

## ESTABILIDADE GLOBAL/LOCAL DE PERFIS DE PAREDE FINA DE AÇO INOXIDÁVEL SOB AÇÃO DO FOGO UTILIZANDO A TEORIA GENERALIZADA DE VIGAS

Rui Neves<sup>a</sup>, Rodrigo Gonçalves<sup>a</sup> e Dinar Camotim<sup>b</sup>

<sup>a</sup> CERIS e Departamento de Engenharia Civil, Faculdade de Ciências e Tecnologia,  
Universidade Nova de Lisboa

<sup>b</sup> CERIS, Departamento de Engenharia Civil, Arquitetura e Georrecursos, Instituto Superior Técnico,  
Universidade de Lisboa

**Resumo.** Neste artigo apresentam-se resultados recentemente obtidos no contexto do Projeto StaSteFi (financiado pela Fundação para a Ciência e Tecnologia), relativos ao comportamento de estabilidade global/local/distorcional de barras de parede fina de aço inoxidável sob ação do fogo. Os resultados são obtidos através de dois programas de cálculo automático desenvolvidos para o efeito, baseados na Teoria Generalizada de Vigas, os quais permitem considerar a deformação das secções transversais das barras de uma forma extremamente eficiente. Estes programas incorporam a lei constitutiva não-linear do material especificada no Eurocódigo 3, incluindo o efeito da temperatura, e permitem realizar análises de bifurcação elástica e plástica.

### 1. Introdução

Embora inicialmente mais caro que o aço carbono convencional, o aço inoxidável pode ser competitivo em virtude da sua maior resistência ao fogo, menor necessidade de manutenção, maior resistência à corrosão, melhor aparência estética e menor custo do ciclo de vida [1].

Segundo o Eurocódigo 3, a segurança de perfis de aço inoxidável ao fogo é verificada usando as fórmulas para colunas-vigas de aço-carbono, as quais se mostraram ser imprecisas e até inseguras em alguns casos [2]. Muito embora tenham sido realizados estudos recentes relativos a este tópico, e.g. [3–6], é reconhecido que existe a necessidade de desenvolver modelos de cálculo mais simples, abrangentes, seguros e económicos. Para procurar colmatar estas lacunas, foi iniciado em 2018 o projeto “StaSteFi – Fire design of stainless steel structural elements”, financiado pela Fundação para a Ciência e Tecnologia e liderado pela Universidade de Aveiro.

Este artigo descreve as primeiras atividades realizadas pela equipa do CERIS no contexto deste projeto, as quais tiveram como objetivo o desenvolvimento de ferramentas numéricas eficientes (rápidas e precisas) para calcular cargas de bifurcação e modos de instabilidade de barras de parede fina de aço inoxidável, expostas ao fogo. Estas ferramentas são baseadas na Teoria Generalizada de Vigas (GBT, *Generalised Beam Theory*), uma teoria de barras de parede fina que contabiliza a deformação da secção através da consideração de “modos de deformação da secção transversal” (ver, por exemplo, [7,8]). A lei não-linear do aço inoxidável, incluindo efeitos da temperatura, é considerada diretamente na análise, sendo possível efetuar, para o caso da compressão uniforme, análises de bifurcação plástica recorrendo às teorias incremental e da deformação da plasticidade (von Mises). Para mostrar as potencialidades das ferramentas desenvolvidas, estuda-se a estabilidade local/distorcional/global de (i) colunas com secção em C com reforços e (ii) vigas com secção em “hat”.

A notação neste artigo segue a que foi introduzida em [9–11]. Para além de se representar as várias grandezas em forma matricial, indica-se uma derivada com uma vírgula em índice inferior (por exemplo,  $f_{,x} = \partial f / \partial x$ ),  $\delta$  designa uma variação virtual,  $\Delta$  é uma variação incremental da configuração,  $d$  é uma variação genérica e os índices superiores  $M$  e  $F$  são utilizados para designar termos de membrana e flexão, respetivamente.

## 2. FORMULAÇÃO E IMPLEMENTAÇÃO

### 2.1 Cinemática e deformação

Considere-se a barra de parede fina da Fig. 1, com eixos locais para cada parede  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , definindo as direções do eixo da barra, da linha média da parede e da espessura, respetivamente. A descrição cinemática clássica da GBT adota a hipótese de Kirchhoff (lajes finas) e define o vetor de deslocamento para cada parede como

$$\mathbf{U}(x, y, z) = \begin{bmatrix} U_x \\ U_y \\ U_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (\bar{\mathbf{u}} - z\bar{\mathbf{w}})^T \boldsymbol{\phi}_{,x} \\ (\bar{\mathbf{v}} - z\bar{\mathbf{w}}_{,y})^T \boldsymbol{\phi} \\ \bar{\mathbf{w}}^T \boldsymbol{\phi} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

onde  $\bar{\mathbf{u}}(y)$ ,  $\bar{\mathbf{v}}(y)$ ,  $\bar{\mathbf{w}}(y)$  são vetores-coluna que contêm as funções que representam o deslocamento da linha média segundo  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respetivamente, para cada “modo de deformação da secção”, e  $\boldsymbol{\phi}(x)$  é um vetor-coluna que contêm as funções de amplitude para cada modo (as incógnitas do problema). Os modos de deformação são obtidos a partir da chamada “análise da secção da GBT”, a qual se encontra explicada em [9,12] e implementada no programa GBTUL, disponível gratuitamente em [www.civil.ist.utl.pt/gbt](http://www.civil.ist.utl.pt/gbt).

O tensor das pequenas deformações para cada parede é dado por

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (\bar{\mathbf{u}} - z\bar{\mathbf{w}})^T \boldsymbol{\phi}_{,xx} \\ (\bar{\mathbf{v}}_{,y} - z\bar{\mathbf{w}}_{,yy})^T \boldsymbol{\phi} \\ (\bar{\mathbf{u}}_{,y} + \bar{\mathbf{v}} - 2z\bar{\mathbf{w}}_{,y})^T \boldsymbol{\phi}_{,x} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

onde os termos com/sem  $z$  correspondem a deformação de membrana/flexão, respetivamente. Na maioria dos casos é aceitável adotar as hipóteses de Vlasov ( $\gamma_{xy}^M = 0$ ) e das deformações transversais de membrana nulas ( $\varepsilon_{yy} = 0$ ). Estas hipóteses são essenciais para reduzir o número de modos de deformação (e, portanto, GDL do problema) sem perda de precisão da solução.

Para o cálculo de cargas de bifurcação de barras esbeltas é necessário considerar pelo menos a componente longitudinal de membrana da deformação de Green-Lagrange, dada por

$$E_{xx} = \varepsilon_{xx} + \frac{1}{2} (\boldsymbol{\phi}_{,x}^T (\bar{\mathbf{v}}\bar{\mathbf{v}}^T + \bar{\mathbf{w}}\bar{\mathbf{w}}^T) \boldsymbol{\phi}_{,x} + \boldsymbol{\phi}_{,xx}^T \bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{u}}^T \boldsymbol{\phi}_{,xx}). \quad (3)$$

Nesta equação, o termo com  $\bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{u}}^T$  pode ser desprezado [13], o que é seguido no presente trabalho. As componentes não-nulas do tensor de Green-Lagrange são assim agrupadas no vetor  $\mathbf{E}^T = [E_{xx} \ \varepsilon_{yy} \ \gamma_{xy}]$ .

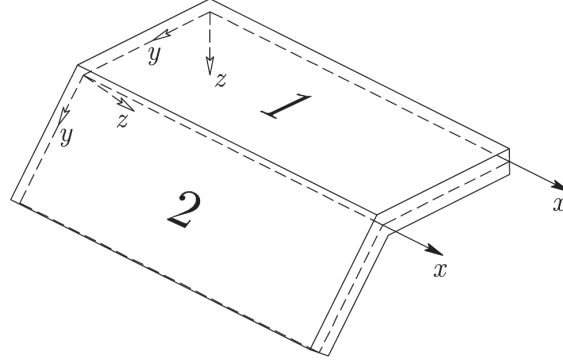


Fig. 1: Sistemas de coordenadas locais de uma barra de parede fina

## 2.2 Relações constitutivas

Admite-se que as paredes estão sujeitas a um estado plano de tensão. Tendo em conta a não-linearidade do material, a relação constitutiva é escrita na forma incremental

$$d\mathbf{S} = \mathbf{C}_t d\mathbf{E}, \quad (4)$$

onde  $\mathbf{S}^T = [S_{xx} \ S_{yy} \ S_{xy}]$  agrupa as componentes não-nulas do segundo tensor das tensões de Piola-Kirchhoff e  $\mathbf{C}_t$  é a matriz constitutiva tangente.

Adota-se o critério de cedência de von Mises, com lei de escoamento associada e endurecimento isotrópico. Nas expressões seguintes,  $E$  e  $G$  são os módulos elásticos (iniciais) de Young e de distorção, respetivamente,  $\nu$  é o coeficiente de Poisson,  $E_t$  é o módulo tangente,  $E_s$  é o módulo secante,  $H' = E_t/(1 - E_t/E)$  e  $e_s = E/E_s$ . Tem-se assim [13]

$$\mathbf{C}_t = \begin{bmatrix} C_t^{xx} & C_t^{xy} & 0 \\ C_t^{xy} & C_t^{yy} & 0 \\ 0 & 0 & G_t \end{bmatrix}, \quad (5)$$

onde os coeficientes da matriz constitutiva, para a teoria incremental, são dados por

$$\begin{aligned} C_t^{xx} &= \frac{E^2 + 4EH'}{(5-4\nu)E - (\nu^2-1)4H'}, & C_t^{yy} &= \frac{4E^2 + 4EH'}{(5-4\nu)E - (\nu^2-1)4H'}, \\ C_t^{xy} &= \frac{2E^2 + 4\nu EH'}{(5-4\nu)E - (\nu^2-1)4H'}, & G_t = G &= \frac{E}{2(1+\nu)}, \end{aligned} \quad (6)$$

e, para a teoria da deformação, por

$$\begin{aligned} C_t^{xx} &= \frac{E^2 + (1+3e_s)EH'}{(3e_s+2-4\nu)E - (4\nu^2-3e_s-1)H'}, & C_t^{yy} &= \frac{4E^2 + 4EH'}{(3e_s+2-4\nu)E - (4\nu^2-3e_s-1)H'}, \\ C_t^{xy} &= \frac{2E^2 + 4\nu EH'}{(3e_s+2-4\nu)E - (4\nu^2-3e_s-1)H'}, & G_t = G_s &= \frac{E}{2\nu-1+3e_s}. \end{aligned} \quad (7)$$

Caso se considere  $\varepsilon_{yy}^M = 0$ , as componentes de membrana e flexão são separadas para evitar respostas estruturais demasiado rígidas, tendo-se

$$d\mathbf{S}^M = \mathbf{C}_t^M d\mathbf{E}^M, \quad d\mathbf{S}^F = \mathbf{C}_t^F d\mathbf{E}^F, \quad (8)$$

com  $\mathbf{C}_t^F = \mathbf{C}_t$  e  $\mathbf{C}_t^M$  obtida considerando  $dS_{yy}^M = 0$ , o que conduz a  $(C_t^{xx})^M = E_t$  para ambas as teorias. Note-se ainda que, para o caso elástico linear,  $E_t = E_s = E$  e a matriz (5) assume a forma usual da lei material de St. Venant-Kirchhoff para um estado plano de tensão.

Tendo em conta que se pretende analisar o comportamento de perfis de aço inoxidável sujeitos à ação do fogo, adota-se a lei constitutiva especificada no Eurocódigo 3, parte 1-4 [14] e

Anexo C da parte 1-2 [15]. Admite-se que a temperatura é uniforme em todo o volume da barra. Para efeitos ilustrativos considera-se um aço austenítico 1.430 que, para produtos laminados a frio e  $t \leq 6$  mm, é caracterizado por  $E = E_a = 200$  GPa,  $\nu = 0.3$ ,  $f_y = 230$  MPa,  $f_u = 540$  MPa e uma lei uniaxial dada por

$$\sigma = \frac{E_{a,\theta}\varepsilon}{1+a\varepsilon^b}, \quad (\varepsilon \leq \varepsilon_{c,\theta}) \quad (9)$$

$$\sigma = f_{0,2p,\theta} - e + (d/c)\sqrt{c^2 - (\varepsilon_{u,\theta} - \varepsilon)^2}, \quad (\varepsilon_{c,\theta} \leq \varepsilon \leq \varepsilon_{u,\theta})$$

onde  $\theta$  é a temperatura,  $E_{a,\theta} = E_a k_{E,\theta}$ ,  $f_{0,2p,\theta} = f_y k_{0,2p,\theta}$ , e os coeficientes  $k_i$  e  $a-e$ , bem como  $E_t$ , são dados no anexo C da parte 1-2 do EC3 [15], em função da temperatura. O gráfico da Fig. 2 mostra a respetiva lei uniaxial, para  $20 \leq \theta \leq 1000$  °C.

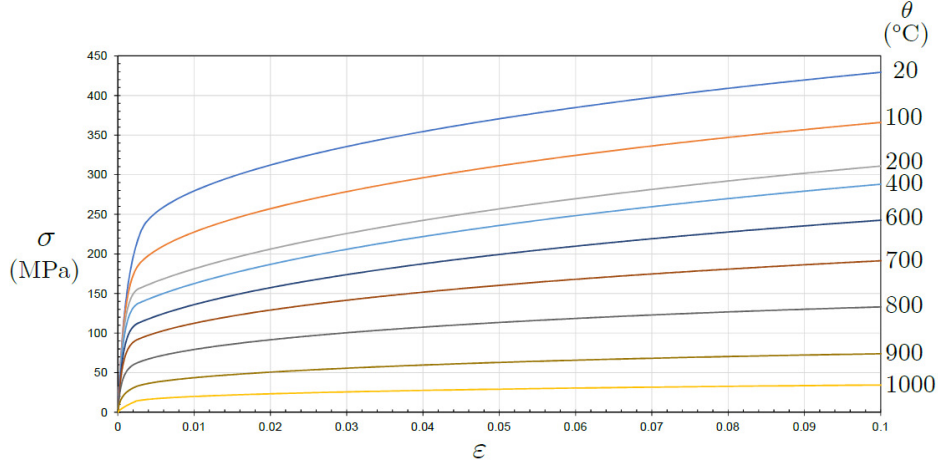


Fig. 2: Lei constitutiva uniaxial adotada, em função da temperatura  $\theta$

### 2.3 Análise linear de estabilidade

Numa análise linear de estabilidade, a trajetória fundamental é determinada pressupondo a hipótese da linearidade geométrica. A condição de bifurcação corresponde a um problema de “tensões iniciais”, obtido a partir da linearização da equação do trabalho virtual na direção de uma variação incremental da configuração, calculada na configuração inicial ( $\boldsymbol{\phi} = \mathbf{0}$ ),

$$\Delta(\delta W(\boldsymbol{\phi} = \mathbf{0}, \lambda)) = 0, \quad (10)$$

sendo  $\lambda$  o parâmetro de carga. O desenvolvimento desta expressão conduz a

$$\int_V (\delta \boldsymbol{\varepsilon}^T \mathbf{C}_t \Delta \boldsymbol{\varepsilon} + \lambda \bar{S}_{xx}^M \Delta \delta E_{xx}^M) dV_0 = 0, \quad (11)$$

onde  $V$  é o volume inicial da barra,  $\bar{S}_{xx}^M = \bar{S}_{xx}^M(x, y)$  designa o campo de tensões normais longitudinais de membrana para  $\lambda = 1$  e o primeiro termo deve ser separado em componentes de membrana/flexão caso se considere que  $\varepsilon_{yy}^M = 0$ , conforme já foi referido.

No texto que se segue, admite-se sempre que  $\gamma_{xy}^M = \varepsilon_{yy}^M = 0$ . Neste caso, a integração na secção transversal da Eq. (11) conduz a

$$\int_L \left( \begin{bmatrix} \delta \boldsymbol{\phi} \\ \delta \boldsymbol{\phi}_{,x} \\ \delta \boldsymbol{\phi}_{,xx} \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} \mathbf{B} & \mathbf{0} & \mathbf{D}_2 \\ \mathbf{0} & \mathbf{D}_1 & \mathbf{0} \\ \mathbf{D}_2^T & \mathbf{0} & \mathbf{C} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta \boldsymbol{\phi} \\ \Delta \boldsymbol{\phi}_{,x} \\ \Delta \boldsymbol{\phi}_{,xx} \end{bmatrix} + \lambda \delta \boldsymbol{\phi}_{,x}^T \mathbf{X} \Delta \boldsymbol{\phi}_{,x} \right) dx = 0, \quad (12)$$

onde  $L$  é o comprimento inicial da barra e as matrizes modais GBT são dadas por

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \int_S C_t^{yy} \frac{t^3}{12} \bar{\mathbf{w}}_{,yy} \bar{\mathbf{w}}_{,yy}^T dy, & \mathbf{C} &= \int_S \left( E_t t \bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}}^T + C_t^{xx} \frac{t^3}{12} \bar{\mathbf{w}} \bar{\mathbf{w}}^T \right) dy, \\ \mathbf{D}_1 &= \int_S G_t \frac{t^3}{3} \bar{\mathbf{w}}_{,y} \bar{\mathbf{w}}_{,y}^T dy, & \mathbf{D}_2 &= \int_S C_t^{xy} \frac{t^3}{12} \bar{\mathbf{w}}_{,yy} \bar{\mathbf{w}}^T dy, \\ \mathbf{X} &= \int_S \bar{S}_{xx}^M t (\bar{\mathbf{v}} \bar{\mathbf{v}}^T + \bar{\mathbf{w}} \bar{\mathbf{w}}^T) dy, \end{aligned} \quad (13)$$

sendo  $S$  a linha média da seção transversal e  $t$  a espessura da parede. Nestas expressões, os termos de membrana são afetados por  $t$ , enquanto que os termos de flexão são multiplicados por  $t^3$ .

## 2.4 Solução semi-analítica

Para barras simplesmente apoiadas sujeitas a estados uniformes de tensão na direção longitudinal, funções de amplitude  $\Delta\phi_k = \bar{\phi}_k \sin(n\pi x/L)$  constituem soluções exatas, sendo  $n$  o número de semi-ondas do modo de instabilidade e  $\bar{\phi}_k$  a amplitude do modo de deformação  $k$ . Ao substituir esta solução na Eq. (12) e integrando em  $x$ , é-se conduzido a

$$\left(\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 \mathbf{C} + \mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_2^T + \left(\frac{L}{n\pi}\right)^2 \mathbf{B} + \lambda \mathbf{X}\right) \bar{\boldsymbol{\phi}} = \mathbf{0}. \quad (14)$$

Esta equação é bastante eficiente do ponto de vista computacional, uma vez que o número de GDL é igual ao número de modos de deformação. Cada carga de bifurcação  $\lambda$  (valor próprio) está associada a um modo de instabilidade  $\bar{\boldsymbol{\phi}}$  (vetor próprio), cujos elementos fornecem a participação de cada modo de deformação da GBT.

Como as matrizes da GBT dependem de  $\lambda$ , a carga crítica (a menor carga de bifurcação) é calculada por um processo iterativo, até que se verifique  $|\lambda_{cr} - \lambda| < \text{TOL}$  (onde TOL a tolerância definida pelo utilizador). Para acelerar o procedimento, as matrizes da GBT são calculadas e armazenadas *sem* as parcelas constitutivas, sendo atualizadas para cada valor de  $\lambda$  considerado multiplicando-as simplesmente pelos módulos tangentes correspondentes.

Implementou-se ainda uma análise mais simples, em que se considera que o material é elástico linear, com o módulo de elasticidade afetado por  $k_{E,\theta}$ . Neste caso as matrizes da GBT não dependem de  $\lambda$  e, portanto, a Eq. (14) fornece imediatamente a solução.

## 2.5 Solução pelo MEF

Para casos de carga e condições de apoios mais gerais é necessário recorrer a uma solução pelo MEF. Considera-se que o material é apenas elástico linear (embora afetado pela temperatura), uma vez que a determinação de cargas de bifurcação plástica implicaria a execução de análises de pré-encurvadura fisicamente não-lineares. Tal como em [10,11], aproximam-se as funções de amplitude  $\Delta\phi_k$  com polinómios cúbicos de Hermite, exceto para os modos de deformação que apenas envolvem empenamento (e.g., o modo de extensão axial), para os quais se consideram polinómios quadráticos hierárquicos. Obtém-se assim um elemento finito de três nós, estando o nó central associado às funções quadráticas dos modos que envolvem apenas empenamento. Considerando que a matriz das funções de aproximação é  $\boldsymbol{\Psi}$ , tem-se

$$\Delta\boldsymbol{\phi} = \boldsymbol{\Psi} \Delta\mathbf{d}, \quad \delta\boldsymbol{\phi} = \boldsymbol{\Psi} \delta\mathbf{d}, \quad (15)$$

em que  $\mathbf{d}$  é o vetor que contém as incógnitas do problema (valores e derivadas das funções de amplitudes nos nós).

Com a aproximação adotada, o problema de valores e vetores próprios assume a forma

$$(\mathbf{K} - \lambda\mathbf{G})\Delta\mathbf{d} = \mathbf{0}, \quad (16)$$

onde  $\mathbf{K}$  e  $\mathbf{G}$  são as matrizes de rigidez linear e geométrica, respetivamente, obtidas a partir da montagem das suas congéneres elementares,

$$\mathbf{K}_e = \int_L \begin{bmatrix} \boldsymbol{\Psi} \\ \boldsymbol{\Psi}_{,x} \\ \boldsymbol{\Psi}_{,xx} \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} \mathbf{B} & \mathbf{0} & \mathbf{D}_2 \\ \mathbf{0} & \mathbf{D}_1 & \mathbf{0} \\ \mathbf{D}_2^T & \mathbf{0} & \mathbf{C} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \boldsymbol{\Psi} \\ \boldsymbol{\Psi}_{,x} \\ \boldsymbol{\Psi}_{,xx} \end{bmatrix} dx, \quad \mathbf{G}_e = \int_L \boldsymbol{\Psi}_{,x}^T \mathbf{X} \boldsymbol{\Psi}_{,x} dx. \quad (17)$$

A integração é efetuada numericamente, com 3 pontos de Gauss segundo  $x$  e  $y$ , e dois pontos de Gauss segundo  $z$ .

### 3. Exemplos ilustrativos

#### 3.1 Coluna simplesmente apoiada e uniformemente comprimida

Na Fig. 3 representa-se a secção considerada, bem como os primeiros 12 modos de deformação, obtidos adotando uma discretização com três/quatro nós intermédios nos banzos/alma, respetivamente (o número total de modos é igual a 48 neste caso). Apenas os modos “convencionais” [12] são relevantes para o problema em consideração e, portanto, são os únicos incluídos nas análises: 4 modos de corpo rígido, 2 modos distorcionais e 12 modos locais (tipo placa). Isto significa que o sistema (14) envolve apenas 18 equações.

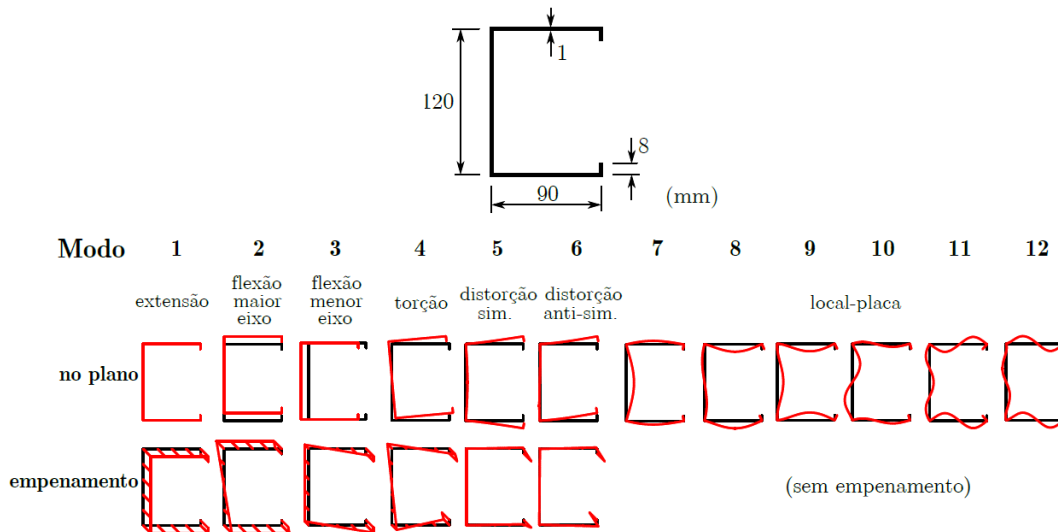
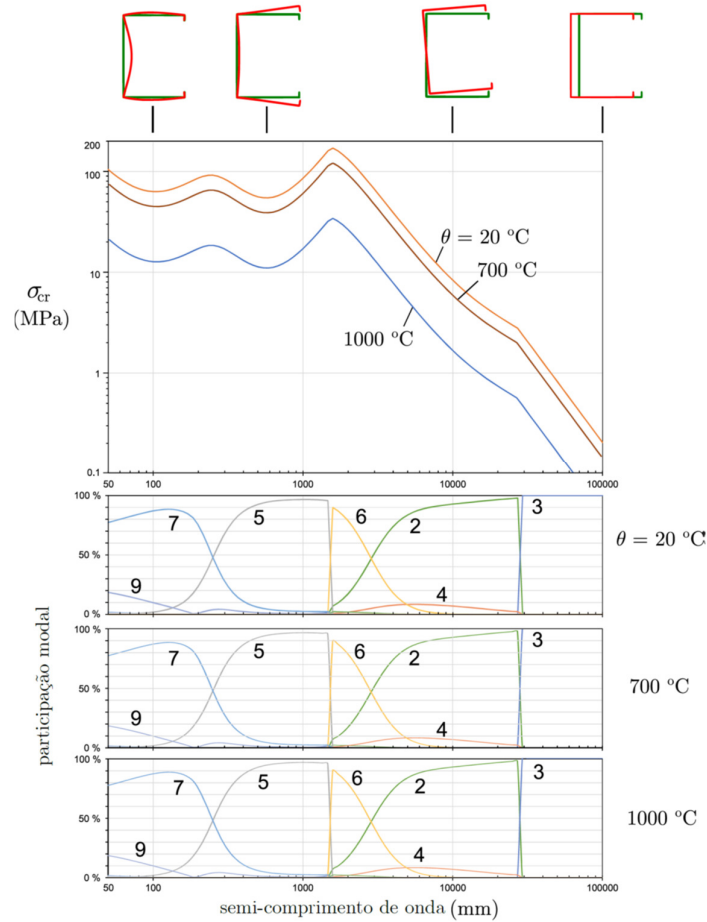


Fig. 3: Geometria e modos de deformação de uma secção em C com reforços

Em primeiro lugar é realizada uma análise admitindo uma lei constitutiva elástica linear. Como a barra encontra-se simplesmente apoiada e uniformemente comprimida, recorre-se à solução semi-analítica. Os gráficos da Fig. 4 mostram a tensão crítica em função do semi-comprimento de onda do modo de instabilidade (a chamada “curva de assinatura”) e da temperatura, como bem como as participações modais e a configuração deformada da seção de meio vão para alguns comprimentos representativos. Estes resultados mostram uma variação pequena das tensões críticas para  $20 \leq \theta \leq 700$  °C, dado que  $1 \geq k_{E,\theta} \geq 0,71$ . No entanto, para 1000 °C, tem-se  $k_{E,\theta} = 0,20$  e as tensões críticas diminuem significativamente. Os gráficos de participação modal mostram que as transições de modo de instabilidade ocorrem para os mesmos semi-comprimentos de onda, independentemente da temperatura (as curvas coincidiriam se fossem divididas por  $E_{a,\theta}$ ), com a seguinte sequência de modos de instabilidade (da esquerda para a direita): (i) local (modos 7+9), (ii) distorção simétrica (5), (iii) distorção anti-simétrica-torção-flexão (6+2+4), (iv) flexão-torção (2+4) e (v) flexão em torno do eixo de menor inércia (3).

Considere-se agora o caso elastoplástico. A Fig. 5 mostra os resultados obtidos para as teorias incremental (esquerda) e da deformação (direita). Embora em ambos os casos os resultados sejam quase idênticos para  $\theta = 20$  °C, as diferenças aumentam com a temperatura, com a teoria da deformação a fornecer tensões críticas menores, conforme esperado (ver [16,17]). Os diagramas de participação modal mostram que a alteração da natureza do modo de instabilidade com o comprimento é semelhante à da Fig. 4. No entanto, a teoria incremental prevê transições de modo para menores comprimentos, principalmente para  $\theta = 1000$  °C (gráfico inferior esquerdo), caso em que o modo de instabilidade local (7+9) nem sequer surge no gráfico. Note-

se que o ponto anguloso observado na curva de assinatura da teoria incremental para uma temperatura de 1000 °C e  $L = 1000$  mm não se deve a uma alteração do modo de instabilidade mas sim a uma descontinuidade dos módulos tangentes, que ocorre para  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{c,\theta}$ .

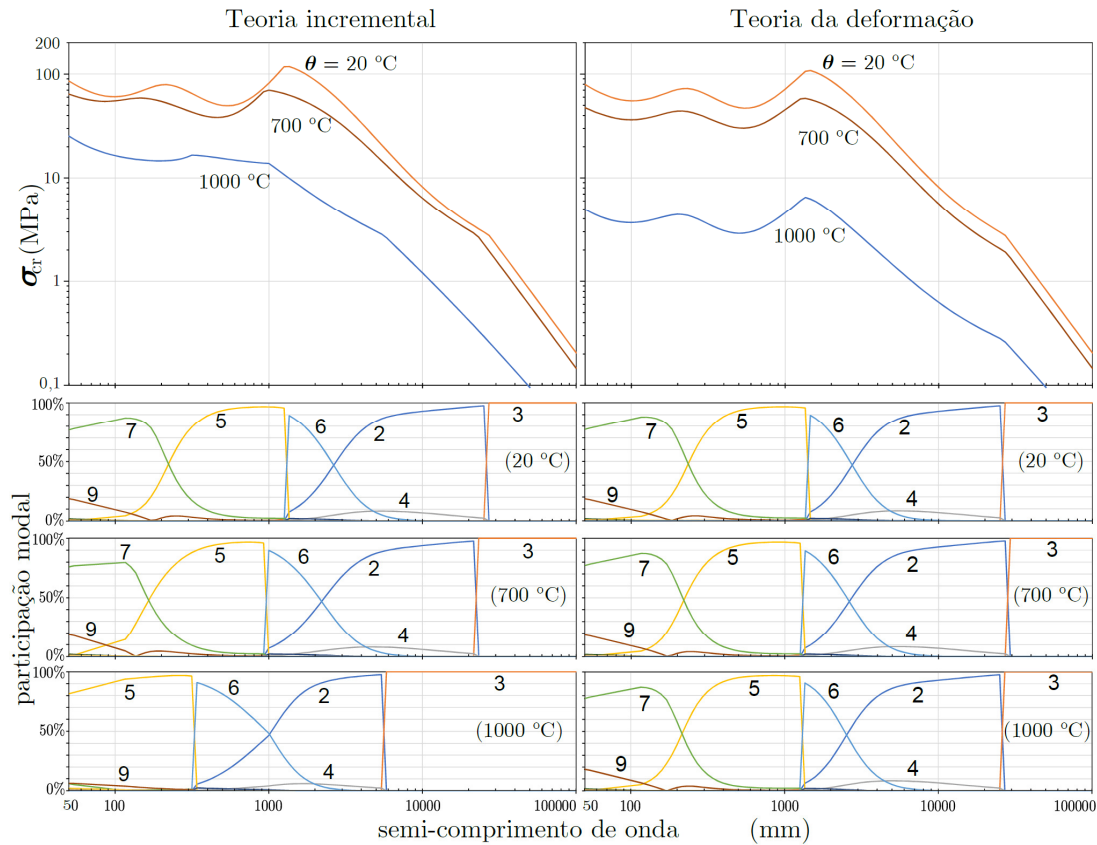


**Fig. 4:** Curva de assinatura, modos de instabilidade e diagrama de participação modal para uma coluna com a secção da Fig. 3 (material elástico linear)

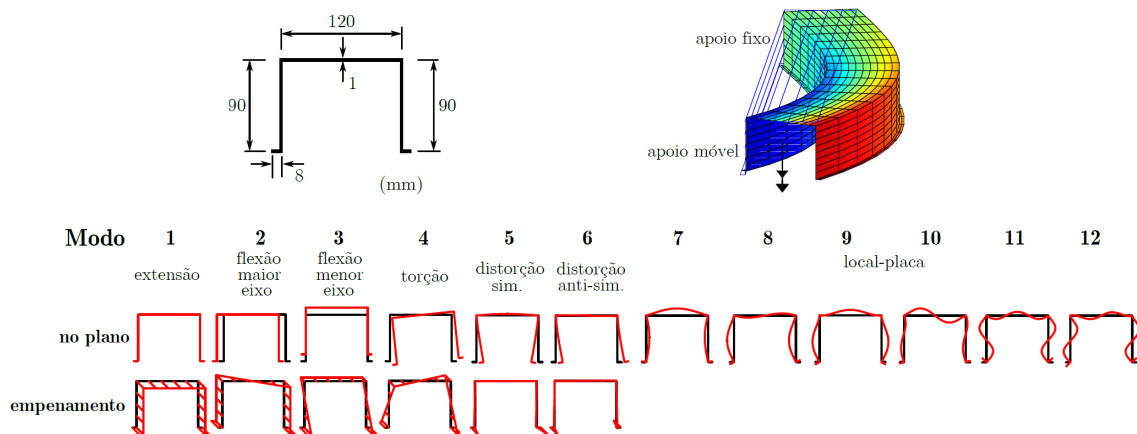
### 3.2 Viga simplesmente apoiada sujeita a um momento de extremidade

Neste exemplo considera-se a viga da Fig. 6, simplesmente apoiada e sujeita a um momento aplicado numa das extremidades. Como as tensões de pré-encurvatura não são constantes ao longo da peça (são lineares), recorre-se à solução por elementos finitos (lei elástica). Os modos de deformação são obtidos considerando 3 nós intermédios nas almas e 4 no banzo, dando origem a 48 modos. Uma vez mais, apenas os 18 modos convencionais são incluídos na análise (os primeiros 12 estão representados na figura). Estudos preliminares de convergência permitiram concluir que não se justifica considerar mais do que 10 elementos de igual comprimento.

A Fig. 7 mostra a curva de assinatura obtida, bem como os diagramas de participação modal e os modos de instabilidade mais representativos. Apesar de as curvas de assinatura não apresentarem grandes oscilações até 8000 mm, as participações modais permitem concluir que ocorre uma transição local (7+8+9)-distorcional (5+6) para  $\approx 400$  mm. Para além disso, ocorre uma transição distorcional-global (3+4) para  $\approx 800$  mm. À semelhança dos casos anteriores, as variações da carga crítica para valores de temperatura entre 20 e 700 °C são pequenas, mas são bastante visíveis para 1000 °C.



**Fig. 5:** Curvas de assinatura, modos de instabilidade e diagramas de participação modal para uma coluna com a secção da Fig. 3 (material elastoplástico)

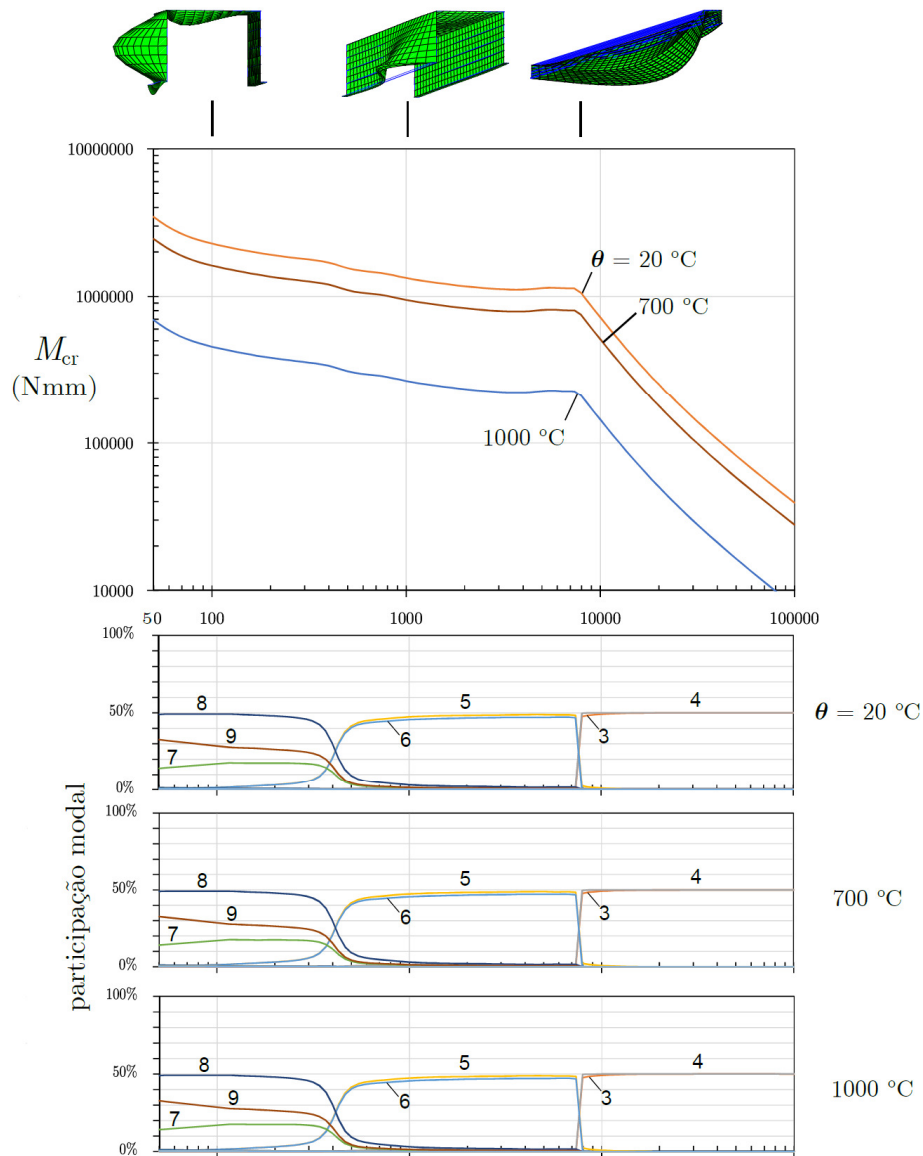


**Fig. 6:** Geometria, configuração deformada e modos de deformação de uma viga com secção “hat”

#### 4. Conclusão

Este artigo relatou as primeiras atividades realizadas pelos autores no contexto do projeto “StaSteFi”. Em particular, apresentaram-se as formulações desenvolvidas para calcular cargas críticas de bifurcação elásticas (solução pelo MEF) e plásticas (solução semi-analítica) e os





**Fig. 7:** Curva de assinatura, modos de instabilidade e diagrama de participação para a viga “hat”

correspondentes modos de instabilidade locais/distorcionais/globais de perfis de aço inoxidável de parede fina, expostos ao fogo. As formulações são baseadas na GBT e, portanto, são capazes de contabilizar, com grande eficiência computacional e precisão, a deformação da secção transversal no seu plano e para fora deste (empenamento). Além disso, implementam as leis constitutivas fornecidas pelo Eurocódigo 3 para o aço inoxidável sob ação do fogo. Para demonstrar as potencialidades das formulações desenvolvidas, foi estudada a estabilidade local/distorcional/global de colunas com secção em C com reforços e vigas com secção “hat”.

## Agradecimentos

Os autores agradecem o apoio financeiro atribuído pela Fundação para a Ciência e a Tecnologia, através do Projeto “StaSteFi – Fire design of stainless steel structural elements”.

## Referências

- [1] SCI. *Design Manual for Structural Stainless Steel*, 4th Edition, Ascot: The Steel Construction Institute, 2017.
- [2] Lopes N, Vila Real P, Simões da Silva L, Franssen J-M. “Axially loaded stainless steel columns in case of fire”, *Journal of Structural Fire Engineering*, 1(1), 43-59, 2010.
- [3] Gardner L, Baddoo N. “Fire testing and design of stainless steel structures”, *Journal of Constructional Steel Research*, 62, 532-543, 2006.
- [4] Ng K, Gardner L. “Buckling of stainless steel columns and beams in fire”, *Engineering Structures*, 29(5), 717-730, 2007.
- [5] Uppfeldt B, Outinen T, Veljkovic M. “A design model for stainless steel box columns in fire”, *Journal of Constructional Steel Research*, 64(11), 1294-1301, 2008.
- [6] Lopes N, Vila Real P, Simões da Silva L, Franssen, J-M. “Numerical analysis of stainless steel beam-columns in case of fire”, *Fire Safety Journal*, 50, 35-50, 2012.
- [7] Schardt R. *Verallgemeinerte Technische Biegetheorie*, Berlin: Springer-Verlag, 1989.
- [8] Camotim D, Basaglia C, Bebiano R, Gonçalves R, Silvestre N. “Latest developments in the GBT analysis of thin-walled steel structures”, *Proceedings of International Colloquium on Stability and Ductility of Steel Structures* (Eds.: E. Batista, P. Vellasco, L. Lima), Rio de Janeiro, Brasil, 33-58 (Vol. 1), 2010
- [9] Gonçalves R, Ritto-Corrêa M, Camotim D. “A new approach to the calculation of cross-section deformation modes in the framework of Generalized Beam Theory”, *Computational Mechanics*, 46(5), 759-781, 2010.
- [10] Gonçalves R, Camotim D. “Generalised Beam Theory-based finite elements for elastoplastic thin-walled metal members”, *Thin-Walled Structures*, 49(10), 1237-1245, 2011.
- [11] Gonçalves R, Camotim D. “Geometrically non-linear Generalised Beam Theory for elastoplastic thin-walled metal members”, *Thin-Walled Structures*, 51, 121-129, 2012.
- [12] Bebiano R, Camotim D, Gonçalves, R. “GBTUL 2.0 – a second-generation code for the GBT-based buckling and vibration analysis of thin-walled members”, *Thin-Walled Structures*, 124, 235-253, 2018
- [13] Gonçalves R, Le Grogneq, P, Camotim, D. “GBT-based semi-analytical solutions for the plastic bifurcation of thin-walled members”, *International Journal of Solids and Structures*, 47(1), 34-50, 2010.
- [14] CEN. *Eurocode 3 - Design of steel structures - Part 1-4: General rules - Supplementary rules for stainless steels*, Brussels, Belgium: European Committee for Standardization, 2006.
- [15] CEN. *Eurocode 3 - Design of steel structures - Part 1-2: General rules - Structural fire design*, Brussels, Belgium: European Committee for Standardization, 2009.
- [16] Gonçalves R, Camotim D. “GBT local and global buckling analysis of aluminium and stainless steel columns”, *Computers & Structures*, 82(17-19), 1473-1484, 2004.
- [17] Gonçalves R, Camotim, D. “Thin-walled member plastic bifurcation analysis using Generalised Beam Theory”, *Advances in Engineering Software*, 38(8-9), 637-646, 2007.