

Variationelle Methoden zur Massenskalierung für eine effizientere explizite Zeitintegration in der Dynamik

Anne-Kathrin Schäuble, Anton Tkachuk, Manfred Bischoff

Institut für Baustatik und Baudynamik, Universität Stuttgart

Zusammenfassung: Um dynamische Finite-Elemente-Berechnungen mit expliziter Zeitintegration zu beschleunigen, ist es in der Praxis üblich, Massenskalierung anzuwenden. Damit soll die kritische Zeitschrittweite erhöht werden ohne maßgeblich an Genauigkeit in den entscheidenden niederfrequenten Moden zu verlieren. Bei der konventionellen Massenskalierung (CMS) wird künstliche Masse zu den Diagonaltermen der diagonalisierten Massenmatrix addiert und die Diagonalform der Massenmatrix bleibt erhalten. CMS wird gewöhnlich auf eine geringe Anzahl kleiner oder steifer Elemente angewandt, deren hohe Eigenfrequenzen die kritische Zeitschrittweite begrenzen. Dabei wird allerdings die Trägheit der Struktur erhöht, was zu unphysikalischen Effekten führen kann. Mit einer sogenannten selektiven Massenskalierung kann wenigstens die translatorische Trägheit (d.h. der Impuls bei gleichmäßiger Anfangsgeschwindigkeit) erhalten werden, allerdings auf Kosten von Nebendiagonaltermen in der Massenmatrix. Diese Methode lässt sich gleichmäßig auf die gesamte Struktur anwenden und hat geringere unphysikalische Nebeneffekte. Bislang werden skalierte Massenmatrizen rein algebraisch, z.B. steifigkeitsproportional konstruiert. Die Auswahl an Skalierungs-Templates ist beschränkt und ihnen liegt keine konsistente Formulierung zugrunde. In diesem Artikel werden variationelle Methoden zur selektiven Massenskalierung vorgestellt, die nicht nur mathematisch konsistent sind, sondern es auch erlauben, gezielt bestimmte Eigenschaften wie die Erhaltung der Trägheit, Reduktion der höchsten Frequenzen und Genauigkeit bei den niedrigen Frequenzen einzustellen. Die Leistungsfähigkeit der Methode wird an numerischen Beispielen mit Tetraeder- und Hexaeder-Elementen demonstriert.

1 EINLEITUNG

CMS für explizite Zeitintegration wird seit den 70er Jahren angewendet und ist für translatorische Freiheitsgrade in kommerziellen Codes wie LS-DYNA und RADIOSS implementiert und in deren Handbüchern beschrieben. CMS wird gewöhnlich auf eine geringe Anzahl kleiner oder steifer Elemente angewendet, wobei die Gesamtmasse des Modells um 1-3% erhöht wird. Algebraische Selektive Massenskalierung (algebraische SMS) wurde in [1] eingeführt mit dem Ziel, die stabile Zeitschrittweite für explizite

Zeitintegration zu erhöhen und dabei die Trägheit zu erhalten. Die skalierte Massenmatrix \mathbf{m}° eines einzelnen Elementes ergibt sich algebraisch aus

$$\mathbf{m}^\circ = \mathbf{m}_e + \lambda^\circ \quad \text{mit} \quad \lambda^\circ = \frac{\Delta m_e}{n \cdot (n-1)} \left(\mathbf{I} - \sum_i \mathbf{e}_i \mathbf{e}_i \right), \quad (1)$$

wobei \mathbf{m}_e die diagonalisierte Massenmatrix (engl. Lumped mass matrix, LMM) und λ° die Massenzunahme sind, n ist die Anzahl von Knoten pro Element, Δm_e ist die künstlich zugefügte Masse auf den Diagonaltermen (die gleiche Masse wird von den Nebendiagonaltermen subtrahiert) und \mathbf{e}_i sind die Starrkörpermoden. Zunächst wurden nur die Starrkörperverschiebungen berücksichtigt [1], später wurden auch Starrkörperrotationen mit einbezogen [2]. Mit algebraischer SMS kann die kritische Zeitschrittweite um den Faktor $(1+\beta)^{0.5}$ erhöht werden, wobei β dem hinzugefügten translatorischen Massenanteil $\Delta m_e/m_e$ entspricht. Werden nur Starrkörperverschiebungen berücksichtigt, wird die rotatorische Trägheit der Struktur überschätzt. Werden auch rotatorische Starrkörperanteile berücksichtigt, bleibt die rotatorische Trägheit erhalten, die Massenmatrix besitzt jedoch Kopplungsterme zwischen der Trägheit in x-, y- und z-Richtung. Die Konditionszahl der globalen Massenmatrix verschlechtert sich mit Erhöhung von β , ebenso erhöht sich die Anzahl der Iterationsschritte zur Lösung von $\mathbf{M}^\circ \mathbf{a} = \mathbf{f}$ mit einem iterativen Löser. Variationelle selektive Massenskalierung wurde in [3,4] vorgestellt und erlaubt eine Erhaltung der translatorischen Trägheit, des Schwerpunkts und des Flächenträgheitsmomentes einzelner Elemente, was eine Konvergenz mit zunehmender Netzverfeinerung garantiert. Ausgangspunkt ist ein Hamiltonsches Prinzip mit Straftermen, wobei die unabhängigen Felder Verschiebung, Geschwindigkeit und Impuls schwach gekoppelt sind. Diese konsistente variationelle Herleitung und Diskretisierung führt auf eine parametrische Familie von Massenmatrizen, die vor allem für biegedominierte Probleme genauere Ergebnisse liefert. Die Qualität der Ergebnisse ist maßgeblich von einer geeigneten Auswahl der Ansatzräume abhängig.

2 2-FELD-FORMULIERUNG DER ELASTODYNAMIK

Die starke Formulierung eines Anfangsrandwertproblems in der Elastodynamik ist

$$\begin{cases} \rho \ddot{\mathbf{u}} = \text{DIV} \mathbf{P} + \rho \hat{\mathbf{b}} & \text{in } (0, t_{\text{end}}] \times \Omega \\ \mathbf{F} = \mathbf{I} + \text{GRAD} \mathbf{u}, \quad \mathbf{P} = \mathbf{P}(\mathbf{F}) & \text{in } (0, t_{\text{end}}] \times \Omega \\ \mathbf{u}(t=0) = \mathbf{u}_0, \quad \dot{\mathbf{u}}(t=0) = \mathbf{v}_0 & \text{in } \Omega \\ \mathbf{u} = \mathbf{0} & \text{in } (0, t_{\text{end}}] \times \partial\Omega_u \\ \mathbf{P} \mathbf{n} = \hat{\mathbf{t}} & \text{in } (0, t_{\text{end}}] \times \partial\Omega_t, \end{cases} \quad (2)$$

wobei \mathbf{u} und $\hat{\mathbf{b}}$ die Verschiebung und die Volumenkraft, \mathbf{P} und \mathbf{F} die erste Piola-Kirchhoff-Spannung und der Deformationsgradient, ρ und $\mathbf{P}(\mathbf{F})$ die Anfangsmaterialdichte und das Konstitutivgesetz, Ω und $(0, t_{\text{end}}]$ die aktuelle Position des Körpers und das

Zeitintervall und \mathbf{u}_0 und \mathbf{v}_0 die Anfangsverschiebung und -geschwindigkeit sind. $\partial\Omega_u$ ist der Teil der Oberfläche mit vorgeschriebener Null-Verschiebungsrandbedingung und $\hat{\mathbf{t}}$ ist die vorgeschriebene Traktion an der Oberfläche $\partial\Omega_t$. Äquivalent zu dieser starken Formulierung ist eine schwache Formulierung, basierend auf dem Hamiltonschen Prinzip. Das Hamiltonsche Prinzip

$$H(\mathbf{u}) = \int_0^{t^{\text{end}}} (T - \Pi^{\text{int}} + \Pi^{\text{ext}}) dt \rightarrow \text{stat} \quad (3)$$

mit der kinetischen Energie $T(\dot{\mathbf{u}}) = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \rho \dot{\mathbf{u}}^2 dV$ und der internen und äußeren potentiellen Energie $\Pi^{\text{int}}(\mathbf{u}) = \int_{\Omega} \Psi(\mathbf{F}) dV$ und $\Pi^{\text{ext}}(\mathbf{u}) = \int_{\Omega} \mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{b}} dV + \int_{\partial\Omega_t} \mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{t}} dA$ mit der elastischen Verzerrungsenergie $\mathbf{P} = \partial\Psi(\mathbf{F})/\partial\mathbf{F}$ wird durch Einführung der unabhängigen Variable für die Geschwindigkeit \mathbf{v} erweitert; die kinematische Gleichung $\dot{\mathbf{u}} = \mathbf{v}$ wird schwach berücksichtigt. Die kinetische Energie ergibt sich somit zu

$$T^\circ(\dot{\mathbf{u}}, \mathbf{v}) = \frac{1}{2} \int_{\Omega} [\rho \dot{\mathbf{u}}^2 + C_1 \rho (\dot{\mathbf{u}} - \mathbf{v})^2] dV, \quad (4)$$

wobei C_1 der Penalty-Faktor ist. Ersetzen von T mit T° führt somit zu einer Hamiltonschen Formulierung mit Straftermen. Deren erste Variation ist

$$\begin{aligned} \delta H^\circ(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = \delta \int_0^{t^{\text{end}}} (T^\circ - \Pi^{\text{int}} + \Pi^{\text{ext}}) dt = \int_0^{t^{\text{end}}} \left(\int_{\Omega} \{ \delta \mathbf{u} \cdot \rho [-(1 + C_1) \ddot{\mathbf{u}} + C_1 \dot{\mathbf{v}}] \right. \\ \left. - \delta \mathbf{v} \cdot C_1 \rho [\dot{\mathbf{u}} - \mathbf{v}] - \delta \mathbf{F} : \mathbf{P} + \delta \mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{b}} \right) dV + \int_{\partial\Omega_t} \delta \mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{t}} dA \Big) dt = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

3 DISKRETISIERUNG

Die Standard-Lagrange-Formulierung nach Gl. (5) mit modifiziertem Trägheitsterm entsprechend Gl. (4) wird im Folgenden verwendet. Verschiebung und Geschwindigkeit werden mit zeitunabhängigen Ansatzfunktionen \mathbf{N} und $\boldsymbol{\psi}$ diskretisiert zu

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^h &= \mathbf{N}\mathbf{U}, & \delta \mathbf{u}^h &= \mathbf{N}\delta \mathbf{U}, & \dot{\mathbf{u}}^h &= \mathbf{N}\dot{\mathbf{U}}, & \ddot{\mathbf{u}}^h &= \mathbf{N}\ddot{\mathbf{U}}, \\ \mathbf{v}^h &= \boldsymbol{\psi}\mathbf{V}, & \delta \mathbf{v}^h &= \boldsymbol{\psi}\delta \mathbf{V}, & \dot{\mathbf{v}}^h &= \boldsymbol{\psi}\dot{\mathbf{V}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Einsetzen von Gl. (6) in Gl. (5) führt zu

$$\int_0^{t^{\text{end}}} \left(\delta \mathbf{U}^T [-(1 + C_1) \mathbf{M}\ddot{\mathbf{U}} + C_1 \mathbf{A}\dot{\mathbf{V}} - \mathbf{f}^{\text{int}} + \mathbf{f}^{\text{ext}}] - C_1 \delta \mathbf{V}^T [\mathbf{A}^T \mathbf{U} - \mathbf{Y}\mathbf{V}] \right) dt = 0 \quad (7)$$

mit den internen und externen Knotenkraftvektoren \mathbf{f}^{int} und \mathbf{f}^{ext} , der konsistenten Massenmatrix \mathbf{M} , den Matrizen $\mathbf{A} = \int_{\Omega} \rho \mathbf{N}^T \boldsymbol{\Psi} dV$ und $\mathbf{Y} = \int_{\Omega} \rho \boldsymbol{\Psi}^T \boldsymbol{\Psi} dV$. Für beliebige Variationen ergibt sich die Bewegungsgleichung

$$\begin{cases} (1 + C_1) \mathbf{M} \ddot{\mathbf{U}} - C_1 \mathbf{A} \dot{\mathbf{V}} = \mathbf{f}^{\text{ext}} - \mathbf{f}^{\text{int}} \\ \mathbf{A}^T \mathbf{U} = \mathbf{Y} \mathbf{V}. \end{cases} \quad (8)$$

Statische Kondensation führt auf die Bewegungsgleichung

$$\mathbf{M}^\circ \ddot{\mathbf{U}} = \mathbf{f}^{\text{ext}} - \mathbf{f}^{\text{int}} \quad (9)$$

mit der selektiv skalierten Masse $\mathbf{M}^\circ = \mathbf{M} + \boldsymbol{\lambda}^\circ$, mit $\boldsymbol{\lambda}^\circ = C_1 (\mathbf{M} - \mathbf{A} \mathbf{Y}^{-1} \mathbf{A}^T)$.

4 AUSWAHL DER ANSATZRÄUME FÜR VAR. SEL. MASSENSKALIERUNG

Die Effizienz und Genauigkeit der variationellen selektiven Massenskalisierung (VSMS) hängt stark von der Auswahl der Ansatzräume für die Geschwindigkeit ab [3]. VSMS führt nur zu einer Reduktion der höchsten Frequenz, wenn der Ansatzraum für die Geschwindigkeit ärmer gewählt wird, als der Ansatzraum für die Verschiebung. Um auch für große Werte des Skalierungsparameters C_1 genaue Ergebnisse zu liefern, sollte der Ansatz alle RBMs enthalten. Die Massenmatrix liefert dann exakte Werte für translatorische und rotatorische Trägheit. In 3D ergibt sich somit

$$\boldsymbol{\Psi}_{3D,6velo} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & -Y^h & Z^h & 0 \\ 0 & 1 & 0 & X^h & 0 & -Z^h \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -X^h & Y^h \end{bmatrix} \quad (9)$$

mit der Referenzposition der Materialpunkte im Element X^h, Y^h, Z^h . Mit $\boldsymbol{\Psi}_{3D,6velo}$ wird das Flächenträgheitsmoment einzelner Elemente für moderate Verzerrungen gut approximiert. Der gewählte Ansatzraum führt auf eine Massenmatrix mit Kopplungen der Trägheit zwischen x, y und z, d.h. die Matrix ist dichter besetzt, was zu einer schlechteren Konditionierung der Matrix, sowie einer erhöhten Rechenzeit führen kann. Eine entkoppelte Matrix ergibt sich mit

$$\boldsymbol{\Psi}_{3D,9velo} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & Y^h & Z^h & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & X^h & Z^h & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & X^h & Y^h \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Alternativ wird $\boldsymbol{\Psi}_{3D,3velo}$ mit rein konstanten Termen untersucht.

5 BEISPIELE

Die vorgestellte variationelle selektive Massenskalierung und die selektive Massenskalierung nach Olovsson werden auf verschiedene transiente Beispiele angewandt und mit den Ergebnissen für eine Berechnung mit diagonalisierter Massenmatrix verglichen. Eine Bewertung von Genauigkeit und Effizienz stehen hierbei im Vordergrund.

5.1 Kragarm

Das Modell ist in Abb. 1 dargestellt. Anfangsverschiebungen und -geschwindigkeiten sind Null. Der Balken wird zum Zeitpunkt $t=0$ mit einer abrupten Kraft F belastet und der Verlauf der maximalen Verschiebung w wird für verschiedene Methoden verglichen.

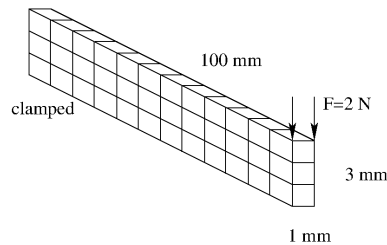


Abbildung 1: Kragarm [1], Material: $E=207$ GPa, $\nu=0.0$, $\rho=7\ 850$ kg/m³

Das Modell wird zunächst mit 900 Tet10-Elementen (4 GP p. El.) vernetzt. Die Lösung erfolgt mit der Zentrale-Differenzen-Methode mit direktem Löser. Der Verlauf der maximalen Verschiebung w für LMM, algebraische SMS ($\beta=500$) und VSMS ($C_1=1500$) für eine Vernetzung mit Tet10-Elementen ist in Abb. 2 dargestellt.

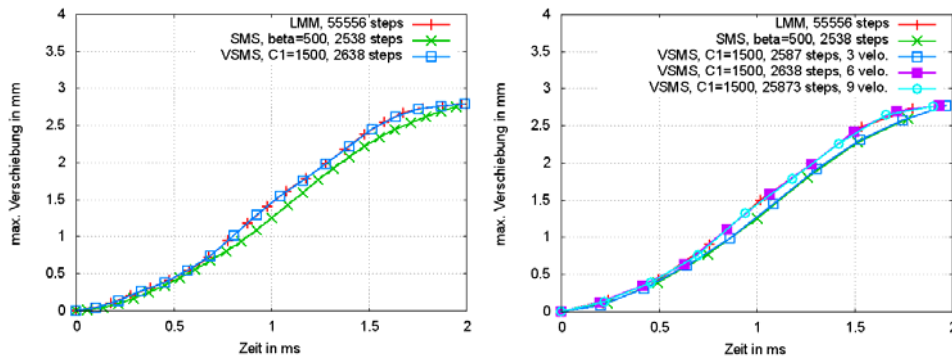


Abbildung 2 und 3: Maximale Auslenkung w des Kragarms für verschiedene Massenskalierungen (links) und für VSMS mit unterschiedlichen Ansatzräumen für die Geschwindigkeit (rechts)

Die Auslenkung w für LMM und VSMS sind identisch, eine Erhöhung des Skalierungsfaktors C_1 verschlechtert das Ergebnis nicht. Für dieselbe Reduktion der Zeitschrittweite ist der Fehler mit algebraischer SMS größer. Die kritische Zeitschrittweite wurde für SMS und VSMS um den Faktor 20 reduziert, was mit dem institutseigenen FE-Code NumPro zu einer Reduktion der Rechenzeit um 86% führt. Abb. 3 zeigt einen

Vergleich verschiedener Ansatzräume für die Geschwindigkeit. Mit $\Psi_{3D,3velo}$ wird nahezu ein identisches Ergebnis wie mit SMS erzielt, mit $\Psi_{3D,6velo}$ und $\Psi_{3D,9velo}$ ist das Ergebnis exakt. Mit zunehmender Anzahl von Geschwindigkeitsansatzfunktionen reduziert sich die kritische Zeitschrittweite und verschlechtert sich die Konditionszahl, weshalb $\Psi_{3D,6velo}$ favorisiert wird. Die Ergebnisse sind in Tab. 1 zusammengefasst.

Tabelle 1: Vergleich verschiedener Massenskalierungen für Kragarmmodell (Tet10)

	$\Delta t_{crit} / ms$	Zeitschrittanzahl	Rechenzeit	Konditionszahl
LMM	$4.79 \cdot 10^{-5}$	55 556	100%	19
Algebr. SMS, $\beta=500$	$1.05 \cdot 10^{-3}$	2 538	12.9%	1 898
VSMS, $C_1=1500$, 3 velo.	$1.03 \cdot 10^{-3}$	2 587	13.9%	959
VSMS, $C_1=1500$, 6 velo.	$1.01 \cdot 10^{-3}$	2 638	13.5%	1 215
VSMS, $C_1=1500$, 9 velo.	$1.03 \cdot 10^{-4}$	25 873	102.6%	1 788

Vergleichbare Schlüsse können aus einer Berechnung mit Hex8-, bzw. Tet4-Elementen gezogen werden. Diese zeigen allerdings bei voller Integration steiferes Verhalten aufgrund von Locking. Auch für diese Elementtypen liefert VSMS mit $\Psi_{3D,6velo}$ die genauesten und effizientesten Ergebnisse.

5.2 Brückenmodelle

Das Brückenmodell ist in Abb. 4 dargestellt. Anfangsverschiebungen und -geschwindigkeiten sind Null. Die Brücke wird in der Mitte des linken Bogens mit einer Linienlast F abrupt belastet. Der Verlauf der vertikalen Verschiebung unter der Last wird für verschiedene Methoden verglichen.

In [4] wurde bereits ein 2D-Modell der Brücke mit Q2 und S2-Elementen analysiert. Mit VSMS konnte die Verschiebung für beide Elementtypen sehr gut abgebildet werden, wohingegen algebraische SMS einen deutlichen Phasenfehler lieferte. S2-Elemente zeigen eine geringere Verschlechterung der Konditionszahl mit zunehmendem Skalierungsfaktor C_1 . Das 3D-Modell wird mit 512 Hex8-Elementen (8GP p. El.) vernetzt. Der Verlauf der vertikalen Verschiebung unter der Last für LMM, algebraische SMS ($\beta=4$) und VSMS ($C_1=50$) ist in Abb. 6 dargestellt. Sowohl algebraische SMS, als auch VSMS liefern ein genaues Ergebnis für den ersten Zyklus, mit zunehmender Zeit akkumuliert sich der Phasenfehler für algebraische SMS und die maximale Verschiebung kann mit VSMS nur ungenau abgebildet werden. Mit $\beta=2$ und $C_1=50$ wird die Zeitschrittweite ca. um Faktor 4 reduziert, die Rechenzeit reduziert sich um 6% für die lineare Analyse mit VSMS. Die Ergebnisse sind in Tab. 2 dargestellt.

Tabelle 2: Vergleich verschiedener Massenskalierungen für Brückenmodell (Hex8)

	$\Delta t_{crit} / ms$	Zeitschrittanzahl	Rechenzeit	Konditionszahl
LMM	$1.06 \cdot 10^{-4}$	1 258	100%	14
Algebr. SMS, $\beta=12$	$4.03 \cdot 10^{-4}$	331	79.4 %	40
VSMS, $C_1=50$, 6 velo.	$4.11 \cdot 10^{-4}$	325	94.5 %	80

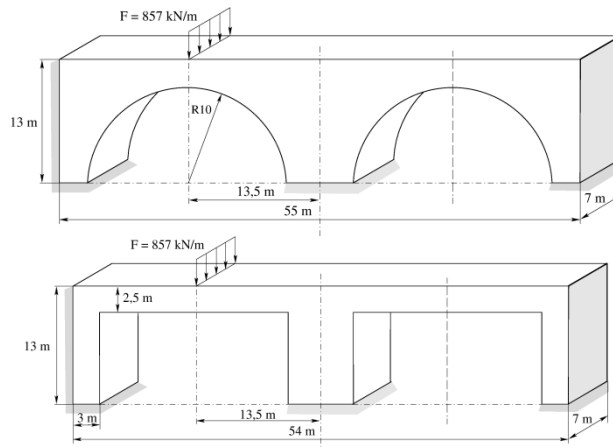


Abbildung 4 und 5: Brücke (oben) und vereinfachtes Modell (unten) mit Linienlast.
 Material: $E=30$ GPa, $\nu=0.2$, $\rho=2400$ kg/m³

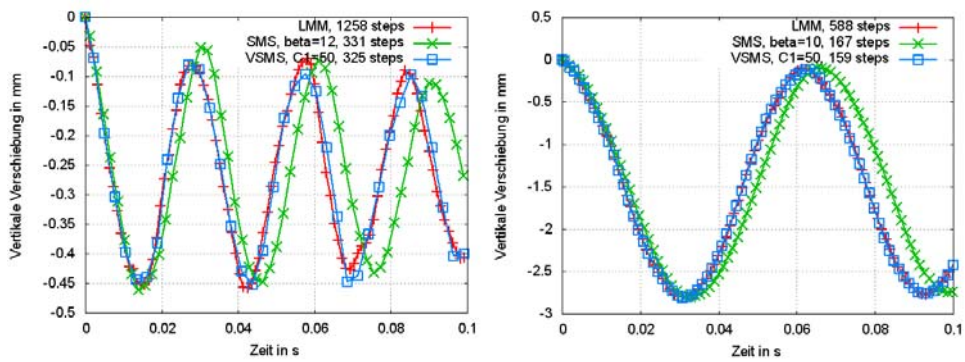


Abbildung 6 und 7: Vertikale Verschiebung unter der Last für verschiedene Massenskalierungen am urspr. Brückenmodell und am vereinfachten Brückenmodell

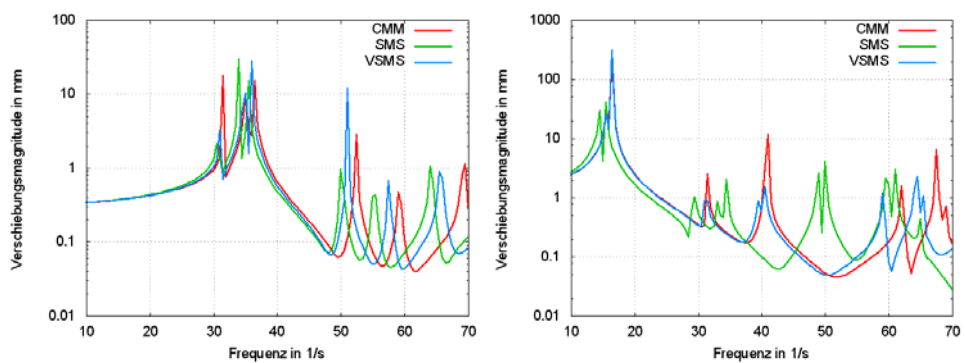


Abbildung 8 und 9: Ergebnis der harmonischen Analyse für das urspr. Brückenmodell (links) und das vereinfachte Brückenmodell (rechts)

Betrachtet man eine vereinfachte Brückengeometrie wie in Abb. 5 dargestellt, kann die Verschiebung mit VSMS ($C_1=50$, 6 velo.) exakt abgebildet werden, während algebraische SMS ($\beta=12$) wiederum einen deutlichen Phasenfehler aufweist, siehe Abb. 7. Dieses Ergebnis spiegelt sich auch in der harmonischen Analyse der beiden Modelle, dargestellt in Abb. 8 und 9 wider. Während im vereinfachten Modell mit VSMS die niedrigen Frequenzen exakt abgebildet werden, werden beim anderen Modell bereits niedrige Frequenzen mit Phasenfehler abgebildet. Algebraische SMS weist für beide Modelle einen Phasenfehler bereits für niedrige Moden auf. Der Grad der Netzverzerrung hat hierbei nahezu keinen Einfluss auf die Qualität des Ergebnisses. Entscheidend ist der Belastungsfall, wobei VSMS deutlich bessere Ergebnisse für reine Biegebelastungen liefert, als für komplexere Belastungszustände.

6 ZUSAMMENFASSUNG

Der vorliegende Artikel beschreibt die Anwendung und Herleitung der variationellen selektiven Massenskalierung, basierend auf dem Hamiltonschen Prinzip mit Straftermen. Die untersuchten dreidimensionalen transienten Beispiele zeigen, dass sowohl algebraische SMS als auch VSMS zu einer deutlichen Reduktion der kritischen Zeitschrittweite und der Rechenzeit führen können. VSMS liefert deutlich genauere Ergebnisse für reine Biegebelastungen als die algebraisch selektive Massenskalierung nach Olovsson. Für Tet4, Tet10 und Hex8 liefert VSMS mit $\psi_{3D,6velo}$ die genauesten und effizientesten Ergebnisse.

Für komplexere Strukturen, bei denen keine reine Biegebelastung auftritt, kann die kritische Zeitschrittweite mit algebraischer SMS, bzw. VSMS ebenfalls reduziert werden, allerdings wird die Lösung nur in den ersten Zyklen ausreichend genau abgebildet. VSMS weist in den untersuchten Beispielen einen deutlich geringeren Phasenfehler als die algebraische SMS auf.

LITERATUR

- [1] Olovsson, L.; Simonsson, K.; Unosson, M.
Selective mass scaling for explicit finite element analyses
Int. Journal of Numerical Methods in Engineering, Nr. 63 (2005), S. 1436-1445
- [2] Borrvall, T.
Methods and systems for applying mass scaling in finite element analysis
U.S. Patent No. 20,120,323,536. 20 Dec. 2012.
- [3] Tkachuk, A.; Bischoff, M.
Variational methods for selective mass scaling
Computational Mechanics, Nr. 52 (2013), S. 563-570
- [4] Tkachuk, A.; Bischoff, M.
Applications of variationally consistent selective mass scaling in explicit dynamics
In: Papadrakakis, M.; Papadopoulos V.; Plevris, V (Hrsg.)
COMPADYN 2013 - 4th ECCOMAS Thematic Conference on Comp. Meth. in
Structural Dynamics and Earthquake Engineering, Kos Island, Greece, 2013