

## MODELAÇÃO DA RIGIDEZ DINÂMICA DE MATERIAIS RESILIENTES VERSUS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Julieta António<sup>1</sup>, António Tadeu<sup>1</sup>, Ana Nossa<sup>2</sup>

<sup>1</sup> CICC, Departamento de Engenharia Civil, Universidade de Coimbra

{julieta,tadeu@dec.uc.pt}

<sup>2</sup> Instituto de Investigação e Desenvolvimento Tecnológico em Ciências da Construção - ITECons

anossa@itecons.uc.pt

### Resumo

Neste trabalho pretende-se simular numericamente o ensaio laboratorial realizado segundo a norma ISO 9052-1 para a determinação da rigidez dinâmica de materiais usados sob pavimentos flutuantes.

O método utilizado usa funções de Green para elementos constituídos por camadas sólidas e fluidas com a carga aplicada numa camada sólida. A solução é baseada no conhecimento de potenciais de deslocamento para as camadas sólidas e potenciais de pressão para as camadas fluidas, sendo calculada como um integral correspondente à sobreposição de ondas planas.

Pretende-se desta forma simular o comportamento dinâmico do provete de ensaio quando sujeito a uma carga de impacto, calculando o deslocamento deste, no domínio da frequência. Como a avaliação experimental da rigidez dinâmica se baseia num modelo simplificado, o valor da rigidez dinâmica não pode ser usado directamente no modelo numérico. Ajustam-se, desta forma, as propriedades da camada resiliente, de modo a que sejam obtidas frequências de ressonância semelhantes de forma experimental e numérica. As propriedades dos materiais assim definidas, podem posteriormente ser inseridas em modelos, baseados numa técnica numérica semelhante à aqui apresentada, para a simulação do isolamento a sons de percussão em pavimentos.

**Palavras-chave:** Funções de Green, rigidez dinâmica.

### Abstract

In this paper a model is established to simulate the experimental setup used in the experimental test of dynamic stiffness of resilient materials. The model uses Green functions for layered media with solid and fluid layers, when the load is applied in the solid. This technique uses pressure potentials in the fluid and displacement potentials in the solid. The solution is obtained as a superposition of plane waves.

The model simulates the dynamic behavior of the test specimen and computes the displacement in the frequency domain produced by an impact load. As the experimental evaluation of the dynamic stiffness is based in a simplified model, its value can not be used directly in the numerical model. The properties of the resilient layer are adjusted so as to obtain a resonance frequency close to the experimental one. The main goal of this work is to obtain properties of resilient materials to be included in models used to simulate impact sound insulation.

**Keywords:** Green functions, dynamic stiffness.

## 1 Introdução

Quando se concebem modelos para a simulação de fenómenos físicos, os resultados dependem não só do rigor com que o modelo representa a realidade, mas também dos dados que são inseridos no modelo. Existem materiais mais clássicos cujas propriedades constam da literatura, mas para outros materiais essas propriedades são desconhecidas ou difíceis de determinar.

A simulação da propagação do som em edifícios tem sido objecto de estudo de vários autores ao longo dos tempos. A propagação do som através de pavimentos, em particular, tem sido estudada com recurso a trabalhos experimentais e numéricos [1-3]. Quando os pavimentos têm uma camada flutuante é necessário conhecer as propriedades do suporte, as propriedades da camada flutuante e as propriedades da camada resiliente que separa os dois. Os materiais usados como camada resiliente são muito variados (espumas, membranas elásticas, cortiça, fibras naturais, etc.) e nem sempre os investigadores têm as suas propriedades disponíveis.

O objectivo do trabalho é, a partir dos resultados experimentais, obter dados para incluir em modelos de simulação de transmissão de sons de percussão em pavimentos. Neste trabalho, em concreto, a simulação do ensaio vai permitir aferir os dados introduzidos e ajustá-los de forma a obter com o modelo um resultado próximo do obtido no ensaio experimental. Determinou-se o valor experimental da rigidez dinâmica de alguns materiais de acordo com a metodologia da norma ISO 9052-1 [4]. O modelo de simulação baseia-se no conhecimento de funções de Green para sistemas multicamada. Estas funções de Green baseiam-se no conhecimento de potenciais de pressão para camadas fluidas e potenciais de deslocamento para as camadas sólidas. Estes potenciais são escritos como uma sobreposição de ondas planas. O problema tridimensional é modelado como um somatório de problemas bidimensionais para ondas cilíndricas com diferentes números de onda.

## 2 Ensaio laboratorial

Os ensaios laboratoriais para a determinação experimental da rigidez dinâmica, de materiais aplicados sob pavimentos flutuantes, são efectuados de acordo com a norma ISO 9052-1 [4]. Estes materiais são aplicados no pavimentos pois permitem atenuar a propagação de sons de percussão.

O tipo de ensaio proposto por esta norma baseia-se num modelo simplificado para o comportamento do pavimento flutuante. Assume-se que um pavimento flutuante se comporta como uma massa e o material de separação (camada resiliente) actua como uma mola.

O provete a ensaiar é constituído por uma amostra (200x200 mm<sup>2</sup>) do material sobre a qual se coloca uma chapa de aço, com 200x200 mm<sup>2</sup>, e uma massa de cerca de 8 kg. O ensaio consiste em determinar a frequência de ressonância desse sistema, colocado sobre uma base de grande inércia, quando submetido a uma carga de impacto vertical. A norma ISO 9052-1 assume que o provete se comporta como um sistema massa-mola sendo a frequência de ressonância expressa da seguinte forma

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{s'_t}{m'_t}} \quad (1)$$

com:

$s'_t$  – rigidez dinâmica aparente por unidade de área da amostra (MN/m<sup>3</sup>);

$m'_t$  – massa total por unidade de área usada durante o teste (kg/m<sup>2</sup>).

A rigidez dinâmica aparente, por unidade de área de amostra, será:

$$s'_i = m'_i (2\pi f_r)^2 = 4\pi^2 m'_i f_r^2 \quad (2)$$

Na realidade, este modelo não consegue reproduzir, em muitos casos, o comportamento real dos materiais uma vez que eles não se comportam como uma mola perfeita, especialmente quando excitados para frequências altas. Neste sentido, vários autores já consideraram que o campo de aplicação desta norma se deverá limitar à comparação de materiais e não à determinação de um valor exacto para as propriedades dinâmicas dos materiais [5]. Por conseguinte, o valor determinado a partir do ensaio pode ser diferente do valor real.

Neste trabalho pretende-se modelar o ensaio de rigidez dinâmica obtendo a mesma frequência de ressonância que foi obtida em laboratório. Uma vez que a rigidez dinâmica obtida em laboratório resulta de um cálculo, assumindo um modelo simplificado, a introdução no modelo, do valor obtido experimentalmente, pode conduzir à obtenção da ressonância para uma frequência diferente da experimental. Assim, o valor da rigidez dinâmica obtida em laboratório é ajustada e introduzida no modelo de forma a simular um comportamento próximo do real obtendo-se uma frequência de ressonância próxima da experimental.

### 3 Modelo Analítico

Desenvolveu-se um modelo que simula um sistema multicamada de dimensões infinitas que pretende representar de forma aproximada o ensaio experimental. O modelo assume a existência dos seguintes componentes: meio fluido semi-infinito, duas camadas sólidas (sólido 1 e sólido 2) com espessura  $h_1$  e  $h_2$  respectivamente e um meio sólido semi-infinito (sólido 3) (ver Figura 1).

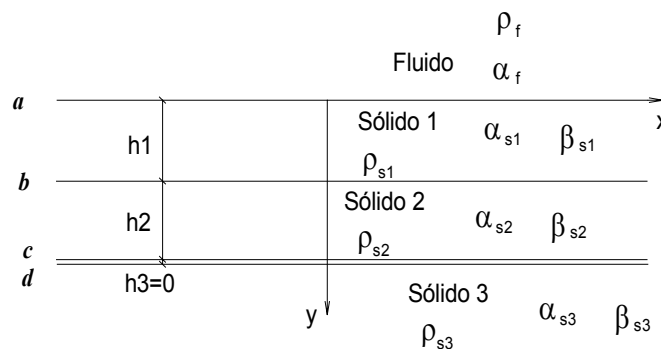


Figura 1 – Geometria do problema.

Os dois estratos sólidos representam a placa de carga (aço) e o material a ser ensaiado respectivamente. O meio sólido semi-infinito representa a base de grande inércia onde o provete assenta.

O meio fluido, permite uma velocidade das ondas de pressão de  $\alpha_f = \sqrt{\lambda_f / \rho_f}$  sendo  $\lambda_f$  a constante de Lamé do fluido  $\rho_f$  a massa volúmica.

As camadas sólidas permitem uma velocidade das ondas longitudinais (de pressão P) de  $\alpha_{si} = \sqrt{(\lambda_{si} + 2\mu_{si}) / \rho_{si}}$  ( $i=1,2,3$ ) e uma velocidade das ondas de corte (S) de  $\beta_{si} = \sqrt{\mu_{si} / \rho_{si}}$ , sendo  $\lambda_{si}$  e  $\mu_{si}$  as constants de Lamé para o sólido  $i$  e  $\rho_{si}$  a massa volúmica do sólido  $i$ .

O modelo é formulado no domínio da frequência e baseia-se numa técnica já usada anteriormente pelos autores que usa potenciais de deslocamento no sólido e potenciais de pressão no fluido [6]. Considerando que neste modelo se mantém constante a geometria segundo a direcção  $z$ , a resolução de um problema a três dimensões, quando se aplica uma carga pontual, pode ser simplificada aplicando uma transformada espacial de Fourier ao longo da direcção  $z$ , às equações de Helmholtz, para uma carga pontual. Obtém-se uma sequência de equações de Helmholtz, bidimensionais em função do número de onda axial ( $k_z$ ), à qual se aplica uma transformada inversa de Fourier na direcção  $z$  para obter a solução 3D.

No entanto, por sua vez, cada solução bidimensional pode ser escrita como uma sobreposição de ondas planas homogéneas e não homogéneas. Assim, pode obter-se cada uma dessas soluções como um somatório de soluções para diferentes números de onda ao longo da direcção  $x$ . Os deslocamentos e tensões para cada número de onda ( $k_x$ ), podem ser escritos em função de potenciais de deslocamento e pressão expressos como um integral correspondente à sobreposição de ondas planas, com diferentes números de onda,  $k_n$ , ao longo da direcção  $x$ , de acordo com o método usado por Lamb [7] para o caso bidimensional, e Bouchon [8] e Kim et al. [9] na avaliação do campo tridimensional. Os integrais contínuos podem ser discretizados considerando a existência de um número infinito de fontes virtuais colocadas ao longo da direcção  $x$ , igualmente espaçadas de  $L_x$ . A distância  $L_x$  deve ser suficientemente grande para evitar a contribuição das cargas virtuais para a resposta.

A determinação da amplitude destes potenciais permite determinar funções de Green (soluções fundamentais) para o meio estratificado.

Num meio estratificado estes potenciais, ou termos de superfície, representam as reflexões nas várias fronteiras. Os potenciais estabelecidos para cada estrato são combinados de forma a impôr as condições fronteira necessárias na interface dos vários meios. As condições impostas em cada fronteira são: continuidade de deslocamentos e tensões na direcção normal à superfície de contacto e tensões tangenciais nulas nessa superfície, na fronteira **a**; continuidade de deslocamentos e tensões nas direcções  $x$ ,  $y$ ,  $z$  na fronteira **b**; tensões tangenciais nulas e continuidade de deslocamentos e tensões na direcção  $y$ , nas fronteiras **c** e **d**.

Apresentam-se, a seguir, os potenciais, para cada uma das superfícies de contacto e as expressões para obter deslocamentos e tensões a partir dos mesmos.

Considere-se a carga linear, harmónica sinusoidal ao longo da direcção  $z$ , aplicada em  $(x_0, y_0)$  na direcção  $y$ . Os termos da superfície gerados nas superfícies de contacto entre os vários estratos podem ser expressos através dos potenciais seguintes:

Meio sólido 1 (superfície de contacto **a**)

$$\begin{aligned}\phi_0^{y-a} &= E_{a1} \sum_{n=-N}^{n=+N} (E_{b0} A_n) E_d \\ \psi_{x0}^{y-a} &= E_{a1} k_z \sum_{n=-N}^{n=+N} \left( \frac{-E_{c0}}{\gamma_n^{s1}} C_n \right) E_d \\ \psi_{y0}^{y-a} &= 0 \\ \psi_{z0}^{y-a} &= E_{a1} \sum_{n=-N}^{n=+N} \left( \frac{k_n}{\gamma_n^{s1}} E_{c0} B_n \right) E_d\end{aligned}\quad (3)$$

Meio fluido (superfície de contacto **a**)

$$\phi_{fluido}^a = -\frac{i}{L_x} \sum_{n=-N}^{n=+N} \left[ \left( \frac{-\alpha_f^2}{\omega^2 \lambda_f} \right) \frac{E_{f0}}{v_n^f} D_n \right] E_d \quad (\text{quando } y < 0) \quad (4)$$

Meio sólido 1 (superfície de contacto **b**)

$$\begin{aligned} \phi_0^{y-b1} &= E_{a1} \sum_{n=-N}^{n=+N} (E_{b0}^{b1} E_n) E_d \\ \psi_{x0}^{y-b1} &= E_{a1} k_z \sum_{n=-N}^{n=+N} \left( \frac{-E_{c0}^{b1}}{\gamma_n^{s1}} G_n \right) E_d \\ \psi_{y0}^{y-b1} &= 0 \\ \psi_{z0}^{y-b1} &= E_{a1} \sum_{n=-N}^{n=+N} \left( \frac{k_n}{\gamma_n^{s1}} E_{c0}^{b1} F_n \right) E_d \end{aligned} \quad (5)$$

Meio sólido 2 (superfície de contacto **b**)

$$\begin{aligned} \phi_0^{y-b2} &= E_{a2} \sum_{n=-N}^{n=+N} (E_{b0}^{b2} H_n) E_d \\ \psi_{x0}^{y-b2} &= E_{a2} k_z \sum_{n=-N}^{n=+N} \left( \frac{-E_{c0}^{b2}}{\gamma_n^{s2}} J_n \right) E_d \\ \psi_{y0}^{y-b2} &= 0 \\ \psi_{z0}^{y-b2} &= E_{a2} \sum_{n=-N}^{n=+N} \left( \frac{k_n}{\gamma_n^{s2}} E_{c0}^{b2} I_n \right) E_d \end{aligned} \quad (6)$$

Meio sólido 2 (superfície de contacto **c**)

$$\begin{aligned} \phi_0^{y-c} &= E_{a2} \sum_{n=-N}^{n=+N} (E_{b0}^c K_n) E_d \\ \psi_{x0}^{y-c} &= E_{a2} k_z \sum_{n=-N}^{n=+N} \left( \frac{-E_{c0}^c}{\gamma_n^{s2}} M_n \right) E_d \\ \psi_{y0}^{y-c} &= 0 \end{aligned}$$

$$\psi_{z0}^{y-c} = E_{a2} \sum_{n=-N}^{n=+N} \left( \frac{k_n}{\gamma_n^{s2}} E_{c0} L_n \right) E_d \quad (7)$$

Meio sólido 3 (superfície de contacto **d**)

$$\begin{aligned} \phi_0^{y-d} &= E_{a3} \sum_{n=-N}^{n=+N} \left( E_{b0}^d N_n \right) E_d \\ \psi_{x0}^{y-d} &= E_{a3} k_z \sum_{n=-N}^{n=+N} \left( \frac{-E_{c0}^d}{\gamma_n^{s3}} P_n \right) E_d \\ \psi_{y0}^{y-d} &= 0 \\ \psi_{z0}^{y-d} &= E_{a3} \sum_{n=-N}^{n=+N} \left( \frac{k_n}{\gamma_n^{s3}} E_{c0}^d O_n \right) E_d \end{aligned} \quad (8)$$

Onde  $\gamma_n^{si} = \sqrt{k_{si}^2 - k_z^2 - k_n^2}$  com  $\text{Im}(\gamma_n^{si}) \leq 0$ ;  $k_n = \frac{2\pi}{L_x} n$ ;  $k_{si} = \omega / \beta_{si}$ ;  $v_n^f = \sqrt{k_{pf}^2 - k_z^2 - k_n^2}$  com  $\text{Im}(v_n^f) \leq 0$ ;  $k_{pf} = \omega / \alpha_f$ ;  $\omega$  é a frequência;  $i = \sqrt{-1}$  e  $k_z$  o número de onda em  $z$ ;  $E_{ai} = \frac{1}{2\rho_{si}\omega^2 L_x}$ ,  $i=1,2,3$ ,  $E_d = e^{-ik_n(x-x_0)}$ ,  $E_{b0} = e^{-iv_n^{s1}y}$ ,  $E_{c0} = e^{-iv_n^{s1}y}$ ,  $E_{f0} = e^{-iv_n^f y}$ ,  $E_{b0}^{b1} = e^{-iv_n^{s1}|y-h_1|}$ ,  $E_{c0}^{b1} = e^{-iv_n^{s1}|y-h_1|}$ ,  $E_{b0}^{b2} = e^{-iv_n^{s2}|y-(h_1)|}$ ,  $E_{c0}^{b2} = e^{-iv_n^{s2}|y-(h_1)|}$ ,  $E_{b0}^c = e^{-iv_n^{s2}|y-(h_1+h_2)|}$ ,  $E_{c0}^c = e^{-iv_n^{s2}|y-(h_1+h_2)|}$ ,  $E_{b0}^d = e^{-iv_n^{s3}|y-(h_1+h_2)|}$ ,  $E_{c0}^d = e^{-iv_n^{s3}|y-(h_1+h_2)|}$ ;  $v_n^{si} = \sqrt{k_{pi}^2 - k_z^2 - k_n^2}$  com  $\text{Im}(v_n^{si}) \leq 0$ ;  $k_{pi} = \omega / \alpha_{si}$ . Os coeficientes  $A_n$ ,  $B_n$ ,  $C_n$ ,  $D_n$ ,  $E_n$ ,  $F_n$ ,  $G_n$ ,  $H_n$ ,  $I_n$ ,  $J_n$ ,  $K_n$ ,  $L_n$ ,  $M_n$ ,  $N_n$ ,  $O_n$ ,  $P_n$  são os coeficientes a serem determinados através da imposição das condições fronteira, de forma a que o campo produzido simultaneamente pelos termos da fonte e os termos da superfície produzam  $\sigma_{yx}^{s1} = \sigma_{yx}^f = 0$ ,  $\sigma_{yz}^{s1} = \sigma_{yz}^f = 0$ ,  $\sigma_{yy}^{s1} = \sigma_{yy}^f$  e  $u_y^{s1} = u_y^f$  em  $y=0$ ; e  $\sigma_{yx}^{s1} = \sigma_{yx}^{s2}$ ,  $\sigma_{yz}^{s1} = \sigma_{yz}^{s2}$ ,  $\sigma_{yy}^{s1} = \sigma_{yy}^{s2}$ ,  $u_x^{s1} = u_x^{s2}$ ,  $u_y^{s1} = u_y^{s2}$ ,  $u_z^{s1} = u_z^{s2}$  em  $y=h_1$ ;  $\sigma_{yx}^{s2} = 0$ ,  $\sigma_{yz}^{s2} = 0$  (fronteira c),  $\sigma_{yx}^{s3} = 0$ ,  $\sigma_{yz}^{s3} = 0$  (fronteira d),  $\sigma_{yy}^{s2} = \sigma_{yy}^{s3}$  e  $u_y^{s1} = u_y^{s2}$  em  $y=h_1+h_2$ .

Da imposição das dezasseis condições fronteira estabelecidas para cada valor de  $n$ , resulta um sistema de dezasseis equações a dezasseis incógnitas. O sistema final de equações tem a seguinte forma

$$\left[ a_{ij}^y \ i=1,16; j=1,16 \right] \left[ c_i^y \ i=1,16 \right] = \left[ b_i^y \ i=1,16 \right].$$

Através da resolução deste sistema calculam-se as amplitudes dos vários potenciais. Assim os deslocamentos e as pressões associados aos termos da superfície podem ser obtidos usando as equações que relacionam os potenciais com deslocamentos e pressões.

Os deslocamentos são obtidos da seguinte forma:

$$G_{xy} = \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi_z}{\partial y}$$

$$G_{yy} = \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial \psi_z}{\partial x} - \frac{\partial \psi_x}{\partial z}$$

$$G_{zy} = \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi_x}{\partial y} \quad (9)$$

As tensões por sua vez são escritas como

$$\sigma_{yx} = \mu \left[ \frac{\partial G_{yy}}{\partial x} + \frac{\partial G_{xy}}{\partial y} \right]$$

$$\sigma_{yy} = 2\mu \left[ \left( \frac{\alpha_{si}^2}{2\beta_{si}^2} - 1 \right) \frac{\partial G_{xy}}{\partial x} + \left( \frac{\alpha_{si}^2}{2\beta_{si}^2} \right) \frac{\partial G_{yy}}{\partial y} + \left( \frac{\alpha_{si}^2}{2\beta_{si}^2} - 1 \right) \frac{\partial G_{zy}}{\partial z} \right]$$

$$\sigma_{yz} = \mu \left[ \frac{\partial G_{yy}}{\partial z} + \frac{\partial G_{zy}}{\partial y} \right] \quad (10)$$

As funções de Green no sólido 1 são obtidas adicionando os termos da fonte (correspondente a meio infinito – campo incidente) aos termos da superfície originados nas duas superfícies fronteira da camada. Este procedimento conduz às seguintes expressões para os deslocamentos no sólido

$$G_{xy}^{s1} = G_{xy}^{full} + E_{a1} \sum_{n=-N}^{n=+N} \left( -iA_n k_n E_{b0} + iB_n k_n E_{c0} \right) E_d + E_a \sum_{n=-N}^{n=+N} \left( -iE_n k_n E_{b0}^b + iF_n k_n E_{c0}^b \right) E_d$$

$$G_{yy}^{s1} = G_{yy}^{full} + E_{a1} \sum_{n=-N}^{n=+N} \left[ -i\nu_n^{s1} A_n E_{b0} + \left( \frac{-ik_n^2}{\gamma_n^{s1}} B_n + \frac{-ik_z^2}{\gamma_n^{s1}} C_n \right) E_{c0} \right] E_d +$$

$$E_{a1} \sum_{n=-N}^{n=+N} \left[ -i\nu_n^{s1} E_n E_{b0}^b + \left( \frac{-ik_n^2}{\gamma_n^{s1}} F_n + \frac{-ik_z^2}{\gamma_n^{s1}} G_n \right) E_{c0}^b \right] E_d$$

$$G_{zy}^{s1} = G_{zy}^{full} + E_{a1} \sum_{n=-N}^{n=+N} \left( -iA_n k_z E_{b0} + iC_n k_z E_{c0} \right) E_d + E_a \sum_{n=-N}^{n=+N} \left( -iE_n k_z E_{b0}^b + iG_n k_z E_{c0}^b \right) E_d \quad (11)$$

sendo os termos  $G_{ij}^{full}$  ( $i, j = x, y, z$ ) correspondentes aos deslocamentos em meio infinito [10],  $G_{ij}^{s1}$  ( $i, j = x, y, z$ ) representa o deslocamento, no sólido 1, na direcção  $i$ , provocado por uma carga aplicada na direcção  $j$ .

A obtenção da solução tridimensional passa pela integração destas respostas para os vários valores de  $k_n$  e de  $k_z$ .

## 4 Aplicações

### 4.1 Resultados experimentais

Foram realizados alguns ensaios para a determinação da rigidez dinâmica aparente de alguns materiais de acordo com a norma ISO 9052-1. Apresentam-se os resultados de ensaio para aglomerado negro de cortiça (ANC), fibra de coco com espessura de 13.9 mm (FC-A), fibra de coco com 26.2 mm de espessura (FC-B) e um material multicamada constituído por uma camada de fibra de coco entre duas placas de aglomerado de cortiça natural (AC-FC-AC).

Na Tabela 1 apresentam-se os valores da espessura, da rigidez dinâmica aparente e da frequência de ressonância obtidos para cada material.

Tabela 1 – Propriedades dos materiais ensaiados.

| Material | Rigidez dinâmica aparente (MN/m <sup>3</sup> ) | Frequência de ressonância (Hz) | Espessura (mm) |
|----------|--|--------------------------------|----------------|
| ANC      | 201.6  | 156.88                         | 21.5           |
| FC-A     | 14.97  | 42.08                          | 13.9           |
| FC-B     | 10.63  | 35.9                           | 26.2           |
| AC-FC-AC | 86.74  | 102.1                          | 11.8           |

### 4.2 Resultados analíticos

O exemplo numérico considera a existência de um fluido semi-infinito (ar), uma camada sólida (aço) com espessura  $h_1 = 0.025$  m, uma camada sólida com a espessura  $h_2$  do material a ensaiar e um meio sólido semi-infinito.

Uma carga pontual na direcção  $y$  é aplicada em  $x = 0.0$  m e  $y = 0.001$  m. O deslocamento no sólido 1 é registado num receptor localizado em  $x = 0.02$  e  $y = 0.001$ . Os cálculos são efectuados no domínio da frequência desde 0.5 Hz a 500 Hz com um incremento de frequência de 0.5 Hz.

O meio fluido, ar, permite uma velocidade das ondas de pressão de 340 m/s e tem uma massa volúmica de 1.22 kg/m<sup>3</sup>.

Tabela 2 – Propriedades introduzidas no modelo.

| Material                    | Velocidade das ondas de pressão ( $\alpha_{si}$ ) (m/s) | Velocidade das ondas de corte ( $\beta_{si}$ ) (m/s) | Massa volúmica (kg/m <sup>3</sup> ) |
|-----------------------------|---|--|-------------------------------------|
| Aço                         | 5970.0  | 3191.1   | 7850                                |
| Base de ensaio              | 3498.6  | 2245   | 2500                                |
| Aglomerado negro de cortiça | 200.4   | 141.7  | 102.1                               |
| Fibra de coco A             | 35.8  | 24.6   | 148.5                               |
| Fibra de coco B             | 46.8  | 32.1   | 120.7                               |
| Cortiça-coco-cortiça        | 83.9  | 59.1   | 137.0                               |



As propriedades obtidas experimentalmente, para os materiais ensaiados, tiveram de ser ajustadas para usar no modelo numérico, de modo a se obter uma frequência de ressonância igual à obtida em laboratório. As propriedades que se usaram no modelo para os materiais ensaiados, para a chapa de aço e a base de ensaio, constam da Tabela 2. A utilização destas propriedades permitiu obter valores, para a frequência de ressonância, próximos dos valores medidos experimentalmente (ver Figura 2).

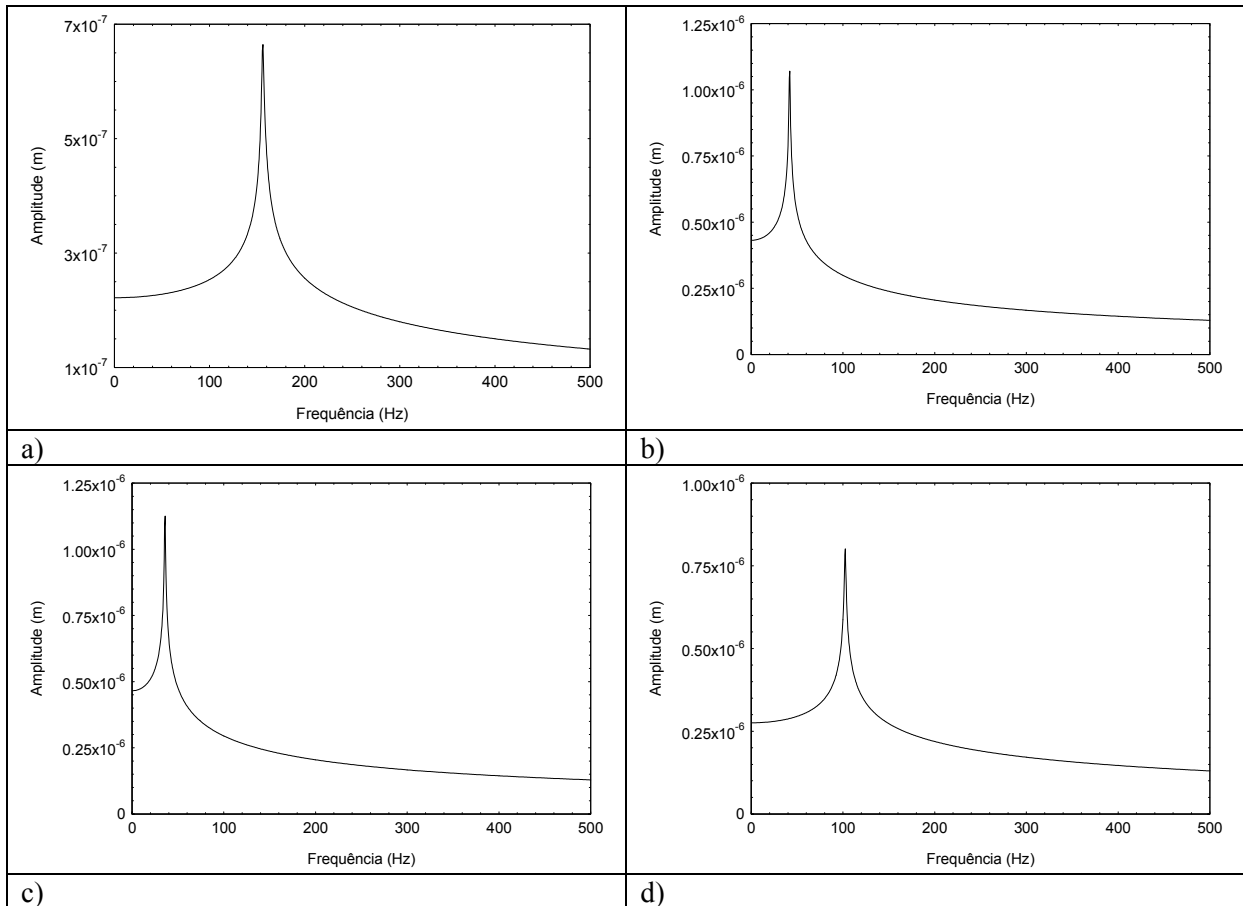


Figura 2 – Deslocamento, no domínio da frequência, na direcção y, gerado por uma carga aplicada na direcção y, quando o material resiliente é: a) aglomerado negro de cortiça; b) fibra de coco com espessura de 13.9 mm; c) fibra de coco com espessura de 26.2 mm; d) multi-camada constituída por 2 placas de aglomerado de cortiça natural com uma placa de fibra de coco intercalada.

## 5 Conclusões

Neste trabalho, desenvolveu-se um modelo que permite simular a propagação tridimensional de ondas num sistema semelhante ao usado na determinação da rigidez dinâmica de materiais. Este modelo permitiu corrigir o valor experimental obtido para a rigidez dinâmica, de forma a simular um comportamento dos materiais mais próximo do real. Estas propriedades poderão ser usadas em modelos de simulação da propagação de sons de percussão em pavimentos flutuantes.

## Referências

- [1] Kim, M.J.; Kim, H.S.; Sohn, J.Y. Prediction and evaluation of impact sound transmission in apartment building structures by statistical energy analysis (SEA). *Applied Acoustics* Vol. 62, 2001 pp. 601–616.
- [2] Jonas Brunskog, Per Hammer. Models to predict impact sound transmission of lightweight floors. A Literature survey. *Building Acoustics*, Vol. 7(2), 2000, pp. 89-112.
- [3] Hui, C. and Ng, C. New floating floor design with optimum isolator location. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 303, 2007, pp. 221-238.
- [4] ISO 9052-1 (1989). Acoustics. Determination of dynamic stiffness. Part 1: Materials used under floating floors in dwellings.
- [5] Stewart, M. A.; Mackenzie, R. K. A comparison of the predicted dynamic stiffness of resilient Layers with calculated values obtained from the measured response. *Building Acoustics*, Vol. 7(4), 2000, pp. 297-313.
- [6] Tadeu, A.; António, J. 2.5D Green's functions for elastodynamic problems in layered acoustic and elastic formations. *Journal of Computer Modeling in Engineering and Sciences*, Vol. 2, 2001, pp. 477-495.
- [7] Lamb, H. On the propagation of tremors at the surface of an elastic solid. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A203, 1904, pp.1-42.
- [8] Bouchon, M. Discrete wave number representation of elastic wave fields in three-space dimensions. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 84, 1979, pp. 3609-3614.
- [9] Kim, J.; Papageorgiou, A.S. Discrete wavenumber boundary element method for 3-D scattering problems. *Journal of Engineering Mechanics, ASCE*, Vol. 119, 1993, pp. 603-624.
- [10] Tadeu, A.J.B.; Kausel, E. Green's functions for two-and-a-half dimensional elastodynamic problems. *Journal of Engineering Mechanics, ASCE* , Vol. 126, 2000, pp. 1093-1097.