

衝撃荷重を受ける円筒シェルの動的応答 解析について

DYNAMIC RESPONSE OF CYLINDRICAL SHELLS SUBJECTED TO IMPACT LOAD

水澤 富作* 深谷 純** 近藤 洋之***

By Tomisaku MIZUSAWA, Jun FUKAYA and Hideyuki KONDO

This paper deals with the dynamic elasto-plastic responses of cylindrical shells under the action of impact load such as a collision load using an isoparametric degenerated shell element model.

The effects of impact time, magnitude and impact direction of the load on the dynamic deformations of thin and thick cylindrical shells with both clamped edges are investigated.

It is seen that these effects on the dynamic deformations of the shells are considerably influenced by the elasto-plasticity of the shells.

1. はじめに

固定式海洋構造物及び浮遊式海洋構造物のリグやブレーシングなどには、流体抗力を小さくするために、パイプ構造が用いられている。一方、過酷な海洋に建設されるこれらの構造物では、船舶や流氷などの衝突に伴う動的崩壊が重要な問題となっている¹⁾。

物体の衝突メカニズムは、かなり複雑で、動的非線形挙動を示す。しかし、船舶などによる海洋構造物の衝突問題では、衝突時間が構造物の基本周期と比較して、かなり短いので、衝突モデルが運動量及びエネルギー保存の法則から導ける。一般に、小さい衝突では、そのエネルギーは弾性ひずみエネルギーとして吸収されるが、大きな衝突では、衝突物体と構造物の弾性ひずみエネルギー及び塑性変形に伴う塑性ひずみエネルギーとして吸収される。Minorsky²⁾は、実際の船舶同士の衝突データより、半解析的な塑性ひずみエネルギー式を求めているが、高エネルギー衝突にしか適用できないようである。一方、はりの塑性ヒンジ理論を用いた衝突解析、パイプや骨組構造の動的非線形解析や円筒シェルの動的座屈解析が行われてきている³⁾。このような構造物のより正確な動的崩壊挙動を知るためには、3次元の動的弾塑性解析が必要である。

海洋構造物で用いられるセミ・サブ構造では、直径とシェル厚の比、 D/h が500-1000、円筒長と直径の比、 L/D が3-30であり、ジャケット構造では、 D/h が10-60、 L/D が10-40である円筒シェル構造がよく用いられて

* 工博 大同工業大学助教授 工学部建設工学科 (〒457 名古屋市南区白水町40)

** 中日本建設コンサルタント株式会社 (〒450 名古屋市中村区名駅5-4-14)

*** 大林道路株式会社 (〒101 東京都千代田区神田錦町1-2-1)

いる。

従来、シェルの構造解析には、平面シェル要素、各種のシェル理論に基づく曲面シェル要素や3次元要素より導かれる縮退アイソパラメトリック・シェル要素などが用いられてきている。特に、変位型縮退シェル要素がAhmadら⁴⁾により提案されて以来、厚シェルから薄シェルまで統一的な取り扱いを目して、多くの研究がなされて来ている。しかしながら、この要素を直接薄シェルに適用すると、厚シェル問題では見られない、横せん断剛性や面内剛性を過大評価するためにロッキング問題が生じてくる。このような問題を回避するために、低減積分法、選択低減積分法、離散的Kirchhoffモード基準の導入や低減積分に伴い生じてくる剛性マトリックスの特異性を回避したひずみ仮定要素などが提案されている^{5,6)}。

本研究では、Haung^{7,8)}により提案されたひずみ仮定縮退シェル要素を用いて、衝撃集中荷重を受ける両端固定円筒シェルの動的弾塑性応答解析を行っている。特に、円筒シェルの変位応答性状に与える衝撃荷重の接触時間、その荷重の大きさや衝突角度の影響などについて明らかにしている。

2. 式の定式化

2.1 解析条件

(1) シェルの厚さに制限を設けないために、縮退シェル要素を用いる。(2) 降伏判定条件に、von Misesの式を用いている。(3) 降伏の進展を考慮するために各要素を層分割できる(Layered Model)。(4) 増分・反復法により、非線形方程式を解いている。(5) 衝突荷重は、ステップ荷重で与え、衝突荷重のエネルギー吸収やシェルとの連成効果は無視する。(6) 水の付加質量(仮想質量)の影響は無視する。(7) 動的応答解析には、反復法を組合わせたNewmarkの β 法を用いている。

2.2 縮退アイソパラメトリック・シェル要素の定式化

Ahmadらにより導かれた縮退要素モデルでは、(1) Mindlinの仮定を用いて厚さ方向に縮退化することにより、要素の節点は中央面のみに設ける、(2) 厚さ方向の垂直応力を無視する、(3) 要素の自由度は中央面で節点で独立した3つの変位場と2つの回転角場で表わされる。

しかしながら、この要素を直接薄シェル問題に適用すると、剛性マトリックスを数値積分で求める場合に、面内剛性や横せん断剛性を過大評価する面内ロッキングや横せん断ロッキング問題が生じてくることが知られている。また、衝撃問題では、特に面内挙動や横せん断挙動の影響が重要になってくるので、このようなロッキング問題を持たないシェル要素モデルを用いる必要がある。

ここでは、ひずみ仮定の概念を用いたHuang⁷⁾の9節点Lagrangian縮退シェル要素を適用している。この要素では、ロッキング問題を排除するために、次のような手法が用いられている。

- (i) 仮定される横せん断ひずみ場は、自然座標系 (ξ, η, ζ) で仮定される。
 - (ii) 仮定される面内ひずみ場は、局所直交座標系 (X', Y', Z') で仮定される。
- 次に、ひずみ仮定縮退シェル要素の定式化について述べる。

2.2.1 座標系の定義

縮退シェル要素を定式化するために、Fig. 1に示すような4つの座標系が用いられる。

- (a) 全体直交座標系 (Global cartesian coordinate system: (X, Y, Z) or X_i)
全体座標系は、要素の節点座標や節点変位を定義するために用いられる。
- (b) 自然座標系 (Natural coordinate system: (ξ, η, ζ))

要素の形状関数 N_i は、シェル中央面の曲線直交座標 (ξ, η, ζ) で表される。ここで、この中央面は、 $\xi - \eta$ 面で定義され、または、この面に垂直な厚さ方向にとり、シェルの上、下面をそれぞれ+1と-1で表す。

- (c) 局所直交座標系 (Local Cartesian coordinate system: (X', Y', Z') or X_i^k)

この座標系は、シェル要素内の任意の点での局所的な応力やひずみを定義するために用いる。ただし、 Z' は ξ - η 面に垂直にとられる。いま、ベクトル V_3' を Z' 方向に定義すると、次の関係式が得られる。

$$V_3' = \xi \times \eta = \begin{pmatrix} \partial X / \partial \xi \\ \partial Y / \partial \xi \\ \partial Z / \partial \xi \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \partial X / \partial \eta \\ \partial Y / \partial \eta \\ \partial Z / \partial \eta \end{pmatrix} \quad (1)$$

また、 X' 方向のベクトル V_1' を ξ の接線方向にとると、

$$V_1' = \xi = [\partial X / \partial \xi, \partial Y / \partial \xi, \partial Z / \partial \xi]^T \quad (2)$$

である。したがって、 Y' 方向のベクトル V_2' は、

$$V_2' = V_3' \times V_1' \quad (3)$$

で与えられる。この局所座標系と全体座標系との変換は、変換マトリックスを用いて容易に行うことができる。

- (d) 節点直交座標系 (Nodal Cartesian coordinate system: (V_1, V_2, V_3)) この座標系は、シェル要素の各節点

に関する局所直交座標系であり、その原点はシェル中央面にとる。ベクトル V_3^k は、節点 k での上、下面の節点座標により、次式で表される。

$$V_3^k = \Delta X_i^k / ([\Delta X_1^k]^2 + [\Delta X_2^k]^2 + [\Delta X_3^k]^2)^{1/2} \quad ; i=1, 2, 3 \quad (4)$$

ここで、 $\Delta X_i^k = X_{i, \text{top}}^k - X_{i, \text{bot}}^k$ ($i=1, 2, 3$) である。

ベクトル V_1^k は、 V_3^k に垂直であり、全体座標系の X - Z 面に平行であるので、

$V_1^k = j \times V_3^k / |j \times V_3^k|$ である。またベクトル V_2^k は、 $V_2^k = V_3^k \times V_1^k / |V_3^k \times V_1^k|$ で与えられる。 V_3^k は、節点 k でその中央面に必ずしも垂直である必要はない。 V_1^k と V_2^k は、それぞれ回転角 α_2^k 、 α_1^k である。 j は Y 方向の単位ベクトルを表す。

縮退シェル要素は、Fig. 1 に示すように各節点で 3 つの変位 (u, v, w) と 2 つの回転角 (α_2, α_1) の自由度を持っている。シェルの任意の点での直交座標は、節点座標とシェル厚を用いて定義できる。すなわち、ベクトル V_3^k を用いると、 $X_i^k = X_i^k + (\zeta/2)h^k V_{3i}^k$ ($i=1, 2, 3$) で表される。したがって、9 節点の Lagrangian アイソパラメトリック表現を用いると、要素内の任意の点の直交座標は、次式で与えられる。

$$X_i = \sum_{k=1}^9 N^k(\xi, \eta) X_i^k = \sum_{k=1}^9 N^k(\xi, \eta) X_i^k + (\zeta/2) \sum_{k=1}^9 N^k(\xi, \eta) h^k V_{3i}^k \quad (i=1, 2, 3) \quad (6)$$

ここで、 X_i^k は節点 k の座標、 h^k は節点 k での ζ 方向のシェルの厚さ、 V_{3i}^k は中央面での単位直交ベクトルの成分、 $N^k(\xi, \eta)$ は節点 k での 2 次元補間関数、 ζ はシェル中央面からの距離である。

次に、シェル要素の変位場は、シェル中央面での 3 つの変位成分とその面に垂直な直交座標での 2 つの回転角で定義される。すなわち、節点 k での変位場 u_i^k は、

$$\begin{aligned} u_i^k &= u_{0i}^k + X_3' [\theta_{x,1}^k (\partial X_i / \partial X_1')^k + \theta_{x,2}^k (\partial X_i / \partial X_2')] \\ &= u_{0i}^k + (\zeta/2)h^k (V_{1i}^k \alpha_1^k - V_{2i}^k \alpha_2^k) \end{aligned} \quad (7)$$

で表される。したがって、座標を定義したときと同じ形状関数を用いて、

$$u_i^k = \sum_{k=1}^9 N^k(\xi, \eta) u_i^k = \sum_{k=1}^9 N^k(\xi, \eta) u_{0i}^k + (\zeta/2) \sum_{k=1}^9 N^k(\xi, \eta) h^k (V_{1i}^k \alpha_1^k - V_{2i}^k \alpha_2^k)$$

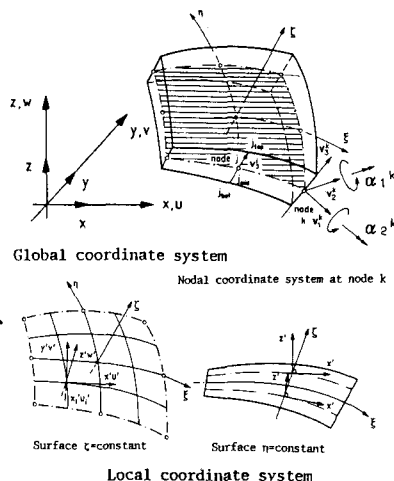


Fig. 1 Coordinate systems and degenerated shell element

$$= \sum_{k=1}^9 \bar{N}^k(\xi, \eta, \zeta) d^k \quad (i=1,2,3) \quad (8)$$

ここで、 $d^k = [u_{01}^k \ u_{02}^k \ u_{03}^k \ \alpha_1^k \ \alpha_2^k]^T$ である。ただし、 u_{0i}^k は直交座標系での k 節点の変位であり、 α_1^k と α_2^k は、それぞれ V_2^k と V_1^k に関する回転角を示す。 $\theta_{x \cdot 1}^k = \alpha_1^k$ 、 $\theta_{x \cdot 2}^k = -\alpha_2^k$ でもある。

2. 2. 2 ひずみ成分

要素のひずみ成分は、次式に示すように変位成分 (u, v, w) の局所座標系での導関数 (u', v', w') で定義される。

$$\begin{pmatrix} \partial u / \partial X & \partial v / \partial X & \partial w / \partial X \\ \partial u / \partial Y & \partial v / \partial Y & \partial w / \partial Y \\ \partial u / \partial Z & \partial v / \partial Z & \partial w / \partial Z \end{pmatrix} = J^{-1} \begin{pmatrix} \partial u / \partial \xi & \partial v / \partial \xi & \partial w / \partial \xi \\ \partial u / \partial \eta & \partial v / \partial \eta & \partial w / \partial \eta \\ \partial u / \partial \zeta & \partial v / \partial \zeta & \partial w / \partial \zeta \end{pmatrix} \quad (9)$$

ここで、 J はヤコビアンマトリックスであり、

$$J = \begin{pmatrix} \partial X / \partial \xi & \partial Y / \partial \xi & \partial Z / \partial \xi \\ \partial X / \partial \eta & \partial Y / \partial \eta & \partial Z / \partial \eta \\ \partial X / \partial \zeta & \partial Y / \partial \zeta & \partial Z / \partial \zeta \end{pmatrix} \quad (10)$$

で表される。

局所座標系で定義される要素の節点変位ベクトル d' とひずみベクトル ϵ' の関係式は、

$$\epsilon' = \sum_{k=1}^9 B_i d_i \quad (11)$$

ここで、 B_i はひずみマトリックスであり、また、 d_i と ϵ' は次式で表される。

$$d_i = \{u_{01}^k \ u_{02}^k \ u_{03}^k \ \alpha_1^k \ \alpha_2^k\}^T, \quad \epsilon' = \{\epsilon_{x'} \ \epsilon_{y'} \ \gamma_{x'y'} \ \gamma_{x'z'} \ \gamma_{y'z'}\}^T$$

式(11)は、次式のように2つに分けて表わされる。

$$\epsilon' = \begin{pmatrix} \epsilon'_f \\ \epsilon'_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum B_{fi} d_i \\ \sum B_{si} d_i \end{pmatrix} \quad (12)$$

ここで、 ϵ'_f と ϵ'_s は、局所座標系での変位成分 (u', v', w') により表される面内ひずみと自然座標系 (ξ, η, ζ) で仮定される横せん断ひずみである。すなわち、

$$\epsilon'_f = \begin{pmatrix} \epsilon_{x'} \\ \epsilon_{y'} \\ \gamma_{x'y'} \end{pmatrix}, \quad \epsilon'_s = \begin{pmatrix} \gamma_{x'z'} \\ \gamma_{y'z'} \end{pmatrix} = (2/h) J^{-1} \begin{pmatrix} \gamma_{\xi\zeta} \\ \gamma_{\zeta\xi} \end{pmatrix} \quad (13)$$

さて、一定厚さのシェルにおいて、厚さ方向に材料特性が変化しなく、またヤコビアンマトリックスが厚さ方向に一定であるとすれば、厚さ方向の積分を行った後の曲げひずみと膜ひずみとの間に連成がなくなる。したがって、次式のように、 ϵ'_f は膜ひずみ、 ϵ'_m と曲げひずみ ϵ'_b に分けられる。

$$\epsilon'_f = \epsilon'_m + \epsilon'_b \quad (14)$$

2. 2. 3 縮退シェル要素モデル

シェルの中央面に垂直な応力成分 σ_z を無視することにより、5つの成分をもつ応力とひずみの構成式が容易に求められる。すなわち、応力ベクトルとひずみベクトルは、

$$\sigma' = \{\sigma_{x'} \ \sigma_{y'} \ \tau_{x'y'} \ \tau_{x'z'} \ \tau_{y'z'}\}^T, \quad \epsilon' = \{\epsilon_{x'} \ \epsilon_{y'} \ \gamma_{x'y'} \ \gamma_{x'z'} \ \gamma_{y'z'}\}^T \quad (15)$$

で示される。

したがって、N要素かな成るシェルの全ポテンシャルエネルギー Π は、次式で表される。

$$\Pi = \sum_{e=1}^N \pi_e \quad (16)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \pi_e &= (1/2)d_e^T [\int_{V_e} B^T D B \, dV] d_e - W \\ &= (1/2)d_e^T [\int_{V_e} B_r^T D_r B_r \, dV] d_e + (1/2)d_e^T [\int_{V_e} B_s^T D_s B_s \, dV] d_e - W \end{aligned} \quad (17)$$

で与えられる。ここで、 $dV=dX'dY'dZ'=|J| \, d\xi \, d\eta \, d\zeta$ 、 W は外力によるポテンシャルであり、また、弾性マトリックス D は、次のような面内弾性マトリックスと横せん断弾性マトリックスに分けられる。

$$D_r' = \begin{bmatrix} \lambda+2G & \lambda & 0 \\ \lambda & \lambda+2G & 0 \\ 0 & 0 & G \end{bmatrix}, \quad D_s' = \begin{bmatrix} kG & 0 \\ 0 & kG \end{bmatrix} \quad (18)$$

ここで、 k は断面のそりの影響を考慮したせん断修正係数であり、等方性材では5/6になる。また、 G はせん断弾性係数であり、 λ はLaneの定数であり、 $\lambda=\nu E(1-\nu^2)$ で与えられる。 E はYoung係数、 ν はPoisson比である。

通常の有限要素の離散化概念を用いれば、全ポテンシャルエネルギーを最小化することにより、系の剛性方程式が、次式で与えられる。

$$K_{ij} d_j = f_i \quad (19)$$

2. 3 縮退シェル要素を用いた弾塑性解析

材料の弾塑性挙動は、初期降伏条件、塑性流れ則やひずみ硬化則に支配される。ここでは、次式で与えられるHuber-Misesの降伏条件式を用いる。

$$F(\sigma, \kappa) = f(\sigma) - Y(\kappa) \quad (20)$$

ここで、 $f(\sigma)$ は、局所座標系での応力の関数であり、また降伏レベルを示す $Y(\kappa)$ は、ひずみ硬化係数、 κ の関数で表される。すなわち、

$$\begin{aligned} f(\sigma) = \sigma_o = \{ & [(\sigma_{x'} - \sigma_{y'})^2 + (\sigma_{y'} - \sigma_{z'})^2 + (\sigma_{z'} - \sigma_{x'})^2] \\ & + 3[\tau_{x'y'}^2 + \tau_{x'z'}^2 + \tau_{y'z'}^2] \}^{1/2} = 0 \end{aligned} \quad (21)$$

ここで、 σ_o は相当応力である。縮退シェル要素では、垂直応力 $\sigma_{z'}$ を無視するので、次式のように書き換えられる。

$$\sigma_o = \{ \sigma_{x'}^2 + 2\sigma_{x'}\sigma_{y'} + \sigma_{y'}^2 + 3(\tau_{x'y'}^2 + \tau_{x'z'}^2 + \tau_{y'z'}^2) \}^{1/2} = 0 \quad (22)$$

また、ひずみ増分 $d\epsilon$ は、弾性ひずみ増分、 $d\epsilon_o$ と塑性ひずみ増分、 $d\epsilon_p$ の和で与えられる。

$$d\epsilon = d\epsilon_o + d\epsilon_p \quad (23)$$

塑性ひずみ増分は、塑性流れ則より、次式で与えられる。

$$d\epsilon_p = d\lambda \frac{\partial f(\sigma)}{\partial \sigma} \quad (24)$$

ただし、 $d\lambda$ は正のスカラー量である。

式(20)を偏微分すると、次のように書き換えられる。

$$a d\sigma - H' d\lambda = 0$$

ここで、流れベクトル $a = \partial F / \partial \sigma$ であり、次式で定義される。

$$\mathbf{a} = [\partial F / \partial \sigma_x, \partial F / \partial \sigma_y, \partial F / \partial \tau_{xy}, \partial F / \partial \tau_{xz}, \partial F / \partial \tau_{yz}]^T,$$

$$\mathbf{H}' = - \frac{1}{d\lambda} \frac{\partial F}{\partial \kappa}$$

したがって、弾塑性構成式は、

$$d\sigma = D_{ep} d\epsilon, \quad D_{ep} = D - \frac{D \mathbf{a} \mathbf{a}^T D}{\mathbf{H}' + \mathbf{a}^T D \mathbf{a}} \quad (25)$$

で与えられる。Dは弾性マトリックスであり、H' はひずみ硬化係数であり、次式で与えられる。

$$\mathbf{H}' = d\sigma_o / d\epsilon_p \quad (26)$$

ただし、 $d\epsilon_p$ は相当塑性ひずみ増分である。したがって、仮想仕事の原理より、弾塑性剛性マトリックス（接線剛性マトリックス） $\mathbf{K}$ が導ける。

$$\int_V (\epsilon^T \sigma - \delta u^T b) dV = 0 \quad (27)$$

ここで、 $\delta u = N \delta d$, $\delta \epsilon = B \delta d$ より、

$$\int_V \delta d^T (B^T \sigma - N^T b) dV = 0 \quad (28)$$

したがって、非線形つり合方程式は、

$$\mathbf{p}(d) - \mathbf{f} = 0, \quad \mathbf{f} = \int_V N^T b dV \quad (29)$$

で与えられる。また、復元力ベクトル、 $\mathbf{p}(d)$ は変位の関数であり、次式で与えられる。

$$\mathbf{p}(d) = \int_V B^T \sigma(d) dV \quad (30)$$

よって、接線剛性マトリックス $\mathbf{K}$ は、

$$\mathbf{K} = \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial d} = \int_V B^T \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial d} dV = \int_V B^T D_{ep} B dV \quad (31)$$

で与えられる。式(29)で示される非線形方程式の解は、増分・反復法により求めている。

ただし、要素内での塑性と弾性条件は、降伏関数 $f(\sigma)$ が零か負かにより判定される。また、塑性状態($f(\sigma)=0$)の持続や弾性への復帰(unloading)は、塑性変形理論より、 $df(\sigma)=d\sigma$ 。または相当塑性ひずみ増分、 $d\epsilon_p$ の正、負により判定を行っている¹⁰⁾。ここで、 $df(\sigma)=(\partial f / \partial \sigma) d\sigma$ である。

2.4 動的弾塑性応答解析

動的外力を受けるシェルの弾塑性運動方程式は、仮想仕事の原理より導ける。すなわち、

$$\int_V (\delta \epsilon)^T \sigma dV = \int_S (\delta u)^T t dS + \int_V (\delta u)^T (b - \rho u - cu) dV \quad (32)$$

ここで、 σ は局所座標系での応力ベクトル、 t は表面力ベクトルであり、 b , ρu と cu はそれぞれ物体力、慣性力及び減衰力ベクトル、 ρ は質量密度、 c は減衰係数である。 δu は仮想変位ベクトル、 $\delta \epsilon$ は仮想ひずみベクトル、また u , $\dot{u}$, $\ddot{u}$ はそれぞれ変位、速度及び加速度ベクトルであり、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} u &= \sum_{i=1}^9 N_i(\xi, \eta, \zeta) d_i = N d, \quad \delta u = N \delta d, \quad \dot{u} = \partial u / \partial t = \sum_{i=1}^9 N_i(\xi, \eta, \zeta) \dot{d}_i = N \dot{d} \\ \ddot{u} &= \partial^2 u / \partial t^2 = \sum_{i=1}^9 N_i(\xi, \eta, \zeta) \ddot{d}_i = N \ddot{d}, \quad \delta \epsilon = \sum_{i=1}^9 B_i \delta d_i = B \delta d \end{aligned} \quad (33)$$

したがって、式(33)を式(32)に代入すると、この運動方程式は次のようになる。

$$\ddot{M}d + \dot{C}d + p(d) = f(t) \quad (34)$$

ただし、

$$M = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} \rho N^T N dV, \quad C = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} c N^T N dV,$$

$$p = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} B^T \sigma dV,$$

$$f = \sum_{e=1}^N \int_{s_e} N^T t(t) ds + \sum_{e=1}^N \int_{V_e} N^T b(t) dV$$

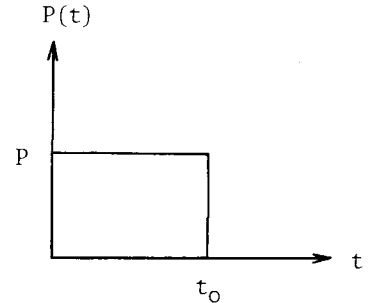


Fig. 2 Step loading model

である。もし、弾性状態であれば、次の関係式が用いられる。

$$\sigma = D \epsilon, \quad p(d) = K d, \quad \text{また剛性マトリックス, } K = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} B^T D B dV \quad (35)$$

一方、弾塑性状態では、式(34)より解るように、非線形運動方程式であるので、内力、 $p(d)$ の評価は先に示した接線剛性マトリックス、 $\underline{K}$ が用いられる。この非線形運動方程式は、時間増分と反復法を組合わせた Newmarkの数値積分法⁹⁾を用いて解いている。

衝突荷重は弾性変形と連成効果を見出し、Fig. 2に示すような接触時間 t_0 で表される集中ステップ荷重としてモデル化を行っている。

3. 数値計算例及び考察

ひずみ仮定縮退シェル要素の適用性について検討するために、Fig. 3に示すような中央に集中荷重を受ける周辺固定双曲シェルの弾塑性解析を行った。対称性を考えて、 6×6 要素分割され、幅厚比、 L/h は30である。また、他の弾塑性解析や弾塑性有限変位解析⁶⁾との比較も示してある。これより、よく一致した結果が示されている。また、シェル厚が大きいの、有限変位の影響があまり大きく生じていない。さらに、本要素を用いて、任意の荷重と境界条件を持つ薄板の曲げ解析について検討してみたが、薄板理論に基づく厳密解とよく一致した結果が得られており、ロッキング問題が見られなかった。

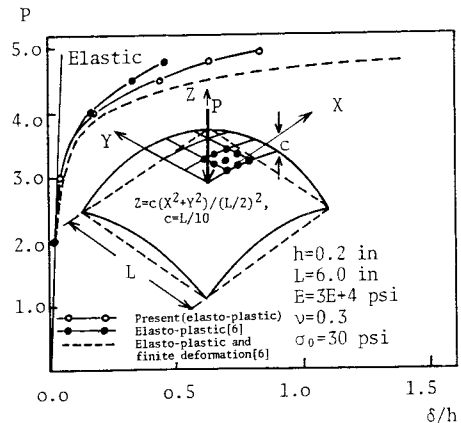


Fig. 3 Load-center deflection curve for a clamped quadratic shell under central point load, P

本研究では、Fig. 4に示すような両端固定の等方性円筒シェルに衝撃集中ステップ荷重が作用した場合の動的応答特性を明らかにするために、特に、変位応答性状に与える衝撃荷重の接触時間、 t_0 、衝撃荷重の大きさ、 P 、衝突角度、 θ やシェル厚、 h の影響について検討を行った。本数値計算では、円筒シェルの長さ、 $L=4.0m$ 、中心直径、 $D=0.4m$ を用い、また薄肉シェルと厚肉シェルの影響を調べるために、シェル厚、 h は、 $0.02m$ と $0.12m$ としている。ただし、材料特性値として、ヤング係数、 $E=3.0E+4$ MPa、単軸応力による降伏応力、 $\rho=100 \text{ kgs}^2/\text{m}^4$ 、 $\sigma_0=30.0$ MPa、ひずみ硬化率、 $H'/E=0.01$ を用いたバイリニヤーモデルを仮定している。

また、厚さ方向には6つに層分割を行っている。ただし、応答解析では、減衰特性($c=0.0$)は無視する。

3. 1 円筒シェルの弾塑性解析

スパン中央に集中荷重を受ける両端固定された円筒シェルの荷重-変位曲線を求めるために、シェル厚が0.02mと0.12mの場合について解析を行った。はじめに、薄い円筒シェルの荷重-変位曲線に与える要素分割数の影響がFig. 4に示されている。ただし、対称性を考慮して半円筒を要素分割している。これより、載荷点での変位は、高次要素を用いれば、要素分割によりさほど大きな影響がみられない。したがって、以後の数値計算では、半円筒を2 x 4分割している。また、解に与える増分荷重の大きさは、弾塑性域でも基準荷重の10分の1程度に取っている。反復計算には修正Newton-Raphson法を用いているが、3, 4回の反復で収束値が得られている。Fig. 5は、同じ大きさの垂直集中載荷($\theta=0^\circ$)と傾斜集中載荷($\theta=45^\circ$)による薄肉円筒シェル($h=0.02\text{m}$)の荷重-鉛直変位曲線を示す。

これより、垂直載荷が傾斜載荷よりかなり大きな鉛直変位を生じさせる。また、Fig. 6は、垂直載荷を受ける厚肉円筒シェル($h=0.12\text{m}$)の場合の結果が示されている。比較のために、他の有限要素モデルで求めた弾塑性解や弾塑性有限変位解も示してある。これより、有限変位の影響はさほど大きく見られない。ここで得られた結果は、次に述べる動的応答解析との比較のために用いる。

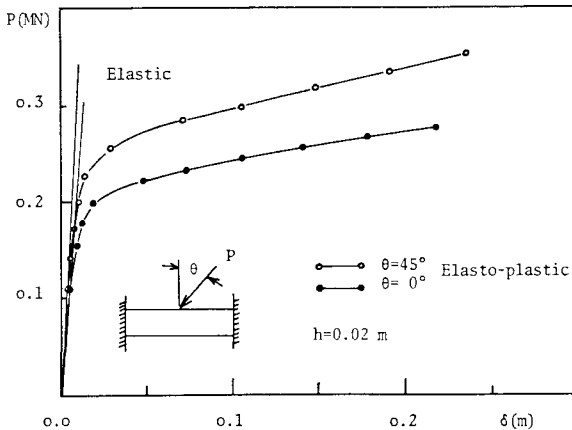


Fig. 5 Load-deflection curve for clamped thin cylindrical shell due to concentrated load, P

3. 2 薄肉円筒シェルの変位応答特性

Fig. 7には、衝撃荷重, $P=0.2\text{ MN}$ が接触時間, $t_0=0.25$ 秒で薄肉円筒シェル($h=0.02\text{m}$)のスパン中央に作用したときの載荷点での弾性及び弾塑性動たわみ曲線が示されている。また、傾斜角, $\theta=45^\circ$ で衝撃載荷させた結果も示してある。これより、弾性応答と比較して、弾塑性応答では大きな塑性変形が示され、接触時間後は、複雑な応答履歴曲線が得られている。また、非常に薄いシェルでは、塑性変形が円周方向と長手方向に急速に伝播されるので、この影響により、ギザギザのある複雑な履歴曲線が示されている。一方、斜めに衝

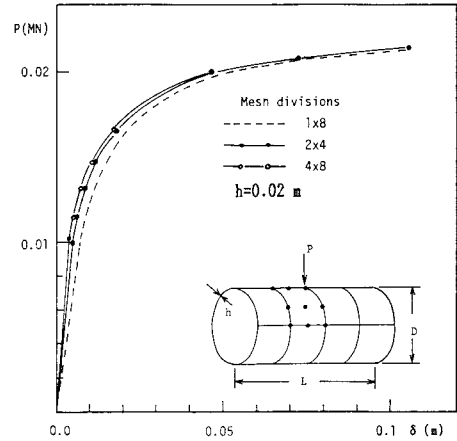


Fig. 4 The effect of mesh divisions on the load-deflection curve of clamped cylindrical shell to a concentrated load, P

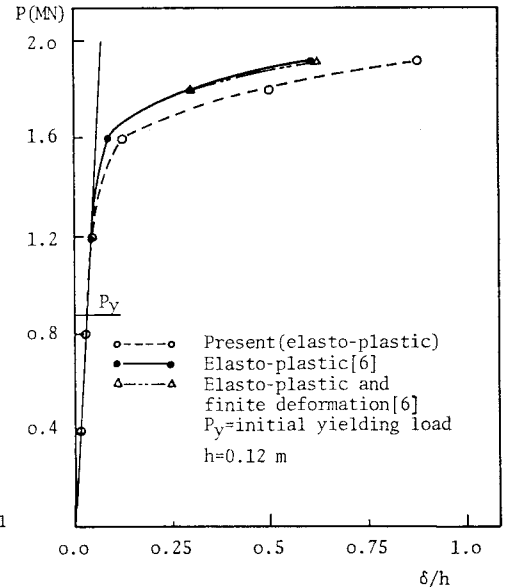


Fig. 6 Load-deflection curve for clamped thick cylindrical shell due to concentrated load, P

衝撃荷される場合には、長手方向の面内引張効果により、塑性変形がかなり拘束されている。これらの結果をふまえて、シェル面に垂直に衝撃荷される場合のみを取り扱う。

Fig. 8には、衝撃荷重の大きさを0.24MNに固定して、動たわみ曲線に与える接触時間の影響が示されている。ここで、 t_0 は0.05秒から1.0秒まで変化させている。また、最大動たわみ、 δ と t_0 との関係がFig. 9に示してある。これより、接触時間の増大とともに、大きな塑性変形がみられるが、 t_0 が0.5秒を越えると、この影響がほとんどみられなくなる。接触時間が非常に小さい場合には、静的な変形量よりも小さな値を示す。

Fig. 10には、 t_0 が0.1, 0.25, 0.5 秒の時の載荷点断面と長手方向の最大動的変形と静的変形の比較が示してある。載荷時間の増大とともに塑性変形が載荷点から固定端に広がっている。また、円周方向の複雑な局所的な塑性変形も顕著にみられ、この断面の偏平化により崩壊している。

次に、動たわみ性状に与える衝撃荷重の大きさの影響を調べるために、 t_0 を0.25秒に固定して解析した結果がFig. 11に示してある。ここで、 P は0.16, 0.20, 0.24MNと変化させている。また、比較のために、それぞれの静的な値も示されている。一般に、衝撃荷重の増大とともに、大きな塑性変形がみられ、また、静的解との差

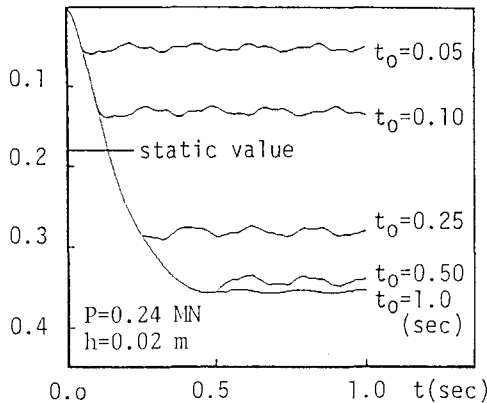


Fig. 8 The effect of impact time, t_0 on deflection time history of thin cylindrical shell due to concentrated load

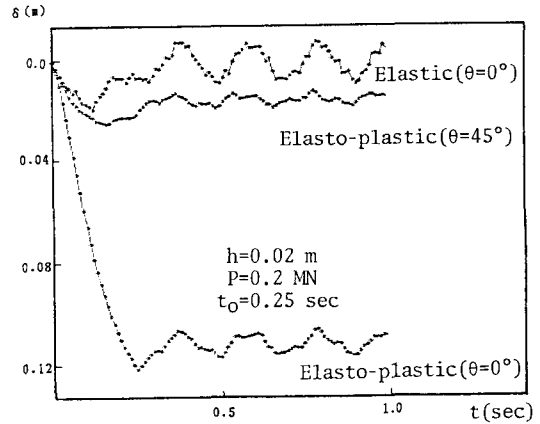


Fig. 7 Elastic and elasto-plastic response of thin cylindrical shell due to suddenly applied concentrated load, P

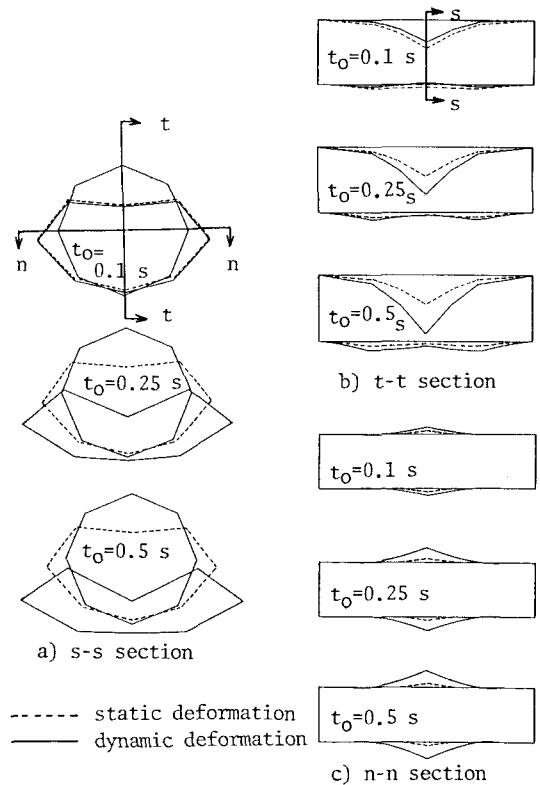


Fig. 10 Comparison of deformation of thin cylindrical shell between static and dynamic maximum response due to point impact load; $P=0.24\text{MN}$, $h=0.02\text{m}$

も大きく生じてくる。これらの結果を用いて、静的解で無次元化した動的倍率、 δ_{dy}/δ_{st} を示すと、Fig. 12 のようになる。この図には、弾性応答の動的倍率も示してある。これより、弾塑性応答の動的倍率は弾性応答の値よりも大きく、 $P=0.16\text{MN}$ で最大値が示されている。これらの応答倍率の最大値を比較してみると、弾性応答では2.0倍、弾塑性応答では3.0倍である。

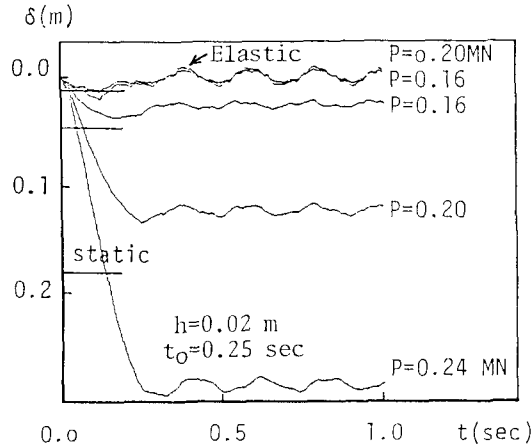


Fig. 11 The effect of point impact load, P on deflection time history of thin cylindrical shell

3.3 厚肉円筒シェルの変位応答特性

先に述べた薄肉シェルの応答特性と比較するために、厚肉円筒シェルの衝撃応答について検討してみた。Fig. 13では、接触時間を0.25秒に固定

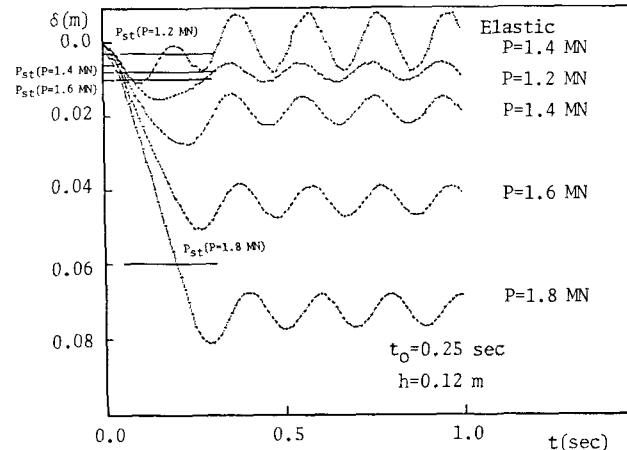


Fig. 13 The effect of point impact load, P on deflection time history of thick cylindrical shell; P_{st} is the static elasto-plastic values due to P

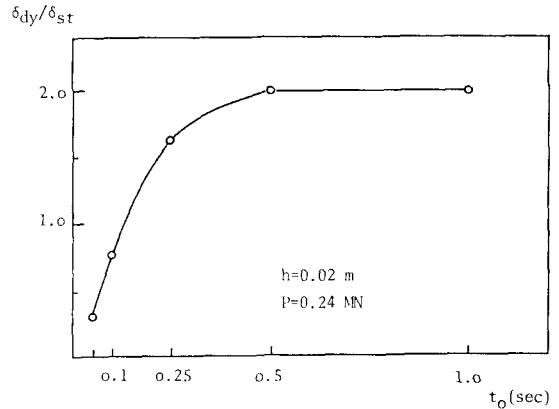


Fig. 9 The effect of impact time, t_0 on the dynamic deflection of thin cylindrical shell due to concentrated load

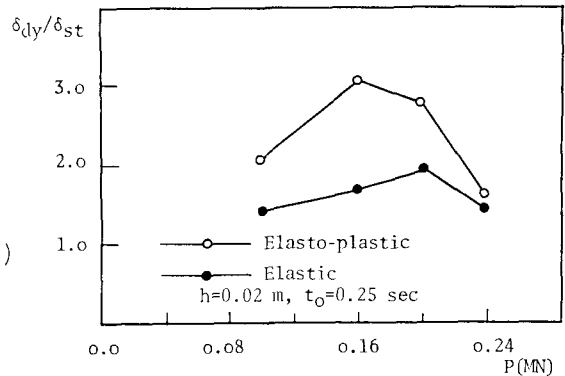


Fig. 12 Dynamic amplitude factor of thin cylindrical shell due to point impact load, P

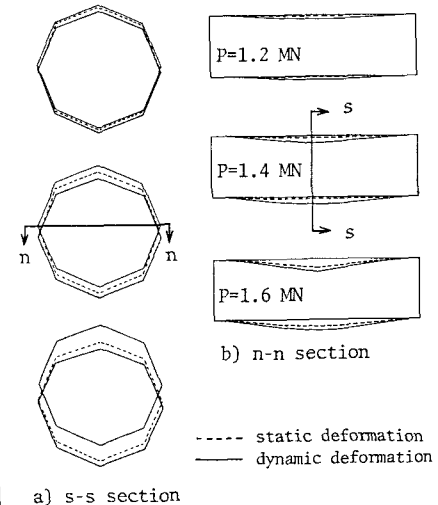


Fig. 14 Comparison of deformation of thick cylindrical shell between static and dynamic maximum response due to point impact load; $h=0.12\text{ m}$ and $t_0=0.25\text{ sec}$

し、0.12mの厚さをもつ円筒シェルの動的変位応答に与える衝撃荷重の大きさの影響が示されている。ここで、Pは、1.2, 1.4, 1.6, 1.8MNと変化させている。P=1.4MNの場合には、弾性応答曲線も示してある。これより、Pを増大させるとたわみも増大するが、薄肉シェルの場合と異なり、応答履歴曲線が非常に滑らかである。このことは、Fig. 14に示す断面変形性状よりわかるように、衝撃荷重による変形が載荷点近傍で局所的な塑性変形（くぼみ）であり、大きな断面変形がみられない。これは、厚さが大きいので、厚さ方向と長手方向への塑性化の伝播に時間がかかるためである。

以上の結果より、耐衝撃構造としては、できるだけシェル厚を大きくとれば、断面の偏平や塑性変形を局所におさえられ、この衝撃エネルギーをシェルの弾塑性ひずみエネルギーとして吸収させることが可能である。

4. あとがき

本研究では、一定ひずみ縮退シェル要素を用いて、衝撃荷重を受ける円筒シェルの動的弾塑性応答解析を行い、両端固定円筒シェルの衝撃応答特性について検討してきた。ここで、得られた主な結果を示すと、次のようになる。1) 衝撃集中荷重を受ける両端固定されたシェルの動的応答は、衝撃荷重の接触時間、荷重の大きさや衝突角度に大きく影響を受ける。2) 特に、衝撃荷重の接触時間の効果はある時間を過ぎるとその影響が急激に小さくなる。3) 弾塑性変位応答では、この静的解の3倍の値が示され、弾性応答と比較して、かなり大きな変位応答性状が示される。4) このような衝撃問題では、円筒シェルの厚さに大きく依存する。

今後、衝突体のエネルギー吸収の影響や連成効果の影響についても検討して行きたい。なお、本研究の一部は、文部省科研費（海外学術研究）及び大同工業大学研究奨励金の援助を受けている。また、数値計算には、本学情報処理センターHITAC 640/20を用いた。

参考文献

- 1) Pettersen, E. et al.: Collision resistance of marine structures. Structural Crash Worthiness, Butterworths, 1983.
- 2) Minorsky, V.U.: An analysis of ship collisions with reference to protection of nuclear power plants. Journal of Ship Research, pp. 1-4, 1959.
- 3) Ellinas, C.P. and Walker, A.C.: Collisions and damage of offshore structures - A state-of-the-art. Journal of Energy Resources Technology, ASME, vol. 107, pp. 297-314, 1985.
- 4) Ahamad, S., Irons, B.M. and Zienkiewicz, O.C.: Analysis of thick and thin shell structures by curved finite elements. Int. J. Num. Meth. Eng., vol. 2, pp. 419-451, 1970.
- 5) Owen, D.R.J. and Hinton, E.: Finite element in plasticity - theory and practice. Pineridge Press, 1980.
- 6) Hinton, E. and Owen, D.R.J.: Finite element software for plates and shells. Pineridge Press, 1984.
- 7) Huang, H.C.: Implementation of assumed strain degenerated shell elements. Comput. Struct., vol. 25, 147-155, 1987.
- 8) Huang, H.C.: Static and Dynamic analyses of plates and shells. Springer-Verlag, 1989.
- 9) Bathe, K.J.: Finite element procedures in engineering analysis. Prentice-Hall, INC., 1982.
- 10) Chen, W.F. and Han, D.J.: Plasticity for structural engineers. Springer-Verlag, 1988.

(1990年10月12日受付)