



Laboratório Nacional de Luz Síncrotron

Operado pela ABTLuS para o CNPq / Ministério da Ciência e Tecnologia

RELATÓRIO FINAL DE BOLSISTA

PROJETO

**Caracterização e Otimização do
Experimento para Determinação da
Óptica do Anel de Armazenamento
do LCLS**

RODRIGO LAIOLA GUIMARÃES

Engenharia de Computação

Universidade Federal do Espírito Santo - Brasil

ORIENTADORES

Dra. Liu Lin

Dr. Ruy H. A. Farias

Campinas

Janeiro e Fevereiro de 2003



LABORATÓRIO NACIONAL DE LUZ SÍNCROTRON
12º PROGRAMA BOLSAS DE VERÃO

Caracterização e Otimização do
Experimento para Determinação da
Óptica do Anel de Armazenamento
do LNLS

RODRIGO LAIOLA GUIMARÃES

Relatório Final do projeto de pesquisa científica realizado no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) durante o 12º Programa Bolsas de Verão, sob orientação da Dra. Liu Lin e do Dr. Ruy H. A. Farias.

CAMPINAS

2003

**LABORATÓRIO NACIONAL DE LUZ SÍNCROTRON
12º PROGRAMA BOLSAS DE VERÃO**

**Caracterização e Otimização do
Experimento para Determinação da
Óptica do Anel de Armazenamento
do LNLS**

RODRIGO LAIOLA GUIMARÃES

COMISSÃO EXEMINADORA

Campinas, _____ de _____ de 2003

Dedico este trabalho a todos àqueles que acreditam que a ousadia e o erro são caminhos para as grandes realizações.

AGRADECIMENTO

Agradeço a minha família pelo incentivo e pela compreensão durante toda minha vida e trajetória acadêmica.

Expresso meu agradecimento aos meus estimados professores da Universidade Federal do Espírito Santo pela ajuda nesta caminhada.

Minha sincera gratidão e admiração pelos meus orientadores Liu Lin e Ruy Farias, por sua tamanha dedicação e incessante esforço em me ajudar durante o desenvolvimento deste projeto de pesquisa científica.

Agradeço a diretoria e a todos os funcionários do LNLS pela compreensão e pela boa convivência que tivemos nestes 2 (dois) meses. Expresso minha sincera admiração e respeito por todos que sempre tiveram interesse e paciência em me ajudar. No grupo de Física de Aceleradores, em especial a Ximenes e Lúcia por sempre estarem dispostos a solucionar minhas dúvidas.

Agradeço aos outros bolsistas de verão (brasileiros e latino-americanos), que durante este período de convivência sempre estiveram ao meu lado, e juntos, pudemos desfrutar de inúmeros momentos de saudável confraternização. Tenho a certeza que estas amizades perpetuarão.

Acima de tudo e todos, agradeço a Deus por sempre ter iluminado meu caminho.

SUMÁRIO

RESUMO	6
1. INTRODUÇÃO	7
1.1. OBJETIVOS	7
1.2. RELEVÂNCIA DO TRABALHO	8
2. MARCO TEÓRICO	9
2.1. COORDENADAS DO MOVIMENTO	9
2.2. O CAMPO GUIA.....	10
2.3. EQUAÇÕES DE MOVIMENTO	12
2.4. OSCILAÇÕES BÉTATRON.....	15
2.5. OSCILAÇÕES SÍNCROTRON	20
3. PROJETO	24
3.1. DETERMINAÇÃO DO KICK MÁXIMO	24
3.2. EXPERIMENTO	25
3.3. ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS	26
4. CONCLUSÃO	39
ANEXO A – MATRIZES DE TRANSFERÊNCIA	41
ANEXO B – EXEMPLO DO ARQUIVO DA REDE MAGNÉTICA	45

RESUMO

Neste trabalho a caracterização e a otimização da medida da matriz de correção de órbita para a determinação da óptica do anel de armazenamento do LNLS são investigadas. É realizado um estudo dos conceitos físicos envolvidos e das características desse anel. Com o uso de corretoras, pequenas perturbações são criadas nas trajetórias dos elétrons do feixe, e os monitores de posição são utilizados para medida desses distúrbios. Durante o processo avaliamos a repetibilidade das medidas com e sem ciclagem das corretoras para um mesmo feixe, a sensibilidade à variação da força de um par de quadropólos, a linearidade da rede magnética e a repetibilidade da máquina de injeção para injeção. Com base nas medidas realizadas futuramente será utilizada uma ferramenta para a determinação dos parâmetros da rede magnética. Estudos preliminares [1] e os resultados das simulações mostram que a determinação destes parâmetros levam ao melhoramento da simetria do anel, assim como a uma maior eficiência de injeção e a um maior tempo de vida do feixe de elétrons armazenados.

1. INTRODUÇÃO

O anel de armazenamento de elétrons do LNLS é a fonte de luz síncrotron utilizada pelos pesquisadores nas diversas linhas de luz. Esta luz é gerada por um feixe de elétrons ultra-relativísticos com $E=1,37\text{GeV}$ ao passar por um campo magnético dipolar que o deflete e o mantém em uma órbita fechada composta por trechos curvos e retos.

O feixe de elétrons é produzido por um canhão eletrostático com energia de 80keV e acelerado por um acelerador linear (LINAC) até 120MeV . Depois disso, o feixe é levado pelas linhas de transmissão até o Síncrotron Injetor (Booster), cuja função consiste em receber este feixe e acelerá-lo de 120MeV até 500MeV para logo injetá-lo com esta energia no anel. Um pequeno pulso de elétrons é então injetado dentro da câmara de vácuo do anel e passa a sofrer ação de um campo magnético guia, gerado pelos elementos da rede magnética, que define uma órbita de projeto mais ou menos circular.

Por sua vez, o campo guia (criado pelos vários elementos da rede magnética) tem propriedades focalizadoras, as quais guiam todos os elétrons por uma órbita de projeto (ideal) e faz com que os mesmos executem movimentos (oscilações) em relação a esta órbita fechada.

Dentro do anel de armazenamento, a energia do feixe de elétrons é elevada de 500MeV para $1,37\text{GeV}$ pela *Cavidade de RF*, a qual possui um campo elétrico oscilante que dependendo da fase com que os elétrons de um pacote chegam, os acelera mais ou menos.

1.1. Objetivos

Caracterização e otimização do experimento de medida da matriz de correção de órbita para obtenção da óptica do anel de armazenamento do LNLS. Futuramente, determinar as funções de focalização e demais parâmetros dos elementos que compõem a rede magnética desse anel lançando mão de uma ferramenta de minimização [2].

1.2. Relevância do Trabalho

Tendo em vista que o comportamento do feixe de elétrons depende dos elementos da rede magnética, é relevante o interesse em determinarmos com precisão a óptica do anel de armazenamento do LNLS. A medida precisa dos parâmetros ópticos nos permite restaurar a simetria da máquina, o que traz como consequência o aumento da aceitância do anel e os respectivos aumentos na eficiência de injeção e tempo de vida dos elétrons.

2. MARCO TEÓRICO

Neste capítulo discutiremos alguns conceitos importantes para o entendimento deste projeto.

2.1. Coordenadas do Movimento

Os elétrons são mantidos no anel de armazenamento pelas forças do campo magnético guia. Os eletroímãs que produzem este campo, estão dispostos ao longo do anel e quando suas correntes são ajustadas para um conjunto particular de valores convenientes, definem uma órbita ideal. Esta órbita é geralmente uma curva fechada suave, podendo ser perfeitamente circular ou circular com trechos retos.

Um elétron ideal, com uma *energia nominal* E_0 , quando corretamente injetado em um anel, irá se mover para sempre ao longo da órbita ideal. Em contra partida, todos os outros elétrons armazenados, são forçados pelo campo guia a se mover em trajetórias quase periódicas e estáveis na vizinhança desta órbita. O tratamento aqui descrito será limitado a chamada aproximação linear, visto que a magnitude das trajetórias descritas pelos elétrons é muito menor que o raio de curvatura do anel, e considerando variações do campo magnético guia na vizinhança da órbita ideal, somente os termos lineares são levados em conta. Além disso, só estão sendo considerados elétrons de energia constante, ignorando os efeitos de perda por radiação e campos aceleradores.

Na maioria dos anéis de armazenamento, a órbita ideal é definida sobre um plano, e isso simplifica a análise em questão. No nosso caso, adotaremos o plano horizontal, e é conveniente definirmos um sistema de coordenadas para descrever os movimentos dos elétrons.

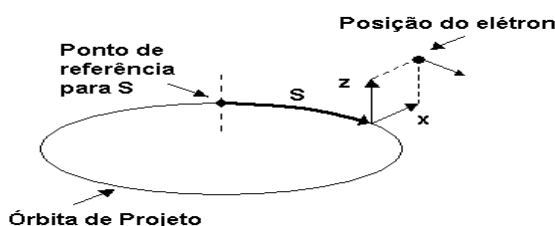


FIGURA 1 – Descrição do sistema de coordenadas

A posição instantânea de um elétron é especificada pela tripla (s, x, z) , onde s : define a distância entre uma referência e um ponto da órbita ideal no qual projetamos o elétron. Também conhecida como coordenada azimutal.

x : esta coordenada define a distância radial entre um elétron e a órbita ideal. É sempre perpendicular a tangente em cada ponto da órbita na direção radial.

z : é a distância vertical entre o elétron e o plano horizontal definido pela órbita ideal. É sempre perpendicular a tangente em cada ponto da órbita na direção vertical.

Pelo fato da órbita de projeto ser uma curva fechada, a coordenada azimutal s é cíclica. Isto quer dizer que, se o comprimento do anel é L , a cada volta, a posição espacial se repete.

2.2. O Campo Guia

O campo guia é estático e constante no tempo. Pelo fato do movimento do elétron ser determinado pelo valor do campo magnético $B(s)$ em cada ponto da trajetória, este campo pode ser totalmente caracterizado por duas quantidades: a magnitude do campo e o gradiente horizontal:

$$\begin{cases} B_0(s) \\ \left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)_{x=0} \end{cases} . \quad (1)$$

O campo B_0 é responsável por produzir a curvatura da órbita, enquanto o gradiente $\partial B/\partial x$ dá origem as forças de focalização que proporcionam estabilidade frente aos pequenos desvios em relação a órbita ideal. Lançando mão da aproximação linear, as componentes do campo atuando sobre um elétron podem ser expressas como:

$$B_z(s, x, z) = B_0(s) + \left(\frac{\partial B}{\partial x}\right) x; \quad (2)$$

$$B_x(s, x, z) = \left(\frac{\partial B}{\partial x}\right) z. \quad (3)$$

Através das equações de Maxwell, e impondo que este é um campo com simetria em relação ao plano da órbita ideal, obtemos que $\partial B_x / \partial z = \partial B_z / \partial x$.

Os anéis de armazenamento são projetados para operar com uma determinada faixa de energia eletrônica. É conveniente trabalhar com funções do campo que não dependam da energia do elétron, de modo que o projeto e a modelagem do anel sejam independentes deste parâmetro. Assim, estas funções podem ser definidas como:

$$G(s) = \frac{ecB_0(s)}{E_0}; \quad (4)$$

$$K_1(s) = \frac{ec}{E_0} \left(\frac{\partial B}{\partial x} \right), \quad (5)$$

onde E_0 é a energia nominal do elétron ideal, c é a velocidade da luz e e é a carga eletrônica.

Estas funções tem um significado físico pois, para elétrons ultra-relativísticos, $E = cp$, e por tanto $G(s)$ – *função de curvatura* – é somente o inverso do raio de curvatura ρ_s de elétrons de energia nominal em $x=0$ e $z=0$ e $K_1(s)$ é a taxa de variação do inverso deste raio com o deslocamento radial:

$$G(s) = \frac{1}{\rho_s}; \quad (6)$$

$$K_1 = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho_s} \right). \quad (7)$$

As funções $G(s)$ e $K_1(s)$ podem ser bem gerais, porém devem satisfazer as seguintes condições:

- $G(s)$ deve definir uma órbita fechada. A mudança na direção da tangente em um intervalo azimutal ds é¹:

$$-d\theta_0 = \frac{ds}{\rho_s} = G(s)ds \quad (8)$$

e $G(s)$ satisfaz:

¹ O sinal menos aparece porque a direção de propagação é contrária a convenção utilizada para medir ângulos positivos.

$$\int_0^L G(s) ds = \int_0^L \frac{ds}{\rho_0} = 2\pi. \quad (9)$$

- Como a coordenada azimutal é cíclica, $G(s)$ e K_1 são funções periódicas de s , com o mesmo valor depois de uma revolução:

$$\begin{cases} G(s+L) = G(s) \\ K_1(s+L) = K_1(s). \end{cases} \quad (10)$$

Anéis de armazenamento como o do LNS são isomagnéticos: possuem o mesmo raio de curvatura em todos os ímãs dipolares e segmentos retos entre eles. Sendo assim, $G(s)$ assume somente os valores $1/\rho_s$ nos dipolos e 0 nos outros trechos.

Embora aceleradores e anéis de armazenamento sejam freqüentemente construídos com ímãs de curvatura, os quais também possuem gradientes radiais, é comum projetar campos guias com funções separadas, nos quais as funções focalizantes e as funções de curvatura estão presentes em diferentes elementos magnéticos (dipolos responsáveis pela curvatura da órbita e quadrupólos responsáveis pela focalização).

2.3. Equações de Movimento

Para escrever as equações de movimento que expressam a dinâmica de um elétron em um anel de armazenamento utilizaremos a aproximação linear que consiste em tomar apenas termos de primeira ordem de x e z . No lugar do tempo como variável independente é mais vantajoso utilizarmos a coordenada azimutal s , visto que, para elétrons ultra-relativísticos, $s=ct$. Além disso, vamos considerar que este elétron possui uma energia próxima, mas não necessariamente igual a energia de projeto. Para isso, devemos descrever o desvio de energia ε em termos da energia de um elétron E e da energia de projeto E_0 :

$$\varepsilon = E - E_0. \quad (11)$$

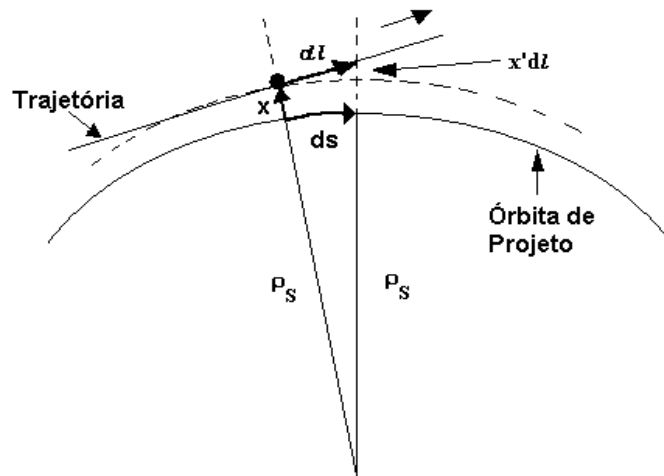


FIGURA 2 – Trajetória de um elétron com energia diferente de E_0

Considerando que θ_0 é o ângulo entre a tangente a órbita ideal e alguma direção de referência arbitrária e, θ o ângulo entre a trajetória com a mesma direção de referência, temos que $x' = \theta - \theta_0$. Assim, derivando x' e utilizando a equação (8),

$$x'' = \frac{d(\theta - \theta_0)}{ds} = \frac{d\theta}{ds} - \frac{d\theta_0}{ds} = \frac{d\theta}{ds} + G(s). \quad (12)$$

Sendo o raio de curvatura de um elétron

$$\rho = \frac{E}{ecB}, \quad (13)$$

temos que,

$$d\theta = -\frac{dl}{\rho} = -\frac{ecB}{E} dl. \quad (14)$$

Por simples manipulação trigonométrica, obtemos que

$$dl = \frac{\rho_s + x}{\rho_s} ds = \left(1 + \frac{x}{\rho_s}\right) ds = (1 + Gx) ds \quad (15)$$

e utilizando a aproximação de primeira ordem para o campo magnético:

$$B = B_0 + \frac{\partial B}{\partial x} x = \frac{E_0}{ec} (G + K_1 x). \quad (16)$$

Lançando mão das equações (15) e (16), e tomando somente os termos de primeira ordem,

$$d\theta = -\frac{ec E_0}{E ec} (G + K_1 x)(1 + Gx) ds,$$

$$d\theta = \left\{ -G - (G^2 + K_1)x + G \left(\frac{\varepsilon}{E_0} \right) \right\} ds. \quad (17)$$

Finalmente, substituindo a equação (17) em (12), obtemos que o movimento em x é dado por

$$x'' = -(G^2 + K_1)x + G \left(\frac{\varepsilon}{E_0} \right). \quad (18)$$

Analogamente, encontramos a equação correspondente para o movimento na direção vertical que é:

$$z'' = K_1 z. \quad (19)$$

Como podemos notar pelas equações (18) e (19), os movimentos em x e z são independentes, e isto é devido a aproximação linear que utilizamos.

Para padronização destas equações, temos que

$$x'' = K_x(s)x + G(s) \left(\frac{\varepsilon}{E_0} \right), \quad (20)$$

$$z'' = K_z(s)z, \quad (21)$$

onde

$$K_x(s) = -G^2(s) - K_1(s) \quad (22)$$

$$K_z(s) = +K_1(s). \quad (23)$$

As equações de movimento em x e em z resultam bastante conhecidas no contexto da teoria de equações diferenciais da física matemática. A equação em z é similar a equação de um oscilador harmônico com força restauradora variável, enquanto a equação em x apresenta um termo adicional na homogênea, e este atua como uma perturbação ao sistema. Como este termo é bastante conhecido, convém separar o movimento radial em duas componentes: uma curva fechada que está de acordo com a órbita ideal de um elétron com energia $E = E_0 + \varepsilon$, e uma oscilação transversal ao redor desta órbita, de tal modo que:

$$x = x_\varepsilon + x_\beta \quad (24)$$

e a equação (20) é satisfeita se ambas as equações são verdadeiras:

$$x_{\varepsilon}'' = K_x(s)x_{\varepsilon} + G(s)\left(\frac{\varepsilon}{E_0}\right), \quad (25)$$

$$x_{\beta}'' = K_x(s)x_{\beta}. \quad (26)$$

Sendo o deslocamento x_{ε} proporcional a diferença de energia ε , temos que

$$x_{\varepsilon} = \eta(s)\frac{\varepsilon}{E_0}, \quad (27)$$

onde $\eta(s)$ satisfaz a equação

$$\eta'' = K_x(s)\eta + G(s) \quad (28)$$

e o deslocamento total da órbita ideal pode ser escrito como

$$x = \eta(s)\frac{\varepsilon}{E_0} + x_{\beta}. \quad (29)$$

A função $\eta(s)$ é conhecida como função “off-energy” ou função de dispersão.

2.4. Oscilações Bétatron

As equações (21) e (26) – embora $K_z(s)$ e $K_x(s)$ sejam geralmente distintos – são da forma

$$x'' = K(s)x, \quad (30)$$

e descrevem os movimentos vertical e radial que são conhecidos como *oscilações bétatron*. Estas oscilações consistem em pequenos desvios em relação a órbita ideal como fruto do efeito focalizador dos quadropólos.

A função de focalização K é uma função prescrita – o projeto do anel de armazenamento especifica seu valor para cada posição azimutal. Se uma coordenada e sua derivada 1ª (x e x') de um elétron são dadas em uma determinada posição azimutal, seu movimento subsequente pode ser determinado. Resolvendo a equação (30), encontramos que

$$\begin{cases} K > 0: & x = a \cos(\sqrt{K}s + b) \\ K = 0: & x = as + b \\ K < 0: & x = a \cosh(\sqrt{-K}s + b) \end{cases}, \quad (31)$$

onde a e b são constantes em cada segmento do anel e podem ser obtidas a partir das condições iniciais. Como K é uma função finita para todo s , as variáveis x e x' devem ser contínuas, em particular na fronteira entre os segmentos da máquina.

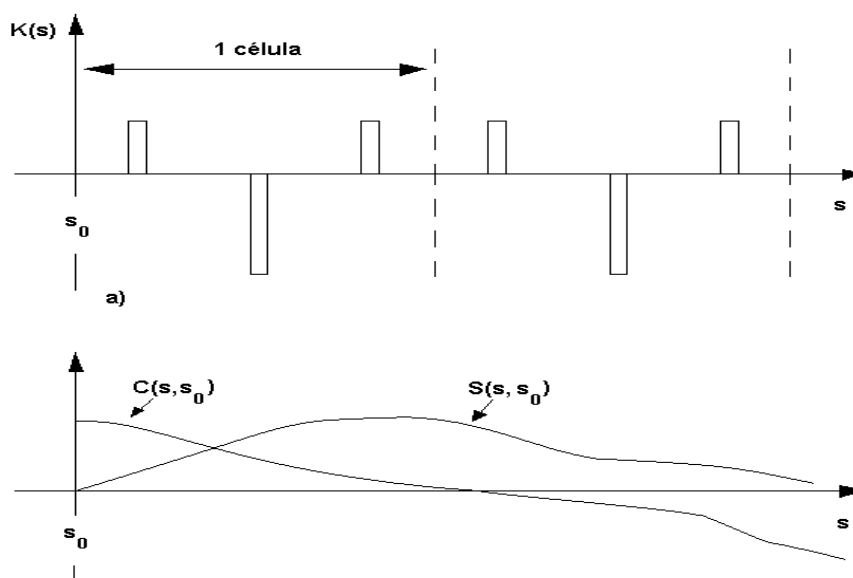


FIGURA 3 – Função de focalização $K(s)$ e duas trajetórias: “quase-cosseno” e “quase-seno”

Entre as possíveis trajetórias que um elétron pode executar, podemos obter 2 (duas) de particular importância: a trajetória “quase-cosseno” $C(s)$, com $C(s_0)=1$ e $C'(s_0)=0$, e a trajetória “quase-seno” $S(s)$, com $S(s_0)=0$ e $S'(s_0)=1$. Estas duas funções são linearmente independentes e portanto, qualquer solução da equação (30) pode ser escrita como combinação linear destas soluções:

$$\begin{cases} x(s) = C(s, s_0)x_0 + S(s, s_0)x'_0 \\ x'(s) = C'(s, s_0)x_0 + S'(s, s_0)x'_0 \end{cases}, \quad (32)$$

onde x_0 e x'_0 são os valores de x e x' em $s = s_0$.

Na forma matricial, esta combinação linear pode ser expressa como uma matriz de transferência $M(s, s_0)$ na forma:

$$M(s, s_0) = \begin{pmatrix} C(s, s_0) & S(s, s_0) \\ C'(s, s_0) & S'(s, s_0) \end{pmatrix}, \quad (33)$$

tal que,

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = M(s, s_0) \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}. \quad (34)$$

A matriz de transferência para qualquer intervalo s pode ser facilmente obtida em termos das matrizes de transferência dos subintervalos de s :

$$M(s_n, s_0) = M(s_n, s_{n-1}) \dots M(s_1, s_0). \quad (35)$$

Para um segmento $(s_1, s_1 + l)$ com K constante, as matrizes de transferência são dadas por:

$$\left\{ \begin{array}{l} K > 0: \\ K = 0: \\ K < 0: \end{array} \right. \quad M(s_2, s_1) = \begin{cases} \begin{bmatrix} \cos \sqrt{K}l & \frac{1}{\sqrt{K}} \sin \sqrt{K}l \\ -\sqrt{K} \sin \sqrt{K}l & \cos \sqrt{K}l \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} \cosh \sqrt{-K}l & \frac{1}{\sqrt{-K}} \sinh \sqrt{-K}l \\ \sqrt{-K} \sinh \sqrt{-K}l & \cosh \sqrt{-K}l \end{bmatrix} \end{cases}$$

A matriz de transferência como ferramenta matemática é bastante útil na hora de projetar o anel e estudar as trajetórias individuais de distintas partículas. De fato, as simulações deste projeto se realizaram usando este formalismo. Para outro tipo de estudos, existe outro formalismo que pode resultar mais adequado: a descrição pseudoharmônica. Neste formalismo, a solução mais geral da equação (30) pode ser escrita como:

$$x(s) = a \zeta(s) \cos(\varphi(s) - \delta), \quad (36)$$

onde $\varphi(s)$ e $\zeta(s)$ são funções especiais e, a e δ são constantes dadas pelas condições iniciais que determinam uma trajetória particular. Se definirmos $\zeta(s)$ como uma função analítica e positiva que satisfaz

$$\zeta'' = K(s)\zeta + \frac{1}{\zeta^3} \quad (37)$$

e além disso, se definirmos $\varphi(s)$ como:

$$\varphi(s) = \int_0^s \frac{d\bar{s}}{\zeta^2(\bar{s})}, \quad (38)$$

tal que:

$$\varphi'(s) = \frac{1}{\zeta^2}, \quad (39)$$

encontramos por simples substituição que $x(s)$ na equação (36) satisfaz a equação diferencial (30). Na realidade, se costuma trabalhar com $\beta(s) = \zeta^2(s)$, de modo que

$$x(s) = a\sqrt{\beta(s)} \cos(\varphi(s) - \delta); \quad (40)$$

$$\varphi(s) = \int_0^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})}. \quad (41)$$

Esta função $\beta(s)$ é conhecida como função betatron e está univocamente determinada pelas propriedades do anel. Existem duas funções betatron: $\beta_x(s)$ e $\beta_z(s)$, uma para cada coordenada do movimento.

As funções betatron são sempre positivas, em geral senoidais e não mapeadas em valores muito distantes de seu valor médio. A função betatron tem um papel muito importante, pois pode-se observar pela equação (40) que $a\beta^{1/2}(s)$ define um envelope no qual os elétrons devem estar. Portanto, é uma medida da capacidade do anel de focalizar o feixe de elétrons.

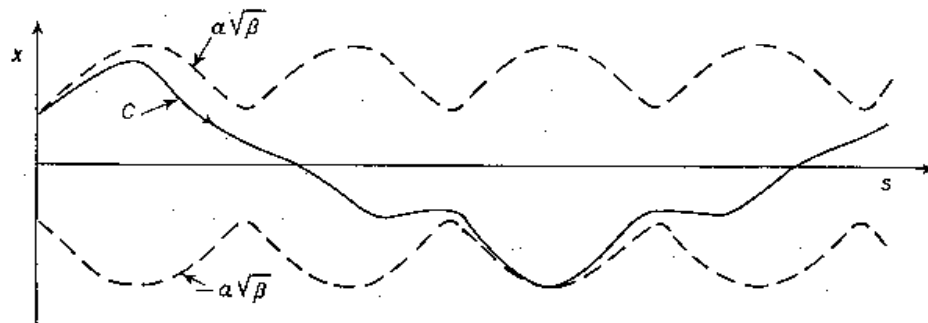


FIGURA 4 – Trajetória “quase-cosseno” para $s=0$

De acordo com a equação (41), depois de dar uma volta, o avanço de fase do elétron é

$$\Delta\varphi = \int_{s_0}^{s_0+L} \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})}. \quad (42)$$

Porém, devido ao fato da função $\beta(s)$ ser periódica, esta integral tem o mesmo valor para qualquer s que tomamos como referência, e portanto, é uma constante do movimento. Essa constante chamamos de número betatron:

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \int_s^{s+L} \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} = \frac{1}{2\pi} \int_0^L \frac{ds}{\beta(s)} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta(s)}. \quad (43)$$

Se conhecemos a coordenada azimutal inicial s_0 , temos que a fase após j revoluções é dada por:

$$\varphi(s) = (2\pi\nu)j + \varphi_0. \quad (44)$$

Considerando o tempo de cada revolução constante, dado por L/c , podemos escrever que o tempo t_j da j -ésima revolução é

$$t_j = \frac{L}{c} j \quad (45)$$

ou que

$$2\pi j = \omega_r t_j. \quad (46)$$

Assim, para um s fixado, podemos escrever que

$$x_s(t_j) = a\sqrt{\beta(s)} \cos(\nu\omega_r t_j + \varphi_{s_0}), \quad (47)$$

onde $\nu\omega_r$ é a frequência betatron.

Fisicamente, o número betatron indica a quantidade de oscilações betatron que um elétron no anel realiza a cada revolução. Este parâmetro da máquina é bastante importante, visto que é possível saber quais ressonâncias são indesejáveis, pois implicam em perda de corrente. Algumas das ressonâncias mais importantes são ν inteiro e ν semi-inteiro.

$$m\nu_x + n\nu_z = r \quad (48)$$

com m , n e r inteiros.

Na maioria dos anéis de armazenamento, o valor da sintonia (tune ou ν) encontra-se entre 2 (dois) e 6 (seis).

Através deste estudo podemos notar que o comportamento do feixe de elétrons é extremamente dependente das funções de focalização dos elementos da rede magnética. Isso demonstra a importância de estarmos buscando entender melhor a óptica de um anel de armazenamento.

2.5. Oscilações Síncrotron

Nas seções precedentes, foram discutidas as trajetórias em um anel de armazenamento de elétrons com a energia nominal E_0 – que é a energia de projeto para uma dada configuração das correntes nos eletroímãs. Entretanto, nem todos os elétrons armazenados têm a mesma energia ideal. Em geral, a energia E de um elétron armazenado difere da energia nominal. Isto se deve ao fato de que a cada volta no anel, os elétrons estão perdendo uma parcela de sua energia por emissão de radiação síncrotron e estão ganhando mais ou menos energia dependendo do momento em que passam pela *Cavidade de RF*. Essas oscilações em energia provocam oscilações longitudinais conhecidas como *oscilações síncrotron*.

Da equação (24) temos que o deslocamento total x pode ser dividido em duas componentes: uma dependente das oscilações bétatron (x_β) e outra dependente da energia do elétron (x_ε).

De acordo com a equação (27), temos que o deslocamento x_ε pode ser escrito como

$$x_\varepsilon = \eta(s) \frac{\varepsilon}{E_0}, \quad (49)$$

onde $\eta(s)$ é função da coordenada azimutal s . Um elétron dispersivo que não executa oscilações bétatron, percorre uma órbita fechada cujo deslocamento da órbita ideal é proporcional a ε/E_0 . O fator de proporcionalidade é dado pela função de dispersão $\eta(s)$, a qual é característica da configuração do campo guia.

Temos que, $\eta(s)$ deve ser periódica em s com período L . Além disso, deve satisfazer a equação (28)

$$\eta'' = K_x(s)\eta + G(s). \quad (50)$$

Em uma seção sem campo, ambos G e K_x são zero e $\eta(s)$ é um segmento com inclinação constante. Em um quadrupólo, G é zero, K_x é a força do quadrupólo. Em um quadrupólo onde K_x é negativo, $\eta(s)$ toma a forma

$$\eta = a \cos\left(\sqrt{-K_x} s + \vartheta\right). \quad (51)$$

Para K_x positivo, $\eta(s)$ é dado por

$$\eta = a \exp\left(\sqrt{K_x} s + \mathcal{G}\right). \quad (52)$$

Uma importante consequência do desvio de energia está associado a mudança no tamanho da circunferência da órbita fechada. Como visto anteriormente, o movimento de um elétron de s para $s+ds$ com um deslocamento x da órbita de projeto, tem um caminho dl diferente de ds por uma quantidade que depende do raio de curvatura local. Da equação (15) temos que

$$dl = (1 + Gx)ds. \quad (53)$$

Estamos considerando que as oscilações betatron em uma revolução, não produzem elementos de 1ª ordem que influem na mudança de tamanho da trajetória de um elétron.

O deslocamento x_ε de uma órbita dispersiva faz com que haja uma mudança no comprimento da órbita, isto porque para um dado desvio de energia, x_ε tem, geralmente, o mesmo sinal ao longo do anel. Colocando x_ε na equação (53), e integrando em torno do anel, conseguimos para a circunferência l_ε da órbita dispersiva

$$l_\varepsilon = \oint dl = \oint \{1 + G(s)x_\varepsilon(s)\} ds. \quad (54)$$

O primeiro termo da integral representa a integral de ds que é L , o comprimento da órbita de projeto. O segundo termo representa o alongamento devido ao desvio de energia, que iremos chamar de δl_ε . Assim, substituindo a equação (49) em (54), temos que

$$\delta l_\varepsilon = \frac{\varepsilon}{E_0} \oint G(s)\eta(s) ds. \quad (55)$$

A mudança no comprimento da órbita é proporcional ao desvio relativo de energia ε/E_0 , com uma constante de proporcionalidade – a integral definida – a qual pode ser obtida de propriedades conhecidas da rede magnética.

É conveniente definir o parâmetro adimensional α , o qual chamamos de *fator de dilatação* ou *compactação de momento*, por

$$\frac{\delta l_\varepsilon}{L} = \alpha \frac{\varepsilon}{E_0}, \quad (56)$$

onde da equação (55),

$$\alpha = \frac{1}{L} \oint G(s)\eta(s)ds. \quad (57)$$

O fator de dilatação α é um número que, como o número betatron ν , é uma característica do campo guia. É um parâmetro crucial para oscilações em energia.

Os elétrons de alta energia que estamos estudando viajam a uma velocidade que é praticamente a velocidade da luz. O tempo requerido para cada revolução em torno do anel de armazenamento é proporcional ao tamanho da trajetória. Em uma órbita dispersiva que corresponde a um desvio ε , a variação δT do período de revolução está para o tempo de revolução T_0 da órbita de projeto, assim como a variação do comprimento da órbita fechada está para o comprimento da órbita de projeto:

$$\frac{\delta T}{T_0} = \frac{\delta l_\varepsilon}{L} = \alpha \frac{\varepsilon}{E_0}. \quad (58)$$

Segundo M. Sands (1984, p.325), para campos práticos, existe uma íntima relação entre a função de dispersão $\eta(s)$ e a função betatron radial β_x que leva a

$$\alpha \approx \frac{1}{\nu_x^2}. \quad (59)$$

Esta simples conexão entre α e ν_x é útil para o entendimento das características gerais de anéis de armazenamento de alta energia. Se consideramos ν_x como a medida da força focal do campo guia, temos que o fator de dilatação decresce com o inverso do quadrado desta força.

Até agora, tínhamos ignorado os efeitos da mudança de energia de um elétron armazenado. Porém, é necessário considerar os processos pelos quais um elétron perde ou ganha energia. A aceleração lateral ao longo das partes curvas da trajetória faz com que elétrons radiem parte de sua energia. Se um elétron continua descrevendo uma trajetória em um anel de armazenamento, essa radiação deve ser compensada por, na média, um ganho de energia igual ao que foi perdido. Esse ganho vem do sistema de radiofrequência do anel – um ou mais eletrodos que produzem, ao longo de partes da órbita, um campo elétrico que repõe a energia de um elétron em movimento. Esse jogo entre a perda de energia por radiação e o ganho por aceleração na cavidade de RF – junto com as propriedades do campo guia – que mantém os elétrons injetados em pacotes circulares, e é responsável por

pequenas oscilações em energia dentro de um pacote. Essas oscilações em energia, além de provocarem deslocamentos em x , também provocam deslocamentos longitudinais – *oscilações síncrotron* – relativos dentro de um pacote a cada volta (M. Sands, 1984, p. 326).

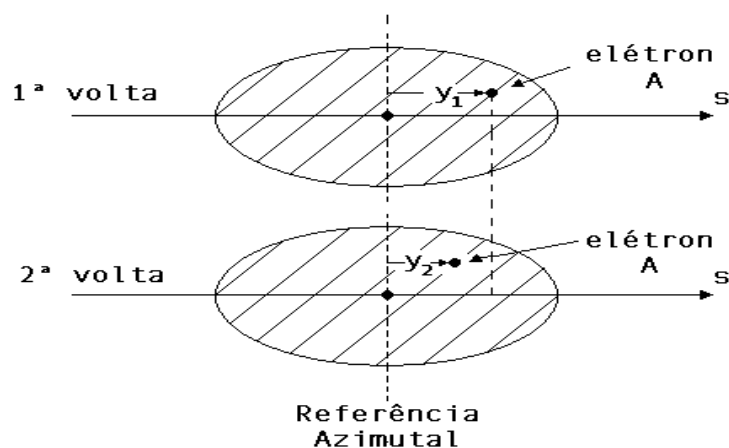


FIGURA 5 – Movimento longitudinal de um elétron dentro de um pacote

Apesar de muito interessante e importante, as oscilações síncrotron (longitudinais) não serão abordadas neste projeto. Aqui, estamos preocupados somente com os efeitos transversais causados pelo desvio de energia ϵ .

3. PROJETO

Neste capítulo discutiremos o projeto proposto, abordando a modelagem e a metodologia adotadas para o desenvolvimento do mesmo.

3.1. Determinação do kick máximo

A primeira fase de estudo para caracterização e otimização do experimento consistiu na elaboração de um programa para o cálculo da máxima perturbação nas corretoras (em mrad) dado o desvio ótimo da órbita ideal (em mm, dentro da região de linearidade dos monitores de posição) e a rede magnética. Este programa foi implementado na linguagem de programação C e utilizou o formalismo de matrizes de transferência para o cálculo dessas máximas perturbações. Nessa representação foi utilizada a aproximação linear, onde foram considerados somente termos de 1ª ordem, e também não foram considerados os efeitos dispersivos ($\eta_x(s)=0$ e $\eta_y(s)=0$) e de acoplamento entre os deslocamentos radiais e verticais.

Sabendo que o deslocamento em uma direção (seja ela radial ou vertical) é proporcional a uma perturbação angular causada por uma corretora [2], podemos escrever que

$$[\Delta x_i] = M^{i,j} [\Delta \theta_j], \quad (60)$$

onde Δx_i é o deslocamento ou variação da órbita no i-ésimo monitor devido a uma perturbação $\Delta \theta$ na j-ésima corretora. A matriz resposta $M^{i,j}$, é o fator de proporcionalidade entre essas duas grandezas e é função dos parâmetros da máquina.

Como estamos interessados na determinação dos $\Delta \theta$ máximos, necessitamos encontrar os termos da matriz resposta $M^{i,j}$, visto que Δx_i é dado. Podemos escrever a equação (60) como

$$[\Delta \theta_j] = \frac{[\Delta x_i]}{M^{i,j}}. \quad (61)$$

Neste formalismo, o termo de interesse da matrix $M^{i,j}$ pode ser obtido [4] da seguinte maneira:

$$C_{12}^{i,j} = \left[R^{ij} (1 - R^{jj})^{-1} \right]_{12} - \frac{\eta_i \eta_j}{\left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right) C}, \quad (62)$$

onde C_{12}^{ij} é termo da primeira linha e segunda coluna da matriz resposta modelo C^{ij} , R_{ij} é a matrix de transferência da corretora j até o monitor de posição (BMP) i , R_{ji} é a matrix de transferência de uma volta completa, η é a dispersão, α a compactação de momento, γ o fator de Lorentz e C a circunferência. Como dissemos anteriormente, a dispersão não foi considerada, e podemos reduzir a equação (62) a

$$C_{12}^{i,j} = \left[R^{ij} (1 - R^{jj})^{-1} \right]_{12}. \quad (63)$$

A determinação das matrizes R_{ij} , e R_{ji} segue a equação (35), onde para cada elemento da rede magnética temos uma matriz de transferência de 1ª ordem distinta [5]. Essas matrizes podem ser encontradas no Anexo A.

Assim, conhecendo os termos C_{12}^{ij} para uma corretora j , podemos calcular seu $\Delta\theta$ correspondente:

$$\Delta\theta_j = \frac{\Delta x_i}{C_{12}^{i,j}}. \quad (64)$$

Os valores de $\Delta\theta$ que produzem uma distorção máxima Δx_{\max} foram analisados para cada família de corretoras: horizontais, verticais e verticais locais. Para cada família foi determinado um único valor de $\Delta\theta$ cujas distorções ficam limitadas a Δx_{\max} para todas as corretoras do grupo.

Além de determinar o $\Delta\theta_{\max}$, o programa implementado também fornece informações sobre a estabilidade da rede e os tunes horizontal e vertical, entre outras. As características da rede magnética, essenciais para a obtenção da matriz C^{ij} , são dadas em um arquivo de entrada. Ver Anexo B.

3.2. Experimento

O experimento de caracterização e otimização da matriz de correção de órbita para determinação da óptica do anel de armazenamento do LCLS consistiu na criação de pequenas perturbações (kicks) pelas corretoras na trajetória dos elétrons

e na coleta de medidas pelos monitores de posição (BMP's). A determinação dos máximos kicks foi feita lançando mão do programa anteriormente descrito, onde utilizamos $\Delta x_i=5\text{mm}$. Com isso, determinamos que os máximos kicks deveriam ser:

$$\begin{cases} \text{Família ACV} \Rightarrow \Delta\theta_{MAX} = 0,320 \text{ mrad} \\ \text{Família ALV} \Rightarrow \Delta\theta_{MAX} = 0,924 \text{ mrad} \\ \text{Família ACH} \Rightarrow \Delta\theta_{MAX} = 0,514 \text{ mrad} \end{cases}$$

Dentre as medidas realizadas analisamos a repetibilidade utilizando o mesmo conjunto de parâmetros tanto para o mesmo feixe como de feixe para feixe. Analisamos também o efeito da ciclagem nas corretoras e dos sextupólos. Antes de cada medida sempre mediamos os tunes, a corrente armazenada e a energia dos elétrons do feixe.

Para a realização dessas medidas foi utilizado o programa DiagMaq², no qual era possível o ajuste do “tempo de espera” entre uma medida e outra, do “tempo de leitura” após a ação da corretora, do número de ciclagens e dos $\Delta\theta$ nas corretoras, entre outros. Segue abaixo a seqüência de experiências realizadas e a análise dos dados.

3.3. Análise dos Dados Experimentais

1º Experimento (04/02/03)

Para a realização das medidas com a gama de possibilidades mencionadas acima, levamos praticamente um dia inteiro. Em todas as medidas, utilizamos no programa DiagMaq um “tempo de espera” de 300ms, um “tempo de leitura” de 200ms e um “número de leituras” igual a 2 (dois)³. Durante todas as medidas. Mantivemos os quadropólos skew⁴ zerados. Abaixo seguem os gráficos e a análise de algumas das medidas realizadas.

² Programa implementado por Lúcia Cabral Jahnel, integrante do grupo de Física de Aceleradores do LNLS. lucia@lnls.br

³ O “número de leituras” é outro parâmetro do programa DiagMaq. A cada leitura o hardware de controle calcula a média de 64 medidas.

⁴ Os quadropólos skew fazem o acoplamento entre as coordenadas radial e vertical.

- **Teste da repetibilidade sem e com ciclagem das corretoras**

As medidas para esta análise foram realizadas com o seguinte conjunto de parâmetros:

Energia: 1,37 GeV A2QD01: -2.3987 m^{-2} $\Delta\theta$ ACH: 0,40 mrad

Corrente: 100,1 mA A2QF01: 2.5742 m^{-2} $\Delta\theta$ ACV: 0,30 mrad

SD: -5.7669 m^{-2} SF: $9,5679 \text{ m}^{-2}$ $\Delta\theta$ ALV: 0,25 mrad

v_x : 0.260

v_y : 0.162

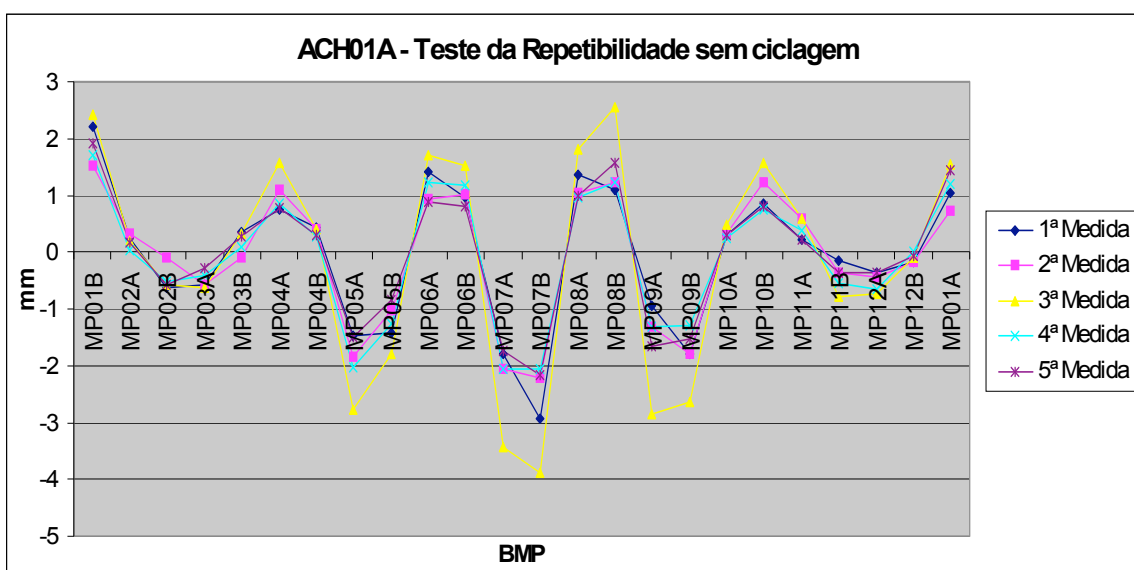


FIGURA 6 – Teste da repetibilidade sem ciclagem (corretora ACH01A)

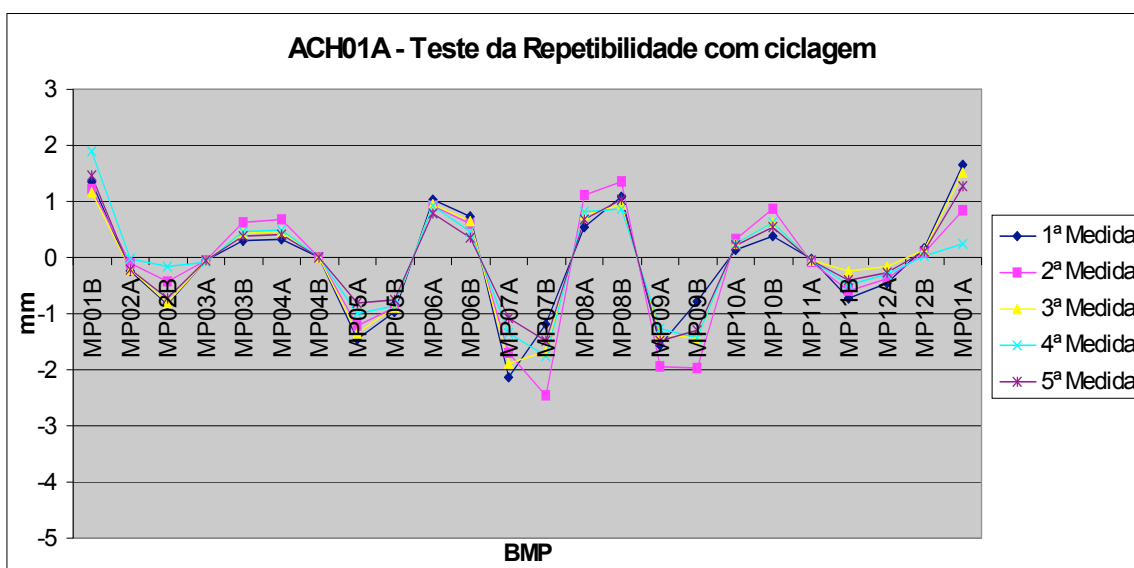


FIGURA 7 – Teste da repetibilidade com 5 ciclagens (corretora ACH01A)

Analisando os dois gráficos acima, notamos que grande parte dos pontos ficaram muito dispersos, sendo que foram utilizadas as mesmas configurações para as medidas dentro de cada caso (sem e com ciclagem). De um caso para outro, percebemos que parece ter havido uma modificação nos $\Delta\theta$ das corretoras, os quais, nos dois casos, deveriam provocar uma distorção igual na órbita. O mesmo problema se repetiu em todas as medidas realizadas nesse dia, o que impossibilitou uma análise mais detalhada do experimento.

2º Experimento (11/02/03)

Desconfiados que a dispersão entre as medidas estava relacionada a problemas de temporização do sistema, resolvemos utilizar um “tempo de leitura” de 800ms. Os quadrupólos skew foram mantidos em pleno funcionamento. Foram realizadas poucas medidas, visto que não tínhamos disponibilidade para estudo de máquina neste dia. Abaixo segue um dos testes realizados.

- **Teste da Repetibilidade**

Energia: 1,37 GeV	A2QD01: -2.3987 m^{-2}	$\Delta\theta$ ACH: 0,40 mrad
Corrente: 75,2 mA	A2QF01: 2.5742 m^{-2}	$\Delta\theta$ ACV: 0,30 mrad
SD: -5.7669 m^{-2}	SF: $9,5679 \text{ m}^{-2}$	$\Delta\theta$ ALV: 0,20 mrad

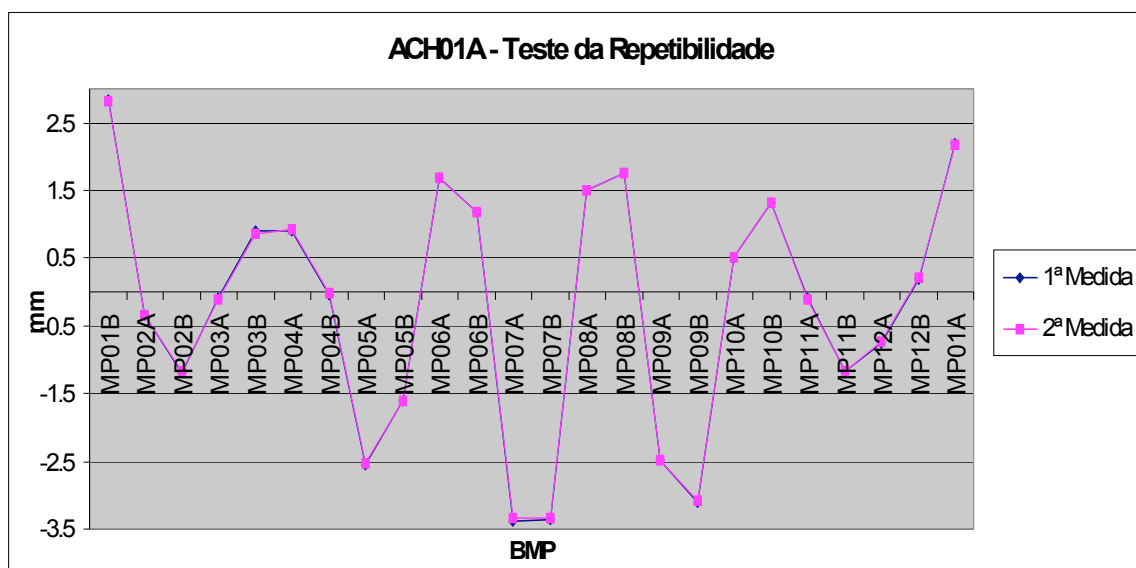


FIGURA 8 – Teste da repetibilidade para um “tempo de leitura” de 800ms (corretora ACH01A)

Como podemos notar, as medidas realizadas com o novo “tempo de leitura” apresentaram uma dispersão muito pequena. Com base nos resultados encontrados, concluímos que o problema da dispersão entre as medidas realmente estava relacionado a temporização. Conversando com a equipe técnica, descobrimos que o sistema foi projetado para atuar na correção de órbita, de forma a responder de maneira mais lenta que havíamos utilizado (no melhor dos casos, o sistema responde em 250ms). Outro fator que também deve ser levado em conta é o aumento do tráfego de informações e a mudança na eletrônica do hardware de controle, visto que, esse tempo de 200ms era suficiente para obtenção das medidas de órbita em experimentos realizados há alguns anos atrás.

3º Experimento (19/02/03)

Durante o experimento mantivemos os quadrupólos skew zerados. Segue abaixo a análise dos dados coletados:

- **Otimização do “tempo de leitura”**

Energia: 1,37 GeV	A2QD01: -2.3987 m ⁻²	$\Delta\theta$ ACH: 0,40 mrad
Corrente: 14,8 mA	A2QF01: 2.5742 m ⁻²	$\Delta\theta$ ACV: 0,30 mrad
SD: zerados	SF: zerados	$\Delta\theta$ ALV: 0,25 mrad
	v_x : 0.258	v_y : 0.163

Como vimos nos experimentos anteriores, um importante parâmetro que devemos determinar é o “tempo de leitura” ideal. Esse tempo definitivamente influencia na qualidade e precisão dos dados coletados.

Em um estudo comparativo, fizemos um conjunto de medidas alterando semente este parâmetro. Para analisarmos os dados obtidos, inicialmente, calculamos a soma dos desvios quadráticos para cada monitor (isso para evitar que desvios positivos e negativos se anulassem). Depois, para cada “tempo de leitura”, somamos todos os valores anteriormente calculados dentro daquele tempo. Daí, tiramos a média quadrática, dividindo pelo número de monitores, e posteriormente a

raiz quadrada. Com essas informações, montamos um gráfico que exibe quão grande é a variação deste desvio para cada tempo.

Pudemos notar que, com o aumento do “tempo de leitura”, há uma diminuição do erro associado a cada medida. Avaliando os dados coletados, percebemos que em 400ms, as variações (desvios) entre as medidas são da ordem de 0,5mm para ACH’s e ACV’s, e 0,15mm para as ALV’s. Em 600ms, são da ordem de 0,1mm para ACH’s e ACV’s e 0,06mm para as ALV’s. Finalmente, em 800ms, não passam de 10 μ m para ACH’s e ACV’s e 1,5 μ m para as ALV’s. Pela ordem de grandeza das medidas e desvios calculados, achamos bastante razoável a utilização de um tempo de 800ms, pois nos fornece uma boa precisão dos dados coletados.

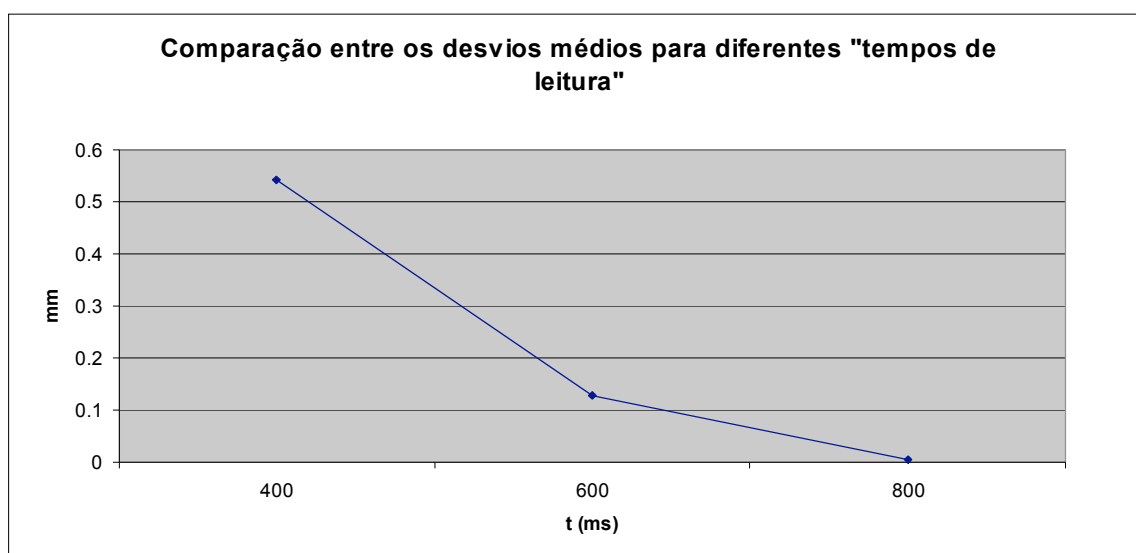


FIGURA 9 – Influência do “tempo de leitura” nas medidas de órbita (corretora ACH01A)

- **Teste da repetibilidade sob efeito da ciclagem nas corretoras**

Energia: 1,37 GeV	A2QD01: -2.3987 m ⁻²	$\Delta\theta$ ACH: 0,40 mrad
Corrente: 18,0 mA	A2QF01: 2.5742 m ⁻²	$\Delta\theta$ ACV: 0,30 mrad
SD: zerados	SF: zerados	$\Delta\theta$ ALV: 0,20 mrad
v_x : 0.253	v_y : 0.163	

Para analisar os dados coletados, fizemos gráficos do desvio em torno da média porque as curvas com os valores medidos ficavam muito próximas, de modo que a comparação não era muito precisa. Com base na análise para as várias

corretoras, concluímos que a ciclagem faz com que a repetibilidade das medidas seja muito maior que no caso onde ela não é feita. Com ciclagem, o desvio ficou em $10\mu\text{m}$ nas corretoras ACV's e ACH's, e $1,5\mu\text{m}$ nas ALV's. Sem ciclagem, foram de 5 a 10 vezes maior, chegando em alguns casos a mais de 30 vezes. As amplitudes máximas dos deslocamentos medidos ficaram em torno de 4mm para as ACV's, 3mm para as ACH's e 1mm para as ALV's.

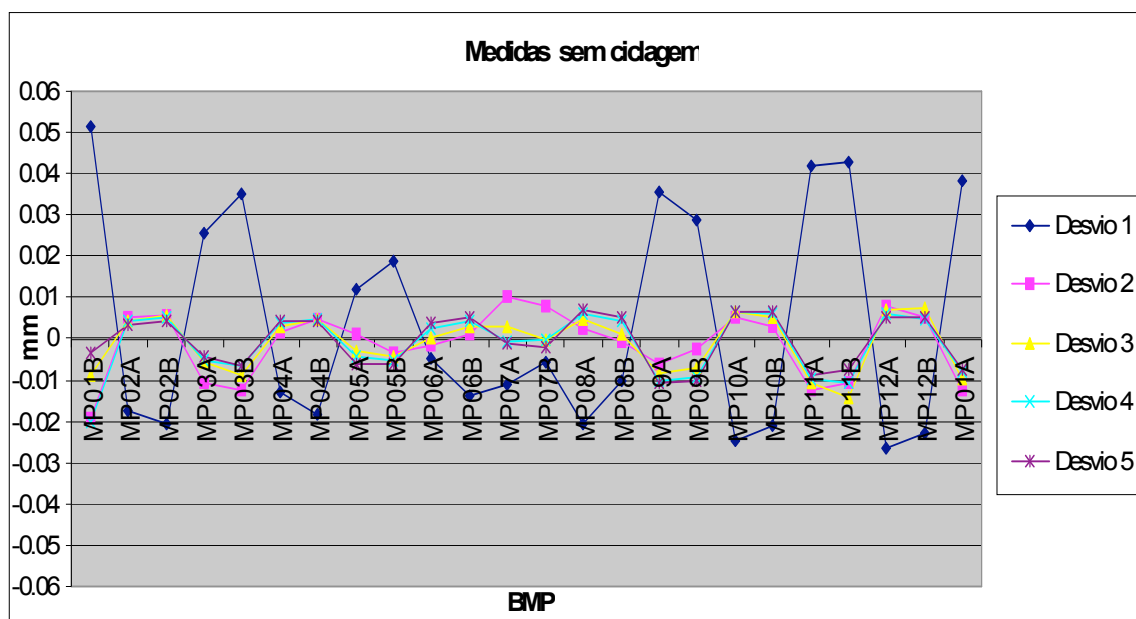


FIGURA 10 – Desvio em torno da média para medidas sem ciclagem (corretora ACH07B)

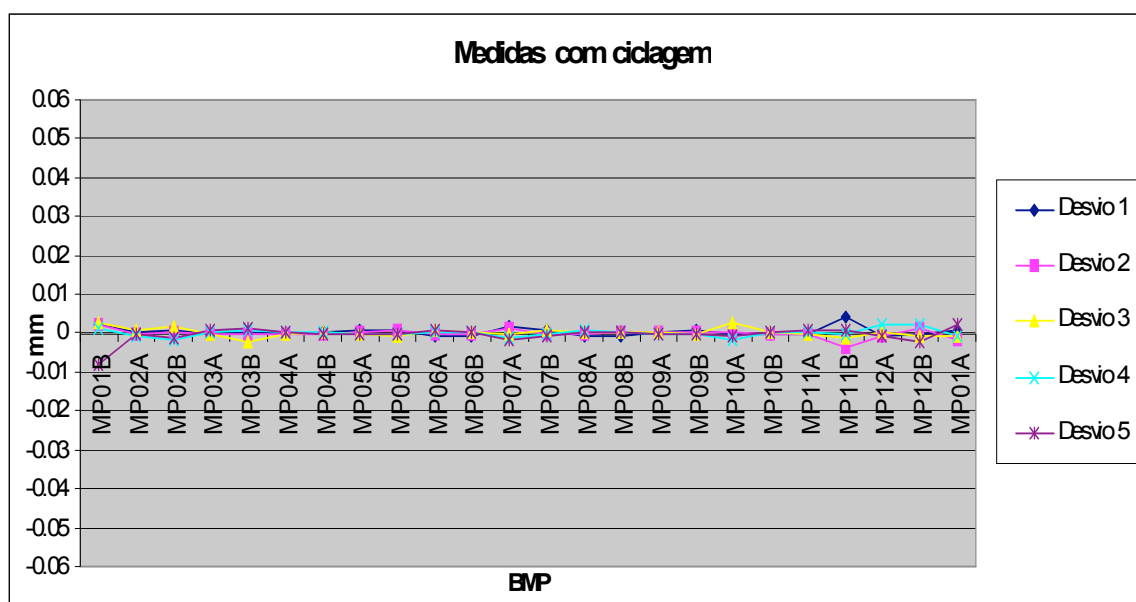


FIGURA 11 – Desvio em torno da média para medidas com 5 ciclagens (corretora ACH07B)

- **Estudo da linearidade para $\Delta\theta$'s simétricos**

Energia: 1,37 GeV	A2QD01: -2.3987 m^{-2}	$\Delta\theta$ ACH: $\pm 0,40$ mrad
Corrente: 18,0 mA	A2QF01: 2.5742 m^{-2}	$\Delta\theta$ ACV: $\pm 0,30$ mrad
SD: zerados	SF: zerados	$\Delta\theta$ ALV: $\pm 0,20$ mrad
v_x : 0.253	v_y : 0.163	

Nesta análise, estávamos interessados na linearidade das medidas para $\Delta\theta$'s positivos e negativos (simétricos). Queríamos saber se quando damos um kick positivo obtemos a mesma distorção em módulo que para um kick de mesma amplitude porém de sinal contrário. Para isso, calculamos os desvios em torno da média para as medidas. Nas várias corretoras testadas, temos que os desvios com $\Delta\theta$'s simétricos ficaram em $35\mu\text{m}$ para as ACH's, $45\mu\text{m}$ para as ACV's e $10\mu\text{m}$ para as ALV's, enquanto deveriam ser menores que $10\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ e $1,5\mu\text{m}$ respectivamente.

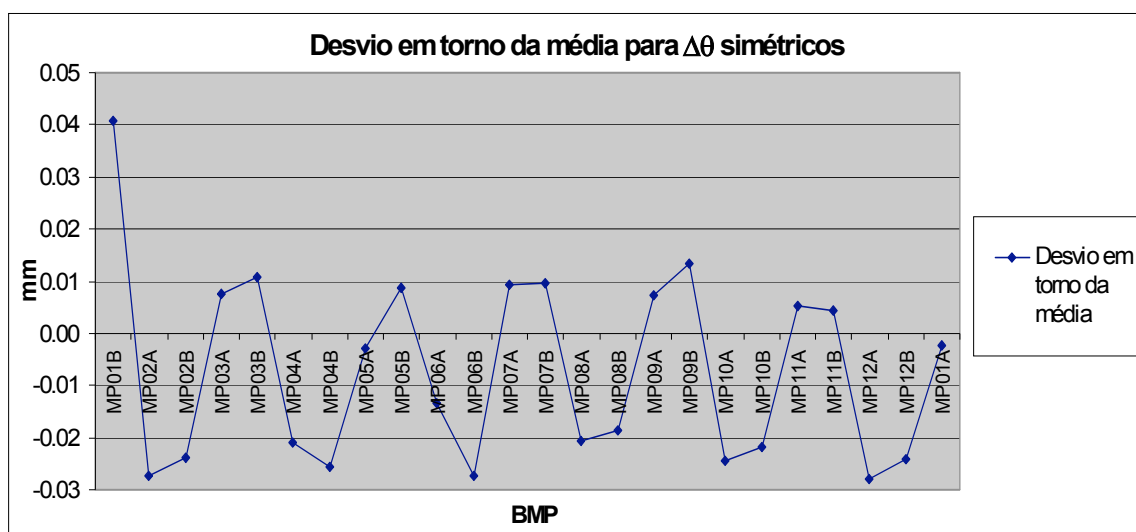


FIGURA 12 – Desvio em torno da média para $\Delta\theta$'s simétricos (corretora ACH01A)

- **Estudo da linearidade para “kicks” de amplitude $\Delta\theta$ e $\Delta\theta/2$**

Energia: 1,37 GeV	A2QD01: -2.3987 m^{-2}	$\Delta\theta$ ACH: 0,40 mrad
Corrente: 14,6 mA	A2QF01: 2.5742 m^{-2}	$\Delta\theta$ ACV: 0,30 mrad
SD: zerados	SF: zerados	$\Delta\theta$ ALV: 0,20 mrad

$$v_x: 0.258$$

$$v_y: 0.163$$

Neste estudo, estávamos interessados na repetibilidade e na verificação da linearidade das medidas com kicks de amplitude $\Delta\theta$ e $\Delta\theta/2$. Para isso, calculamos a média para as medidas com $\Delta\theta$ e o dobro da média para medidas com $\Delta\theta/2$. Depois disso, calculamos o desvio da média com relação a uma média entre os dois valores previamente calculados. Analisando os gráficos para as diversas corretoras, notamos que o desvio foi maior que o estipulado no teste da ciclagem (10 μ m para ACH's e ACV's e 1,5 μ m para as ALV's).

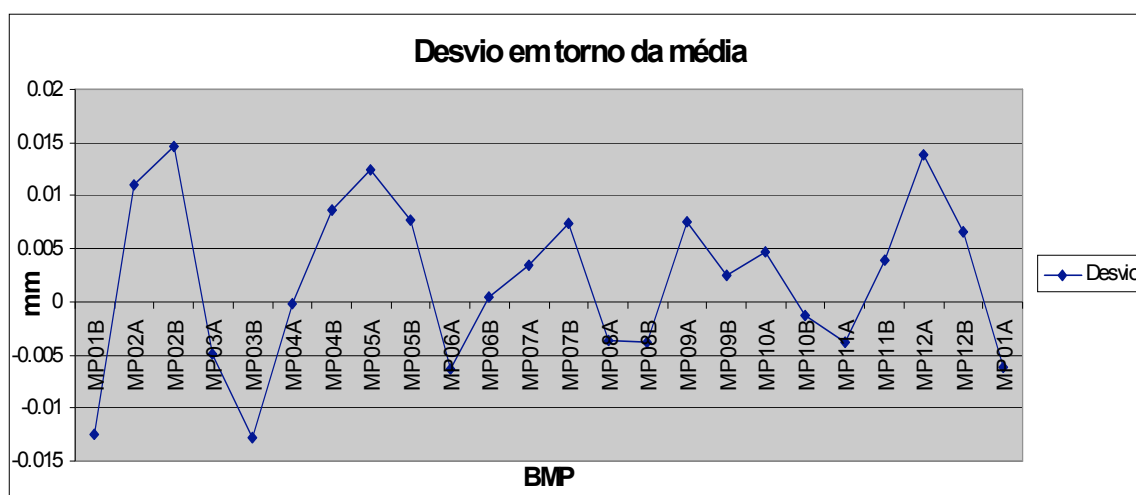


FIGURA 13 – Desvio em torno da média para medidas com $\Delta\theta$ e $\Delta\theta/2$ (corretora ACH01A)

- **Influência dos sextupólos**

Energia: 1,37 GeV

A2QD01: -2.3987 m⁻²

$\Delta\theta$ ACH: 0,40 mrad

Corrente: 37,2 mA

A2QF01: 2.5742 m⁻²

$\Delta\theta$ ACV: 0,30 mrad

SD: -5.7669 m⁻² e 0

SF: 9,5679 m⁻² e 0

$\Delta\theta$ ALV: 0,20 mrad

$$v_x: 0.258$$

$$v_y: 0.159$$

Assim como nos demais casos, calculamos os desvios em torno da média para analisarmos o efeito dos sextupólos na repetibilidade das medidas. Segue abaixo um estudo e os gráficos comparativos para uma das várias corretoras do anel:

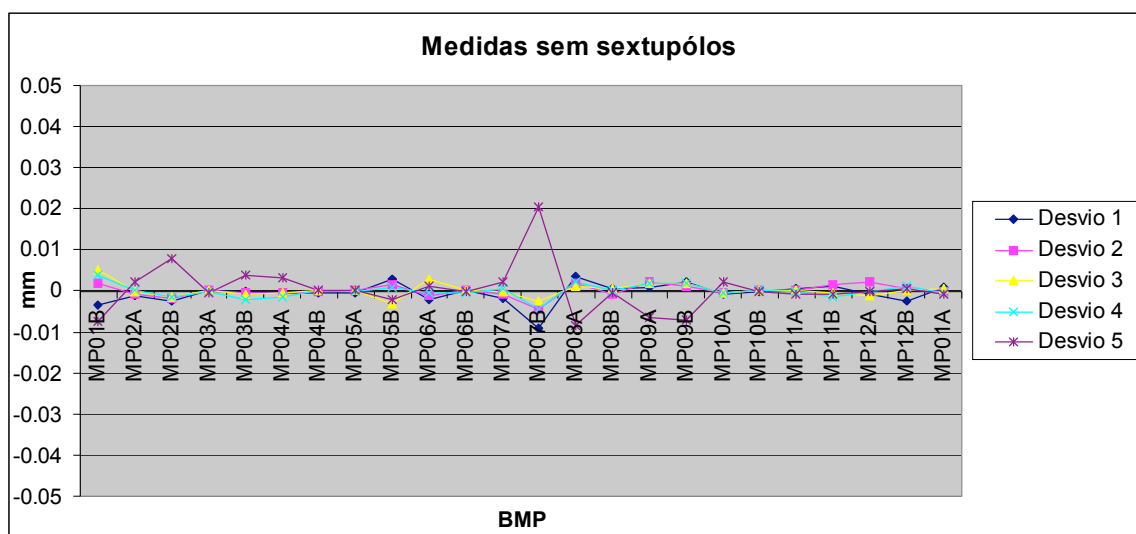


FIGURA 14 – Desvio em torno da média para medidas sem sextupólos (corretora ACH01A)

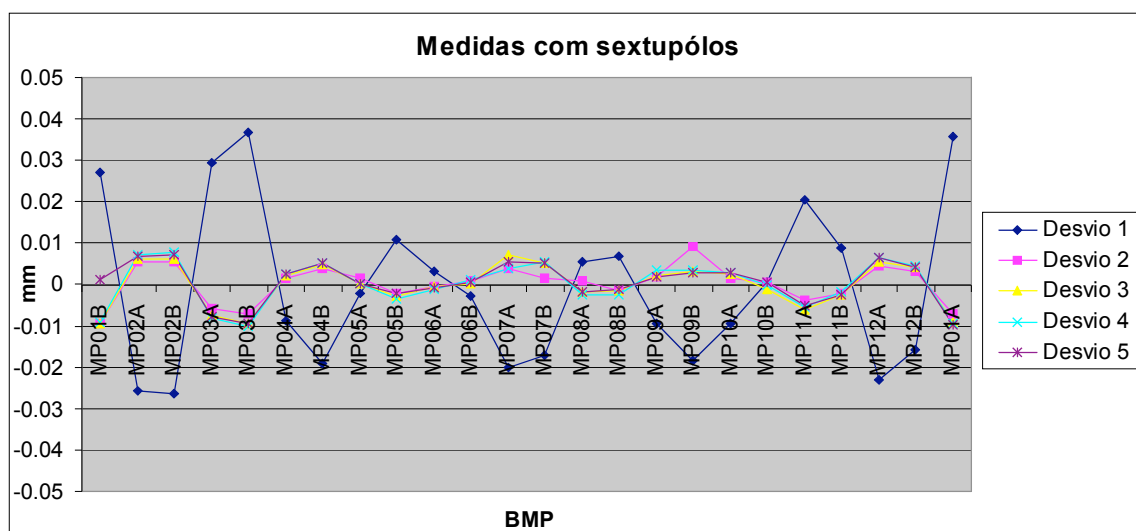


FIGURA 15 – Desvio em torno da média para medidas com sextupólos (corretora ACH01A)

As medidas “sem sextupólos” foram realizadas zerando-se suas correntes. Pela análise dos dados e gráficos, podemos concluir que com os sextupólos zerados conseguimos uma maior repetibilidade das medidas que quando os mesmos estão em pleno funcionamento. Com sextupólos, os desvios ficaram em $35\mu\text{m}$ para as ACH’s, $45\mu\text{m}$ para as ACV’s e $10\mu\text{m}$ para as ALV’s, enquanto sem, ficaram em $10\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ e $1,5\mu\text{m}$ respectivamente. As amplitudes máximas dos deslocamentos medidos ficaram em torno de 4mm para as ACV’s, 3mm para as ACH’s e 1mm para as ALV’s.

Na figura 14, o ponto mais disperso, mostra que as vezes, a medida feita por um monitor difere muito das outras coletadas por outros monitores. Mesmo assim,

não devemos generalizar toda a análise baseada somente na medida de um monitor porque pequenos distúrbios e interações com partículas podem afetar uma medida.

- **Repetibilidade de feixe para feixe**

Para a realização deste teste foram feitas medidas com o mesmo conjunto de parâmetros sempre que um novo feixe era injetado. Foram feitas 4 injeções.

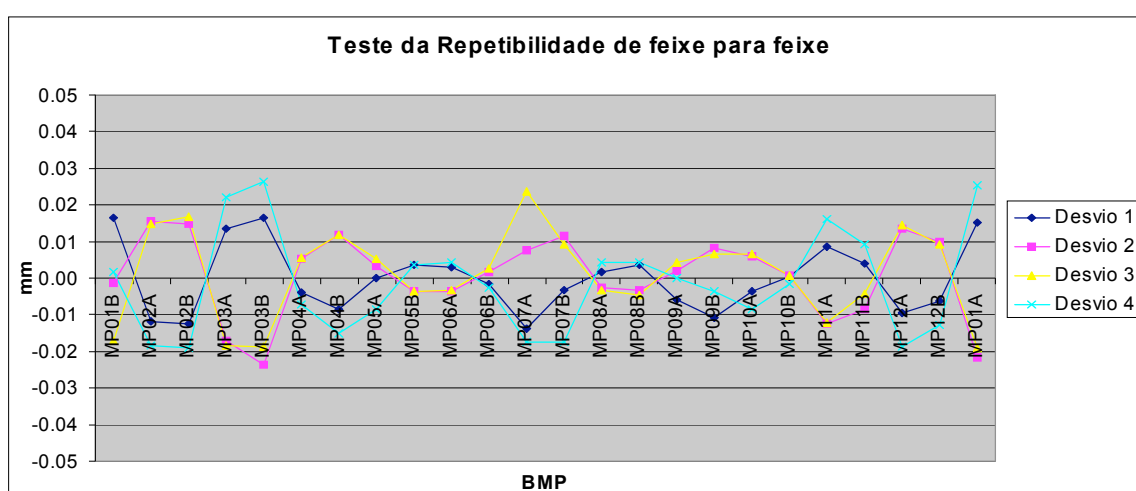


FIGURA 16 – Desvio em torno da média para medidas em feixes diferentes (corretora ACH01A)

Para compararmos com estes dados de feixe para feixe, utilizamos as medidas do teste da repetibilidade com ciclagem, que foram realizadas nas mesmas condições.

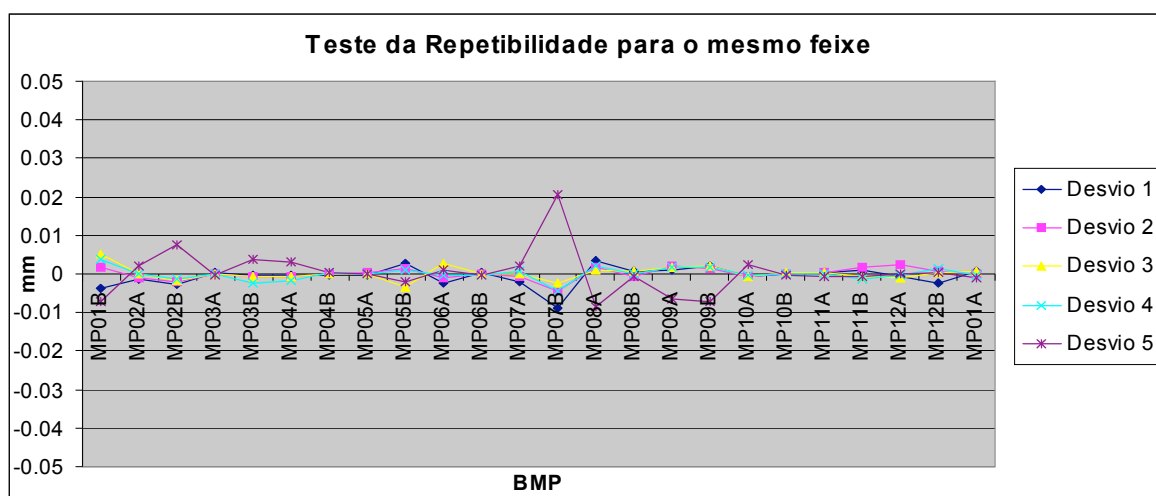


FIGURA 17 – Desvio em torno da média para medidas no mesmo feixe (corretora ACH01A)

As medidas para um mesmo feixe apresentaram resultados melhores que as medidas de feixe para feixe. Para as segundas, os desvios ficaram de 25 a 30 μm para as ACH's e ACV's, e 10 μm para as ALV's, enquanto para o primeiro, ficaram em 10 μm , 10 μm e 1,5 μm respectivamente.

- **Teste da sensibilidade do método a variação de quadrupólos**

Energia: 1,37 GeV	A2QD01: -2.3987 m ⁻²	$\Delta\theta$ ACH: 0,40 mrad
Corrente: 37,2 mA	A2QF01: 2.5742 m ⁻²	$\Delta\theta$ ACV: 0,30 mrad
SD: zerado	SF: zerado	$\Delta\theta$ ALV: 0,20 mrad
	v_x : 0.253	v_y : 0.163

Neste teste tentamos verificar se uma pequena variação na força de um dos pares de quadrupólos era percebida pelos monitores de posição. Os grupos de quadrupólos escolhidos foram o A2QD01A e o A2QF01A. As medidas foram feitas hora variando um, hora outro. Segue abaixo um estudo comparativo da influência desses quadrupólos no feixe de elétrons:

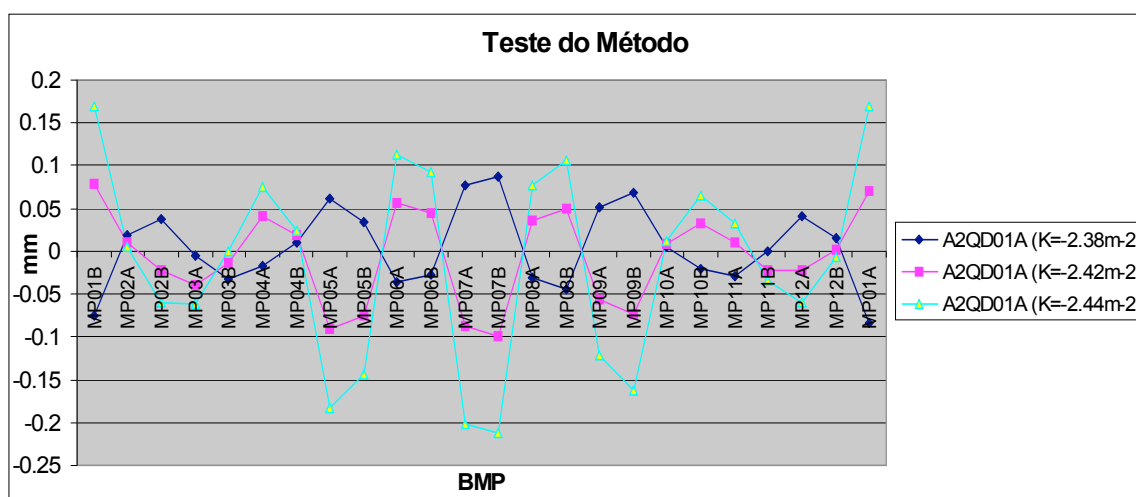


FIGURA 18 – Influência do par de quadrupólos A2QD01A nas medidas de órbita (corretora ACH01A)

No caso do quadrupólo A2QD01A fizemos variações de 0,02m⁻² em sua força. Seu valor padrão é de aproximadamente -2,40m⁻², e conseguimos pegar uma medida abaixo e duas acima deste valor.

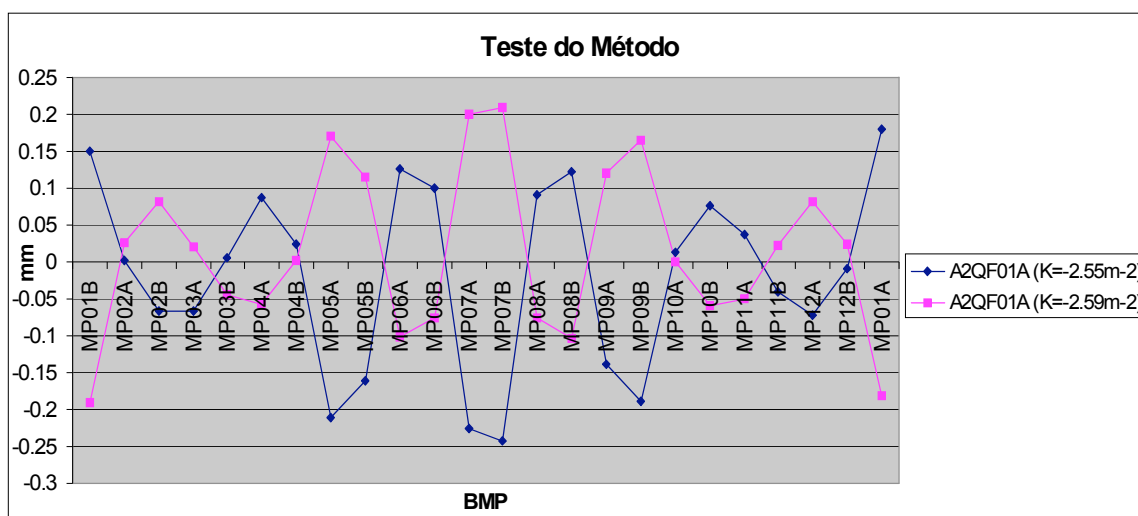


FIGURA 19 – Influência do par de quadrupólos A2QF01A nas medidas de órbita (corretora ACH01A)

Da mesma forma, para o quadrupólo A2QF01A, fizemos variações de $0,02\text{m}^{-2}$ em sua força e só conseguimos coletar uma medida acima e uma abaixo do seu valor padrão ($2,57\text{m}^{-2}$).

Como podemos notar, a variação tanto em um como no outro quadrupólo, fez com que os desvios em torno da média padrão ficassem fora da faixa obtida no teste de repetibilidade com ciclagem. Isso se repetiu para todas as outras corretoras.

Com base nas medidas variando-se as corretoras horizontais pares (ACH's), fizemos uma extrapolação e descobrimos que com um ΔK a partir de $0,015\text{m}^{-2}$ no par de quadrupólos A2QD01A, teríamos uma variação superior a $10\mu\text{m}$.

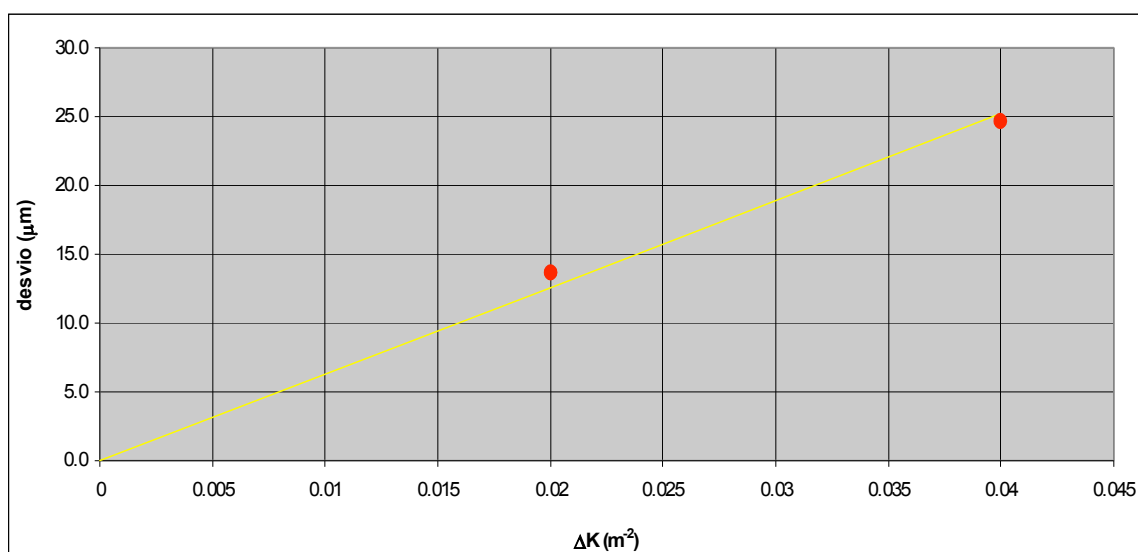


FIGURA 20 – Extrapolação para estimativa do ΔK limiar

Para um ΔK de $0,045 \text{ m}^{-2}$ nesse mesmo par de quadrupólos, nas medidas para o grupo de corretoras ACH's, teríamos uma variação de aproximadamente $30\mu\text{m}$, assim como nas medidas de injeção para injeção. Portanto, considerando que os erros de injeção para injeção em todos os 18 pares de quadrupólos do anel são iguais, e seguem são dados por

$$(\Delta K_{TOTAL})^2 = (\Delta K_1)^2 + (\Delta K_2)^2 + \dots + (\Delta K_N)^2,$$

$$(\Delta K_{TOTAL})^2 = N(\Delta K)^2$$

$$\Delta K = \frac{1}{\sqrt{N}} \Delta K_{TOTAL},$$

temos que

$$\frac{\Delta K}{K} = 4/1000.$$

Concluimos que de uma injeção para outra, a variação da força de focalização de um par de quadrupólos é da ordem 4 partes em 1000.

4. CONCLUSÃO

Com base nos experimentos e na análise dos dados, podemos tirar importantes conclusões sobre o comportamento do feixe de elétrons e da qualidade das medidas. A ciclagem, apresentou-se bastante satisfatória quanto a repetibilidade. Entendemos que 5 (cinco) ciclagens é um número bastante razoável. Isso pode ser mostrado no gráfico da figura 10, onde entre as medidas 4 e 5 houve uma variação muito menor que entre as medidas 1, 2 e 3. O mesmo pôde ser notado para todas as corretoras analisadas.

De feixe para feixe, percebemos que a repetibilidade foi pior que para medidas realizadas utilizando-se um mesmo feixe. Isto já era esperada e se deve ao fato de que entre uma injeção e outra os ímãs passam por um processo de ciclagem e rampeamento.

No teste de sensibilidade do método, onde tentávamos descobrir o quão sensível é o feixe de elétrons a mudanças nas focalizações, percebemos que variações de $0,02\text{m}^{-2}$ já produziam diferenças de órbita maiores que a repetibilidade das medidas.

Sugerimos que o monitor MP01B seja revisado visto que em grande parte dos dados coletados foi o que apresentou maior dispersão entre os pontos.

Para $\Delta\theta$'s simétricos, percebemos que a soma dos desvios de órbita ficou maior que a repetibilidade. O mesmo aconteceu no teste de linearidade das medidas com $\Delta\theta$ e $\Delta\theta/2$ e no teste de influência dos sextupólos. Achamos que este efeito é devido a ação dos sextupólos, que mesmo quando zerados, possuem um campo remanescente. Para $\Delta\theta$'s diferentes, o feixe vai passar por diferentes pontos dentro do sextupólo, e como estes possuem comportamento não-linear, focalizam aquele de maneira distinta. Uma sugestão para simular este efeito, é representar o sextupólo como um quadropólo variável, sendo que em cada ponto, o mesmo possui uma função de focalização diferente. Assim, no programa de minimização que será utilizado para determinarmos a óptica do anel, teremos uma modelagem mais próxima do real, o que resultaria em uma resposta mais fidedigna.

REFERÊNCIAS

- [1] J. Safranek, “Experimental determination of storage ring optics using response matrix measurement”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 388 (1997) 27-36
- [2] L. Lin and A. L. Xavier Jr., “Calibration of the UVX LNLS storage ring optics using a linear response matrix theory”. Particle Accelerator Conference, New York – 1999
- [3] M. Sands, “The Physics of Electron Storage Rings. An Introduction” – Projeto Radiação Síncrotron - Rio de Janeiro – 1984; 257-411
- [4] C. Steier and D. Robin, “Fully coupled analysis of orbit response matrices at the ALS”, Lawrence Berkeley National Lab, Berkeley, CA94720, USA
- [5] K. L. Brown, “A first-and second-order matrix theory for the design of beam transport systems and charged particle spectrometers” – Projeto Radiação Síncrotron - Rio de Janeiro – 1984; 71-134

Anexo A – Matrizes de Transferência

Maiores detalhes sobre as matrizes de transferência dos elementos da rede magnética (dipólo, quadrupólo, etc.) podem ser encontrados na referência [5]. Como utilizamos a aproximação linear, foram considerados somente termos de 1ª ordem. Além disso, por motivo de simplificação, não foram considerados os efeitos dispersivos.

Matriz de Transferência do Drift (trecho reto)

$$M_{Drift} = \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

onde l é o comprimento do trecho.

Matriz de Transferência do sextupólo

Idem Drift.

Matriz de Transferência do quadrupólo

$$M_{Quadrupólo} = \begin{cases} \text{para } K > 0: & \begin{bmatrix} \cos Kl & \left(\frac{1}{K}\right) \text{sen} Kl \\ -K \text{sen} Kl & \cos Kl \end{bmatrix} \\ \text{para } K < 0: & \begin{bmatrix} \cosh Kl & \left(\frac{1}{K}\right) \text{senh} Kl \\ K \text{senh} Kl & \cosh Kl \end{bmatrix}, \end{cases}$$

onde K é a função de focalização e l é o comprimento do quadrupólo. Essa matriz é definida para um quadrupólo ideal (“hard-edge”). A matriz utilizada no programa tentou simular o efeito de borda, onde a matriz do quadrupólo foi modelada da seguinte maneira:

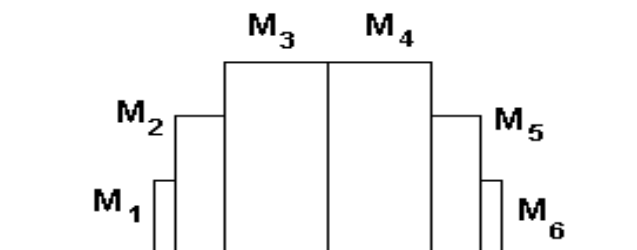


FIGURA 20 – Quadrupólo com efeito de borda

$$M_{\text{Quadrupólo}} = M_6 M_5 M_4 M_3 M_2 M_1,$$

sendo M_i , para i de 1 a 6, matrizes “hard-edge”.

Matriz de Transferência do monitor de posição

Idem Drift. Geralmente o comprimento \perp é igual a 0 (zero).

Matriz de Transferência da corretora

Idem Drift. Geralmente o comprimento \perp é igual a 0 (zero).

Matriz de Transferência do Dipólo

Assumindo que na prática um dipólo não é “hard-edge” (caso ideal), na modelagem de sua matriz o dividimos em 3 (três) partes: borda de entrada, miolo e borda de saída. Sua matriz de transferência é dada pela multiplicação das matrizes de transferência de cada uma dessas partes:

$$M_{\text{Dipolo}} = M_{\text{Saída}} M_{\text{Miolo}} M_{\text{Entrada}}$$

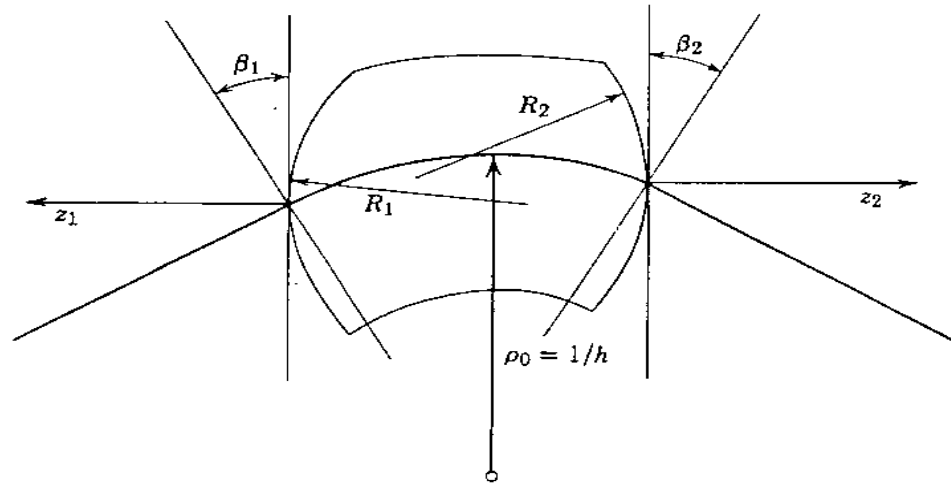


FIGURA 21 – Dipólo com efeito de borda

Matriz de Transferência da Borda de Entrada

$$M_{Entrada} = \begin{cases} \text{Direção } x: & \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ h \tan \beta_1 & 1 \end{bmatrix} \\ \text{Direção } y: & \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -h \tan(\beta_1 - \psi_1) & 1 \end{bmatrix} \end{cases},$$

onde h é o inverso do raio de curvatura da órbita ideal, β_1 é o ângulo mostrado na figura acima e ψ_1 é dado por

$$\psi_1 \cong Khg \sec \beta_1 (1 + \text{sen}^2 \beta_1),$$

sendo K o fator de forma, e g o gap do dipólo.

Matriz de Transferência do Miolo

$$M_{Miolo} = \begin{cases} \text{Direção } x: & \begin{bmatrix} \cos k_x l & \left(\frac{1}{k_x}\right) \text{sen } k_x l \\ -k_x \text{sen } k_x l & \cos k_x l \end{bmatrix} \\ \text{Direção } y: & \begin{bmatrix} \cos k_y l & \left(\frac{1}{k_y}\right) \text{sen } k_y l \\ -k_y \text{sen } k_y l & \cos k_y l \end{bmatrix} \end{cases},$$

onde

$$\begin{aligned}k_x^2 &= (1 - n)h^2, \\k_y^2 &= nh^2, \\n &= -K\rho_0^2\end{aligned}$$

sendo ρ_0 o raio de curvatura, h o inverso desse raio e K o gradiente de focalização no dipólo.

Matriz de Transferência da Borda de Saída

Idem matriz de transferência da borda de entrada, porém substituindo β_1 e ψ_1 por β_2 e ψ_2 respectivamente.

Anexo B – Exemplo do arquivo da rede magnética

O Arquivo utilizado para o cálculo dos máximos kicks deve possuir este mesmo formato:

```

REDE DO ANEL UVX
0.83D-02 ← Compactação de momento ( $\alpha$ )
1 1
LII 1 0 1.798670 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
LI3 1 0 0.274000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
ACH01B 5 2 0.000000 1.00000000 0.00000000 0.000 0.000
LI1 1 0 0.148000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
AMP01B 7 0 0.000000 1.00000000 1.00000000 0.000 0.000
LI2 1 0 0.143000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
AQF01B 2 0 0.320000 2.55571900 0.00000000 0.000 0.000
L11 1 0 0.185000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
ACV01B 6 0 0.000000 1.00000000 0.00000000 0.000 0.000
L12 1 0 0.135000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
AQD01B 2 0 0.320000 -2.39191440 0.00000000 0.000 0.000
L2 1 0 0.792550 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
ADI01 3 0 30.000000 2.78247400 0.00710000 0.029 0.333
LA 1 0 0.702550 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
ASD02A 4 0 0.100000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
LA1 1 0 0.130000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
AMP02A 7 2 0.000000 1.00000000 1.00000000 0.000 0.000
LA2 1 0 0.145000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
AQF02A 8 0 0.160000 1.96198926 0.00000000 0.000 0.000
ALV02A 6 0 0.000000 1.00000000 0.00000000 0.000 0.000
AQF02A 9 0 0.000000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
LBH1 1 0 0.356000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
LBH 1 0 0.391000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
ASF02 4 0 0.100000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
LB1 1 0 0.120000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
ACH02 5 2 0.000000 1.00000000 0.00000000 0.000 0.000
LB2 1 0 0.627000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
AQF02B 8 0 0.160000 1.96198926 0.00000000 0.000 0.000
ALV02B 6 0 0.000000 1.00000000 0.00000000 0.000 0.000
AQF02B 9 0 0.000000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
LA2 1 0 0.145000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
AMP02B 7 2 0.000000 1.00000000 1.00000000 0.000 0.000
LA1 1 0 0.130000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
ASD02B 4 0 0.100000 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
LA 1 0 0.702550 0.00000000 0.00000000 0.000 0.000
ADI02 3 0 30.000000 2.78247400 0.00710000 0.029 0.333
.
.
.
FIM

```

Comprimeto do Drift

Comprimeto do Sextupólo

Comprimeto e função de focalização do quadrupólo

Ganho da corretora

Ganho horizontal e vertical do BMP

Ângulo de curvatura, raio, gradiente, half-gap e fator de forma do dipólo