

JAERI-Tech
97-037



中性子散乱施設用液体金属ターゲットの構造評価(第1報)
—陽子ビームパルス熱入力による応力波の予備検討—

1997年8月

石倉修一・菊地賢司・二川正敏・日野竜太郎

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公開している研究報告書です。
入手の問合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力公済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1997

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 (株)高野高速印刷

中性子散乱施設用液体金属ターゲットの構造評価 (第1報)
-陽子ビームパルス熱入力による応力波の予備検討-

日本原子力研究所東海研究所中性子科学研究センター
石倉 修一・菊地 賢司⁺・二川 正敏⁺・日野竜太郎

(1997年7月8日受理)

原研は中性子科学研究計画の下で、大強度陽子加速器による中性子散乱施設の建設を計画している。建設に当たっては、中性子源としてのターゲット技術を確立する必要がある。ターゲットの開発における工学的課題を明らかにするために、液体金属ターゲットにおける構造強度の予備解析を行った。解析では、衝撃解析コードABAQUS-Explicitを用いて、加速器からパルス状の陽子ビームがターゲットに入射するときの動的応力を調べた。その結果、ビームウインドウにはウインドウ材の発熱による熱応力と水銀の熱膨張による内部圧力の増加が重畳した応力が発生し、最高1000MPaに達すること、また、ターゲット容器胴部に生じる応力は水銀の熱膨張による内部圧力の増加が支配的で、最高400MPaに達することがわかった。これらの結果は、PSIにおけるESSの液体金属ターゲットの解析結果とおおむね一致した。

Structural Integrity of Heavy Liquid-metal Target
Installed in Neutron Spallation Facility
Part 1 : Preliminary Study on Stress Wave Generated by Irradiating Pulsed-proton Beam

Syuichi ISHIKURA, Kenji KIKUCHI⁺, Masatoshi FUTAKAWA⁺ and Ryutaro HINO

Center for Neutron Science
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received July 8, 1997)

JAERI has planned to construct a neutron spallation facility connected with a high-intensity proton accelerator under the neutron science program. A success of this plan depends on establishing a technology of the target as a neutron generator. To make clear engineering problems in developing the target, a numerical calculation was conducted on the heavy liquid-metal target container by using the structural analysis code ABAQUS-Explicit, focusing on dynamic stress which results from an injection of a pulsed-proton beam from the accelerator. The following results were obtained:

- (1) A stress wave occurred in a beam window was formed by a thermal stress caused by volumetric heat generation in the window and an internal pressure increase caused by rapid thermal expansion of mercury; an amplitude of the wave attained up to 1000MPa.
- (2) A stress wave occurred in a drum of the target container was ruled by the rapid increase of the internal pressure, and the amplitude attained up to 400MPa.

These results agreed well with those of the ESS target calculated in PSI using the ANSYS code. To keep a structural integrity, it is indispensable for optimizing a target structure so as to reduce the stress above mentioned below a yield stress of a container material.

Keywords : Neutron Spallation Facility, High-intensity Proton Accelerator,
Neutron Science Program, Preliminary Calculation, Structural Strength,
Heavy Liquid-metal Target, Pulsed Proton Beam, Pressure Wave,
Stress Wave, Beam Window, Drum, Structural Integrity

⁺ Department of Materials Science and Engineering

目 次

1. 概 要	1
2. 液体金属ターゲットの応力波伝播解析.....	2
2.1 目的	2
2.2 液体金属ターゲット構造概念	2
2.3 陽子ビーム熱入力条件	2
2.4 解析・入力条件	3
2.5 波動の基礎式	5
2.6 波動伝播解析とパラメータサーベイ	6
2.7 ターゲット容器構造の応力波解析	11
3. ま と め	14
謝 辞	14
参考文献	15

Contents

1. Abstract	1
2. Calculation of Stress Wave Propagation in a Liquid-metal-target	2
2.1 Introduction	2
2.2 Concept of a Liquid-metal-target	2
2.3 Energy Injected by Proton Beam	2
2.4 Calculation Model for Target Container	3
2.5 Wave Equation	5
2.6 Calculation of Stress Wave Propagation	6
2.7 Results	11
3. Conclusions	14
Acknowledgement	14
References	15

1. 概 要

中性子科学研究計画の下で大強度陽子加速器とその中性子利用施設の開発を進めている。利用施設の中核である中性子散乱施設用のターゲットには、1.5GeV、数 mA の大強度陽子ビームが入射する。これによりターゲット内に数 MW クラスの熱の発生が予想される。それに対処するには、従来の固体ターゲットでは構造成立性が難しいことから、新しい概念である液体金属ターゲットが有望視されている。欧州でも同様の大強度陽子加速器 (1.33GeV/5MW) を用いた中性子源の開発 (ESS 計画 : European Spallation Source Project) が進められており、液体金属ターゲットの概念検討も行われている。その結果、液体金属ターゲットに陽子ビームパルス (1 μ s) が入射した時の瞬時の熱膨張による応力波の発生により、構造的に厳しい条件になることが指摘されている。

中性子散乱施設用ターゲットの開発に着手するに当たり、陽子ビームパルス入射時に発生する瞬時熱膨張に起因する圧力波・応力波により、液体金属ターゲットの構造要素である水銀及びターゲット容器がどのように応答するか、発生する応力がどの程度厳しいかを把握する必要がある。そのために、設備の規模が同程度である ESS 計画の液体ターゲットの検討例を参考にして解析評価を行い、今後の設計のための課題を抽出した。解析には、衝撃解析用に開発された陽解法の有限要素コード ABAQUS-Explicit⁽¹⁾を使用した。

その結果、ビームウインドウにはウインドウ材の発熱による熱応力と水銀の熱膨張による内部圧力の増加が重畳した応力が発生し、最高 1000MPa に達すること、また、ターゲット容器胴部に生じる応力は水銀の熱膨張による内部圧力の増加が支配的で、最高 400MPa に達することがわかった。これらの結果は、PSI (Paul Scherrer Institut) における ESS 液体金属ターゲットの解析結果とおおむね一致した。

2. 液体金属ターゲットの応力波伝播解析

2. 1 目的

液体金属ターゲットを対象に、陽子ビームパルス入射時の発熱に起因する圧力波・応力波の発生・伝播挙動と、ターゲット容器に及ぼす影響を把握するため、解析検討を行った。この作業を基にして、構造応答の基本的特性を把握するとともに、今後の設計のための課題を抽出した。解析コードは、圧力波や応力波伝播現象の解析に適した、陽解法による有限要素解析コードである ABAQUS-Explicit を使用した。

2. 2 液体金属ターゲット構造概念

Fig. 1 に構造モデルを示す。大強度陽子加速器より発射されたパルスビームは、半球殻頂部よりターゲット容器内に入射する。液体水銀中の核破碎反応領域では、瞬時熱発生による圧力波が周囲に伝播する。半球殻頂部固体中では液体水銀中に比較して発熱密度は小さいものの、瞬時熱発生による応力波が容器中を伝播する。ターゲット容器構造が実際の構造体として成立するかどうかを検討するため、これら2つの波により容器に発生する応力の大きさ、周期等の力学特性を明らかにすることが必要となる。

2. 3 陽子ビーム熱入力条件

陽子ビーム入射による熱入力条件は、陽子ビーム強度が同等な設備である ESS の検討条件を参考にして、以下のように設定した。⁽²⁾ 液体金属ターゲットの基本構造と入熱条件を Fig. 2 に示す。液体金属ターゲットの基本構造要素は、液体金属ターゲットである水銀とそれを内包し圧力境界を形成するターゲット容器である。ターゲット容器はビームが入射するウインドウ部とそれに接続する円筒容器部とから成る。ターゲット容器の形状は、円形断面の1重容器とした。

① ビームエネルギーは 5MW で 50Hz のショートパルス列

1パルス当たりのエネルギーは 100kJ であり、熱変換率を 60% と仮定すると 1パルス当たりの入熱は 60kJ となる。このとき、1パルスの継続時間は 1 μ s とする。

② 入熱密度分布形状

直径 100mm の領域に陽子ビームが入射するものとする。半径方向分布を2次曲線で、軸方向分布を指数関数で近似し、式(1)で入熱密度分布形状を表す。軸方向距離は、本検討では深さ 30cm までとした。

$$q(x,y,z) = c_u \cdot \left[1 - \exp\left[-\frac{z-z_0}{\lambda}\right] \right] \cdot (\exp(-\Sigma \cdot z)) \cdot \left[1 - \left(\frac{x}{x_r}\right)^2 \right] \cdot \left[1 - \left(\frac{y}{y_r}\right)^2 \right] \quad (1)$$

ここで、 $q(x, y, z)$: 入熱密度、
 c_{it} : 全エネルギーを合わせるための係数、
 λ : 出力密度最大深さ(6.5cm)、
 Σ : 水銀の巨視的断面積 (1.3GeV の陽子に対して 0.07cm^{-1})、
 x, y : 半径方向座標、
 x_s, y_s : 半径方向入熱長さ、
 z : ビーム軸方向座標(0~30cm)、
 z_a : 外挿長さ(-1.77cm)である。

以上の入熱密度分布から 1 パルス入熱 60kJ に対する最大温度変化 ΔT_{\max} は、 $C_p \cdot \rho$ を水銀の比熱と密度とすると、 $\Delta T_{\max} = q_{\max}(x, y, z)/(C_p \rho) \approx 50^\circ\text{C}$ 程度となる。

ABAQUS には熱入力機能が無いので、入熱量に相当する温度変化量を求める次式(2)

$$\Delta T(x, y, z) = q(x, y, z)/(C_p \rho) \quad (2)$$

で求めた温度分布を直接入力した。

また、ABAQUS による応力波伝播解析では、熱伝導は考慮せず、解析中の入熱部分の温度は等温条件としている。熱伝導の事象と応力波伝播の事象との時間スケールを比較すると、熱伝導速度の目安となる温度伝導度 a (常温の水銀で約 $4.5\text{mm}^2/\text{s}$) と対流伝熱の目安を与える水銀流速 v (平均 $1\text{m}/\text{s}$) に対して、陽子ビームによる入熱時間が 1 パルス当たり $1\mu\text{s}$ と非常に短い。評価対象とする応力波伝播時間は数 $100\mu\text{s}$ であり、多めに 1ms とすると、その間に熱が伝導する範囲は水銀の温度伝導度 a から半径 0.04mm となる。この伝導長さは構造スケールと比較して無視できる程度であり、流動による熱移動も水銀の平均流速 v による物質移動距離が 1mm と十分小さい。したがって、入熱量をそれに等価な温度変化で与え、その上入熱部に対して等温条件を適用することは妥当であると考えられる。

2. 4 解析・入力条件

(1) 熱入力分布

熱入力分布は、前項の評価式によるものをリファレンスとするが、半径方向分布形状と断面形状の依存性を見るために、以下の 3 通りの分布形状を入力条件とした。

- ① 円形断面で半径方向分布が矩形分布
- ② 円形断面で半径方向分布が放物線型分布 (リファレンス)
- ③ 楕円型断面で半径方向分布が放物線型分布

(2) 物性値

ターゲット容器、液体金属ターゲット (水銀) に対して以下の物性値を用いた。

① ターゲット容器

SUS304 を用いた。⁽¹⁾

- (a) 縦弾性係数 E : 200 GPa
- (b) ポアソン比 ν : 0.28
- (c) 密度 ρ : 8.03 g/cm³
- (d) 比熱 C_p : 0.46 J/g/°C
- (e) 膨張係数 α : 16.0 × 10⁻⁶ m/m

$$\text{音速 } c = \sqrt{E/\rho} = 4991 \text{ (m/s)}$$

したがって、入熱時間 1μs の間に応力波が伝わる距離は 5mm 程度である。

② 液体金属ターゲット

液体水銀を用いた。⁽³⁾

- (a) 体積弾性係数 K : 27.7 GPa
- (b) 密度 ρ : 13.55 g/cm³
- (c) 比熱 C_p : 0.12 J/g/°C
- (d) 膨張係数 α : 61.0 × 10⁻⁶ m/m
- (e) 熱伝導係数 λ : 0.11 J/cm/s/°C

$$\text{音速 } c = \sqrt{K/\rho} = 1430 \text{ (m/s)}$$

したがって、入熱時間 1μs の間に圧力波の伝わる距離は 1.4mm 程度である。

(3) 解析モデル

解析モデルに使用した有限要素は、以下である。

- ① 液体金属ターゲットには、2次元軸対称4節点ソリッド要素 : CAX4R
- ② ターゲット容器には、2次元軸対称2節点シェル要素 : SAX1

2. 5 波動の基礎式⁽⁵⁾

1次元の波動基礎方程式はある物理量 ϕ について式(3)で表せる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (3)$$

ここで、 x は空間座標、 t は時間、 $c_0 (>0)$ は定数である。式(4)の変数変換と合成関数の偏微分により式(3)は式(5)となる。

$$u = x - c_0 t \quad (4)$$

$$v = x + c_0 t$$

$$\phi(u, v) = f_1(u) + f_2(v) \quad (5)$$

従って、波動方程式の一般解 (D'Alembert の解) は

$$\phi(x, t) = f_1(x - c_0 t) + f_2(x + c_0 t) \quad (6)$$

となる。第1項は速さ C_0 で x の正の方向に進む進行波を、第2項は速さ C_0 で負の方向に進む後退波を意味する。 $-\infty < x < \infty$ 、 $t > 0$ の範囲で

$$\text{境界条件} \quad \phi(0, t) = 0$$

$$\text{初期条件} \quad \phi(x, 0) = U(x), \quad \frac{\partial \phi(x, 0)}{\partial t} = V(x)$$

を満たす関数 $\phi(x, t)$ を求めると式(7)となる。

$$\phi(x, t) = \frac{1}{2} \{U(x - c_0 t) + U(x + c_0 t)\} + \frac{1}{2} \{H(x - c_0 t) + H(x + c_0 t)\} \quad (7)$$

ここで、 H は関数 V の積分関数であり、

$$H(\zeta) = \int V(\zeta) d\zeta \quad (8)$$

と表せる。次に、無限長の一様な連続体棒中を伝播する応力波を考える。棒の中心領域に、式(9)、(10)で表されるステップ応力を瞬時に加える。ステップ幅を a とする。 C_0 は応力波の伝播速度であり、固体中では、 E をヤング率、 ρ を密度として $C_0 = \sqrt{E/\rho}$

となる。

$$\begin{aligned}\phi(x,0) &= \phi_0(x) = 1, & |x| \leq a \\ \phi(x,0) &= \phi_0(x) = 0, & |x| \geq a\end{aligned}\quad (9)$$

$$\frac{\partial \phi(x,0)}{\partial t} = \frac{\partial \phi_0(x)}{\partial t} = 0 \quad (10)$$

これらの境界条件、初期条件における応力波は、式(7)の右辺第1項をとって、

$$\phi(x,t) = \frac{1}{2} \{U(x - c_0 t) + U(x + c_0 t)\} \quad (11)$$

となる。Fig.3 に応力波の伝播を図解する。初期応力 $\phi(x,0)$ が時刻 $t \geq 0$ で大きさ $1/2$ の2つの応力波に分裂するが、その波の形状を保持して、速度 c_0 で互いに反対方向へ伝播する。

2. 6 波動伝播解析とパラメータサーベイ

(1) 1次元ビーム(真直棒)

Fig.1 に示したターゲット容器の応力波、圧力波の伝播解析を行う前に、2.5 節で示した一様な連続体棒中を伝播する応力波の問題について解析を実施した。Fig.4 に解析モデルを示す。全長 300mm、両端を完全固定した直径 0.02mm 真直棒を考え、棒の軸方向に X 軸、それに直角方向を Y 軸とした。X 軸を対称軸とし、X 方向に長い 0.5 mm × 0.1mm の軸対称ソリッド要素 CAX4R を軸方向に 600 要素用いた。棒の左端部 20mm にわたり、100°C/1 μs のランプ波状温度変化を与えた。棒の熱膨張係数 α を $2.00 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ 、ヤング率を $1.10 \times 10^{12} \text{ Pa}$ 、密度を $8.97 \times 10^3 \text{ g/cm}^3$ とした。熱膨張による初期圧縮場は単軸応力状態で、

$$\sigma = E\alpha \Delta T = 2.2 \times 10^8 \text{ (Pa)}.$$

すなわち、220MPa の初期単軸圧縮応力場が棒の左端部 20mm にわたり発生し、式(11)で示したように波形が同じ形で、かつ 110MPa (220MPa の半値) の最大値を保った前進波及び後退波となって伝播することになる。同様に応力伝播速度は、

$$c = \sqrt{E/\rho} = 3501 \text{ (m/s)}$$

と予測される。Fig.5 に数値解析結果を示す。数値解析ではランプ波温度変化に対応

したランプ応力波である点が、Fig.3で示したステップ状応力波と異なる。有限長の棒を用いた数値解析結果の左端は、無限長の一様な連続体棒の中心と力学的に対応しており、220MPaの圧縮応力場が棒中に発生し、2つに分裂し、波の形状がほぼ同じまま3500m/sの速度で互いに反対方向へ伝播することがわかった。

(2) 円板 (軸対称)

前節で実施した1次元ビーム(真直棒)の波動伝播挙動の検討と同様に、ここでは円板を対象に、中心領域が瞬時に温度上昇した場合の初期圧縮場の、2次元の広がりを持った媒体中の伝播のしかたを調べた。円板を薄板とし、板厚方向の慣性力を無視した場合の近似モデルである薄肉シェル要素を用いたモデルと、円板の板厚方向にソリッド要素を用い数層に分割して板厚方向慣性効果を考慮した詳細モデルの2通りのモデルについて波動伝播解析を実施し、解析結果の比較を行った。

① シェル要素

シェル要素を用いた場合の解析結果を、Fig.6、Fig.7に示す。Fig.6は応力波の時間変化を、Fig.7は応力波の空間分布変化をそれぞれ示す。

解析に当たっては、1.5mm²の円板の中心20mm²の領域に温度変化(100°C/μs)を負荷した。このとき、熱膨張による初期圧縮場は、薄板なので平面応力状態と見なせるから、

$$\sigma = E\alpha T / (1-\nu) = 3.14 \times 10^8 \text{ (Pa)}$$

となり、ABAQUS-Explicitによる解析結果の初期圧縮応力 -3.14×10^8 Paと良く一致している。

Fig.7から、真直棒の場合と同様に(但し、円板による半径方向効果が加わり応力波形が変化する)、初期圧縮場は平衡応力波として外部に拡散し、同時に平衡面が徐々に円板中心に向かう。中心に達するときに拡散で付与された外向きの慣性力が中心に集中し(理論的に面積0となる)、円板中心が外向き慣性力と釣り合おうとして短時間(数μs)の間に引張り応力場に転じる。このプロセスは前述の1次元真直棒の場合と異なり、2次元円板特有の現象である。

円板中心要素に生じる最大引張り応力 σ は約270MPaとなる。

② ソリッド要素 (板厚効果)

シェル要素を用いた解析と同じ条件で、ソリッド要素を使用して板厚を1層~10層にモデル化したときの板厚方向慣性力効果を調べた。解析モデル概念をFig.8に、

解析結果を Fig.9、Fig.10 に示す。 Fig.9 は 1 層モデルから 10 層モデルまでの板厚中心における半径方向引張り応力の時刻歴を示す。 図にはシェル要素モデルの解析結果を比較のため入れている。 シェル要素モデルの結果は、初期熱膨張圧縮場から応力が拡散し中心に達したとき引張り応力に転ずる過程が単調であるが、ソリッド要素による板厚方向分割モデルでは、板厚方向慣性力効果による振動応答が見られる。 特に引張り応力は、分割数が多いほど大き目に出る傾向にある。 Fig.10 は 1 層モデルから 10 層モデルの円板中心部半径方向引張り最大応力の板厚方向分割数依存性を示す。 ソリッド要素 1 層では精度上無理があり、3 層～10 層に多くなるに従い中心応力は高くなる傾向にあるが、表面応力は逆に減少の傾向にあり、板厚平均応力はほぼ一定の関係にある。 これらの値を以下に示す。

以上より、多層モデル化する事により、板厚中心部に生じる引張り応力は外面に比べると～3 割程度応力が高くなり、また、前述のシェル要素の場合と比べると約 2 割程度高めになることがわかった。

(3) 円筒シェルの圧力パルス応答倍率 (軸対称シェルの内壁に圧力パルスを負荷)

液体金属ターゲットに陽子ビームが瞬時に入射したときのウインドウの応力波伝播挙動について検討したが、ここでは内部流体である液体金属の瞬時熱膨張による圧力波がターゲット容器円筒部に作用した時の応答について検討を加えた。 解析モデルは 1 次元軸対称モデルとし、容器は 2 節点シェル要素 (SAX1) でモデル化した。 内部流体からの圧力負荷は 1MPa の台形パルスとし、円筒容器の応答特性を見るためにパルス時間幅をパラメータとした。

解析結果の圧力パルス幅に対する最大周方向応力の比較図を Fig.11 に示す。 図からパルス時間幅が増加するに従い円周方向応力が増加する傾向にあり、直径 150mm ではパルス幅約 50 μ s で応答が一定となり、直径 200mm ではパルス幅約 100 μ sec で応答が一定となっている。 このことは、振動学における衝撃応答の入力パルスと応答との関係に対応しており、その動的応答係数は 0～2.0 の範囲であり、どの値をとるかはパルス幅と構造物の固有振動数との関係 (共振状態) で決まる。⁽⁴⁾

圧力パルス幅に対する静的な円周方向応力 σ_0 は、D = 100mm に対して、

$$\sigma_0 = PD/2t = 25 \text{ (MPa)}$$

矩形波に対する動的応答係数 = 2.0 であるから⁽⁴⁾、 $\sigma_0 = 50$ MPa となる。

同様に D = 200mm に対しては、

$$\sigma_0 = PD/2t = 33.3 \text{ (MPa)}$$

矩形波に対する動的応答係数 = 2.0 であるから、 $\sigma_0 = 66.6 \text{ MPa}$ となる。
また、円筒シェルの膨張振動周期 T は、

$$T = L/c = \pi D/c = 111 \text{ } (\mu\text{s})$$

である。

解析結果で圧力パルス幅が $21 \mu\text{sec}$ 以下のケース（前から 4 ケース）で応答値が低いのは、円筒シェルの振動周期 T （約 $110 \mu\text{s}$ ）に比べて $1/2$ 以下と短いため、動的応答係数が 1.0 以下となっているためである。

この結果から、円筒の動的応答効果により数 μs の短パルスにはあまり応答しないことがわかる。

(4) 円筒シェルと水銀の連成応答（軸対称 1 次元）

ここでは内部流体である液体金属の瞬時熱膨張による圧力波がターゲット容器円筒部に作用した時の円筒容器の応答について、内部流体もモデルに加え検討を行った。解析モデルは Fig.12 に示すように 1 次元軸対称モデルとし、内部流体は 4 節点ソリッド要素(CAX4R)、円筒容器は 2 節点シェル要素(SAX) でモデル化した。水銀をモデル化するに当たり、ABAQUS の流体要素では温度変化入力が不可のため弾性体要素を用い、応力歪み関係式が流体（横弾性係数 $G = 0.0$ ）と同等となるように物性値を設定した。この手法は、流体中の圧力波伝播現象のように、流体が流れ成分を持たずほとんど静止状態で、圧縮性のみを扱う場合には通常利用される。有限要素法構造解析コード（例えば、ANSYS）で流体要素としてラグランジェ要素を用いている場合は、流れ成分がないとの条件で多くはこの手法を採用している。材料の応力歪み関係式をラーメの定数（Lame' coefficients : λ , μ ）で定式化している場合は、横弾性係数 $\mu = 0$ とすることで直接流体近似出来るが、ABAQUS のように縦弾性係数 E 、ポアソン比 ν で定式化している場合は、ポアソン比とラーメの定数の関係式 $\nu = \lambda / 2(\lambda + \mu)$ より、 $\mu = 0$ に相当する $\nu = 0.5$ とすると、 E と体積弾性率 K との関係式 $E = 3(1 - 2\nu)K$ から $E = 0.0$ となるため、以下のように物性値を補正する必要がある。物性値の補正の方法としては、 E 、 ν 、 λ 、 μ 及び体積弾性率 K に関する弾性力学の基本関係式である上式を用いて、水銀の流体としての挙動を模擬するために体積弾性率 K ($= 2.77 \times 10^{10} \text{ Pa}$) は合わせたままで、ポアソン比 $\nu = 0.5$ とする様に（これによりせん断剛性 $= 0.0$ となり流体模擬可能）縦弾性係数を調整した。その結果、解析に入力した物性値は $E' = 8.309723 \times 10^6 \text{ Pa}$ 、 $\nu' = 0.49995$ である。以下水銀のモデル化は全て同じとしている。

この物性値を入力した解析結果は、応力の直角 3 成分は互いに等しく $\sigma_{ii} = \sigma_{jj}$ ($i, j = 1 \sim 3$)、せん断応力成分は $\sigma_{ij} = 0.0$ となっており、流体の圧縮性としての静水圧成分

に等しい結果となっている。また、圧力値も体積歪みに体積弾性率をかけた値とほぼ等しい値となっており、この近似化手法が工学的に妥当であることを示している。

Fig.12 に半径方向メッシュ数をパラメータにした場合の円筒容器周方向最大応力を示す。図から、半径方向メッシュ数を変えても、円筒容器周方向最大応力は直径 200mm の場合で約 350MPa とほとんど変わらない結果となっている。直径 150mm の場合では円筒容器周方向最大応力は約 520MPa と、直径 200mm に比べ約 1.5 倍の結果となっている。このことから、一定熱入力に対しては容器径の大きいほうが応力的に楽であるといえる。

(5) 陽子ビーム径の効果

以下は、ビーム径効果を見るための比較である。Fig.13 に示すように、入力した最高温度 T_{max} は同じでビーム径をパラメータとして直径 40mm~100mm とした場合の円筒容器の周方向最大応力を比較した。したがって、入熱量 Q はビーム径の 2 乗に比例して増加する条件となっている。この結果を同じ入熱量の条件で比較するため、入熱量 $Q=const$ となるように、 T_{max} をビーム断面積比で補正した場合の応力予想値（線形外挿値）を評価した。これらの解析結果を Fig.14 に示す。図から、ビーム径を 40mm から 100mm と増加するに従い、円筒容器の周方向最大応力は約 150MPa から約 350MPa へと増加する。これは入熱量も増加しているためである。入熱量を直径 100mm のケースにあわせて一定となるように補正した場合は、ビーム径が小さくなるほど円筒容器の周方向最大応力は増加し、40mm では約 900MPa まで達する結果となっている。このことから、同一エネルギーのビームパルスに対しては、ビーム径の大きいほうが、ターゲット容器に対しては楽な条件であることがわかった。また、円筒容器の板厚を 1.5mm、3.0mm とした場合の比較では、周方向最大応力はほとんど変わらない結果となっている。

(6) 体積弾性率の低減効果

体積弾性率の低減により、円筒部に生じる円周方向応力の低減効果を見るために、水銀の体積弾性率を基準値 ($K=2.77 \times 10^{10}$ Pa) に対して 0.5、0.1、0.01、0.001 倍とした場合の円筒部応力値の比較を Fig.15 に示す。

図からの比較によると、体積弾性率 $K^*=0.5K$ 程度では円筒容器の円周方向応力の低減率は 10% とほとんど低減しない結果となっている。これは先の円筒シェルを対象とした圧力パルス入力に対する動的応答効果の検討から推定すると、次のように考えられる。体積弾性率が小さくなると、その分温度上昇に伴う熱膨張圧力が減少するが、音速が遅くなる分円筒部に作用する圧力パルス幅が広がり、衝撃応答で重要となるインパルス（圧力振幅と継続時間との積 pt ）としては同等となる。その結果、圧力減少分と動的応答倍率が大きくなった分で相殺され、円筒の円周方向応力はあまり低減

しなかったものと考えられる。しかし、体積弾性率 K^* が 1/10 程度まで低減すると効果が現れ、円筒容器の円周方向応力は 25%程度低減し、 K^* が 1/100 では円周方向応力は約 1/5 まで、 K^* が 1/1000 では円周方向応力は約 1/50 まで低減する。この低減効果は、Bauer の結果 (Bauer は 2 桁程度低減と言っている⁽³⁾) 程ではないが、He ボイド効果として水銀の体積弾性率が 1/100 程度以下まで低減できれば、構造設計上有利な要素となる。これは、今後実験により確認する必要がある。

ただし、本解析では K =一定 で入力しているが、Bauer の等価体積弾性率モデルは圧力依存タイプ $K=f(p)$ としている様であり、これは大きな相違点になっている。Bauer の資料では、詳細は不明であるが、He ボイド効果として、均一に混合したモデルを仮定し、等温変化あるいは断熱変化の条件の基に、熱力学的に等価となる体積弾性率として力学モデルに組み入れているものと解釈できる。したがって、He ボイドを含んだ水銀は連続体モデルとして扱っている。

2. 7 ターゲット容器構造の応力波解析

(1) 陽子ビーム熱入力条件

ターゲット容器構造は、液体ターゲットである水銀とその容器からなる。実際には容器の除熱を行うため、水銀は容器外に設けられる循環ループにより冷却される。しかし、水銀の流動速度は高々 1 m/s 程度と考えられるため、応力波伝播の時間スケールに比べて考えると、静止しているとみなせる。Fig.1 には特にこのループ系を表示していない。ESS の液体金属ターゲット検討例⁽²⁾を参考にして、計算に用いた陽子ビームのエネルギー入力条件は 2.3 節に記載の条件とした。この条件における入熱密度分布を Fig.16 に示す。

(2) ターゲット容器計算モデル

伝播する応力波を ABAQUS-Explicit で計算するためのターゲット容器要素分割図を Fig.17 に示す。容器は厚さ 3.0mm、直径 20cm、長さが 40cm とし、陽子ビームは容器一端の半球殻頂部(半径 10cm)に入射する。容器内の水銀を前述のソリッド要素 CAX4R で、容器をシェル要素 SAX1 でモデル化した。水銀と容器は接触条件で連結した。そのため、流体と固体は不連続体として力が伝達されることになる。流体に引張り圧力、すなわちある値以上の正の圧力 (cut-off 圧力) が加わる場合にはキャビテーションを起こす可能性があるが、ここでは cut-off 圧力を考慮していない。用いる水銀、容器 (SUS304) の物性値は 2.4 節に記載の条件とした。2.6(4)と同様に、ABAQUS Explicit Ver 5.6 における流体要素では温度変化入力ができないため、上記ソリッド要素を用いて、水銀の挙動をモデル化した。

(3) 解析結果

空間的に広い陽子ビームで1パルス当たり100kJのエネルギーを水銀ターゲットに加えた場合、60kJの熱が水銀ターゲット内 $\phi 10\text{cm} \times 30\text{cm}$ の領域で発熱し、かつ領域内の温度が $T=Q/C_p\rho$ で与えられるとした場合に得られる温度分布をFig.18に示す。水銀内の温度上昇の最大値は 47°C 、発熱部の平均温度は 16°C と計算される。この温度分布をFig.17で示した有限要素モデルの節点温度として入力し、発生、伝播する応力を計算する。ここで、節点温度を求めるに際し、熱入力分布関数のパラメータは、 $\lambda a=6.5\text{cm}$ 、 $\Sigma=0.07\text{cm}^{-1}$ 、 $z a=-1.77\text{cm}$ とした。ここで、陽子照射を受ける球殻部のSUS304材料の温度は、隣接する水銀中の発熱密度を、SUS304の比熱及び密度で割って $q(r,z)/C_p/\rho$ より求めた。SUS304中の発熱密度は、水銀中の発熱密度に比較して少ないと見積もられるが、断熱的に温度を取り扱うこととして、予測できる最大値を用いることとした。容器構造材料であるSUS304をモデル化したシェル要素に生じる応力を評価した。評価点は、Fig.17で示した $z=0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4\text{m}$ に相当する矢印で示したシェル上の位置とした。Fig.20に子午線方向の応力波、Fig.21に子午線方向に直角な円周方向の応力波がSUS304固体中を伝播する様子を示す。ここで、子午線方向の応力は軸対称2節点シェル要素の2つの節点方向を指す(Fig.19)。陽子が入射された容器上($z=0$)に発生する応力は、Fig.21、Fig.22の子午線方向及び円周方向とも激しく振動した。この時の発生応力は入射ビーム断面形状が軸対称であるため、子午線方向及び円周方向応力の値は一致し、 -200 から 600MPa であった。陽子入射位置から z 方向に離れると、ある時間遅れで順次応力波が到達し、SUS容器端に波が達するまで、 0.11ms かかることがわかる。したがって、 0.11ms 以降の応力波には反射波の影響が表れてくる。応力の値に着目すると、子午線方向応力では、 $r=0.4\text{m}$ を除くそれ以外の評価点では -50 から 200MPa であるが、 $z=0.4\text{m}$ では最大値が2倍の 400MPa となった。これは伝播してきた応力波が容器端で反射し、位相が 180 度ずれて振幅が2倍になったためである。一方、円周方向応力では、反射波と重畳する 0.11ms 以前では、 -20 から 250MPa となった。反射端で重畳することは、子午線方向応力と同様である。 $z=0$ の応力が激しく振動した原因が計算上のエラーかシェル構造の動的振動に起因するかは、まだ明らかでないが、 $z=0.1\text{m}$ の点では大きな振動は観測されず、詳細に検討しても陽子入射半径 5cm 内にあるシェル要素にのみ限定され、応力波として伝播しないようである。したがって、容器の固有振動等に関連している可能性もある。構造設計上の観点から、容器に働く応力をミーゼス応力で評価した結果をFig.22に示す。 $z=0, 0.4\text{m}$ 以外における最大値は評価点の範囲内で $z=0.1\text{m}$ における 200MPa であった。これは、ターゲット容器の設計では、反射波の影響を考慮すべきことを示唆する。Fig.20、Fig.21で示した応力波には容器固体中を伝播したものと、水銀中を伝播した圧力波が容器に及ぼしたものとが重畳している。そこで、2つの波の効果を分離する目的で、温度

条件はそのままとし、水銀がない場合の計算例を Fig.23、Fig.24 に示す。さきほど見られた $z = 0$ における激しい振動は消失したが、応力が圧縮から引張りに反転した後にはわずかに振動が見られた。陽子入射部からはなれると ($z > 0.1\text{m}$) 応力波は安定し、周期約 0.1ms で応力波が生じることがわかった。発生応力の範囲は $z = 0$ で $-200 \sim 100\text{MPa}$ 、それ以外の点で $-50 \sim 50\text{MPa}$ 以下であった Fig.21、Fig.22 の結果と注意深く比べると、水銀なしの場合に見られた応力波が重畳していることがわかる。

以上の結果を踏まえ、ターゲット容器の直径効果を見るために、Fig.17 の解析モデルと Fig.18 の温度分布を用いて、容器直径を 150mm 、 200mm 、 250mm の 3 ケースについて解析を行った。ビームパルス圧力波に対してターゲット設計上最もクリティカルとなる代表 2 部位（ウインドウ中心と円筒部）の容器直径に対する応力値と許容設計応力（HT-9 の参考値）の比較を Fig.25 に示す。ターゲット容器候補材料の一つである HT-9 の設計許容応力は、Bauer の論文⁽²⁾より使用温度 400°C 以下の領域で約 $180 \sim 200\text{MPa}$ であり現時点での参考値とできる。図から、ウインドウ部に関しては、応力の高サイクル成分が計算上のエラーとすれば、低サイクル成分で評価すると容器径が 250mm 程度で許容応力以下となる可能性がある。また、容器円筒部に関しても同様に容器径が 250mm 程度で許容応力以下となる見通しがある。

3. ま と め

1.33GeV(5MW) 50Hz のパルス陽子入射条件で、瞬時発熱によるターゲット容器構造(直径 15~25cm) に作用する応力波の解析を行い、次の結論を得た。

- ① ターゲット容器のウインドウ部に生じる応力は、ウインドウ内の瞬時発熱による熱衝撃応力と液体水銀中の瞬時発熱による熱衝撃圧力から成り、その大きさは約 1000MPa となる。
- ② ターゲット容器の円筒部に発生する応力波の大きさは、入射陽子プロファイルの直径に大きく依存し、直径 10cm のときには数百 MPa におさまりターゲット容器材の許容応力値以下とすることが可能である。
- ③ 陽子が貫通するターゲット容器頂部には高振動数の高応力波が計算された。固有周期との関連を検討する必要がある。

今後構造設計を進める上では、内部流体からの圧力パルスに対する動的応答を考慮した上で、ターゲット直径、長さ、板厚等の構造の最適化が重要となる。

また、PSI で実施した ESS の液体金属ターゲットに対する熱衝撃解析の結果⁽²⁾と比較し、おおむね一致することを確認した。

謝 辞

本報告書をまとめるにあたり、解析条件等の設定について有益な御助言を頂いた渡辺特別研究員に謝意を表します。

3. ま と め

1.33GeV(5MW) 50Hz のパルス陽子入射条件で、瞬時発熱によるターゲット容器構造(直径 15~25cm) に作用する応力波の解析を行い、次の結論を得た。

- ① ターゲット容器のウインドウ部に生じる応力は、ウインドウ内の瞬時発熱による熱衝撃応力と液体水銀中の瞬時発熱による熱衝撃圧力から成り、その大きさは約 1000MPa となる。
- ② ターゲット容器の円筒部に発生する応力波の大きさは、入射陽子プロファイルの直径に大きく依存し、直径 10cm のときには数百 MPa におさまりターゲット容器材の許容応力値以下とすることが可能である。
- ③ 陽子が貫通するターゲット容器頂部には高振動数の高応力波が計算された。固有周期との関連を検討する必要がある。

今後構造設計を進める上では、内部流体からの圧力パルスに対する動的応答を考慮した上で、ターゲット直径、長さ、板厚等の構造の最適化が重要となる。

また、PSI で実施した ESS の液体金属ターゲットに対する熱衝撃解析の結果⁽²⁾と比較し、おおむね一致することを確認した。

謝 辞

本報告書をまとめるにあたり、解析条件等の設定について有益な御助言を頂いた渡辺特別研究員に謝意を表します。

参考文献

- (1) "ABAQUS/Explicit User's Manual(5.5)" & "ABAQUS/Standard User's Manual(5.4)"
HIBBITT, KARLSSON & SORENSEN, INC.
- (2) K. Skala, G. S. Bauer "On the pressure wave problem in liquid metal targets for Pulsed-Spallation-Neutron-Sources" Proc. ICANS-XIII, Switzerland, PSI-Proc. 95-02(1995) p559-576
- (3) G. S. Bauer "Mercury as a target material for Pulsed(Fast)-Spallation-Neutron-Sources" Proc. ICANS-XIII, Switzerland, PSI-Proc. 95-02(1995) p547-558
- (4) "(新版) 機械工学便覧 A3 力学・機械力学" 日本機械学会 (1986)
- (5) W. C. Elmore, M. K. Head " Physics of Waves " Dover Publications, Inc., New York(1969)

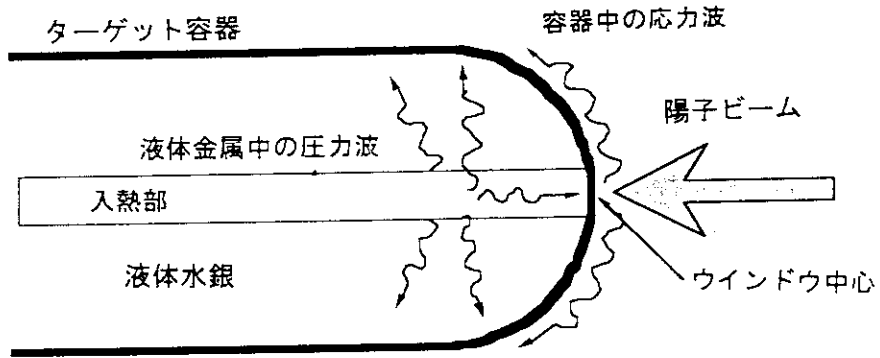


Fig. 1 中性子散乱施設用液体金属ターゲットの熱衝撃概念図

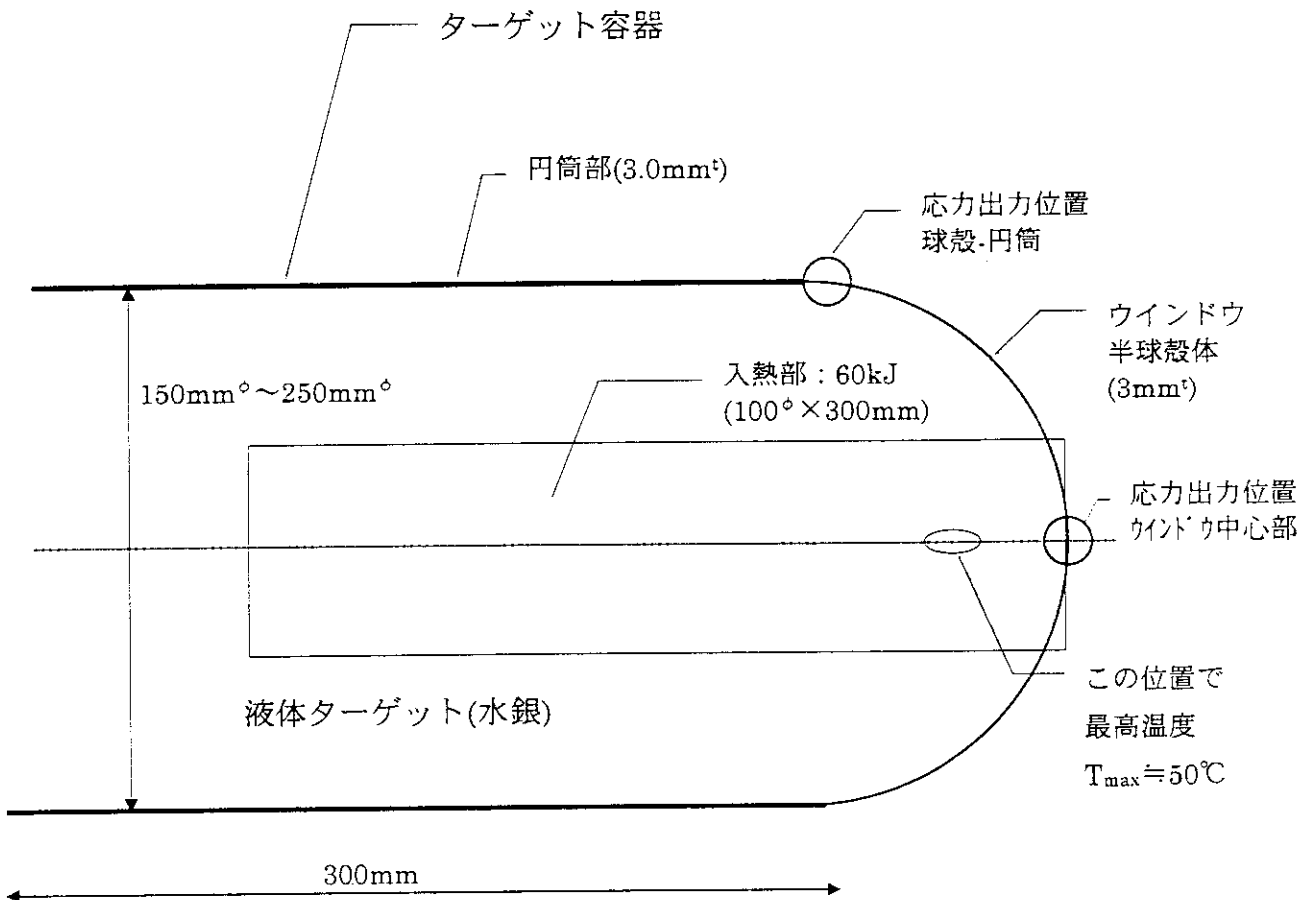


Fig. 2 液体金属ターゲット構造概念図

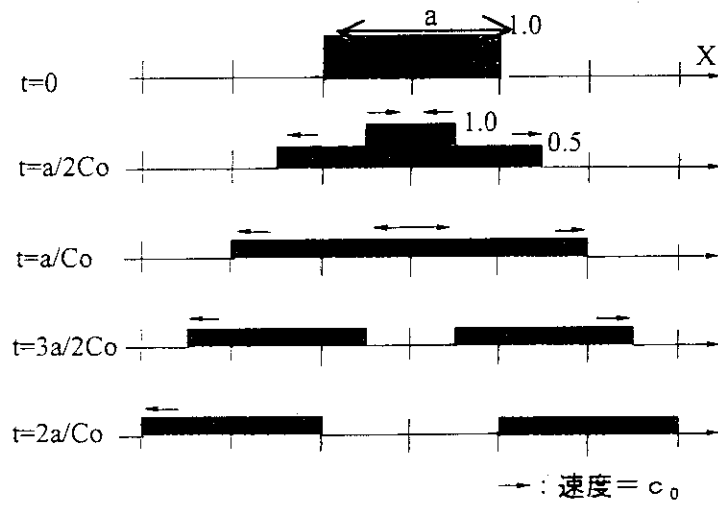


Fig. 3 無限一様棒内初期圧縮場の応力波伝播概念図 (式(11))

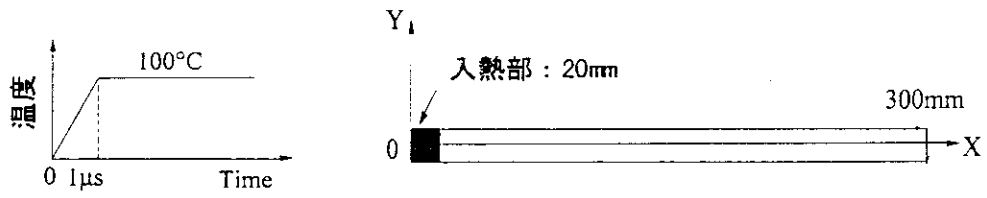


Fig. 4 無限一様棒内初期圧縮場問題の解析モデル

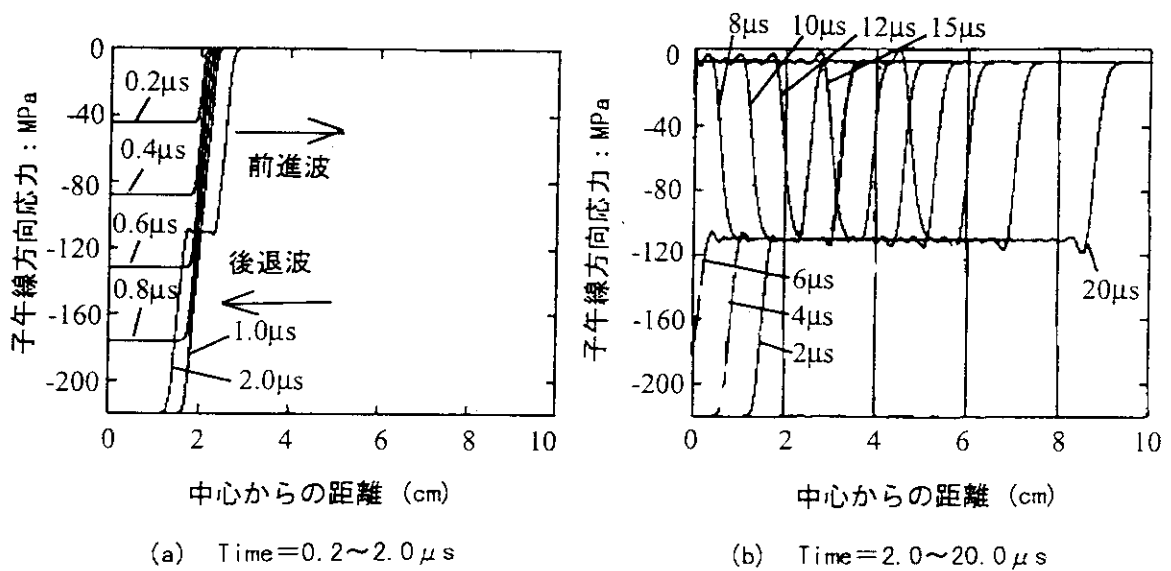


Fig. 5 無限一様棒内初期圧縮場問題の解析結果

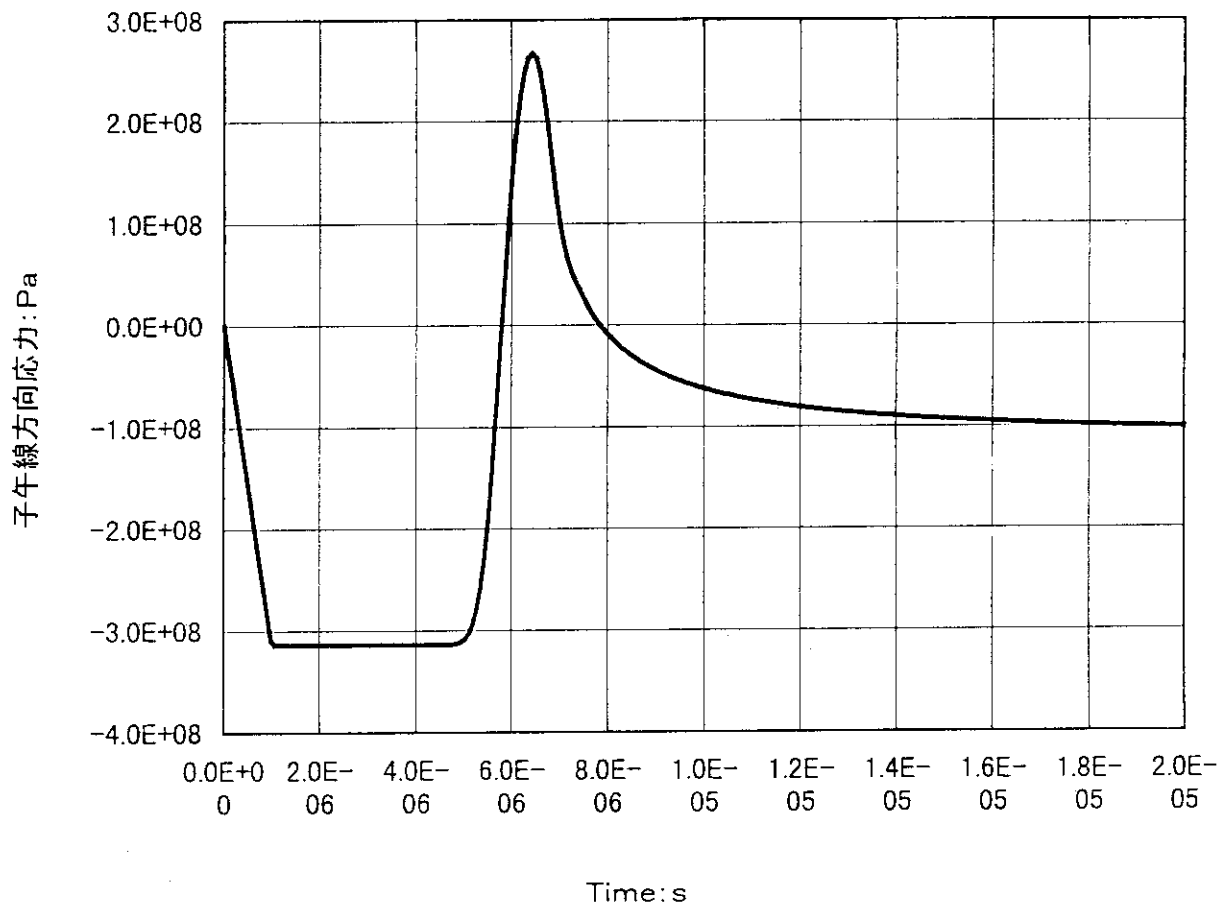
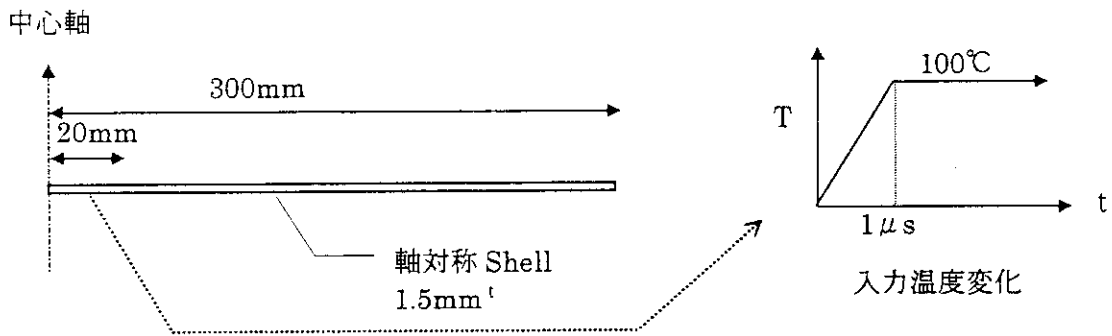
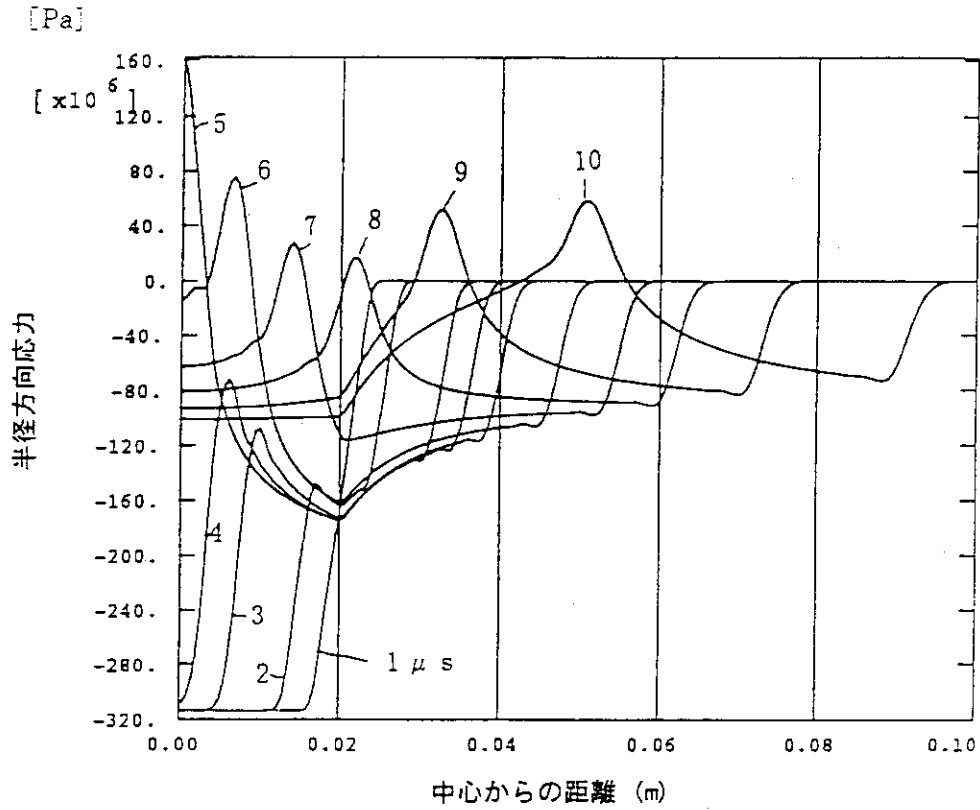


Fig. 6 パルス入熱による薄肉円板の中心要素の半径方向応力の時間変化

(a) 半径方向応力 : σ_r



(b) 周方向応力 : σ_θ

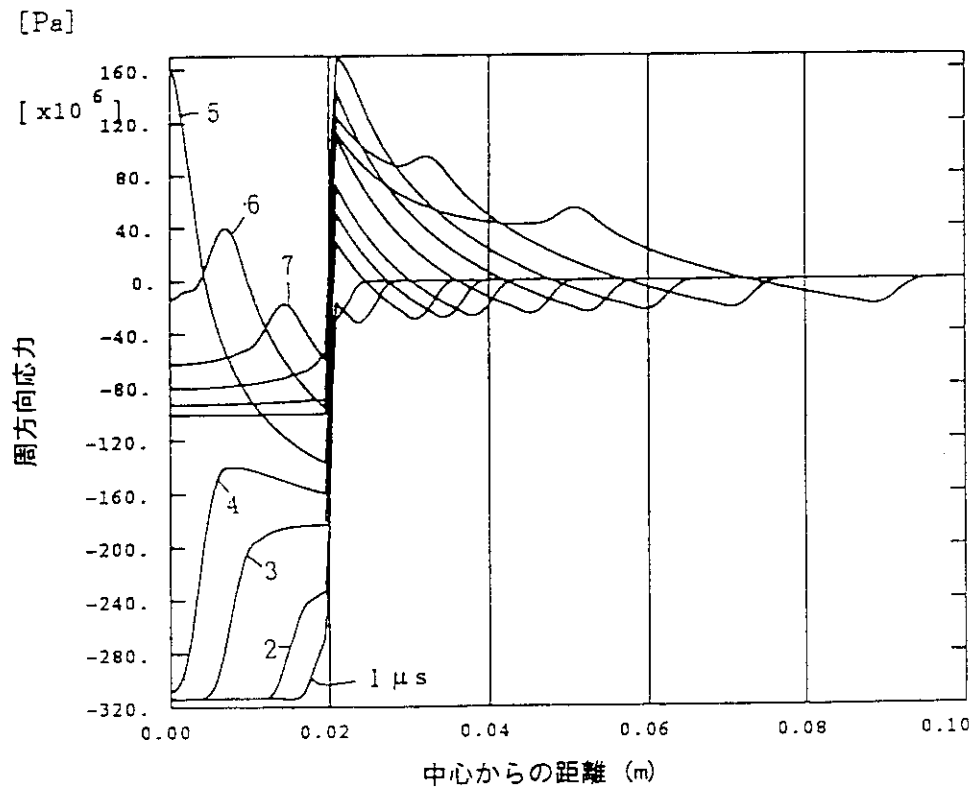


Fig. 7 パルス入熱による薄肉(1.5mm²)円板の応力波伝播挙動(20mm^φ × 100°C/μs) : 応力波の空間分布の時間推移

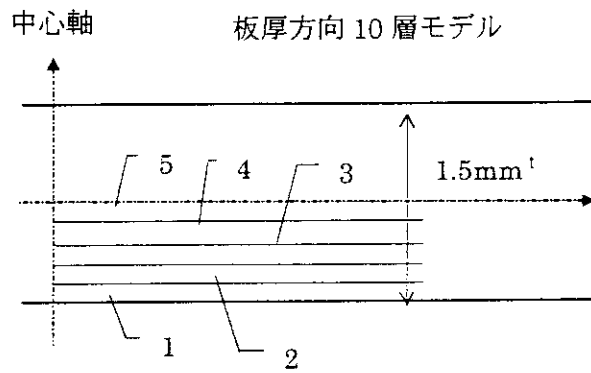
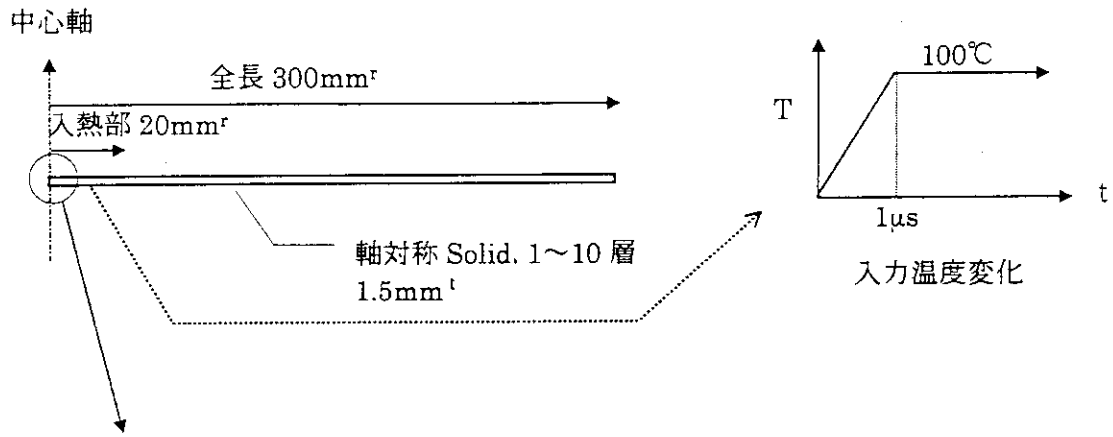


Fig. 8 板厚方向分割モデルの概念図

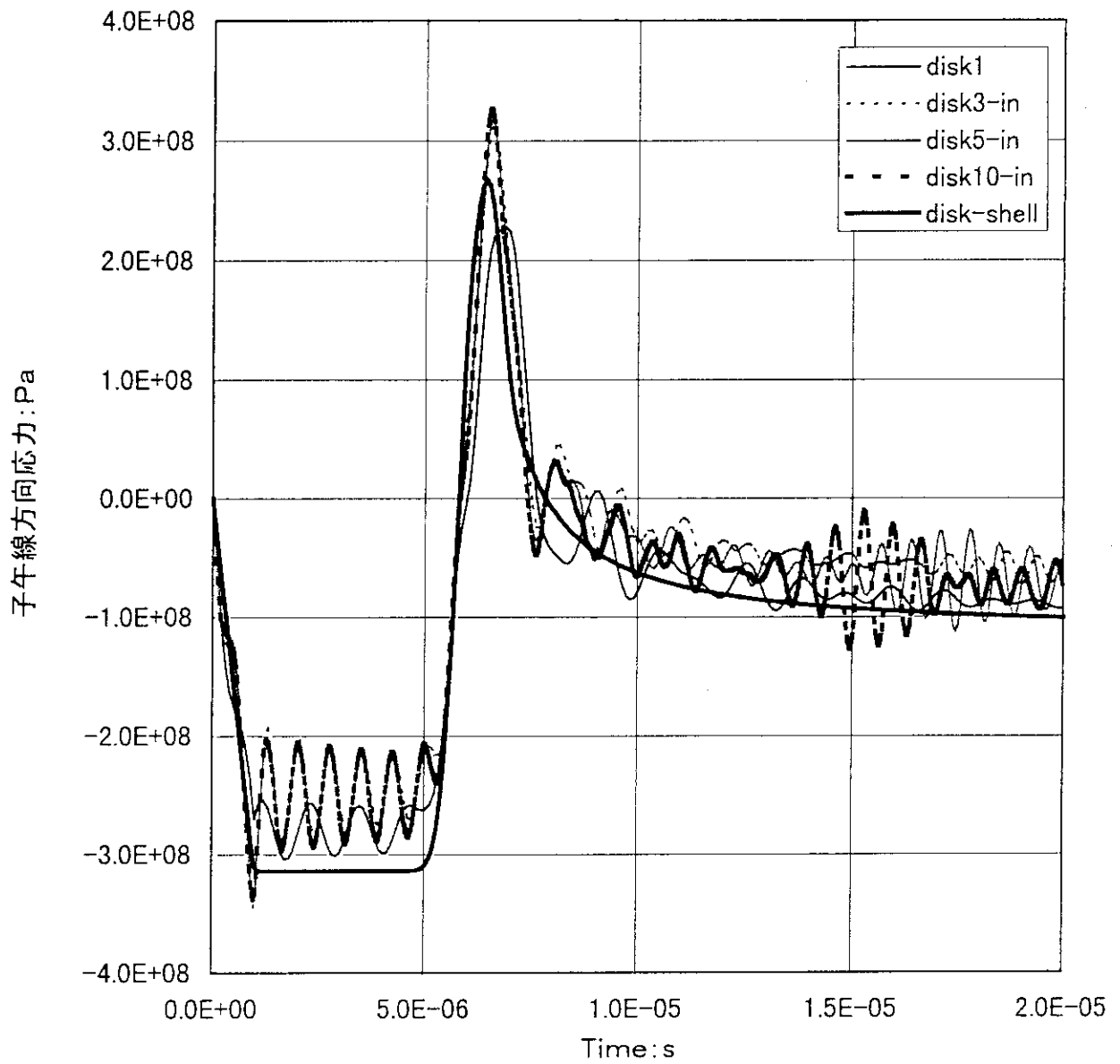


Fig. 9 板厚方向分割数 (1層~10層、シェル) による板厚中心応力の時間履歴 ($t = 1.5\text{mm}$, $100^\circ\text{C} \times 40\text{mm}^\Phi / 1\mu\text{s}$ の温度変化)

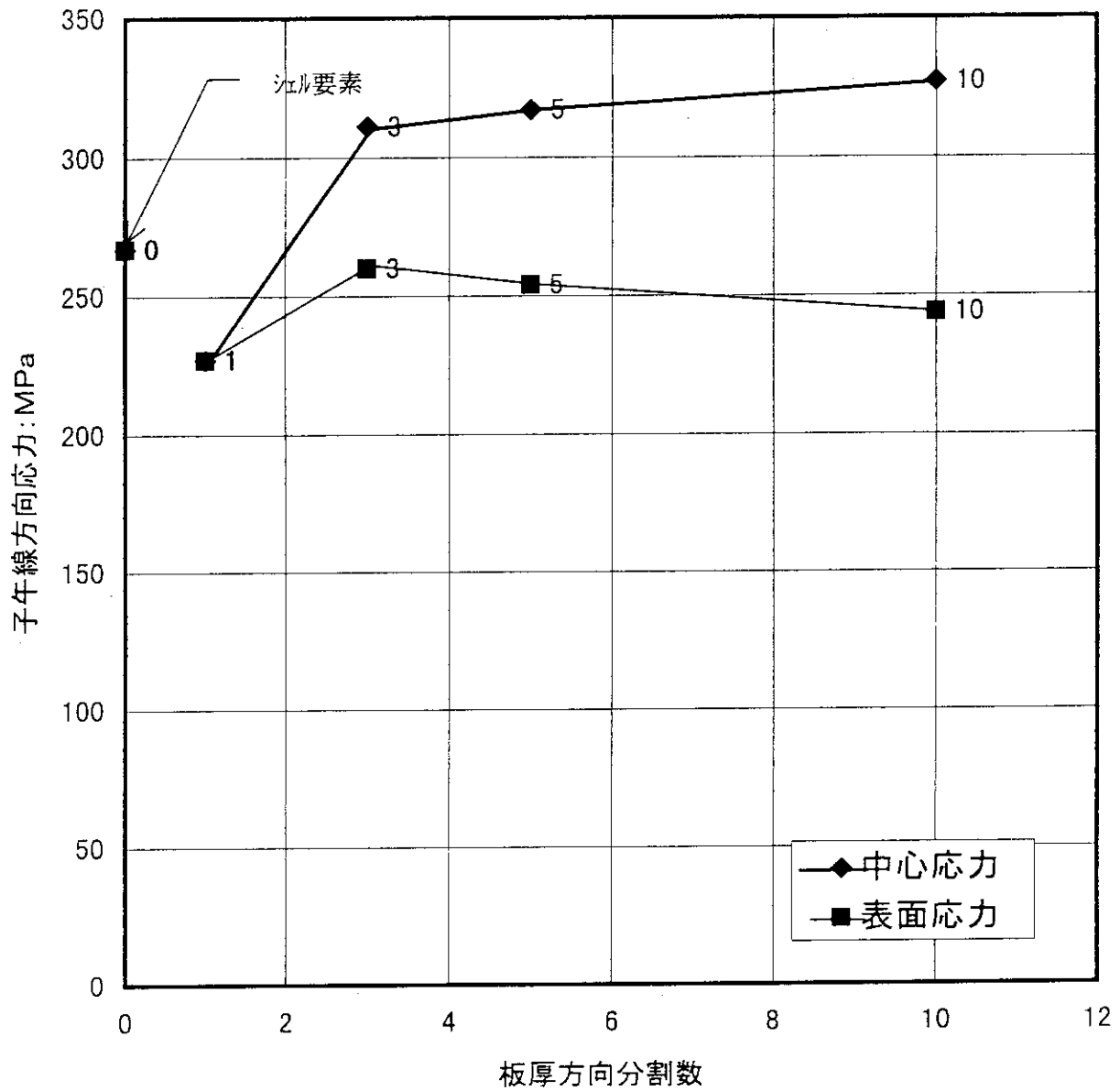


Fig. 10 板厚方向分割数 (1層~10層、シェル) による板厚中心と表面応力の時間履歴 ($t=1.5\text{mm}$, $100^\circ\text{C}\times 40\text{mm}^\phi/1\mu\text{s}$ の温度変化)

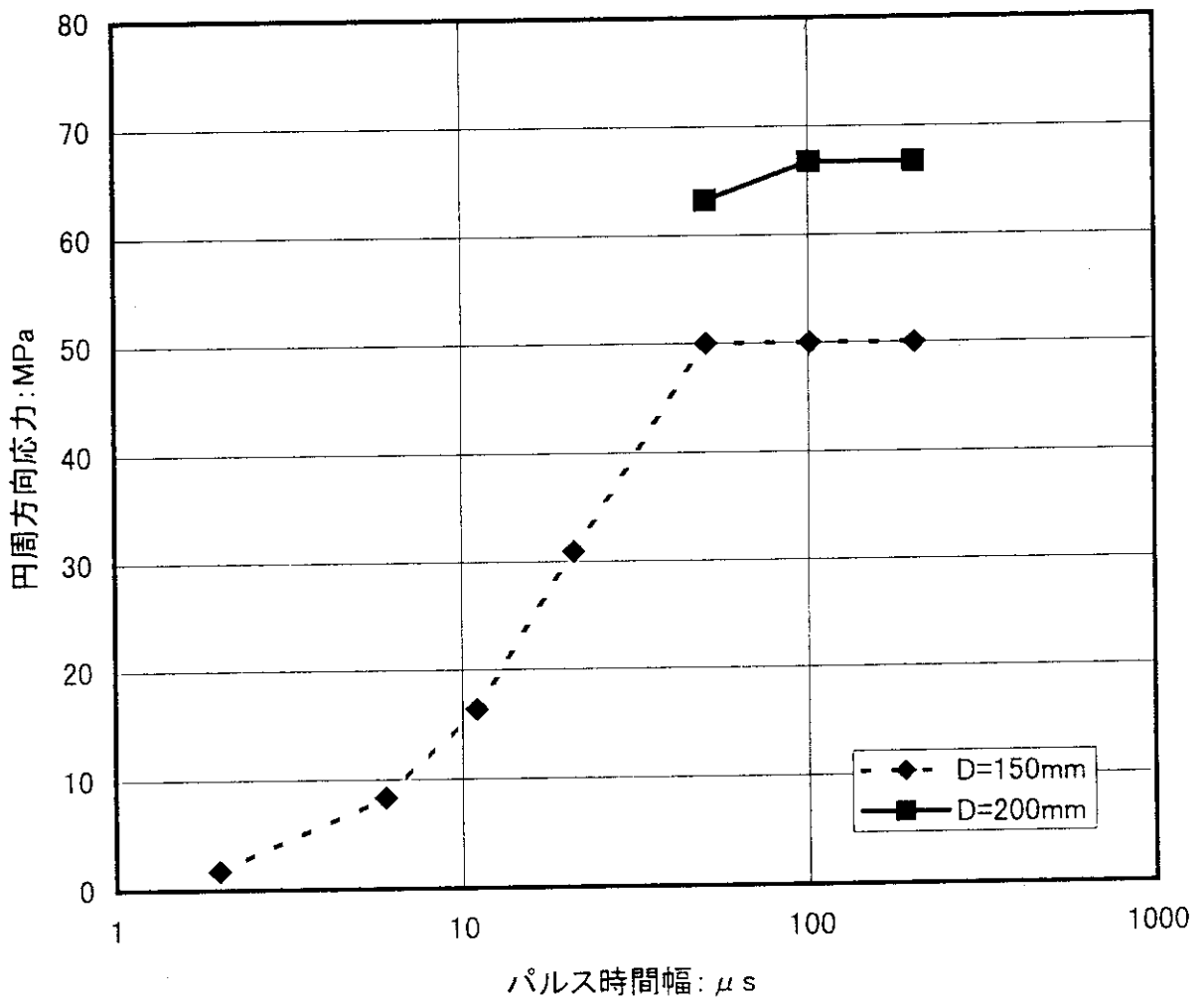
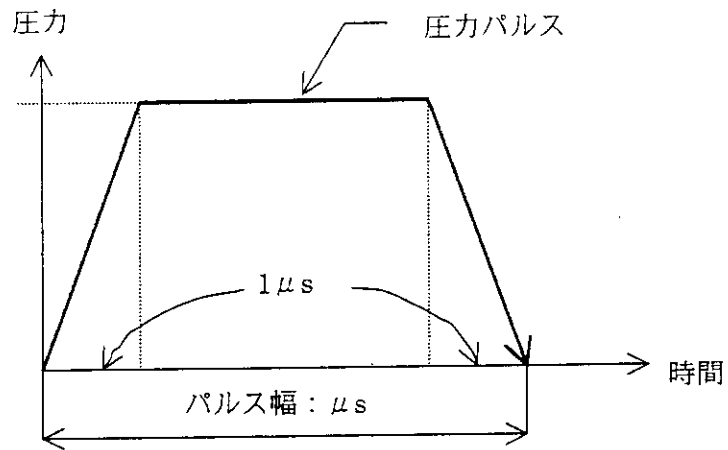


Fig. 11 1次元軸対称シェルの圧力パルスに対する周方向応力
(D=150mm, t=3mm, P(パルス)=1MPa)

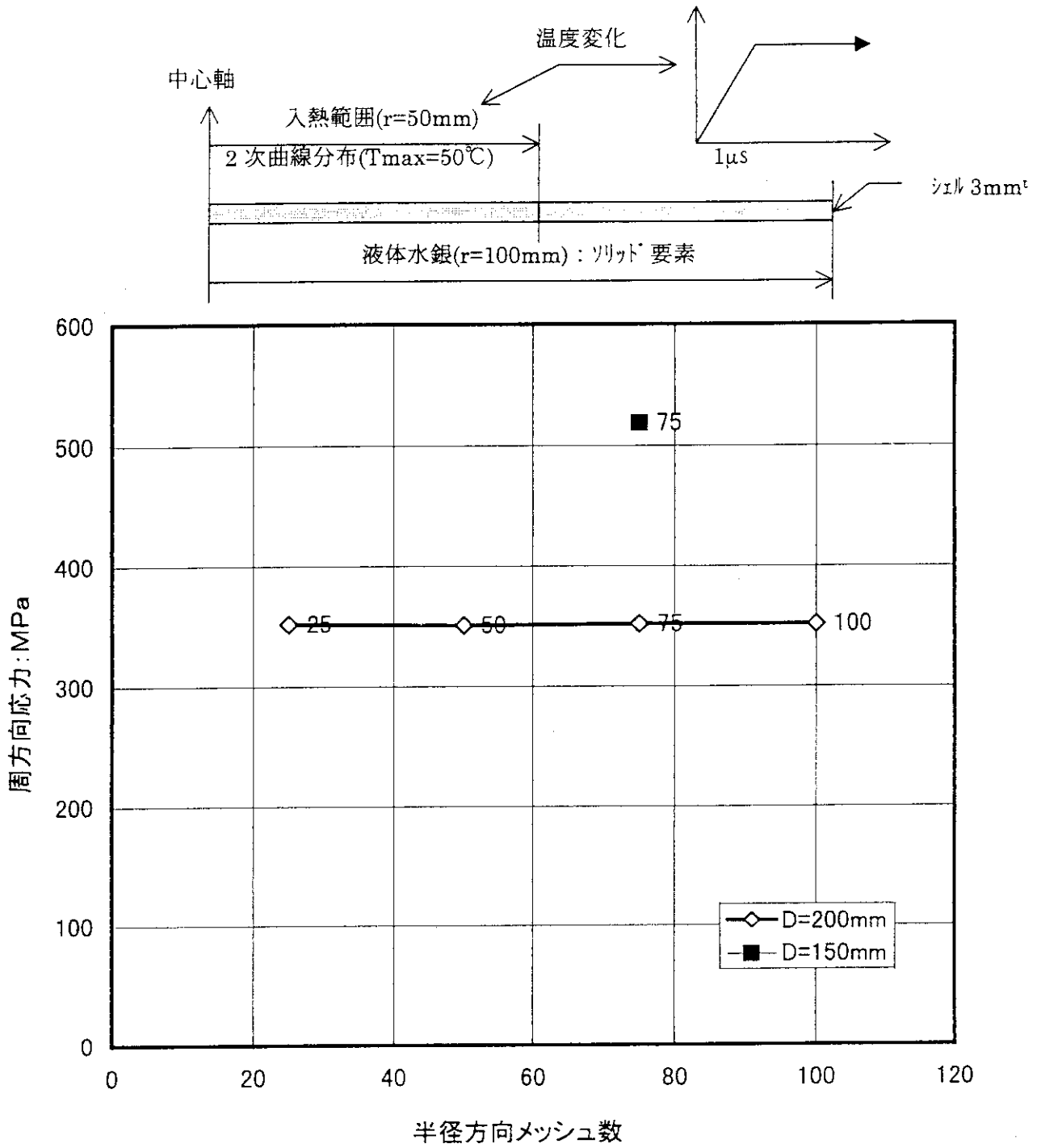


Fig. 12 円筒容器周方向応力の半径方向メッシュサイズ依存：2次元軸対称モデル
 (流体連成： $t = 1.5\text{mm}$ 、 $T_{\text{max}} = 50^\circ\text{C} \times 100\text{mm}^\phi$)

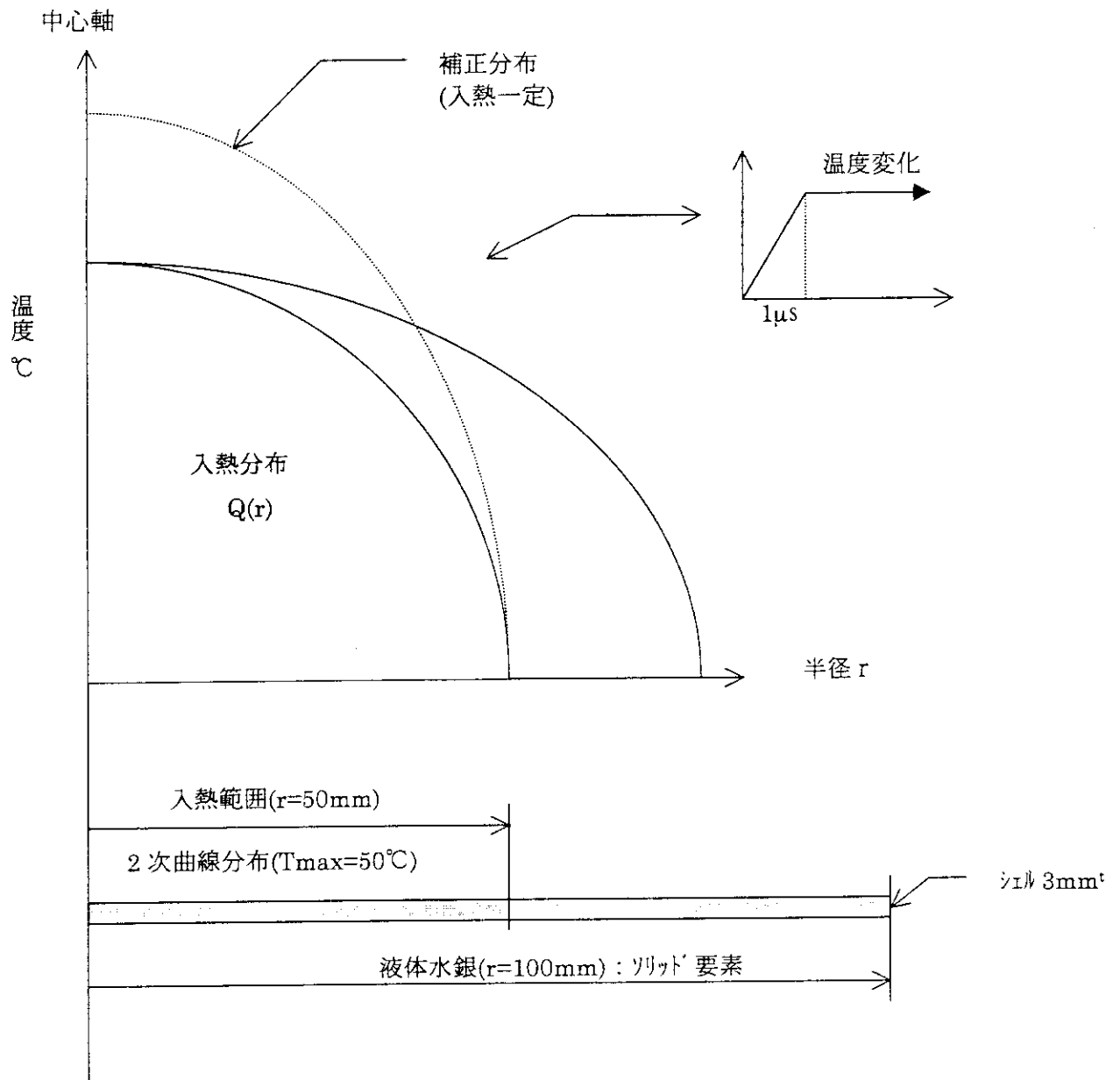


Fig. 13 内部流体・円筒容器連成モデルと入力温度分布：1次元軸対称モデル

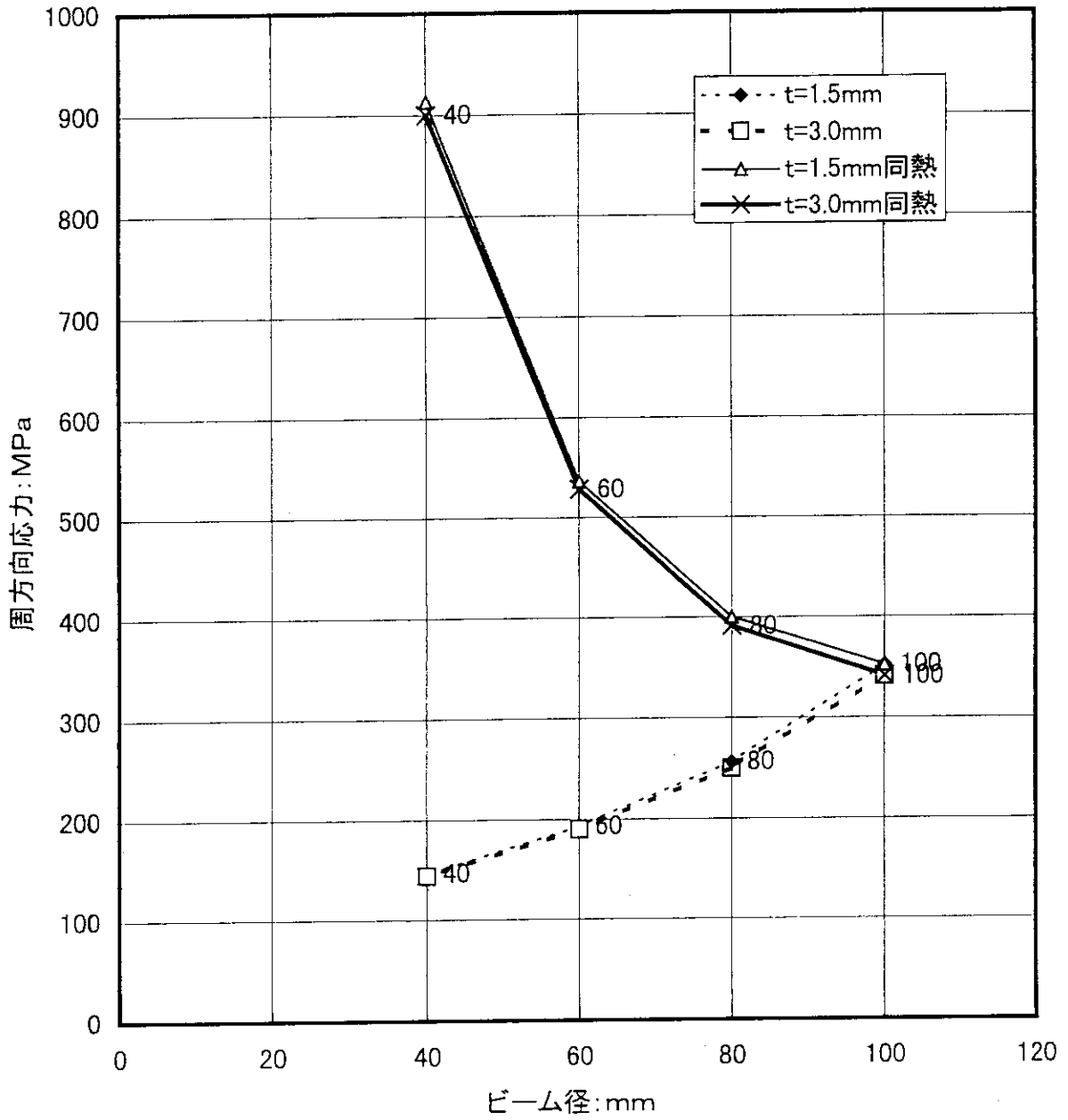


Fig. 14 ビーム径に対する円筒部集方向応力 (“同熱” は入熱一定に温度補正、
他は温度一定) : (D=200mm)

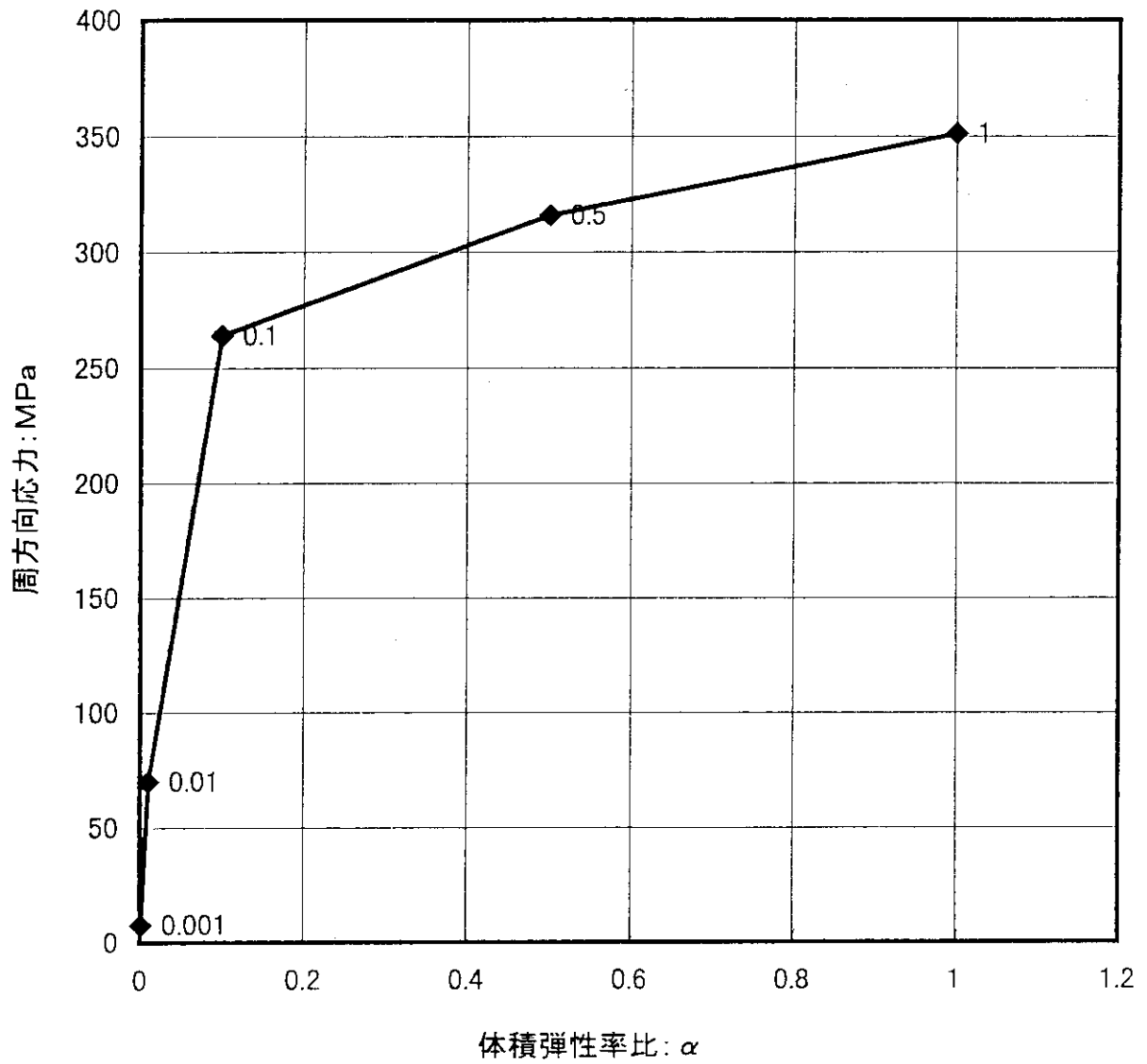


Fig. 15 円筒部周方向応力の体積弾性率低減効果：1次元軸対称モデル（流体連成）
 ($D=200\text{mm}$, $t=1.5\text{mm}$, $T_{\text{max}}=50\text{mm} \times 100\text{mm}^\phi$)

$$q(r, z) = \xi \left(1 - e^{-\frac{z-z_a}{\lambda_a}} \right) \cdot e^{-\Sigma \cdot z} \cdot \left\{ 1 - \left(\frac{r}{r_s} \right)^2 \right\}$$

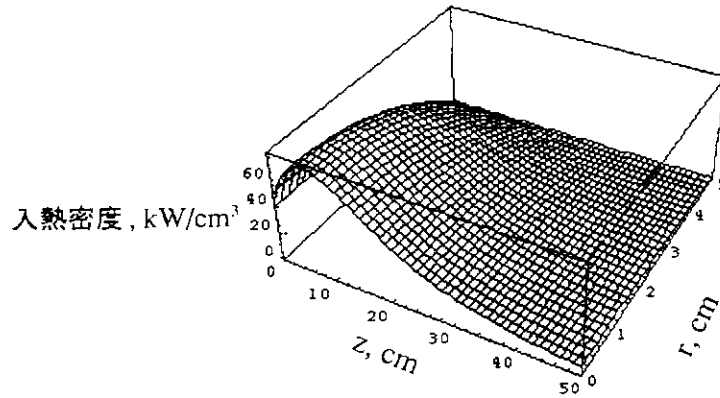


Fig. 16 入熱密度分布 (式(1): $\xi=167.24$, $\Sigma=0.07\text{cm}^{-1}$, $z_a=-1.77\text{cm}$, $r_s=5\text{cm}$)

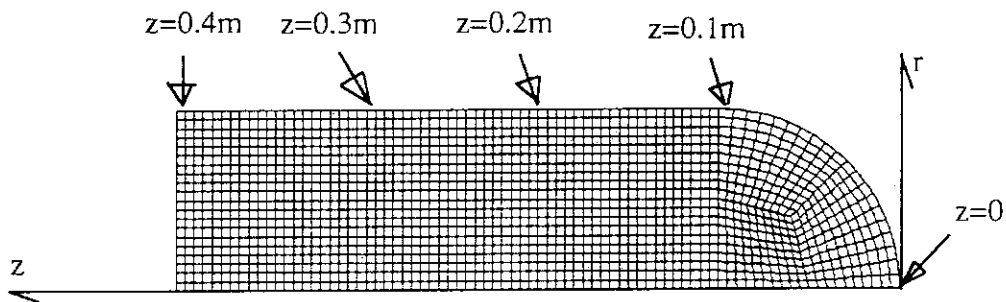


Fig. 17 ターゲット容器の2次元軸対称モデル (内部流体連成) と応力出力位置

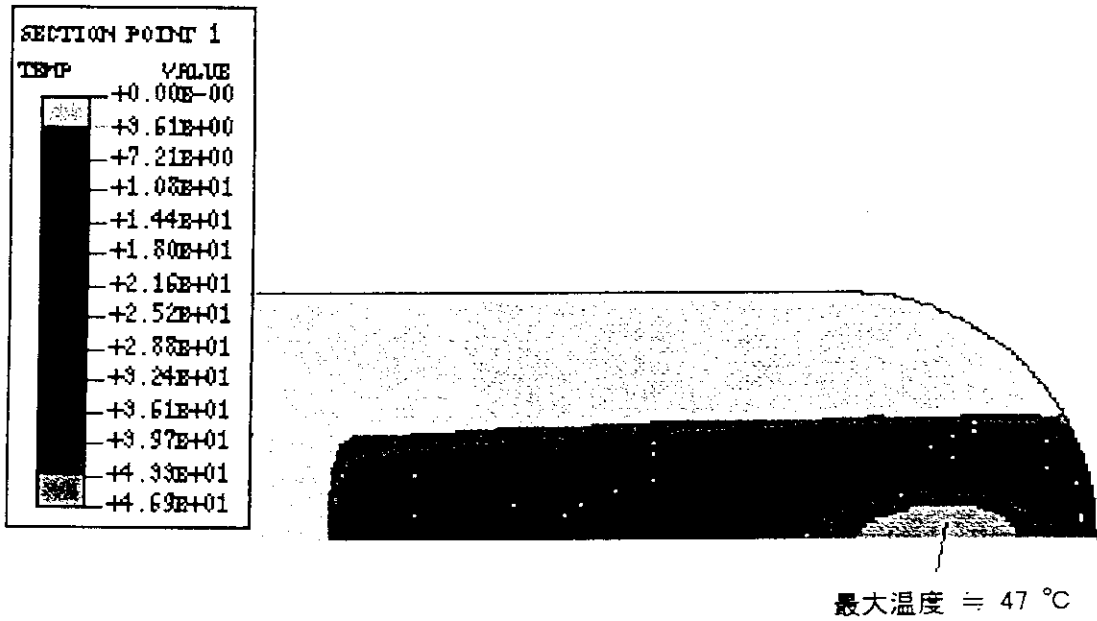


Fig. 18 ターゲット容器の2次元軸対称モデル（内部流体連成）の入力温度分布

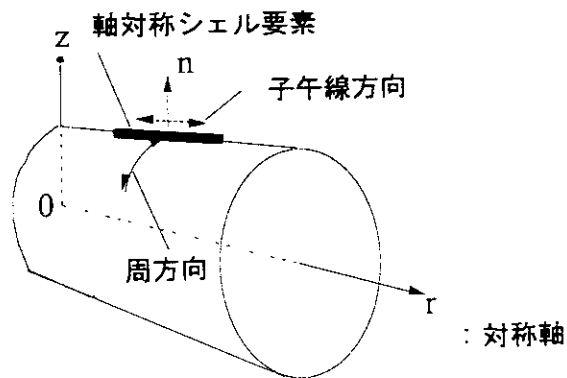


Fig. 19 軸対称シェルモデルの応力方向

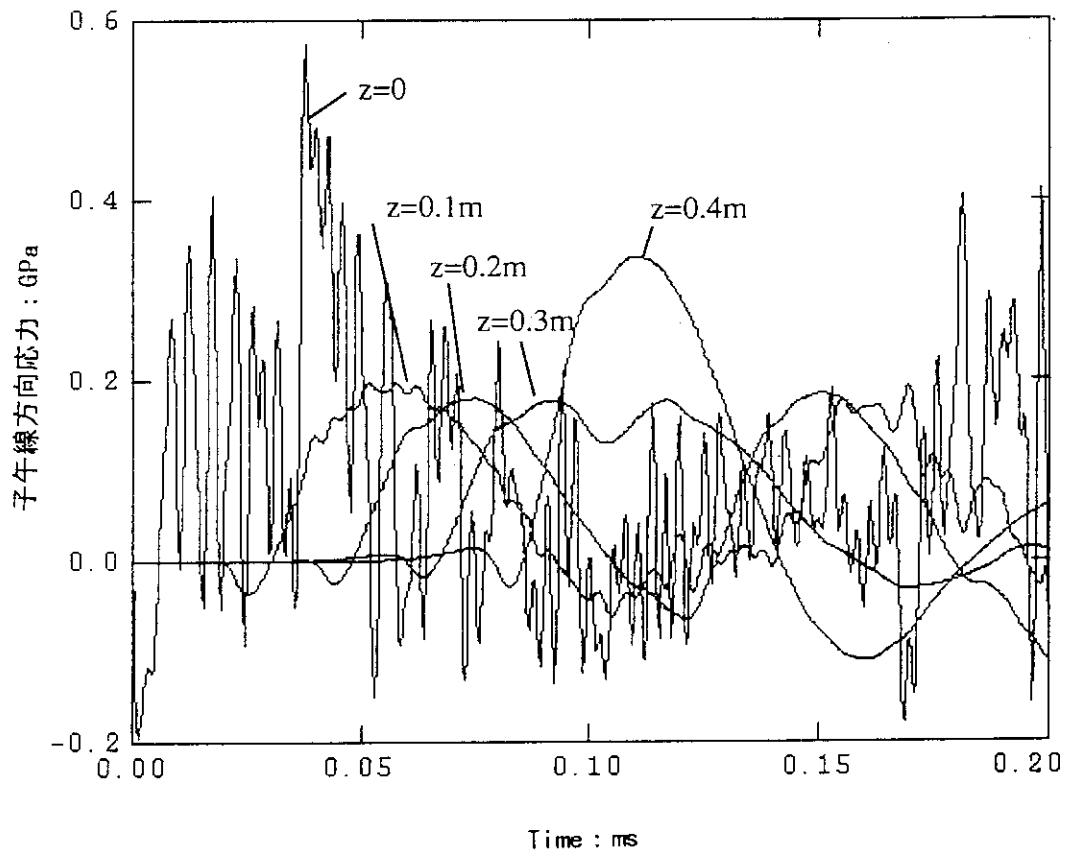


Fig. 20 子午線方向応力の時間履歴：流体連成 ($t = 0 \sim 200 \mu s$)

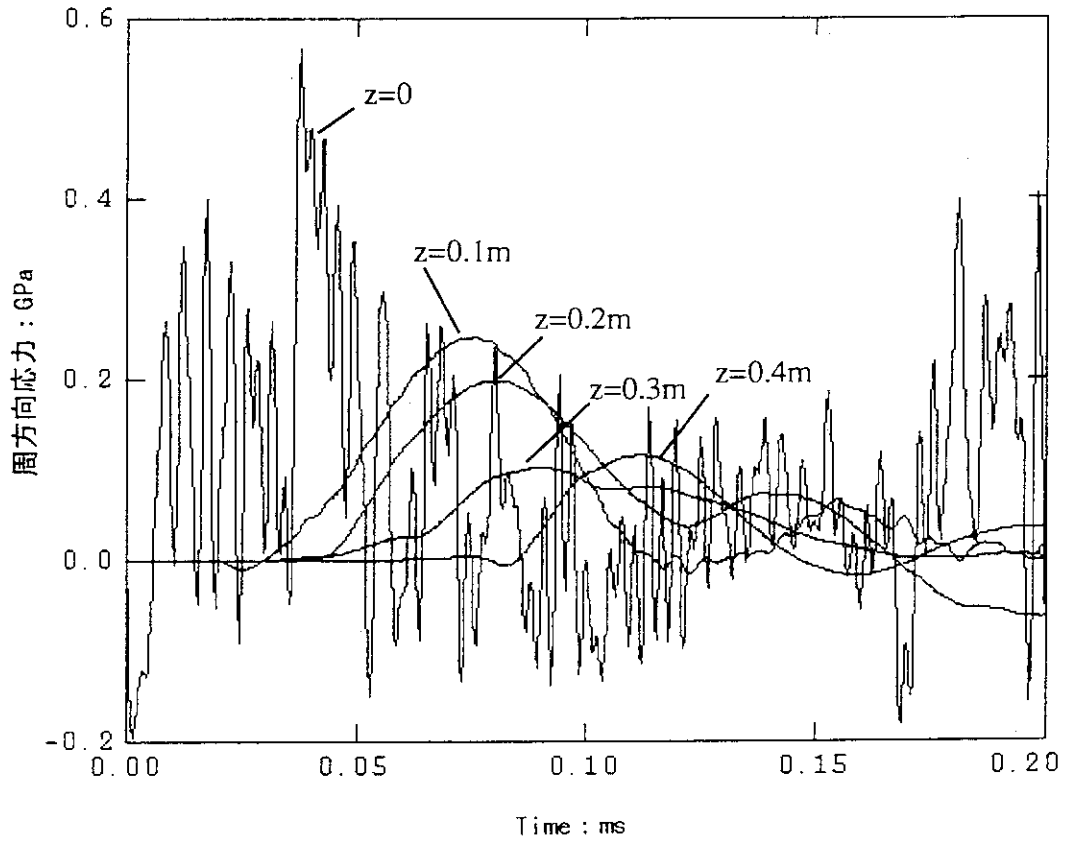


Fig. 21 周方向応力の時間履歴：流体連成 ($t=0\sim 200\mu\text{s}$)

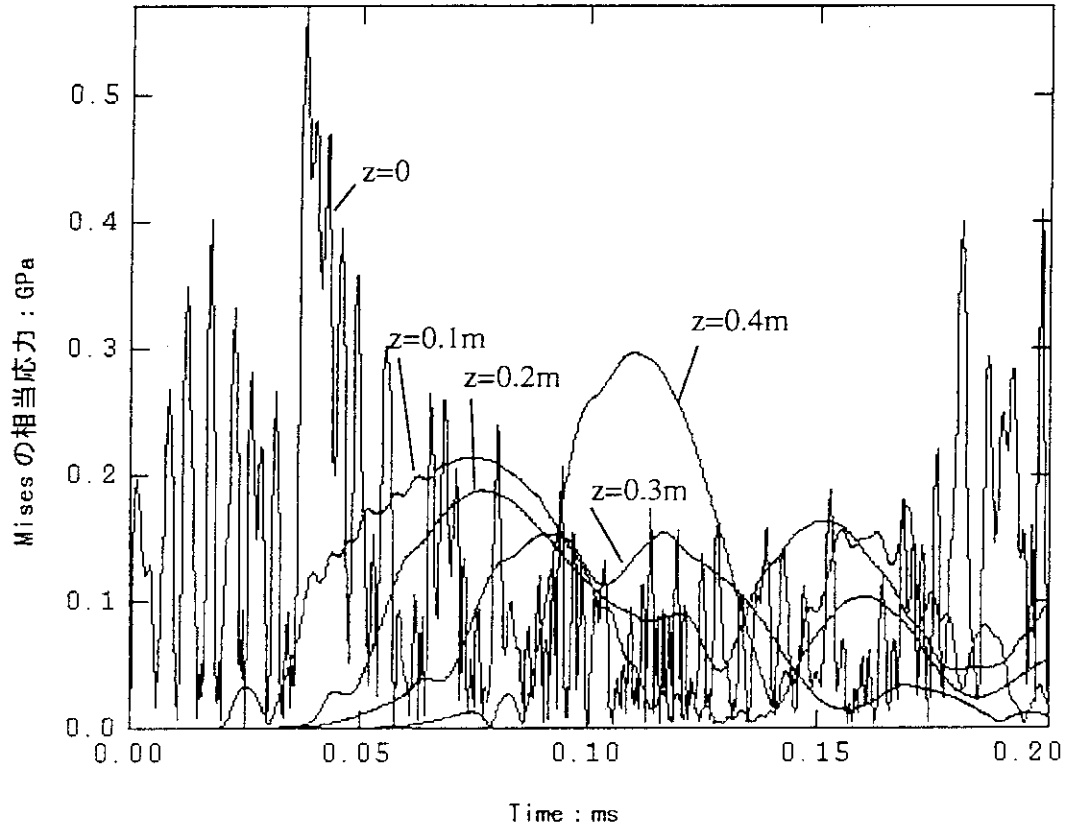


Fig. 22 Von Mises 相当応力の時間履歴：流体連成 ($t=0\sim 200\mu s$)

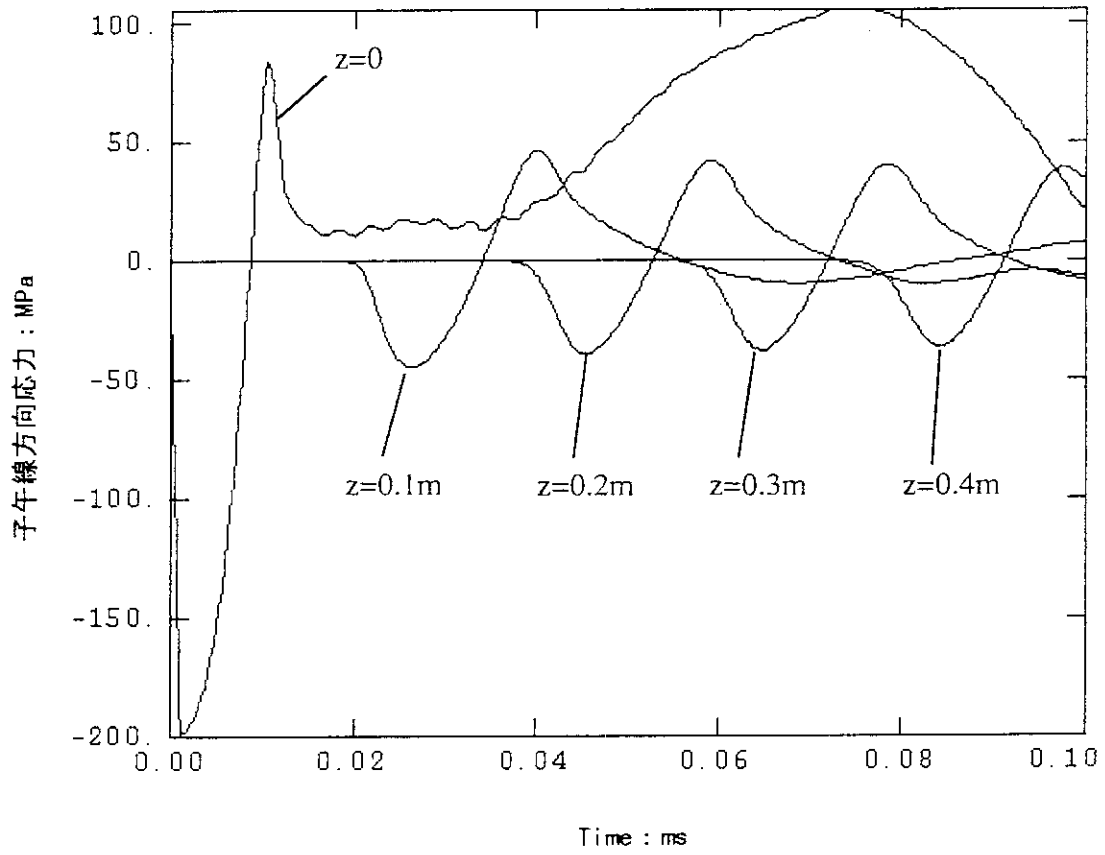


Fig. 23 子午線方向応力の時間履歴：内部流体無し ($t=0\sim 200\mu s$)

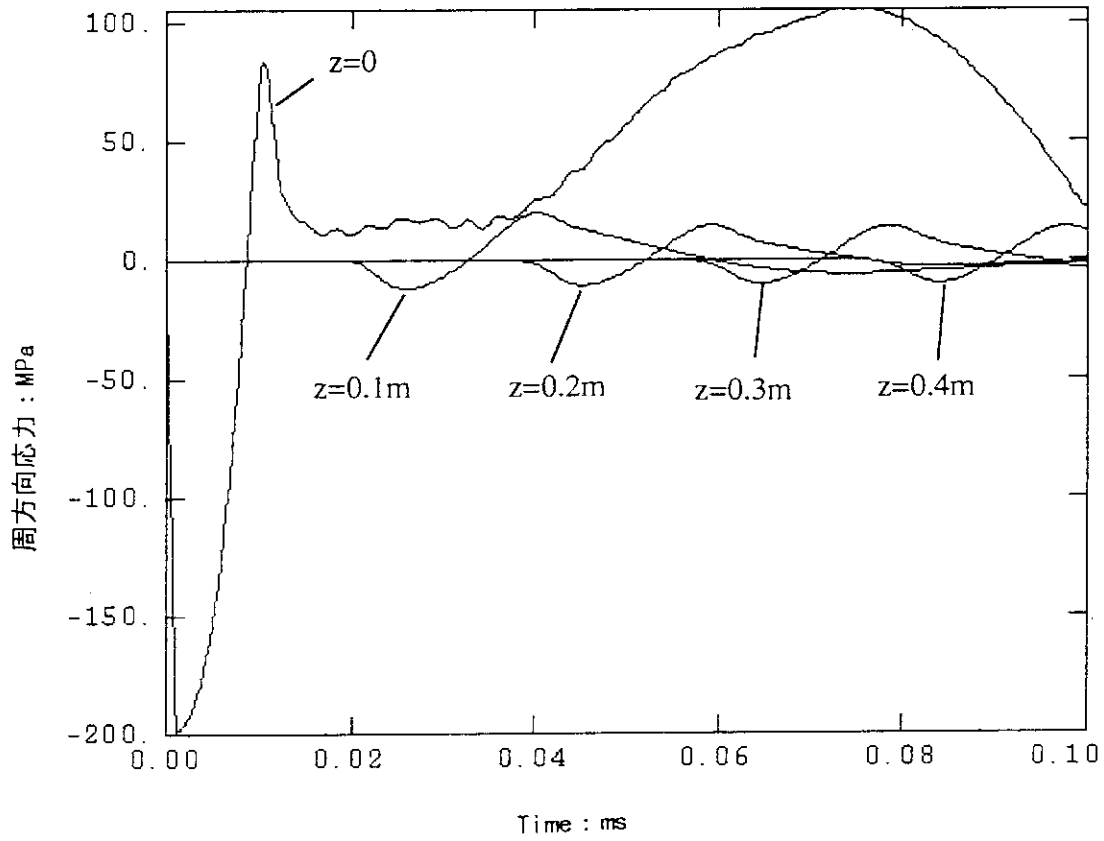


Fig. 24 周方向応力の時間履歴：内部流体無し ($t=0\sim 200\mu\text{s}$)

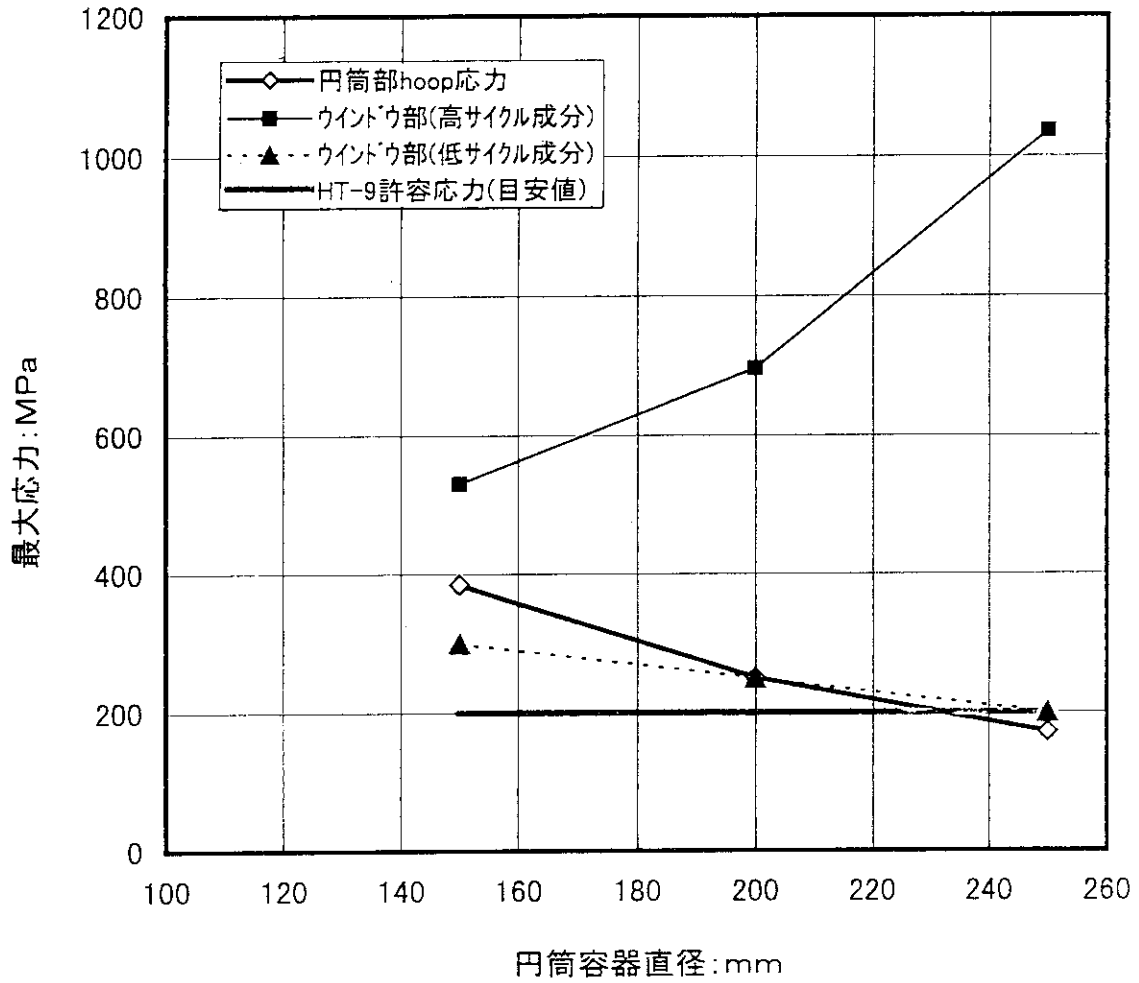


Fig. 25 ウインドウ部・円筒部の最大応力の円筒容器径依存性
 (ターゲット候補材の1つHT-9の設計許容応力を参考に示す。)