

Aprossimazione Numerica delle DAE

(Metodi Matematici e Calcolo per Ingegneria)

Enrico Bertolazzi

DIMS – Università di Trento

anno accademico 2007/2008



Outline

- 1 Origine delle DAE
- 2 Stabilizzazione alla Baumgarte



Origine delle DAE

Origine delle DAE

- $q \in \mathbb{R}^n$ vettore delle coordinate (dipendenti).
- $T(q, \dot{q})$: energia cinetica.
- $V(q)$: energia potenziale.
- $Q_{ext}(q) \in \mathbb{R}^n$: forze esterne generalizzate.
- $\Phi(q, t) \in \mathbb{R}^m$: equazioni dei vincoli.
- $L(q, \dot{q}) = T(q, \dot{q}) - V(q)$: Lagrangiana.
- Equazioni del moto

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L(q, \dot{q})}{\partial \dot{q}} \right) - \frac{\partial L(q, \dot{q})}{\partial q} + \frac{\partial \Phi(q, t)^T}{\partial q} \lambda = Q_{ext}(q) \quad (*)$$

- $\lambda \in \mathbb{R}^m$ sono i moltiplicatori di Lagrange associati ai vincoli.



Origine delle DAE

Normalmente l'energia cinetica prende la forma:

$$T(q, \dot{q}) = \frac{1}{2} \dot{q}^T M(q) \dot{q}$$

coscicché la (*) diventa

$$M(q) \ddot{q} + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial q} \right)^T \lambda = Q_{ext} + \frac{\partial L}{\partial q} - \dot{M}(q) \dot{q} = Q(q, \dot{q})$$

Il sistema di equazioni differenziali da risolvere diventa quindi

$$M(q) \ddot{q} + \Phi_q(q, t)^T \lambda = Q(q, \dot{q}) \\ \Phi(q, t) = 0$$

che è composto parte da equazione differenziale e parte da vincolo algebrico (cioè è un DAE=Differential Algebraic Equation)



Come fare per risolvere numericamente questo sistema ?

$$M(q)\ddot{q} + \Phi_q(q, t)^T \lambda = Q(q, \dot{q}) \quad (\text{DAE.1})$$

$$\Phi(q, t) = \mathbf{0} \quad (\text{DAE.2})$$

ad esempio se sviluppo la soluzione con Taylor

$$\dot{q}(t + \Delta t) = \dot{q}(t) + \ddot{q}(t)\Delta t + \mathcal{O}(\Delta t^2)$$

$$q(t + \Delta t) = q(t) + \dot{q}(t)\Delta t + \frac{1}{2}\ddot{q}(t)\Delta t^2 + \mathcal{O}(\Delta t^3)$$

trascurando i termini $\mathcal{O}(\Delta t^2)$ e $\mathcal{O}(\Delta t^3)$ posso costruire il seguente schema numerico

$$\dot{q}_{k+1} = \dot{q}_k + \ddot{q}_k \Delta t$$

$$q_{k+1} = q_k + \dot{q}_k \Delta t + \frac{1}{2}\ddot{q}_k \Delta t^2$$

per poterlo definire devo in qualche modo calcolare \ddot{q}_k

Derivando una prima volta la k esima componente di (DAE.2) otteniamo

$$\frac{d}{dt} \Phi_k(q(t), t) = \frac{\partial \Phi_k(q(t), t)}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_k(q(t), t)}{\partial q} \dot{q}(t)$$

e derivando una seconda volta otteniamo

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} \Phi_k(q(t), t) &= \frac{\partial^2 \Phi_k(q(t), t)}{\partial t^2} + 2 \frac{\partial^2 \Phi_k(q(t), t)}{\partial t \partial q} \dot{q}(t) \\ &+ \dot{q}(t)^T \frac{\partial^2 \Phi_k(q(t), t)}{\partial q^2} \dot{q}(t) + \frac{\partial \Phi_k(q(t), t)}{\partial q} \ddot{q}(t) \end{aligned}$$

usando una notazione più compatta omettendo gli argomenti delle funzioni otteniamo:

$$\mathbf{0} = \Phi_{,t} + 2\Phi_{,tq} \dot{q} + \Phi_{,qq} \dot{q} \dot{q} + \Phi_{,q} \ddot{q} \quad (\text{DAE.2}')$$

dove $(\Phi_{,qq} \dot{q} \dot{q})_k = \dot{q}^T (\Phi_k)_{,qq} \dot{q}$.

Se la matrice di massa $M(q)$ è non singolare usando la equazione (DAE.1) posso ricavare \ddot{q} :

$$\ddot{q} = M(q)^{-1} [Q(q, \dot{q}) - \Phi_q(q, t)^T \lambda]$$

ma per poter chiudere il giro devo in qualche modo determinare λ . Di fatto devo determinare n valori per \ddot{q} e m valori per λ . In (DAE.1) ci sono n equazioni differenziali mentre (DAE.2) sono m equazioni algebriche. Quindi nella conta delle equazioni abbiamo abbastanza relazioni per determinare \ddot{q} e λ . Purtroppo l'equazione (DAE.2) ma contiene solo q . Come fare ?

Soluzione: se derivo l'equazione (DAE.2) due volte posso ottenere una equazione contenente \ddot{q}

Unendo la (DAE.1) con la (DAE.2') otteniamo

$$M(q)\ddot{q} + \Phi_q(q, t)^T \lambda = Q(q, \dot{q}) \quad (\text{DAE.1})$$

$$\Phi_q(q, t)\ddot{q} = c(q, \dot{q}, t) \quad (\text{DAE.2}'')$$

dove

$$c_k(q, \dot{q}, t) = -(\Phi_k)_{,t} - 2(\Phi_k)_{,tq} \dot{q} - \dot{q}^T (\Phi_k)_{,qq} \dot{q}$$

Questo può essere riscritto in forma matriciale come segue

$$\begin{pmatrix} M(q) & \Phi_q(q, t)^T \\ \Phi_q(q, t) & \mathbf{0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{q} \\ \lambda \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Q(q, \dot{q}) \\ c(q, \dot{q}, t) \end{pmatrix}$$

Se la matrice $(n+m) \times (n+m)$ è invertibile allora possiamo determinare \ddot{q} e λ e chiudere l'algoritmo.

Algoritmo di integrazione

Mettendo tutto assieme otteniamo:

- Dato iniziale $t_0 = 0$, $q_0 = q(0)$, $\dot{q}_0 = \dot{q}(0)$.
Per $k = 0, 1, \dots$
 - Risolvo il sistema lineare per ricavare \ddot{q}_k e λ_k

$$\begin{pmatrix} M(q_k) & \Phi_q(q_k, t_k)^T \\ \Phi_q(q_k, t_k) & \mathbf{0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{q}_k \\ \lambda_k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Q(q_k, \dot{q}_k) \\ c(q_k, \dot{q}_k, t_k) \end{pmatrix}$$

- Aggiorno le approssimazioni q_{k+1} e \dot{q}_{k+1}

$$\dot{q}_{k+1} = \dot{q}_k + \ddot{q}_k \Delta t$$

$$q_{k+1} = q_k + \dot{q}_k \Delta t + \frac{1}{2} \ddot{q}_k \Delta t^2$$



Problemi dell'algoritmo proposto

(1/2)

- L'algoritmo precedentemente proposto è un algoritmo del primo ordine (errore di troncamento locale $O(\Delta t^2)$) per il sistema (DAE.1)–(DAE.2)
- Il problema è che se considero la seguente equazione dei vincoli

$$\tilde{\Phi}(q, t) = \Phi(q, t) + a_0 + a_1 t$$

e la sostituisco al posto di $\Phi(q, t)$ ottengo lo stesso sistema (DAE.1)–(DAE.2).

- I vettori costanti a_0 e a_1 sono determinati dalle condizioni iniziali infatti se $q(0)$ e $\dot{q}(0)$ sono i dati iniziali allora $\tilde{\Phi}(q, t)$ deve soddisfare

$$\tilde{\Phi}(q(0), 0) = \Phi(q(0), 0) + a_0 + a_1 \cdot 0 = \mathbf{0}$$

$$\frac{d}{dt} \tilde{\Phi}(q(0), 0) = \frac{d}{dt} \Phi(q(0), 0) + a_1 = \mathbf{0}$$



Problemi dell'algoritmo proposto

(2/2)

- Nel caso ideale le condizioni al contorno sono fissate in modo che $a_0 = a_1 = \mathbf{0}$.
- Ogni passo dello schema numerico produce q_{k+1} che leggermente viola il vincolo $\Phi(q, t)$ quindi ogni passo dello schema numerico è come se cambiasse leggermente le costanti a_0 e a_1 .
- Anche ammettendo di fare un piccolissimo errore nel primo passo di fatto avremo una **deriva** della soluzione nei passi successivi di almeno $a_0 + a_1 t$.
- Questo di fatto rende inutilizzabile questo schema se non per piccolissimi tempi.



Esempio: Pendolo in coordinate sovrabbondanti

(1/6)

Energia cinetica:

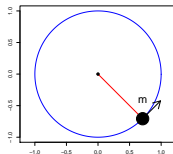
$$T(t) = \frac{1}{2} m (x'(t)^2 + y'(t)^2)$$

Energia potenziale

$$V(t) = mgy(t)$$

Vincolo

$$\Phi(x, y) = x^2 + y^2 - 1$$



Esempio: Pendolo in coordinate sovrabbondanti

(2/6)

Sistema di equazioni

$$mx''(t) + 2x(t)\lambda(t) = 0$$

$$my''(t) + 2y(t)\lambda(t) = -mg$$

$$x(t)^2 + y(t)^2 = 1$$

Derivando due volte il vincolo:

$$2x(t)x'(t) + 2y(t)y'(t) = 0$$

$$2x(t)x''(t) + 2y(t)y''(t) + 2x'(t)^2 + 2y'(t)^2 = 0$$

Per cui abbiamo

$$\begin{pmatrix} m & 0 & 2x(t) \\ 0 & m & 2y(t) \\ 2x(t) & 2y(t) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x''(t) \\ y''(t) \\ \lambda(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -mg \\ -2x'(t)^2 - 2y'(t)^2 \end{pmatrix}$$

Esempio: Pendolo in coordinate sovrabbondanti

(3/6)

$$\begin{pmatrix} m & 0 & 2x_k \\ 0 & m & 2y_k \\ 2x_k & 2y_k & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_k'' \\ y_k'' \\ \lambda_k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -mg \\ -2(x_k')^2 - 2(y_k')^2 \end{pmatrix}$$

e risolvendo il sistema lineare

$$x_k'' = \frac{x_k(gy_k - s_k)}{r_k}$$

$$y_k'' = -\frac{gx_k^2 + y_k s_k}{r_k}$$

$$\lambda_k = -\frac{m(gy_k - s_k)}{2r_k}$$

dove $r_k = x_k^2 + y_k^2$, $s_k = (x_k')^2 + (y_k')^2$.

Esempio: Pendolo in coordinate sovrabbondanti

(4/6)

E da qui abbiamo lo schema numerico

- x_0, y_0, x'_0, y'_0 sono assegnati compatibilmente al vincolo.
- per $k = 0, 1, 2, \dots$
 - calcolo x_k'', y_k'' con le formule:

$$x_k'' = \frac{x_k(gy_k - s_k)}{r_k}, \quad r_k = x_k^2 + y_k^2$$

$$y_k'' = -\frac{gx_k^2 + y_k s_k}{r_k}, \quad s_k = (x_k')^2 + (y_k')^2$$

- Avanzo di Δt con le formule:

$$x_{k+1} = x_k + \Delta t x_k' + (\Delta t^2/2)x_k''$$

$$y_{k+1} = y_k + \Delta t y_k' + (\Delta t^2/2)y_k''$$

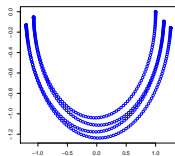
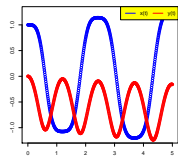
$$x_{k+1}' = x_k' + \Delta t x_k''$$

$$y_{k+1}' = y_k' + \Delta t y_k''$$

Esempio: Pendolo in coordinate sovrabbondanti

(5/6)

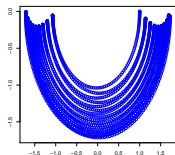
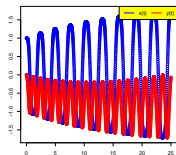
DAE integrata senza stabilizzazione

Dato iniziale **consistente** $x_0 = 1, y_0 = 0, x'_0 = 0, y'_0 = 0$.Pendolo in coordinate naturali $h=0.01 \text{ T}=5$ Pendolo in coordinate naturali $h=0.01 \text{ T}=5$ 

Esempio: Pendolo in coordinate sovrabbondanti

(6/6)

Dato iniziale consistente $x_0 = 1, y_0 = 0, x'_0 = 0, y'_0 = 0$. Effetto a lungo termine

Pendolo in coordinate naturali $h=0.01$ $T=25$ Pendolo in coordinate naturali $h=0.01$ $T=25$ 

Stabilizzazione alla Baumgarte

(1/5)

Nella derivazione precedente il problema è che se considero la seguente equazione dei vincoli

$$\ddot{\Phi}(q, t) = \Phi(q, t) + a_0 + a_1 t$$

non cambia nulla nella parte numerica. Consideriamo quindi la seguente equazione differenziale

$$z''(t) + 2\zeta\omega z'(t) + \omega^2 z(t) = 0$$

che ha come soluzione

$$z(t) = \left[z(0) \cosh\left(t\omega\sqrt{\zeta^2-1}\right) + \frac{z'(0) + \zeta z(0)}{\omega\sqrt{\zeta^2-1}} \sinh\left(t\omega\sqrt{\zeta^2-1}\right) \right] e^{-\zeta\omega t}$$

Ciò se $0 \leq \zeta \leq 1$ ma se abbiamo una soluzione oscillante con esponenziale decrescente.

Stabilizzazione alla Baumgarte

(2/5)

cioè se $0 \leq \zeta \leq 1$ ma se abbiamo una soluzione oscillante con esponenziale decrescente. In particolare se $\zeta = 1$ abbiamo lo smorzamento critico e

$$z(t) = (z(0) + t z'(0)(1 + \omega)) e^{-\omega t}$$

e se $\zeta^2 = 1 - \varepsilon^2$ abbiamo

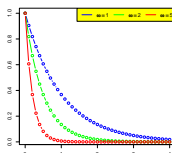
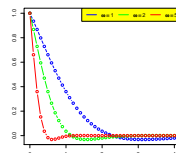
$$z(t) = \left[(z'(0) + z(0)\zeta\omega) \frac{\sin(\omega\varepsilon t)}{\omega\varepsilon} + z(0) \cos(\omega\varepsilon t) \right] e^{-\omega\varepsilon t}$$

In ogni caso scegliendo $\zeta \in (0, 1)$ abbiamo una soluzione che va a 0 esponenzialmente per $t \rightarrow \infty$.

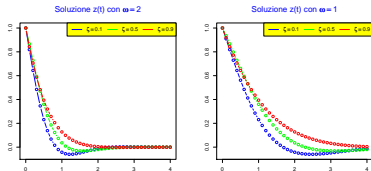
Stabilizzazione alla Baumgarte

(3/5)

Esempio di soluzione con vari valori di ω e ζ .

Soluzione $z(t)$ con $\zeta = 1$ Soluzione $z(t)$ con $\zeta = 0.5$ 

Esempio di soluzione con vari valori di ω e ζ .



- Queste considerazioni suggeriscono di sostituire l'equazione

$$\frac{d^2}{dt^2} \Phi(q(t), t) = 0$$

con la seguente

$$\frac{d^2}{dt^2} \Phi(q(t), t) + 2\zeta\omega \frac{d}{dt} \Phi(q(t), t) + \omega^2 \Phi(q(t), t) = 0$$

- i parametri ζ e ω dovranno essere scelti in modo da rendere il decadimento della soluzione il più rapido possibile compatibilmente la stabilità numerica del metodo.
- In generale ζ va scelto in $[0, 1]$ piccolo ma non troppo (ad esempio 0.1) in modo da rendere l'abbattimento dell'errore il più rapido possibile.

Trasformiamo il sistema al primo ordine

$$x'(t) = u(t)$$

$$y'(t) = v(t)$$

$$mu'(t) + 2x(t)\lambda(t) = 0$$

$$mv'(t) + 2y(t)\lambda(t) = -mg$$

$$x(t)^2 + y(t)^2 = 1$$

Derivando due volte il vincolo:

$$2x(t)u'(t) + 2y(t)v'(t) = 0$$

$$2x(t)u'(t) + 2y(t)v'(t) + 2u(t)^2 + 2v(t)^2 = 0$$

Equazione del vincolo stabilizzata (omettiamo dipendenza da t)

$$2xu' + 2yv' + 2u^2 + 2v^2 + 2\zeta\omega(2xu + 2yv) + \omega^2(x^2 + y^2 - 1) = 0$$

Sostituendo le equazioni di $u'(t)$ e $v'(t)$ nella equazione del vincolo stabilizzata possiamo ricavare λ

$$\lambda = \frac{2u^2 + 2v^2 + 2\zeta\omega(2xu + 2yv) + \omega^2(x^2 + y^2 - 1) - 2gy}{4(x^2 + y^2)}$$

possiamo allora integrare l'equazione usando il metodo di Eulero esplicito

$$\lambda_k = \frac{2(u_k^2 + v_k^2) + 4\zeta\omega(x_k u_k + y_k v_k) + \omega^2(x_k^2 + y_k^2 - 1) - 2gy_k}{4(x_k^2 + y_k^2)}$$

$$x_{k+1} = x_k + \Delta t u_k$$

$$y_{k+1} = y_k + \Delta t v_k$$

$$u_{k+1} = u_k - 2\Delta t m^{-1} x_k \lambda_k$$

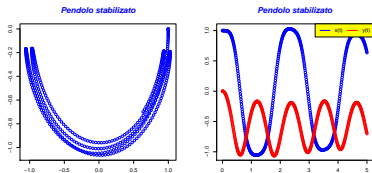
$$v_{k+1} = v_k - 2\Delta t m^{-1} y_k \lambda_k - \Delta t g$$

Esempio: Pendolo con stabilizzazione

(3/5)

DAE integrata **CCM** stabilizzazione

Dato iniziale **consistente** $x_0 = 1, y_0 = 0, x'_0 = 0, y'_0 = 0$. Parametri di stabilizzazione $\omega = 1, \zeta = 0.1$,

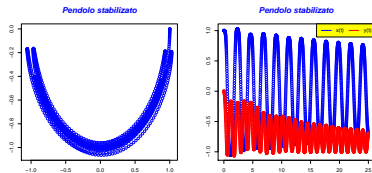


Esempio: Pendolo con stabilizzazione

(4/5)

DAE integrata **CCM** stabilizzazione

Dato iniziale **consistente** $x_0 = 1, y_0 = 0, x'_0 = 0, y'_0 = 0$. Parametri di stabilizzazione $\omega = 1, \zeta = 0.1$. Effetto a lungo termine

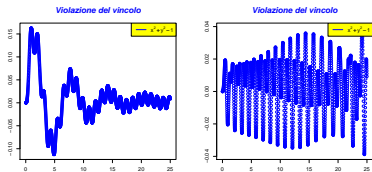


Esempio: Pendolo con stabilizzazione




(5/5)

DAE integrata **CCM** stabilizzazione

Dato iniziale **consistente** $x_0 = 1, y_0 = 0, x'_0 = 0, y'_0 = 0$. Parametri di stabilizzazione $\omega = 1, \zeta = 0.1$ ed $\omega = 10$. Violazione del vincolo.



Bibliografia

-  J. Garcia de Jalón and E. Bayo, *Kinematic and Dynamic Simulation of Multibody Systems. The Real-Time Challenge*
Springer-Verlag, New-York, 1994
<http://mat21.etsii.upm.es/mbs/bookPDFs/bookGjB.htm>
-  Joachim W. Baumgarte, *Stabilization of Constraints and Integrals of Motion in Dynamical Systems*,
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 1, pp. 1-16, (1972).
-  Joachim W. Baumgarte, *Stabilization by modification of the Lagrangian*
Celestial Mechanics, vol 13, pp. 247-251, (1976),