

Universidade Estadual de Campinas-Unicamp

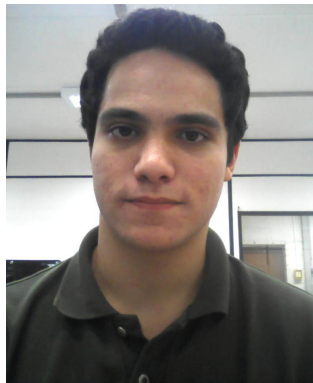
Instituto de física Gleb Wataghin - IFGW

Relatório Final de Iniciação Científica F590

Período 01/03/2010 a 01/07/2010

Características Físicas e Aspectos Instrumentais dos Aceleradores

Síncrotron (LNLS) e LHC (CERN)



Aluno: Pedro Simoni Pasquini

Orientador: Prof. Dr. Márcio José Menon

Coordenador: Prof. Dr. José Joaquim Lunazzi

Campinas - SP

Índice

1. Resumo.....	4
2. Introdução.....	4
3. Objetivos e metas.....	5
4. História dos aceleradores.....	5
4.1 Idéias Iniciais.....	5
4.2 Descobertas Importantes.....	6
4.3 Os aceleradores.....	7
4.4 Large Hadron Colider.....	8
5. Fundamentos da física de aceleradores	8
5.1 Coordenadas de movimento.....	9
5.2 Campo guia.....	10
5.3 Equações de movimento.....	13
5.4 Equação de Hill.....	16
5.4.1 Propriedades da Equação de Hill.....	17
5.4.2 Elementos Magnéticos de um Acelerador.....	18
5.5 Oscilação Betatron.....	19
5.6 Função dispersão.....	20
5.7 Ganho e perda de energia.....	21
5.8 Tempo de vida.....	25
6. Os Aceleradores.....	28
6.1 Colisores	28
6.2 Fontes de Luz.....	29
6.3 Síncrotron VS LHC.....	30
7. Conclusão.....	33
8. Referências.....	34

1. Resumo

O presente trabalho busca formular um texto introdutório e didático na área de aceleradores, apresentando seus elementos básicos, desde a idéia inicial, história, passando por sua física e chegando até a comparação entre dois tipos de aceleradores, conhecidos como colisores de partículas e síncrotrons.

A partir daí, discutir de forma comparativa, as características físicas de dois aceleradores conhecidos da comunidade física brasileira, o LHC (Large Hadron Collider-Grande Colisor de Hadrons) do CERN (Centro Europeu de Pesquisas, Nucleares de Genebra) e o Síncrotron do LNLS (Laboratório Nacional de Luz Síncrotron), formulando um estudo também dos aspectos instrumentais, a fim de mostrar as suas grandes diferenças.

A física de partículas é nada mais do que a própria pergunta que originou a física, o que é o universo? Ela remete como ciência desde os tempos de Demócrito na Grécia até os dias de hoje, e vem sendo estudada com a ajuda dos grandes aceleradores. Os dois tipos de aceleradores existentes para estudar a matéria têm aplicações totalmente contrárias, um deles, as fontes de luz, usam a luz emitida pelas partículas aceleradas enquanto os outros, os colisores, chocam partículas com altas energias, a fim de estudar o interior das partículas formadoras dos átomos.

Graças as suas aplicações distintas, parâmetros como energia de funcionamento, comprimento total, perda de energia entre outros são bastante diferentes.

2. Introdução

Com o termino da construção e entrada em operação do acelerador de partículas LHC, começa-se a criar uma grande expectativa em relação à nova física que poderá surgir com o progresso da ciência.

O LHC é uma máquina que permite aos físicos um acesso às entranhas mais elementares do universo, as partículas formadoras de toda a matéria conhecida. Embora essa utilização seja a mais conhecida, os aceleradores de partícula, em geral, possuem muitas aplicações, não só na física, como na engenharia de materiais, biologia, medicina e muitas outras.

Aplicações tão distintas, porém, requerem distintas abordagens, assim, há vários tipos de aceleradores e também de utilizações. Muito embora a física contida em cada

acelerador seja a mesma, suas características gerais são bem diferentes. Isso gera proporções diferentes, estruturas diferentes, e retornos diferentes.

Para entender essas características é preciso ter uma boa base na física envolvida na aceleração de partículas e suas principais características, as funções que caracterizam o sistema e seus requisitos necessários para que haja uma possibilidade real de funcionamento, bem como as limitações instrumentais envolvidas.

Tais características devem ficar bem claras, pois são elas que definem as proporções dos aceleradores e também os parâmetros de comparação, e a forma que serão construídas as máquinas.

3. Objetivos e metas

Busca-se o estudo detalhado da física intrínseca dos aceleradores circulares de partículas, com uma abordagem voltada para os aceleradores LHC e Síncrotron, criando um texto didático e comparativo, entre dois tipos diferentes de aceleradores, os colisores e os síncrotrons. Com isso, objetiva-se criar uma base necessária para que seja possível ao leitor entender comparações no projeto e utilização de cada acelerador referido, facilitando então, o acesso a artigos e livros sobre o assunto.

4. História dos Aceleradores de Partículas

O que é o universo? Como ele surgiu? Do que ele é formado? O que é o ser humano? Essas provavelmente, foram as primeiras questões formuladas pelo ser humano, acerca de sua natureza. São questões que ainda permanecem sem respostas, embora tenham evoluído muito. O ser humano, no seu íntimo, está sempre questionando sua natureza e seu ser. Esse é o começo da história do homem, e também, a da física de partículas.

4.1 Idéias Iniciais

As idéias iniciais para as respostas dessas perguntas surgiram junto com a mitologia de diversos povos, entre eles, egípcios, persas, mesopotâmios, gregos,

romanos. Um fato interessante é que mesmo diferentes e sem conhecimento um dos outros, esses povos chegaram a conclusões parecidas, algumas vezes recriando mitos já inventados por outros povos. No entanto, apenas após a invenção do método científico, que o homem começou a desligar-se de explicações mitológicas e passar a fazer análises mais formais.

O primeiro registro que existe sobre a investigação concreta do que é feito a matéria, vem da Grécia. Por volta de 400 anos A.C. Demócrito formulou um conceito básico, que é usado até hoje. Será que tudo não é formado por pequenos tijolos, indivisíveis, que juntos formam o que chamamos de universo? A esses tijolos chamou de átomos (que significa indivisível). A esse conceito de tijolos fundamental, atualmente, é dado o nome de partículas elementares.

A idéia de Demócrito era simples, quebrar a matéria até que não seja mais possível, e então estudar seus componentes. Com a ajuda de um martelo, Demócrito tentou quebrar pedaços de pedras. Esse talvez tenha sido, embora rústico e um conceito distante do nosso, a primeira ferramenta aceleradora de partículas, com o intuito de descobrir os mistérios da matéria.

Embora as investigações sobre a natureza do universo tenham começado cedo, os avanços mais significativos na física de partículas, a física que estuda os constituintes primordiais da matéria, surgiram apenas no século XIX, onde os químicos deram um novo conceito de átomos e moléculas que é usado até hoje.

4.2 Descobertas importantes

Um passo importante foi a descoberta da radioatividade por Henri Becquerel em 1896, foi uma das mais importantes da humanidade, pois através dela, o conhecimento sobre a estrutura da matéria aumentou muito, assim como muitas aplicações futuras em diversas áreas do conhecimento, como o uso da radiação em difração de raios-X.

A palavra radioatividade foi criada por Pierre e Marie Curie que ao estudar o fenômeno descrito por Becquerel, notaram que o elemento rádio tinha tal propriedade radioativa.

Esses avanços permitiram que, em 1912, Ernest Rutherford, utilizando o que se pode chamar de o primeiro acelerador de partículas moderno, fez uma descoberta importantíssima para a física. A descoberta do núcleo do átomo.

Mesmo ainda muito diferente dos aceleradores de partículas atuais, o aparelho de Rutherford possui duas semelhanças importantes. Ele pegou um elemento

radioativo, que emite partículas alfa, focalizou-as em um feixe, e emitiu-as em uma lâmina de ouro bem fino. Observando o que acontecia com as partículas alfa refletidas, ele podia inferir sobre a forma e a disposição do átomo e de suas partículas constituintes.

Esses dois conceitos, choque entre partículas conhecidas e o estudo do resultado deste choque é o conceito usado pelos grandes aceleradores de partículas chamados de colisores. Enquanto que o uso da radiação eletromagnética para estudar a estrutura de sólidos na difração de raios-X é a inspiração para a construção de sincrotrons.

4.3 Os aceleradores

O primeiro acelerador de partículas criado com base na utilização de ímãs e campos elétricos oscilantes para a aceleração de cargas foi feito em 1930 por J. D. Cockroft e E. T. S. Walton, na Universidade de Cambridge, na Inglaterra. As partículas usadas foram prótons, que chegaram a energias de 0,15 a 0,8 MeV, bombardeados sobre lítio 7, transformando-o em berílio. O grande marco foi à primeira aceleração de partículas constituintes do núcleo atômico. No ano seguinte, R. J. Van De Graaff, inventou o acelerador que recebeu seu nome, e conseguiu acelerar partículas a alguns MeV.

Apenas 5 anos mais tarde, Ernest Lawrence inventou o ciclotron, acelerando prótons a energias de 300 a 500 MeV. Mais tarde V. Veksler, na união soviética, inventa o sincro-ciclotron que leva em consideração efeitos relativísticos na massa das partículas.

Em 1956, D. W. Kerst apontou o incrível ganho energético, ao chocar duas partículas com velocidades opostas ao invés de acertar um alvo parado. Antes do surgimento dessa idéia, as partículas eram aceleradas e jogadas sobre um alvo parado, que “desperdiçava” boa parte do seu potencial energético. Em comparação, um feixe de 21,6 GeV de prótons, ao colidir de frente, tem uma energia equivalente a um feixe de 1000 GeV contra um alvo parado.

A utilização de anéis de armazenamento (aceleradores menores que mantêm elétrons por um tempo até que eles possam chegar ao acelerador principal) foi proposta por Rolf Wideroe e com o surgimento dos supercondutores e suas melhorias, foi possível a utilização desses ímãs nos grandes aceleradores.

O Tevatron Hadron Collider (THC), no FERMILAB, um dos mais importantes aceleradores, foi o primeiro a usar ímãs supercondutores, e é hoje a base para a construção dos aceleradores modernos, pois inovou em design e tecnologia.

4.4 O Large Hadron Collider (LHC)

Um conjunto de países europeus iniciou um grande avanço na ciência moderna. Uniu forças, e dinheiro, para construir o que hoje é o maior centro de pesquisas do mundo, o CERN. É um conjunto de instalações, laboratórios e aceleradores, que gera conhecimento e avanços tecnológicos.

Dentre esses aceleradores, a pouco tempo, foi construído o maior e mais energético acelerador até hoje, o LHC. Situado na Suíça, possui 27km de circunferência e pode acelerar prótons a até 7000 GeV. Embora ainda esteja em sua fase de testes, há uma grande esperança a respeito do acelerador, pois se acredita que, com energias tão altas, a descoberta de novas partículas e maiores pistas sobre o universo, seja inevitável.

5. Fundamentos da física de aceleradores

Antes de começar com a descrição matemática do movimento das cargas no interior de um acelerador de partículas é preciso fazer uma leve introdução dos princípios básicos da estrutura geral de um acelerador.

Uma quantidade de elétrons, no caso do Síncrotron, e prótons, no caso do LHC, em forma de um feixe são injetados em uma câmara de vácuo. As partículas são guiadas pela câmara, por campos magnéticos chamados de campos guia. Graças a sua interação eletromagnética, descrita pela lei de Lorentz, o campo causa uma aceleração centrípeta que faz com que as cargas façam curvas, ou seja, sejam desviados nos locais adequados para que siga a trajetória desejada.

No entanto esse campo guia tem propriedades focalizadoras que fazem com que o elétron execute oscilações pseudo-harmônicas em torno da órbita inicialmente desejada. Essas oscilações (radiais e verticais) são chamadas de *oscilações betatron* e serão foco do estudo da dinâmica de feixes.

O eletromagnetismo nos mostra que, cargas aceleradas emitem luz, essa radiação emitida nos aceleradores é chamada de radiação síncrotron, essa luz contém parte da energia cinética das cargas. Para ao menos manter as cargas em sua órbita é necessário então, re-acelerar as cargas já que parte da energia precisa ser repostada. A reposição dessa energia é feita através de campos elétricos oscilantes gerados por uma ou várias cavidades de rádio frequência. Assim, essa perda de energia e essa reposição causam também uma oscilação energética nos elétrons, oscilação esta que está associada a sua posição longitudinal e energia total. Essa oscilação é chamada *oscilação síncrotron*. E é a origem do nome de um dos tipos de aceleradores aqui estudados.

5.1 Coordenadas de movimento

Como as partículas dentro dos aceleradores, em geral, possuem uma velocidade muito próxima da luz (são ultra-relativísticas) podem ser algumas aproximações muito boas, que permitem lidar com coordenadas mais vantajosas.

A figura abaixo mostra um ponto referencia qualquer dentro da órbita de projeto (órbita ideal) e as coordenadas “s”, “x” e “z”:

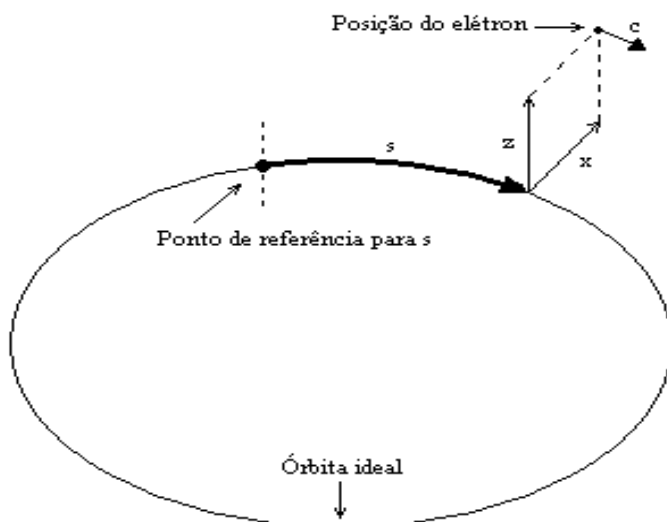


Figura 1: Coordenadas usadas na dinâmica de feixe

Já que a velocidade do elétron é muito próxima da velocidade da luz e como a variação da velocidade é praticamente zero, podemos escrever:

$$s = ct \quad (1)$$

Assim, a menos da constante “c”, o tempo e a coordenada “s” são proporcionais e variam da mesma maneira.

Baseado nisso usa-se um sistema de coordenadas mais adequado para descrever o movimento das partículas, sendo assim representados pelas coordenadas s, x, z .

O deslocamento ao longo do eixo “ x ” e “ z ” é, em geral, bem pequeno, sendo muito menor que o raio de curvatura local da trajetória.

Note que, como a órbita é uma curva fechada, mesmo que a coordenada longitudinal “ s ” cresça indefinidamente, a sua posição no espaço é cíclica. Chamando o comprimento total da órbita de “ L ” então podemos localizar um ponto no espaço pelo ponto “ s ” ou “ $s+L$ ” ou “ $s+2L$ ”. Vale a pena, agora, definir um raio efetivo da órbita como sendo “ R ” onde $L = 2\pi R$. O raio médio do LHC é de 4,3 km em comparação com o raio do LNSL 14,9 m, quase 290 vezes menor, pois as aplicações de um colisor requerem um raio muito maior.

5.2 Campo magnético guia

Pelo princípio da inércia (Newton), um corpo tende a permanecer em movimento retilíneo uniforme, se não há forças que o obriguem a mudar sua trajetória. Assim, para manter as partículas em uma órbita fechada, é necessária a aplicação de uma força a essas cargas.

Quando uma partícula, que possui carga elétrica, passa por um campo magnético com velocidade \mathbf{v} ela sofre um desvio, causado pela força de Lorentz e que possui a forma matemática

$$\vec{F} = q \vec{v} \times \vec{B}, \quad (2)$$

onde, “ \mathbf{B} ” é o campo magnético por onde a partícula passa, a carga “ q ”, para o caso de aceleradores de elétrons ou prótons vale “ $\pm e$ ”, a carga do elétron.

Com isso, para que as cargas permaneçam dentro da trajetória desejada deve haver um campo magnético nos pontos onde ele deve fazer alguma curva. Esse campo magnético é chamado de campo guia e é em geral estático, de modo que o movimento do elétron dependerá apenas da força do campo “ \mathbf{B} ” em cada ponto de sua trajetória.

A órbita ideal é esperada ocorrer no plano horizontal, de forma que o campo deve ser puramente vertical em todo ponto da órbita. Considerando o campo magnético simétrico com relação ao plano da órbita ideal a equação do campo magnético pode ser escrita através da expansão de Taylor, dada por

$$B_z(s, x, z) = B_0(s) + \frac{\partial B}{\partial x} x, \quad (3)$$

$$B_x(s, x, z) = \frac{\partial B}{\partial x} z,$$

como o campo é simétrico, pelas equações de Maxwell deve ser:

$$\frac{\partial B}{\partial x} = \frac{\partial B}{\partial z},$$

onde $\partial B/\partial x$ é o gradiente horizontal do campo. Assim, sendo a função do raio de curvatura dada por $\rho(s)$, então a força centrípeta deve ser igual à força de Lorentz, de (2) e (3), na órbita ideal onde $x=z=0$, tem,

$$\frac{mv^2}{\rho(s)} = evB_0(s) \quad (4)$$

A energia da partícula é dada por:

$$E_o^2 = (m_0c^2)^2 + c^2 p^2,$$

e como as cargas são ultra-relativísticas temos $m_0c^2 \ll c^2 p^2$ e portanto

$$p = E_o / c.$$

Com isso, a equação (4) é escrita como

$$\frac{1}{\rho(s)} = \frac{ecB_0(s)}{E_o} = G(s), \quad (5)$$

onde a função $G(s)$ (o inverso do raio de curvatura), é a função característica do campo guia.

Uma comparação bastante interessante entre os dois aceleradores, é a energia de funcionamento: o Síncrotron tem energia de funcionamento de 1,37 GeV, enquanto o LHC pretende chegar em 7 TeV(ou 7 000 GeV) que é 5,1 mil vezes maior que a do Síncrotron. Pela equação (5), o raio de curvatura e a energia de funcionamento estão intrinsecamente ligados, e é por isso que há uma diferença tão grande entre esses raios. Essa diferença de energia se dá por conta das aplicações: enquanto o Síncrotron

utiliza a radiação emitida pelos elétrons, o LHC estuda as partículas que se originam da colisão de dois prótons, e portanto, requer muito mais energia.

Substituindo (5) na equação (3) é possível escrever:

$$B_z(s, x, z) = \frac{E_0}{ec} G(s) + \frac{\partial B}{\partial x} x$$

Definindo então a função $K(s)$, que é a taxa da mudança do inverso do raio de curvatura,

$$K_1(s) = \frac{ec}{E_0} \left(\frac{\partial B}{\partial x} \right)_{0,s}, \quad (6)$$

tem

$$B_z(s, x, z) = \frac{E_0}{ec} (G(s) + K_1(s)x), \quad (7)$$

As funções $G(s)$ e $K(s)$ são genéricas, devendo obedecer apenas algumas condições:

- 1) Devem ser necessariamente periódicas, já que a coordenada azimutal “s” é fisicamente cíclica, ou seja:

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

- 2) Quando se projeta um anel acelerador colocam-se algumas restrições adicionais que facilitam e simplificam o cálculo e design. O elemento magnético de campo constante, responsável pela deflexão do feixe chama-se dipolo, então se todas as partes curvas do acelerador possuem o mesmo raio orbital, ρ_0 , será sempre o mesmo em todos os dipolos. E zero em qualquer lugar fora dos dipolos. Esse tipo de campo guia é chamado campo *isomagnético* possuindo uma função $G(s)$ característica:

$$G(s) = \begin{cases} G_0 = \rho_0, & \text{onde há dipolos} \\ 0, & \text{onde não há dipolos} \end{cases} \quad (8)$$

Essa é, no entanto apenas uma aproximação, visto que o campo magnético não pode ser descontínuo. Assim, haverá uma zona de transição próxima da borda dos ímãs onde o campo não é nem zero nem o valor nominal. Esse efeito de borda gera

acoplamento entra as oscilações e efeitos de segunda ordem que não serão tratados aqui.

Com todas essas deduções matemáticas, note que as funções $G(s)$ e $K(s)$ estão intrinsecamente ligadas com os elementos magnéticos presentes no anel (essa disposição é chamada de ótica do anel). Essa ótica possui variados tipos de elementos, desde drift spaces (Caminho livre de magnetos) até multipolos (ímãs com vários pólos). Aqui serão discutidos apenas os principais (sessão 4.4.2).

5.3 Equações do Movimento

A equação do movimento das partículas dentro do acelerador é de extrema importância para o entendimento do sistema, pois é dela que surgem certas propriedades e necessidades que a ótica do anel precisa possuir, além de ser possível, através das equações, prever algumas propriedades gerais da máquina.

Uma abordagem inicial para se obter a equação do movimento é considerar primeiramente uma máquina tal que possua apenas dipolos, tendo assim uma órbita de design perfeitamente circular.

Assumindo que a órbita seja no plano horizontal, então as coordenadas mais apropriadas para se usar são as coordenadas cilíndricas (r, θ, z) com a origem no centro do anel. Os vetores unitários $\hat{u}_r, \hat{u}_\theta, \hat{u}_z$ são indicados na *figura 2*:

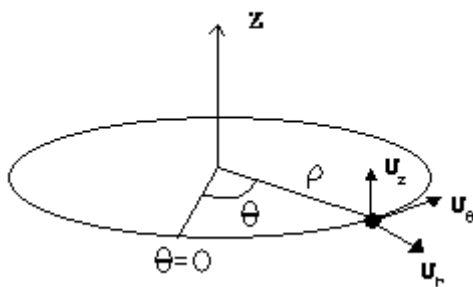


Figura 2: vetores unitários do sistema de partículas.

O vetor do raio da partícula pode ser escrito como

$$\vec{R} = \vec{R}_0 + r\hat{u}_r + z\hat{u}_z \quad \text{com } \vec{R}_0 = \text{constante.} \quad (9)$$

Para pequenos $d\theta$ tem-se

$$d\hat{u}_r = d\theta \hat{u}_\theta, \quad d\hat{u}_\theta = -d\theta d\hat{u}_r, \quad d\hat{u}_z = 0,$$

e assim

$$\dot{\vec{R}} = \dot{r}\hat{u}_r + r\dot{\theta}\hat{u}_\theta + \dot{z}\hat{u}_z. \quad (10)$$

Com isso a aceleração será,

$$\ddot{\vec{R}} = (\ddot{r} - r\dot{\theta}^2)\hat{u}_r + (2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta})\hat{u}_\theta + \ddot{z}\hat{u}_z. \quad (11)$$

Comparando então com a força de Lorentz (eq. 2) e as equações (9),

$$-e\vec{v} \times \vec{B} = (r\dot{\theta}\dot{B}_z - \dot{z}B_\theta)\hat{u}_r + (\dot{z}B_r - \dot{r}B_z)\hat{u}_\theta + (r\dot{B}_\theta - r\dot{\theta}B_r)\hat{u}_z. \quad (12)$$

Assumindo que $B_\theta = 0$ e comparando (11) com (10)

$$m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) = er\dot{\theta}\dot{B}_z, \quad (13)$$

$$m\ddot{z} = er\dot{\theta}\dot{B}_r.$$

Substituindo a equação (7) e usando que $r = \rho + x$, $\rho = \text{constante}$ na equação a cima,

$$m(\ddot{x} - r\dot{\theta}^2) = er\dot{\theta} \frac{E_0}{ec} (G_0 + K_1 x), \quad G_0 \text{ e } K_1 \text{ constantes.}$$

Como a velocidade na órbita é muito próxima à da luz e qualquer velocidade em outra direção será muito pequena em relação a v_θ então $v_\theta = r\dot{\theta} = v$.

Como visto antes $s = vt$, com v aproximadamente constante. Assim,

$$\ddot{x} = v^2 x'', \quad \text{onde } x'' = \frac{d^2 x}{ds^2} \text{ e:}$$

$$m \left[v^2 x'' - \frac{v^2}{r} \right] = ev \frac{E_0}{ec} (G_0 + K_1 x),$$

Ou,

$$x'' = \frac{1}{r} + \frac{E_0}{c(mv)} (G_0 + K_1 x).$$

Como o desvio de x é muito pequeno em comparação com o raio da órbita escreve-se

$$\frac{1}{r} \approx \frac{1}{\rho} \left(1 - \frac{x}{\rho} \right) = G_0 (1 - G_0^2 x)$$

e também, como as partículas são ultra-relativísticas a energia total é

$$E = c(mv) ,$$

De modo que

$$x'' = (G_0 - G_0^2 x) + \frac{E_0}{E} (G_0 + K_1 x)$$

Re-arranjando temos:

$$x'' = (G_0^2 + K_1) x + \frac{\epsilon}{E_0} G_0 , \quad (14)$$

pois $\frac{E_0}{E} \approx 1$ e tomando $\epsilon = E - E_0$ o desvio de energia.

Generalizando para uma órbita com raio variável e campo B qualquer, obtêm-se:

$$x'' = (G(s)^2 + K_1(s)) x + \frac{\epsilon}{E_0} G(s) ,$$

onde facilita denota-se

$$K_x(s) = G(s)^2 + K_1(s) .$$

ao efetuar o mesmo calculo para "z" obtêm-se

$$x'' = K_x(s) x + \frac{\epsilon}{E_0} G(s) , \quad (15)$$

$$z'' = K_1(s) z$$

Duas equações bastante gerais e fundamentais, denominadas equações de Hill.

A equação de Hill rege o movimento dos elétrons dentro de um acelerador de partículas e as propriedades da equação são essenciais para se entender as propriedades da máquina.

5.4 Equação de Hill

É possível escrever a solução da equação de Hill em uma forma matricial muito útil. Ao tomar um intervalo curto o suficiente para que $K \approx$ constante, os elementos das matrizes podem ser expressos analiticamente, de forma que pode-se escrever a solução trecho a trecho, tornando a solução em torno da órbita como uma multiplicação de matrizes. Assim, ao escrever cada elemento magnético por uma matriz é possível saber o que acontece com a partícula quando passa por um determinado objeto, ou um determinado trecho.

5.4.1 Propriedade da equação de Hill:

Como a equação é uma equação diferencial linear, se X_1 e X_2 forem duas soluções linearmente independentes então

$$X(s) = C_1 X_1(s) + C_2 X_2(s),$$

também é solução, onde C_1 e C_2 são constantes quaisquer.

Assim, a solução geral da equação é a solução da equação homogênea somado com a solução da equação geral.

A equação para $k =$ constante na coordenada "x" é uma equação diferencial linear não-homogênea, de segunda ordem.

Isso quer dizer que possui duas soluções linearmente independentes. Denotando, $C(s)$ e $S(s)$, que correspondem à solução da equação homogênea e uma solução $D(s)$, que corresponde à solução da equação não-homogênea que depende da diferença de energia entre a energia de design e a energia da partícula.

Com isso é possível escrever a solução em forma matricial, ponto a ponto, através das funções $C(s)$, $S(s)$ e $D(s)$ como

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ \frac{\Delta p}{p_0} \end{pmatrix}_s = \begin{pmatrix} C & S & D \\ C' & S' & D' \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ x' \\ \frac{\Delta p}{p_0} \end{pmatrix}_{s_0} \quad (16)$$

que resolvendo para os possíveis valores de k , obtêm-se

$$\begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \frac{1}{\sqrt{|K|}} \sin \varphi \\ -\sqrt{|K|} \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}, \text{ para } K > 0 \text{ (focalizador)} \quad (17)$$

$$\begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \varphi & \frac{1}{\sqrt{|K|}} \sinh \varphi \\ -\sqrt{|K|} \sinh \varphi & \cosh \varphi \end{pmatrix}, K < 0 \text{ (defocalizador)} \quad (18)$$

$$\begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, K = 0 \text{ (drift space, espaço livre de magnetos)} \quad (19)$$

(Calculando para um desvio de energia igual a zero $D(s)=0$)

Note que o determinante da matriz é unitário.

Assim, se o elétron passa por n elementos da ótica do anel cujas matrizes são M_n , a matriz de transferência total, após passar esses trechos será dada pela multiplicação das matrizes em ordem inversa da passagem a partícula:

$$M_{\text{tot}} = M_n \cdot M_{n-1} \cdot \dots \cdot M_3 \cdot M_2 \cdot M_1. \quad (20)$$

A matriz transferência da órbita fechada é uma função dependente da posição azimutal “ s ” e, portanto, deve ser periódica. Após uma volta no anel inteiro ela deve ter o mesmo valor. É usual construir anéis com uma periodicidade menor do que o comprimento total do anel, pois possui uma simetria mais estável. De forma que se L é o período de simetria, deve-se ter

$$M(s) = M(s+L)$$

Se tivermos N períodos repetindo, a matriz de uma revolução inteira é:

$$M(s+NL) = (M(s))^N$$

E então, para n voltas:.

$$(M(s))^{nN}$$

Com isso podemos obter uma condição de estabilidade para a máquina,

A matriz precisa manter-se mensurável durante todas as voltas mesmo se $n \rightarrow \infty$

Pode-se escrever então a matriz M na forma de Twiss como

$$M = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = I \cos \mu + J \sin \mu \quad (21)$$

onde I é a matriz unidade e $J = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ -\gamma & -\alpha \end{pmatrix}$ com $J^2 = -1$ e

$$\alpha = \frac{a-d}{2 \sin \mu}, \quad \beta = \frac{b}{\sin \mu} \quad \text{e} \quad \gamma = \frac{-c}{\sin \mu} \quad \text{e assim} \quad \cos \mu = \frac{1}{2} |\text{traço}(M)|$$

Essa forma tem propriedades similares com o numero complexo $e^{i\mu} = \cos \mu + i \sin \mu$.

Ou seja,

$$M^n = I \cos(n\mu) + J \sin(n\mu)$$

Que é um número mensurável para qualquer valor de n se e somente se μ for um número real, com isso

$$\cos \mu = \frac{1}{2} |\text{traço}(M)| < 1 \quad (22)$$

Uma ultima propriedade e não menos importante da solução da equação de Hill é a invariante de Courant-Snyder¹.

$$\gamma y^2 + 2\alpha y y' + \beta y'^2 = \text{constante} \quad (23)$$

Se descrevermos o espaço de fase por um gráfico y vs y' obteremos uma elipse (ver figura 3). Essa elipse, embora mude de forma enquanto as partículas passam pelos elementos do anel, possui uma constante que independe da posição. Essa constante é a área da elipse e também chamada de *Emitância*.

A figura 3 mostra o espaço de fase e as elipses possíveis. Quando uma partícula cai em uma delas, a trajetória é estável. Uma partícula com energia constante permanecerá sempre na mesma elipse, já que a solução da equação diferencial com condições iniciais (energia e posição) é única.

¹ A prova para a equação 23 pode ser obtida na página 58 da referencia [1]

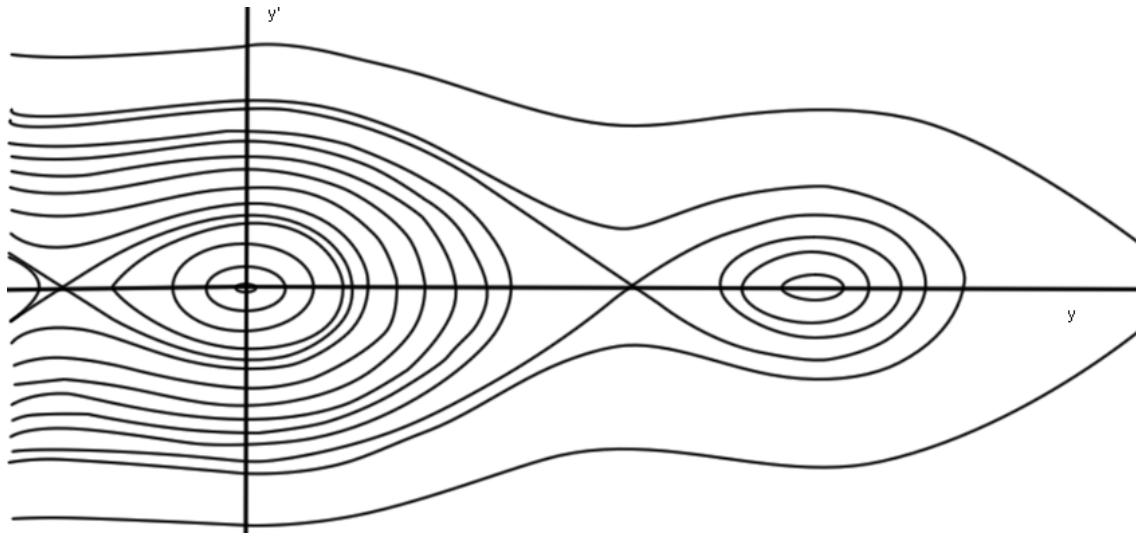


figura 3: Espaço de fase, as elipses são os pontos em que há estabilidade, enquanto que as outras curvas são pontos de instabilidade.

A emitância é a quantidade em aceleradores que permanece constante durante as transformações da trajetória da partícula, no entanto ela é dependente da energia e da função $K(s)$, sendo maior, quanto maior é a energia. Ela influencia no tamanho do feixe de partículas, sendo, portanto, necessário reduzir, quando é necessário um feixe mais colimado.

5.4.2 Elementos Magnéticos de um Acelerador

Abordaremos somente alguns elementos básicos importantes de cada acelerador. Cada elemento possui características que dependem da força magnética atuante neles e do gradiente da força magnética. Essas características são descritas matematicamente em cada elemento da matriz de transferência de cada elemento.

- **Drift spaces ou espaços livres de campo magnético:** São locais do aceleradores que, por não possuírem nenhum ímã perto não possuem nem campo magnético e nem gradiente de campo, assim, o fator “ K ” da equação de Hill é igual a zero, e temos que ao raio de curvatura é infinito, portanto $\frac{1}{\rho} = 0, K = 0$

- **Dipolos:** elementos com campo magnético vertical constante que tem por função causar a deflexão do feixe para que esse descreva uma trajetória circular. Quando defletidos pelos dipolos, as cargas podem emitir a radiação síncrotron tangencialmente a sua trajetória; Existem dois tipos de dipolos, os dipolos curvos e os dipolos retos. Os dipolos não são perfeitos, e portanto, em suas bordas existem os chamados campos remanescentes, que podem ser aproximados para quadrupolos.

- **quadrupolos:** elementos magnéticos com gradiente de campo magnético, gerado por uma dependência linear do campo com a posição do feixe, responsáveis pela focalização ou defocalização do feixe nas direções x e z . Quando um quadrupolo focaliza na horizontal, ele defocaliza na vertical, e vice-versa.

- **sextupolos:** elementos magnéticos com gradiente de campo magnético, gerado por uma dependência parabólica do campo com a posição do feixe, responsáveis pela correção da cromaticidade do feixe. Eles não interferem linearmente na trajetória da partícula, assim, a sua matriz transferência em uma aproximação de primeira ordem é igual à de um drift space de comprimento igual ao do sextupolo.

5.5 Oscilações Betatron

Para tratar do movimento radial das cargas, é conveniente separá-la em duas partes, uma delas é uma trajetória fechada que possui um pequeno desvio da trajetória original. Essa parte é chamada de órbita de equilíbrio. A segunda parte consiste de oscilações sobre essa órbita de equilíbrio. Escrevendo então para x

$$x = x_\epsilon + x_\beta,$$

De modo que

$$x_\epsilon'' = K_x(s)x_\epsilon + G(s)\frac{\epsilon}{E_0} \quad (24)$$

e

$$x_\beta'' = K_x(s)x_\beta, \quad (25)$$

a equação de movimento é satisfeita.

Pode-se ainda expressar

$$x_e(s) = \eta(s) \frac{\epsilon}{E_0}$$

De modo que, substituindo em (24) tem que

$$\eta(s)'' = K_x(s)\eta(s) + G(s) \quad (26)$$

que é uma função independente do desvio de energia e que depende só das características do campo guia do anel. Essa função é chamada de função dispersão.

O desvio em "x" pode ser escrito, então, como

$$x = \eta(s) \frac{\epsilon}{E_0} + x_\beta$$

Analisando primeiramente a equação (25), ela descreve as oscilações verticais e radiais chamadas *betatron*. Usando a aproximação linear, as duas oscilações radiais e verticais são independentes entre si. E a equação que rege seus movimentos é a equação de Hill. Cujas soluções analíticas são dadas por:

$$x_\beta(s) = a \sqrt{\beta(s)} \cos\{\varphi(s) - \psi\} \quad (27)$$

com

$$\varphi(s) = \int_0^s \frac{ds}{\beta(s)}$$

e

$$\frac{1}{2} \beta \beta'' - \frac{1}{4} \beta'^2 + K(s) \beta^2 = 1$$

Com isso fica claro que $\beta(s)$ deve ser diferente de zero, pois assim os valores de $\varphi(s)$ não divergem.

A equação (27) é característica de oscilações pseudo-harmônicas, com amplitude variável. Mas se focarmos em apenas um ponto "s" fixo da trajetória após inúmeras revoluções da partícula, vemos que nesse ponto o movimento é harmônico, com frequência obtida pela expressão de $\varphi(s)$. Assim, para uma volta, o ganho na fase é de

$$2\pi\nu = \int_s^{s+L} \frac{ds}{\beta(s)} = \int_0^L \frac{ds}{\beta(s)} = \oint \frac{ds}{\beta(s)} \quad (28)$$

e após a j -ésima volta, tem-se uma fase

$$2\pi\nu j + \varphi_0.$$

Como o tempo de revolução para cada volta é

$$t_j = \frac{L}{c} j,$$

a equação do desvio “ x ” para um ponto fixo s , é dada por

$$x_s(s) = a \cdot \sqrt{\beta_0} \cos\{2\pi\nu c t_j / L - \varphi_0\} \quad (29)$$

O valor de ν é o mesmo para qualquer ponto do anel e é característico também, somente do campo guia. Ele é chamado de número betatron e é de extrema importância. Como em um dado ponto da trajetória, o movimento é harmônico, se ν for inteiro, então, a partícula irá passar sempre na mesma posição. Se por algum acaso, nesse lugar, houver algum erro no campo (e eventualmente irá existir!) esse erro será acrescentado em cada volta, de forma ressonante de forma a aumentar a amplitude de oscilação até que a partícula se perca. É possível mostrar matematicamente² que de forma geral, ν não deve assumir certos valores, horizontais e verticais, devendo seguir a seguinte relação:

$$m\nu_x + n\nu_z \neq r, \text{ com } m, n, r, \text{ inteiros.} \quad (30)$$

De fato, efeitos significantes de ressonâncias destrutivas para anéis que contenham no máximo ímãs de até seis pólos, são observados apenas para m , n e r com valores 0, 1, 2 ou 3 e devem ser evitados na construção da ótica.

5.6 Função Dispersão

A equação (28) mostra a natureza da função dispersão. Ela surge, pois quando uma partícula possui um desvio ϵ da energia nominal, a órbita de design não é mais uma órbita possível. Ela percorre então uma nova órbita, ligeiramente diferente da

² A prova matemática pode ser encontrada na referencia [2]

órbita original, e oscilando em torno dessa órbita. A origem desse desvio de órbita é explicada, pela equação (2), onde a força exercida pelos ímãs depende da velocidade (ou seja, da energia). Portanto, cada pequeno desvio de energia originará uma focalização diferente.

Assim, em geral, a partícula dentro do acelerador, possui oscilações betatron em torno de uma órbita que é em geral diferente da original, mas mantendo uma proximidade sem a qual a partícula seria perdida. A trajetória da partícula está ilustrado na figura abaixo,

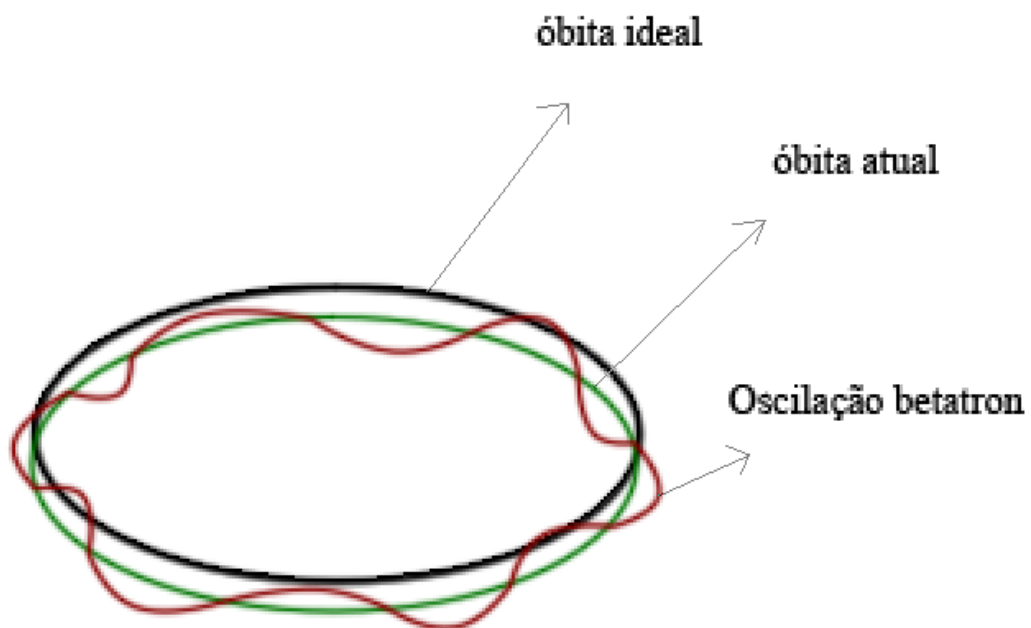


Figura 4: Desenho das possíveis trajetórias do elétron, o traço correspondente à oscilação betatron é a trajetória real realizada pelo elétron, enquanto as outras duas são trajetórias utilizadas para resolver o problema.

5.7 Ganho e perda de energia

A aceleração lateral sofrida pelas cargas para continuar em sua órbita fechada gera uma perda de energia pela liberação de radiação. A natureza das partículas torna a liberação de radiação diferente. O próton, por possuir massa muito maior, que o elétron, tem emissão de energia muitas vezes menor com a mesma aceleração. Como

a função de um Síncrotron é gerar essa luz para uso, é inviável, portanto, usar prótons. Enquanto que colisores como LHC, necessitam dar o máximo de energia, fazendo com que a emissão de radiação seja mais intensa. O que tornaria o raio de do acelerador extremamente grande manter elétrons com energias altas como 7 TeV. Portanto, a natureza da utilização da máquina, interfere diretamente no tipo de partícula que será acelerada.

Para manter as partículas sempre viajando, é preciso repor essa energia e esse é o trabalho da cavidade de rádio frequência. O total de energia perdida pela partícula deve ser repostado, porém, a emissão de radiação é aleatória, depende da quantidade de energia que cada elétron possui e de sua trajetória. Assim, a energia perdida por cada partícula é diferente em cada volta de modo que é preciso, ao menos, repor a energia média perdida a cada volta.

O sistema de rádio frequência consiste tipicamente de uma (ou mais) cavidade ressonante. Essa cavidade produz campos elétricos oscilantes ao longo da trajetória e são esses campos que dão ao elétron a energia necessária para continuar rodando. Como a cavidade é variante no tempo (e ela precisa ser, pois a integral do campo elétrico estático num circuito fechado é zero!), então a energia ganha pela carga dependerá do tempo que ela chega à cavidade.

Se a partícula for mantida na órbita de design ou perto dela, a função $U(t)$, que é a energia que a cavidade fornece ao elétron no tempo t , a cavidade deve ser oscilatória com um submúltiplo do período de revolução T_0 .

$$U(t + T_0 / k) = U(t)$$

k é chamado de número harmônico e ele limita o número máximo de pacotes de partículas no anel.

A função $U(t)$ tem uma forma parecida com a da figura (4). Apenas a partícula que passa no tempo $t+T_0/k$ irá ganhar a energia ideal para uma oscilação completa (essa partícula no tempo é denominada de síncrona e dá o nome à máquina *Síncrotron*). Porém, a carga um pouco atrasada, irá ganhar mais energia, terminará a volta antes do período T_0 , e se aproximará cada vez mais do tempo certo. Mas, não terá velocidade relativa ao síncrono zero, passando então a receber menos energia. Aos poucos irá diminuir sua velocidade até passar pelo ponto central novamente. Mantendo, portanto, uma oscilação em torno do elétron síncrono. Essa oscilação é chamada de oscilação *síncrotron*

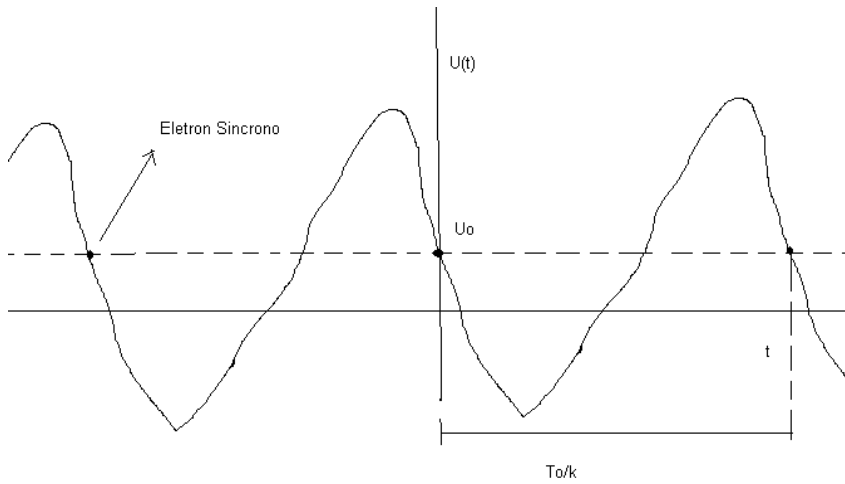


Figura 5: Energia potencial da cavidade de radio freqüência.

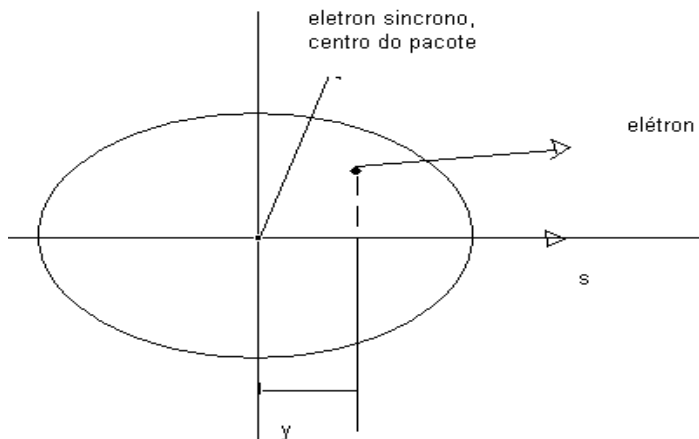
Definindo as variáveis: distância y de uma partícula qualquer à partícula síncrona e tempo $t' = y(t)/c$, pode-se escrever a equação diferencial que rege o movimento para pequenas oscilações³:

$$\frac{d^2 t'}{dt'^2} + 2\alpha_e \frac{dt'}{dt} + \Omega^2 t' = 0, \quad (31)$$

com

$$\alpha_e = \frac{\left(\frac{dU}{d\epsilon}\right)_0}{2T_0} \text{ e } \Omega^2 = \frac{\alpha \dot{U}}{T_0 E_0},$$

onde E_0 é a energia nominal e $\epsilon = -\frac{E_0}{\alpha} \frac{dt'}{dt}$ (é a diferença entre a energia atual do elétron e a energia nominal)



³ A dedução é encontrada na referencia [2]

figura 6: Coordenadas que descrevem oscilações sincrotron

A equação diferencial (31) é uma típica equação de movimento harmônico amortecido, que mostra que as cargas oscilam em torno da energia ideal.

É essa oscilação amortecida que torna fisicamente possível a existência de aceleradores circulares, já que seria impossível transferir perfeitamente a energia para as partículas.

Ignorando, inicialmente, o termo de amortecimento, temos a equação:

$$\frac{d^2 t'}{dt^2} = F(t').$$

Neste ponto é útil a introdução de um potencial associado,

$$\Phi(t') = \frac{\alpha}{T_o E_o} \int_0^{t'} (U(t') - U_o) dt'$$

Com isso, se $U(t')$ for da forma da figura 4, então sua energia potencial terá forma mostrada na figura 6.

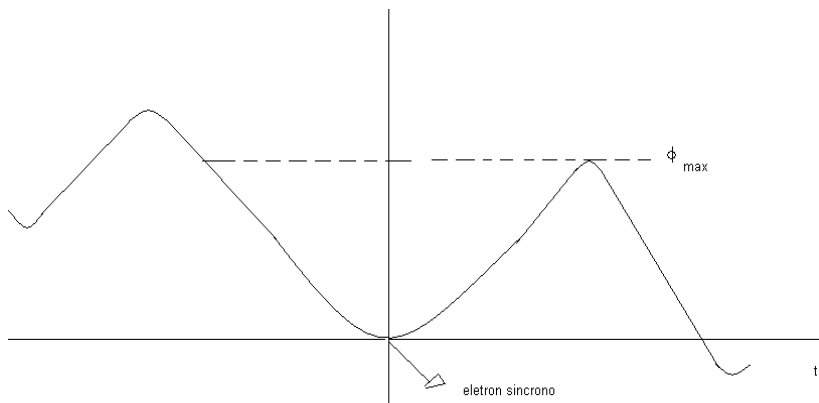


figura 7: Energia potencial associada com a energia dada pela cavidade RF

A oscilação só ocorrerá nos mínimos de potencial, que são os pontos onde a partícula síncrona pode existir. A variação máxima da energia, não pode superar o Φ máximo. Ou seja, essa é a abertura máxima de energia que um elétron pode ter, sem se perder completamente.

5.8 Tempo de vida

Por causa das limitações da câmara de vácuo, a abertura máxima de energia gerada pela cavidade RF, erros nos ímãs ou até mesmo, colisões, internas entre as partículas, ou de gases remanescentes, as partículas contidas no acelerador vão se perdendo aos poucos, até que seja necessária uma nova injeção, reabastecendo o feixe com novas cargas.

A descrição dos principais meios de perda de elétrons faz-se, então, necessária, para o estudo e entendimento do tempo de vida do feixe. São eles:

-Perda por espalhamentos elásticos: Uma partícula que está se movendo ao longo da órbita de design, pode ocasionalmente encontrar uma partícula de um gás residual (já que, por melhor que seja o vácuo, não é perfeito). A natureza física da colisão depende da massa das partículas envolvidas, nos casos em que as partículas sofrem pequena perda de energia, ou até mesmo nenhuma ocorre a chamada *colisão elástica*. Nessas colisões as partículas são apenas desviadas. Esse desvio de trajetória se for muito grande, pode jogar a carga para fora da zona de estabilidade da cavidade RF, chocando-se contra a câmara de vácuo, ou simplesmente se perca por ter uma amplitude instável, que difere da condição da equação de Hill.

O ângulo máximo de desvio na trajetória é limitado pela aceitância da máquina. A aceitância é definida como o mínimo da relação entre a máxima amplitude que uma partícula desviada de um ângulo θ e o máximo da função betatron

$$\epsilon_A = \frac{A^2}{\beta_A} \Big|_{\text{Mínimo}}, \quad (32)$$

Assim, o tempo de vida depende da pressão total da câmara de vácuo, e tem uma dependência inversa na velocidade, e é por tanto, mais significativo para baixas energias.

-Perda por espalhamentos inelásticos: Anteriormente foi visto que para núcleos de gás, geralmente ocorre uma pequena ou até nenhuma perda de energia da partícula. No entanto, ao se aproximar muito dos átomos, a partícula é afetada por fortes campos magnéticos, que podem por sua vez acelerar a partícula, fazendo com que ela perca sua energia, por emissão de radiação, sofrendo então um espalhamento inelástico. O tempo de vida é dado por:

$$\tau^{-1} = -\frac{4}{3}c \sum_i r_e Z_i^2 \alpha N P_i \left(4 \ln \left(\frac{183}{Z_i^{1/3}} \right) + \frac{2}{9} \right) \ln \delta_{acc}$$

Onde Z é a carga de cada núcleo espalhador, P a pressão parcial de cada gás, e δ_{acc} é a perda de energia relativa máxima aceita pelo anel.

-Perda por espalhamentos internos: as partículas também podem chocar-se entre si, dentro de cada pacote e esse choque pode levar a uma perda de ambas. Há colisões que podem acarretar em uma perda imediata, há também colisões que podem acarretar em uma perda após um longo tempo, e há ainda a chance de haver várias colisões antes da perda. Esse efeito é chamado de *efeito Touscheck* e foi observado no primeiro anel construído no mundo, o Anello di Accumulatione, na Itália. O tempo de vida é relacionado com a densidade de partículas por pacotes. O que para o caso de elétrons essa perda é muito pequena (diferente de prótons e íons), e seu tempo de vida é suplantado por outros efeitos. Nota-se aqui, que cada tipo de partícula gera um efeito diferente na perda e no seu tempo de vida.

-Perda por flutuações energéticas: As cargas em um pacote, tendem a seguir uma distribuição de densidade gaussiana, com uma maior concentração no centro do pacote, devido à perda de energia pelas oscilações síncrotron. Devido a efeitos quânticos, a perda de energia leva a uma tentativa das partículas de manterem a distribuição gaussiana. No entanto, a distribuição zera apenas no infinito, e as câmaras de vácuo não são infinitas. Assim, as constantes tentativas das cargas de preencherem todas as lacunas da distribuição fazem com que elas se percam. Esse efeito é dependente da abertura mínima da câmara de vácuo e seu efeito decai exponencialmente com a abertura. Desse modo colocando-se uma abertura adequada, pode-se manter um vácuo eficiente e um tempo de vida grande em comparação com as outras perdas. Porém, a câmara de vácuo um pouco menor, o tempo de vida pode se tornar terrivelmente curto, inviabilizando o projeto.

6. Os Aceleradores

Cada acelerador de partículas, circular, obedece à física descrita nas sessões anteriores, como um pré-requisito para o seu funcionamento. No entanto, cada acelerador é projetado levando-se em conta dois fatores fundamentais:

- 1) Disponibilidade tecnológica
- 2) Objetivo de uso

Esses pré-requisitos são os mais importantes, e eles que darão as limitações e vão impor alguns parâmetros necessários, que serão as principais diferenças entre os dois tipo de aceleradores aqui estudados.

6.1 Colisores

Os colisores de partículas têm uma função básica simples: colidir partículas, umas contra as outras, na maior energia possível, a fim de quebrá-las, para que assim seja possível estudar suas estruturas internas. Essa idéia fundamental é a mesma utilizada por Demócrito, mas nesse caso, as partículas são muito menores, e como as forças internas são muito fortes, precisam de muito mais energia para que as ligações sejam rompidas.

Basicamente, precisa-se de um acelerador que consiga impor altas energias, com estabilidade, e que possua um feixe colimado e com muitas partículas, já que, uma quantidade maior de partículas gera uma quantidade maior de colisões e dados a serem detectados e estudados.

Como o interesse desse acelerador é estudar as colisões que acontecem dentro da máquina, detectores ao longo do anel são necessários.

Para suprir todos esses pré-requisitos, devemos ter uma função betatron com uma amplitude pequena, para obter um feixe colimado e estável.

Outro grande problema vem do fato que cargas aceleradas liberam radiação. Essa radiação é parte da energia da partícula, essa perda inevitável, dificulta o ganho de energia. Quanto maior a aceleração, maior é a radiação emitida, assim, diminuindo a aceleração necessária para manter a partícula em órbita e a energia perdida. Uma das grandes limitações geradas pelas limitações tecnológicas é o campo gerado pela cavidade de rádio frequência. Ou seja, há um limite para o máximo de energia que a cavidade entrega para a partícula em cada volta, de forma que, existirá sempre um limite onde a cavidade não poderá dar mais energia do que a partícula perde por volta.

Da equação (2) e levando em conta que $v = \sqrt{ra}$,

$$a = (eE)^2 \frac{R}{m^2},$$

juntando com eq.(4)

$$a = \frac{E^2}{c^2 R m^2},$$

onde, “m” é a massa da partícula e “R” o raio da curva.

Assim, nota-se que aumentando a energia, a aceleração aumenta também. Para compensar esse aumento, é necessário aumentar o raio. Dessa forma, aceleradores de partículas com muita energia, precisam de raios cada vez maiores, para que o aumento na energia seja compensado. Como a energia aumenta quadraticamente, esse aumento no raio é muito mais efetivo o que resulta em graves limitações.

Uma alternativa é o uso de partículas com massas maiores. Por exemplo, a aceleração necessária para desviar elétrons é cerca de $4 \cdot 10^6$ maior em comparação com prótons, com mesma energia em um mesmo raio. Isso gera uma perda de energia por radiação de prótons muito menores que de elétrons.

6.2 Fontes de Luz

A segunda aplicação para a aceleração de partículas que tem uma ampla aplicação em engenharia de materiais, biomedicina, farmacologia, biologia e física, é justamente a radiação emitida pelas partículas aceleradas para diversos usos.

A difração de raios-x, por exemplo, utiliza o modo como um feixe de luz é refletido por uma amostra criando padrões de difração, que são usados para estudar a estrutura interna dos materiais, a disposição dos átomos e suas propriedades.

Com o objetivo de gerar uma luz intensa (chamada de luz síncrotron no caso dos síncrotrons), colimada e de alta qualidade, máquinas gigantescas como os aceleradores são criadas, com o objetivo de melhor atender a demanda. Nota-se, que, o uso é totalmente oposto ao dos colisores.

Enquanto o objetivo é chocar partículas, nas fontes de luz, deve-se manter o máximo de tempo possível cargas percorrendo o caminho e sendo aceleradas nos dipolos, para que assim possam emitir luz.

Como nesses aceleradores, o importante é a luz emitida, com a maior intensidade possível, partículas com menos massa possível são necessárias. Assim,

elétrons ou pósitrons são os mais adequados. Como no entanto, é mais fácil obter elétrons, essa é em geral a partícula escolhida para a utilização dos aceleradores.

Outro fato importante é a faixa de emissão da radiação. Se o objetivo é utilizar a luz para estudar materiais e suas estruturas, há uma maior necessidade de luz em uma dada frequência específica, raios-x, por exemplo. Embora a emissão de radiação seja aleatória, há uma distribuição de probabilidade no espectro de luz para cada energia e aceleração que o elétron possui. Assim, bastando escolher adequadamente, é possível obter maior intensidade de luz com energias mais baixas; portanto, em sua natureza, fontes de luz tem energia mais baixa que colisores.

Para captar a luz, devem-se acrescentar linhas de luz, que são trajetórias formadas por lentes e câmaras de vácuo, em locais específicos dos dipolos, onde a emissão de radiação é intensa. Essas linhas de luz têm uma ótica específica para o uso e são a ferramenta principal para a utilização do aparato, podendo-se compará-las com os detectores presentes nos colisores.

Nesse tipo de acelerador, convém melhorar ao máximo o tempo de vida das partículas dentro da máquina. Assim há menos necessidade de injetar e acelerar os elétrons para as energias necessárias. É comum, utilizar em conjunto mais de um acelerador, dividindo-os em um acelerador linear inicial, onde os elétrons injetados diretamente de um cátodo recebem energia e são focalizados, e injetados em um booster, um acelerador secundário que acelera até a energia de funcionamento do acelerador principal, cuja única função é manter as partículas em movimento o maior tempo possível e gerar a luz síncrotron.

Por esses motivos, os parâmetros das fontes de luz são tão diferentes dos parâmetros dos colisores. Pode parecer que os números são inferiores e que a máquina é menos potente, mas na verdade, ela é calibrada para atender um uso específico e é bem ajustada para melhor fornecer a luz, com o menor custo.

6.3 Síncrotron VS LHC

Uma análise dos parâmetros reais de aceleradores em funcionamento é fundamental para o melhor entendimento da diferença entre os tipos de aceleradores.

Com esse objetivo essa sessão aborda a comparação entre dois aceleradores de diferentes tipos, o Síncrotron, a fonte de luz do LNLS e o LHC, colisor do CERN.

Tanto o LHC quanto o síncrotron, possuem aceleradores secundários que dão energia às partículas, para que elas possam ser utilizadas pelos seus aceleradores

principais. Os parâmetros desses aceleradores secundários não são tão importantes para uma análise comparativa e não serão abordados. Os dados gerais apresentados nas tabelas abaixo[9],[10], são referentes a cada acelerador principal de cada máquina.

Parâmetro	Síncrotron	Large Hadron Colider
Partícula	Elétron	Próton
Energia máxima	1,37GeV	7 TeV
Circunferência	93,2m	26.658,883m
Corrente máxima	0,250 A	0,582 A
Perda de energia por volta	114 KeV	6,3 KeV
Emitância	100 nm.rad	3750 nm.rad

Tabela 1: Parâmetros principais de cada um dos anéis, para as suas energias máximas.

Talvez o parâmetro que mais chame a atenção à primeira vista, seja a energia de funcionamento. O LHC possui uma energia mais de 5000 vezes maior. A primeira vista, pode parecer que isso aconteça, pois o LHC é um anel extremamente recente, que acabou de ser construído em 2008, enquanto o síncrotron funciona desde 1997, mais de 10 anos de diferença.

Mas, ao analisar melhor, há anéis recentes, e em planejamento, como uma segunda fonte de luz síncrotron para o LNSL, possuem energias ao redor de 2,5 GeV. Isso acontece, pois as aplicações para esse tipo de acelerador é com radiação eletromagnética que tem maior potência de emissão em energias próximas a essa.

Outro parâmetro que gera grande espanto são os raios dos aceleradores. Novamente, o LHC é muito maior, mas isso é devido justamente a sua energia muito elevada, que, mesmo com ímãs poderosos, necessita de um raio de curvatura muito acentuado. Na tabela 2 estão dispostos os raios de curvatura por dipolo, e o campo no dipolo.

Um parâmetro interessante da tabela 1 é a perda de energia por volta, a energia perdida por volta no síncrotron, é 18 vezes maior. Mas, a perda de energia, aumenta, se a energia das partículas aumenta. E a energia do síncrotron é muito menor que a do LHC. A perda relativa de energia é, na verdade de 9.10^{-6} para o LHC, enquanto que para o síncrotron é de 0,083, ou seja, 92 000 vezes maior!

Essa grande diferença ocorre justamente, pois o objetivo do síncrotron é utilizar a radiação, enquanto a para o LHC a perda é ruim. Então, enquanto um tenta otimizar a perda, o outro tenta reduzir.

A emitância do síncrotron é cerca de 40 vezes menor que a do LHC. Mas esse número na verdade poderia ser menor ainda. Aceleradores modernos, como a nova fonte do LNLS são projetados para possuir emitâncias menores do que 1 nm.rad. Isso não ocorre no síncrotron, pois o LNLS funciona também como um booster: ele recebe elétrons a uma energia de 500 MeV e aumenta a energia deles para 1,37GeV. Com isso, alguns ajustes necessários para uma maior estabilidade do feixe foram necessário, obrigando a emitância a assumir valores mais elevados. Novamente, essa diferença entre LHC e síncrotron acontece devido à diferença de energia.

Parâmetro	Síncrotron	LHC
Número de dipolos	12	1232
Campo nos dipolos	1,67T	8,33T
Raio de curvatura	2,7m	2800 m
Frequência de revolução	3,2 MHz	11,24 Khz
Frequência da RF	476 MHz	400,8 MHz
Tempo de vida do feixe	15 h	14 h

Tabela 2: Outros parâmetros dos aceleradores síncrotron e LHC.

O número de dipolos no LHC mostra a grande dificuldade instrumental e limitação dos ímãs. Campos magnéticos constantes, muito grande, são extremamente difíceis de conseguir e caros, além de que, com campos magnéticos mais fortes, a energia emitida é maior. Isso fez com que o LHC dividisse os 360° em 1232 dipolos com um campo 5 vezes mais forte que os 12 dipolos do Síncrotron, o que resulta em um raio de curvatura 1000 vezes maior.

A frequência de revolução tem essa grande diferença, já que a velocidade das partículas é sempre aproximadamente igual à velocidade da luz, mas o raio dos aceleradores são muito diferentes.

7. Conclusão

Muito embora as características e aplicações dos aceleradores de partículas sejam muito diferentes entre si, a física que rege o movimento das partículas é a mesma, e as características físicas da trajetória, são dadas pelas equações do movimento, que dependem da ótica do anel. A partir da solução dessas equações, podemos tirar propriedades importantes, tais como tempo de vida, energia de funcionamento, emitância, número de pacotes possíveis, abertura energética. Cada uma dessas características deve ser devidamente ajustada para encaixar-se com as necessidades exigidas pelo uso do anel.

Para um anel colisor, quanto mais energia, melhor. Assim pode pesquisar mais a fundo as propriedades da matéria, enquanto um síncrotron utiliza-se da luz emitida pelas partículas, o que torna inviável a utilização em energias muito altas.

Com isso, a aplicação científica dos aceleradores determina o tipo de acelerador ser construído. Os colisores, tem a finalidade colidir partículas para analisar os fenômenos e sua estrutura interna, enquanto as fontes de luz procuram produzir uma luz intensa e de alta qualidade para ser usada em estudos das estruturas da matéria.

Dessa forma, o tipo de acelerador determina a partícula a ser utilizada, prótons, que possuem massa maior, são mais adequados para atingir energias muito altas, pois a perda por radiação é menor, enquanto elétrons, por possuírem massa menor, podem ser mais facilmente desviados desse modo, emitem mais luz. A aplicação determina ainda a energia de funcionamento, fontes de luz tem energia por volta de 2,5 GeV, enquanto colisores buscam o máximo possível, atualmente chegando a 7TeV. Isso acarreta em grandes diferenças no tamanho do anel, já maior a energia, mais difícil é desviar a partícula, resultando num substancial aumento nos ímãs e em suas forças magnéticas, e um aumento na emitância do acelerador.

É importante notar que a base da construção dos aceleradores é à força de Lorentz e não se aplica para partículas sem carga.

O tempo de vida das partículas também deve ser levado em conta nas aplicações de uso dos aceleradores, pois ela sofre influências de diferentes efeitos que são mais importantes dependendo do tipo de partícula. Prótons que são mais pesados são menos afetados por partículas remanescentes, em compensação, a densidade de prótons é maior em um pacote, fazendo com que o efeito Touscheck seja mais efetivo.

Em ambos os casos, os aceleradores são máquinas que geram conhecimento e ajudam a formar cientistas de várias áreas e são pólos tecnológicos e de referência no mundo todo. Possuem uma complexa física envolvida e requerem muito planejamento

antes de serem construídos, mas sempre surgem e causam uma mudança na física em geral.

8. Referências

- [1]Schmüser, P. **Basic course on Accelerator Optics**. CAS, CERN Accelerator School, fifth general accelerator physics course (1992)
- [2]SANDS, Matthew. **The Physics of Electron Storage Rings: An Introduction**. SLAC Internal Report (1970);
- [3]Andréas Streun, **OPA manual**, PSI (2008)
- [4]WIEDEMANN, Helmut. **Particle Accelerator Physics I e II: Basic Principles and Linear Beam Dynamics**. Springer-Verlag (1999);
- [5] Pasquini, Pedro S. **Projeto de uma rede magnética para o booster do LNLS2** relatório de iniciação científica no LNLS-Campinas (2009)
- [6]Thornton, Stephen. **Classical Dynamics of Particles and Systems, Fifth Edition** Brooks/Cole (2004);
- [7] Newman, B. Harvey; Ypsilantis, Thomas. **History of Original Ideas and Basics Discoveries in Particle Physics** Italy (1994)
- [8] Caruso F. ; Oguri, V; Santoro, A. **Partículas elementares: 100 anos de descobertas**. Manaus (2005)
- [9] <http://www.lnls.br>
- [10] <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>

Comentário do orientador sobre o relatório parcial:

Até o presente foram estudados aspectos básicos do funcionamento de aceleradores explicitando-se algumas características e diferenças do Síncrotron e LHC. O material já foi editado, constituindo parte substancial do texto final. O relatório mostra que o aluno vem tendo bom desempenho no desenvolvimento do projeto.

Parecer do orientador sobre o relatório final:

A escolha do tema do projeto teve por base a experiência do aluno com o acelerador Síncrotron do LNLS, através de bolsa de Iniciação Científica (FAPESP) e o interesse de iniciar pesquisas na área de Fenomenologia de Interações Hadrônicas, neste semestre, sob minha orientação. A partir do projeto inicial o aluno tomou toda a iniciativa a respeito dos assuntos a serem estudados, das análises comparativas, bibliografia adicional elaboração dos textos parcial e final, na forma de uma monografia.

Apesar de um projeto de difícil execução em um semestre, o texto mostra que o aluno teve um desempenho muito bom. Destaco o fato de estar claro na pesquisa desenvolvida, a vinculação essencial entre os aspectos instrumentais de cada acelerador e os objetivos aos quais se propõe: produção de radiação para pesquisa (Síncrotron) e produção de colisões a altíssimas energias para o estudo das estruturas mais internas da matéria (LHC). Nesse sentido, entendo que os objetivos do projeto foram plenamente atingidos.

O único ponto negativo que vejo, refere-se à apresentação do trabalho em forma de painel, que deixou a desejar. Entretanto acredito ser um aspecto secundário no projeto em si, o qual poderá facilmente ser sanado nos trabalhos futuros que objetivem apresentação na forma de painel.