeza conhecida como brilho, que para uma dada frequência, está relacionada com a intensidade, tamanho e colimação da fonte de luz. O brilho é definido como (WIEDEMANN, 2007, p. 782),

$$B(\omega) \equiv \frac{1}{\Delta\omega/\omega} \frac{F(\omega)}{\Sigma_x(\omega) \Sigma_y(\omega)}, \quad (1.1)$$

em que  $F(\omega)$  é o número fótons emitidos por segundo,  $\Sigma_x$  e  $\Sigma_y$  são os volumes ocupados pelo feixe de fótons nos espaços de fase horizontal e vertical. O intervalo de frequências  $\Delta\omega/\omega$  em que o brilho é calculado é tipicamente 0,1%. O volume ocupado pelo feixe de fótons no espaço de fase é a convolução da distribuição de elétrons com a distribuição de fótons emitida por um único elétron. O último depende da frequência da radiação

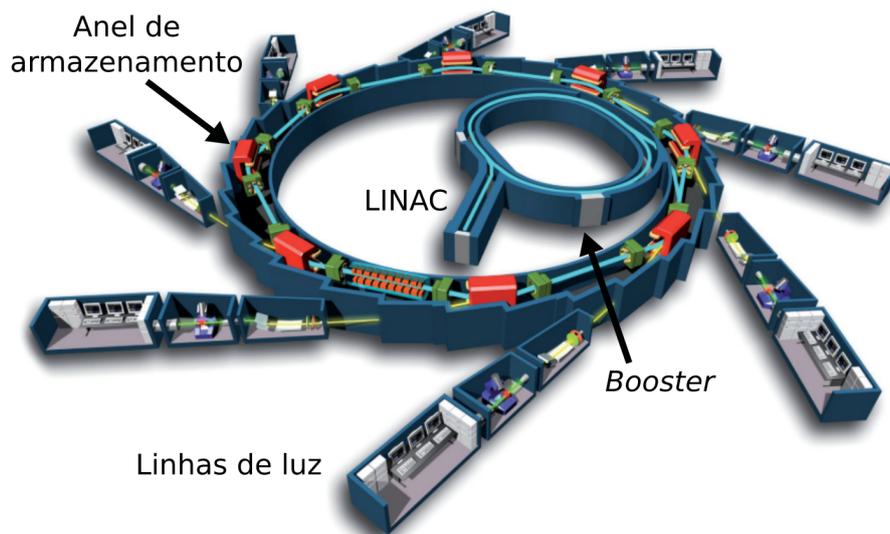


Figura 1 – Representação genérica de uma FLS baseada em anel de armazenamento. Os componentes do anel de armazenamento e das linhas de luz são exibidos em detalhes enquanto os do LINAC e *booster* foram omitidos. Fonte: Adaptado de (KAMP et al., 2013).

e como ela é gerada, enquanto que o volume ocupado pelo feixe de elétrons no espaço de fase é denominada emitância, a qual depende somente das propriedades do anel de armazenamento. Com base na Equação (1.1), para produzir luz com alto brilho, é necessário aumentar o número de elétrons armazenados, o que impacta linearmente o fluxo de fótons, e minimizar a emitância do feixe de elétrons.

## 1.2 Principais componentes de um acelerador síncrotron

Em um acelerador síncrotron, são utilizados diversos campos magnéticos para defletir e focalizar o feixe de partículas em uma órbita fechada, denominada órbita de referência. O conjunto de ímãs responsáveis por gerar esses campos define a rede magnética do acelerador. Normalmente, esses ímãs são, na realidade, eletroímãs alimentados por fontes de corrente<sup>1</sup>, mas também é possível utilizar ímãs permanentes. Os principais tipos de ímãs são:

- **Dipolo** - também chamados de ímãs de deflexão, criam campos magnéticos aproximadamente constantes que são usados para defletir radialmente os elétrons em trajetórias curvas, totalizando uma deflexão de  $2\pi$  rad em uma volta e permitindo um movimento de órbita fechada. O campo gerado pelo dipolo pode ser visto na

<sup>1</sup> Ao longo do texto, será utilizado a expressão "corrente da família de ímãs x", vale deixar claro que estaremos, na realidade, se referindo à corrente entregue pelas fontes que alimentam a família de ímãs x.

Figura 2(a) e pode ser expresso como (WIEDEMANN, 2007, p. 40):

$$\mathbf{B}_{\text{dip}} = -B_0 \hat{y}. \quad (1.2)$$

- **Quadrupolo** - ou ímãs de focalização, fornecem os campos magnéticos descritos na Equação (1.3) (WIEDEMANN, 2007, p. 42), cuja intensidade é nula na trajetória de referência e que crescem linearmente nas direções transversais, defletindo os elétrons de acordo com o desvio da órbita de referência. A Figura 2(b) mostra o formato das linhas de campo em um quadrupolo e a força exercida por eles.

$$\mathbf{B}_{\text{quad}} = B_1(y \hat{x} + x \hat{y}). \quad (1.3)$$

Pode-se perceber que o campo gerado por um quadrupolo focaliza em uma direção enquanto desfocaliza na direção perpendicular à primeira, característica que também pode ser observado na Figura 2(b). Os quadrupolos que focalizam na horizontal são chamados, por convenção, de quadrupolos focalizadores (QF), enquanto que os quadrupolos que focalizam na vertical são denominados quadrupolos defocalizadores (QD)<sup>2</sup>.

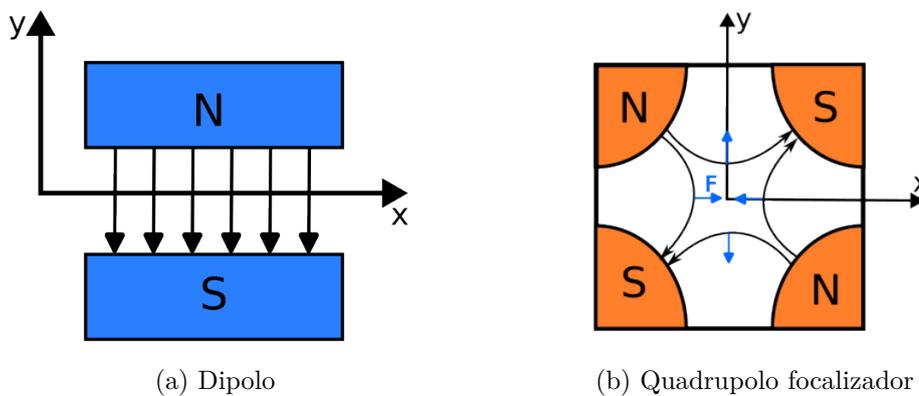


Figura 2 – Campos gerados por um dipolo e um quadrupolo. Fonte: elaborada pelo autor.

A dinâmica dos elétrons na presença de campos dipolares e quadrupolares é linear, por esse motivo, a rede magnética constituída apenas por dipolos e quadrupolos é denominada rede linear.

Entretanto, elétrons com desvios de energia em relação à energia nominal do acelerador são focalizados de forma diferente em uma rede magnética linear, gerando aberrações cromáticas que podem comprometer a estabilidade dos elétrons a longo prazo. Para corrigir esses efeitos, são utilizados um outro tipo de ímã conhecido como sextupolo, cujo campo magnético depende quadraticamente dos desvios transversais dos elétrons, possibilitando a correção dessas aberrações cromáticas. Contudo, a inserção desses ímãs

<sup>2</sup> Pode-se pensar em um QD como sendo um QF rotacionado por 90°, ou vice-versa.

leva a dinâmica para um regime não linear de segunda ordem. Por ora e nas seções seguintes, ignoraremos esses efeitos, pois a parcela linear da dinâmica já é suficiente para entender e tratar o problema que será apresentado nos próximos capítulos.

Além dos campos magnéticos, é necessário a utilização de cavidades ressonantes para repor a energia perdida pela emissão de radiação. Essa tarefa é feita por **cavidades de radio-frequência (RF)**, que armazenam campos elétricos longitudinais oscilantes com frequência na faixa de RF. Essas cavidades aceleram o feixe a cada vez que ele passa em seu interior.

A frequência de oscilação do campo eletromagnético da cavidade é sempre um múltiplo  $h$  da frequência de revolução dos elétrons no acelerador, denominado número harmônico, de forma que a diferença de fase entre o campo elétrico e a entrada do feixe na cavidade permaneça constante ao longo das várias passagens. Há uma fase especial, conhecida como fase síncrona, em que a energia reposta é igual à média da energia perdida em uma revolução, com um poço de potencial em torno desta fase. Esse mecanismo dá origem à  $h$  pontos fixos no espaço de fase longitudinal, em torno dos quais as partículas oscilam em pacotes estáveis.

O processo de reposição energética realizado pela cavidade RF gera um efeito de amortecimento das oscilações feixe, denominado amortecimento radiativo, além disso, a emissão quantizada e estocástica de radiação excita as amplitudes de oscilação do feixe, fenômeno denominado de excitação quântica. O balanço entre esses dois efeitos permite que o feixe alcance uma distribuição de equilíbrio no espaço de fase, tanto na transversal quanto na longitudinal. Os parâmetros que regem essa distribuição são ditados pelas propriedades da rede magnética. Em aceleradores de elétrons, essa convergência para a distribuição de equilíbrio acontece em um intervalo de tempo da ordem de alguns milissegundos, de forma que é costumeiro dizer que aceleradores de elétrons "não possuem memória": um feixe de elétrons com distribuição arbitrária injetado em um acelerador de elétrons converge para a distribuição de equilíbrio ditada pela rede magnética, sem deixar informações sobre seu estado inicial.

### 1.3 Sistema injetor do SIRIUS

O conjunto canhão de elétrons, LINAC e *booster* é comumente chamado de sistema injetor, no SIRIUS, ele é capaz de injetar pacotes de elétrons com uma frequência de repetição de 2 Hz.

Na Figura 3, está exibido um diagrama esquemático do sistema de injeção do SIRIUS, contando com as linhas de transporte que levam o feixe do LINAC ao *booster* (LTB) e do *booster* ao anel de armazenamento (BTS). Nessa Figura é apresentado um recorte transversal do ponto onde ocorre a injeção de elétrons no anel de armazenamento.

Em qualquer acelerador existe uma região de estabilidade conhecida como abertura dinâmica. As partículas injetadas no interior dessa região são armazenadas no acelerador com sucesso. Enquanto que as partículas injetadas fora da abertura dinâmica eventualmente colidem com as paredes da câmara de vácuo e são perdidas por adentrarem numa zona de instabilidade.

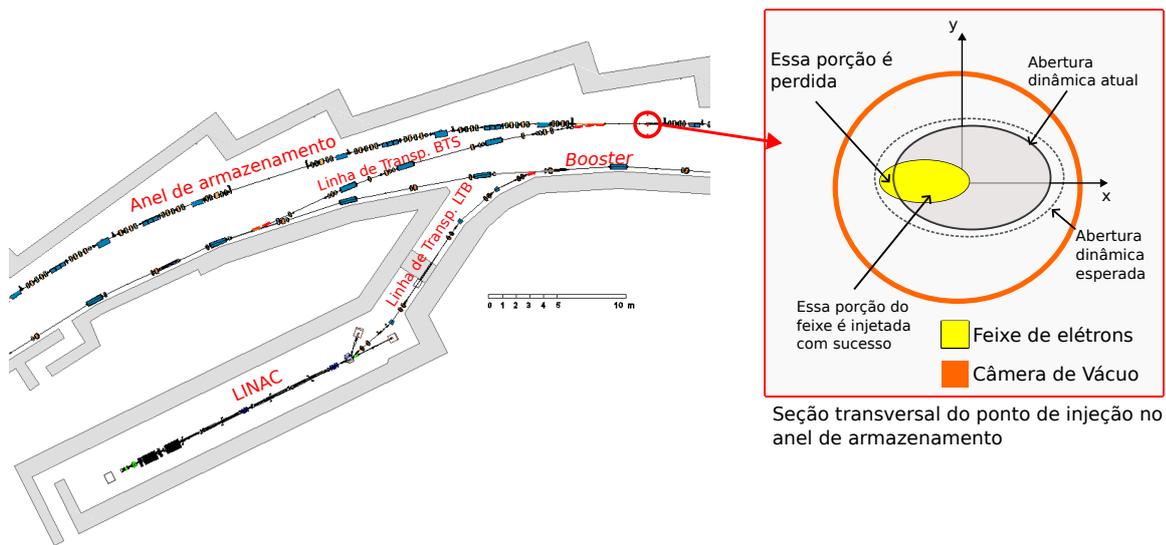


Figura 3 – Diagrama esquemático do sistema injetor do SIRIUS. O corte transversal ilustra esquematicamente o processo de injeção no interior da abertura dinâmica. Fonte: adaptado de (LIU; MUKAI; RESENDE, 2016).

Entretanto, a abertura dinâmica atual é significativamente menor do que o previsto em estudos na etapa de *design* do SIRIUS. Por essa razão, parte dos elétrons são perdidos durante o processo de injeção, o que acarreta em uma redução da eficiência de injeção no anel de armazenamento. Este fato está ilustrado esquematicamente no recorte da Figura 3.

A solução imediata a esse problema é estudar os fatores responsáveis pela redução da abertura dinâmica e agir para atenuá-los, e de fato, esses estudos estão em andamento. Porém, uma solução alternativa seria, através de alguma técnica de manipulação de feixe, extrair do *booster* um feixe com tamanho horizontal menor do que o tamanho nominal. Com uma redução horizontal do feixe, seria possível injetar mais elétrons no interior da abertura dinâmica, mesmo que ela esteja menor do que o previsto.

Uma maneira possível de implementar esta solução alternativa é através de uma técnica conhecida como troca de emitâncias. Esse fenômeno provoca uma redução momentânea do tamanho horizontal do feixe em detrimento de um aumento do tamanho vertical.

O processo de implementação da troca de emitâncias no *booster* do SIRIUS para aumentar a eficiência de injeção é o principal objetivo desse trabalho.

### 1.3.1 Injeção em modo decaimento

Atualmente, o SIRIUS opera com uma corrente nominal de elétrons armazenados no anel de armazenamento de 100 mA, porém, como em qualquer acelerador do tipo, os elétrons são perdidos por espalhamento elétron-elétron, colisões com moléculas de gás residual presente na câmara de vácuo, dentre outros efeitos. Sendo assim, mesmo que o anel seja preenchido com a corrente nominal, novas injeções precisam ser realizadas periodicamente para repor a corrente perdida. Atualmente, essas injeções são realizadas duas vezes ao dia. A operação com um largo intervalo de tempo entre as injeções é comumente chamada de modo de decaimento (MD), porque a corrente armazenada decai ao longo do dia até chegar o momento de realizar uma nova injeção, quando o anel é preenchido novamente com a corrente nominal.

### 1.3.2 Injeção em modo *top-up*

O MD é comumente utilizado nas fases iniciais de uma FLS, quando ainda estão sendo realizados os principais ajustes e aprimoramentos nos subsistemas dos aceleradores. Porém, o decaimento da corrente ao longo do dia e a conseqüente diminuição do brilho limitam a acurácia de alguns experimentos conduzidos nas linhas de luz. Por esse motivo, um dos principais objetivos dos grupos responsáveis pelos aceleradores é preparar o sistema injetor para operar no modo *top-up*. Nesse modo de operação, as injeções são efetuadas com intervalos de poucos minutos, mantendo a corrente armazenada, e por conseqüência o brilho, praticamente constantes. Propiciando um fluxo de fótons maior e mais estável nas linhas de luz. Detalhes sobre a implementação e operação em modo *top-up* em outras FLS podem ser encontrados nas Referências (KALANTARI; SCHLOTT; KORHONEN, 2004) e (PONT et al., 2014). Por outro lado, para a operação em modo *top-up* é necessário que a FLS possua uma elevada e estável eficiência de injeção (OHKUMA, 2008).

### 1.3.3 Esforços recentes para otimização do sistema injetor

A eficiência do sistema injetor pode ser decomposta nas eficiências dos seus aceleradores e linhas de transporte: eficiências de transporte no LINAC, LTB e BTS, eficiência da rampa do *booster* e eficiência de injeção no anel de armazenamento. No LINAC, a eficiência se refere a porcentagens dos elétrons que chegam à LTB em relação ao que foi gerado pelo canhão de elétrons. Nas linhas de transporte, se refere a porcentagem dos elétrons que sobreviveram ao serem transportadas por elas. No *booster*, se refere à porcentagem de elétrons que sobreviveram ao rampeamento, e por fim, no anel de armazenamento se refere à porcentagem de elétrons que foram injetados com sucesso, isto é, no interior da abertura dinâmica.

Uma elevada eficiência de injeção é importante por duas razões: 1 - diminuir o

tempo necessário para preencher o anel com a corrente nominal de 100 A. 2 - possibilitar a operação em modo *top-up*.

Na Referência (RESENDE et al., 2022) é descrito o processo de realinhamento e otimização do *booster* que resultou em um aumento da eficiência da rampa do *booster* de 20% para 70%. Além disso, tanto o LINAC quanto as linhas de transporte já se encontram otimizados a ponto de realizarem o transporte dos elétrons com eficiência  $> 95\%$ .

A Tabela 1 contém um resumo da eficiência em cada um dos aceleradores do sistema de injeção antes e depois do realinhamento e otimização do *booster* e da implementação da troca de emitâncias. Mais detalhes sobre o estado atual de operação do SIRIUS podem ser encontrados na Referência (LIU et al., 2022).

Acelerador	Antes	Depois
	Eficiência [%]	Eficiência [%]
LINAC	$> 95$	$> 95$
LTB	$> 95$	$> 95$
Booster	$\approx 20$	$\approx 70$
BTS	$> 95$	$> 95$
Injeção no anel de armazenamento	$\approx 85$	$\approx 96$

Tabela 1 – Comparação entre a eficiência em cada um dos aceleradores do sistema de injeção antes e depois do realinhamento e otimização do *booster* e da implementação da troca de emitâncias. Fonte: (RESENDE et al., 2022)

No capítulo 3 será discutido em detalhes como a troca de emitâncias possibilitou alcançar a eficiência de injeção exibida na tabela anterior. Antes disso, será apresentado uma introdução sobre a dinâmica de elétrons em aceleradores síncrotrons, com o foco em apresentar o problema e proporcionar o entendimento da solução utilizada.

## 2 Dinâmica transversal de um elétron em um acelerador síncrotron

Neste capítulo será abordada uma introdução à dinâmica de uma partícula em um acelerador síncrotron com o foco em fundamentar os conceitos teóricos necessários para descrever o processo de troca das emitâncias transversais. O conteúdo pode ser aplicado tanto para o *booster* quanto para o anel de armazenamento.

Uma discussão completa sobre o tema, conservando o teor introdutório e com ótima didática pode ser encontrada em (SANDS, 1970), enquanto que uma abordagem mais detalhada e rigorosa está disponível em (WIEDEMANN, 2007) e (S.Y. Lee, 2018).

### 2.1 Sistema de coordenadas

Para descrever a dinâmica de elétrons em um acelerador circular, é conveniente adotarmos um sistema de coordenadas curvilíneo que acompanha um elétron de referência, denominado elétron síncrono, de energia  $E_0$ , que viaja na órbita de referência (ou órbita ideal). Esse sistema de coordenadas é conhecido como coordenadas de Frenet-Serret.

Suponha que essa órbita ideal é descrita por uma curva fechada  $\mathbf{r}_0(s)$  contida em um sistema cartesiano global ( $O - XYZ$ ), em que  $s$  é o comprimento do caminho percorrido pelo elétron síncrono na órbita ideal. Também é assumido que esta órbita está disposta somente no plano horizontal, como é o caso da maioria dos aceleradores. A partir de um ponto  $o$  qualquer da órbita de referência, o deslocamento da partícula é medido nas coordenadas locais  $x, y, s$ , definidas pelos vetores das Equações (2.1)-(2.3) (S.Y. Lee, 2018, p. 35) e exibido na Figura 4.

$$\hat{\mathbf{s}} = \frac{d\hat{\mathbf{r}}_0}{ds}, \quad (2.1)$$

$$\hat{\mathbf{x}} = -\rho \frac{d\hat{\mathbf{s}}}{ds}, \quad (2.2)$$

$$\hat{\mathbf{y}} = \hat{\mathbf{x}} \times \hat{\mathbf{s}}, \quad (2.3)$$

com  $\rho$  sendo o raio de curvatura local. Em suma,  $\hat{\mathbf{s}}$  é o vetor tangente à órbita ideal,  $\hat{\mathbf{x}}$  o vetor que aponta na direção radial e  $\hat{\mathbf{y}}$  é o vetor binormal aos outros dois vetores unitários. Além disso, dado que a órbita ideal forma uma curva fechada, a coordenada  $s$  é periódica,  $s + L = L$ , em que  $L$  é a circunferência do anel.

Nesse sistema de coordenadas, uma partícula ultrarrelativística, com energia  $E \approx pc$  e com o módulo do momento disposto quase que completamente na longitudinal  $p \approx p_s$ , é descrita pelo conjunto de coordenadas canônicas  $\{x, x', y, y', z, \delta\}$  no espaço de fase

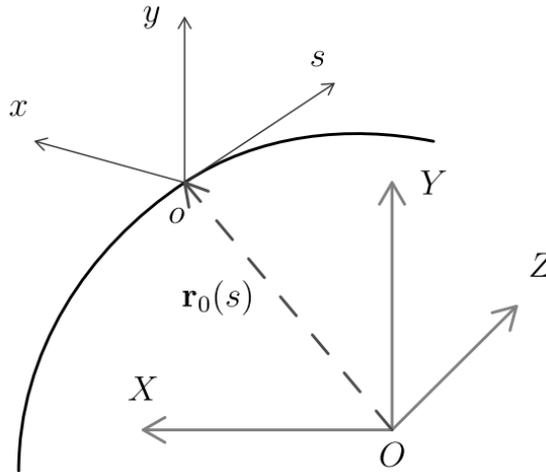


Figura 4 – Sistema de coordenadas curvilíneo. Fonte: (HUANG, 2020)

6-dimensional, com  $x'$  e  $y'$  sendo os desvios angulares, expressos por,

$$x' \approx \frac{p_x}{p}, \quad y' \approx \frac{p_y}{p}. \quad (2.4)$$

Vale ressaltar que o símbolo ' representa a derivada tomada em relação à  $s$ :  $f'(s) = \frac{df}{ds}$ . A variável  $\delta$  representa o desvio de energia em relação ao elétron síncrono,

$$\delta \equiv \frac{E - E_0}{E} \approx \frac{p - p_0}{p_0}, \quad (2.5)$$

e  $z$  é o desvio longitudinal em relação ao elétron síncrono:

$$z(t) \equiv s_{\text{síncrono}}(t) - s(t). \quad (2.6)$$

Nos aceleradores síncrotrons atuais, a dinâmica do movimento longitudinal é muito mais lenta do que a dinâmica do movimento transversal. Como exemplo, no *booster*, as partículas levam aproximadamente 227 revoluções ao redor do anel para completar uma oscilação longitudinal, enquanto que realizam 19 oscilações transversais em uma única revolução. Essa característica permite tratar a dinâmica transversal de maneira separada da dinâmica longitudinal. Como o objetivo deste trabalho é o estudo da troca das emitâncias transversais no *booster*, a dinâmica longitudinal será omitida nas discussões a seguir e o desvio de energia de uma partícula será considerado como um parâmetro constante nas equações transversais do movimento.

Já os efeitos relativos à perda de energia por radiação são ainda mais lentos do que o movimento longitudinal, levando algumas milhares de voltas no anel para alterar significativamente o movimento transversal e serão desconsiderados.

## 2.2 Equações do movimento

Considerando uma rede magnética linear, constituída apenas de dipolos e quadripolos, e sem acoplamento entre os movimentos em  $x$  e  $y$ , o Hamiltoniano que descreve a dinâmica transversal em um acelerador síncrono é dado por (HUANG, 2020, p. 6):

$$H \approx \frac{x'^2}{2} + \frac{y'^2}{2} - \frac{G^2(s)}{2}x^2 + \frac{K_1(s)}{2}(x^2 - y^2) - G(s)x\delta. \quad (2.7)$$

As funções  $K(s)$  e  $G(s)$  estão relacionadas com os campos das Equações (1.2) e (1.3) da seguinte forma (SANDS, 1970),

$$G(s) = \frac{e}{p_0}B_0(s) = \frac{1}{\rho}, \quad (2.8)$$

$$K(s) = \frac{e}{p_0}B_1(s). \quad (2.9)$$

$G(s)$  é denominada função de curvatura e é igual ao inverso do raio local da órbita, enquanto que  $K_1(s)$  é denominada função de focalização. Dado que um acelerador síncrono é periódico em  $s$ , as funções  $K(s)$  e  $G(s)$  também o são:  $K(s + L) = K(s)$  e  $G(s + L) = G(s)$ .

Utilizando as equações de Hamilton, obtemos as seguintes equações de movimento:

$$x'' = -\frac{\partial H}{\partial x} = -K_x(s)x + G(s)\delta \quad (2.10)$$

$$y'' = -\frac{\partial H}{\partial y} = -K_y(s)y, \quad (2.11)$$

onde  $K_x = K_1 - G^2$  e  $K_y = -K_1$ . As Equações (2.10) e (2.11) se assemelham a de um oscilador harmônico, com a exceção de que os termos  $G(s)$  e  $K(s)$  não são constantes, além disso, o movimento em  $x$  possui um termo não-homogêneo  $G(s)\delta$ , que está relacionado com o fato da deflexão angular nos dipolos possuir uma dependência com a energia dos elétrons.

Em aceleradores modernos, é válido que  $K_1 \gg G^2$ , portanto,  $K_x \approx -K_y$ . O que ressalta o fato da focalização no plano horizontal provocar uma desfocalização na vertical, e vice-versa, por essa razão, os quadripolos são arranajados de maneira alternada na rede magnética, um QF ( $K_1 > 0$ ) seguido por um QD ( $K_1 < 0$ ), depois outro QF, e assim por diante, que quando ajustados da maneira correta, geram um focalização efetiva no feixe de partículas.

## 2.3 Oscilações betatron

A Equação (2.10), pode ser resolvida dividindo o movimento radial em uma solução homogênea  $x_\beta$  e uma solução particular  $x_\delta$ ,

$$x = x_\beta + x_\delta, \quad (2.12)$$

as quais satisfazem as Equações:

$$x''_{\beta} + K_x(s)x_{\beta} = 0 \quad (2.13)$$

$$x''_{\delta} + K_x(s)x_{\delta} = G(s)\delta \quad (2.14)$$

O movimento em  $y$  (Equação (2.11)) é análogo ao movimento descrito pela equação homogênea (2.13) do movimento em  $x$ , ambas podem ser descritas de maneira genérica como:

$$u'' + K_u(s)u = 0, \quad (2.15)$$

com  $u = x$  ou  $y$ . A solução da Equação (2.15) pode ser obtida através do seguinte *ansatz* (SANDS, 1970):

$$u_{\beta}(s) = \sqrt{\epsilon_u \beta_u} \sin(\psi_u(s) + \vartheta_u), \quad (2.16)$$

que descreve um oscilador pseudo-harmônico, com  $\beta_u(s)$  determinado pela solução da seguinte equação diferencial, sob condições de contorno periódicas,

$$\frac{1}{2}\beta_u\beta_u'' - \left(\frac{\beta_u'}{2}\right)^2 + \beta_u K_u = 0, \quad (2.17)$$

enquanto que o avanço de fase  $\psi_u(s)$  está relacionado com  $\beta_u(s)$  por

$$\psi_u(s) = \int_0^s \frac{ds'}{\beta_u(s')}. \quad (2.18)$$

As constantes  $\epsilon_u$  e  $\vartheta_u$  são invariantes do movimento que dependem das condições iniciais. É possível demonstrar que,

$$\epsilon_u = \gamma_u u^2 + \alpha_u u u' + \beta_u u'^2, \quad (2.19)$$

independentemente da coordenada  $s$ , com  $\alpha_u = \beta_u'(s)/2$  e  $\gamma_u = (1 - \alpha_u^2(s))/\beta_u(s)$ . As variáveis  $\alpha_u$ ,  $\beta_u$  e  $\gamma_u$  são comumente denominadas de parâmetros de Twiss (COURANT; SNYDER, 1958).

Pela Equação (2.19) é possível observar que o movimento betatron, em cada coordenada  $s$ , define uma elipse no espaço de fase  $(u, u')$ , cuja formato é alterado a depender da coordenada  $s$  do acelerador mas sua área é sempre constante e igual à  $A_u = \epsilon_u/2\pi$ . A grandeza  $\epsilon_u$  é denominada emitância e seu caráter invariante é uma consequência direta do Teorema de Liouville, válido dado que consideramos o sistema como conservativo ao desprezar os efeitos relativos à emissão de radiação. O somatório das emitâncias transversais é conhecida como emitância natural do acelerador  $\epsilon_0 = \epsilon_x + \epsilon_y$ .

Generalizando o conceito de emitância para um feixe de partículas ao invés de uma única partícula, podemos imaginar a emitância como uma grandeza estatística proporcional à área média ocupada pelas partículas do feixe no espaço de fase (S.Y. Lee, 2018, p. 56), a qual pode ser calculada como,

$$\epsilon_u = \sqrt{\det(\mathbf{cov}(u_{\beta}, u'_{\beta}))}, \quad (2.20)$$

em que  $\mathbf{cov}(u, u')$  é a matriz de covariância<sup>1</sup> entre as coordenadas  $u$  e  $u'$  das partículas, definida como:

$$\mathbf{cov}(u, u') = \begin{pmatrix} \langle u^2 \rangle & \langle u \cdot u' \rangle \\ \langle u' \cdot u \rangle & \langle u'^2 \rangle \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

com  $\langle \rangle$  representando a média sob todas as partículas.

O movimento descrito por  $x_\beta$  e  $y_\beta$  é conhecido como oscilação bétatron. O número de oscilações transversais completas em uma revolução define um importante parâmetro da óptica de um acelerador, conhecido como sintonia  $\nu_u$  (SANDS, 1970),

$$\nu_u \equiv \frac{1}{2\pi} \int_{s_0}^{s_0+L} \frac{ds}{\beta_u} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta_u}, \quad (2.22)$$

com  $\oint$  representando a integração realizada por todo o comprimento do acelerador. Considerando o espaço  $(\nu_x, \nu_y)$  com todas as sintonias possíveis, o ponto  $(\nu_{0x}, \nu_{0y})$  escolhido para operar um acelerador é denominado ponto de trabalho.

A parte fracionária das sintonias está intimamente relacionada a ocorrência de ressonâncias. Se a parte fracionária é zero, ou seja, a sintonia é um número inteiro, em cada volta as partículas possuem as mesmas coordenadas  $(u, u')$  para cada  $s$ . Então, se houver erros de campo dipolar na rede magnética, esses erros distorcem a órbita dos elétrons da mesma maneira a cada revolução, se acumulando e aumentando indefinidamente a amplitude da distorção até que o feixe seja perdido ao colidir com as paredes da câmara de vácuo. Se a parte fracionária for  $1/2$ , a ressonância é excitada por erros de campo quadrupolar. De maneira geral, as ressonâncias podem ser excitadas se as sintonias satisfazem a relação (SANDS, 1970)

$$m\nu_x + n\nu_y = l, \quad \text{com } m, n \text{ e } l \text{ inteiros.} \quad (2.23)$$

As ressonâncias da Equação 2.23 são causadas por erros de campo na rede magnética, entretanto, veremos na Seção 2.5 que a presença de acoplamento entre os planos de oscilação dá origem a outros dois tipos de ressonâncias que também dependem da parte fracionária das sintonias.

## 2.4 Dispersão

Partículas com mais energia do que a partícula de referência ( $\delta > 0$ ) vão sofrer menos deflexão dos dipolos do que seria necessário para seguir na órbita de referência, enquanto que partículas menos energéticas ( $\delta < 0$ ) sofrem uma maior deflexão. Essa dependência da órbita fechada com o desvio de energia da é representada na Equação (2.14), cuja solução  $x_\delta(s, \delta)$  é expressa como linearmente proporcional a  $\delta$  (SANDS, 1970):

$$x_\delta(s, \delta) = \eta(s)\delta. \quad (2.24)$$

<sup>1</sup> Também conhecida como matriz de segundos momentos ou matriz da envoltória transversal.

Substituindo (2.24) em (2.14), vemos que  $\eta_x(s)$  é solução da seguinte equação diferencial (SANDS, 1970):

$$\eta'' + K_x(s)\eta = G(s), \quad (2.25)$$

assim como para a função  $\beta$ , uma solução única é obtida sob condições de contorno periódicas.

Sendo assim, uma partícula com desvio de energia  $\delta$ , realiza oscilações bétatron horizontais em torno da órbita destorcida  $x_\delta(s)$ , a relação de proporcionalidade entre  $x_\delta$  e  $\delta$  em cada coordenada  $s$  do anel é dada por  $\eta(s)$ , conhecida como função dispersão.

As funções  $\eta$  e  $\beta$  são conhecidas como funções ópticas e dependem somente da rede magnética do acelerador. Para o caso do *booster*, elas estão apresentadas na Figura 5.

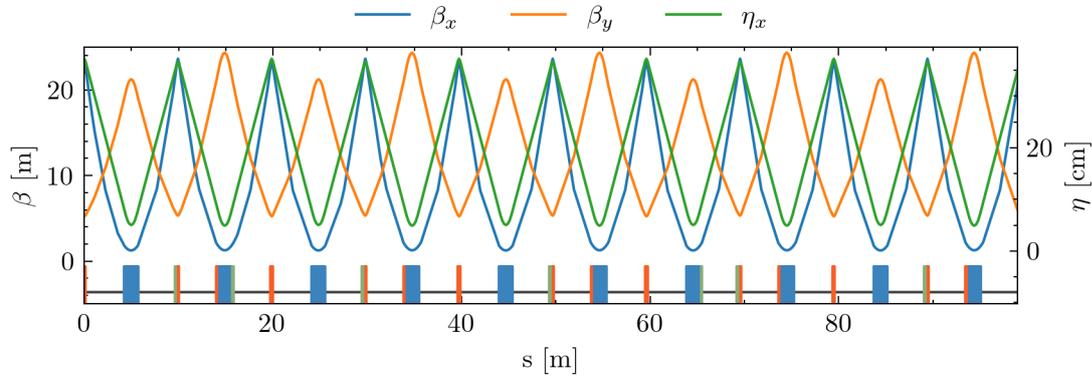


Figura 5 – Funções ópticas de um trecho do *booster* do SIRIUS. Na parte de baixo é exibido uma sequência de blocos representando a rede magnética do acelerador, os bloco azuis representam os dipolos, em laranja os quadrupolos e em verde os sextupolos. Fonte: elaborada pelo autor.

Juntamente com as emitâncias do feixe de elétrons, as funções ópticas são responsáveis por ditar os tamanhos transversais  $\sigma_u$  do feixe em cada coordenada  $s$  do acelerador, segundo a seguinte equação (WIEDEMANN, 2007, p. 374),

$$\sqrt{\langle u^2 \rangle} = \sigma_u = \sqrt{\beta_u \epsilon_u + \sigma_\delta^2 \eta_u^2}, \quad (2.26)$$

em que  $\sigma_\delta^2 = \langle \delta^2 \rangle$  é conhecido como *energy spread* e corresponde ao segundo momento da distribuição de desvios de energia das partículas no feixe. Perceba que os tamanhos do feixe possuem uma contribuição relativa ao movimento bétatron dada pelo termo  $\beta_u \epsilon_u$ , e portanto, dependente da configuração dos quadrupolos, e uma contribuição  $\sigma_\delta^2 \eta_u^2$  relativa a dispersão gerada pelos dipolos.

## 2.5 Acoplamento linear

Existem certos tipos de defeitos de campo na rede magnética que podem gerar acoplamento entre as direções normais do movimento transversal, como por exemplo, erros

de rotação nos quadrupolos ou a órbita do feixe estar passando fora do centro de algum sextupolo. Podemos inserir os campos responsáveis pelo acoplamento como pequenas perturbações na dinâmica dos elétrons. Suponha que a distribuição desses campos ao longo do anel seja representada pela função  $K_s(s)$ , denominada função de focalização *skew*. Levando em consideração essa perturbação, as equações homogêneas do movimento são dadas por (S.Y. Lee, 2018, p. 171)

$$x'' + K_x(s)x - K_s(s)y = 0, \quad (2.27)$$

$$y'' + K_y(s)y - K_s(s)x = 0. \quad (2.28)$$

Tais erros geram uma dependência linear entre os movimentos transversais, e são inerentes à qualquer rede magnética, que por mais preciso que seja o alinhamento dos quadrupolos ou a correção da órbita, vão sempre possuir algum acoplamento residual não nulo.

Há entretanto um tipo especial de quadrupolo, conhecido como quadrupolo *skew* (QS), que nada mais são do que quadrupolos propositalmente rotacionados em  $45^\circ$ , responsáveis por gerar campos  $K_s(s)$ . Eles são utilizados para corrigir o acoplamento já existente na máquina ou para aumentá-lo em casos que se faz necessário uma redistribuição dos tamanhos do feixe.

Para este tipo de acoplamento, o feixe de elétrons está sujeito à duas ressonâncias possíveis (S.Y. Lee, 2018, p. 172):

$$\nu_x \pm \nu_y = l; \quad l \text{ sendo um inteiro qualquer.} \quad (2.29)$$

Conhecidas como ressonâncias de soma e diferença. Em (GUIGNARD, 1995) é demonstrado que o movimento das partículas pode se tornar instável quando o ponto de trabalho está próximo a uma ressonância de soma, levando a um crescimento sem limites das amplitudes transversais de oscilação. Em contrapartida, também é demonstrado que na ressonância de diferença o movimento é estável. De maneira geral, o ponto de trabalho sempre é configurado para se manter distante de uma ressonância de soma.

O acoplamento dos planos transversais relativo a ressonância de diferença pode ser convenientemente quantificado pelo coeficiente de acoplamento (GUIGNARD, 1995),

$$C = \frac{1}{2\pi} \oint K_s(s) \sqrt{\beta_x(s)\beta_y(s)} e^{i[\phi_x - \phi_y - 2\pi \frac{s}{L} \Delta]} ds, \quad (2.30)$$

em que  $\Delta$  é a separação da parte fracionária das sintonias desacopladas, definido como:

$$\Delta = \nu_x - \nu_y - k = \hat{\nu}_x - \hat{\nu}_y, \quad (2.31)$$

com  $k$  sendo um inteiro necessário para subtrair a parte inteira das sintonias e  $\hat{\nu}_{x,y}$  denotando a parte fracionária das sintonias desacopladas.

É possível observar que as Equações (2.27) e (2.28) se assemelham ao conjunto de equações do movimento de dois osciladores harmônicos acoplados, com  $K_{x,y}$  sendo

as constantes da força restauradora dos osciladores e  $K_s$  sendo a constante da força de acoplamento, com a ressalva de que  $K_u$  e  $K_s$  não são constantes. De maneira análoga aos osciladores harmônicos acoplados, o movimento betatron acoplado pode ser decomposto em modos normais, os quais, na vizinhança da ressonância de diferença, possuem sintonias  $\nu_{1,2}$  dadas por (GUIGNARD, 1995):

$$\nu_{1,2} = \nu_{x,y} \mp \frac{1}{2}\Delta \pm \frac{1}{2}\sqrt{\Delta^2 + |C|^2}, \quad (2.32)$$

com  $|C|$  representando o módulo do coeficiente de acoplamento da Equação (2.30).

A Figura 6 mostra uma comparação entre o movimento com e sem acoplamento entre os planos transversais. Os dados foram obtidos através de simulações de uma partícula no modelo da rede magnética do *booster*. Sem acoplamento, o espectro de frequência indica somente uma frequência para cada plano de oscilação. Quando o acoplamento é introduzido, o movimento nos modos normais é projetado nas coordenadas do laboratório e a transformada de Fourier, tanto em  $x$  quanto em  $y$ , exhibe dois picos referentes as duas frequências dos modos normais transversais.

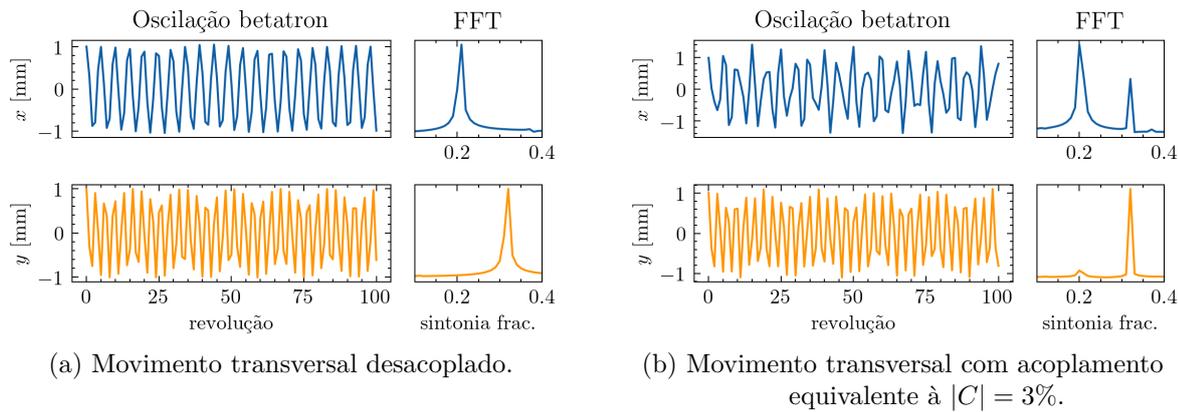


Figura 6 – Comparação entre o movimento desacoplado e acoplado no *booster* do SIRIUS para uma partícula com deslocamentos iniciais  $x = y = 0,1$  mm. O acoplamento é introduzido através de um quadrupolo *skew* com  $K_s = 0,2 \text{ m}^{-1}$ ). As sintonias desacopladas são  $\nu_x = 19,204$  e  $\nu_y = 7,314$ . Fonte: elaborada pelo autor.

A Equação (2.32) também revela que, na presença de acoplamento, as sintonias nunca podem se cruzar. Quando  $\Delta = 0$ , o que seria equivalente à  $\hat{\nu}_x = \hat{\nu}_y$ , obtemos:

$$\hat{\nu}_1 - \hat{\nu}_2 = |C|, \quad (\Delta = 0), \quad (2.33)$$

demonstrando que as sintonias dos modos normais estão sempre separadas, com a mínima separação possível sendo igual a  $|C|$ . Esse fenômeno define um método para realizar a medição de  $|C|$ : podemos alterar gradualmente a força dos quadrupolos na direção de aproximar as sintonias, de modo que a mínima diferença medida nos informa o valor de  $|C|$ . Esse método é comumente conhecido como mínima separação das sintonias e será utilizado no próximo capítulo para medir o acoplamento do *booster*.

## 3 Troca de emitâncias no booster do SIRIUS

Na Seção 1.3.2 foi ressaltado que a operação em *top-up* requer uma eficiência de injeção elevada. Neste capítulo, iremos analisar de maneira quantitativa os impactos da limitada abertura dinâmica na redução da eficiência de injeção. Em seguida, será discutido a teoria da troca de emitâncias e como sua implementação no *booster* tem o potencial de melhorar a eficiência de injeção. O capítulo finaliza com a apresentação dos estudos responsáveis por guiar o planejamento experimental, as modificações feitas no *booster* para produzir a troca de emitâncias e o impacto desse efeito na eficiência de injeção.

### 3.1 Dinâmica de injeção no anel de armazenamento

A Figura 7(a) exibe em detalhes os ímãs envolvidos no processo de injeção no anel de armazenamento. No final da BTS, uma sequência de 3 ímãs pulsados, os septa, desvia o feixe de elétrons em direção à câmara de vácuo do anel de armazenamento. Após passar pelos septa, o feixe se encontra à uma distância de aproximadamente  $-17$  mm do centro da câmara de vácuo, e com uma inclinação horizontal de  $2,4$  mrad em relação à órbita no anel de armazenamento. A Figura 7(b) exibe a trajetória do feixe injetado. Quando o feixe atinge a posição de  $x_0 \approx -8,5$  mm, o ângulo é corrigido por outro ímã pulsado: o *kicker* não linear (NLK). Após esta correção, o feixe é focalizado por uma sequência de quadrupolos, passando a orbitar em torno da órbita ideal do anel de armazenamento (LIU et al., 2016).

O NLK é um engenhoso ímã pulsado, cujo pulso possui um pico suave em  $x_p = -9$  mm e é praticamente nulo em  $x = 0$  mm, próximo ao feixe armazenado, conforme apresentado no Figura 8. Esse perfil permite a correção de ângulo do feixe injetado sem perturbar o feixe armazenado. Entretanto, o gradiente de campo em torno do ponto de injeção tem o potencial de causar um espalhamento análogo à uma desfocalização horizontal no feixe injetado a depender do seu tamanho horizontal (LIU et al., 2016).

Desde a fase de *design* do SIRIUS, o sistema de injeção foi idealizado para operar com elevada eficiência de injeção próximo de 100%, por esse motivo, o *booster* do SIRIUS foi projetado para entregar um feixe com uma pequena emitância horizontal de  $3,5$  nm rad na energia de  $3$  GeV (SÁ et al., 2014). A baixa emitância horizontal do *booster* propicia que o feixe extraído dele possua um pequeno tamanho horizontal, facilitando a injeção no interior da abertura dinâmica.

Também durante a etapa de projeto do SIRIUS, foram realizadas simulações para estimar qual seria a abertura dinâmica do anel de armazenamento, concluiu-se que, na

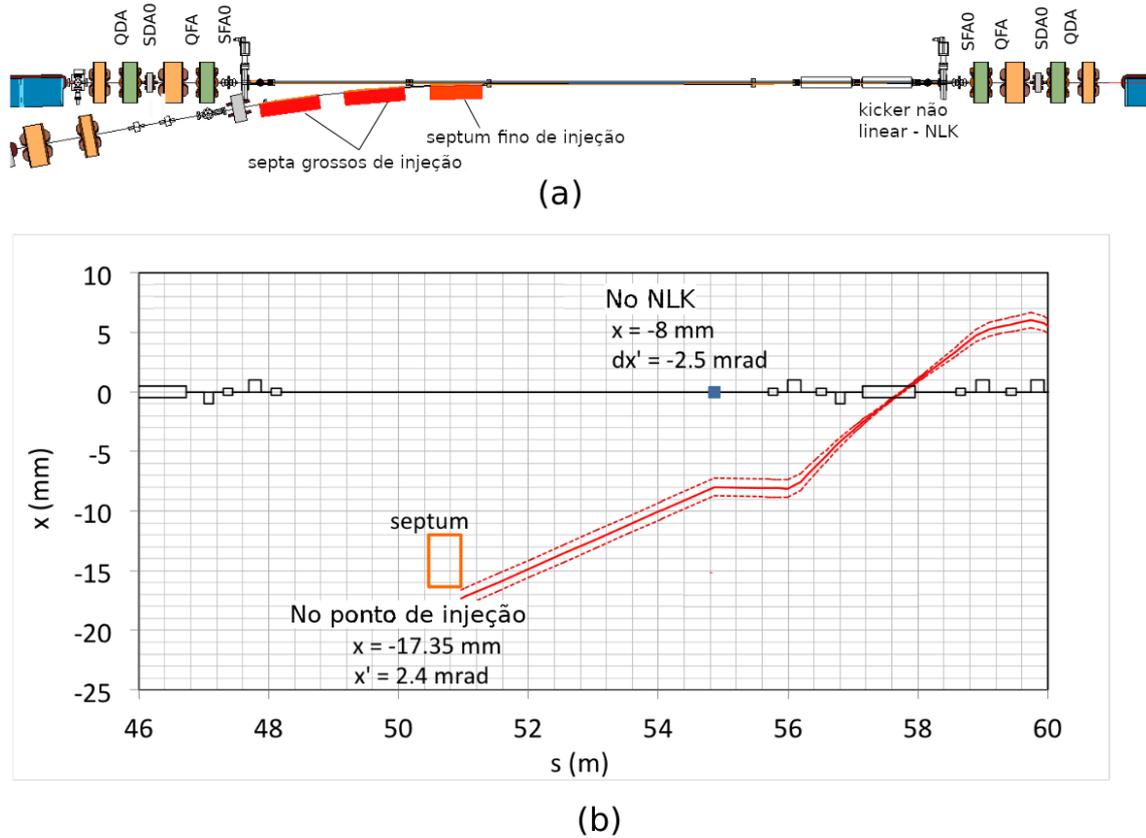


Figura 7 – Detalhes da seção do sistema de injetor responsável por retirar o feixe do *booster* e acumular no anel de armazenamento. (a) Ímãs do trecho reto onde ocorre a injeção no anel de armazenamento. (b) Trajetória do feixe durante a injeção no anel de armazenamento utilizando o NLK. O centroide do feixe é representado pela curva sólida vermelha, enquanto que as linhas pontilhadas são o envelope do feixe com comprimento  $\pm 3\sigma_x$ . Fonte: adaptado de (LIU; MUKAI; RESENDE, 2016)

horizontal, a abertura dinâmica se estenderia até o limite de  $x_l = -9,5$  mm (SÁ; LIU; RESENDE, 2016), de forma que qualquer elétron injetado com  $x > x_l$  seria armazenado com sucesso. Baseado nessa estimativa, estudos da dinâmica de injeção indicaram que, com o feixe chegando no NLK em  $x_0 = -8,5$  mm<sup>1</sup>, a injeção seria efetuada com 99% de eficiência (LIU et al., 2016). Essa estimativa já leva em consideração a desfocalização horizontal causada pelo NLK.

No entanto, medições de perda de feixe revelaram um limite da abertura horizontal de cerca de  $-8,5$  mm, como mostra a Figura 9. Essa abertura é mais restritiva do que os  $-9,5$  mm previsto pelas simulações, e é estritamente próxima da posição de injeção inicialmente planejada, obrigando-nos a mover a posição de injeção para  $x_0 = -8$  mm<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Denominada posição de injeção

<sup>2</sup> A posição de injeção pode ser facilmente controlada.

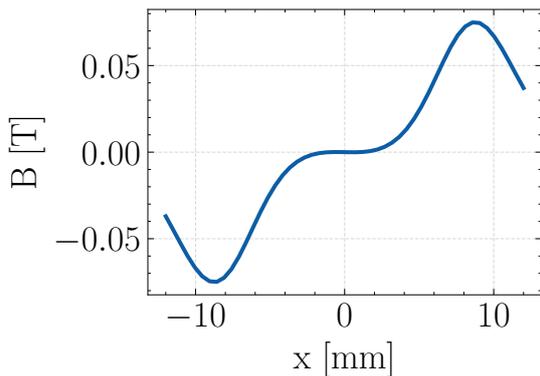


Figura 8 – Campo magnético gerado pelo pulso do NLK no plano  $y = 0$ . O campo possui um pico suave próximo à coordenada horizontal de injeção e é nulo em torno do feixe armazenado. Fonte: elaborada pelo autor.

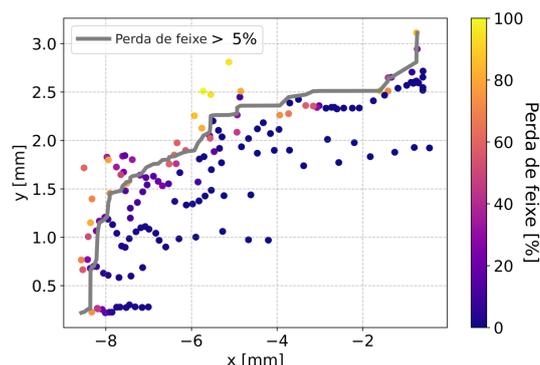


Figura 9 – Medidas de perda do feixe na coordenada  $s$  onde ocorre a injeção. A linha cinza define a abertura dinâmica, onde o feixe começa a perder mais de 5% de suas partículas. Fonte: cortesia de Alves, M. B.

Numa tentativa de lidar com a abertura dinâmica reduzida, a ótica da linha de transporte BTS foi otimizada para compensar parcialmente o efeito de desfocalização induzido pelos campos não lineares do NLK, apesar disso, a limitada abertura dinâmica medida foi suficiente para reduzir a eficiência de injeção para cerca de 86%, com uma grande variação pulso a pulso (RESENDE et al., 2022).

Como discutido anteriormente, aumentar a abertura dinâmica é um processo investigativo que envolve a otimização da dinâmica não linear do anel. Uma possível melhoria alternativa é aplicar uma troca das emitâncias transversais (TET) no *booster* do SIRIUS. Como o próprio nome já diz, essa técnica de manipulação do feixe troca momentaneamente a emitância horizontal pela emitância vertical. Como a emitância vertical no *booster* é uma ordem de grandeza menor do que a emitância horizontal, pela Equação (2.26), vemos que esse método tem o potencial de causar uma redução significativa no tamanho do feixe extraído do *booster* e entregue ao NLK.

Para avaliar o impacto da TET no processo de injeção, foram realizadas simulações de um pacote de elétrons passando pelo NLK em diferentes posições de injeção, com e sem TET, os resultados estão exibidos na Figura 10. A curva cinza representa uma aproximação da abertura dinâmica do anel no espaço de fase  $(x, x')$ . No topo de cada subfigura é exibido o pacote antes de passar pelo NLK, e na parte inferior, após passar por ele. O pacote azul é o pacote sem TET, e o vermelho, com TET. A curva pontilhada é o pulso do NLK em unidades de desvio angular negativo, sua amplitude foi otimizada para deixar o pacote com  $\langle x' \rangle = 0$ .

Em todos os casos simulados, o feixe sem TET ultrapassa os limites da abertura

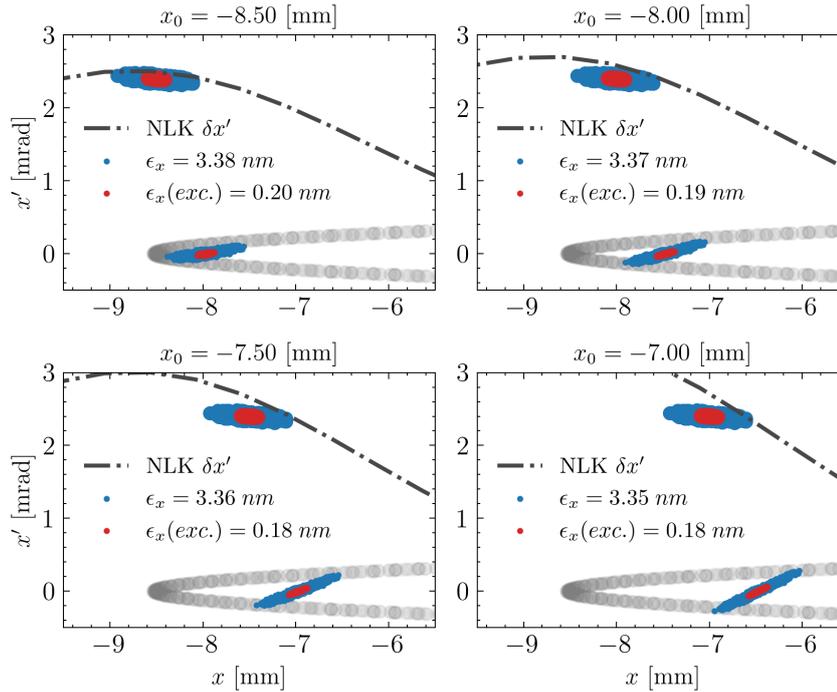


Figura 10 – Diagramas do espaço de fase  $(x, x')$  do pacote de elétrons antes e depois de passar pelo NLK para diferentes posições horizontais iniciais  $x_0$  na entrada do NLK. A curva cinza é uma aproximação da abertura dinâmica medida no anel de armazenamento. O pacote em azul representa o feixe sem TET e, em vermelho, o feixe com TET. A curva marrom pontilhada é o pulso do NLK em unidades de desvio angular negativo, sua amplitude foi otimizada para deixar o feixe com  $\langle x' \rangle = 0$ . Fonte: elaborada pelo autor.

horizontal, enquanto que o feixe com TET é injetado nos limites da abertura. Sendo assim, pode-se observar que a TET poderia evitar a perda partícula na injeção, seja por aumentar a distância entre o feixe injetado e os limites da abertura dinâmica, como na injeção em  $x_0 = -8,5$  mm, ou, reduzindo a dispersão horizontal nas injeções mais internas ( $x_0 > -8$  mm).

O aumento correspondente do tamanho vertical induzido pelo TET não excedeu os limites de abertura vertical em nenhuma das injeções simuladas, como pode ser observado no diagrama do espaço de fase  $(y, y')$  do pacote após passar pelo NLK, exibido na Figura 11.

A utilização da TET como um recurso para melhoria da eficiência de injeção foi proposto pela primeira vez em (KUSKE; KRAMER, 2016) através de diferentes métodos, dentre eles, a modificação da rampa dos quadrupolos do *booster* com o intuito de cruzar a ressonância de acoplamento linear de diferença de sintonias se mostra o método mais prático por não necessitar da inserção de nenhum novo dispositivo no sistema de injeção. O método em questão já foi utilizado com sucesso em outras FLS, à exemplo de (KALLESTRUP; AIBA, 2021) e (CARMIGNANI et al., 2021) e será o tema da próxima seção.

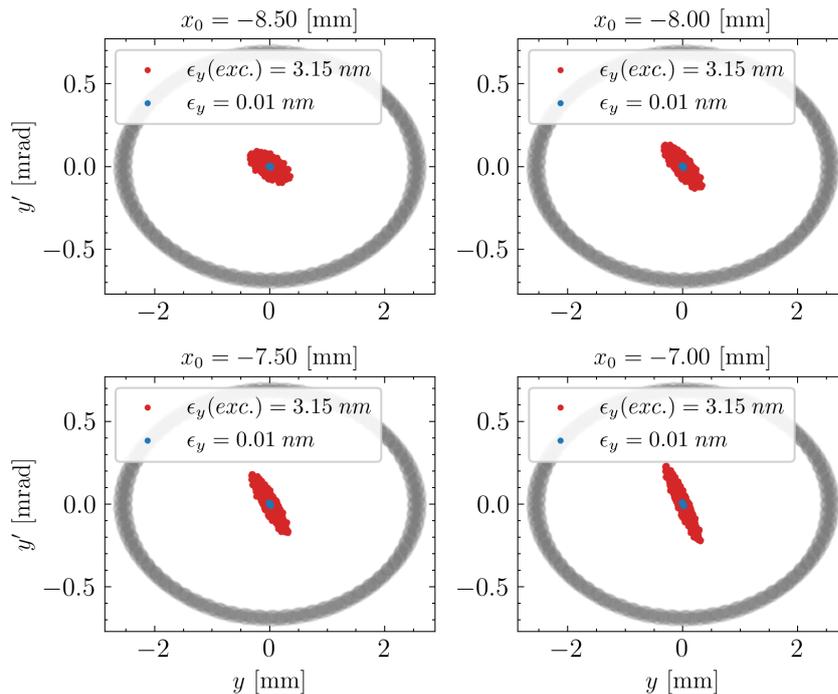


Figura 11 – Diagramas do espaço de fase  $(y, y')$  do pacote de elétrons antes e depois de passar pelo NLK para as diferentes posições de injeção  $x_0$ . Como no caso anterior, a curva cinza representa uma aproximação da abertura dinâmica, em azul o feixe sem TET e, em vermelho, com TET. Fonte: elaborada pelo autor.

## 3.2 Teoria e Simulações

As ressonâncias de acoplamento linear podem afetar significativamente o comportamento do feixe. Mesmo que as fontes de acoplamentos sejam fracas ( $K_s \approx 0$ ), os efeitos das ressonâncias são intensificados quando o ponto de trabalho  $(\nu_x, \nu_y)$  está próximo de uma delas, ou seja,  $\hat{\nu}_x \pm \hat{\nu}_y \approx 0$ .

O caso de um ponto de trabalho estático, isto é, com as sintonias constantes no tempo, próximo a uma ressonância de diferença foi estudada em detalhes por (GUIGNARD, 1977), onde foi observado o surgimento de uma oscilação das emitâncias com oposição de fase. Esse fenômeno quebra a invariância de  $\epsilon_x$  e  $\epsilon_y$ , entretanto, a quantia  $\epsilon_0 = \epsilon_x + \epsilon_y$  mantém-se conservada. A fração  $F$  de emitâncias trocada entre os planos transversais foi determinada como

$$F = \frac{|C|^2}{|C|^2 + \Delta^2}, \quad (3.1)$$

em que  $0 < F < 1$ .

Pela Equação (3.1), é possível observar que na ressonância de diferença de sintonias,  $\Delta = 0$ , obtemos  $F = 1$  e as emitâncias são completamente trocadas de maneira periódica, como pode ser observado na Figura 12. Retomando a analogia com osciladores, esse comportamento se assemelha ao que acontece em um sistema de dois osciladores de mesma frequência natural, que quando acoplados, passam a trocar suas energias de maneira

periódica (ZANETTE, 2018).

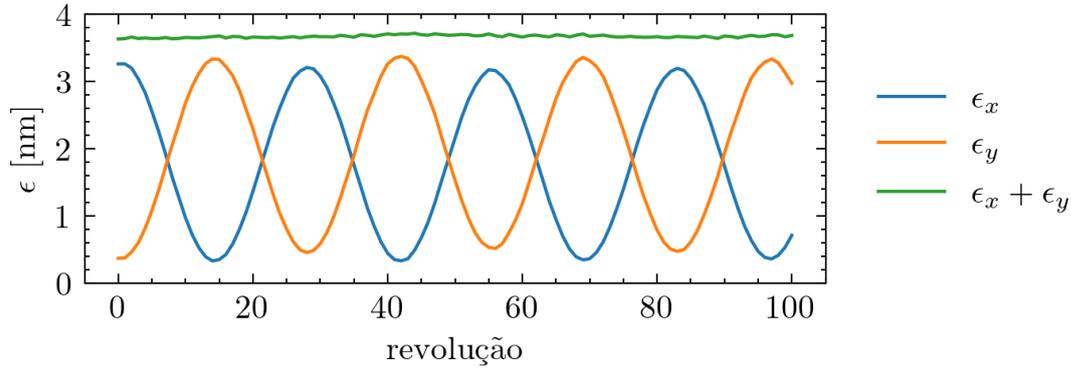


Figura 12 – Oscilações de emitâncias. Resultados obtidos através da simulação de 2000 partículas no modelo do *booster* com  $|C| = 3\%$  e  $\Delta \approx 0$ . As emitâncias foram calculadas pela Equação (2.20). Fonte: elaborada pelo autor.

Esse comportamento já define método possível de trocar as emitâncias do feixe, que pode ser realizado injetando um feixe no *booster* com a condição de ressonância  $\Delta = 0$  exatamente atendida e, posteriormente, extraíndo o feixe no momento em que as emitâncias estão com fases opostas.

Por outro lado, outra maneira mais conveniente de provocar uma troca de emitâncias do feixe foi encontrada em experimentos em aceleradores do CERN (CARLI; GIOVANNOZZI; CYVOCT, 2002). Consiste em fazer o ponto de trabalho cruzar a ressonância de diferença de sintonias sob condições adiabáticas. Por exemplo, considere que  $\nu_y < \nu_x$ , se aumentarmos continuamente a força dos quadrupolos QD,  $\nu_y$  irá crescer em detrimento de uma redução de  $\nu_x$ , se dermos sequência a esse procedimento, as sintonias irão cruzar a ressonância de acoplamento gerando uma troca das emitâncias transversais do feixe. Este procedimento está ilustrado no diagrama da Figura 13.

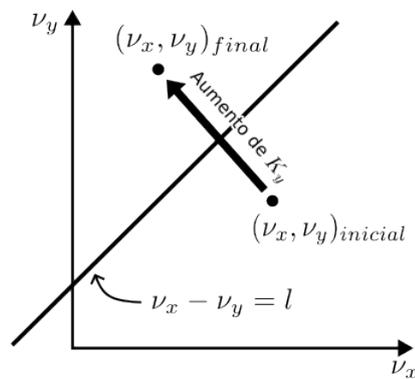


Figura 13 – Diagrama exemplificando o cruzamento da ressonância de acoplamento. Fonte: elaborada pelo autor.

Esse mecanismo se apresenta como uma maneira mais eficiente de trocar as emitâncias do feixe, pois facilita o controle do momento em que a troca ocorre, sem depender

da análise das fases de oscilação do método exposto na Figura 12.

O mecanismo por trás da troca de emitâncias pelo cruzamento da ressonância de acoplamento linear de diferença de sintonias é discutido em (FRANCHI; MÉTRAL; TOMÁS, 2007) através do formalismo de mapas de Lie e em (AIBA; KALLESTRUP, 2020) utilizando a teoria de mapas de transferência em uma dinâmica acoplada. De maneira simplificada, conforme o ponto de trabalho cruza a ressonância os modos normais de oscilação são rotacionados por um ângulo  $\theta$  em relação as coordenadas do laboratório, tal que  $0 < \theta < \pi/2$ . Assumindo que esse cruzamento foi realizado de maneira perfeitamente adiabática, o impacto dessa rotação nas emitâncias é dado por (FRANCHI; MÉTRAL; TOMÁS, 2007):

$$\begin{aligned}\epsilon_x &= \epsilon_{x0} \cos^2(\theta) + \epsilon_{y0} \sin^2(\theta) \\ \epsilon_y &= \epsilon_{x0} \sin^2(\theta) + \epsilon_{y0} \cos^2(\theta),\end{aligned}\tag{3.2}$$

em que  $\epsilon_{x0}$  e  $\epsilon_{y0}$  são as emitâncias iniciais. Dessa forma, após o cruzamento, os modos normais de oscilação estão rotacionados por um ângulo  $\theta = \pi/2$ , o que implica em  $\epsilon_x = \epsilon_{y0}$  e  $\epsilon_y = \epsilon_{x0}$ .

Entretanto, na prática, há dois fatores que podem prejudicar a troca de emitâncias executada seguindo esse método: a condição adiabática e os efeitos provenientes da emissão de radiação.

### 3.2.1 Adiabaticidade da troca

O cruzamento da ressonância deve ocorrer à velocidade lenta o suficiente para que as partículas acompanhem a rotação dos modos normais, caso contrário, a troca não ocorrerá ou ocorrerá de maneira parcial. Por outro lado, a velocidade de cruzamento ideal é uma grandeza relacionada com o coeficiente de acoplamento: se o coeficiente de acoplamento for pequeno, será necessário um longo tempo de cruzamento para satisfazer a restrição de adiabaticidade.

Um fator de escala que descreve a adiabaticidade da troca, independentemente de detalhes da rede magnética, é definido como (KALLESTRUP; AIBA, 2020):

$$S = \frac{\dot{\Delta}}{|C|^2},\tag{3.3}$$

em que  $\dot{\Delta}$  é a velocidade de cruzamento da ressonância em unidades de [1/número de revoluções].

Em (AIBA; KALLESTRUP, 2020) é apresentado um modelo inspirado na fórmula de Landau-Zener (ZENER, 1932) que relaciona o sucesso da TET após o cruzamento da ressonância com o fator de adiabaticidade descrito na Equação (3.3),

$$\begin{aligned}\epsilon_{x,f} &= P_{nt}\epsilon_{x,0} + (1 - P_{nt})\epsilon_{y,0}, \\ \epsilon_{y,f} &= (1 - P_{nt})\epsilon_{x,0} + P_{nt}\epsilon_{y,0},\end{aligned}\tag{3.4}$$

em que  $\epsilon_{x,f}, \epsilon_{y,f}$  são as emitâncias ao final do cruzamento da ressonância e  $P_{nt}$  é a parcela das emitâncias que não foram trocadas, dado por,

$$P_{nt} = \exp\left(-\pi^2/S\right) \quad (3.5)$$

Sendo assim, vemos que somente no limite ideal de adiabaticidade,  $S \rightarrow 0$ , a troca é executada por completo, entretanto, pode-se observar que  $S < 4$  é mais do que suficiente do ponto de vista prático, implicando em  $P_{nt} < 0.09$ .

### 3.2.2 Efeitos de radiação

Em aceleradores síncrotrons que aceleram partículas consideravelmente mais pesadas do que elétrons, e.g. prótons e/ou íons, como por exemplo em colisores, os modelos descritos nas Equações (3.2) e (3.4) explicam de maneira consistente a TET por cruzamento da ressonância de diferença de sintonias. Entretanto, em aceleradores de elétrons, como é o caso das FLS, os efeitos relativos a emissão de radiação tem um forte impacto nessa dinâmica e também precisam ser levados em consideração.

No capítulo anterior foi citado que a dinâmica do feixe está sujeita a uma amortecimento das oscilações transversais devido a reposição de energia realizada pela cavidade RF, assim como uma excitação das oscilações proveniente da emissão discreta de radiação, juntos, esses dois efeitos ditam as condições de equilíbrio do feixe. Após cruzar a ressonância, as emitâncias se encontram distantes dessas condições de equilíbrio e esses efeitos de radiação agem fortemente para desfazer a troca de emitâncias, como pode ser observado na Figura 14. A qualidade da troca pode ser expressa através do parâmetro  $R$ , definido como (KALLESTRUP; AIBA, 2020),

$$R(\epsilon_x) = 1 - \frac{\epsilon_x - \epsilon_{y0}}{\epsilon_{x0} - \epsilon_{y0}}, \quad (3.6)$$

em que  $\epsilon_{x0}$  e  $\epsilon_{y0}$  são as emitâncias iniciais, antes do cruzamento da ressonância.

Na Figura 14 é possível observar que a qualidade da troca começa a reduzir após o cruzamento das ressonâncias devido aos efeitos de radiação. Sendo assim, se por um lado uma troca lenta é preferível para atender as condições de adiabaticidade, por outro lado, se a troca for lenta demais os efeitos de radiação irão amortecer a troca de emitâncias antes mesmo dela ser completada. Por essa razão, fez-se necessário recorrer a uma série de simulações com diferentes valores de acoplamento e velocidade de cruzamento no modelo do *booster* para investigar os parâmetros que representem um equilíbrio entre esses dois efeitos. Os resultados estão contidos na Figura 15, que mostra a qualidade da troca de emitâncias em função de  $|C|$  e o tempo até o cruzamento da ressonância  $t_c$ , também estão exibidas curvas de nível  $S = const.$  associadas com TETs que possuem  $R > 80\%$ .

As simulações foram efetuadas através de um método conhecido como propagação da envoltória do feixe (OHMI; HIRATA; OIDE, 1994), o qual, propaga através de mapas

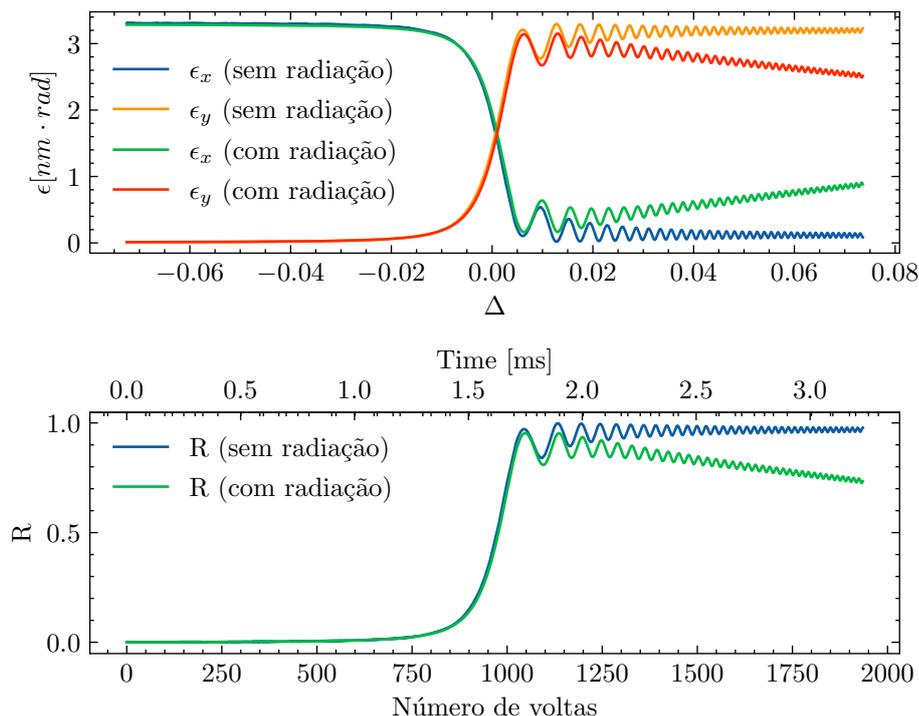


Figura 14 – Comparação entre TET's no *booster* do SIRIUS com e sem efeitos de radiação, resultados expressos em termos do número de voltas, tempo e diferença fracionária de sintonias. Simulação realizada com  $|C| = 1\%$ . Fonte: elaborada pelo autor.

lineares a matriz de segundos momentos da distribuição de partículas do feixe (denominado envoltória) ao invés de propagar cada partícula individualmente. Para cada conjunto de parâmetros, o *booster* foi inicializado com a diferença de sintonias fracionárias nominal,  $\Delta = \Delta_0 \approx -0.11$ , seguindo por uma mudança volta à volta da força dos quadrupolos até  $\Delta = -\Delta_0$ , cruzando a ressonância  $\Delta = 0$  no meio do processo. Cada alteração nos quadrupolos seguiu-se por uma atualização dos mapas lineares responsáveis por propagar a envoltória. O número de revoluções totais em cada simulação variou de 62 à 8000 voltas e a qualidade da troca foi computada tomando o máximo  $R$  após o cruzamento da ressonância. Essa e as demais simulações deste trabalho foram realizadas em *Python* com o auxílio da biblioteca *Pyaccel* (SÁ et al., 2022), desenvolvida pelo grupo de física de aceleradores do LNLS, a qual conta com diversas ferramentas para a realização de simulações em aceleradores.

Na Figura 15 é possível observar que, conforme previsto no modelo de adiabaticidade, as curvas de níveis na zona  $S > 4$  representam uma baixa qualidade de troca, entretanto, a região  $S < 0.5$  também se apresenta como uma região de baixa qualidade da troca ( $R < 80\%$ ), este trecho se deve à TETs muito lentas que foram parcialmente completadas devido aos efeitos de radiação. Por fim, estima-se que  $0,5 < S < 4$  é um intervalo razoável para ser utilizado durante a implementação da TET.

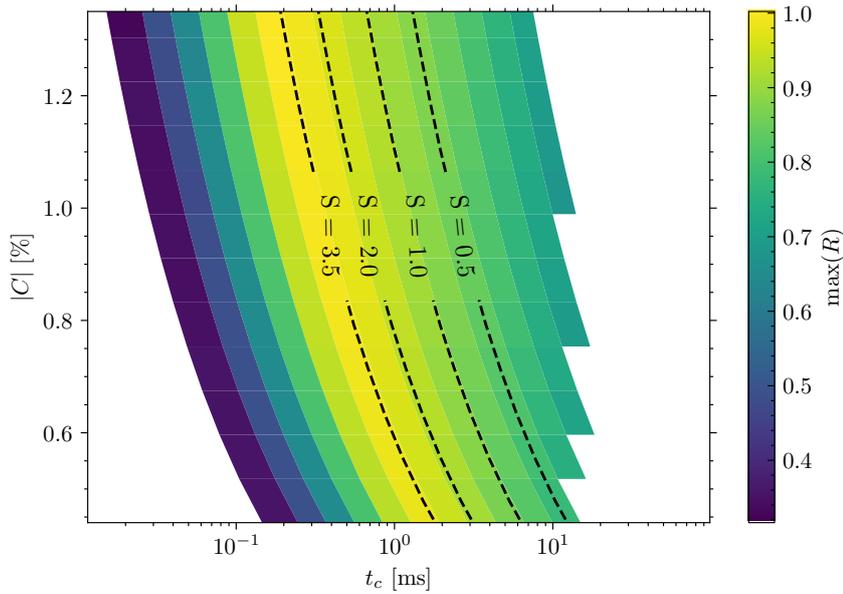


Figura 15 – Qualidade da troca de emitância em função do módulo do coeficiente de acoplamento  $|C|$  e o tempo até o cruzamento da ressonância de diferença  $t_c$ . As linhas tracejadas indicam curvas com  $S$  constante e qualidade da troca superior a 80%. Fonte: elaborada pelo autor.

### 3.3 Resultados

Para que o leitor possa comparar os resultados experimentais com os de outros aceleradores, a Tabela 2 exibe os principais parâmetros do *booster* do SIRIUS. As constantes  $\tau_x$  e  $\tau_y$  são os tempos de amortecimento horizontal e vertical, respectivamente. Tais parâmetros correspondem ao tempo necessário para que os efeitos de radiação amortecem as oscilações do feixe por um fator  $e^{-1}$ .

Parâmetro	Valor	Unidade
Frequência da cavidade RF	499,67	MHz
Número harmônico ( $h$ )	828	
Período de revolução	1,657	$\mu$ s
Duração da rampa	300	ms
Taxa de repetição	2	Hz
$\nu_x$	19,204	
$\nu_y$	7,314	
$\tau_x$	11,3	ms
$\tau_y$	13,7	ms
$\epsilon_0$	3,5	nm rad

Tabela 2 – Principais parâmetros do *booster* do SIRIUS na energia de 3 GeV. Fonte: (QUENTINO; ALVES; SÁ, 2022)

### 3.3.1 Coeficiente de acoplamento

Uma experimento preliminar necessário para a implementação da TET é a medição do acoplamento residual do *booster*. Descobrimos o valor de  $|C|$ , através da Figura 15, determinar  $t_c$ . Além disso, ao medir o acoplamento utilizando o método da mínima separação das sintonias, descrito no final da Seção 2.5, também descobrimos em qual configuração dos quadrupolos ocorre a ressonância de diferença de sintonias, pois é na ressonância que as sintonias estão minimamente separadas.

O método da mínima separação de sintonias foi conduzido variando a corrente da família de quadrupolos QF, revelando próximo à energia de extração de 3 GeV um coeficiente de acoplamento residual de  $|C| = 0,6(3) \%$ , como exibido na Figura 16. A ressonância de diferença de sintonias ocorre com a corrente do QF em  $I_{QF} \approx 2,22$  A. As sintonias foram medidas primeiro excitando oscilações bétatron com o *kicker* de extração do *booster* e, em seguida, aplicando uma transformada de Fourier nos dados de posição do feixe fornecidos por monitores de posição do feixe distribuídos ao longo de 50 pontos do acelerador.

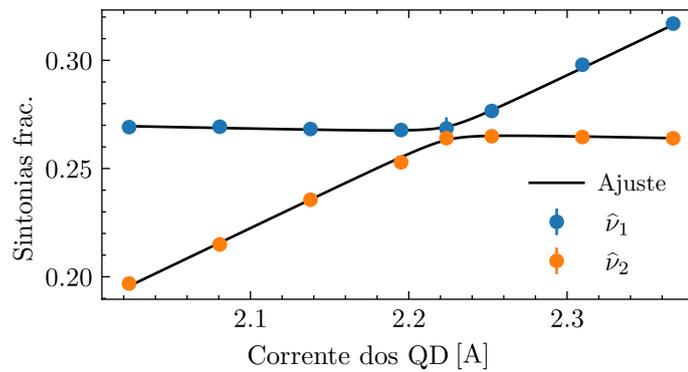


Figura 16 – Método da mínima separação das sintonias para medição do acoplamento residual do *booster* próximo à energia de extração. O acoplamento medido foi de  $|C| = 0,6(3) \%$ . Fonte: elaborada pelo autor.

Combinando o acoplamento encontrado com os resultados da Figura 15, é possível concluir que valores razoáveis de  $t_c$  estão no intervalo  $0,6 \text{ ms} < t_c < 4 \text{ ms}$ . A variação de corrente necessária para realizar o cruzamento da ressonância dentro de intervalo de tempo é possível de ser feita com as fontes que alimentam os quadrupolos do SIRIUS. Entretanto, se tivéssemos medido um acoplamento natural maior do que  $2 \%$ , o cruzamento deveria ocorrer de forma muito mais rápida e provavelmente seria necessária buscar meios de reduzir o acoplamento do *booster* antes de prosseguir com o experimento, já que as fontes não seriam capazes de fornecer o gradiente de corrente necessário.

### 3.3.2 Rampa do *booster*

Através da análise das condições de adiabaticidade e do impacto dos efeitos de radiação, foi possível planejar as configurações responsáveis por provocar uma TET no final da rampa do *booster*. Para isso, modificamos a rampa de corrente da família de quadrupolos QD adicionando um pico de corrente ao final da rampa, como pode ser observado na Figura 17, em que é exibido uma comparação entre a rampa original e a modificada. Esse aumento extra dos campos dos quadrupolos QD tem como efeito aumentar a sintonia  $\nu_y$  e reduzir  $\nu_x$  progressivamente, o que acaba provocando o cruzamento da ressonância de diferença de sintonias aproximadamente 1 ms antes da extração do feixe (KALLESTRUP; AIBA, 2020). Esse instante onde a ressonância ocorre foi otimizado experimentalmente para que o feixe fosse extraído no ponto de maior qualidade da troca. Na Figura 17 também estão exibidos o momento em que o cruzamento da ressonância ocorre, assim como o instante de extração do feixe.

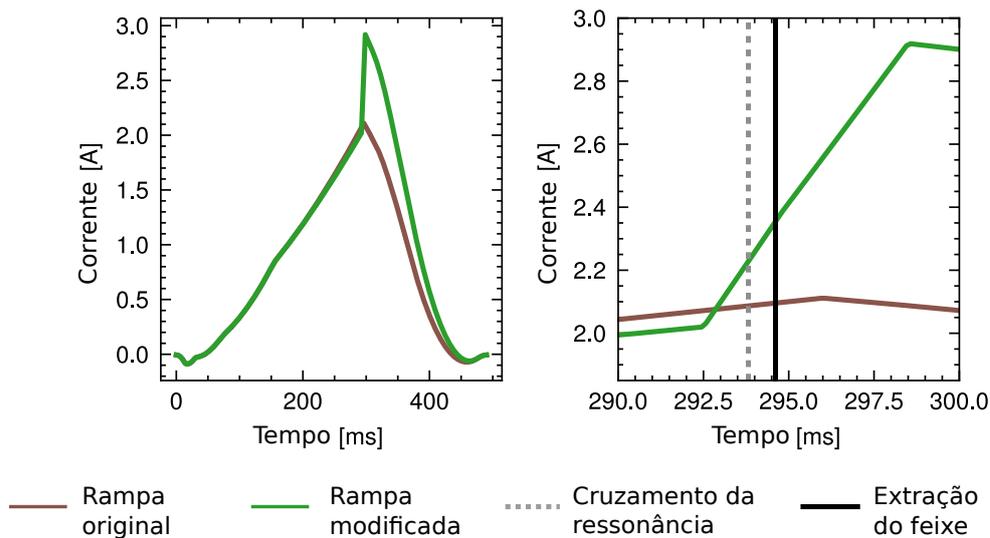


Figura 17 – Modificação feita na rampa de corrente dos quadrupolos QD para implementação do TET. À esquerda, a rampa completa é mostrada e à direita, um *zoom* dos detalhes ao redor do ponto de extração. Fonte: elaborada pelo autor.

### 3.3.3 Impacto da troca de emitâncias nos tamanhos do feixe

As linhas de transporte são equipadas com uma série de telas fluorescentes feitas de um composto de Ítrio-Alumínio-Granada (YAG), que podem ser movidas para interceptar o feixe, a luz produzida durante a colisão é recolhida por uma pequena câmera que registra o formato do feixe naquele ponto (MARQUES, 2017).

Para confirmar a implementação da TET, utilizamos a primeira tela YAG da BTS para registrar o feixe extraído do *booster* nas duas configurações de rampa da Figura 17,

as imagens obtidas estão expostas na Figura 18. Nota-se claramente uma redução do tamanho horizontal e o aumento do tamanho vertical.

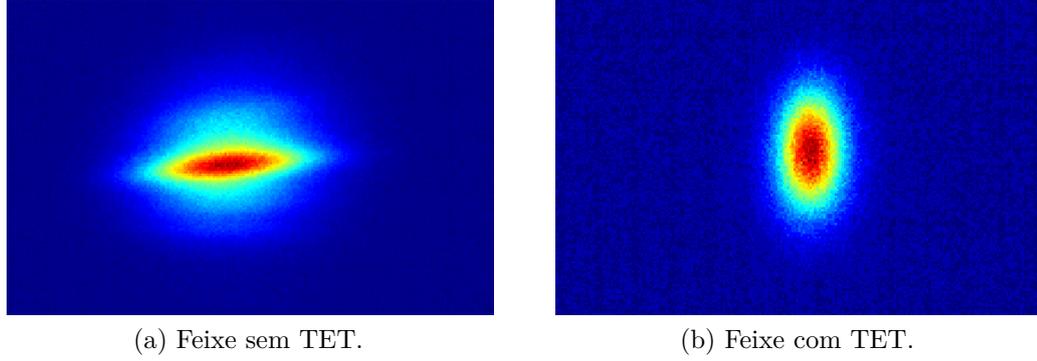


Figura 18 – Comparação entre o feixe sem e com TET. Imagens registradas na primeira tela YAG da BTS. Fonte: elaborada pelo autor.

O tempo  $t_{ext}$  em que é iniciado a aproximação das sintonias foi movido de  $-3$  ms a  $3$  ms em relação ao tempo de extração enquanto mediamos os tamanhos transversais do feixe utilizando as imagens provenientes da tela YAG. Os resultados são exibidos na Figura 19(a) e mostram o efeito da TET nos tamanhos dos feixes. Para cada valor de  $\Delta t_{ext}$ , foram realizadas três medições. A curva sólida corresponde à média das medições e a incerteza corresponde ao desvio padrão das medidas. Observe que no instante nominal de extração ( $\Delta t_{ext} = 0$ ), o tamanho horizontal do feixe é reduzido por um fator de  $\approx 1,5$ .

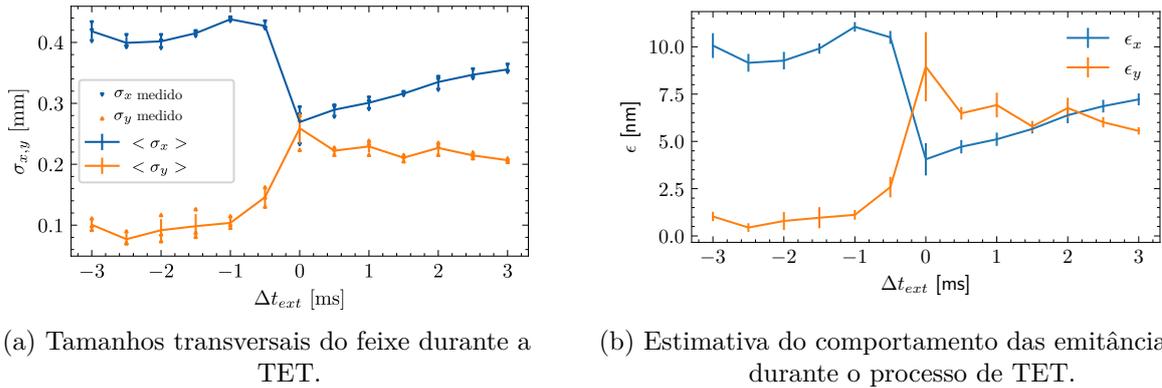


Figura 19 – Tamanhos do feixe e estimativa das emitâncias durante o processo de troca de emitâncias. Medições realizadas na primeira tela YAG da linha de transporte BTS. Valor nominal do desvio padrão de energia:  $\sigma_\delta = 0,087\%$ . Funções ópticas nominais utilizadas:  $\beta_x = 17,11$  m,  $\beta_y = 6,60$  m,  $\eta_x = -13$  cm,  $\eta_y = 0$  mm. Fonte: elaborada pelo autor.

Isolando  $\epsilon_{x,y}$  na Equação (2.26) e substituindo os tamanhos transversais medidos, as funções ópticas nominais da linha de transporte e o valor nominal de  $\sigma_\delta$  ao final da rampa do *booster*, estimamos as emitâncias durante a TET, conforme mostra a Figura 19 (b).

As incertezas que aparecem nas emitâncias da Figura 19 (b) tratam-se das incertezas dos tamanhos transversais propagadas pela Equação (2.26). Isto é, as funções óticas  $\beta_x, \beta_y, \epsilon, \eta_x$  foram considerados como constantes, sem incerteza associada, e iguais aos valores nominais. Isto foi necessário pois não possuímos meios precisos de medir essas quantidades na linha de transporte. Entretanto, não é esperado que os valores reais das funções óticas se desviem consideravelmente dos valores nominais, caso contrário, as linhas de transporte não possuíam eficiência de transporte tão elevada ( $> 95\%$ ).

Baseado na estimativa das emitâncias, a qualidade da TET do feixe extraído foi de  $R = 70(10)\%$ . Como no caso anterior, a incerteza contida nesse valor apenas leva em consideração a variação pulso a pulso dos tamanhos do feixe, sem considerar a parcela de incerteza relativa às funções óticas. Além disso, o valor de  $R$  estimado é consideravelmente menor do que a qualidade da troca de  $R \approx 85\%$  obtida em (KALLESTRUP; AIBA, 2020).

Considerando esses fatores e que de fato o valor de  $R$  está abaixo do que foi planejado com base nos estudos, parece ser possível aumentar seu valor experimentalmente com o ajuste fino dos parâmetros referentes a TET na rampa do *booster*. Isso pode ser feito variando a velocidade da rampa ou aumentando levemente o acoplamento do *booster* através do quadrupolo *skew* existente na rede magnética.

Vale ressaltar que as emitâncias obtidas na estimativa anterior, tanto horizontal quanto vertical, são cerca de 3 vezes maiores em relação ao nosso modelo nominal. A causa dessa discrepância ainda não está clara. As medidas recentes da função dispersão estão próximas do que seria esperado de nosso modelo nominal, portanto, provavelmente não são a fonte dessa discrepância. Além disso, a tela YAG usada não foi projetada para medições precisas dos tamanhos do feixe e, portanto, pode estar exibindo tamanhos sistematicamente maiores do que os reais.

Em relação a eficiência de injeção, há dois cenários diferentes que devem ser analisados de forma separada. O primeiro deles é a eficiência de injeção com o sistema injetor otimizado, o que ocorre geralmente aos fins dos estudos de máquina<sup>3</sup>, quando a posição de injeção, os pulsos dos septa e do NLK, dentre outros parâmetros, são ajustados cuidadosamente para obter as melhores condições de injeção. Porém, ao longo do resto da semana, quando o SIRIUS está disponível para a realização de experimentos por parte dos usuários das linhas de luz, essas condições de injeção vão sofrendo desvios em relação ao que foi otimizado, e como consequência, a eficiência de injeção vai se deteriorando, pois não é possível interromper o turno de usuários para otimizar novamente a injeção.

Com o sistema de injeção otimizado para o acúmulo de feixe no anel de armazenamento, a média da eficiência de injeção era de  $\approx 86\%$  antes da implementação da TET, sendo aprimorada para cerca de  $96\%$  após a TET. Considerando apenas a eficiência

<sup>3</sup> Realizados tipicamente nas segundas e terças feiras das semanas.

durante a injeção para os usuários, a média cai para 75 % sem o processo de TET e para 82 % com as configurações de TET na rampa.

Além disso, grandes variações pulso a pulso da eficiência estão sendo observadas durante o processo de acumulação no anel de armazenamento, responsáveis por uma variação da eficiência de injeção de cerca de 10 %. Antes da implementação do TET, a eficiência de injeção tinha uma alta correlação com os desvios de temperatura medidos nos ímãs pulsados utilizados no processo de injeção. Após o TET, observou-se uma menor correlação entre a eficiência de injeção e as temperaturas dos ímãs pulsados. Isso provavelmente está relacionado ao fato de que com um feixe menor na horizontal, a injeção é mais robusta contra variações das condições de injeção. Este comportamento está em estudo e também é apresentado em (RESENDE et al., 2022).



# Conclusão

Neste trabalho, a troca de emitâncias no *booster* do SIRIUS foi estudada e implementada através do cruzamento da ressonância de acoplamento de diferença de sintonias. O método se apresentou como uma ferramenta valiosa para o aprimoramento da injeção no anel de armazenamento do SIRIUS, auxiliando a superar as dificuldades impostas pela abertura dinâmica limitada.

Simulações da dinâmica de injeção do feixe com o TET demonstraram que o método pode prevenir perdas de partículas durante a injeção com o NLK, a redução do tamanho horizontal do feixe proveniente do TET resultou em aumento da margem entre o feixe injetado e os limites da abertura dinâmica horizontal.

Simulações da envoltória do feixe possibilitaram a determinação de condições adiabáticas e o impacto dos efeitos de radiação na qualidade da TET a ser efetuada, determinando que uma troca com  $S$  no intervalo  $0.5 < S < 4$  possuiria uma qualidade satisfatória. Com base nesta análise e nos resultados da medição do coeficiente de acoplamento residual do *booster*, foi possível estimar que uma troca com  $t_c$  no intervalo  $0,6 \text{ ms} < t_c < 4 \text{ ms}$  possuiria uma qualidade  $R > 80 \%$ .

A implementação da TET foi realizada alterando a força dos quadrupolos defocalizadores no final da rampa, de maneira que o ponto de trabalho cruzasse a ressonância de diferença de sintonias. Como resultado, medições realizadas na primeira tela YAG da linha de transporte BTS mostraram uma redução do tamanho horizontal do feixe por um fator de  $\approx 1,5$ . O comportamento das emitâncias durante a TET foram estimadas utilizando as medidas de tamanho de feixe e os valores nominais para as funções ópticas da linha de transporte, a estimativa sugere uma qualidade de troca de cerca de 70(10) %.

A implementação do TET aumentou a eficiência de injeção média no anel de armazenamento de 86 % para 96 %, para o caso em que o sistema de injeção está otimizado. Após o TET, também foi observado maior robustez da eficiência de injeção contra perturbações e desvios nas condições de injeção, comportamento que está sob investigação e será tema de novos estudos da FAC.



## Referências

- AIBA, M.; KALLESTRUP, J. Theory of emittance exchange through coupling resonance crossing. *Physical Review Accelerators and Beams*, American Physical Society, v. 23, n. 4, p. 44003, 2020. ISSN 24699888. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.044003>>. Citado na página 45.
- CARLI, C.; GIOVANNONZI, M.; CYVOCT, G. Emittance Exchange By Crossing a Coupling Resonance. In: *Proceedings of EPAC 2002*. Paris, France: [s.n.], 2002. p. 1157–1159. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/558878>>. Citado na página 44.
- CARMIGNANI, N. et al. Operation of the ESRF Booster with the New EBS Storage Ring. *Proceedings of IPAC2021*, p. 221–224, 2021. Citado na página 42.
- COURANT, E.; SNYDER, H. Theory of the Alternating-Gradient Synchrotron. *Annals of Physics*, v. 3, p. 1–48, 1958. Citado na página 34.
- FRANCHI, A.; MÉTRAL, E.; TOMÁS, R. Emittance sharing and exchange driven by linear betatron coupling in circular accelerators. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, v. 10, n. 6, p. 6 2007. ISSN 10984402. Citado na página 45.
- GUIGNARD, G. *Beam blow-up and luminosity reduction due to linear coupling*. Geneva, Switzerland, 1977. Citado na página 43.
- GUIGNARD, G. Betatron coupling and related impact of radiation. *Physical Review E*, v. 51, n. 6, p. 6104–6118, 1995. Citado 2 vezes nas páginas 37 e 38.
- HUANG, X. *Beam-based Correction and Optimization for Accelerators*. 1. ed. [S.l.]: CRC Press, 2020. v. 1. ISSN 17518113. ISBN 9772081415. Citado 3 vezes nas páginas 13, 32 e 33.
- KALANTARI, B.; SCHLOTT, V.; KORHONEN, T. Bunch Pattern Control in Top-Up Mode at the Swiss Light Source. *Proceedings of EPAC*, n. October 2015, p. 2885–2887, 2004. Disponível em: <<http://accelconf.web.cern.ch/Accelconf/e04/PAPERS/THPLT186.PDF>>. Citado na página 29.
- KALLESTRUP, J.; AIBA, M. Emittance exchange in electron booster synchrotron by coupling resonance crossing. *Physical Review Accelerators and Beams*, American Physical Society, v. 23, n. 2, p. 2 2020. ISSN 24699888. Citado 4 vezes nas páginas 45, 46, 50 e 52.
- KALLESTRUP, J.; AIBA, M. Improvements to the SLS booster synchrotron performance towards SLS 2.0. *Proceedings of IPAC2021*, p. 103–106, 2021. Citado na página 42.
- KAMP, T. van de et al. Insect Imaging at the ANKA Synchrotron Radiation Facility. *Entomologie heute*, v. 25, n. June 2014, p. 147–160, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 25.
- KUSKE, P.; KRAMER, F. Transverse emittance exchange for improved injection efficiency. *IPAC 2016 - Proceedings of the 7th International Particle Accelerator Conference*, p. 2028–2031, 2016. Citado na página 42.

LIU, L. et al. Status of SIRIUS operation. In: *13th Int. Particle Acc. Conf.* Bangkok, Thailand: JACoW Publishing, 2022. p. 2–5. ISBN 9783954502271. Citado na página 30.

LIU, L.; MUKAI, A. H. C.; RESENDE, X. R. *SIRIUS Wiki*. 2016. Disponível em: <<https://wiki-sirius.lnls.br/>>. Citado 3 vezes nas páginas 13, 28 e 40.

LIU, L. et al. Injection dynamics for Sirius using a nonlinear kicker. *IPAC 2016 - Proceedings of the 7th International Particle Accelerator Conference*, p. 3406–3408, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 39 e 40.

MARQUES, S. R. Beam diagnostics systems for SIRIUS light source. *Proceedings of the 6th International Beam Instrumentation Conference, IBIC 2017*, p. 89–93, 2017. Citado na página 50.

OHKUMA, H. Top-up operation in light sources. *EPAC 2008 - Contributions to the Proceedings*, p. 36–40, 2008. Citado na página 29.

OHMI, K.; HIRATA, K.; OIDE, K. From the beam-envelope matrix to synchrotron-radiation integrals. *Physical Review E*, v. 49, n. 1, p. 751–765, 1994. ISSN 1063651X. Citado na página 46.

PONT, M. et al. Top-up operation at ALBA synchrotron light source. In: *IPAC 2014: Proceedings of the 5th International Particle Accelerator Conference*. [S.l.: s.n.], 2014. p. 301–303. ISBN 9783954501328. Citado na página 29.

QUENTINO, J. V.; ALVES, M. B.; SÁ, F. H. D. Emittance Exchange At SIRIUS Booster for Storage Ring Injection Improvement. In: *13th Int. Particle Acc. Conf.* Bangkok, Thailand: JACoW Publishing, 2022. p. 2–5. ISBN 9783954502271. Citado 3 vezes nas páginas 17, 23 e 48.

RESENDE, X. R. et al. SIRIUS Injection Optimization. In: *13th Int. Particle Acc. Conf.* Bangkok, Thailand: JACoW Publishing, 2022. p. 2672–2674. ISBN 9783954502271. Citado 4 vezes nas páginas 17, 30, 41 e 53.

SÁ, F. H. de; LIU, L.; RESENDE, X. R. Optimization of nonlinear dynamics for Sirius. *IPAC 2016 - Proceedings of the 7th International Particle Accelerator Conference*, p. 3409–3412, 2016. Citado na página 40.

SÁ, F. H. de et al. A new booster synchrotron for the Sirius project. *IPAC 2014: Proceedings of the 5th International Particle Accelerator Conference*, p. 1959–1961, 2014. Citado na página 39.

SÁ, F. H. de et al. *Pyaccel. A Python module for beam dynamics tracking and optics calculations in particle accelerators*. 2022. Disponível em: <<https://github.com/lnls-fac/pyaccel>>. Citado na página 47.

SANDS, M. The Physics of Electron Storage Rings - An Introduction. *Slac-121 Uc-28 (Acc)*, v. 28, p. 172, 1970. ISSN 1330-0652. Citado 5 vezes nas páginas 31, 33, 34, 35 e 36.

S.Y. Lee. *Accelerator Physics*. 4. ed. Singapore: World Scientific Publishing, 2018. ISBN 978-981-3274-69-3. Disponível em: <<https://www.worldscientific.com/worldscibooks/10.1142/111111>>. Citado 3 vezes nas páginas 31, 34 e 37.

WIEDEMANN, H. *Particle Accelerator Physics*. 3. ed. Springer, 2007. 1–948 p. Disponível em: <papers2://publication/uuid/DE5EAA15-367B-4191-90D9-B17E4DA85CEA>. Citado 4 vezes nas páginas 24, 26, 31 e 36.

ZANETTE, D. H. Energy exchange between coupled mechanical oscillators: linear regimes. *Journal of Physics Communications*, IOP Publishing, v. 2, n. 9, p. 095015, 2018. Citado na página 44.

ZENER, C. Non-adiabatic crossing of energy levels. *Proc. Roy. Soc. A*, v. 33, n. 1929, p. 696–702, 1932. Citado na página 45.