

Trabalho Final - ES101

Pedro Henrique Limeira da Cruz

April 19, 2023



UNICAMP

1 Revisão de Dinâmica

1.1 Cinética Plana de Corpos Rígidos

1.1.1 Introdução

A cinética de corpos rígidos trata das relações entre as forças externas sobre um corpo e seu movimento resultante (que é composto pela rotação e translação). Para a abordagem a seguir, o corpo apresenta um **CG** (Centro de Massa / Centro de gravidade), de maneira que todas as forças que atuam sobre o corpo atuam sobre ele.

No Total, para caracterizar totalmente o movimento de um corpo em um plano são necessárias 3 equações, sendo elas:

1. Somatório de Forças no Eixo X
2. Somatório de Forças no Eixo Y
3. Somatório de Momentos Gerais

Além disso, para analisarmos as formas e momentos supracitados, também é necessário (em primeiro lugar) a análise de *DCL* (Diagrama de Corpo Livre).

1.1.2 Equações Gerais do Movimento

Como havia sido dito anteriormente, para descrevermos por completo o movimento de um corpo em um plano é necessário 3 equações, sendo duas de forças e uma de momento. Sendo elas:

$$\sum \vec{F} = m \cdot \vec{a} = \dot{\vec{G}}_{CG} \quad (1)$$

$$\sum \vec{M}_G = I \cdot \vec{\alpha} = \dot{\vec{H}}_{CG} \quad (2)$$

Explorando mais as equações acima, temos que:

- \vec{a} : Aceleração linear do centro de massa;
- α : Aceleração angular do centro de massa;
- \bar{I} : Momento de inércia do corpo (i.e a medida de resistência à variação na velocidade de rotação devido à distribuição de massa em torno do CG)
- $\dot{\vec{G}}$: A variação no tempo da *Quantidade de Movimento Linear* no CG
- $\dot{\vec{H}}$: A variação no tempo da *Quantidade de Movimento Angular* no CG

É válido ressaltar, ainda, que a *Quantidade de Movimento Linear* e a *Quantidade de Movimento Angular* são grandezas vetoriais que é definida pelo produto entre a velocidade (linear e angular) com a inércia (i.e a massa e a momento de inércia). E são de suma importância pois tem relação direta com força e momento (como visto anteriormente).

1.1.3 Equação Alternativa do Momento

A fórmula 1 modela a soma de momentos somente quando estamos analisando o sistema tomando como referencial o centro de gravidade *CG*. Isso, entretanto, nem sempre é possível, tendo em vista a complexidade que algumas topologias assumem, o que tornaria inviável fazer sua análise. Há, todavia, uma forma alternativa de modelarmos o sistema, considerando um ponto P arbitrário, a uma distância d conhecida:

$$\sum \vec{M}_P = \bar{I} \cdot \alpha + m\bar{a}d \quad (3)$$

Onde a é a aceleração linear no centro de gravidade.

Ao analisarmos bem a equação, podemos observar que ela nada mais é do que o momento no próprio centro de gravidade, dado pela parcela $\bar{I}\alpha$, somado ao momento (também chamado de torque) que a força resultante ($\sum F = m\bar{a}$) gera no ponto P a uma distância d do CG em análise.

1.1.4 Sistemas de Corpos Interligados

Em casos mais complexos, a principal topologia que encontramos é a de corpos extensos interligados. Um clássico exemplo disso é o problema do carro com pêndulo, onde temos um carro (primeiro corpo) conectado a uma mola e a uma parede, que possui um pêndulo (segundo corpo) com seu pivô de rotação localizado no *CG* do carrinho.

Para problemas assim, temos a generalização das fórmulas, como sendo:

$$\sum \vec{F} = \sum m\vec{a} \quad (4)$$

$$\sum \vec{M}_P = \sum \vec{I}\alpha + \sum m\vec{a}d \quad (5)$$

A equação 5 pode, ainda, ser reescrita considerando a notação da *Teoria dos Eixos Paralelos*, que é dada por:

$$\begin{cases} \sum \vec{M}_P &= I_P \alpha \\ I_P &= \bar{I} + m\bar{r}^2 \end{cases} \quad (6)$$

Isso é verdade pois $m\alpha\bar{r}^2 = m(\alpha\bar{r})\bar{r} = m\bar{a}\bar{r}$, que podemos ver ser igual à equação 3

1.1.5 Aplicação

EXEMPLO 1 - O exemplo mais clássico para a aplicação de todos os conceitos vistos é o problema do carro com pêndulo, que é o que veremos agora:

No geral, iremos seguir os seguintes passos:

1. Diagrama de corpo livre: A primeira coisa que devemos fazer em qualquer problema de dinâmica e Vibrações é desenhar o *DCL* (Diagrama de corpo livre).
2. Listagem dos Dados conhecidos: Em seguida, é de suma importância listarmos todos os dados que possuímos sobre o problema.
3. Equações do Movimento: Nesse passo precisamos primeiramente identificar se estamos lidando com corpos interligados (e por conseguinte utilizaremos as equações 4 e 5), ou se estamos lidando com corpos simples (e então usaremos as equações 1, 2 e 3)

2 Introdução à Vibrações

Vibração é o movimento repetitivo, que pode ser:

- Desejado
- Não Desejado

Além disso, a vibração pode ser vista não somente como um movimento, mas também como a troca entre *energia potencial* (e.g potencial elástico, potencial gravitacional, etc) e *energia mecânica*.

3 Vibrações livres não Amortecidas - 1 DOF

Primeiramente, é importante entendermos que definimos os tipos de vibrações de acordo com certas características, sendo elas:

1. Graus de Liberdade: A depender do número de coordenadas que são necessários para a modelagem completa do movimento.
2. Amortecimento: A depender se há o amortecimento, i.e a dissipação de energia de alguma forma (e.g um amortecedor de fluidos, atrito, ...). E pode ser classificado como:

Amortecido: Quando ocorre a dissipação de energia;

Não-Amortecido: Quando não ocorre a dissipação de energia e, por conseguinte, o movimento não para.

3. Liberdade de Vibração: Que se refere à presença ou não de forças externas atuando no *sistema* ¹.

¹Importante ressaltar que a definição do sistema implica na sua classificação

Vibração Livre: Não há forças externas atuando no sistema;

Vibrações Não-Livres: Há forças externas.

4. Parâmetros Concentrados: Um sistema é dito de parâmetros concentrados quando os corpos que o integra são representados por corpos concentrados, e.g massas e molas.

3.1 Sistema Massa-Mola

Um sistema massa mola, como descrito na imagem abaixo, assim como o nome sugere, é composto por:

- Massa de valor m
- Mola de rigidez k
- Gravidade ² g

Agora, para realizarmos a análise de vibrações desse problema, iremos seguir as seguintes etapas:

1. Definição de Coordenadas
2. Diagrama de Corpo Livre
3. Equações de Movimento

1º Passo - Definição de Coordenadas

Algo muito importante de se perceber quando estamos lidando com problemas com molas (principalmente aqueles de massa-mola na vertical) é que existem dois principais pontos de interesse de serem definidos no espaço, sendo eles:

- Posição sem deformação da mola: Isso é, posição no espaço onde a mola não exerce força alguma, devido ao fato de que a força elástica F_e é dada por $F_e = k\delta$
- Posição onde há equilíbrio entre a força elástica e as demais (principalmente força peso F_p)

Levando isso em consideração, o jeito mais fácil de lidar com esse dois pontos é criando dois eixos de coordenadas, cada um contendo seus respectivos zeros nesse ponto. Portanto, o primeiro passo que precisamos fazer é definir uma coordenada y a qual possui zero no ponto onde a mola **NÃO** está deformada, *i.e* ela está com seu tamanho normal. Em seguida, definimos nosso segundo eixo de coordenadas x contendo seu x_0 no ponto onde as forças peso e elástica se anulam.

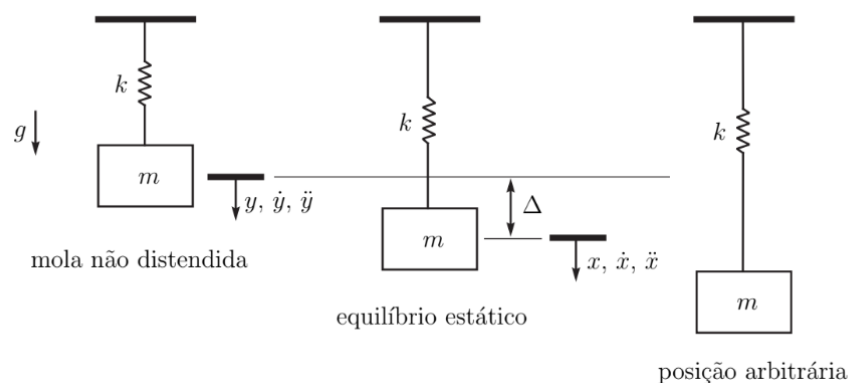


Figure 1: Coordenadas para o Problema Massa-Mola na Vertical

Esses dois eixos de coordenadas distintos, como veremos mais para frente, facilitam bastante os nossos cálculos de equação de movimento. A partir disso, já temos definidos todos os pontos de interesse, e podemos prosseguir para o diagrama de corpo livre *DCL*.

²Importante ressaltar que nesse sistema estamos incluindo a terra (e por conseguinte suas ações na massa, e por isso continua sendo um problema de *Vibração Livre*)

2º Passo - Diagrama de Corpo Livre (DCL)

Para fazermos o DCL, precisamos primeiro considerar o bloco em uma posição arbitrária. Como já definimos os dois eixos de referência para baixo, iremos considerar o bloco em um ponto tal que $x, y > 0$, para facilitar os cálculos.

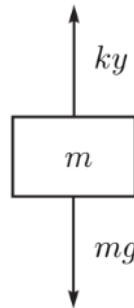


Figure 2: DCL básico do sistema massa-mola

A partir disso, podemos fazer o DCL, que possui algumas características, que possuem o acronym (em inglês) *B.R.E.A.D.*:

- *Body* : Precisa representar o corpo que está sendo estudado, sem nenhuma outra coisa a sua volta (e.g sem paredes, pilastra, etc).
- *Reações*: A segunda etapa de um DCL é a representação das forças de reação (como no nossa caso a força elástica)
- *External / Body Forces*: A terceira etapa é a representação das forças externas ou do próprio corpo (como no nosso caso a força peso F_p).
- *Axis*: A quarta coisa que seu *D.C.L* precisa ter são os eixos de coordenadas.
- *Dimension*: A última coisa que precisa ser colocada é, quando de interesse, as dimensões do do corpo.

É importante ressaltar que a força elástica F_e é dada por $k \cdot y$, tendo em vista que o eixo de coordenadas \vec{y} tem seu zero (i.e sua origem) no ponto em que a mola não possui deformação. Poderíamos ficar escrevendo que a mola está com uma deformação y_α ou qualquer outro nome, mas para termos menos trabalho usamos y como sendo o ponto na coordenada \vec{y} , e usaremos ainda mais para frente x para um ponto qualquer no eixo \vec{x} .

3º Passo - Equações de Movimento

Como já temos o diagrama de corpo livre, podemos modelar o movimento do bloco a partir das equações de movimento que vimos em dinâmica (eqs. 1, 2). Como o corpo não apresenta rotação (e nem momentos) iremos descrever somente a soma de forças do problema:

$$\begin{aligned} \sum \vec{F} &= m \cdot \vec{a} \\ mg - ky &= m \cdot \ddot{y} \\ 0 &= m\ddot{y} + ky - mg \end{aligned} \quad (7)$$

Com isso temos a equação 7, que descreve o movimento da massa como uma Equação Diferencial Ordinária de Segundo grau Ordinária de Segundo grau. podemos, entretanto, simplificar essa equação considerando a relação entre a coordenada x , a coordenada y e a deformação da mola, como mostramos abaixo:

$$k\Delta = mg \quad (8)$$

$$y = \Delta + x \therefore \dot{y} = \dot{x}, \ddot{y} = \ddot{x} \quad (9)$$

Substituindo as equações acima na equação 7 temos:

$$m\ddot{x} + kx = 0 \quad (10)$$

E isso facilita as contas pois torna uma equação diferencial não homogênea em uma homogênea. Além disso, podemos verificar que o **peso oscila em torno do ponto de equilíbrio estático**. Ao sabermos disso, nós temos então a possibilidade de, nos próximos exercícios, partimos dessa última equação, considerando como nosso eixo de coordenadas tendo início no ponto de equilíbrio estático.

3.2 Molas Equivalentes

O exemplo da massa mola acima pode parecer irrealista, mas na realidade nós podemos simplificar diversos problemas do mundo real descrevendo certas estruturas através de sistemas de molas, como veremos a seguir.

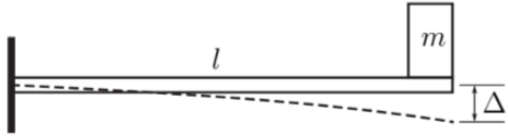
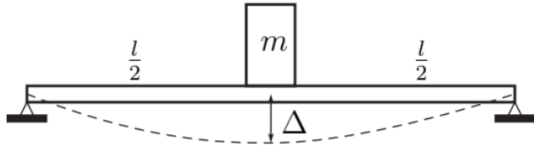
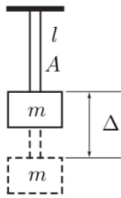
Sistema	Diagrama	Deformação	k Equivalente
Viga Engastada		$\Delta = \frac{Pl^3}{3EI}$	$k = \frac{P}{\Delta} = \frac{3EI}{l^3}$
Viga Bi-Apoiada		$\Delta = \frac{Pl^3}{48EI}$	$k = \frac{P}{\Delta} = \frac{48EI}{l^3}$
Barra em Solicitação Axial		$\Delta = \frac{Pl}{AE}$	$k = \frac{P}{\Delta} = \frac{AE}{l}$

Table 1: Molas Equivalentes

Onde:

- P : Força peso, $P = m \cdot g$
- Δ : Deflexão
- E : Módulo de Elasticidade
- I : Inércia da seção transversal

Além disso podemos, ainda, ter a associação de molas:

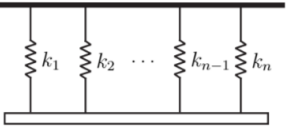
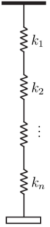
Topologia	Diagrama	Equação	Observação
Molas em Paralelos		$k = \sum_{i=1}^n k_i$	Temos que para molas em paralelo, todas tem o mesmo deslocamento
Molas Em Série		$k^{-1} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{k_i}$	Temos que para molas em série, cada uma delas sofre a mesma força.

Table 2: k Resultante de associação de molas

3.3 Sistema Torcional

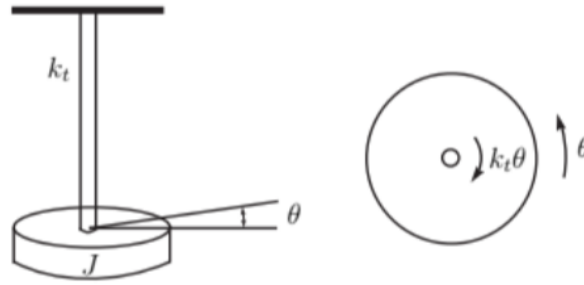


Figure 3: Sistema Torcional e DCL

Para introduzirmos um sistema torcional de vibrações, iremos considerando um sistema de um disco, com um momento de inércia J , conectado a um eixo engastado (fixo e sem rotação livre) em uma das suas extremidades, com uma rigidez torcional ³ k_t , como mostrado pela figura acima.

Quando lidamos com problemas relacionados com rotação, a maioria esmagadora de vezes iremos usar o momento para equacionar o movimento vibracional. Após a análise de corpo livre e determinação da coordenada θ (necessária somente uma pois sistema apresenta somente um grau de liberdade), podemos aplicar a Lei de Newton no que tange momento e temos:

$$\sum M = J\ddot{\theta} \Rightarrow -k_t\theta = J\ddot{\theta}$$

Que pode ser escrita da seguinte forma:

$$\ddot{\theta} + \frac{k_t}{J}\theta = 0 \quad (11)$$

Podemos, então, verificar que, mesmo com uma topologia diferente, o sistema apresenta o mesmo comportamento (e mesma modelagem) do sistema massa mola, com a frequência natural sendo $\omega_n = \sqrt{k_t/J}$

³Similar à propriedade k de molas normais, mas representa a resistência à torção da mola equivalente, que nesse caso refere-se à viga engastada

4 Vibrações Livres de Sistemas de 1 *DOF* com Amortecimento

4.1 Introdução

Até o momento nós vimos situações onde não haviam forças dissipativas atuando sobre o sistema e, por conseguinte, o movimento de vibração continuava eternamente. Isso, entretanto, não condiz com a realidade, levando em consideração que há inúmeros mecanismos pelos quais um sistema perde energia. Vários deles, entretanto, podem ser modelados por um **amortecedor viscoso**, que é regido pela seguinte equação:

$$f_d = -c\dot{x} \quad (12)$$

Onde:

- c : Constante do amortecedor
- \dot{x} : A velocidade

O exemplo mais comum disso é uma massa-mola-amortecedor, como mostrado na figura abaixo:

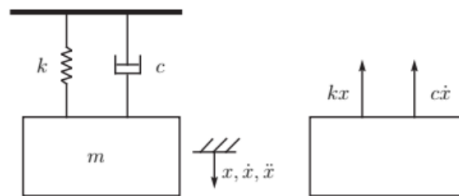


Figure 4: Sistema Massa-Mola-Amortecedor

Aplicando a Lei de Newton chegamos em:

$$\ddot{x} + \frac{c}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = 0 \quad (13)$$

Rotineiramente, entretanto, quando temos um problema com amortecimento nós utilizamos a equação diferencial (que no nosso caso é a equação 13) da seguinte forma:

$$\ddot{x} + 2\zeta\omega_n\dot{x} + \omega_n^2x = 0 \quad (14)$$

Onde:

- ζ : **Fator de Amortecimento**, parâmetro adimensional que fornece uma medida do amortecimento do sistema (que veremos de forma mais detalhada mais para frente)
- ω_n : Frequência Natural do sistema, dada por $\sqrt{k/m}$

IMPORTANTE: Em um sistema amortecido, o sistema **NÃO** oscila com a frequência natural ω_n , mas sim com uma frequência amortecida (também chamada de *damped frequency* ω_d , que iremos averiguar mais para frente como é calculada).

4.2 Classificação de Sistemas Amortecidos

Como vimos anteriormente, podemos modelar um sistema de 1 grau de liberdade amortecido pela equação 14, que tem como principal componente que descreve o seu amortecimento como sendo o ζ , chamado de fator de amortecimento.

Somos capazes de ver e entender a influência do fator de amortecimento ao analisarmos a equação diferencial característica 14, onde, durante a sua resolução (para o qual supomos o sistema com uma resposta $x = Ae^{\lambda t}$), seu polinômio característico⁴ e suas raízes (que regem o comportamento exponencial da resposta) são dadas por:

$$\lambda^2 + 2\zeta\omega_n\lambda + \omega_n^2 = 0 \Rightarrow \lambda_{1,2} = -\zeta\omega_n \pm \omega_n\sqrt{\zeta^2 - 1}$$

A depender do valor de ζ temos que o sistema pode ser:

- $\zeta < 1$: Sub-amortecido
- $\zeta = 1$: Criticamente amortecido
- $\zeta > 1$: Super-amortecido

4.2.1 Sistema Sub-Amortecido

Dizemos que um sistema é sub-amortecido quando $\zeta < 1$, o que resulta na equação característica ter duas raízes imaginárias tal que:

$$\lambda_{1,2} = \sigma \pm j\omega_d \Rightarrow \begin{cases} \sigma = -\zeta\omega_n \\ \omega_d = \omega_n\sqrt{1 - \zeta^2} \end{cases} \quad (15)$$

Onde a parte imaginária da raiz é chamada de *frequência amortecida* ω_d .

Por fim, teremos como resposta do sistema:

$$x(t) = A_1e^{\lambda_1 t} + A_2e^{\lambda_2 t} = e^{-\zeta\omega_n t}(A_1e^{j\omega_d t} + A_2e^{-j\omega_d t}) \quad (16)$$

Onde $A_{1,2}$ são constantes que somos capazes de achar a partir das duas condições iniciais.

4.2.2 Sistema Criticamente-Amortecido

Já para quando $\zeta = 1$, nós chamamos o sistema de criticamente amortecido, e sua equação característica tem duas raízes reais iguais:

$$\lambda_1 = \lambda_2 = -\zeta\omega_n = -\omega_n \quad (17)$$

Resultando em uma resposta que **não oscila** e que é descrita por:

$$x(t) = A_1e^{-\omega_n t} + A_2te^{-\omega_n t} \quad (18)$$

4.2.3 Sistema Super-Amortecido

E para o último caso, chamamos de super-amortecido quando $\zeta > 1$, resultando em:

$$\lambda_{1,2} = \omega_n \left(-\zeta \pm \sqrt{\zeta^2 - 1} \right) = \frac{-1}{\tau_{1,2}} \quad (19)$$

Resultando em uma resposta, que também não oscila, que é descrita por:

$$x(t) = A_1e^{\frac{-t}{\tau_1}} + A_2e^{\frac{-t}{\tau_2}} \quad (20)$$

⁴Importante rever essa parte de Calc III ou Anal, mas o polinômio característico é usado para achar o λ da exponencial que supomos ser a resposta do sistema

5 Vibrações Forçadas de Sistemas de 1 *DOF* sem Amortecimento - Excitação Harmônica

5.1 Equacionamento

Até o momento vimos sistemas onde não haviam excitações externas (i.e não havia uma força externa ao sistema agindo sobre ele), o que resultava em uma modelagem por *Equações Diferenciais Homogêneas*. Agora, entretanto, iremos estudar sistemas sem amortecimento que sofrem a ação de uma força periódica externa, chamada de excitação harmônica, que resultará em uma *Equação Diferencial Não Homogênea*, onde a resposta do sistema será composta por uma parte chamada de *resposta forçada* e outra chamada de *resposta homogênea*.

Para exemplificarmos, iremos analisar desde o começo o sistema abaixo:

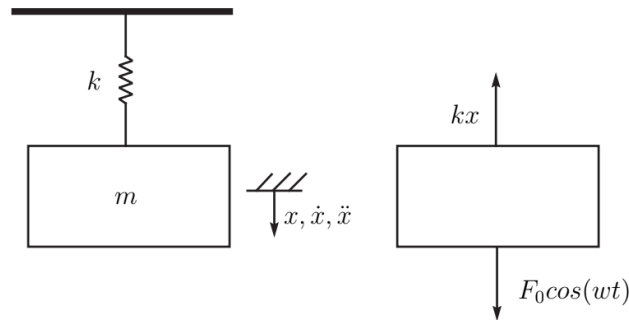


Figure 5: Sistema Massa Mola com Excitação Harmônica

Como sempre, iremos começar por determinar o sistema de coordenadas mais aplicável nesse problema. Pela figura 5 podemos ver que a coordenada mais aplicável é a **Coordenada X**, tendo como origem o *ponto de equilíbrio estático do sistema*. A escolha de tal origem facilita muito nossas contas pois podemos considerar a força elástica como sendo simplesmente kx e desconsiderar a força peso (pois o δ inicial de deformação serve para anular a força peso).

Depois disso, precisamos fazer o *DLC*, como mostrado no diagrama da esquerda da figura 5. Ressaltando novamente que a força peso é "accounted for" pela escolha da origem do sistema como sendo o ponto de equilíbrio estático.

Agora o que nos resta é fazer a equação de movimento. Como o problema é unidirecional e não apresenta momentos, poderemos usar somente o somatório de forças em x sendo igual a aceleração do corpo, como descrito pela equação abaixo:

$$\sum F_x = m \cdot \ddot{x}$$

Onde as forças que atuam em x são a força elástica e a força de excitação, resultando em:

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= +F_0 \cos(\Omega t) - kx \\ \ddot{x} + \frac{k}{m}x &= \frac{F_0}{m} \cos(\Omega t) \\ \ddot{x} + \omega_n^2 x &= f_0 \cos(\Omega t) \end{aligned}$$

Que é uma equação Diferencial Ordinária não Homogênea, e portanto terá uma solução composta por duas partes:

$$x = x_p + x_h$$

A partir daqui o objetivo é a solução dessa EDO. Se lembrarmos bem de Cálculo 3, o primeiro passo é a solução da parte homogênea, que nada mais é do que pegar a EDO, considerá-la homogênea (i.e desconsiderar que possui a força externa e igualá-la a zero) e resolver a EDO, supondo primeiramente que $x(t) = Ae^{\lambda t}$.

Após as contas, veremos que a solução fica sendo:

$$x_h(t) = B_1 \cos(\omega_n t) + B_2 \sin(\omega_n t), \begin{cases} B_1 = A_1 + A_2 \\ B_2 = j(A_1 + A_2) \end{cases}$$

Para facilitarmos a visualização da resposta não forçada, podemos utilizar a lei de seno da soma para botar a solução acima em um formato de seno com um shift :

$$X \cdot \sin(\omega_n t + \phi) \Rightarrow X [\sin(\omega_n t) \cos(\phi) + \cos(\omega_n t) \sin(\phi)] \therefore \begin{cases} B_1 = X \sin(\phi) \\ B_2 = X \cos(\phi) \end{cases}$$

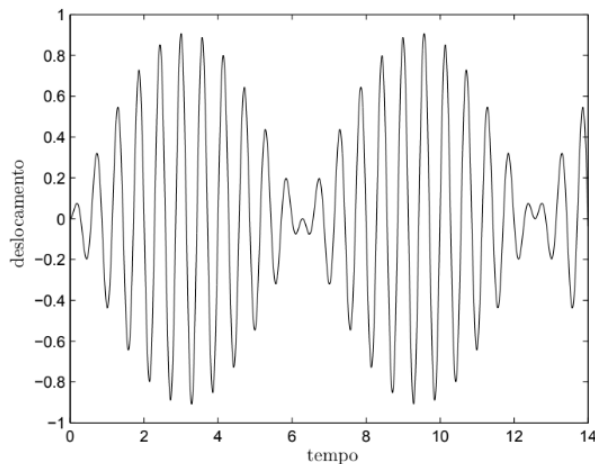
Igual dito anteriormente, isso facilita a visualização e análise da resposta, e a demonstração acima foi para provar matematicamente que se pode representar como sendo um seno com frequência natural mais shift. Mas **NÃO** é necessário voltar e achar $B_{1,2}$ nem $A_{1,2}$, se acharmos X e ϕ já descrevemos o problema.

Agora, então, só precisamos achar x_p , supondo uma solução no formato da entrada (logo iremos supor uma solução $x_p = C \cos(\Omega t)$), onde C é uma constante qualquer. Depois de supor essa solução e botar na EDO, iremos descobrir o valor de C e então o que nos resta é juntar as duas soluções $x_h + x_p$ e utilizar os valores iniciais dados para achar as constantes X e ϕ (da parte homogênea da resposta).

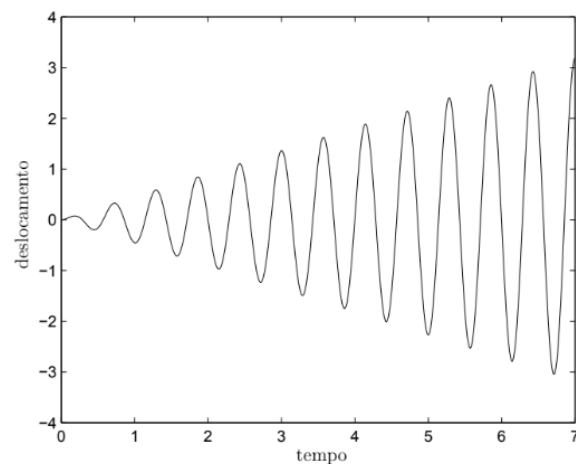
5.2 Análise da Resposta

Ao analisarmos a resposta, vemos que existem dois cenários importantes de serem ressaltados, sendo eles:

- Fenômeno de Batimento
- Fenômeno de Ressonância



(a) Fenômeno de Batimento



(b) Fenômeno de Ressonância

Figure 6: Fenômenos em Sistemas com Excitações Harmônicas

O Fenômeno de Batimento, como ilustrado na imagem acima, ocorre quando $\Omega \approx \omega_n$, *i.e.*, quando a frequência da excitação externa é próxima da frequência natural do sistema.

Já o Fenômeno de Ressonância ocorre quando $\Omega \rightarrow \omega_n$, *i.e.*, quando a frequência da excitação externa tende ao mesmo valor da frequência natural do sistema.

6 Vibrações Forçadas de Sistemas de 1 *DOF* com Amortecimento - Excitação Harmônica

Vimos, anteriormente, a resposta de um sistema sem amortecimento para uma entrada forçada (*i.e* que possui uma força externa agindo sobre o sistema). Iremos, agora, verificar a modelagem da resposta de um sistema que também possui **amortecimento viscoso**, dada por:

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = F_0 \sin(\Omega t) \Rightarrow \ddot{x} + 2\zeta\omega_n\dot{x} + \omega_n^2 x = f_0 \sin(\Omega t) \quad (21)$$

Onde:

- $\omega_n = \sqrt{k/m}$
- $\zeta = c/(2m\omega_n)$
- $f_0 = F_0/m$

Como estamos lidando com uma *equação diferencial não homogênea* por ter o termo forçante. Para esse caso, temos que a resposta do sistema $x = x_p + x_h$, *i.e* ela divide em solução homogênea (também chamada de resposta não forçada do sistema) e da solução particular (também chamada de resposta forçada), que são dadas por:

$$x = x_h + x_p \begin{cases} x_h(t) = Ae^{-\zeta\omega_n t} \sin(\omega_d t + \phi) \\ x_p(t) = M \sin(\Omega t) + N \cos(\Omega t) \end{cases} \quad (22)$$

A partir disso, para descobrirmos os valores de M e N basta nós substituirmos x_p na equação diferencial dada pela equação 21 resultando em:

$$\begin{aligned} M &= \frac{(\omega_n^2 - \Omega^2)f_0}{(\omega_n^2 - \Omega^2)^2 + (2\zeta\omega_n\Omega)^2} = \frac{(1 - r^2)f_0/\omega_n^2}{(1 - r^2)^2 + (2\zeta r)^2} \\ N &= \frac{-2\zeta\omega_n\Omega f_0}{(\omega_n^2 - \Omega^2)^2 + (2\zeta\omega_n\Omega)^2} = \frac{-2\zeta r f_0/\omega_n^2}{(1 - r^2)^2 + (2\zeta r)^2} \end{aligned} \quad (23)$$

Onde temos que $r = \Omega/\omega_n$ é chamado de razão das frequências.

A partir disso, podemos, ainda, reescrever a resposta forçada (x_p) como sendo:

$$x_p(t) = X \sin(\Omega t - \theta) \quad (24)$$

Tal que:

- $X = \sqrt{M^2 + N^2}$
- $\tan \theta = (2\zeta r)/(1 - r^2)$

Tal forma é mais intuitiva de ser utilizada para visualizarmos (sem plotar) a resposta forçada do sistema. Ela nada mais é do que uma senoide (com uma certa amplitude X), com a mesma frequência Ω da força harmônica de entrada mas com um delay (*i.e* um shift θ).

Além disso, essa re-escrita nos ajuda a analisar algo chamado de **Fator de Amplificação**, denotado por MF , que é dado por⁵:

$$MF = \frac{Xk}{F_0} = \frac{X\omega_n^2}{f_0} = \frac{1}{\sqrt{(1 - r^2)^2 + (2\zeta r)^2}} \quad (25)$$

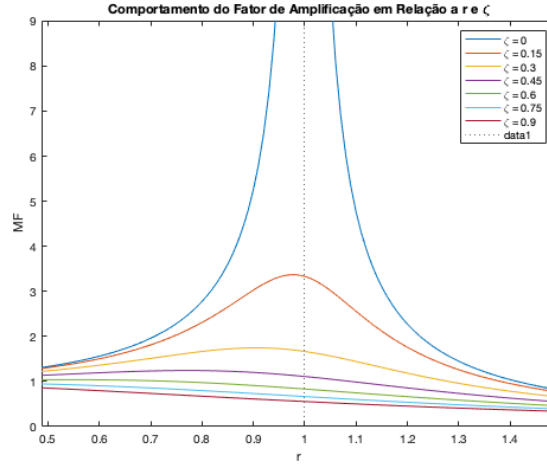
De tal forma que nós conseguimos analisar e determinar o comportamento da amplitude de saída em relação à razão entre Ω/ω_n e ainda, por conseguinte, o pico de resposta em frequência (dada pelo valor máximo de MF) que corresponde a **Resonância de um Sistema Forçado de 1DOF Amortecido**. Tal ponto de ressonância pode ser obtido via experimentação ou ainda analiticamente, se tivermos o modelo matemático que rege nosso sistema,

⁵É importante apontar que MF é adimensional propositalmente, pois facilita a análise. A partir disso, se houver um outro sistema o qual você queira identificar o MF nós pegamos a equação que define X (a amplitude da resposta) e tentamos isolar (em função de X e outras coisas) o resto da função que dependa somente de r e ζ , que interferem na amplitude da oscilação e que também são adimensionais.

de tal forma que é obtido pela análise dos pontos críticos da função MF , dada pelos pontos onde a sua derivada é zero. Ao aplicarmos isso no exemplo em questão temos que:

$$MF_{max} = \frac{1}{2\zeta\sqrt{1-\zeta^2}}, \quad r_{pico} = \sqrt{1-2\zeta^2} < 1 \quad (26)$$

Podemos, ainda, estudar graficamente o comportamento do Fator de Amplificação em relação a razão de frequências e coeficiente de amortecimento ao plotarmos a equação 25 em função de r , como mostrado na imagem abaixo:



Onde Observamos que o ponto de máxima ocorre para $r < 1 \Rightarrow \Omega < \omega_n$. Além disso, em um cenário onde estamos analisando um *Bode Plot* da resposta em frequência é importante ressaltar que o momento onde ocorre a inversão da frequência de resposta, *i.e* ocorre um shift de 90° entre a frequência de excitação e de resposta, representa o ponto de $r = 1$, ou seja, $\Omega = \omega_n$. Isso nos ajuda a identificar o sistema quando temos somente a resposta em frequência do sistema em questão.

7 Desbalanceamento Rotativo

Como um exemplo de vibração forçada com amortecimento viscoso excitação harmônica é um problema de desbalanceamento rotativo, como modelado pelo sistema abaixo:

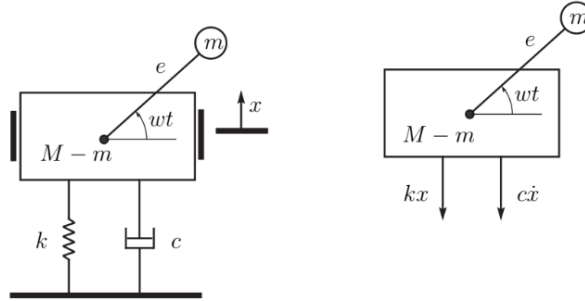


Figure 7: Modelagem de um Desbalanceamento Rotativo Com Amortecimento Viscoso

Esse sistema nós temos a seguinte modelagem⁶, feita a partir do conceito de *Sistemas de Corpos Interligados*:

$$\sum F = \sum M\ddot{x} \Rightarrow M\ddot{x} + c\dot{x} + kx = me\Omega^2 \sin(\Omega t) \quad (27)$$

Onde teremos uma resposta senoidal para a solução particular também como sendo $X \sin(\Omega t - \theta)$ com a amplitude X dada por:

$$X = \frac{(me/M)r^2}{\sqrt{(1-r^2)^2 + (2\zeta r)^2}} \quad (28)$$

E o ângulo de fase sendo:

$$\tan(\theta) = \frac{2\zeta r}{1-r^2} \quad (29)$$

Assim como vimos no capítulo anterior, podemos estudar a amplitude da resposta pela análise do *Fator De amplificação*, que para esse caso é dado por:

$$MF = \frac{X}{(me/M)} = \frac{r^2}{\sqrt{(1-r^2)^2 + (2\zeta r)^2}} \quad (30)$$

A partir do qual podemos ver que o ponto máximo do Fator De Amplificação ocorre quando:

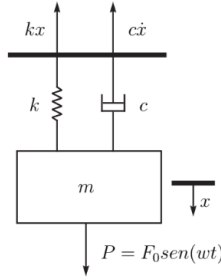
$$r = r_{pico} = \frac{1}{\sqrt{1-2\zeta^2}} > 1 \quad (31)$$

O que implica que, diferente do sistema com excitação harmônica amortecido simples visto na seção anterior, quando estamos lidando com um **desbalanceamento rotativo temos que a frequência da entrada forçante é maior que a frequência natural do sistema no ponto de ressonância**. O que é um indicativo de qual modelo usar quando estamos fazendo a identificação do sistema e temos a sua resposta em frequência (como um Bode Plot).

⁶É importante ressaltar que m é a massa que está desbalanceada, então se tiver 3 massas, mas duas delas estiverem radialmente opostas elas estariam balanceadas e teria somente uma das massas como desbalanceada. Além disso é importante ressaltar que M é a soma de TODAS as massas, menos a desbalanceada

8 Transmissibilidade

Considerando o sistema descrito abaixo, nosso objeto de estudo agora será determinar a força que chega ao suporte do sistema no cenário de **Regime Permanente**.



Ao fazermos o DCL e a soma das forças em x (que tem origem no ponto de eq. estático logo desconsideramos o peso) vemos que a força F aplicada sobre o suporte é:

$$F = \sum F_x = kx + c\dot{x} \quad (32)$$

Analisando em regime permanente (e por conseguinte analisando a resposta forçada do sistema) teremos:

$$F = kX \sin(\Omega t - \theta) + c\Omega X \cos(\Omega t - \theta), x(t) = X \sin(\Omega t - \theta) \quad (33)$$

Como estamos lidando com soma de cossenos e senos, podemos representar como sendo somente um seno e uma amplitude, o que facilitará nossas contas e nossas análises (principalmente de amplitude). Reescrevendo a função acima temos:

$$\begin{aligned} F &= \sqrt{(kX)^2 + (c\Omega X)^2} \sin(\Omega t - \theta - \beta) \\ &= \sqrt{(kX)^2 + (c\Omega X)^2} X \sin(\Omega t - \sigma) \end{aligned} \quad (34)$$

A partir disso, podemos analisar que a amplitude máxima (e por conseguinte a força máxima) sofrida pelo suporte do sistema é:

$$F_T = X \sqrt{k^2 + (c\Omega)^2} \quad (35)$$

Com isso, somos capazes de introduzir o conceito de **TRANSMISSIBILIDADE TR**, que é uma relação entre a amplitude da força máxima que chega no suporte do sistema e a amplitude da força aplicada no sistema como um todo:

$$TR = \frac{F_T}{F_0} = \frac{\sqrt{1 + (2\zeta r)^2}}{\sqrt{(1 - r^2)^2 + (2\zeta r)^2}} \quad (36)$$

Podemos, por fim, analisar o impacto da constante de amortecimento ζ e da razão das frequências r tal que, para o caso $r = 0$ temos o caso estático.

E podemos, então, observar que quanto menos amortecido, mais força chega no suporte pois gera uma **amplificação** da força de entrada, podendo quebrar o suporte se não projetado propriamente. Além disso, para qualquer configuração há uma frequência de excitação que resultará em uma Transmissibilidade máxima, que ocorre quando:

$$r_{pico} = \frac{\sqrt{-1 + \sqrt{1 + 0\zeta^2}}}{2\zeta} < 1 \quad (37)$$

Uma análise de transmissibilidade também pode ser feita para o caso de um desbalanceamento rotativo, dado por:

$$TR = \frac{F_T}{m\omega_n^2} = \frac{r^2 \sqrt{1 + (2\zeta r)^2}}{\sqrt{(1 - r^2)^2 + (2\zeta r)^2}} \quad (38)$$

Que analogamente ao fator de amplificação, possui $r_{pico} > 1$, isso é, valor máximo de transmissibilidade rotativa para frequências de rotação maiores que a frequência natural de vibração do sistema.

9 Oscilação do Suporte

Até o momento vimos casos onde há excitação harmônica no formato de uma força sendo aplicada no sistema. Uma forma que também é extremamente comum de gerar vibrações em sistemas é onde ocorre a **Oscilação** do suporte no qual o sistema está fixado. Para tais casos, modelamos o sistema como demonstrado na figura 8.

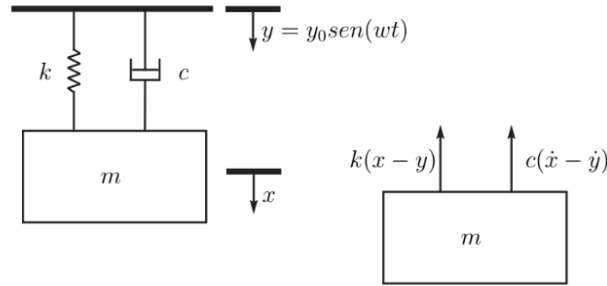


Figure 8: Modelo de um sistema com oscilação do suporte

Para casos como esse, é mais fácil estabelecermos duas coordenadas distintas, mas modelarmos (como veremos abaixo) com uma coordenada que representa a diferença entre as duas (como se fosse uma "coordenada relativa"). Ao fazermos isso temos:

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = y_0\sqrt{k^2 + (c\Omega)^2} \sin(\Omega t - \beta), \beta = \tan^{-1}(-c\Omega/k) = -2\zeta r \quad (39)$$

Cujo possui, como podemos ver acima, uma amplitude da força excitante sendo $F_0 = y_0\sqrt{k^2 + (c\Omega)^2}$. A partir do que podemos resolver a EDO e achar:

SOLUÇÃO EM REGIME:

$$x(t) = X \sin(\Omega t - \gamma) \begin{cases} X = \frac{y_0\sqrt{1+(2\zeta r)^2}}{\sqrt{(1-r^2)^2+(2\zeta r)^2}} \\ \gamma = \beta + \phi \\ \beta = \tan^{-1}(-c\Omega/k) = -2\zeta r \\ \phi = \tan^{-1} 2\zeta r/(1-r^2) \end{cases} \quad (40)$$

$$MF = X/y_0 \quad (41)$$

FORÇA TRANSMITIDA

$$F_T = y_0 k \frac{r^2 \sqrt{1+(2\zeta r)^2}}{\sqrt{(1-r^2)^2+(2\zeta r)^2}} \quad (42)$$

$$TR = F_T/y_0 k \quad (43)$$