

JAERI-Tech  
2000-008



JP0050301



中性子散乱施設用液体金属ターゲットの構造評価  
(第2報) ターゲット容器の動的応力解析

2000年2月

石倉修一・粉川広行・勅使河原誠・菊地賢司  
二川正敏・神永雅紀・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刊している研究報告書です。  
入手の問い合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 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弘済会資料センター（〒319-1195 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 319-1195, Japan.**

**© Japan Atomic Energy Research Institute, 2000**

編集兼発行 日本原子力研究所

中性子散乱施設用液体金属ターゲットの構造評価  
(第2報) ターゲット容器の動的応力解析

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 ・ 粉川 広行 ・ 勅使河原 誠 ・ 菊地 賢司  
二川 正敏 ・ 神永 雅紀 ・ 日野 竜太郎

(2000年1月12日受理)

中性子散乱施設用液体金属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、5MW のパルス状陽子ビームが液体金属ターゲットに入射するときの動的応力解析を行った。解析では、ビーム形状、ビーム径等をパラメータとして、半球殻ビームウィンドウを有する簡素化した円筒形状ターゲットについて、NMTC/JAERI による核破碎発熱計算結果をもとに、衝撃解析コード ABAQUS/Explicit を用いて行った。

その結果、ターゲットの概念設計に用いている条件、陽子ビームが1パルス当り 46kJ のエネルギーを有する矩形プロファイルの場合には、

- ・ビームウィンドウには体積発熱による動的熱応力と水銀の急速な熱膨張による圧力波によって応力波が形成される、
- ・ビームウィンドウに生じる動的熱応力は最大 40MPa、
- ・水銀中の圧力波により、ターゲットウィンドウには最大 170MPa、ターゲット容器胴には最大 130MPa の応力が発生する、

ことが分かった。

これらの結果から、構造設計の最適化を進めれば、ターゲット容器の候補材料である SS316 の設計許容応力が 300℃で 120MPa(暫定値)程度であるという条件のもとに、強度設計が可能になる見通しを得た。

Structural Integrity of Heavy Liquid-Metal Target  
Installed in Spallation Neutron Facility  
Part 2 : Dynamic Stress Analysis of Target Container

Syuichi ISHIKURA, Hiroyuki KOGAWA, Makoto TESHIGAWARA,  
Kenji KIKUCHI, Masatoshi FUTAKAWA, Masanori KAMINAGA  
and Ryutaro HINO

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

( Received January 12, 2000 )

To clarify engineering problems in developing the heavy liquid-metal(Hg) target installed in a spallation neutron facility, dynamic stress analyses were conducted on a simplified cylindrical target container with a hemispherical beam window. This was done by changing the beam profile, the beam diameter etc. under a 5MW pulsed proton beam. These analysis were carried out by using the dynamic structural analysis code ABAQUS/Explicit, based on the volumetric heat generation, calculated by using the hadron transport simulation code NMTC/JAERI. The following results were obtained under a rectangular beam power profile(45kJ/pulse), which is presently being used as a conceptual design for the target.

- (1) A stress wave was formed by the dynamic thermal stress caused by the volumetric heat generation in the beam window and the pressure wave caused by the rapid thermal expansion of the mercury.
- (2) The dynamic thermal stress that occurred in the beam window reached a level of up to 40MPa.
- (3) The stress caused by the pressure wave attained a level of up to 170MPa in the beam window and a level of up to 130MPa in the drum of the target container.

Based on these results, we feel it is possible to create the structural integrity needed by further optimizing the target structure and thereby effectively meeting the allowable design stress requirements of the material in the target container . The allowable stress level is 120MPa at 300°C.

Keywords: Heavy Liquid-metal Target, Spallation Neutron Facility, Target Container, Pulsed Proton Beam, Dynamic Stress Analysis, Pressure Wave, Stress Wave, Thermal Stress, Structural Integrity

## 目 次

1. はじめに .....	1
2. パルス陽子ビーム入射による発熱密度分布 .....	2
2.1 ターゲットの構造概念 .....	2
2.2 発熱密度分布 .....	2
3. ビームウィンドウの熱衝撃解析 .....	3
3.1 ウィンドウ冷却時の熱伝達係数の評価 .....	4
3.2 定常熱応力の評価 .....	4
3.3 非定常熱応力の評価 .....	6
3.4 動的熱衝撃解析 .....	7
3.5 材料強度 .....	12
3.6 結 論 .....	14
4. ターゲット容器の熱衝撃解析 .....	15
4.1 解析モデル .....	15
4.2 熱伝導効果の検討 .....	17
4.3 動的熱衝撃解析結果 .....	18
4.4 パラメータサーベイ .....	19
4.5 材料強度データ .....	29
4.6 結 論 .....	29
5. ま と め .....	31
謝 辞 .....	31
参考文献 .....	32
付録 .....	78

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Heat Generation Density by Pulsed Proton Beam Incidence ...	2
2.1 Concept of Target Structure .....	2
2.2 Heat Generation Density Distribution .....	2
3. Thermal Shock Analyses at Beam Window .....	3
3.1 Evaluation of Heat Transfer Coefficient .....	4
3.2 Evaluation of Steady State Thermal Stress .....	4
3.3 Evaluation of Transient Thermal Stress .....	6
3.4 Dynamic Thermal Shock Analyses .....	7
3.5 Material Strength .....	12
3.6 Summary .....	14
4. Thermal Shock Analyses of Target Container .....	15
4.1 Analytical Model .....	15
4.2 Effects of Heat Conduction .....	17
4.3 Dynamic Thermal Shock Analyses Results .....	18
4.4 Parameter Survey to Thermal Shock Analyses .....	19
4.5 Material Strength .....	29
4.6 Summary .....	29
5. Concluding Remarks .....	31
Acknowledgments .....	31
References .....	32
Appendix .....	78

## 1. はじめに

原研は大強度陽子加速器を用いた中性子科学研究計画に基づき、KEK と共同で、中性子利用施設の開発を進めている。早期に建設を予定している中性子散乱施設用のターゲットに入射する陽子は、最大ビーム出力 5MW、ビームエネルギー1.5～6GeV、ビーム電流最高 3.3mA、ビームパルス幅 1 $\mu$ s、パルスの周波数 50Hz である。陽子による核破砕時に、ターゲット内で数 KW/cc の密度の熱が発生するため、従来の固体ターゲットでは加わる応力の大きさと照射による損傷により構造成立性が難しい。そこで、ターゲット自体の損傷を考慮しなくともよいという特徴を有する新しい概念である液体金属ターゲットを用いたシステムの設計検討を進めている。同様な考えで、欧州でも液体金属ターゲットを用いた、大強度陽子中性子源の開発(1.33GeV/5MW、ESS 計画：European Spallation Source Project)が行われている。液体金属ターゲットに陽子ビームパルス(1 $\mu$ s)が入射すると、核破砕反応によりターゲット材の水銀には高密度の熱が発生し、瞬時発熱により圧力波が生じ、ターゲット容器に負荷を繰り返し加えることになるため、容器の損傷を評価する必要がある<sup>(1)</sup>。

そこで、陽子ビームパルス入射時に発生する水銀中圧力波により、液体金属ターゲットの構造要素であるターゲット容器がどのように応答し、どの程度の応力を発生させるかを把握するための解析評価を実施した。

前報<sup>(2)</sup>では、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、解析評価を行った。本報では、原研が開発した核破砕(Spallation)反応解析コード NMTC/JAERI に中性子科学研究計画のビーム条件を入力して得られた発熱分布等の解析結果<sup>(4)</sup>を基に、動的熱衝撃評価を行い、ターゲット容器に加わる熱応力と応力波伝播を検討し、容器の構造成立性を検討した。解析には、熱伝導解析と熱応力解析には有限要素法による汎用熱・構造解析コード ABAQUS-Standard(Vr5.6)<sup>(3)</sup>と衝撃解析用に開発された陽解法の有限要素コード ABAQUS-Explicit(Vr5.6)<sup>(3)</sup>を使用した。

## 2. パルス陽子ビーム入射による発熱密度分布

### 2.1 ターゲットの構造概念

ターゲット設備の構造概念を Fig.2.1 に示す。ターゲット容器の上流には陽子ビーム輸送管を真空に保つための陽子ビームウィンドウがあり、ターゲットウィンドウと同様に、陽子ビーム入射時にウィンドウが発熱するため、その冷却が必要となる。Fig.2.2 にターゲット容器にパルス状陽子ビームが入射した時の水銀及び容器に発生する圧力波・応力波の伝搬モデルを示す。大強度陽子加速器より発射されたパルス状陽子ビームは、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、瞬時の熱発生による圧力波が周囲に伝播する。半球殻頂部の容器固体中では液体水銀中に比較して発熱密度は小さいが、瞬時の熱発生により応力波が生じ、容器中を伝播する。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して、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必要がある。

本報では、ターゲット容器の瞬時発熱による応力波と、水銀中の瞬時発熱による圧力波の解析評価を行う。

### 2.2 発熱密度分布

陽子ビーム入射によるウィンドウ内発熱条件は、原研が開発したモンテカルロシミュレーション法による核破碎(Spallation)反応解析コード NMTC/JAERI による解析結果<sup>(4)</sup>を基に設定した。陽子ビームの条件は、以下に示すとおりである。

- ① ビーム出力(パルス数) : 5MW(50Hz)
- ② ビームエネルギー(強度) : 1.5GeV(3.33mA)
- ③ ビームパルス幅 : 1 $\mu$ s
- ④ ビーム形状 : 半径 4.68cm の円形断面、電流密度 48 $\mu$ A/cm<sup>2</sup>  
半径方向は矩形分布。

この陽子ビームによるターゲット内中心軸上の発熱密度分布を Fig.2.3 に示す。図に示すように NMTC/JAERI はモンテカルロシミュレーション法によるためには、計算結果は分割要素間でバラツキがある。これを動的熱衝撃解析への入力条件とするために滑らかな曲線で近似する必要がある。Fig.2.3 に下式で近似した曲線を併せて示す。

$$q(z) = c_1(1 - c_2 e^{-c_3(z+c_4)})e^{-c_5(z+c_6)} \quad (2.1)$$

ここで、 $z$  は軸方向座標、 $c_1 \sim c_6$  はフィッティング定数でそれぞれ  $c_1=4866$ 、 $c_2=2.962$ 、 $c_3=0.2564$ 、 $c_4=8.795$ 、 $c_5=0.06994$ 、 $c_6=9.550$  である。

半径方向分布も加えた 2次元発熱密度分布曲面を Fig.2.4 に示す。この中心軸上の発熱



密度分布が半径方向に矩形分布したときの総発熱量  $Q$  は次式により求まる。

$$Q = 2\pi \int_0^{Z_0} \int_0^{R_0} q(z)R(r)rdrdz \quad (2.2)$$

ここで、 $r$  は半径方向座標、 $R(r)$  はビームの半径方向分布関数で  $R(r)=1(r \leq R_0)$ 、 $R(r)=0(r > R_0)$ 、 $R_0$  はビーム半径で 4.68cm、 $Z_0$  は発熱深さで 60cm である。式(2.2)を積分すると総発熱量は 45.1KJ となる。すなわち、ビーム出力 100KJ に対する核発熱率は 45.1% である。ESS において PSI が提示した総発熱量は、20%の裕度を見込んで 60KJ(従って、核発熱率は 60%)としているが<sup>(1)</sup>、本報の検討で用いる総発熱量は、余裕分を見込まないノミナル値の 45.1KJ とした。

水銀内核発熱密度の最高値は Fig.2.3 よりターゲット先端から約 1.4cm の位置で生じており、時間平均で 1,772W/cm<sup>3</sup> である。陽子ビームが 1 秒間に 50 回の割合で入射することから、1 パルス当たりの発熱密度は  $\Delta Q=35.44\text{J/cm}^3$  となる。この 1 パルス当たりの内部発熱による水銀の最高温度上昇は  $\Delta T = \Delta Q / (\rho C_p) = 19.5^\circ\text{C}$  である。一方、ターゲット容器球殻部の核発熱量は平均 1,067W/cm<sup>3</sup>、1 パルス当たりの発熱密度は 21.3J/cm<sup>3</sup> であり、温度上昇は 5.29°C である。ここで、半径方向の発熱密度分布を矩形分布とした理由は次のとおりである。中性子発生効率の観点からはビーム半径を小さくしたほうが有利である。しかし、単位面積当たりのビーム強度はウィンドウの構造健全性の観点より限度があり、その値は経験的に 48 $\mu\text{A/cm}^2$  程度と見積もられている。従って、総発熱量と発熱ピーク値が同一の条件で半径を最小にできる形状として矩形分布を設定した。矩形分布の 2 次元発熱分布を Fig.2.4 に示す。ただし、ビーム形状を整形しない場合には、通常ガウス分布に近い分布となるため、ビームの半径方向分布形状の効果を比較するために矩形分布の他に、放物線分布、ガウス分布について検討した。これらの発熱分布形状の比較を Fig.2.5 に示してある。このとき、形状の設定に当たっては、発熱分布ピーク値と総発熱量が同値になるようにした。図より、矩形分布の場合に半径が 4.68cm であるのに対して放物線分布では半径が 6.62cm、ガウス分布では  $e^{-1}$  となる半径が 4.71cm となる。

### 3. ビームウィンドウの熱衝撃解析

パルス状陽子ビームがウィンドウに入射した場合、ウィンドウの構造健全性評価の対象を、3つのカテゴリーに分けることができる。第1のカテゴリーは1パルス当たりの瞬時発熱により発生する応力波である。評価対象とする時象の時間スケールが数 10 $\mu\text{s}$  であるため熱伝導の影響は無視できる。第2のカテゴリーはパルス状陽子ビームが 50Hz で繰り返し入射する状態の評価である。この状態では応力波は無視でき定常状態として温度分布と応力分布を評価することになる。第3のカテゴリーは第1と第2の中間の状態であり、

通常の熱過渡状態における熱応力を評価する必要がある。ここでは第1のカテゴリの応力波と、第2、第3のカテゴリの定常状態及び熱過渡状態のうちウィンドウの板厚方向熱応力にのみ着目して検討を行う。ウィンドウの板平面内の温度分布による定常・非定常熱応力に関しては別途検討を行う。

### 3.1 ウィンドウ冷却時の熱伝達係数の評価

ウィンドウは内部発熱を除去するために強制的に冷却する必要がある。加速器ビームウィンドウは片面を水で冷却している。ターゲット容器のウィンドウはターゲット自体である液体水銀によって片面冷却される。ここでは、ウィンドウの内部発熱による温度上昇を計算するために冷却面の熱伝達係数 $\alpha$ を求める。熱伝達係数の算出式は伝熱工学資料<sup>(5)</sup>より以下の式を適用した。

- ・水冷却に対しては、強制対流乱流熱伝達の式のうち、最も広く用いられている次の Dittus-Boelter の式を用いた。

$$Nu=0.023Re^{0.8}Pr^{0.4} \quad 10^4 \leq Re \leq 10^5 \quad (3.1)$$

- ・水銀冷却に対しては、液体金属に対する強制対流熱伝達式である次の Subbotin の式を用いた。

$$Nu=5+0.025Pe^{0.8} \quad (3.2)$$

熱伝達係数 $\alpha$ はそれぞれヌッセルト数  $Nu$  から  $\alpha=(Nu \times \lambda)/L$  で求まる。ここでレイノルズ数  $Re=U \times L/\nu$ 、プラントル数  $Pr=\eta \times Cp/\lambda$ 、ペクレ数  $Pe=U \times d/A$ 、 $\lambda$ ：熱伝導係数 ( $W/m^\circ C$ )、 $\nu$ ：動粘性係数 ( $m^2/s$ )、 $\eta$ ：粘性係数 ( $PA \times s$ )、 $a$ ：熱拡散係数 ( $m^2/s$ )、 $Cp$ ：定圧比熱 ( $J/Kg^\circ C$ )、 $L$ ：代表長さ ( $m$ )、 $U$ ：平均流速 ( $m/s$ ) である。上式を用い、水温が 300K、水銀温度が 400K の条件で熱伝達係数を計算した。水と水銀の物性値をそれぞれ Table 3.1 に示す。これらの算出式と材料データを用いて、流速をパラメータに水と水銀の熱伝達係数を計算した結果を Fig.3.1 に示す。水銀冷却は容器壁でのエロージョン対策のため、平均流速を 1m/s 以下とすることが望ましいことからパラメータである流速範囲は 0.1~2m/s とした。水冷却に対しては Dittus-Boelter の式に適応するように 1~10m/s の範囲とした。図から水銀冷却の熱伝達係数は平均流速(1m/s)近傍で 5,000~10<sup>4</sup>W/m<sup>2</sup>K であり、水冷却の熱伝達係数は流速 1~5m/s の範囲で 5,000~2×10<sup>4</sup>W/m<sup>2</sup>K 程度である。

## 3.2 定常熱応力の評価

### 3.2.1 定常温度分布

前項で求めた熱伝達係数を用いてウィンドウの内部発熱による板厚方向定常温度分布を計算する。現計画のように 5MW の大出力では、ウィンドウの冷却は片面冷却のみでは構造健全性を確保するのに厳しいことも予想されるため、両面冷却も含めて検討する。板厚

方向に一樣な発熱密度  $Q(\text{W}/\text{cm}^3)$  を有し、板厚  $h$  の両面より熱伝達がある場合の熱伝導方程式は、

$$\frac{d^2T(x)}{dx^2} + \frac{Q}{\lambda} = 0 \quad (3.3)$$

で表される。同様にウィンドウの両面( $x=0, 2h$ )における境界条件は以下で示される。

$$\begin{aligned} \lambda_1 \left. \frac{dT(x)}{dx} \right|_{x=0} &= \alpha_1 (T(0) - T_{f1}) \\ \lambda_2 \left. \frac{dT(x)}{dx} \right|_{x=2h} &= -\alpha_2 (T(2h) - T_{f2}) \end{aligned} \quad (3.4)$$

ここで、ウィンドウ材質を SS316、 $x$  を板厚方向座標、 $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$ 、 $T_{f1}$ 、 $T_{f2}$  をそれぞれウィンドウ両面の熱伝達係数と流体温度、 $\lambda$  を SS316 の熱伝導係数(400K で  $16.5\text{W}/\text{mK}$ )<sup>(5)</sup> とした。式(3.3)を積分して一般解を求め、これに境界条件式(3.4)を満たすように積分常数を求めるとウィンドウの板厚方向温度分布  $T(x)$  の解が求まる。発熱密度  $Q$  が板厚方向一樣であることから、板厚方向温度分布は板厚内のいずれかの位置で極値(最大値)をとる。そこで、

$$\frac{dT(x)}{dx} = 0 \quad (3.5)$$

となる  $x=x_0$  を求めると最高温度  $T_{\max}=T(x_0)$  が求まる。以上の計算は数式処理プログラム MATHEMATICA(Vr.3)<sup>(9)</sup>で行った。これらの式の展開を付録に示す。ウィンドウの板厚をパラメータ(0.5~5mm)にして、片面冷却(水冷却又は水銀冷却)と、両面冷却(水冷却と水銀冷却)の場合の板厚内最高温度を Fig.3.2 に示す。水冷却面の熱伝達係数は平均流速 2m/s に対して  $\alpha_1=10,000\text{W}/\text{m}^2\text{K}$  とした。水銀冷却面ではターゲットウィンドウ部が球殻であり流動的に不明な点があるため、余裕をみて平均流速 1m/s の半分の 0.5m/s と設定して、 $\alpha_2=5,000\text{W}/\text{m}^2\text{K}$  とした。実際の流体の温度は、水銀は多少温度が高く、水は逆に多少低めの値であるがここでの比較検討では水冷、水銀冷却ともに  $50^\circ\text{C}$  とした。Fig. 3.2 から片面冷却の場合、水銀冷却のみの場合では板厚が 2.0mm で最高温度が約  $600^\circ\text{C}$ 、板厚 1.5mm で  $450^\circ\text{C}$  となる。水冷却のみの場合では板厚が 2.8mm で最高温度が約  $600^\circ\text{C}$ 、板厚 1.5mm で  $300^\circ\text{C}$  となる。水銀及び水による両面冷却の場合には、板厚が 5mm のとき最高温度が  $600^\circ\text{C}$  になり、板厚 1.5mm では  $200^\circ\text{C}$  程度まで低下する。以上から、SS316 の機械的荷重によるクリープが問題とならない温度領域である  $425^\circ\text{C}$  以下を設計領域とすると、片側冷却の場合は板厚 1.5mm 以下、また両側冷却の場合では板厚約 3.5mm 以下となることが Fig.3.2 からわかる。したがって、現実的なウィンドウ板厚 1~2mm を用いた場合、片側冷却ではビーム強度密度の経験的な限界値である  $48\mu\text{A}/\text{cm}^2$  は妥当な値といえる。ただし、クリープが問題となる  $425^\circ\text{C}$  以上の温度領域でも、許容繰り返し回数を制限すればある程

度高温域でも使用可能であり、今後の詳細設計における要検討事項である。

### 3.2.2 定常熱応力

ここでは前項のウィンドウ板厚方向定常温度分布の計算結果をもとに、ウィンドウを平板と見なした場合の定常熱応力を計算する。ウィンドウは面内、面外ともに拘束せず、自由に熱膨張する条件とする。板厚方向温度分布  $T(x)$  が与えられると、定常熱応力は平面応力状態であるから次式(3.6)で表すことができる<sup>(7)</sup>。

$$\sigma_x = \sigma_y = \frac{\alpha E}{1-\nu} \left( -T(x) + \frac{1}{2h} \int_{-h}^h T(x) dx + \frac{3x}{2h^3} \int_{-h}^h xT(x) dx \right) \quad (3.6)$$

ここで、 $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  は  $x$ 、 $y$  方向垂直応力(Pa)、 $\alpha$  は熱膨張係数( $^{\circ}\text{C}^{-1}$ )、 $\nu$  はポアソン比、 $E$  は縦弾性係数(Pa)、 $2h$  は平板の板厚(m)である。Fig.3.2 に示す温度分布で、ウィンドウ板厚を 1.5mm とした場合の各冷却方式における熱応力分布を Fig.3.3 に示す。物性値は SS316 の 400K の値を用い、 $\alpha = 16.73 \times 10^{-6} ^{\circ}\text{C}^{-1}$ 、 $\nu = 0.28$ 、 $E = 1.88 \times 10^{11} \text{Pa}$  とした<sup>(8)</sup>。図に見られるように、いずれの冷却方式の場合でも熱応力は同じ値となり、ウィンドウ両面で約 50MPa の引張り応力、ウィンドウ中心で約 30MPa の圧縮応力が生じている。温度分布が異なるのにいずれの冷却方式でも熱応力が同じになることは以下の理由による。すなわち、温度分布の式は一般に  $x$  の 2 次式  $T(x) = A + bx + cx^2$  で表され(発熱密度が等分布の場合であり、発熱分布が  $x$  の  $n$  次関数で与えられた場合の温度分布は  $(n+1)$  次関数となる)、各冷却方式で温度分布は異なる分布となる。しかし、異なるのは  $x$  の 0 次と 1 次の項  $A$  と  $b$  のみであり、 $x$  の 2 次の項  $c$  はいずれのケースにおいても同一の値となる。従って、自由平板モデルであるから、熱応力は  $x$  の 0 次と 1 次の項には依存せず、 $x$  の 2 次の項のみに依存するからいずれのケースにおいても同一の応力値となる。このことは、熱伝達を促進させることでウィンドウの最高温度は低減できるが、熱応力は発熱密度分布で一意的に決まるために(同一板厚とした場合)、熱応力の低減には寄与しないことを示唆している。

## 3.3 非定常熱応力の評価

### 3.3.1 非定常温度分布

前項では、50Hz の陽子ビームパルス列の入射によるウィンドウ内核発熱に対して、時間的に連続した平均発熱として定常温度分布を計算した。ここでは 20ms 毎のパルス列に対する非定常温度分布を計算する。ウィンドウ板厚を 1.5mm とする。非定常温度分布の厳密解を求めるには固有値計算をする必要があり、効率的な解析評価を行うため、ABAQUS/Standard(Vr5.6)を用いて数値解析を行った。解析モデルはウィンドウを板厚方向のみの 1 次元モデルとし、有限要素は 4 節点 2 次元ソリッド要素 DC2D4 を用いた。要素分割は板厚 1.5mm を 20 分割である。境界条件は水銀片面冷却の条件とし、片面断熱、もう一つの片面は水銀冷却で熱伝達係数を  $5,000 \text{W/m}^2\text{K}$  とした。非定常温度分布計算に必

要な SS316 の物性値は、密度  $\rho = 7,890 \text{ kg/m}^3$ 、定圧比熱  $C_p = 0.511 \text{ J/gK}$ 、熱拡散率  $a = 406 \text{ m}^2/\text{s}$  とした<sup>(6)</sup>。ウィンドウ内核発熱は時間平均で  $Q = 1,067 \text{ W/cm}^3$  であるから、1パルス当たりの発熱密度は  $50 \text{ Hz}$  で割って  $Q' = 21.4 \text{ J/cm}^3$  となる。この 1パルス当たりの発熱によるウィンドウの温度上昇は  $\Delta T = Q' / (\rho C_p) = 5.3^\circ\text{C}$  である。非定常温度分布計算に際しては、1パルスの時間幅は  $1 \mu\text{s}$  であるからパルス間隔の  $20 \text{ ms}$  に比べ十分短いためビームの入射時間(発熱時間)は考慮する必要が無く、温度上昇を初期条件として解析を開始する。解析結果を Fig.3.4 に示す。図からウィンドウの温度低下は  $1 \text{ ms}$  から開始し  $100 \text{ ms}$  あたりから急に落ち始め、約  $3 \text{ s}$  で  $1/10$  の  $0.5^\circ\text{C}$  まで下がる。 $10 \text{ s}$  では  $1/100^\circ\text{C}$  程度まで低下する。パルス間隔の  $20 \text{ ms}$  では温度が低下が小さいため、次のパルスによる温度上昇が次々に累積して、ある時間で熱的に平衡となり、定常状態に達する。ウィンドウの内外温度差の時間変化は  $100 \text{ ms}$  でピークとなり約  $0.6^\circ\text{C}$  となる。この 1パルス当たりの非定常温度分布計算結果から明らかなように、パルス間隔の  $20 \text{ ms}$  では温度変化が小さいので、パルス列を時間的に平均化した連続パルスとみなすことができる。この場合、ビーム入射開始から定常に達した後、ビームがストップしてウィンドウが冷却されるまでを計算した結果(温度上昇分)を Fig.3.5 に示す。図からウィンドウ内発熱によりウィンドウ温度がビーム入射開始から定常状態に達するまでに時間は板厚  $1.5 \text{ mm}$  で  $10 \text{ s}$ 、板厚  $3 \text{ mm}$  で  $20 \text{ s}$  であり、定常温度はそれぞれ  $400^\circ\text{C}$ 、 $950^\circ\text{C}$  である。これは前項の定常温度分布の計算結果と良く一致している。また、ビームストップ後に板が十分に冷却されるまでの時間は、板厚  $1.5 \text{ mm}$  で  $10 \text{ s}$ 、板厚  $3 \text{ mm}$  で  $20 \text{ s}$  となった。

### 3.3.2 非定常熱応力

板厚方向温度分布変化による非定常熱応力について以下のことがわかる。定常熱応力に関する前 3.3 項の検討結果から、板厚方向熱応力は板厚方向温度差が最大になったときに最大となる。一方、非定常温度分布変化の板厚方向温度差は、Figs.3.4 と 3.5 からわかるように、時間平均発熱で評価した定常状態温度分布よりも板厚方向温度差が小さいため(1パルス当たりの応答の線形和で表されるため、温度差に関しても時間に関して単調増加または単調減少関数となる)、板厚方向温度差による非定常熱応力を定常熱応力で評価しておくことは設計上妥当である。

## 3.4 動的熱衝撃解析

ここでは、第 1 と第 2 の中間の状態であり、通常の熱過渡状態における熱応力を評価する必要があるカテゴリ-3 に注目する。すなわち、 $1 \mu\text{s}$  のパルスビームがウィンドウに入射した時に、瞬時発熱により生じる圧縮場から拡散する応力波が、周辺に伝搬し、ウィンドウ内に形成する応力場について解析する。初めに発熱から応力波が伝搬する時象内に、熱伝導による温度分布がどの程度変化するかを検討し、次に板厚方向の応力波の伝搬特性について検討し、さらに、ウィンドウ平板の面内方向の波動伝搬について検討を行う。応

力波伝搬解析に当たっては ABAQUS/Explicit(Vr.5.6)<sup>(9)</sup>を使用した。動的熱衝撃解析に必要な水銀の物性値として、熱膨張係数は  $61 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ 、体積弾性率は  $22.17 \text{ GPa}$  を用いた<sup>(11)</sup>。

### (1) 熱伝導効果

動的熱弾性問題を厳密に解くには、運動方程式と熱伝導方程式を同時に解く必要がある。これは板厚方向伝搬の場合には発熱分布は一様であるから問題ないが、ウィンドウの面内方向の波動伝搬を評価する場合には発熱分布の影響を把握する必要がある。ここで扱う時象は、ウィンドウ構造の大きさが半径  $100 \text{ mm}$  程度であるから、その距離を応力波が伝搬する時間としての約数  $10 \mu\text{s}$  のオーダーである。従って、数  $10 \mu\text{s}$  の間に発生した熱が熱伝導により伝達される際の温度変化が無視できれば、慣性項のみによる運動方程式を解けば良いことになる。SS316 の熱拡散率  $a (= 4.06 \text{ mm}^2/\text{s})$ <sup>(5)</sup>を用いて、発熱開始からの時間経過に従って温度拡散がどの程度進むかを評価した結果が Fig.3.6 である。図から熱拡散半径はパルス入射時間の  $1 \mu\text{s}$  では  $2.5 \mu\text{m}$  程度であり、応力波伝搬時象を  $50 \text{ ms}$  としても、その間の熱拡散半径はたかだか  $0.25 \text{ mm}$  程度である。特に応力的に問題となるのは発熱領域を応力波が通過するのに要する時間の領域であるから、半径  $5 \text{ cm}$  の陽子ビームの場合には約  $10 \mu\text{s}$ 、熱拡散半径は  $10 \mu\text{m}$  であるため、応力波伝搬解析に熱伝導効果を無視しても結果には影響しないと仮定できる。

### (2) 弾性体中の応力波の伝搬速度

次に、波動伝搬問題で最も基本となる伝搬速度について検討する。弾性体中の応力の伝搬速度(位相速度)は波動方程式から得られる。1次元棒の場合の縦波、薄板の縦波、3次元弾性体の平面波等の波動方程式は非分散型方程式となり、この場合の位相速度は周波数に依存せず、一定の伝搬速度となる。これに対し、曲げ変形に関する波動方程式は分散型方程式となり、位相速度は周波数に依存する。ここで評価するのは縦波のみであるから、1次元棒、薄板、3次元弾性体の平面波の伝搬速度はそれぞれの運動方程式から容易に求まり以下のように与えられる。<sup>(12)・(13)</sup>

- ・ 3次元弾性体の応力波速度

$$c_L = \sqrt{(\lambda + 2\mu) / \rho} = 5,519 \text{ m/s} \quad (3.7)$$

- ・ 1次元棒の応力波速度

$$c_B = \sqrt{E / \rho} = 4,881 \text{ m/s} \quad (3.8)$$

- ・ 薄板の応力波速度

$$c_P = \sqrt{E / (1 - \nu^2) \rho} = 5,085 \text{ m/s} \quad (3.9)$$

- ・ 3次元弾性体のせん断波速度

$$c_T = \sqrt{\mu/\rho} = 3,051 \text{ m/s} \quad (3.10)$$

### (3) 板厚方向伝搬

ウィンドウ内で板厚方向に一様に瞬時発熱した場合の波動伝搬解析を行う。ここでは板厚方向の波動伝搬挙動のみに着目し、ウィンドウの面内方向は一様とした1次元モデルとして評価する。ウィンドウ板厚を  $h = 1.5 \text{ mm}$  とする。両端自由の対称条件を適用し、板厚の半分を解析対象とし、板厚中心を固定条件とした。板厚に比べ面内方向の発熱領域は数10倍の大きさがあるため、板厚方向に応力波が伝搬する間は面内方向には応力波が伝搬しない(熱膨張しない)ことから、板の圧縮された状態がそのまま維持される。従って、面内方向を固定条件とし、平面波の伝搬問題として扱うこととした。解析モデルを Fig.3.7 に示す。使用した有限要素は、4接点軸対称ソリッド要素 CAX4R(積分点1個の1次要素)であり、外周を固定した細長い円柱モデルとした。板厚方向の要素分割数は50とした。

中心要素の板厚方向最大引張り応力値を Fig.3.8 に示す。横軸は無次元時間  $t^{\wedge}$  であり、発熱時間  $t_0$  と板厚の1/2を応力波が通過する時間  $t_h/2$  との比:  $t_0/(t_h/2)$  を指す。縦軸は無次元応力  $\sigma^{\wedge}$  であり、発熱時間  $t_0$  における最大応力  $\sigma_{\max}$  と  $t_0=0$  における最大応力  $\sigma_{\max}(t_0=0)$  との比:  $\sigma_{\max}/\sigma_{\max}(t_0=0)$  を指す。図から  $t^{\wedge} \geq 2$  では温度上昇に相当する引張り応力が生じるが、 $t^{\wedge} \geq 2$  で応力はしだいに低減し  $t^{\wedge} \geq 10$  で 1/10、 $t^{\wedge} \geq 100$  で 1/100 に減少する。発生する応力値を発熱条件をもとに計算する。すなわち、1パルス入射当たりの温度上昇  $\Delta T = 5.3^{\circ}\text{C}$  に相当する圧縮応力は、3軸完全圧縮であるから、次式より以下の値となる。

$$\sigma_x = \sigma_y = \frac{-\alpha E \Delta T}{1-2\nu} = 37.9 \text{ MPa} \quad (3.11)$$

一方、 $t^{\wedge} \geq 2$  では最大応力は減少する傾向にあるが、減少挙動はある程度の幅を持って振動するように低減している。図中に、その漸近線を破線で示してある。振動幅のファクターは約 1/2 である。これは温度上昇過程による圧縮応力上昇と自由端から反射してくる引張り応力波との干渉の結果生じるものであり、パラメータの発熱時間と応力振動の関係を詳細に分析すれば、応力波が板厚を通過するのに要する時間  $t_h$  (この場合  $t_h = 0.27 \mu\text{s}$ ) に対して規則性が存在すると考察できる。

発熱時間の代表2ケースについて板厚中心要素の応力履歴を比較した結果を Fig.3.9 に示す。(a)がピームパルス条件の発熱時間  $t_0 = 1 \mu\text{s}$  のケースであり、(b)が  $t_0 = 0.1 \mu\text{s}$  のケースである。 $t_0 = 1 \mu\text{s}$  のケースでは温度上昇の間に応力波は板厚内を約2往復することになる。このときの板厚方向応力は最大  $\pm 5 \text{ MPa}$  と低い。面内方向応力も  $1 \mu\text{s}$  まで徐々に上昇するが最大  $\pm 24 \text{ MPa}$  である。これに対し  $t_0 = 0.1 \mu\text{s}$  の場合には、温度上昇の間に応力波は  $(1/2)h$  の距離まで進まないため板厚中心部は圧縮状態を保ったまま最高温度に達する。この時の最大応力は  $\sigma = 38 \text{ MPa}$  である。約  $1.3 \mu\text{s}$  で両端での反射波(膨張波)が応力波が板厚中心に達すると圧縮応力が端面からの反射波である引張り応力にキャンセルされるために

応力が0となる。さらに、反対側から来た反射波と重なり圧縮応力と等しい引張り応力となる。以後、これら一連の過程の繰り返しになる。初期圧縮応力が引張り応力に転換する過程を模式的に Fig.3.10 に示す。構造設計の観点からは、このような引張り応力による材料の破損と繰り返し応力による疲労破壊に注意する必要がある。

#### (4) 面内方向伝搬

ウィンドウ平板の面内方向の発熱による圧縮応力の形成と応力波の伝搬について検討する。ウィンドウは軸対称平板として取り扱う。陽子ビームが入射する時のウィンドウ内部発熱分布を、Fig.3.1 に示す矩形分布、双曲線分布、ガウス分布の3通りを考える。それぞれの分布における最高温度値と入射エネルギーは等しい。解析モデルでは面内方向応力のみを対象とすることとし、軸対称薄板シェル要素 SAX1 を解析用の有限要素として用いた。ウィンドウ材質は SS316、板厚を 1.5mm とした。半径方向要素分割は  $\Delta r=1\text{mm}$  を基準とした。以下に各パラメータに対する検討結果を示す。

##### (i) 径方向分布形状依存

ビームの半径方向分布の違いによるウィンドウ中心要素の半径方向応力の時間変化の比較を Fig.3.11 に示す。図から初期圧縮応力はいずれのケースも同じである。この場合圧縮応力は平面応力状態であることから以下の値となる。

$$\sigma_z = \frac{-\alpha E \Delta T}{1-\nu} = 23.2 \text{ MPa} \quad (3.12)$$

応力波の伝搬挙動が大きく異なるのは、約  $10\mu\text{s}$  経過後であり、圧縮応力が引張り応力に転換する。この時、矩形分布の場合に最も大きな変化が現れ、最大引張り応力は  $27\text{MPa}$  となる。これに対し放物分布の変化は、矩形分布より多少遅れて約  $13\mu\text{s}$  で生じ、 $4\text{MPa}$  と  $1/7$  程度である。ガウス分布の場合には引張り応力に転じないで圧縮応力のままとまっている。矩形分布や放物分布に見られるこの引張り応力の発生は前項で検討した板厚方向の1次元波動伝搬と根本的に異なる点であり、構造設計の観点から最も注意を要する事象の一つである。

ここで解析の妥当性を確認するために1次元波動伝搬と2次元、3次元波動伝搬の応力履歴の比較を行った。その結果を Fig.3.12 に示す。比較に用いた1、2及び3次元の解析モデルは、半径方向の精度を高めるためにいずれのモデルも  $\Delta r=0.1\text{mm}$  とした。ロッドモデルの初期圧縮応力は1次元応力場であることを考慮した次式から計算できる。

$$\sigma_z = -\alpha E \Delta T = 16.6 \text{ MPa} \quad (3.13)$$

また、それぞれの応力状態における応力波の伝搬速度から、ビーム入射半径  $4.68\text{cm}$  を進む時間はロッドモデルで  $9.6\mu\text{s}$ 、2次元モデルである軸対称薄板モデルで  $9.2\mu\text{s}$ 、3次元モデルである平面波モデルで  $8.5\mu\text{s}$  と計算される。図から各モデルの初期圧縮応力がそれ



ぞれの計算値と良く一致していることがわかる。また、発熱領域の外周から応力が発散し、中心に到達するまでの時間が、圧縮応力が0または引張り応力に転換する時刻であり、それぞれの応力波伝搬速度から計算した到達時間とも一致することがわかる。Fig.3.12 から、2次元の軸対称薄板モデルの場合だけ引張り応力が生じ、他のモデルでは応力が散逸するのみであった(反射波は考慮していない)。これと同様なことは3次元媒体中の円筒波や球面波の場合にもいえる。

Fig.3.13 に、応力伝搬過程の半径方向応力の半径方向分布の時間推移を、1次元と軸対称モデルの場合について示す。1次元モデルの場合は1次元波動方程式の初期値問題に関する一般解と同様な挙動を示していることがわかる。すなわち、一般解  $U(x,t)$  は次の1次元波動方程式から求まる<sup>(12)</sup>。

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad (3.14)$$

ここで、 $c$  は  $U$  の伝搬速度である。一般解は初期条件  $U(x,0) = U_0(x)$ 、 $dU(x,0)/dt = 0$  のもとに式(3.14)を解いて、式(3.15)が得られる。

$$U(x,t) = \frac{1}{2} [U_0(x+ct) + U_0(x-ct)] \quad (3.15)$$

上式は、 $U_0$  を初期変位とすると、その後は初期変位の形状を保ったままその振幅が  $1/2$  となって、前進と後退する2つの波に分離して伝搬することを示している。Fig.3.10 に示す1次元モデルの波動伝搬は、式(3.15)と同様に発熱が完了した時点の圧縮応力分布を初期条件として、その  $1/2$  の振幅で右方へ進む波を表している。軸対称モデルについても前進波と後退波による応力伝搬挙動は基本的に同じであるが、1次元モデルの場合と根本的に異なる点は、周囲に応力波が伝搬する(前進波)一方で、中心に向かう後退波が中心に近づくにつれて1点に集中することである。中心近傍においては放射状に拡散する慣性力を微少な面積で負担するために引張り応力が生じる。線形理論の場合、中心で特異点となり、 $\infty$  の引張り応力が発生することになる。

#### (ii) ビーム径依存

半径方向矩形分布の場合、ビーム直径を40~100mmにおけるウィンドウ中心応力の時間変化の比較を Fig.3.14 に示す。解析モデルの要素分割は  $\Delta r = 1\text{mm}$  であり、総発熱量は同じとした。ビーム径が40mmの場合には引張り応力は74MPa、80mmで35MPa、100mmで25MPaとなり、ビーム径が大きくなる程引張り応力は小さくなる傾向にある。生じる応力とビーム径は逆比例の関係にあるといえる。このことから、ビームウィンドウの構造設計の観点からはビーム径を大きくした方が、生じる応力を低減できる。

#### (iii) 発熱時間依存

半径方向矩形分布の場合について、発熱時間をパラメータにした場合のウィンドウ中心応力の時間変化の比較を Fig.3.15 に示す。発熱時間は  $t_0=0.01\sim 5\mu\text{s}$  とした。解析モデルの要素分割は  $0.01\mu\text{s}$  の時間分解能を持たせるために、 $\Delta r=0.1\text{mm}$ (解析時間ステップ  $\Delta t \approx 12\text{ns}$ ) とした。発熱時間が短い場合、圧縮応力から引張り応力に急に変化し、最大引張り応力値も  $75\text{MPa}$  の大きな値になっている。発熱時間が長くなると最大引張り応力は急激に低下した。すなわち、 $1\mu\text{s}$  で  $35\text{MPa}$ 、 $2\mu\text{s}$  で  $22\text{MPa}$ 、 $5\mu\text{s}$  で  $8\text{MPa}$  となった。さらに、急激な応力の変化が次第になくなり、ピークの発生時刻が遅延することがわかる。この理由として、発熱時間が長くなるに従い応力波のフロントが広がり、応力勾配が緩やかになること、並びにその結果として、後退波が中心に到達するときの集中度が緩和されるためと考えられる。発熱時間が  $0.01\mu\text{s}$  と  $0.1\mu\text{s}$  のケースでは、引張り応力値に大きな差は見られない。この場合、メッシュサイズから決まる解析時間ステップが  $0.012\mu\text{s}$  であるのに比べ、発熱時間が  $0.01\mu\text{s}$  と解析時間ステップよりも短いため時間分解能が足りないからと考えられた。しかし、同じ要素長さで解析時間ステップを  $0.0025\mu\text{s}$  と変化させても、最大引張り応力は  $77\text{MPa}$  から  $78\text{MPa}$  へと  $1\text{MPa}$  の増加に留まった。このことから、最大引張り応力値があまり変わらない理由は、解析時間ステップの細かさではなく、要素長さの  $0.1\text{mm}$  がウィンドウ中心部での応力集中の限界となっていると考察できた。このことは、要素長さが  $0.02\text{mm}$  の場合、発熱時間が  $0.01\mu\text{s}$  で最大引張り応力が  $120\text{MPa}$  と増加したことから確認できる。以上より、円筒波のように応力波が中心に集中する現象を評価する場合には発熱時間と要素長さの関係を適切に設定する必要があると結論された。

#### (iv) 要素長さ依存

半径方向矩形分布の場合について、要素長さ変化させた場合のウィンドウ中心要素の応力値の時間変化を Fig.3.16 に示す。発熱時間は  $t_0=1.0\mu\text{s}$ 、要素長さは上述した結果を踏まえて  $0.02\sim 5.0\text{mm}$  とした。要素長さが  $0.02\text{mm}$  の場合には最大引張り応力値は  $39\text{MPa}$  であるが、要素長さが長くなるにつれて、最大応力値は低減した。すなわち、要素長さ  $0.1\text{mm}$  では  $36\text{MPa}$ 、 $1.0\text{mm}$  で  $27\text{MPa}$ 、 $2.0\text{mm}$  で  $22\text{MPa}$ 、 $5.0\text{mm}$  で  $14\text{MPa}$  となる結果を得た。減少の程度から考えると、要素長さを  $0.02\text{mm}$  以下にしても最大引張り応力値は大きく増加しないものと考えられる。

以上の (i)~(iv) の結果から得た、各パラメータに対する最大引張り応力値の変化を Fig.3.17 に示す。

### 3.5 材料強度

Table 3.2 に 3.1~3.6 節で計算した種々のパラメータに対する動的熱衝撃応力の最大応力値をまとめて示す。ターゲット容器の候補材料としては、核融合炉用構造材としても候補に挙げられているフェライト/マルテンサイト系の HT-9 や、FBR の構造材として用いられている SS316 が考えられる。SS316 に比べ HT-9 の方が許容応力が高くかつ高温にも強

いが、加工性および DBTT(ductile-brittle transition temperature)の点では SS316 の方が取り扱い易いと言える。ターゲット容器の形状は 3 次元的に曲面構造とする必要があるため、加工性に優れた SS316 が最も有力な候補材に選ばれている。

SS316 の設計許容応力値  $\sigma_{All}$ (参考値)を Fig.3.18 に示す<sup>(8)・(10)</sup>。Fig.3.18 に示す MITI-501 設計基準の応力値は膜応力成分に対する制限値であり、膜+曲げ応力成分に対しては 1.5 倍の値の  $1.5\sigma_{All}$  が許容されている。この設計基準は LWR を対象に中性子照射材に対して適用されている。陽子照射による材料損傷が、従来の中性子照射による損傷と異なる問題を抱えていることを考慮すると、ターゲットウィンドウやターゲット容器の使用温度はなるべく低く押さえる方が好ましい。LWR、FBR、核融合に関連した材料照射研究の中で、中性子照射による機械的強度特性の変化は低温からクリープ域の 600℃程度までのデータが蓄積されてきた。しかし、ここで対象とする高エネルギー中性子と陽子照射を同時に受ける核破砕ターゲット材の材料照射データはそれほど多くはない。しかし、LANSCE、PSI、ISIS、IPNS ターゲットの実機窓材の照射後試験データが公表されつつあること、また、PSI、LANSCE で精力的に照射した、また現在も進行している材料の照射後試験が国際協力のもとに進行しており、設計に有用なデータがでてくるのも間もなくと考えられる。このため、今後の構造設計においては、陽子及び中性子損傷に関する設計基準として、少なくとも現時点で合理的と考えられる暫定基準を提示する必要がある。このための評価手法等を今後整備していく予定である。

### 3.6 結 論

中性子散乱施設用液体金属ターゲット構造要素に、パルス状陽子ビームが入射したときに発生する応力波の挙動について基礎的考察を行った。着目した構造要素はビームウィンドウである。用いた有限要素法の計算コードは ABAQUS/Explicit であり、ビームウィンドウ構造を 1、2 次元にモデル化して解析を行った。ビーム形状やパルス特性等をパラメータにパラメータサーベイを実施した結果、以下の結論を得た。

- ① ウィンドウの板厚が 1.5mm 程度の場合、実機条件であるビーム電流密度  $48\mu\text{A}/\text{cm}^2$  の条件で、定常温度は片面冷却の場合には  $450^\circ\text{C}$  にまで達するが、定常熱応力は 50MPa と低く抑えることができる。
- ② ビーム入射開始から定常温度に達するのに要する時間はウィンドウ板厚 1.5mm の場合で 10s であり、ビームがストップして温度が入口条件まで下降するに要する時間も 10s 程度であり、短時間の間に大きな温度変化を生じる現象である。このとき、陽子ビーム 1 パルス当たりの温度上昇は  $5.3^\circ\text{C}$  である。
- ③ 板厚方向の応力波伝搬により、板厚方向応力は発熱時間に大きく依存し、 $0.1\mu\text{s}$  の瞬時発熱の場合に 40MPa、発熱時間が長くなるにつれて応力は減少し、 $1\mu\text{s}$  のパルスでは 25MPa にまで低下する。
- ④ ウィンドウ板厚方向の応力波伝搬(平面波)とウィンドウ平面内の応力波伝搬(円筒波)の異なる点は、平面波の場合には初期圧縮応力に等しいかそれ以下の引張り応力を発生させるのに対して、円筒波の場合には中心部に引張り応力が集中して初期圧縮応力の数倍の引張り応力を与える。この引張り応力の抑制はウィンドウの強度設計上重要な要因である。
- ⑤ ウィンドウの面内方向の応力は、ビームの径方向分布に応力波伝搬が大きく依存し、矩形分布の場合が最も大きく 40MPa 程度、次が放物分布で 5MPa、ガウス分布の場合は引張り応力を生じない。とくに、矩形分布の場合には発熱時間が  $0.01\mu\text{s}$  のとき 100MPa 程度の応力を生じる。これは平面波の場合と異なる円筒波特有の現象である。
- ⑥ ウィンドウ中心部の引張り応力もビーム径、発熱時間、要素分割長さに大きく依存する。特に要素分割長さ依存に注意が必要である。
- ⑦ 以上の結果から、実機の陽子ビームパルス時間である  $1\mu\text{s}$  の場合には、ウィンドウ自身の発熱により生じる熱応力は  $\sim 50\text{MPa}$  の範囲である。この値は、SS316 の設計許容値の 100MPa(目安値)以下であるが、水銀の圧力波により生じる応力を含まれていない。

実機的设计用には 3 次元解析が不可欠であるが、モデル規模と解析精度のバランスをとる必要があるためメッシュ数に限界があり、ウィンドウ中心部の応力集中の様な解析精度をある程度犠牲にすることになる。しかし、ここで実施した各種パラメータ解析で、平面波と円筒波の応答特性が把握できたことにより、3 次元解析においても種々の時間スケール及び空間スケールで解析を行い、それらを組み合わせることにより総合的に構造評価できるものとする。なお、本章では考慮しなかったターゲット容器内の水銀中の圧力波による容器の動的応答については次章で検討する。

## 4. ターゲット容器の熱衝撃解析

パルス状陽子ビームを液体金属ターゲットに入射したときにターゲット容器と水銀に生じる熱衝撃が、構造健全性を評価する上で3つのカテゴリーに分けることができる。第4章での分類と同様に、第1のカテゴリーは、ウィンドウ自体の瞬時発熱により発生する応力波が、水銀の瞬時発熱により発生する圧力波と重畳してウィンドウに作用して発生する応力の評価である。第2のカテゴリーは、水銀の圧力波が周方向に伝搬し、ターゲット容器の円筒部に内圧として作用して発生する応力の評価である。上記2つのカテゴリーは、一般的な熱衝撃問題(慣性項が無視できる)と区別して動的熱衝撃と呼ばれる。第3のカテゴリーは、パルス状陽子ビームが50Hzで繰り返し入射して発生させる非定常熱応力の評価である。

最終的には、これらの応力が作用する時間を考慮して、構造健全性を評価する必要があるが、ここでは第1と第2のカテゴリーの応力波と圧力波のみに着目して動的熱衝撃解析を行い、基本的な応答特性を把握する。ターゲット容器の温度分布による定常・非定常熱応力に関しては熱流動解析と並行して別途検討を行うものとする。

### 4.1 解析モデル

#### (1) 物性値

動的熱衝撃解析に用いたターゲット容器及び水銀の物性値を以下に示す。

##### ① ターゲット容器

温度400KでのSS316の値を用いた<sup>(4),(8)</sup>。

- (a) 縦弾性係数  $E$  : 188 GPa
- (b) ポアソン比  $\nu$  : 0.28
- (c) 密度  $\rho$  : 7.89 g/cm<sup>3</sup>
- (d) 比熱  $C_p$  : 0.511 J/g/°C
- (e) 線膨張係数  $\alpha$  :  $15.3 \times 10^{-6}$  /°C

音速は  $c = \sqrt{E/\rho} = 4,881$  (m/s)

したがって、入熱時間1 $\mu$ sの間に応力波が伝わる距離は約5mmである。

##### ② 液体金属ターゲット

温度400Kでの水銀の値を用いた<sup>(4),(11)</sup>。

- (a) 体積弾性係数  $K$  : 22.17 GPa
- (b) 密度  $\rho$  : 13.285 g/cm<sup>3</sup>
- (c) 比熱  $C_p$  : 0.137 J/g/°C

(d) 線膨張係数  $\alpha$  :  $61.0 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$

(e) 熱伝導係数  $\lambda$  :  $0.11 \text{ J/cm/s/}^\circ\text{C}$

音速は  $c = \sqrt{K/\rho} = 1,229 \text{ (m/s)}$

したがって、入熱時間  $1\mu\text{s}$  の間に圧力波の伝わる距離は約  $1.2\text{mm}$  である。

## (2) 解析モデル

ターゲット容器を伝播する応力波と水銀を伝搬する圧力波を ABAQUS/Explicit を用いて解析する。Fig.4.1 に対象とするターゲット容器の寸法を示す。ターゲット容器は、厚さが  $2.5\text{mm}$ 、直径  $20\text{cm}$ 、長さ  $120\text{cm}$  である。陽子ビームは容器一端の半球殻頂部(半径  $10\text{cm}$ )に入射する。解析では、容器内の水銀を 2次元軸対称 4 節点ソリッド要素 CAX4R(積分点 1 の 1 次要素)、ターゲット容器を 2次元軸対称 2 節点シェル要素 SAX1(長さ方向積分点 1、板厚方向積分点 5)を用いて表したターゲットモデルを用いた。水銀は容器と境界で接触するとした。すなわち、水銀は容器を押し方向に力を伝達するが、引く方向には力を伝達しない。流体に引張り力、すなわち、ある値以上の負の圧力(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、本検討ではキャビテーションの発生は考慮しない。前報<sup>(2)</sup>と同様に、ABAQUS Explicit(Vr 5.6)における流体要素では熱膨張を伴う温度変化入力ができないため、上記の弾性体要素を用いて水銀の挙動を模擬する必要がある。そのため、要素の物性値として、せん断剛性が零となり、かつ水銀の体積弾性率が保たれるように縦弾性係数とポアソン比を設定した。用いた値は、縦弾性係数は  $6.651\text{MPa}$ 、ポアソン比は  $0.49995$ (流体のポアソン比は  $0.5$ )である。

解析モデルの要素分割の概要を Fig.4.2 に示す。要素分割の大きさは半径方向は  $2\text{mm}$ (したがって半径方向に 50 分割)、軸方向は球殻部で  $2\text{mm}$ 、円筒部は  $4\text{mm} \sim 10\text{mm}$  である。初期状態では、容器は接触している水銀の要素と同一接点座標を持つように要素分割した。ターゲット容器のシェル要素は 235 要素、水銀のソリッド要素は 11,125 要素であり、総節点数は 11,622 節点、総自由度数は 23,480 自由度である。

## (3) 温度分布

1 パルスの陽子ビーム入射による水銀ターゲット内部初期温度分布を Fig.4.3 に示す。最高温度はターゲット先端から約  $1.5\text{cm}$  の位置で生じ、 $19.5^\circ\text{C}$  である。この温度は陽子ビーム 1 パルス入射により水銀内部での核破砕反応により生じる発熱量に相当する温度上昇分( $\Delta T$ )であり、局所の発熱密度(Fig.3.1 参照)を  $q$  として下式により計算した。

$$\Delta T = \frac{q}{c_p \rho} \quad (4.1)$$

## 4.2 熱伝導効果の検討

動的熱衝撃解析を行う前に、パルス状陽子ビームが水銀ターゲットに入射したときに発生する圧力波伝搬過程の熱伝導効果について検討を行う。すなわち、水銀を細かいメッシュで要素分割し、熱伝導解析により圧力波伝搬の評価対象となる 100 $\mu$ s 程度の間どの程度の温度変化を生じるかで熱伝導の効果を評価する。解析では、容器円筒部の水銀を半径方向のみの 1 次元にモデル化した。要素分割は半径方向分割幅を 0.1mm としたので、半径方向長さ 10cm は 1000 に分割した。数値解析プログラムには ABAQUS/Standard (Vr5.6) を用いた。使用した有限要素は 4 節点 2 次元ソリッド要素 DC2D4 である。

初期温度分布からの熱伝導解析結果を Fig.4.4 に示す。解析では、半径方向温度分布は一律で、温度上昇は一律 50 $^{\circ}$ C と仮定した。ターゲット容器の半径方向長さ 100mm を水銀中の圧力波(音速約 1500m/s)が伝搬するに要する時間約 70 $\mu$ s の間に、温度変化が起こる距離は 10 $\mu$ m であり、1ms の間でも 40 $\mu$ m しか進まない。したがって、動的熱衝撃解析を 100 $\mu$ s 程度の時間で評価する間では、熱の伝導は十分に遅く、その効果は無視できることがわかる。

動的熱弾性問題を厳密に解くには、互いに連成した運動方程式と熱伝導方程式を同時に解く必要がある。弾性体の場合に対して動的熱衝撃問題を支配する連成運動方程式は、次の Eqns.(4.2)、(4.3) で表わされる<sup>(13)</sup>。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{(3\lambda + 2\mu)\alpha}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial}{\partial x} (T - T_0) + \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\rho c_v}{K} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{(3\lambda + 2\mu)\alpha T_0}{K} \frac{\partial^2 u}{\partial x t} \quad (4.3)$$

ここで、 $T_0$  は基準(初期)温度、 $u$  は変位、 $c_v$  は定容積比熱で液体、固体の場合は  $c_v \doteq c_p$  である。 $\lambda$ 、 $\mu$  は Lamé の弾性係数であり、縦弾性係数  $E$ 、ポアソン比  $\nu$  とは、

$$\lambda = \frac{\nu E}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}, \quad \mu = \frac{E}{2(1 + \nu)}, \quad (4.4)$$

の関係がある。従って  $\mu$  はせん断弾性係数  $G$  と等しい。静止した流体に対しては  $\mu = 0$  とおくことで近似できる。ここで、Eqns.(4.2)、(4.3) の連成項に次式の係数を導入する。

$$\delta \equiv \frac{(3\lambda + 2\mu)^2 \alpha^2 T_0}{(\lambda + 2\mu) \rho c_v} \quad (4.5)$$

上式を Eqns.(4.2)、(4.3)に代入すると、次の Eqns. (4.6)、(4.7)が得られる。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{(3\lambda + 2\mu)\alpha}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial}{\partial x} (T - T_0) + \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\rho c_v}{K} \frac{\partial T}{\partial x} + \delta \frac{(\lambda + 2\mu)}{(3\lambda + 2\mu)\alpha} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} \quad (4.7)$$

ここで、 $\delta$  は熱弾性連成(Coupling)係数であり、熱伝導と慣性力の連成の程度を表す。熱弾性連成係数は通常1より十分小さい値をとり、400Kの場合水銀で0.163、SS316で0.018、鉄で0.030程度の値であり、この程度であれば熱伝導との連成効果は小さいと見なすことが可能である。

応力波と熱伝導との連成効果としては、弾性体の場合には応力波の高周波成分に対して減衰効果が生じる程度であると考えられる。すなわち、不連続な形状をしている応力波(不連続形状の場合には高周波のフーリエ成分を有する)が伝搬する場合には、伝搬とともに不連続性が緩和するようになる。水銀についても同様の減衰効果はあるが、水銀からの応力波がターゲット容器に作用する荷重を緩和するような減衰効果は期待できそうにない。これらの考察については、別途、固体、液体中の波動現象の減衰に関する理論的検討を行うとともに、実際の減衰の程度は現在実施中のホプキンソン棒衝撃試験装置を利用した水銀中圧力波伝搬計測試験により確認する予定である。

### 4.3 動的熱衝撃解析結果

陽子ビーム形状がレファレンス形状(半径 4.68cm の円形断面で半径方向分布が矩形分布、すなわち均一分布)の場合の動的熱衝撃解析結果を Figs.4.5~4.11 に示す。ターゲット先端からビーム下流側に、距離  $Z=0, 10, 20, 30, 40, 50\text{cm}$  の位置における子午線方向応力の時刻歴を Fig.4.5 に、周方向応力の時間変化をそれぞれ Fig.4.6.示す。Fig.4.7 はターゲット先端中心における子午線方向応力の膜応力成分と曲げ応力成分の時刻歴を示す。Fig.4.8 は、ターゲット先端中心における子午線方向応力と、容器内面の水銀圧力の時刻歴を示す。Fig.4.9 は容器円筒部で最大応力発生が発生した  $Z=12\text{cm}$  の位置における、周方向応力と容器内面の水銀圧力の時刻歴をそれぞれ示す。Fig.4.10 はターゲット先端中心の容器と水銀(初期は同じ座標値)の軸方向変位の時刻歴とそれらの相対変位を、同じく Fig.4.11 は容器円筒部( $Z=10\text{cm}$ )の容器、及びその内表面での水銀の半径方向変位の時刻歴とそれらの相対変位を示す。

水銀の内圧を直接受けるターゲット容器先端中心(ウィンドウ中心)では子午線方向応力が最大値 170MPa を示すこと、並びに円筒部の  $Z=10\sim 50\text{cm}$  の間では周方向応力波が三角形を保ったまま、距離に相当する時間だけ遅れて伝搬していることがわかる(Fig.4.5)。



このとき、最大値は 110MPa であった。また、ウィンドウ中心では周方向応力は子午線方向応力と等しいこと、並びに円筒部では半径方向に伝搬してきた水銀の内圧により  $Z=12\text{cm}$  の位置で生じた周方向応力は 130MPa であるが、先端からの距離とともに減衰することがわかる(Fig.4.6)。これは、先端からの距離が遠くなるに従い発熱密度が減衰(Fig 2.3 参照)するためである。 $Z=20\sim 50\text{cm}$  で応力の立ち上がりが同時刻なのは、水銀圧力の半径方向伝搬時間が等しいためである。その後遅れて、ターゲット先端からの距離とともに時間の遅れを伴いながら重なるように立ち上がり、かつそのピーク時刻がずれるのはターゲット容器を伝搬してきた応力波成分の影響による。Fig.4.7 からウィンドウ中心の応力の膜応力成分の最大値は 115MPa であり、曲げ応力成分の最大値は 70MPa 程度となることがわかる。

Fig.4.8 および Fig.4.10 に見られるように、曲げ応力が顕著に生じる  $25\sim 90\mu\text{s}$  の間は、ウィンドウと水銀が剥離、再接触を繰り返す状態である。この衝突に伴い、水銀の圧力も大きく変化している。なお、ウィンドウ中心と比較すると、円筒部で発生するは曲げ応力成分は小さい。

#### 4.4 パラメータサーベイ

ここでは、4.3 節で述べたレファレンスケース(ビーム直径 9.36cm で半径方向は矩形分布)を基本に、パラメータサーベイを行い、ターゲット容器内に形成される応力場の基本的な応答特性を把握する。

##### 4.4.1 半径方向分布形状の効果

入射ビームの半径方向分布形状が動的熱衝撃特性に及ぼす影響を Figs.4.12~4.17 に示す。形状として、矩形、放物線及びガウス分布を採り上げる。Fig.4.12 はターゲット容器先端中心の位置における子午線方向応力の時刻歴を、Fig.4.13 は容器円筒部( $Z=12\text{cm}$ )における周方向応力の時刻歴を示す。Fig.4.14 はターゲット先端中心要素における子午線方向応力と容器内面の水銀圧力の時刻歴を、Fig.4.15 は容器円筒部( $Z=12\text{cm}$ )の周方向応力と容器内面の水銀圧力の時刻歴をそれぞれ示す。また、Fig.4.16 はガウス分布の場合のターゲット先端中心要素における子午線方向応力と容器内面の水銀圧力の時刻歴を、同じく Fig.4.17 は容器円筒部( $Z=12\text{cm}$ )の周方向応力と容器内面の水銀圧力の時刻歴をそれぞれ示す。

ウィンドウ中心の最大応力は、矩形分布の場合に 170MPa(Fig.4.12)であり、放物線、ガウス分布の場合にはともに 100MPa と小さい。円筒部の周方向最大応力は、矩形分布の場合に 130MPa であり、放物線分布で 120MPa、ガウス分布では 110MPa である。円筒部の周方向最大応力は、ウィンドウ中心の最大応力に比べてビーム形状による影響を受けにくいといえる。Figs.4.14、4.16 に見られるように放物線分布とガウス分布のウィンドウ

中心応力の曲げ応力成分は 15MPa であり、発生応力のほとんどは膜応力成分であることがわかる。

#### 4.4.2 ビーム径の効果

入射ビームの半径の違いによる動的熱衝撃特性を調べるために、直径を 9.36 (基準値)、8、6、4cm と変化させて解析を行った。解析では、ビーム形状は矩形分布、総発熱量は一定とした。したがって、発熱密度はビーム径の 2 乗に反比例する。Fig.4.18 はターゲット容器先端中心の位置における子午線方向応力の時刻歴を、Fig.4.19 は容器円筒部( $Z \approx 12\text{cm}$ )における周方向応力の時刻歴を示す。Fig.4.20 はビーム直径 4cm のケースにおけるターゲット先端中心要素における子午線方向応力と容器円筒部( $Z \approx 12\text{cm}$ )の周方向応力の時刻歴を、Fig.4.21 はターゲット先端中心要素における子午線方向応力と容器内面の水銀圧力の時刻歴をそれぞれ示す。Fig.4.22 はターゲット先端中心位置における容器と水銀の軸方向変位の時刻歴を、Fig.4.23 はターゲット先端中心要素における子午線方向応力と容器内面の水銀圧力および容器と水銀の軸方向相対変位の時刻歴を示す。Fig.4.24 はビーム直径 6cm のケースにおけるターゲット先端中心要素における子午線方向応力と容器円筒部( $Z \approx 12\text{cm}$ )の周方向応力の時刻歴を、Fig.4.25 はターゲット先端中心要素における子午線方向応力と容器内面の水銀圧力の時刻歴をそれぞれ示す。同様に、Fig.4.26 はビーム直径 8cm のケースにおけるターゲット先端中心要素における子午線方向応力と容器円筒部( $Z \approx 12\text{cm}$ )の周方向応力の時刻歴を、Fig.4.27 はターゲット先端中心要素における子午線方向応力と容器内面の水銀圧力の時刻歴をそれぞれ示す。また、ビーム形状が矩形分布以外の場合も検討するため、特に放物線分布の場合について解析した。この場合、ビーム径を直径 6cm とした場合の解析結果を Figs.4.28、4.29 に示す。

ウィンドウ中心の最大応力は、Fig.4.18 からビーム径が 4cm の場合で 1.35GPa、6cm で 600MPa、8cm で 300MPa となった。したがって、最大応力はビーム径の 2.5~3 乗の逆数に比例して増加するといえる。これは、ビーム径が小さいほど水銀の圧力が高く、ウィンドウを外側に押し出し、その結果水銀よりオーバーシュートするように変形した結果による。これらの応力は、Figs.4.20、4.24、4.26 に示すように、50%以上が曲げ応力成分であった。また、Figs.4.23、4.25、4.27 から、最大応力はウィンドウと水銀が離れた状態で生じたことがわかる。円筒部( $Z \approx 12\text{cm}$ )では、周方向最大応力は、ビーム径が 4cm の場合で 250MPa、6cm で 170MPa、8cm で 140MPa(Fig.4.19)とウィンドウ中心応力の場合に見られたほどの差はなく、ビーム径に逆比例して増加しているようである。ビーム径と円筒部の周方向応力との関係に関しては、簡易モデルを用いて、次節で考察を加える。

また、放物線分布の場合においてもビーム径を 6cm に小さくすると Figs.4.28、4.29 からウィンドウ中心応力が 800MPa で、円筒部周方向応力が 200MPa と大幅に増加する。この場合には、中心軸上の最大発熱密度は矩形分布のビーム径約 4.3cm とした場合に相当する。

#### 4.4.3 ビーム径の効果(円筒部簡易モデルによる比較)

前節のビーム径効果の検討結果から、総発熱量一定の条件ではビーム径を小さくすればするほどターゲット容器に大きな応力が負荷されることがわかった。本節では、水銀中の圧力波を、半径方向伝搬のみに注目して解析を行い、ビーム径の違いによるターゲット容器の応答特性を把握する。容器円筒部の水銀を半径方向のみの軸対称 1 次元モデルとして解析を行う。要素分割は半径方向分割幅を 1mm とし半径 10cm を 100 分割とした。使用した有限要素は水銀及び円筒容器ともに 3.1 節の 2 次元軸対称モデルと同じく、4 節点ソリッド要素 CAX4R と 2 次元軸対称 2 節点シェル要素 SAX1 である。解析パラメータはビーム径であり、10 と 4cm の 2 ケースとした。発熱条件は、半径方向発熱分布は一様分布(矩形分布)、ビーム径が 10cm の場合で温度上昇は  $1\mu\text{s}$  で  $50^\circ\text{C}$  とした。ビーム径が 4cm の場合には総発熱量が等しい条件より温度上昇は  $312.5^\circ\text{C}$  である。

解析結果を Figs.4.30~4.32 に示す。Fig.4.30 は円筒中心における水銀要素の圧力の時刻歴を、Fig.4.31 は円筒容器内面における水銀要素の圧力の時刻歴を、並びに、Fig.4.32 は円筒容器の周方向応力の時刻歴を示す。Fig.4.30 から円筒中心要素の初期水銀圧力はビーム径の 2 乗に反比例して高くなり、ビーム径が 10cm の場合で  $200\text{MPa}$  ( $\Delta T=50^\circ\text{C}$  の温度上昇による熱膨張圧力  $P$  は  $3K\alpha\Delta T=203\text{MPa}$ )、ビーム径が 4cm の場合で  $1.2\text{GPa}$  となった。その結果、圧力波が円筒中心に達したときに生じる負圧の最大値が、ビーム径が 10cm の場合で  $600\text{MPa}$ 、ビーム径が 4cm の場合で  $2.8\text{GPa}$  と約 4.7 倍にも達する。材料物性を線形領域に限定しているために、大きな負圧を得る結果が生じた。実際には、過大な負圧の発生は、水銀中にキャビテーションが発生することを示唆している。キャビテーションが発生する場合にターゲット容器の力学応答がどのように変化するかは、今後詳細に検討していく必要がある。Fig.4.31 から、円筒容器内面における水銀圧力は、円筒中心での圧力より 1 桁程度低下しているが、ビーム径が 10cm の場合で最高  $50\text{MPa}$ 、ビーム径が 4cm の場合で最高  $180\text{MPa}$  であり、3 倍程度の差があった。 $120\mu\text{s}$  近傍でマイナス側に生じている鋭いパルス状のスパイク圧は、円筒が外側に変形するときに水銀と剥離し、変形がピークを過ぎて元に戻る際に水銀と接触するときに生じたと考察できる。このスパイク圧が円筒に与える影響は、Fig.4.32 に示されるように  $120\mu\text{s}$  以降の円筒の戻りを緩和する効果として作用した。円筒に生じる周方向の最大応力は、Fig.4.32 からビーム径が 10cm の場合で  $600\text{MPa}$ 、ビーム径が 4cm の場合で  $1.3\text{GPa}$  であり、ビーム径により 2 倍程度の差が生じた。

このように、総発熱量が同じでも、ビーム径が小さいほどターゲット容器に生じる応力が大きくなる原因として、円筒波の膨張波(Outgoing wave)が考えられる。圧力場の波動方程式の一般解は、平面波、球面波、円筒波の場合について次式のように表される<sup>(14)</sup>。

- ① 平面波(1 次元(x, t)の波動方程式と一般解(進行波)

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (4.8a)$$

$$P = f(x - ct) \quad (4.8b)$$

② 球対称球面波(1次元(r, t))の波動方程式と一般解(膨張波)

$$\frac{\partial^2 P}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (4.9a)$$

$$P = \frac{f(r - ct)}{r} \quad (4.9b)$$

③ 軸対称円筒波(1次元(r, t))の波動方程式と一般解(膨張波)

円筒波の場合の一般解 P は、式(4.9b)の球面波の一般解を円筒座標の軸方向に積分して次の式(4.10)のように表される。

$$\frac{\partial^2 P}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (4.10a)$$

$$P = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{t-r/c} \frac{f(\eta) d\eta}{\sqrt{(t-\eta)^2 - (r/c)^2}}, \quad \eta = t - \frac{r}{c}. \quad (4.10b)$$

式(4.10b)から波頭(Wave front)近傍の近似解は下式のように与えられる。

$$P \approx -\frac{1}{2\pi} \left( \frac{c}{2r} \right)^{\frac{1}{2}} \int \frac{f(\eta) d\eta}{\sqrt{\tau - \eta}}, \quad \tau = t - \frac{r}{c}, \quad \frac{ct - r}{r} \ll 1. \quad (4.10c)$$

Eqns.(4.8)、(4.9b)、(4.10c)から、圧力場 P は距離 x を伝搬する間に、平面波ではその振幅は変わらず、球面波では半径に反比例して振幅が低減し、円筒波では半径の平方根に反比例して振幅が低減することがわかる。これらのことから、一般に N 次元空間に拡張した場合、波動伝搬の低減は  $P \propto x^{-(n-1)/2}$  で示すことができる。また、波の持つパワーを示す強度(Intensity)は一般に振幅の二乗に比例するから、円筒波の場合には半径に逆比例して減衰することになる。軸対称問題における波動方程式の解は一般にベッセル関数で表さ

れる。代表的な 0 次のベッセル関数  $J_0(r)$  を MATHEMATICA<sup>(11)</sup> で計算した結果を Fig.4.34 に示す。図には円筒波の振幅の減衰曲線である  $(1/r)^{1/2}$  の関数を併せて示しているが、軸対称問題の解が  $(1/r)^{1/2}$  の関数に一致して減衰していることがわかる。

円筒波の近似解式(4.10.c)を Figs.4.30~4.32 の結果に適用した結果を Fig.4.33 に示す。この図は、ビーム直径 9.36 と 4cm に相当する初期圧縮場が、その振幅と強度が半径 10cm の距離まで膨張するときの振幅及び強度の減衰曲線を表している。初期圧縮場がビーム径 4cm の場合には、ビーム径 9.36cm の場合に比べて 5.5 倍も高い。しかし、半径 10cm の位置における応力波の強度は、ビーム径 4cm の場合、ビーム径 9.36cm に比べて 2.3 倍になっている。この比率は、Fig.4.32 に示す容器の周方向応力における比率が 2.2 倍 (1300MPa/600MPa) であることと良い一致を示している。この結果は、円筒波の伝搬に伴う波の強度の減衰に関する定性的な傾向を示しており、したがって、ターゲット容器に対するビーム径の効果がビーム径が小さいほど厳しくなることがわかる。

以上の結果をもとに、簡単な 1 質点系の衝撃応答の計算手法を用いて、内圧負荷時の円筒容器の最大応答  $\sigma_{\max}$  を評価する。固有振動数  $f_n$  (Hz) の 1 質点系に、振幅  $P_0$ 、角周波数  $\omega$  の正弦半波パルス荷重  $P(t)=P_0 \sin \omega t$  が作用したとき、質点の最大応答は  $\sigma_{\max} = \sigma_s \times D$  で求められる。ここで、 $\sigma_s$  は静的荷重  $P_0$  が作用したときの静的応答で、 $D$  は動的効果を表わす動的増幅係数であり、下式で表される<sup>(6)</sup>。

$$D = \frac{2(\omega / \omega_n)}{1 - (\omega / \omega_n)^2} \cos\left(\frac{\omega_n \pi}{2\omega}\right) \quad (4.11)$$

ここで、 $\omega_n$  は質点の角振動数で  $\omega_n = 2\pi f_n$  である。

直径  $d$ 、板厚  $t$  の円筒容器の場合、静的内圧  $P_0$  による円周方向応力  $\sigma_s$  は  $\sigma_s = P_0 d / 2t$  より求めることができるので、式(4.11)から動的最大応答  $\sigma_{\max}$  を計算できる。これを、円筒の内圧パルス荷重に対する動的応答問題に適用する。円筒の固有振動数  $f_n$  は式(4.12)により求められる。

$$f_n = \frac{1}{l} \sqrt{\frac{E}{(1-\nu^2)\rho}} \quad (4.12)$$

ここで、 $l$  は円筒の周長で  $l = \pi d$  である。

式(4.12)の平方根の項は薄板の応力波伝搬速度である。本ケースでの数値を代入すると、円筒の固有振動数  $f_n$  は式(4.12)から 8,093Hz(空容器の場合)、4,940Hz(水銀充填の場合)と計算できる(ABAQUS による固有振動数解析結果ではそれぞれ 8,093Hz、5,060Hz となっている)。一方、内圧パルス  $P(t)$  は、Fig.4.31 から、ビーム径が 4 及び 8cm の場合、半

波長は約  $10\mu\text{s}$  である。したがって、その最大圧力(図では最小圧力)を  $P_0$  とすれば、静的内圧応力  $\sigma_s$  と Eqn.(4.11) から、動的増幅係数  $D$  は空容器の場合で 0.16、水銀充填の場合で 0.1 となる。これらから、動的最大応力  $\sigma_{\text{max}}$  は、空容器の場合はビーム径が 10cm の場合 160MPa、ビーム径が 4cm の場合で 550MPa である。水銀充填の場合にはビーム径が 10cm の場合 100MPa、ビーム径が 4cm の場合で 340MPa となる。これらの値は、応力値の最大値、すなわち、ビーム径が 10cm の場合で 600MPa、ビーム径が 4cm の場合で 1.3GPa を示した Fig.4.32 の結果と比べて数倍の違いがある。この違いは、流体との連成を含む構造物の応答が、荷重と構造物の応答特性とに単純に分離できないことを示唆している。4.4.10 節で述べるであろうターゲット容器板厚をパラメータにした解析結果からも同様な結論が得られる。

#### 4.4.4 解析モデル要素寸法の効果

本節では、ターゲット容器の発生応力に及ぼす解析モデルの要素分割の大きさの影響を検討する。要素の分割は、レファレンス(半径方向要素長さ  $\Delta r$  は 2mm、軸方向要素長さ  $\Delta z$  は球殻部 2mm から円筒部は 2~10mm)を基本に、より細かい場合、または粗い場合について検討した。すなわち、より細かいモデルでは半径方向要素長さを 1mm、軸方向要素長さは球殻部 1mm から円筒部は 1~10mm(要素数 42,950、節点数 43,452、自由度数 87,355)とし、粗いモデルでは、半径方向要素長さを 5mm、軸方向要素長さは上記と同様 5~10mm(要素数 4,940、節点数 5,192、自由度数 10,625)とした。解析結果を Figs.4.35 と 4.36 に示す。Fig.4.35 はターゲット容器先端中心(ウィンドウ中心)の位置における子午線方向応力の時刻歴を示し、Fig.4.36 は容器円筒部( $Z=12\text{cm}$ )における周方向応力の時刻歴を示す。

Fig.4.35 からウィンドウ中心の膜応力成分の最大値は 120MPa とほとんど要素寸法の影響は受けないが、ビーム入射から  $40\mu\text{s}$  近傍に発生する曲げ応力成分が多少影響を受けた。すなわち、“膜応力+曲げ応力”で比較すると、 $\Delta r=1\text{mm}$  のケースで最大値が 190MPa、 $\Delta r=2\text{mm}$  のケースで 170MPa、 $\Delta r=5\text{mm}$  のケースで 140MPa となっている。Fig.4.36 から、円筒部の周方向応力に及ぼす要素寸法の影響は小さく、 $\Delta r=1\text{mm}$  のケースで 140MPa、 $\Delta r=2\text{mm}$  のケースで 130MPa、 $\Delta r=5\text{mm}$  のケースで最大値が 135MPa とることがわかった。結論として、ウィンドウ中心の詳細な構造強度評価を行う場合は要素長さを細かく分割する必要がある。

#### 4.4.5 陽子ビーム形状の縁の形状効果

以上の検討では、陽子ビームの半径方向分布として矩形分布を仮定してきた。ただし、ABAQUS の計算ではモデルを有限要素で離散化するため、入力した接点温度から要素温度を設定するとき、前後の接点温度の平均温度として設定する。したがって、結果的に不連続部で 1 要素分の長さ(2mm)だけ温度勾配を持つ入力条件となり完全な矩形分布を持

つビーム条件を模擬できず、外周部で多少丸みを帯びた分布となる。実際にも、仮に、加速器側で完全に近い矩形形状のビームを作れても、ターゲットに入射するまでに多少丸みを帯び、ターゲット入射後の核破砕反応により発熱領域は外側に拡散する。そこで、このような状況を考慮し、矩形分布の外周部に下式で示す  $n$  次曲線で丸みをつけた温度分布を仮定し、その丸みの程度がターゲット容器の発生応力にどの程度の影響を与えるかを比較した。ターゲット内の軸対称発熱分布は Eqn.(4.13) で与える。

$$T(r, z) = \text{軸中心分布 } T_z(z) \times \frac{1}{1 + (r/r_0)^n} \quad (4.13)$$

ここで、 $T_z(z)$  は矩形分布の中心軸上温度分布であり式(2.1)で与えられ、 $r_0$  は矩形分布の半径で 4.68cm である。

式(4.13)は  $r_0$  近傍で 0~1 の範囲の値をとり、 $n$  が大きくなるほどシャープになり、 $n = \infty$  の極限で矩形分布となる。 $n = 10, 20, 40, 80, 160, \infty$  の場合の分布形状を Fig.4.37 に示す。これらの  $n$  のパラメータに対する動的熱衝撃解析結果を Fig.4.38 に示す。Fig.4.38 はターゲット容器先端中心の位置における子午線方向応力の時刻歴と容器円筒部 ( $Z = 10\text{cm}$ ) における周方向応力の時刻歴を示す。解析モデルは、Fig.4.37 から発熱領域境界部で細かい要素寸法が必要となるため、4.4.4 節の解析モデル要素寸法の効果で用いた詳細モデル(要素長さ  $\Delta r = 1\text{mm}$ ) を使用した。

Fig.4.38 からわかるように、ウィンドウ中心の応力は  $n = 160$  の場合に詳細モデル ( $\Delta r = 1\text{mm}$ ) の結果 (Fig.4.35) に近づく。Fig.4.35 で示した結果と同じく、曲げ応力成分が大きくなっていることがわかる。 $n$  が 40 以上では応力値は大きくは低減しないが、 $n = 20$  では“膜応力+曲げ応力”の最大値は 190MPa から 150MPa に低減する。 $n = 10$  ではさらに 110MPa まで下がり、膜応力成分の最大値も 100MPa まで低減する。このとき、温度分布の広がりには  $n = 20$  で半径約 6cm、 $n = 10$  で半径 8cm まで広がる。一方、容器円筒部 ( $Z = 12\text{cm}$ ) の周方向応力は  $n = 10 \sim 160$  の範囲ではほとんど変化がない。NMTC/JAERI による核破砕発熱分布計算結果<sup>(7)</sup>によると、矩形分布入射ビームの場合、ターゲットの発熱分布は半径方向にも分布を生じ、ターゲット先端から深くなるにつれてその分布は広がる傾向にある。その形状を Fig.4.37 と比較すると、3cm 程度の深さにおいて式(4.13)の  $n = 20$  の形状に類似している。これに関しては、H9 年に BNL の AGS を利用して実施したターゲットの衝撃試験における温度計測結果からも同様の傾向が得られている (PSI, Dr. Bauer)。

#### 4.4.6 陽子ビーム形状の半径方向べき関数分布の効果

4.4.2 節で比較検討した半径方向放物線分布を拡張して  $n$  次のべき関数で温度分布を近似し、その温度分布の形状がターゲット容器の発生応力に与える影響を検討する。その結果を基に、ターゲットの構造設計に対するビーム形状の最適化を試みる。半径方向に、 $n$

次のべき関数温度分布を有するターゲット内の軸対称発熱分布は下式のように設定した。

$$T(r, z) = \text{軸方向分布 } T_z(z) \times \left(1 - \left(\frac{r}{r_n}\right)^n\right) \times \frac{1}{1 + (r/r_n)^m} \quad (4.14)$$

ここで、 $r_n$  は中心軸上の温度分布(すなわち、半径方向最高温度)を一定としたまま総発熱量を等しくするための等価半径として定義した。 $m$  は  $r_0$  の値で急激に 0 に近づくように設定した  $n$  に対して十分に大きな値である。

$n=2, 4, 8, 16, 32, 500$ (矩形)の場合の分布形状を Fig.4.39 に示す。Fig.4.40 に、ターゲット容器先端中心の位置における子午線方向応力の時刻歴と容器円筒部( $Z=12\text{cm}$ )における周方向応力の時刻歴を示す。解析モデルは、半径方向分布 Fig 5.39 から発熱領域境界部が Fig.4.37 ほどシャープではないため、レファレンスモデル(要素長さ  $\Delta r=2\text{mm}$ )を使用した。

その結果、ウィンドウ中心の応力は、 $n$  が 16 以上では応力値はあまり低減しないが、 $n=8$  では“膜応力+曲げ応力”の最大値は 170MPa から 125MPa に低減すること、並びに、 $n=4$  と  $n=2$  は差が無く両方とも最大値は 100MPa まで低減することがわかった。この場合、半径方向の広がりには  $n=4$  で 5.8cm、 $n=2$  で 6.6cm 程度である。容器円筒部( $Z=12\text{cm}$ )の周方向応力は  $n=4$ ~矩形の範囲ではほとんど変化がなく、 $n=2$  の放物線分布で多少低減した。以上の検討から、 $n=4$ (放物線分布の 2 乗の分布；モフエット分布)のビーム形状は、ビーム径を大きくせずにウィンドウ中心の最大応力を 100MPa 程度まで低減できる最適形状であることがわかった。実際には、Eqn.(4.14)の形状関数に Eqn.(4.13)の滲み成分が重畳した形状となる。

#### 4.4.7 発熱密度ピーク位置の効果

Fig 2.3 に示すように、水銀中の NMTC/JAERI による核破碎発熱分布計算結果<sup>⑥</sup>によると、ターゲット先端部ではモンテカルロ法に用いた分割空間で、発熱分布に約 10% のバラツキが生じている。核破碎計算に用いた陽子ビームの陽子の数は  $1.5 \times 10^5$  個であり、これをターゲット内発熱領域の主要部の体積  $2064\text{cm}^3$ ( $\phi 9.36\text{cm} \times L30\text{cm}$ )で平均化すると、73 個/ $\text{cm}^3$  の陽子密度となる。確率的な平均値に達するサンプル数により、滑らかな分布を得るためにはこの 1 桁以上の陽子数が必要であると考えられる。ただし、これを実現するには計算効率の飛躍的な改善が必要である。このようにバラツキのある発熱分布を動的熱衝撃解析の入力とするために、これまでの解析では Eqn.(2.1)の滑らかな関数で近似して入力条件とした。その場合、発熱密度の中心軸上のピーク位置は、ターゲット先端から約 1.5cm のところにあり、その先端部は僅かに減少する分布である。しかし、Fig 2.3 から明らかなように、核破碎発熱分布計算結果からは発熱密度のピーク位置が 0~3cm の範囲のどの位



置にあるかを特定することは困難であり、不確かである。このため、Fig.2.3の核破碎発熱分布を入力条件としてターゲット容器の構造評価を行うには、現時点での発熱密度のピーク位置に関する不確定さを考慮する必要がある。そこで、Fig.2.3の近似曲線をベースにそのピーク値は変えずに、ピーク位置を0、3cmの位置に移動した入力条件で動的熱衝撃解析を行い、ターゲット容器に発生する応力値に与える影響を比較することとした。

パラメータとする発熱分布曲線の比較を Fig.4.41 に、動的熱衝撃解析結果を Fig.4.42 に示す。Fig.4.42 はターゲット容器先端中心の位置における子午線方向応力の時刻歴と容器円筒部(Z≒12cm)における周方向応力の時刻歴との比較を示す。ウィンドウ中心の最大応力では発熱ピーク位置が0～3cmの範囲では発熱ピーク位置の影響はほとんど受けないが、発熱ピーク位置が5cmになると応力が下がり始め、膜応力で75MPa、膜+曲げ応力で150MPaとなる。円筒部の周方向応力の最大値は、ウィンドウ部の傾向とは逆にピーク位置が深くなるほど高い応力値となり、ピーク深さが0の場合に125MPaなのが、ピーク深さ5cmでは165MPaとほぼピーク深さに比例するように増加する傾向にある。この理由は、ピーク深さが深くなるほど発熱ピークが円筒部に近づきその影響を大きく受けるためと考察される。

#### 4.4.8 ウィンドウ近傍の発熱分布の形状効果

前節では、水銀中のNMTC/JAERIによる核破碎発熱密度分布計算結果のバラツキによる不確定因子として、発熱密度のピーク位置に着目してターゲット容器の応答感度を求めた。ここではもう一つの不確定因子であるピーク位置からターゲット先端にかけての分布形状に着目してターゲット容器の応答感度を検討する。ターゲット先端部の発熱密度分布形状は、Fig.2.3のレファレンスを基本に、以下の3通りを考える。

- ① 発熱密度ピーク位置からターゲット先端までを、ピーク値をそのまま延長する。
- ② 発熱密度ピーク位置からターゲット先端までを、ピーク値を先端で80%に低下する。
- ③ 発熱密度ピーク位置からターゲット先端までを、ピーク値を先端で50%に低下する。

ESSの設計で提案された発熱密度分布曲線(近似曲線)におけるピーク位置は、ターゲット先端から約2.5cmの位置であり、ターゲット先端ではピーク値の約50%に低下した近似曲線となっている<sup>(15)</sup>。パラメータとする発熱分布曲線の比較を Fig.4.43 に示す。Fig.4.44 は、ターゲット容器先端中心の位置における子午線方向応力の時刻歴と容器円筒部(Z≒12cm)における周方向応力の時刻歴の比較を示す。

ウィンドウ中心に発生する応力は、ターゲット先端部の温度を下げた方が低くなるが、ピーク温度(19.5℃)に対して1.0と0.5の差は20MPa程度の違いである。容器円筒部では、ターゲット先端の影響はほとんど無く、同じ値である。この結果と4.4.7節での検討結果を考慮すると、ターゲット先端部での発熱分布を設定する場合、発熱ピーク深さが2cm程度の場合、先端の温度勾配はあまり(~20%程度)結果に影響しないが、発熱ピーク深さが3cm以上になると先端部の温度勾配による影響が現れる。

#### 4.4.9 水銀中の発熱のみの比較(ウィンドウ内発熱無し)

第3章では、ターゲットウィンドウ単体の核破碎発熱に起因する応力波によりターゲットウィンドウに発生する応力を検討した。その結果、半径方向矩形分布のビーム条件の場合、ウィンドウの面内方向に伝搬する応力波によりウィンドウ中心に 50MPa の引張り応力が発生することがわかった。ここでは、レファレンスケースにおいて水銀中の核破碎発熱のみを入力条件とした場合(したがって、ウィンドウ内の核破碎発熱分は入力しない)の解析結果と比較し、ターゲット容器に発生する応力値にどの程度の差が生じるかを検討する。ターゲット容器先端中心の位置における子午線方向応力の時刻歴と容器円筒部(Z≒12cm)における周方向応力の時刻歴の比較を Fig.4.45 に示す。ターゲット容器自体の内部発熱の有無による影響はウィンドウ部の応力に限定され、発熱が無い場合には、膜応力は 15MPa 低くなり、膜+曲げ応力では逆に 10MPa 高くなることがわかった。

#### 4.4.10 ターゲット容器板厚の効果

ターゲット容器の板厚を変えた場合の発生応力の変化を比較する。これまでの検討例(板厚 2.5mm)に加え、ターゲット容器板厚を 1.5、3.5、5.0、7.5、10mm としたときの条件で解析を実施した。ターゲット容器先端中心の位置における子午線方向応力の時刻歴と容器円筒部(Z≒12cm)における周方向応力の時刻歴の比較を Fig.4.46 に示す。また、膜応力成分や曲げ応力成分、ウィンドウ中心と円筒部の内面の水銀圧力および変位を Figs.4.47～4.52 に示す。

ウィンドウ中心部および円筒部ともに、静的応答の場合に見られるような、板厚の増加に比例して容器に発生する応力が減少するという傾向は見られない。特に、ウィンドウ中心部は動的応答効果の影響が極めて大きく、応力の最大値が最も低減するのは、板厚 3.5mm の場合で 150MPa であり、板厚 5mm では 180MPa、板厚 7.5 と 10mm ではほぼ等しく 250MPa となっている。これらの板厚条件では、初期の 50 $\mu$ s の間で最大値が生じているのに対して、板厚 1.5mm の場合は、50 $\mu$ s までに 140MPa の第1のピークを生じ、約 70  $\mu$ s で第2のピークを生じて 190MPa の応力を発生している。円筒部では、ウィンドウ中心部に生じた板厚と発生応力の逆転現象は生じていないが、板厚 1.5～3.5mm では応力値にほとんど変化はなく、板厚 5mm から下がりはじめ、板厚 7.5 と 10mm ではほぼ等しく 115MPa となった。

また、Fig.4.47 からウィンドウ中心応力の膜応力成分は、板厚の薄い方が応答が速く板厚の増加による応力の減少傾向が多少見られ、その値は 30MPa の減少であった。ウィンドウ中心部の曲げ応力成分は、Fig.4.48 からわかるように、応答の速度が板厚の厚さに比例して(曲げ剛性高く、したがって曲げ振動の固有振動数が高い)速くなる傾向があった。曲げ応力の振幅は、板厚が 3.5mm の場合に、最も低く 130MPa であり、2.5mm で 150MPa、1.5mm で 180MPa、7.5 と 10mm で 210MPa となった。膜応力成分は、ウィンドウ中心

部の板の面外振動が水銀からの圧力波に対して応答した結果生じているが、応力履歴の形状及び応力値から推測すると、板厚 3.0mm 付近に板曲げ振動の動的応答の低減領域があるものと考察できる。これは、今後の検討課題である。

Fig.4.49 から、ウィンドウ中心内表面の水銀圧力の履歴は、初期圧縮場(75MPa)の緩和は板厚が薄い方が早く、厚い方が遅い傾向を示しているが、これは板厚が薄いと膜変形量が大きく、その分水銀の体積が膨張し易くなり、圧力が低下すると理解できる。Fig.4.51 に示すウィンドウ中心の軸方向変位の時刻歴からも、板厚の薄い方が早く(大きく)変形していることがわかる。最大変形量は各板厚条件とも同程度で、ビーム入射から 40 $\mu$ s で生じ外側に 0.12mm 変形する。変形量が同じ値を示すことは、Fig.4.47 の膜応力が同程度であることとも一致し、変位履歴の中の振動成分が Fig.4.48 の曲げ応力の原因となっていることがわかる。円筒部の応答に関しては、Fig.4.49 の内表面(Z=10cm)の水銀圧力履歴から、容器に作用する衝撃圧の作用時間はほとんど同じであり、ピーク圧は板厚に比例するように増加している。これはウィンドウ部の場合と同様に容器の変形により水銀の体積が膨張して圧力が下がるメカニズムに依ると考えられる。Fig.4.52 に示すように、より変形しやすい薄肉容器の方が変形量が大きくなり、圧力の低減も大きくなる。したがって、板厚を厚くすると水銀の圧力波による内表面圧力が高くなり、板厚増加分と圧力増加分が相殺して、Fig.4.46 に示すように円筒部に発生する応力値は板厚増減効果が期待できない結果になると考えられる。また、Fig.4.52 の変位履歴は滑らかであり、変動成分がほとんどないことから、曲げ応力もほとんど生じていないことがわかる。

#### 4.5 材料強度データ

4.1~4.4 節で計算した種々のパラメータに対する動的熱衝撃応力の最大応力値をまとめて Table 4.1 に示す。ターゲット構造の候補材料にはフェライト/マルテンサイト系の HT-9 や、FBR の構造材として用いられている SS316 がある。3.5 節と同様に SS316 の設計許容応力値  $\sigma_{all}$ (参考値)を Fig 3.18 に示す<sup>(8)・(10)</sup>。

#### 4.6 結論

パルス状陽子ビーム(4.MW)が入射する時の水銀の核破碎発熱(ノミナル値で 1 パルス当たり 45kJ)に起因する、圧力波を解析した結果、以下の知見を得た。

(1) レファレンスケースのビーム直径が 9.36cm で半径方向の発熱密度分布が矩形分布(ビーム電流密度 48 $\mu$ A/cm<sup>2</sup>)の場合、ノミナル発熱条件でウィンドウ中心の最高応力は膜応力が 110MPa、膜+曲げ応力が 170MPa である。一方、容器円筒部(球殻との接合近傍)の周方向応力はほとんど膜応力成分で最高 130MPa となり、膜応力に関しては円筒部の方が厳しい条件になる。

(2) ビームの半径方向分布を、放物線分布(直径 13.2cm)とガウス分布( $e^{-1}$  の直径 9.42cm)

にすると(中心軸上の発熱密度と総発熱量は一定の条件)、ウィンドウ中心の最高応力が 100MPa まで低減し、円筒部では 110MPa 程度に下がる。ただし、ビーム径が大きくなり過ぎると、中性子収率は悪くなる。

(3) 矩形分布のビーム径を小さくすると(総発熱量一定の条件)、ウィンドウ部、円筒部ともに半径に逆比例して応力が増大する。この傾向は円筒部の波動伝搬の一般解から得られる傾向と一致する。

(4) 矩形分布の発熱領域外周部の丸み(滲み)の効果は、ウィンドウ中心の応力で 60MPa(約 35%)低減するが、円筒部の応力にはほとんど影響ない。

(4.) 放物線分布の 2 乗の分布(モフエット分布)とすることにより、ウィンドウ中心応力は 100MPa に低減でき、かつビーム径も 12cm 程度に押さえられる。ただし、円筒部の応力には低減効果を期待できない。

(6) 発熱密度ピーク位置(0~5cm)の効果は、ウィンドウ部で 40MPa(約 25%)の増減、円筒部でも 40MPa(約 30%)の増減である。

(7) ターゲット容器の板厚効果(1.5~10mm の範囲)に関しては、ウィンドウ中心部では膜応力には大きな効果は無いが、曲げ応力成分への影響が大きい。しかし、板厚との比例関係はなく、10mm のケースで 250MPa の最大値が生じている。円筒部の応力に対しても、板厚と応力との逆比例関係に多少の傾向はあるものの、30MPa(約 25%)である。これらは、水銀の圧力パルスと容器の動的応答特性との連成効果によるものである。

(8) レファレンスケースの場合には、膜応力の最大値が 130MPa、膜+曲げ応力の最大値が 170MPa であることから、軽水炉を対象とした構造設計基準である MITI-501(SS316)を適用した場合、200℃以下であれば構造成立の可能性はある。ただし、解析に入力した発熱条件はノミナル条件であり、設計裕度をどう見込むかが課題となる。

以上より、レファレンスのビーム形状でもターゲット容器の構造成立の可能性が得られたが、ビーム形状をモフエット分布にすることにより、ビーム径をあまり大きくせずに応力を低減できる可能性があることがわかった。今後、ビーム形状の最適化を図るための重要な知見が得られたと考える。また、ターゲット容器の板厚と発生応力との関係が、静的応答のような単純な関係には無く、水銀からの圧力パルスの時間構造とターゲット容器の動的応答特性との連成効果による影響が大きいことがわかった。今後、これらを考慮しつつウィンドウ部と円筒部の形状・板厚の最適化を進めていく必要がある。

## 5. ま と め

中性子散乱施設用液体金属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、NMTC/JAERI による核破碎発熱計算結果を基に、加速器から 5MW 規模のパルス状陽子ビームが液体金属ターゲットに入射するときの動的応力のパラメータ解析を、陽解法による衝撃解析コード ABAQUS/Explicit を用いて行った。検討対象としたターゲット構造は最も基本的な半球殻先端を有する円筒形状ターゲットであり、ビーム窓単体の板厚方向温度分布による熱応力と応力波の挙動、および水銀中の圧力波に対するターゲット容器の動的挙動を検討した。

その結果、ビーム窓に発生する応力は定常熱応力で 50MPa である。応力波により生じる応力は大きく 2つのカテゴリーに別れ、第 1 は板厚方向の応力波伝搬による応力で最大 25MPa、第 2 には平面方向の応力波伝搬によるもので最大 40MPa となることがわかった。これらの結果から、ビーム窓単体(水銀による圧力波の効果は含まない)に発生する応力は、SS316 の設計許容応力 100MPa(暫定値)以下となることがわかった。

また、水銀中の圧力波によりターゲット容器に発生する応力は大きく 2つのカテゴリーに分類される。第 1 は水銀の熱膨張圧力が直接ターゲットウィンドウに作用する応力で最大 170MPa、第 2 には水銀の熱膨張圧力が半径方向の応力波伝搬によりターゲット容器胴部に生じる応力で最大 130MPa になることがわかった。ターゲット容器の候補材料である SS316 の設計許容応力が 300°C で 120MPa(暫定値)程度であることから、今後構造システムの最適化を進めることにより、構造設計が成立する見通しを得た。また、発生応力はビーム形状、ビーム径、発熱時間(パルス時間幅)等のパラメータに大きく依存することがわかり、今後の詳細解析において注意すべき点を明らかにした。

## 謝 辞

本報告書をまとめるに際し、解析条件の設定について有益な助言を頂いた渡辺 昇 特別研究員に謝意を表します。

## 参考文献

- (1) K. Skala, G. S. Bauer, "On the pressure wave problem in liquid metal targets for Pulsed-Spallation-Neutron-Sources", Proc. ICANS-X III, Switzerland, SI-Proc. 95-2, p559-576 (1995).
- (2) 石倉、他, "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)", JAERI-Tech 97-037, (1997).
- (3) "ABAQUS/Explicit User's Manual (4.6)" & "ABAQUS/Standard User's Manual (4.6)" Hibbitt, Karlsson & Sorensen, Inc.
- (4) M. Teshigawara, N. Watanabe, S. Ishikura, et al, "Energy deposition in target and cryogenic moderators in JAERI 5MW pulsed spallation source" to be published.
- (4.) "伝熱工学資料 改訂第4版", 日本機会学会(1996).
- (6) "(新版)機械工学便覧 A3 力学・機械力学", 日本機械学会(1986).
- (7) "(新版)機械工学便覧 A4 材料力学", 日本機械学会(1986).
- (8) "発電用原子力設備に関する構造等の技術基準", 昭和55年通商産業省告示第501号.
- (9) Stephen Wolfram, "THE MATHEMATICA BOOK, Third Edition" WOLFRAM MEDIA(1996)
- (10) Y. Dai, "Materials Selection for ESS Mercury Target Container" Proc. ICANS-X III, Switzerland, p604-622, PSI-Proc. 95-02(1995).
- (11) G. S. Bauer, "Mercury as a target material for Pulsed(Fast)-Spallation-neutron-Sources" Proc. ICANS-X III, Switzerland, p547-558, PSI-Proc. 95-02(1995).
- (12) W. C. Elmore, M. A. Head, "Physics of Waves" Dover Publications, Inc., New York(1969).
- (13) Achenbach, J. D., "Wave Propagation in Elastic Solids" NORTH-HOLLAND(1975).
- (14) Whitham, G. B., "Linear and Nonlinear Waves", Wiley, New York(1974).
- (15) G. Bauer, et al., "The ESS Target Station Concept", ESS-96-60-T(1996).

Table 3.1 Material properties

Property (Unit)	H <sub>2</sub> O(300K)	Hg(400K)
Density (kg/m <sup>3</sup> )	997	1.329E4
Thermal conductivity (W/m*K)	0.61	11.0
Specific heat (kJ/kg)	4.18	0.137
Viscosity (Pa*s)	854	1.17E-7
Kinematic viscosity (m <sup>2</sup> /s)	8.57E-7	—————
Thermal diffusivity (m <sup>2</sup> /s)	1.47E-7	6.04E-6

Table.3.2 Approximate levels of thermal stresses

Classification	Peak thermal stress (MPa)
Temp. gradient in window (Steady state)	~50
Temp. gradient in window (Transient)	<50
Stress wave (Thickness direction)	~25
Stress wave (In plane)	~40

Table 4.1 Approximate levels of stresses under various parameters

Parameter	Variation	Stress(Approximate level) (MPa)		Number of figure
		Window(Z=0cm) *1	Cylinder(Z=12cm)	referenced
Original(Rectangular, dia=9.36cm)		170(110)	135	10~14
Beam profile	Parabolic	100(90)	120	17,18
	Gaussian	100(80)	110	
Beam Dia.	4, 6, 8, 9.36cm	1350-170(400-110)	250-135	23,24
Element size	1,2,5mm	190-140(120-110)	140-135	40,41
Beam profile Amp.= $1/(1+(r/r_0)^n)$	n=10,20,40,80,160	120-170(100-110)	140	42,43
Beam profile Amp.= $1-(r/r_0)^n$	n=2, 4, 8, 16, 32	100-170(90-110)	120-140	44,45
Peak position	Zp=0, 1.45, 3, 5cm	170-150(110-95)	125-155	46,47
Top profile	Flat, Down0.8,Down0.5	175-155(110-90)	135	48,49
Wall thickness	1.5, 2.5, 3.5, 5.0, 7.5,10mm	150-250(120-90)	135-115	51~53
<b>Allowable design stress</b> <b>150-400°C</b> <b>(temporary values)</b>	<b>MITI-501<sup>(10)</sup></b>	<b>137-110(200-160)</b>	<b>137-110</b>	58
	<b>ESS<sup>(12)</sup></b>	<b>128-110(190-165)</b>	<b>128-110</b>	

\*1 Membrane+Bending(Membrane)



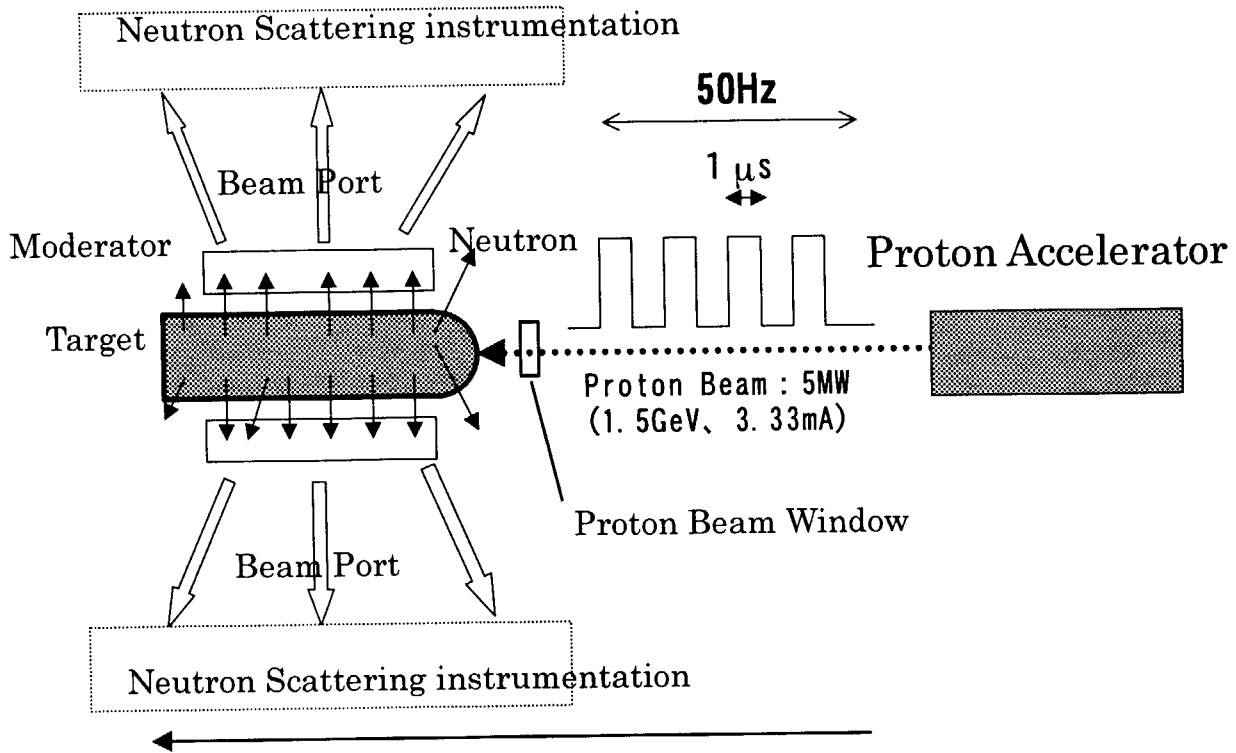


Fig. 2.1 Schematic diagram of spallation neutron source (SNS)

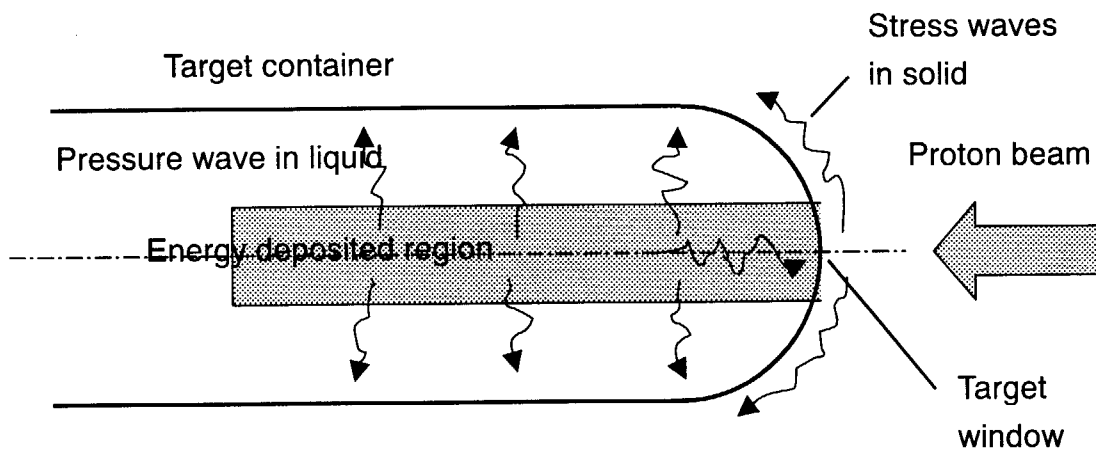


Fig. 2.2 Concept of pressure wave propagation in target container

Fitting function

$$P = 4866 (1 - 2.9621e^{-0.25636(z+8.7952)}) e^{-0.069935(z+9.5499)}$$

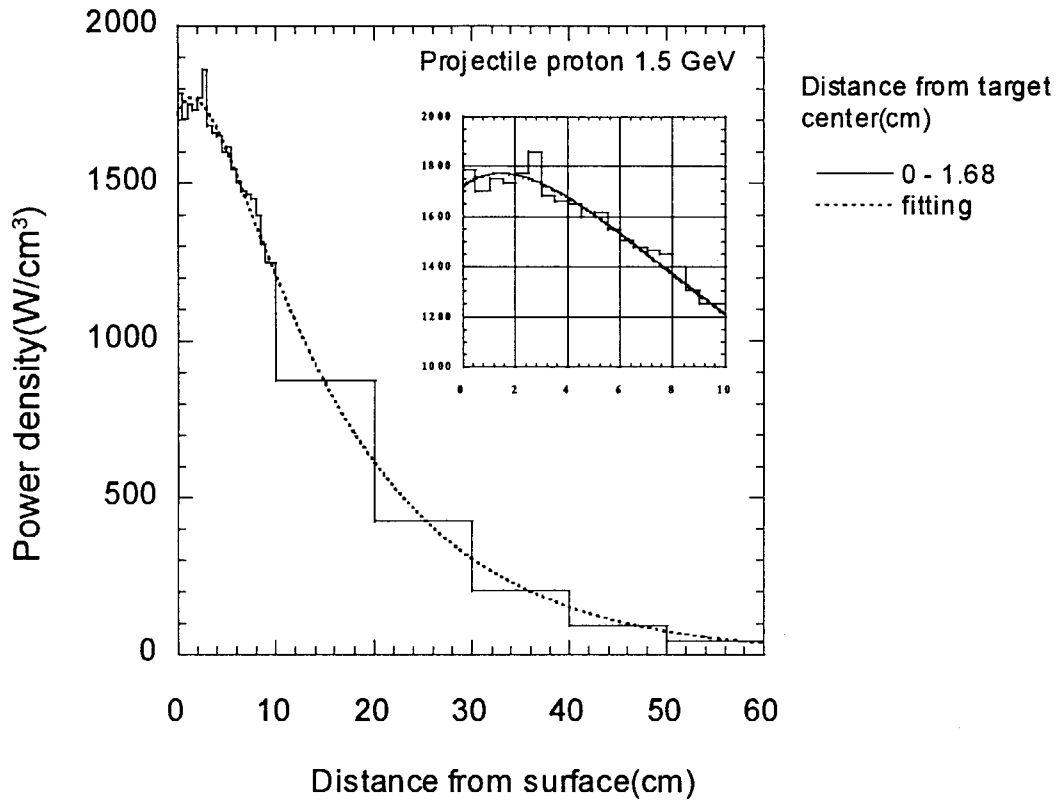


Fig.2.3 Axial energy deposition in mercury target.

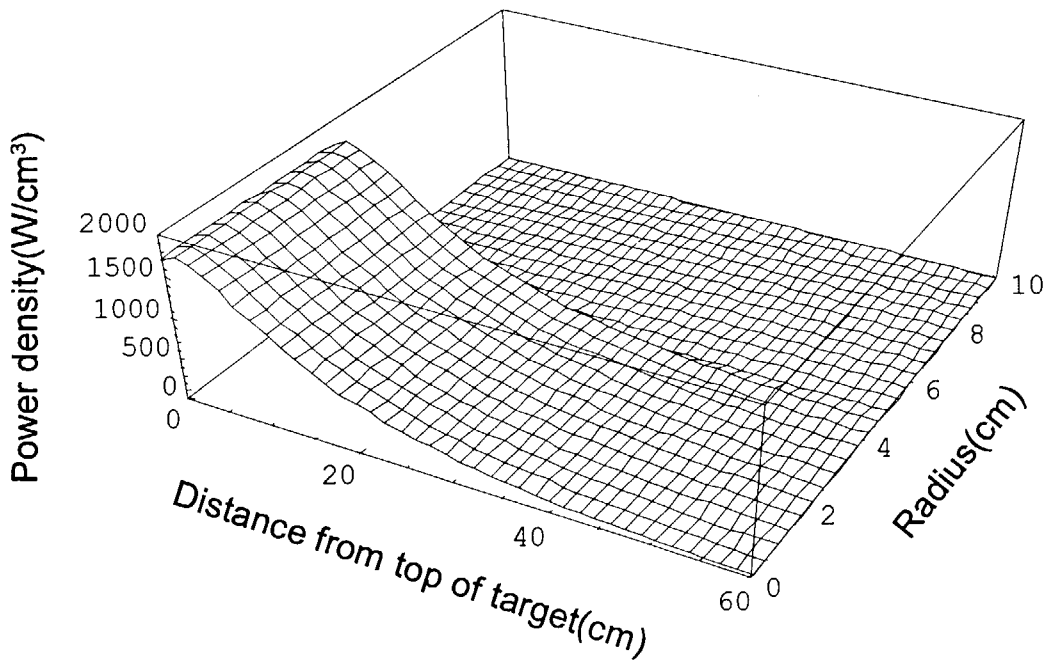


Fig.2.4 Distribution of energy deposition in mercury target.

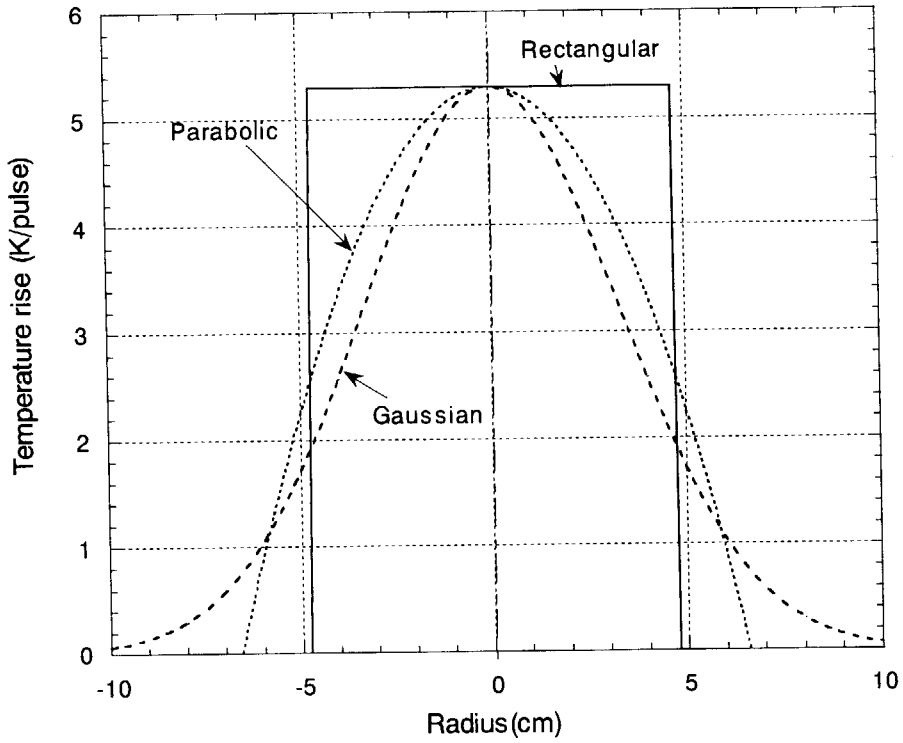


Fig.2.5 Distribution of heat generated in target window ;rectangular,parabolic and Gaussian beam profiles.

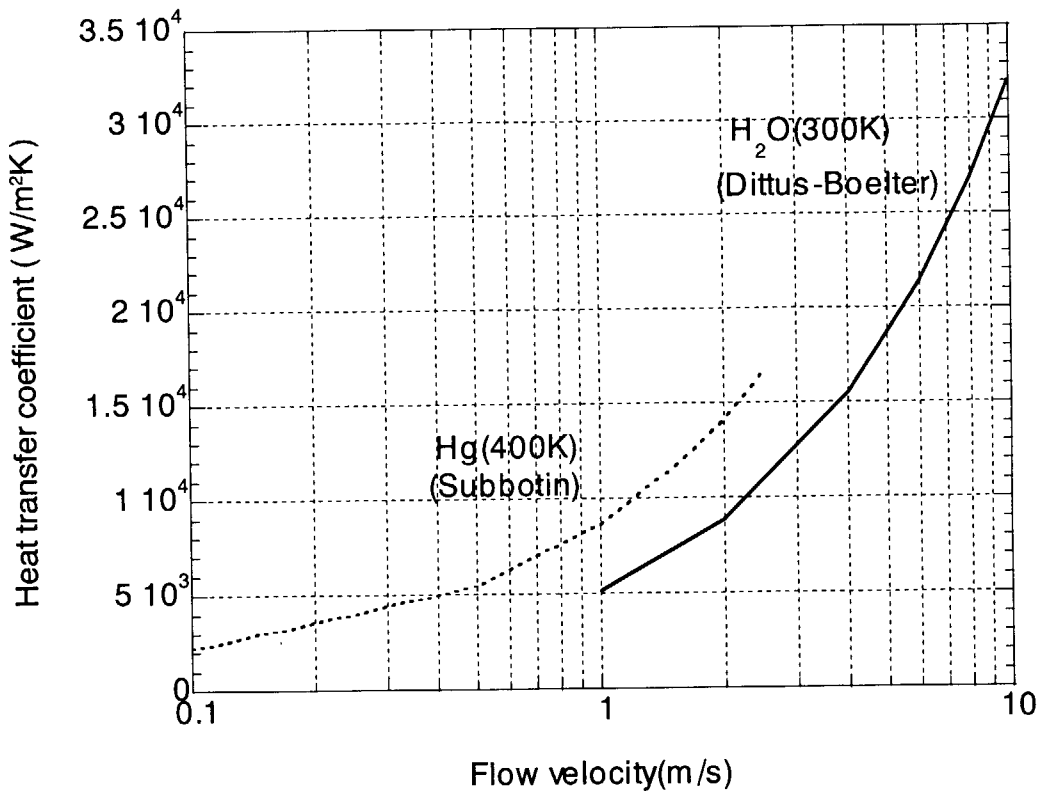


Fig.3.1 Heat transfer coefficient of H<sub>2</sub>O & Hg

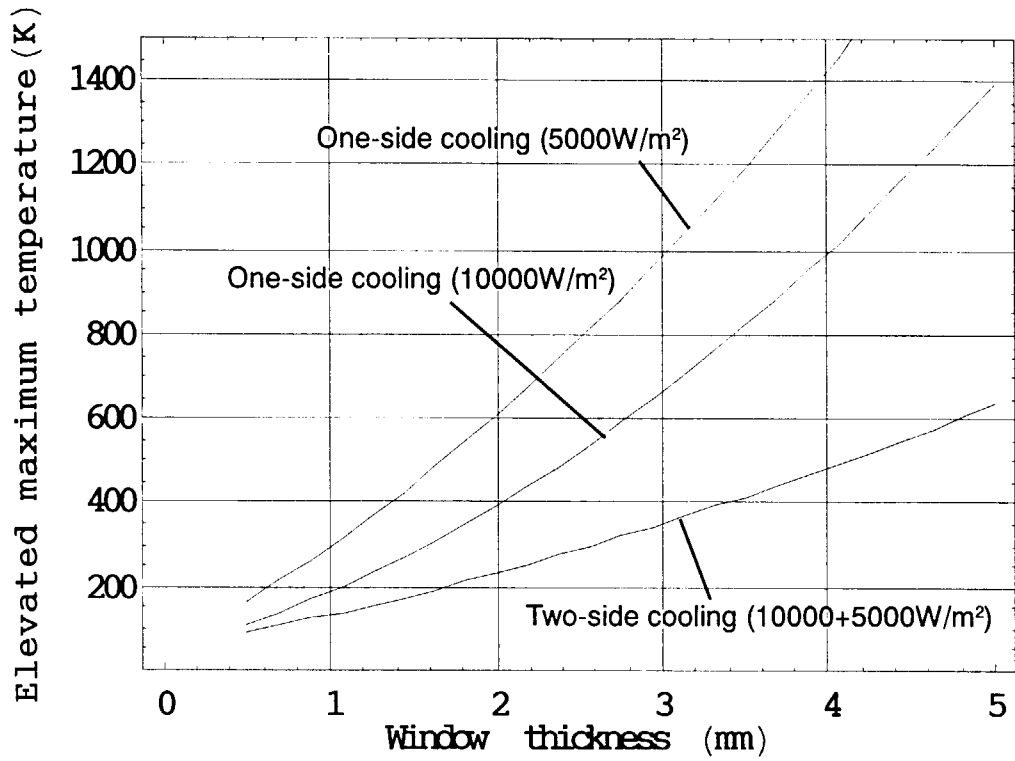


Fig.3.2 Relationship between elevated maximum temperature and thickness of window(Steady state conditions)

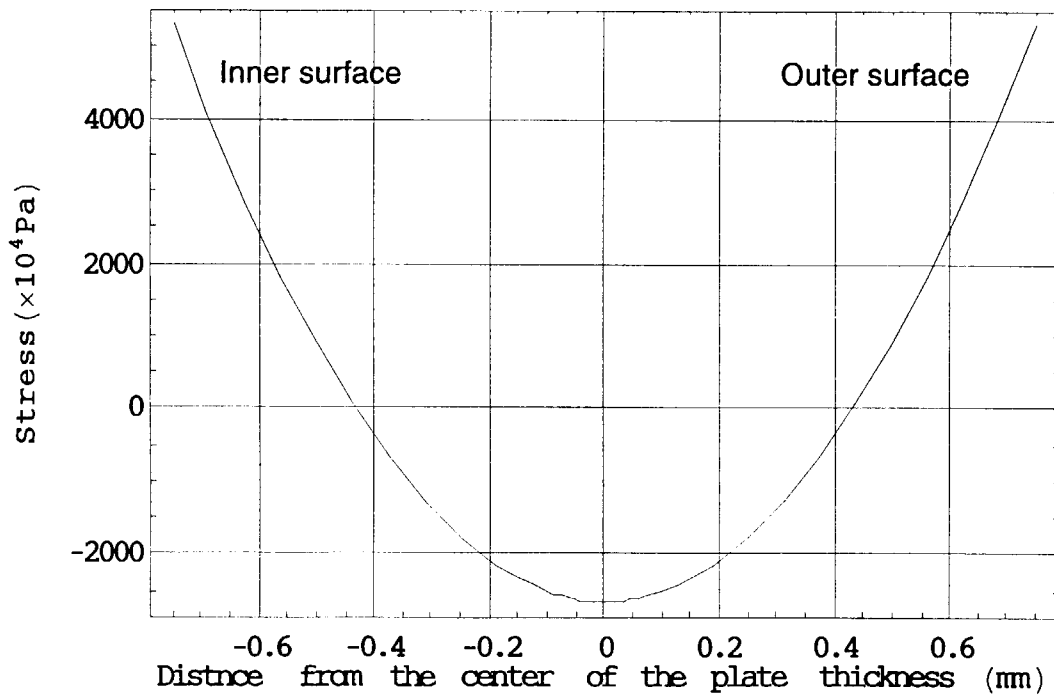


Fig.3.3 Stress distribution in window (Steady state condition)

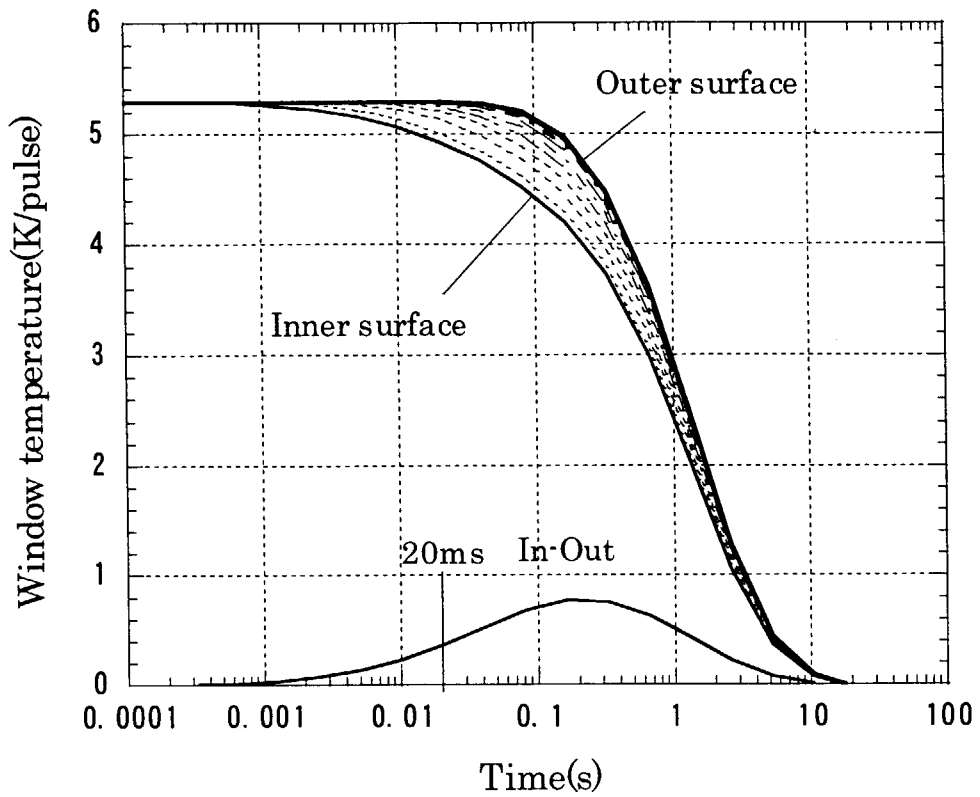


Fig.3.4 Transient temperature of the 1.5mm thick window due to one pulse

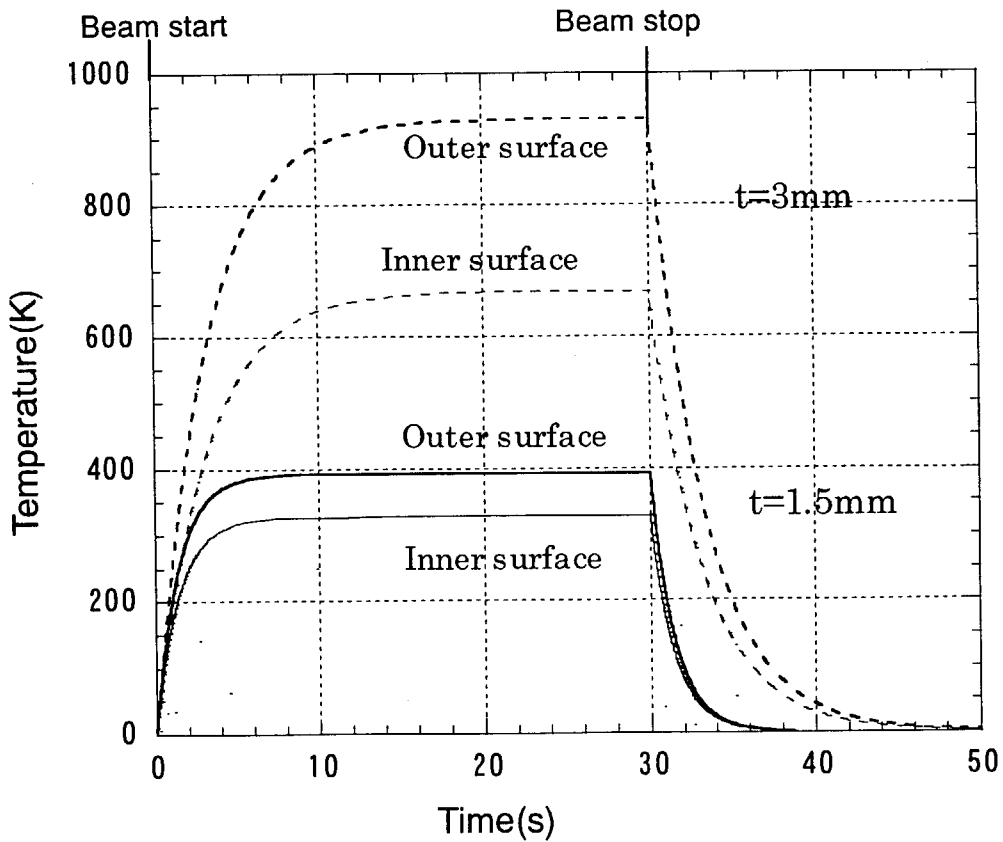


Fig.3.5 Temperature change from beam start-up to cool down ;  
window thickness  $t=1.5\text{mm}$  and  $3\text{mm}$

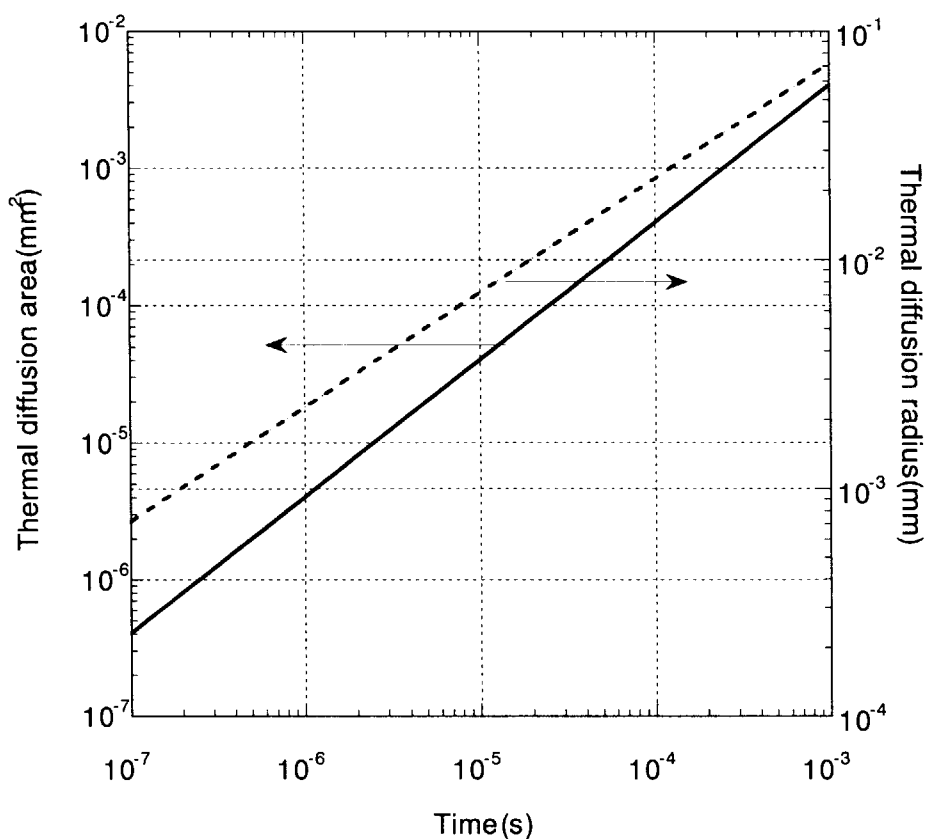


Fig.3.6 Speed of thermal diffusion of SS316 steel

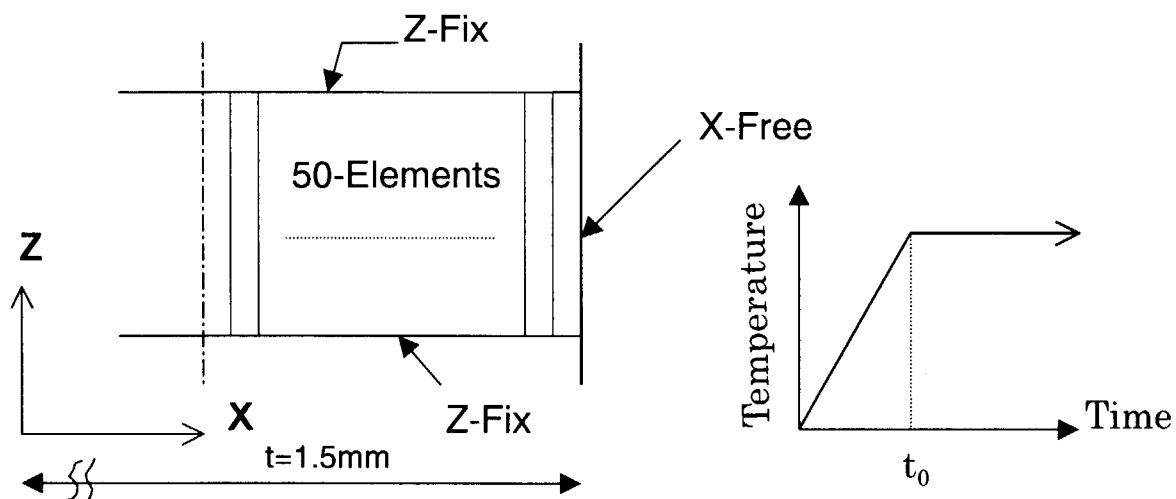


Fig.3.7 Analytical model of window plate (1-dimensional model)

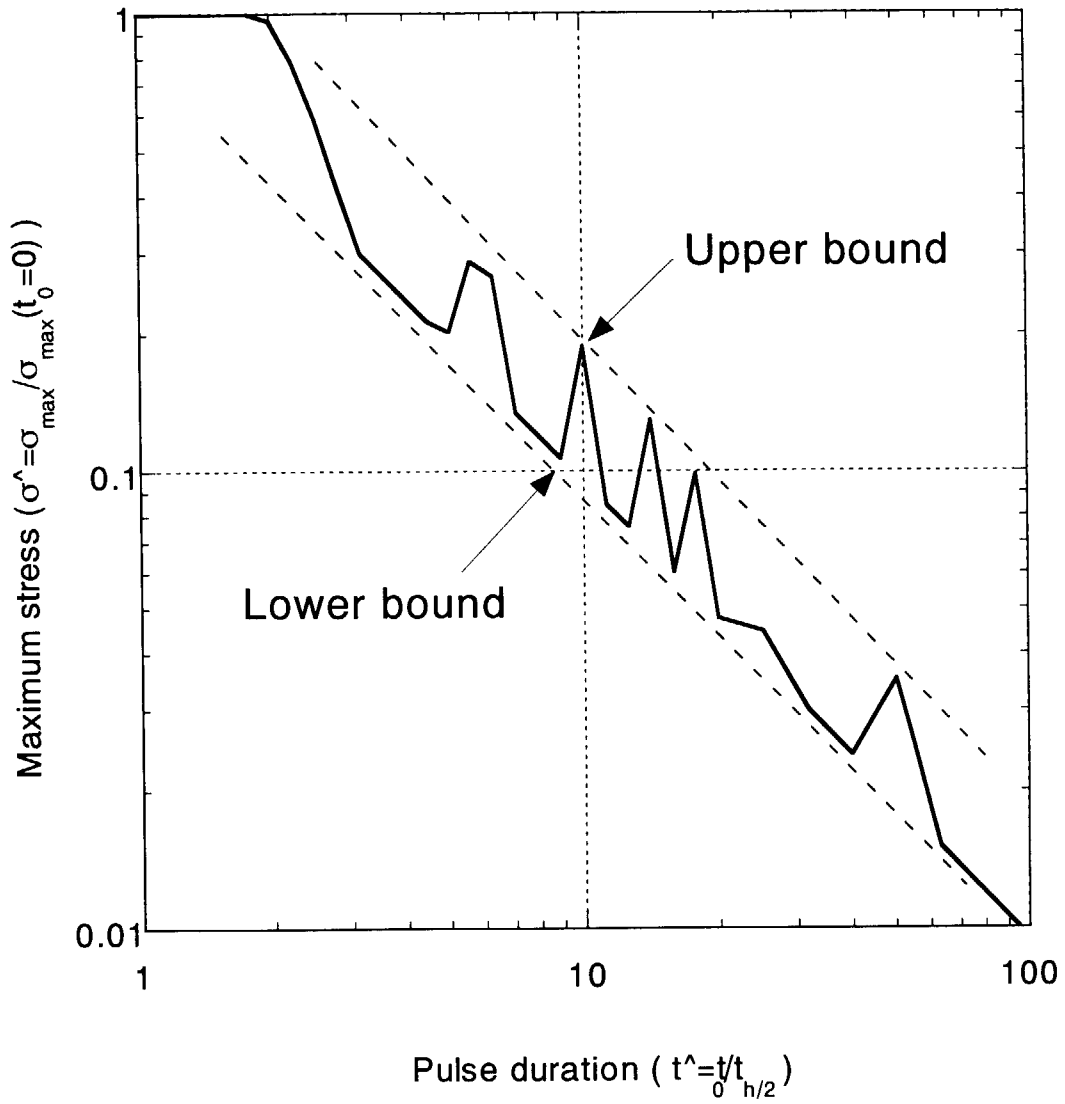
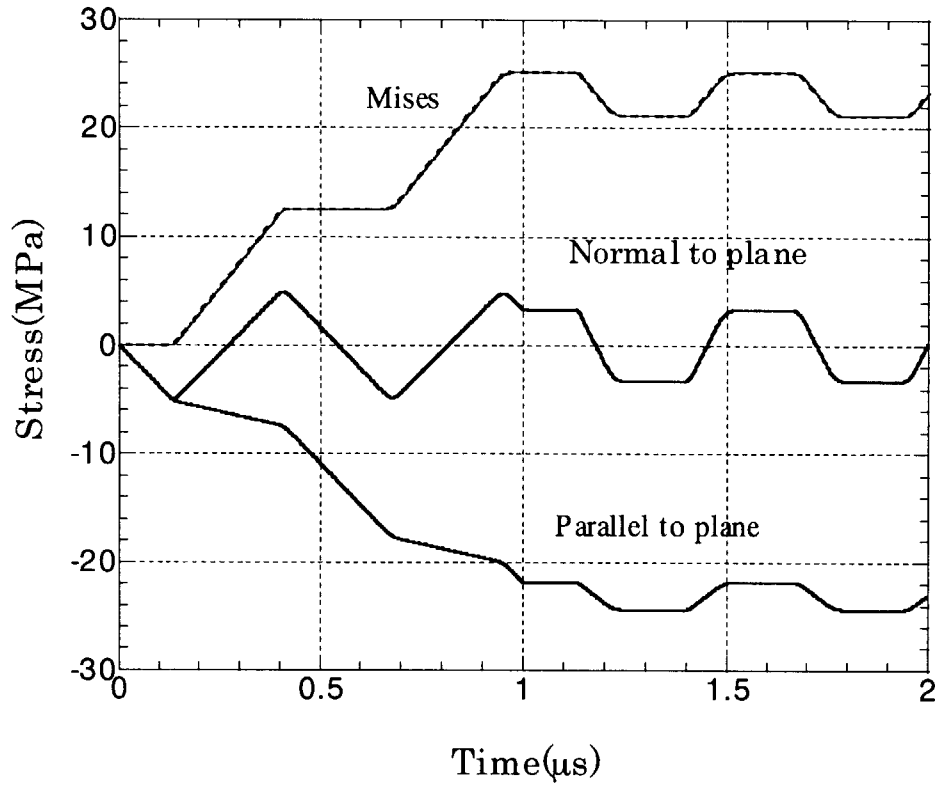
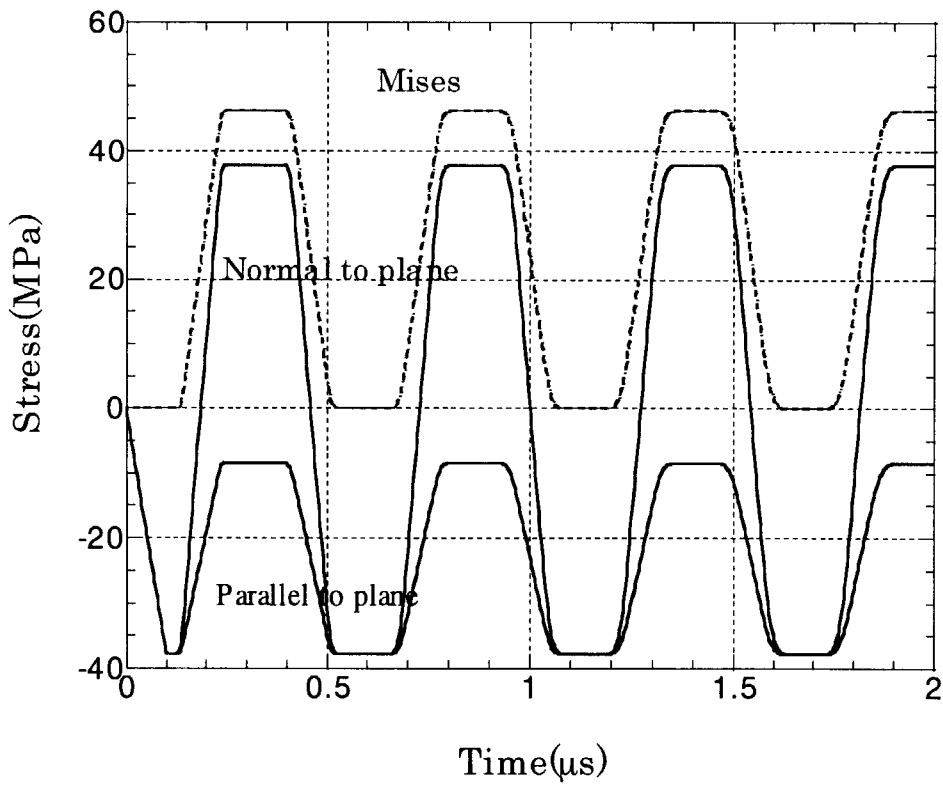


Fig.3.8 Relationship between pulse duration and maximum stress of window



(a)  $t_0 = 1.0 \mu\text{s}$



(b)  $t_0 = 0.1 \mu\text{s}$

Fig.3.9 Transient time of stress in window due to 1-pulse;  
window thickness is 1.5mm



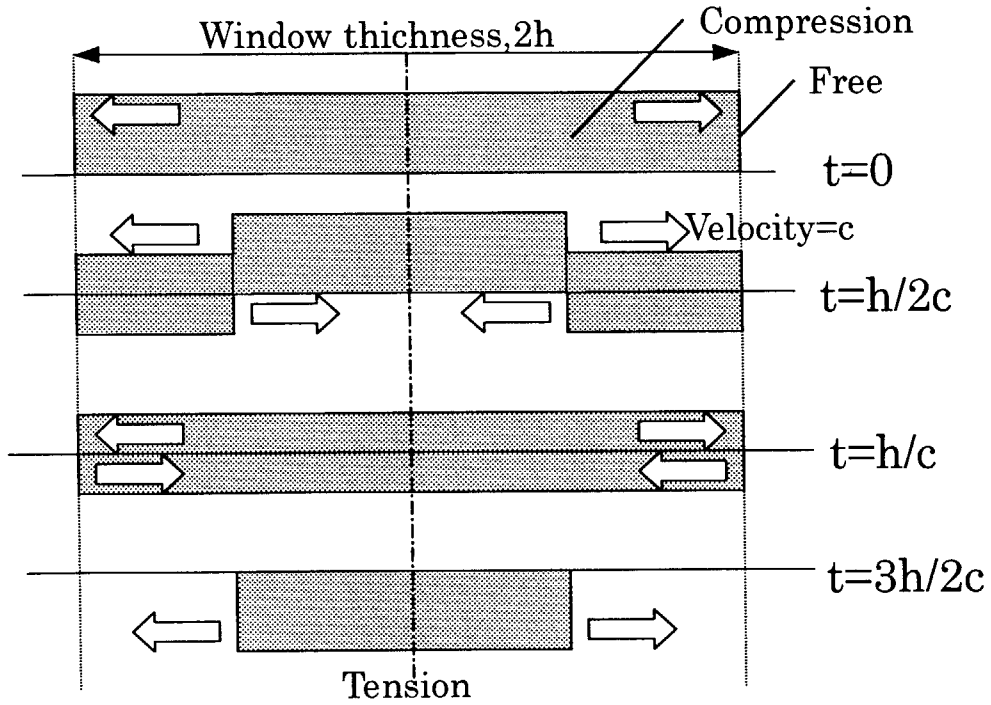


Fig.3.10 Longitudinal wave propagation process in window simulated with stress free surfaces

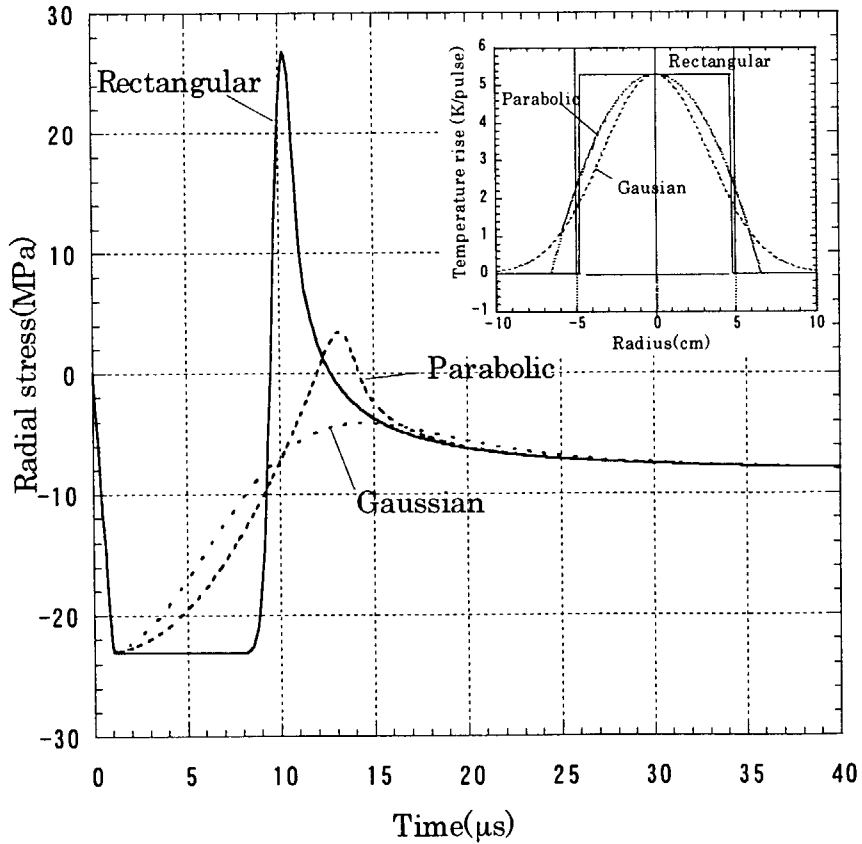


Fig.3.11 Stress transient at the center of window under various beam profile;rectangular,parabolic and Gaussian.

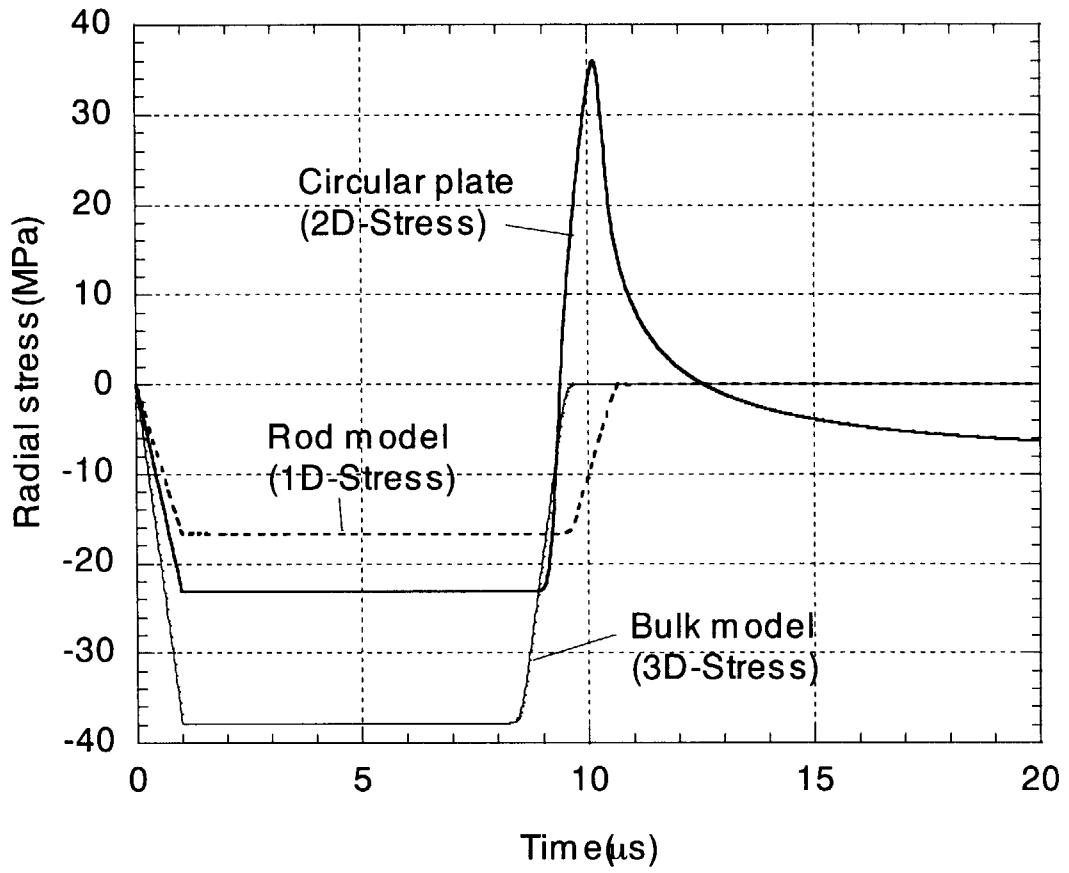
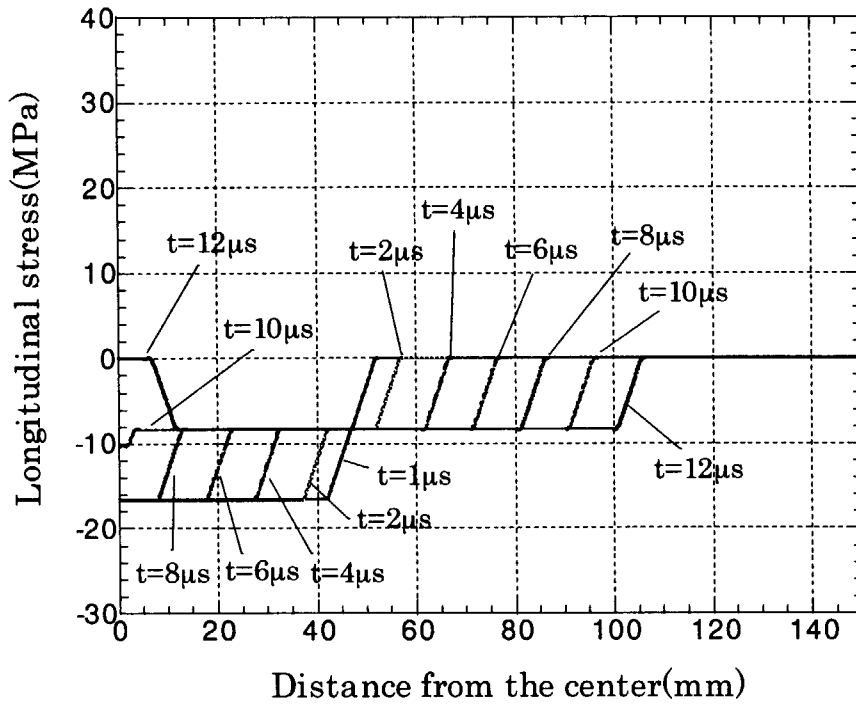
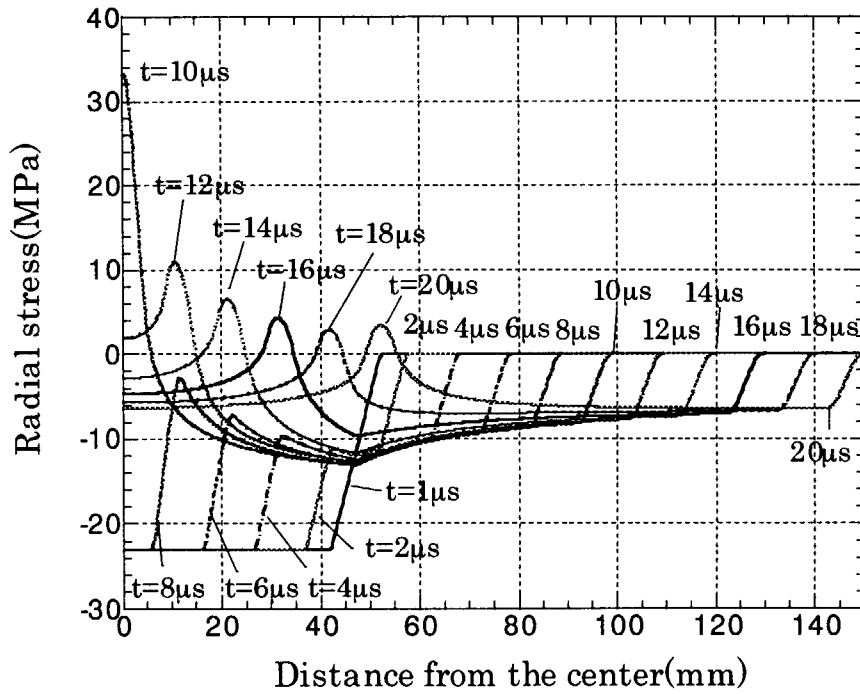


Fig.3.12 Stress transient with various models;  
circular plate, rod and bulk models



(a) 1D-Longitudinal wave



(b) 2D-Cylindrical longitudinal wave

Fig.3.13 Stress wave propagation

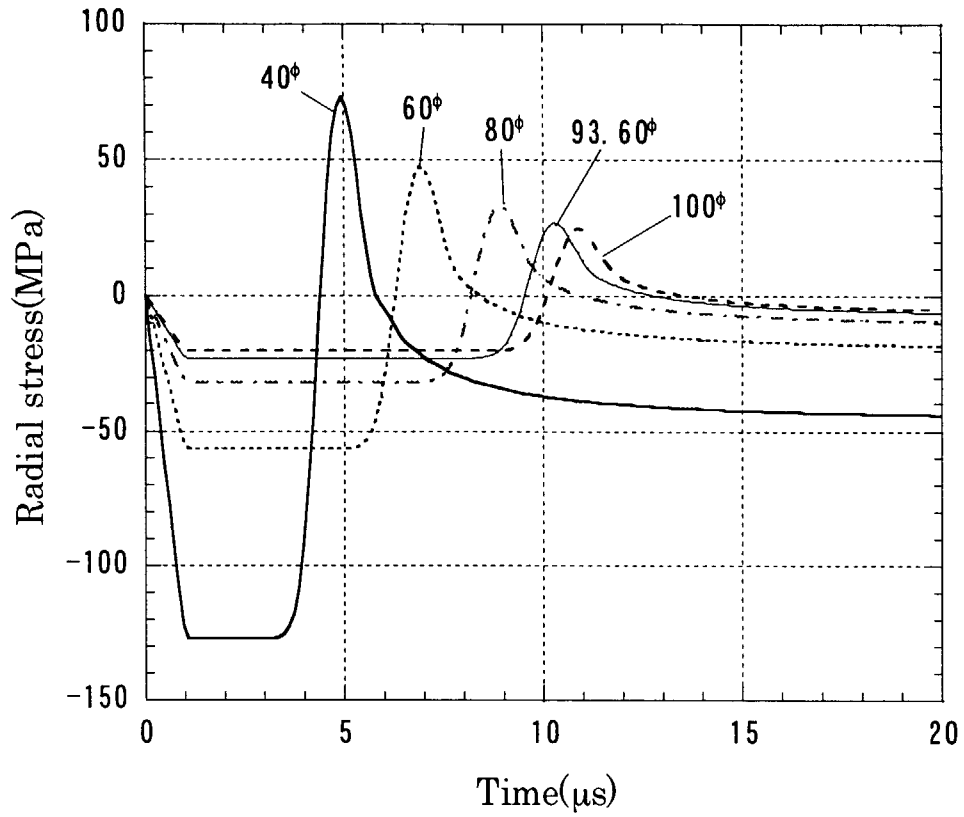


Fig.3.14 Comparison of stress wave propagation under various beam diameters

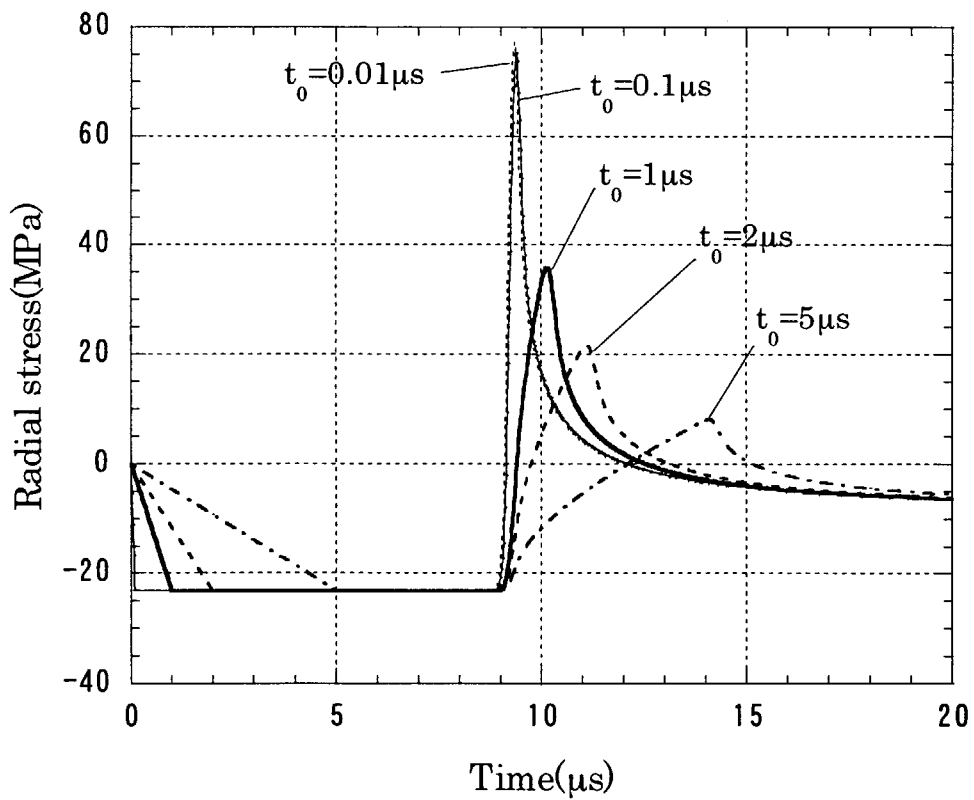


Fig.3.15 Comparison of stress wave propagation under various proton pulse duration

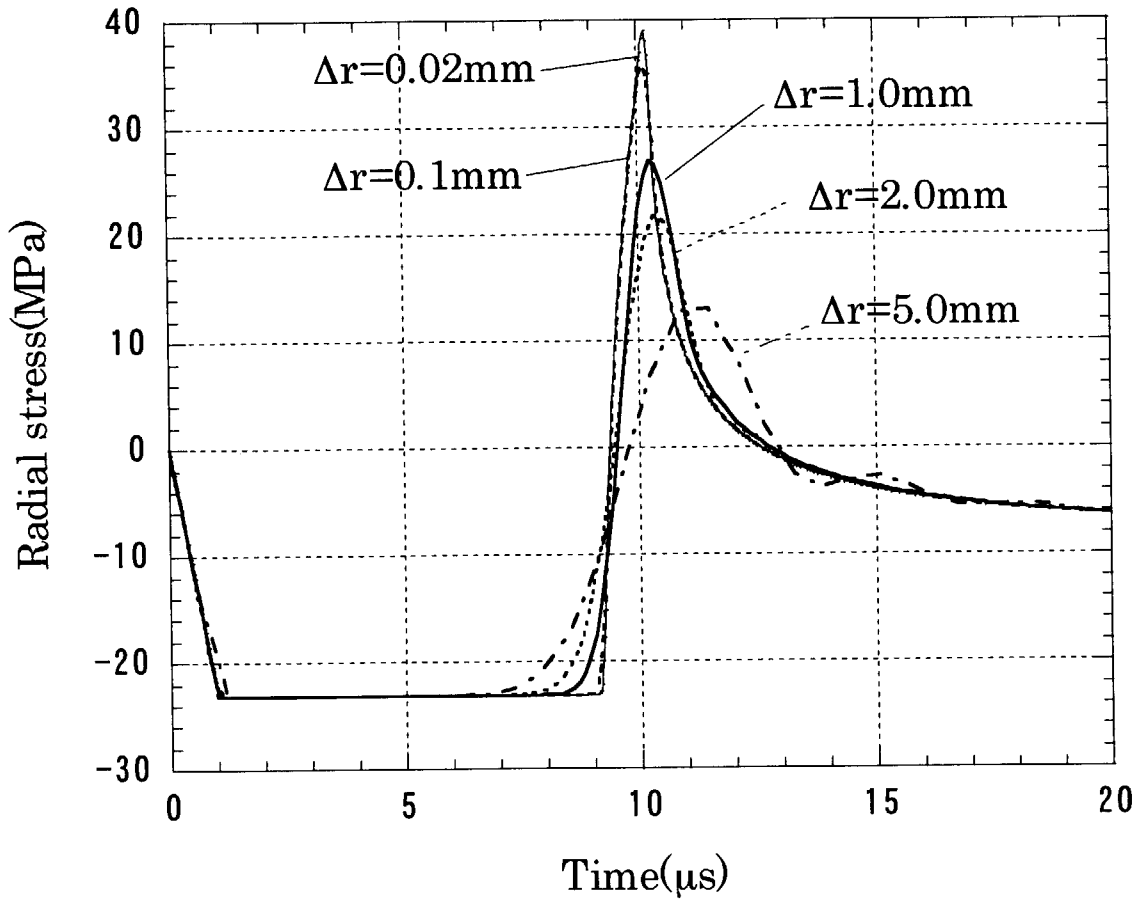
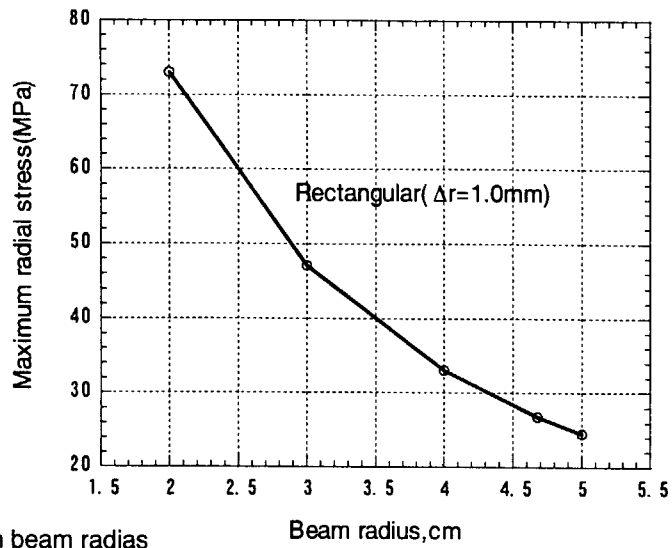
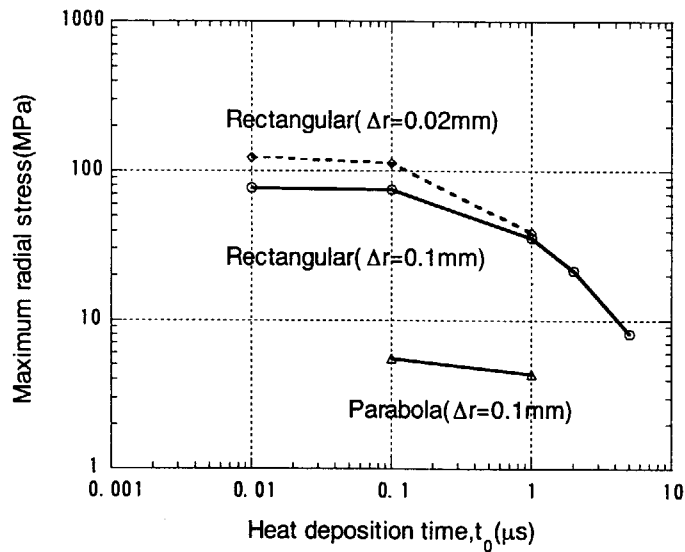


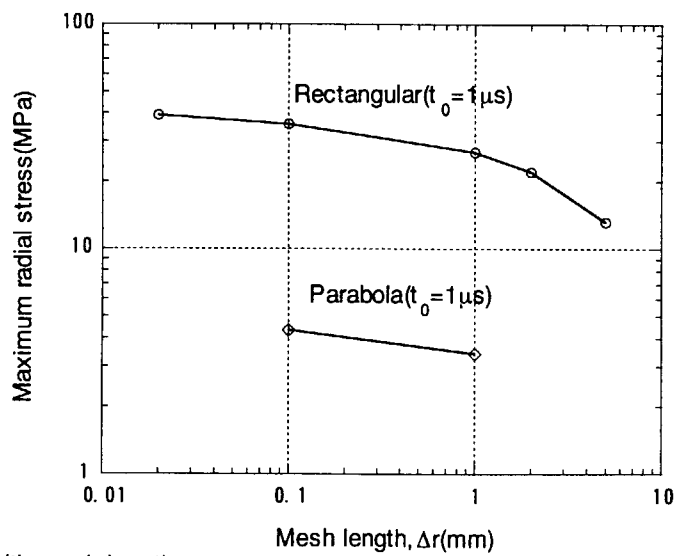
Fig.3.16 Comparison of stress wave propagation under various radial mesh lengths(  $\Delta r$  )



(a) Variation with beam radius



(b) Variation with proton pulse duration



(c) Variation with mesh lengths

Fig.3.17 Maximum stress generated in window;  
window thickness is 1.5mm

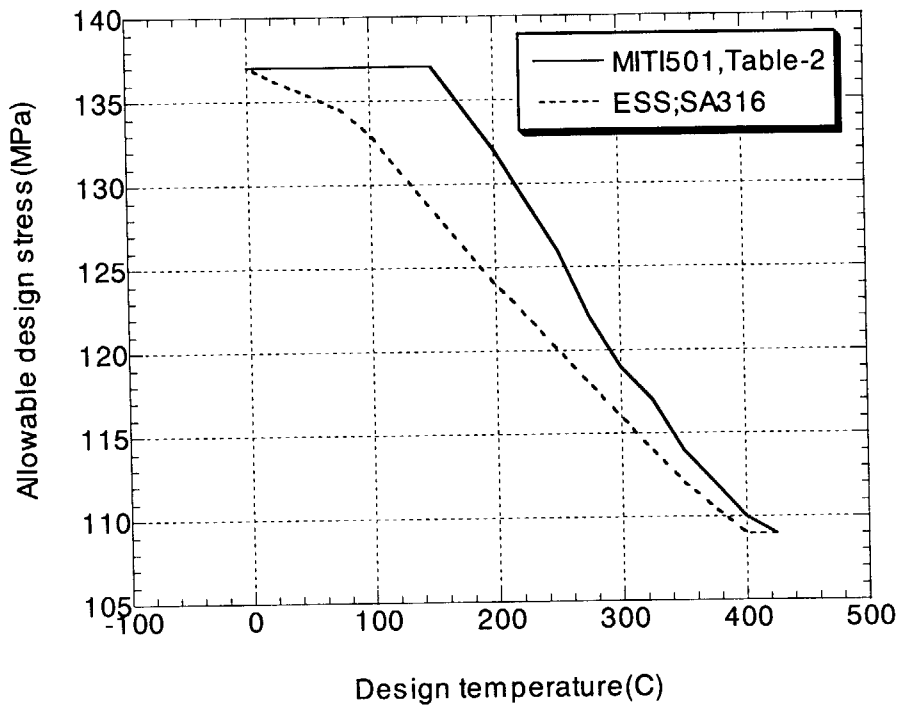


Fig.3.18 Design stress of SUS316 steel

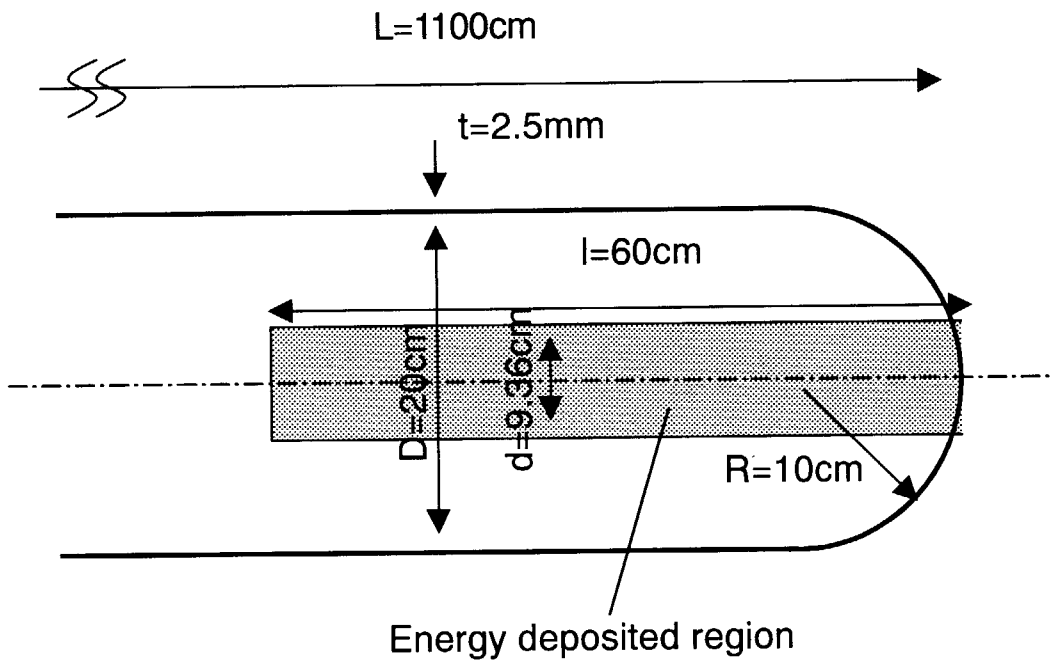


Fig.4.1 Dimension of target container(SUS316).

\*Target container(Shell element;SAX1)

Elements 235.

Nodes 236.

\*Liquid metal target;Hg(Solid element;CAX4R)

Elements 11,125.

Nodes 11,622.

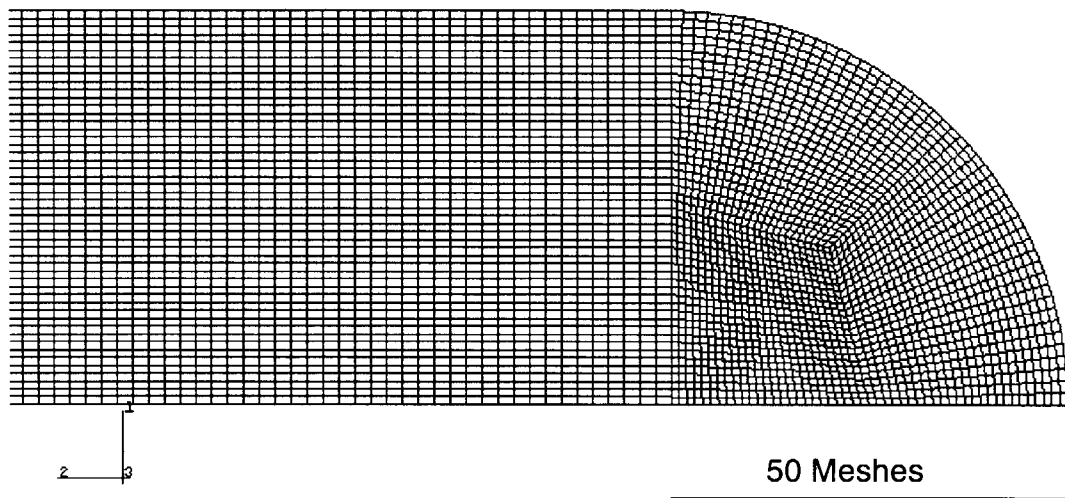
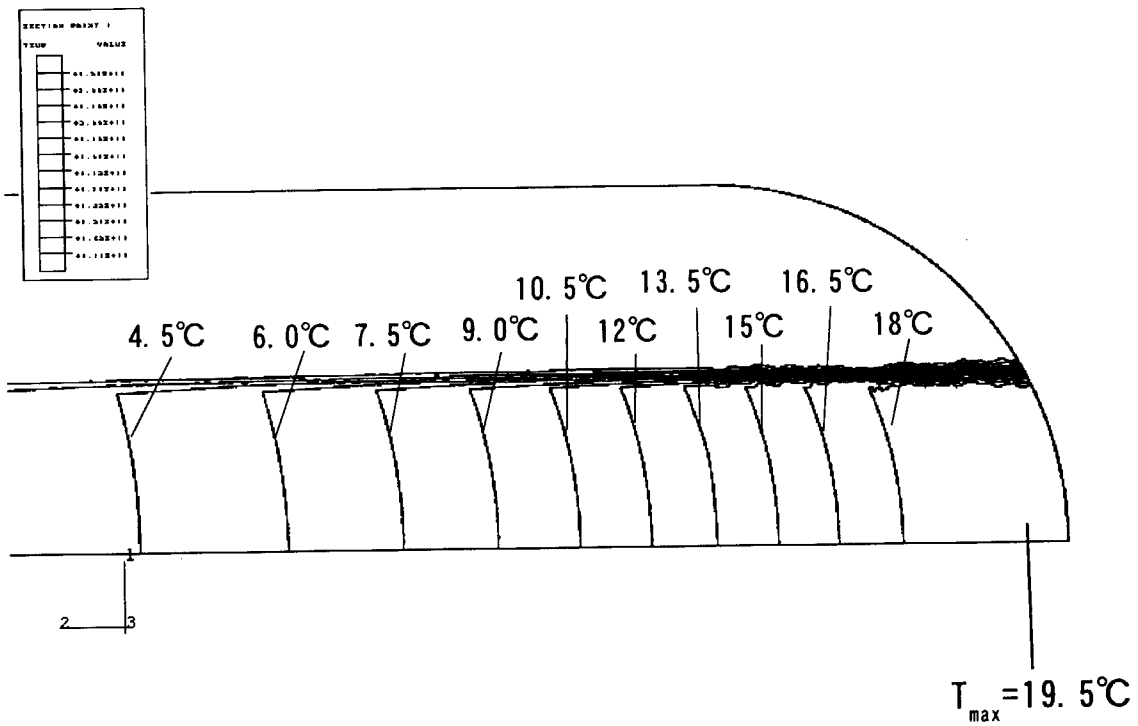


Fig.4.2 FEM model of mercury target;ABAQUS/Explicit



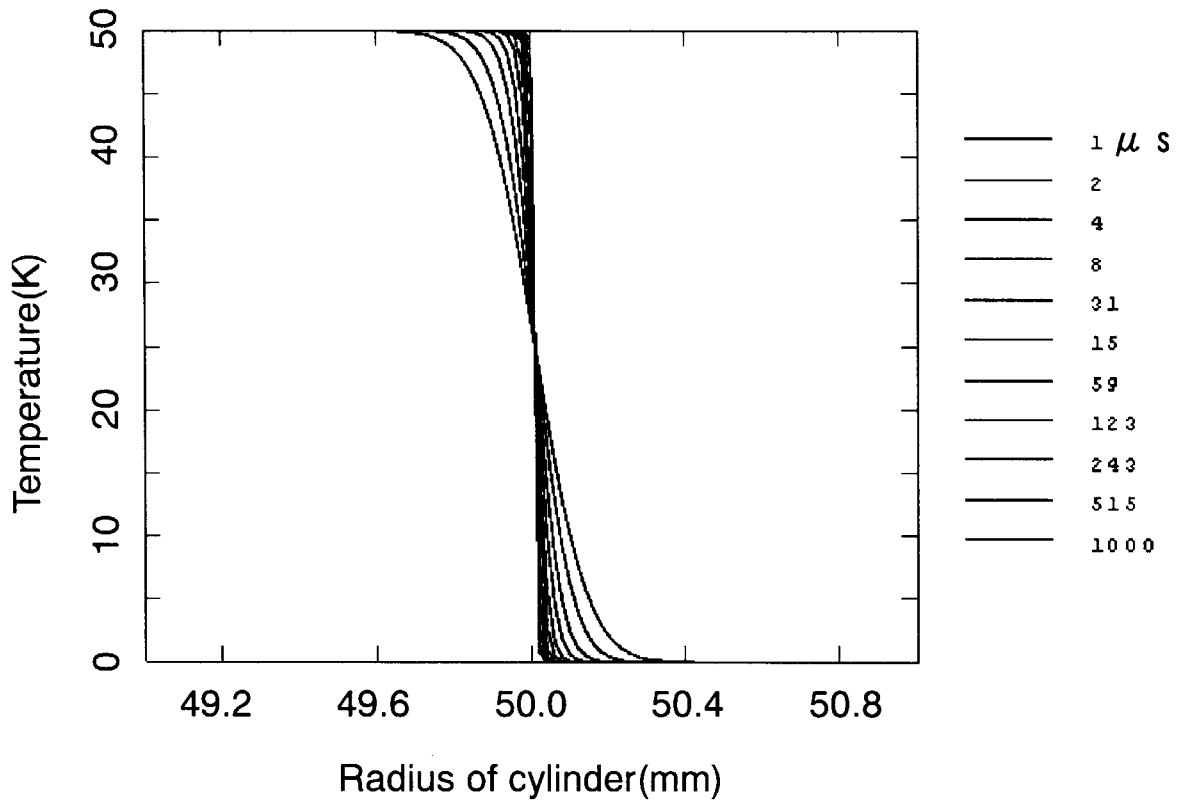


(a). General view

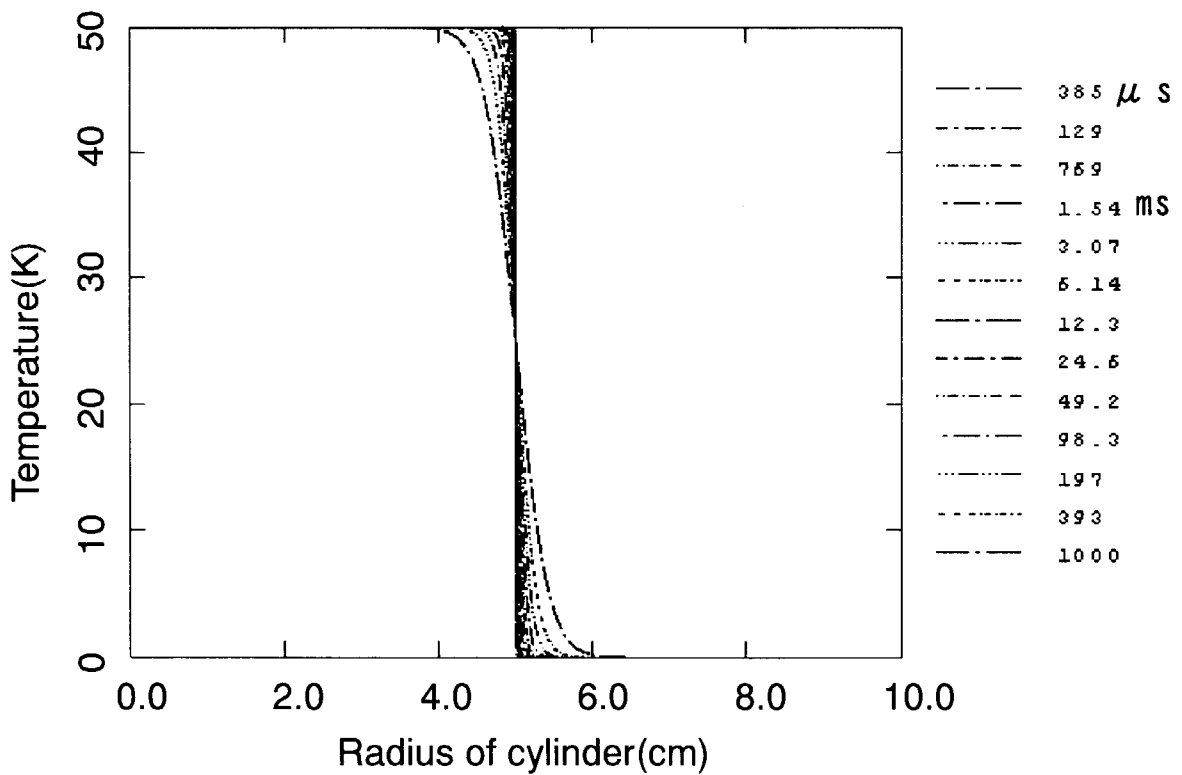


(b). Temperature distribution in the vicinity of window

Fig.4.3 Temperature contour map in mercury under one-pulse energy deposition.



(a). Time=1μs ~ 1ms



(b). Time=385μs ~ 1s

Fig.4.4 Temperature distribution in mercury(Dia.=10cm).

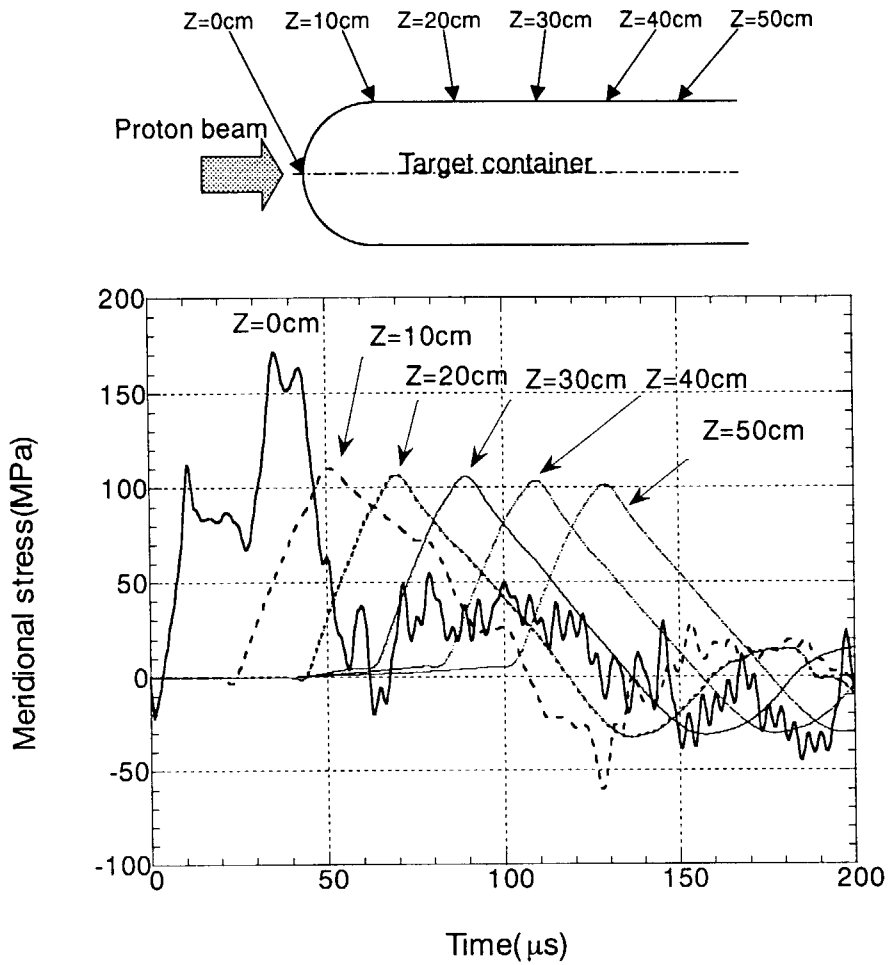


Fig.4.5 Meridional stress propagation caused by stress wave in target container.

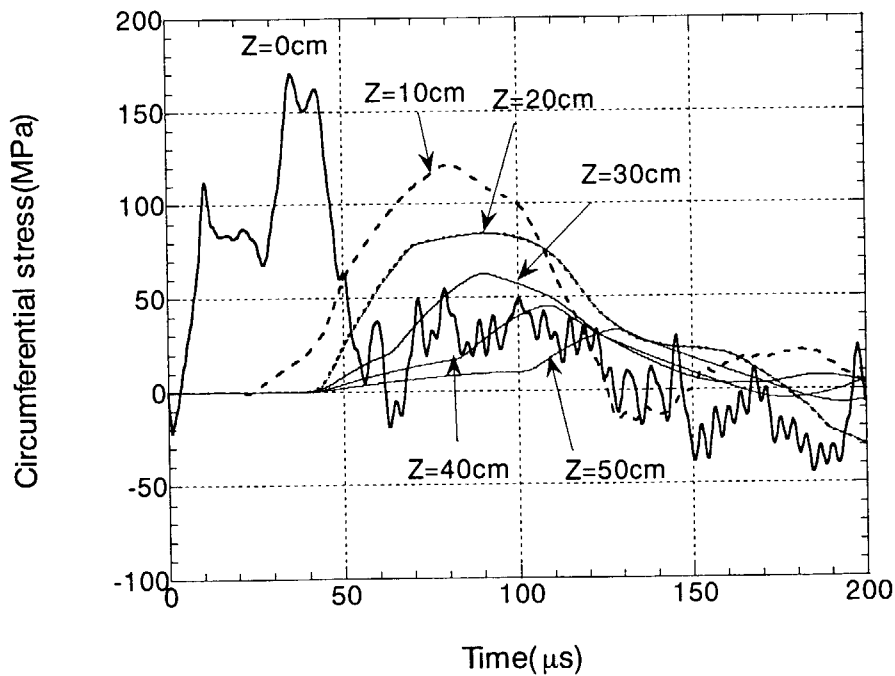


Fig.4.6 Circumferential stress propagation caused by stress wave in target container.

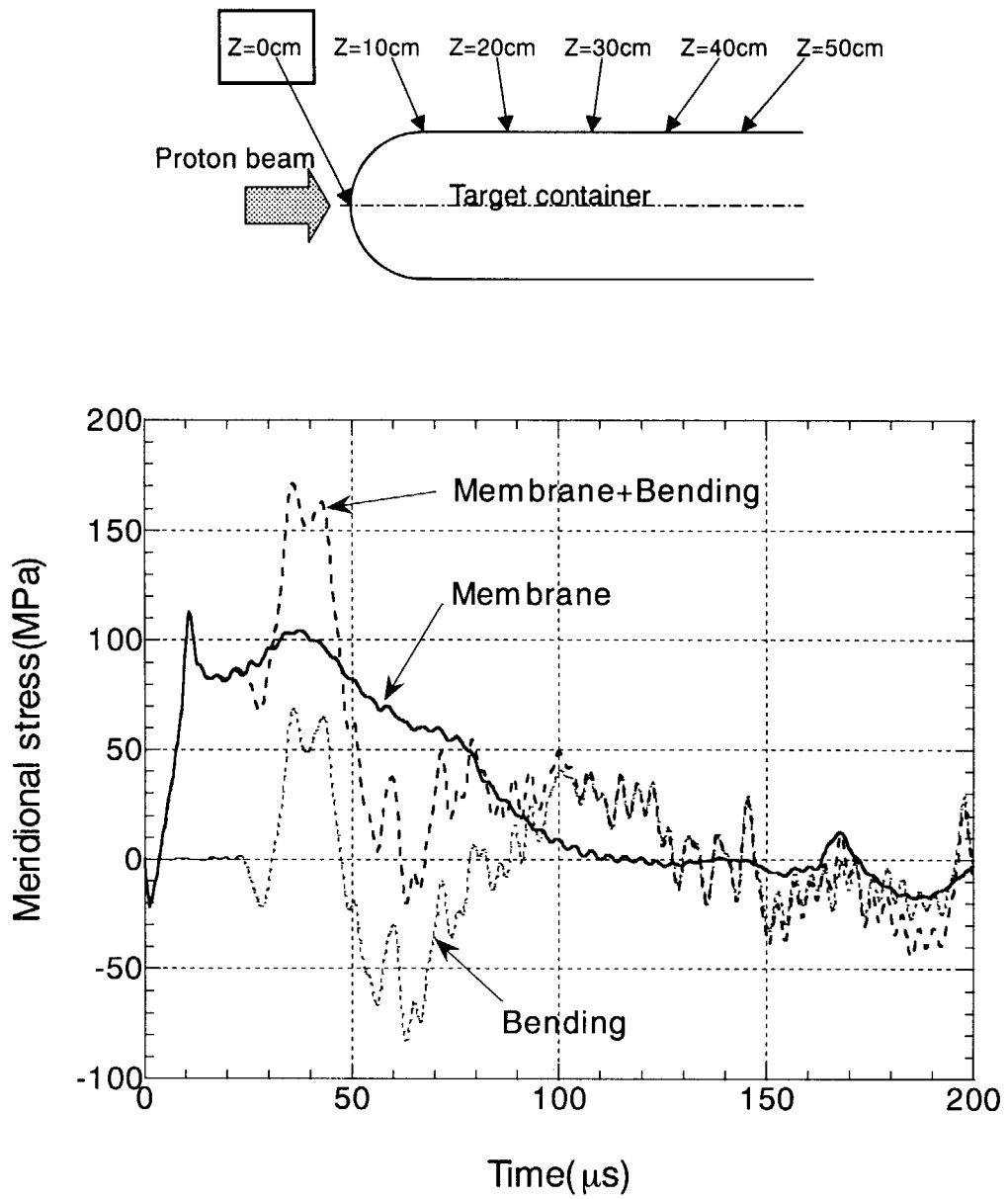


Fig.4.7 Meridional stress components generated in window(Z=0cm).

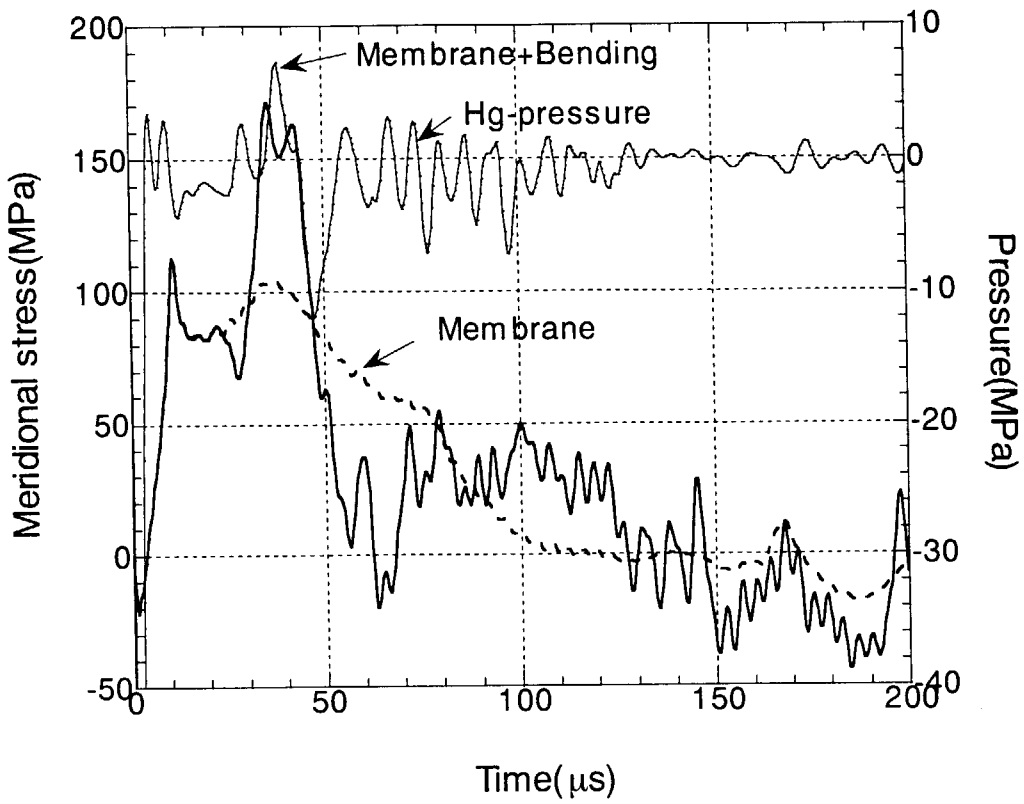


Fig.4.8 Meridional stress and pressure changes at the center of window( $Z=0$ cm).

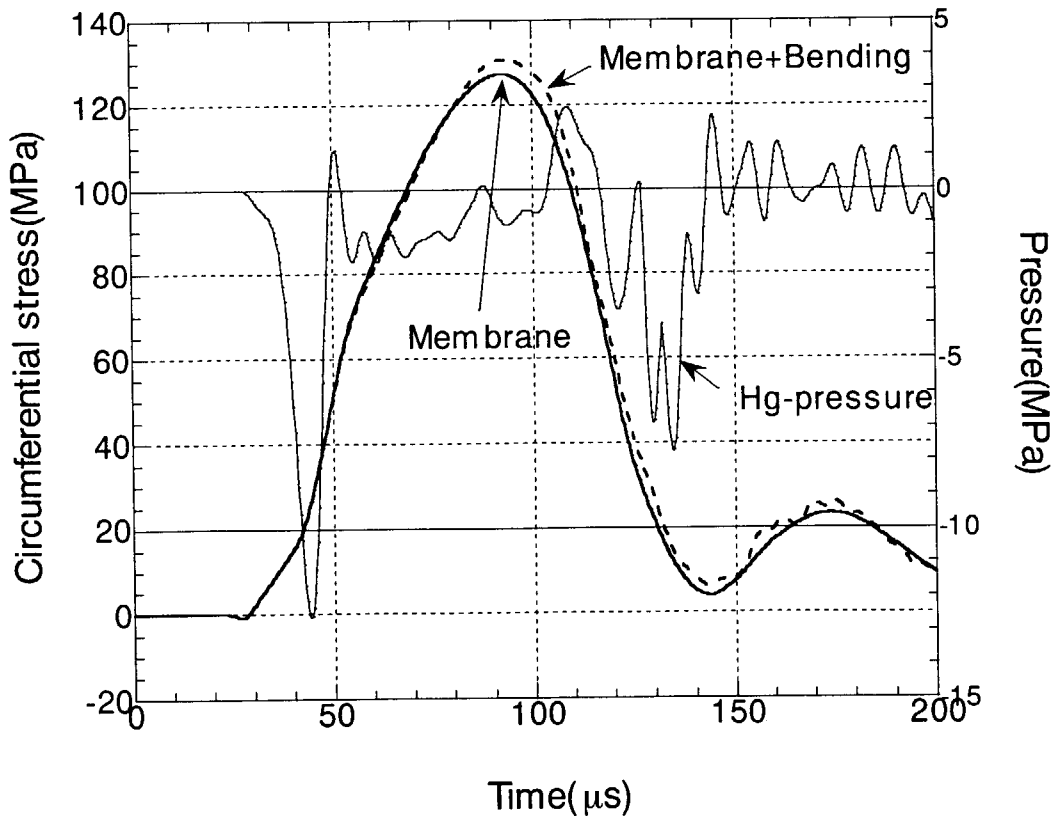


Fig.4.9 Circumferential stress and pressure changes at  $Z=12$ cm in cylinder section.

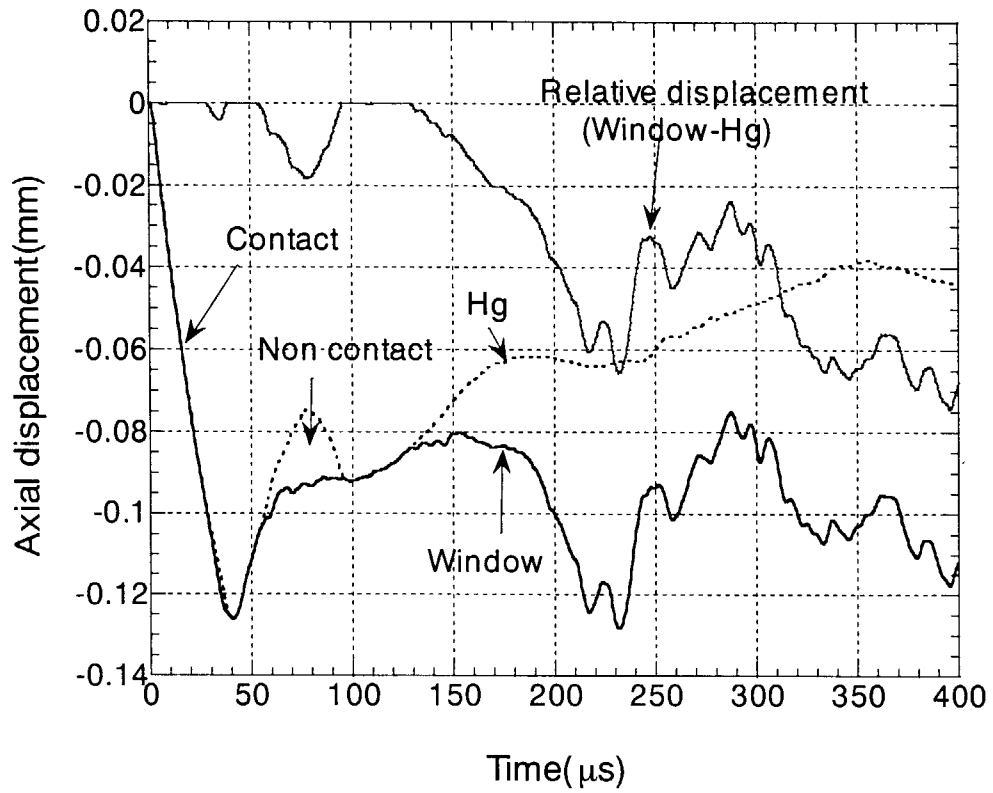


Fig.4.10 Axial displacement changes at the center of window(Z=0cm).

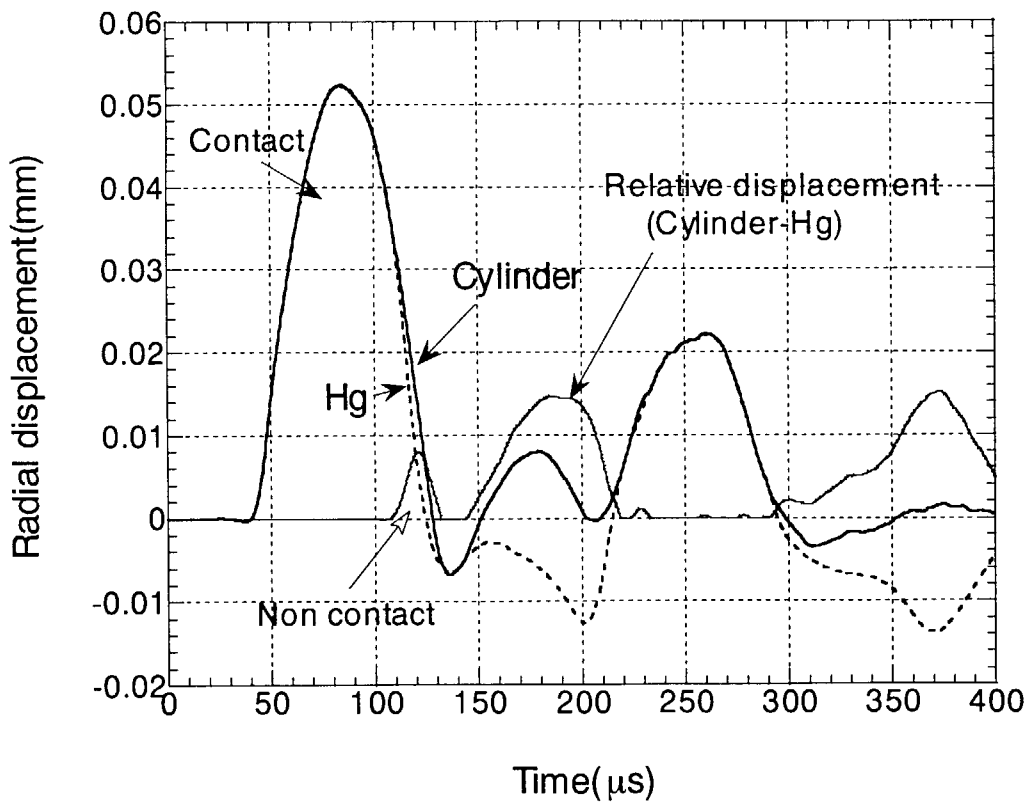


Fig.4.11 Radial displacement changes at Z=12cm in cylinder section.

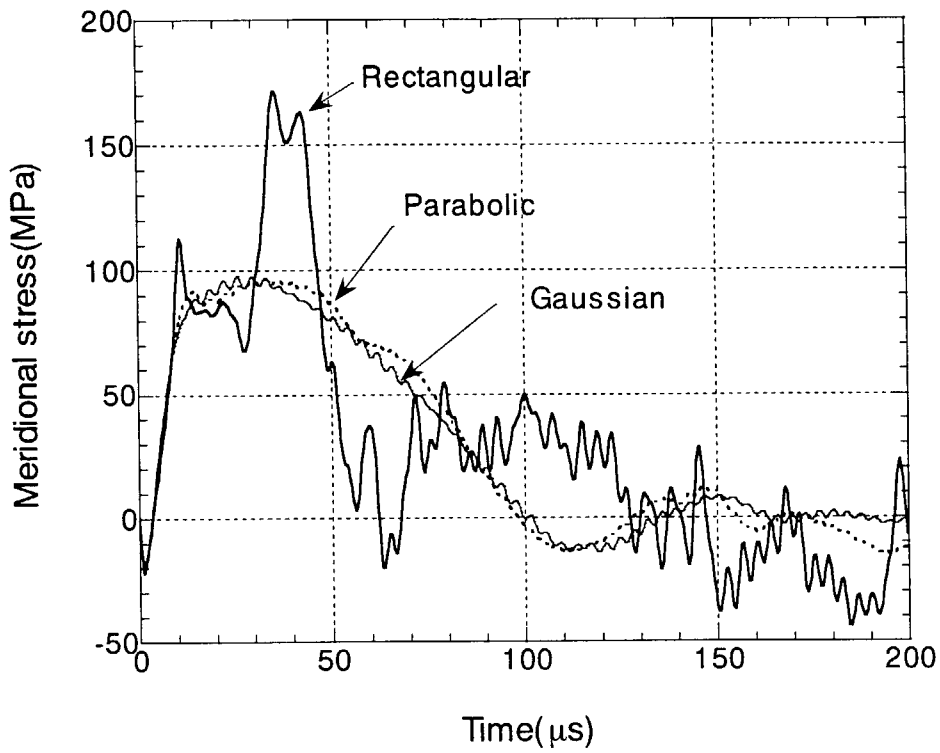


Fig.4.12 Meridional stress changes at the center of window under various beam profile;rectangular,parabolic and Gaussian.

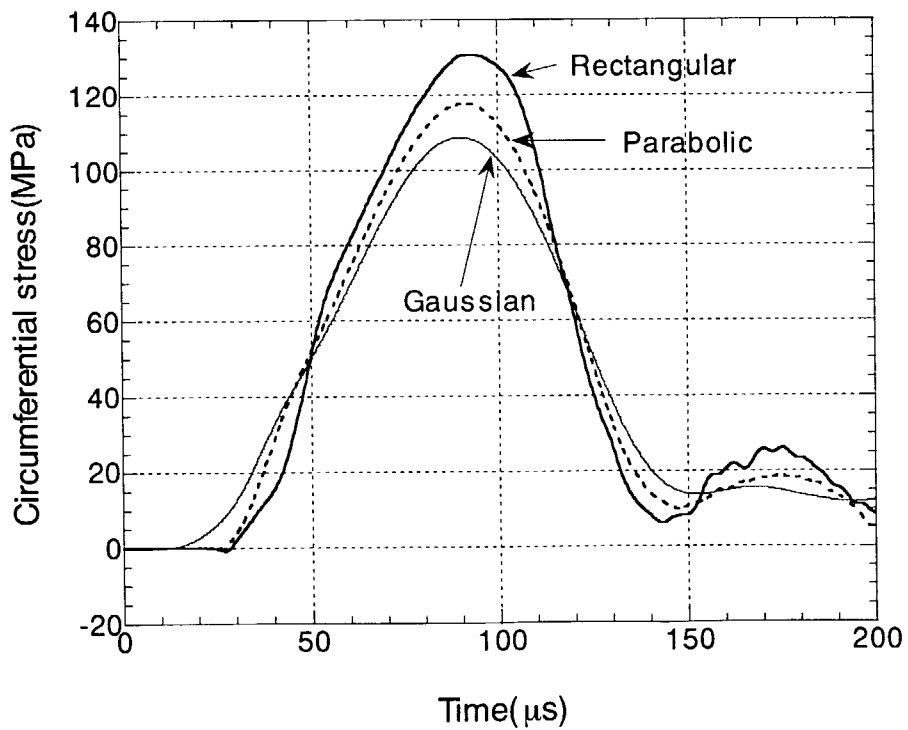


Fig.4.13 Circumferential stress changes at Z=12cm in cylinder section under various beam profile;rectangular,parabolic and Gaussian.

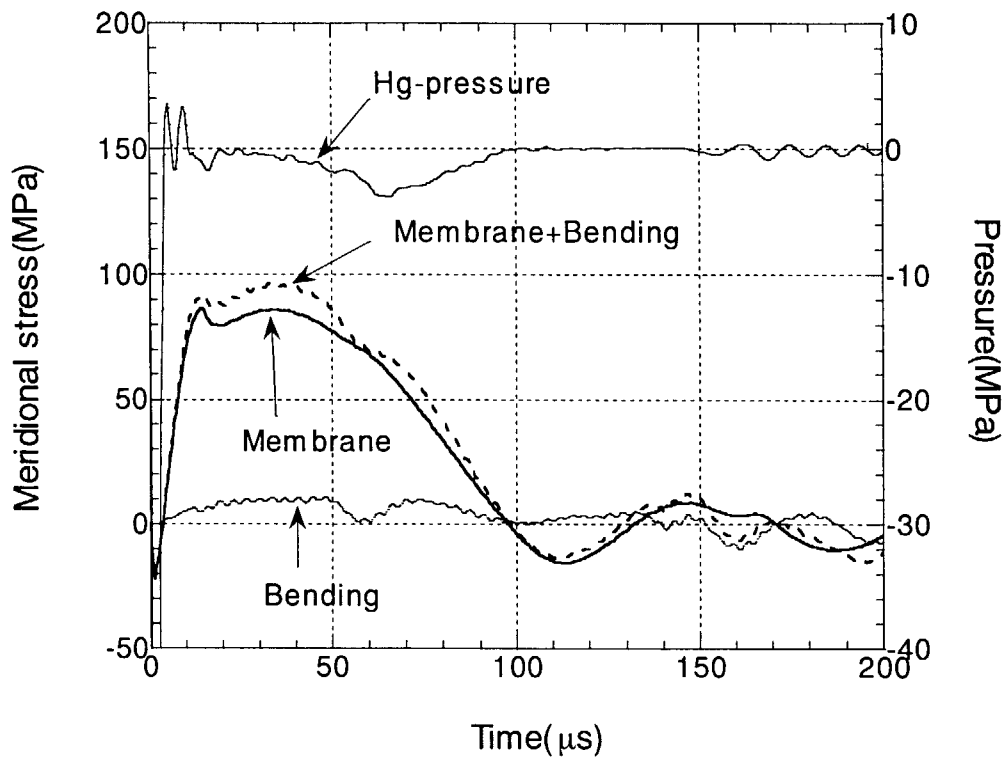


Fig.4.14 Meridional stress and pressure changes at the center of window( $Z=0\text{cm}$ ); parabolic beam profile.

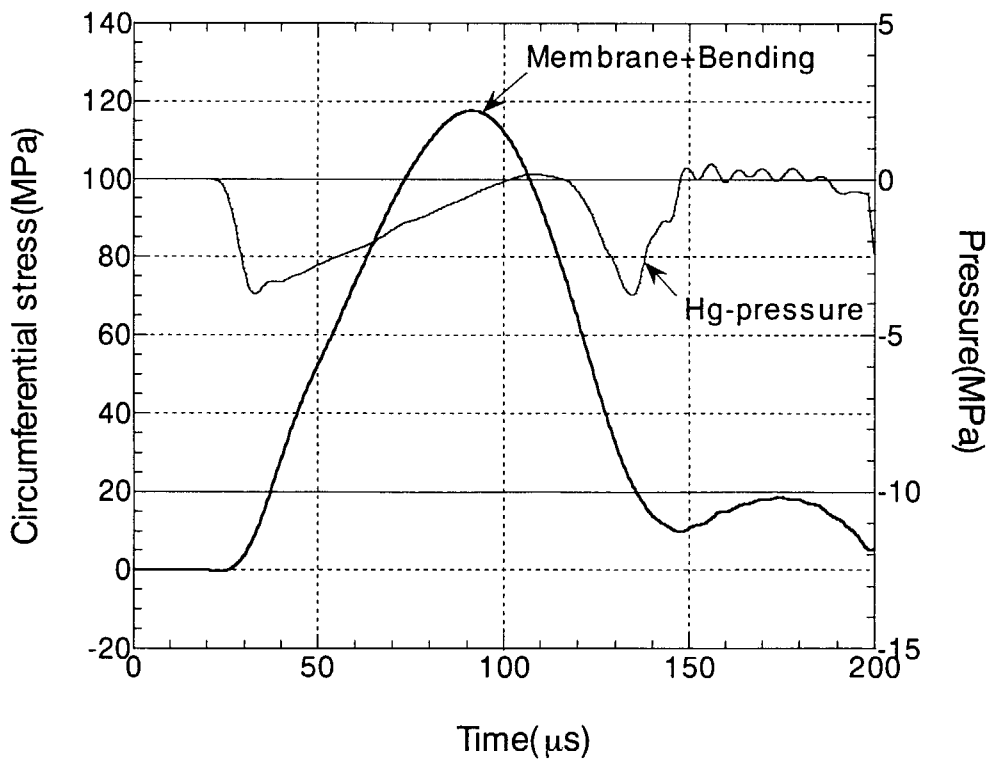


Fig.4.15 Circumferential stress and pressure changes at  $Z=12\text{cm}$  in cylinder section; parabolic beam profile.



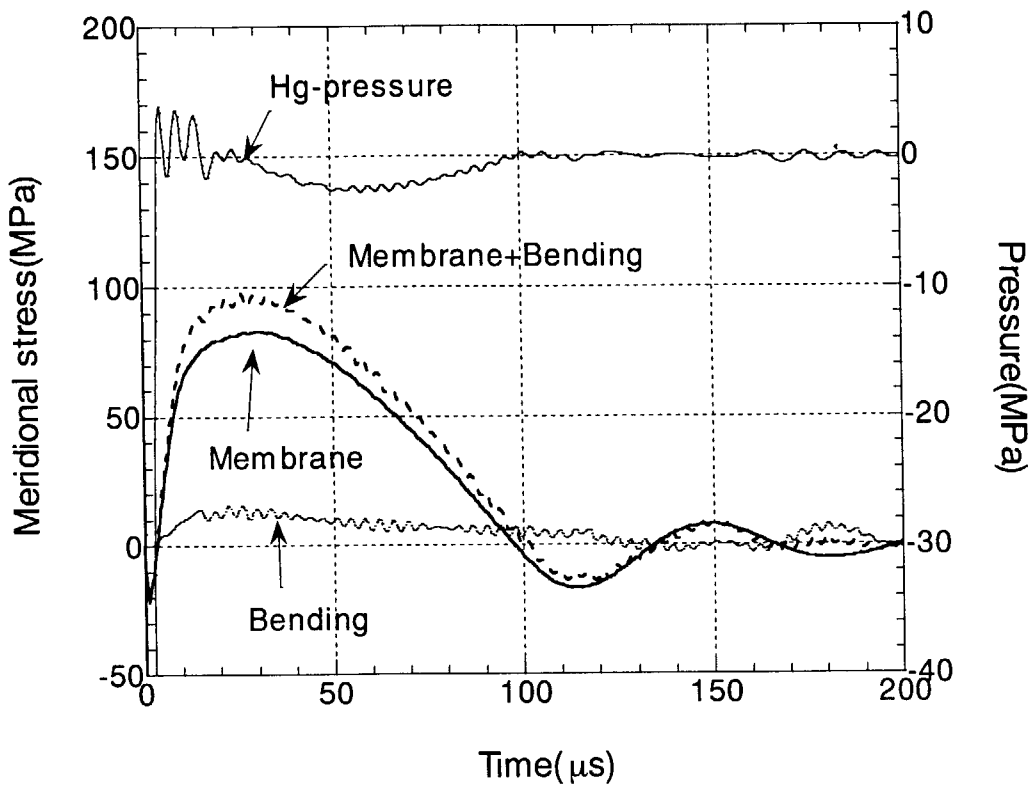


Fig.4.16 Meridional stress and pressure changes at the center of window( $Z=0$ cm); Gaussian beam profile.

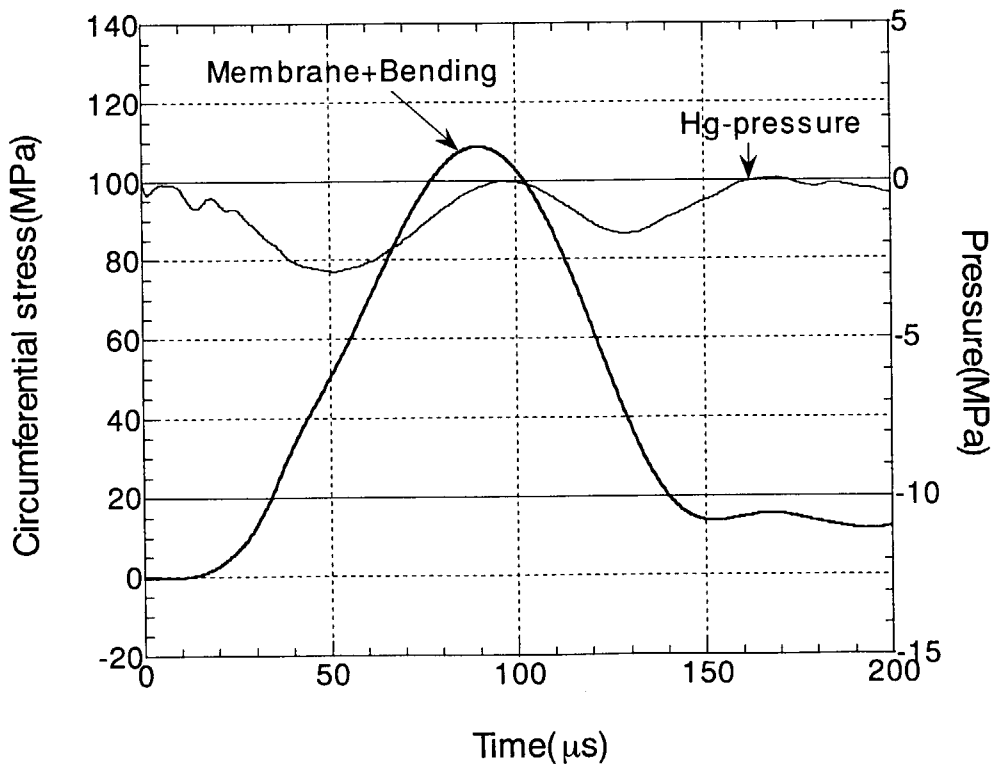


Fig.4.17 Circumferential stress and pressure changes at  $Z=12$ cm in cylinder section; Gaussian beam profile.

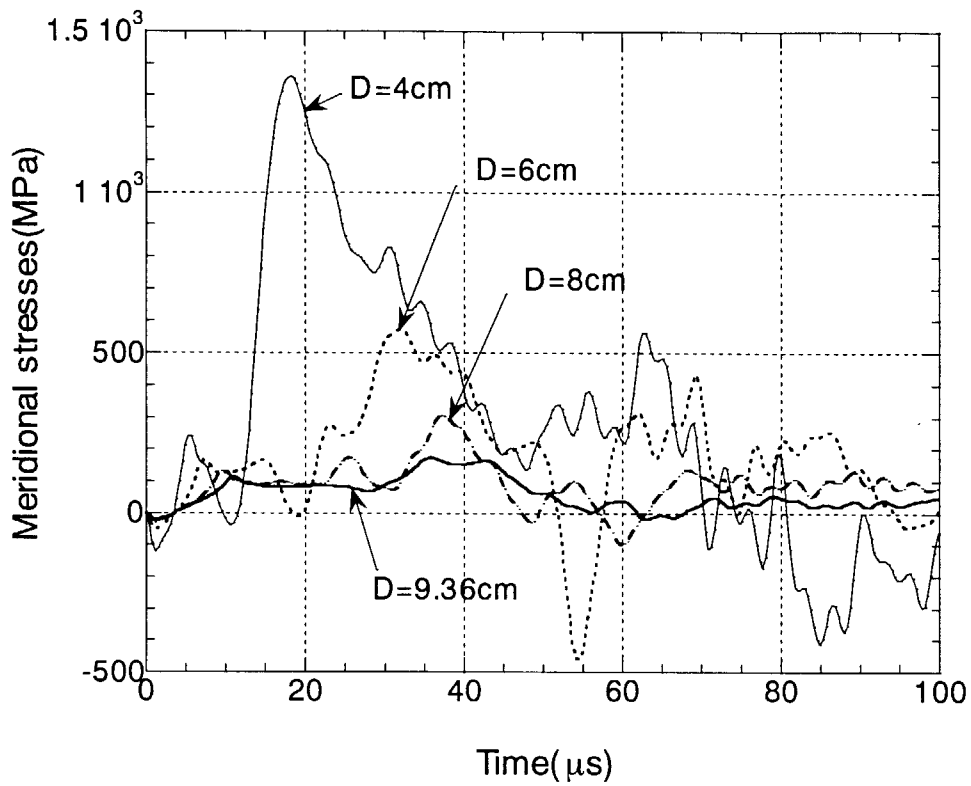


Fig.4.18 Meridional stress changes at the center of window under various beam dia.; D=4cm, 6cm, 8cm, 9.36cm.

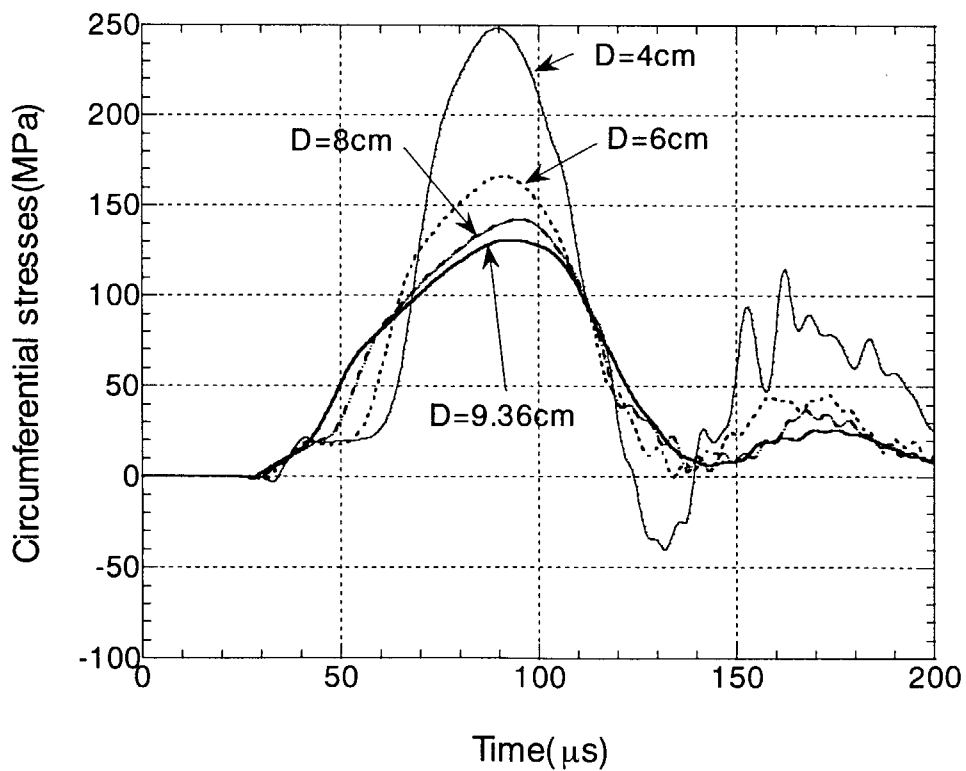


Fig.4.19 Circumferential stress at Z=12cm in cylinder section under various beam dia.; D=4cm, 6cm, 8cm, 9.36cm.

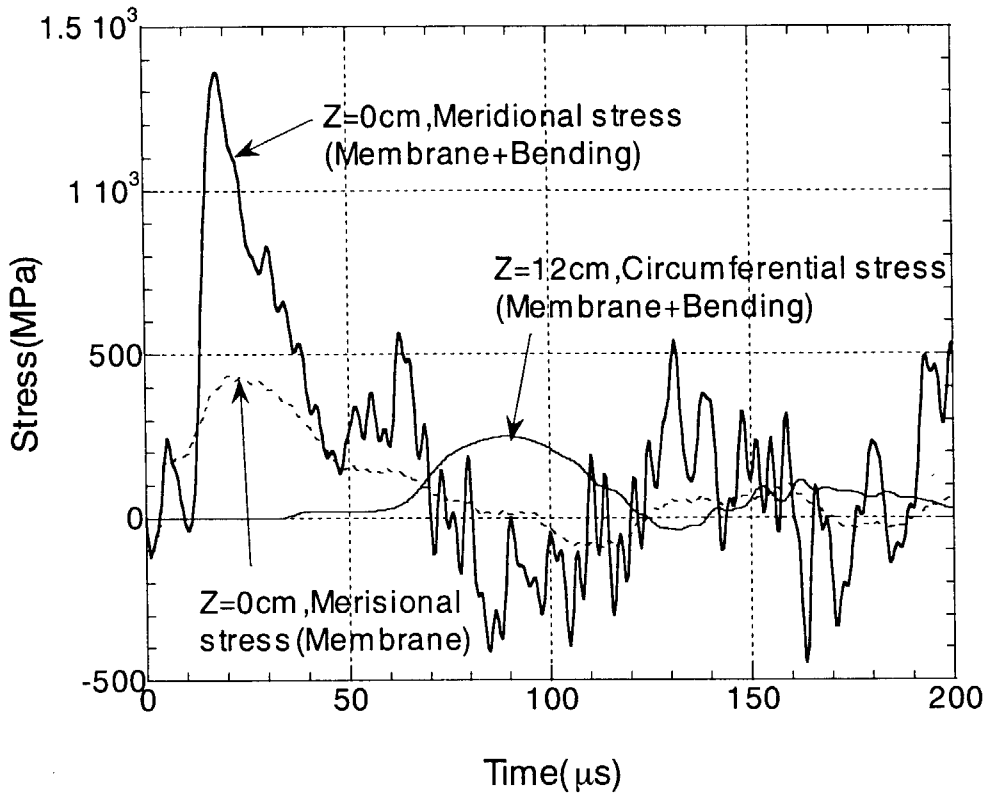


Fig.4.20 Stress changes at the center of window( $Z=0\text{cm}$ ) and the cylinder section( $Z=12\text{cm}$ ); beam dia.= 4cm.

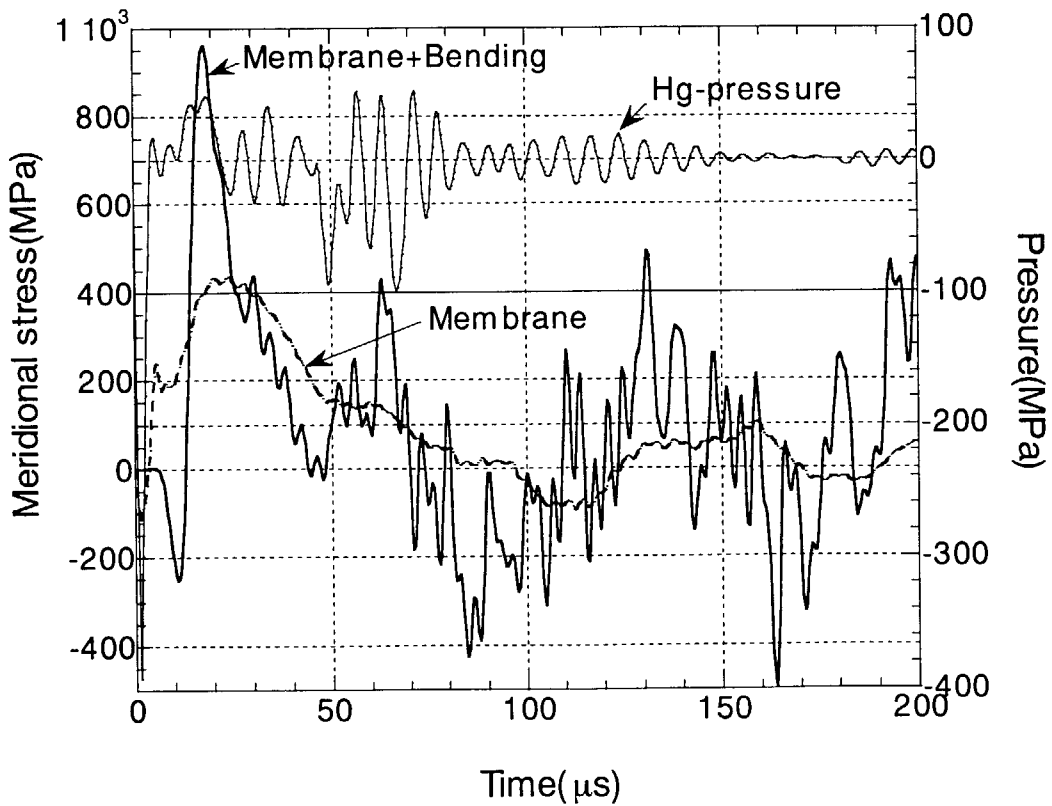


Fig.4.21 Stress and pressure changes at the center of window( $Z=0\text{cm}$ ); beam dia.= 4cm.

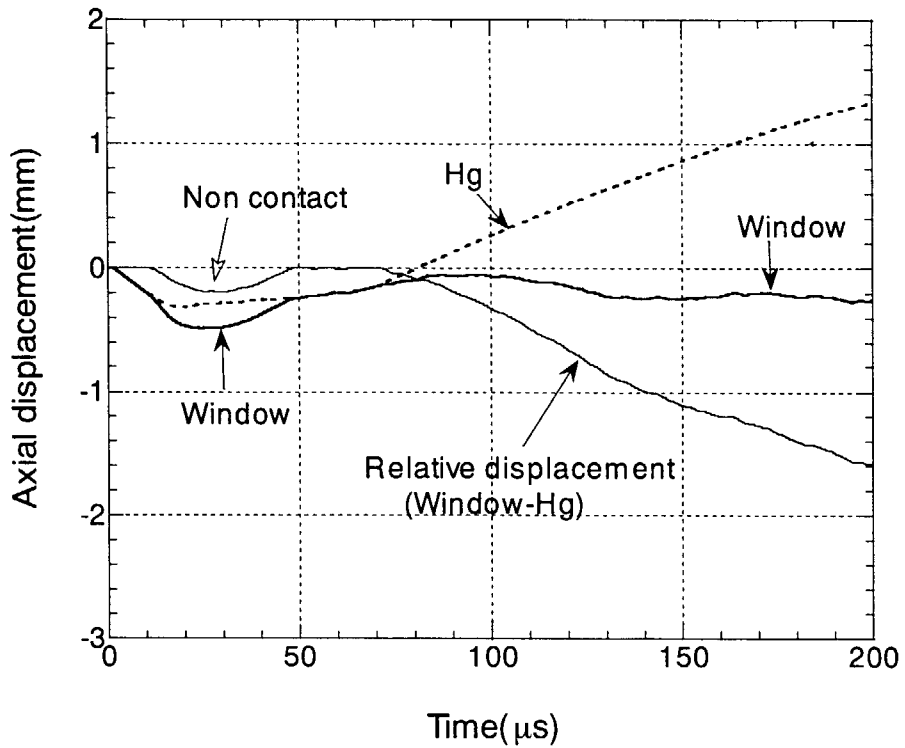


Fig.4.22 Axial displacement changes at the center of window( $Z=0\text{cm}$ ); beam dia.= 4cm.

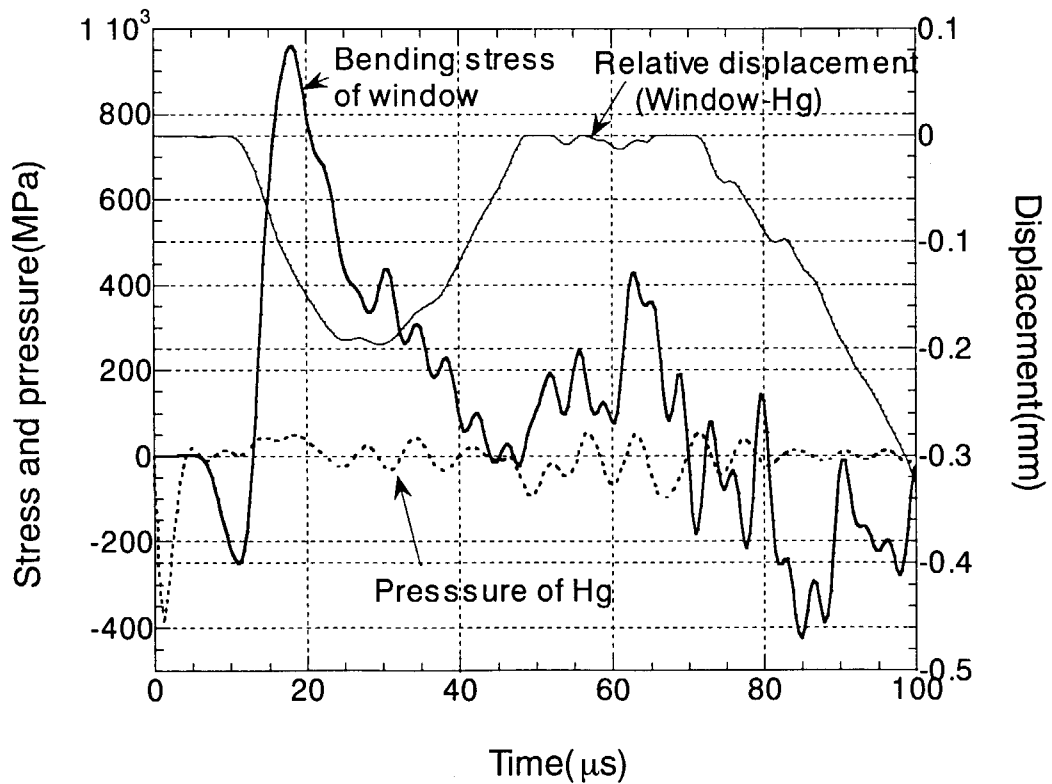


Fig.4.23 Stress , pressure and relative displacement changes at the center of window( $Z=0\text{cm}$ ); beam dia.= 4cm.

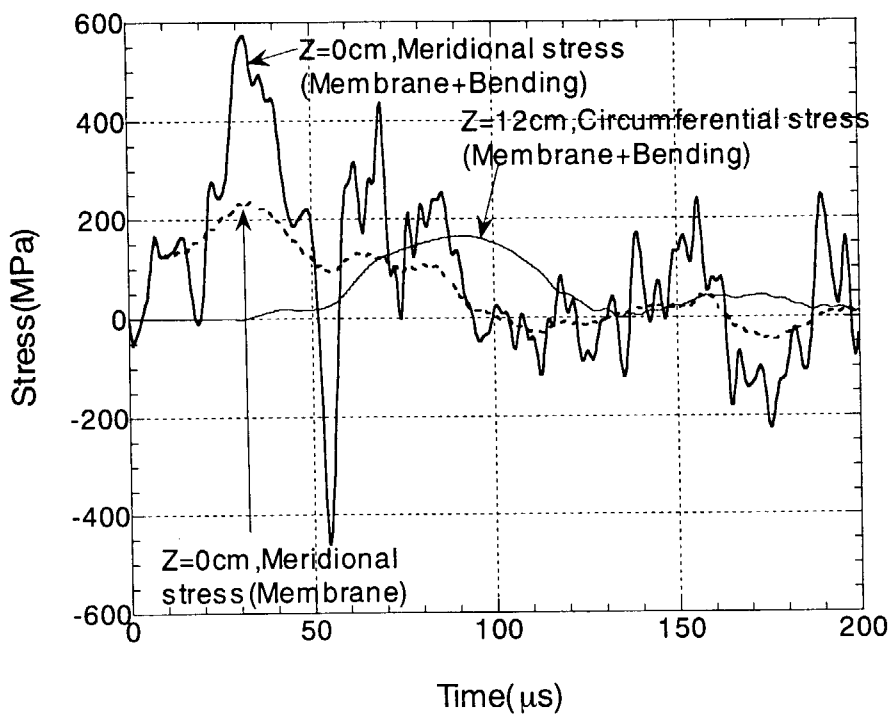


Fig.4.24 Stress changes at the center of window( $Z=0\text{cm}$ ) and the cylinder section( $Z=12\text{cm}$ ); beam dia.= 6cm.

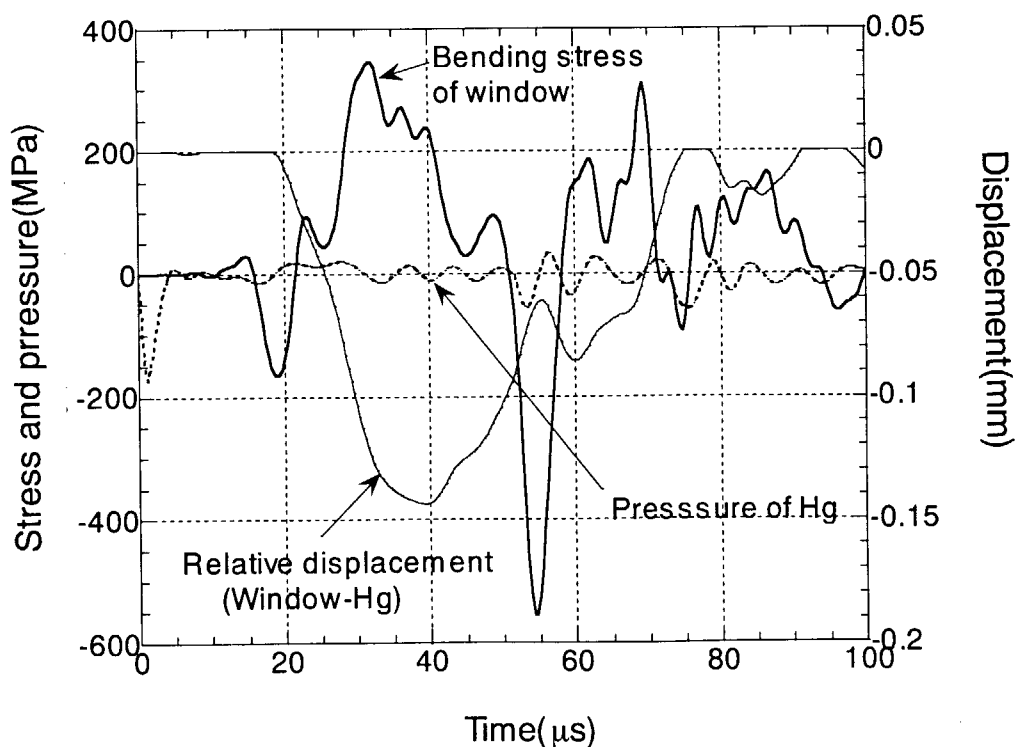


Fig.4.25 Stress , pressure and relative displacement changes at the center of window( $Z=0\text{cm}$ ); beam dia.= 6cm.

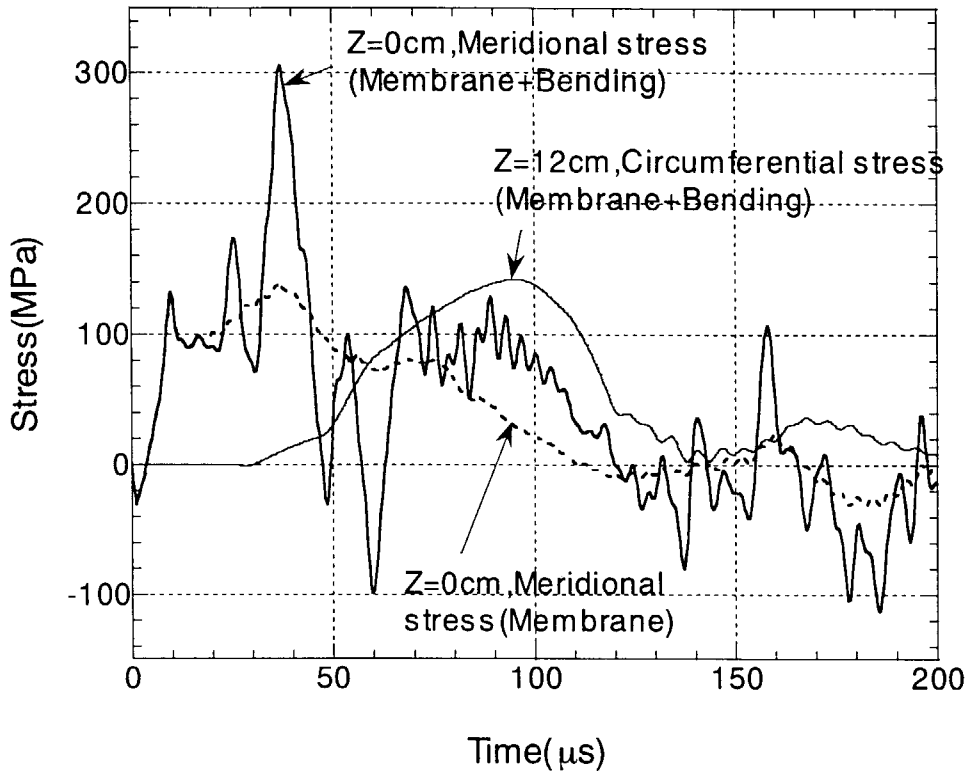


Fig.4.26 Stress changes at the center of window( $Z=0\text{cm}$ ) and the cylinder section( $Z=12\text{cm}$ ); beam dia.= 8cm.

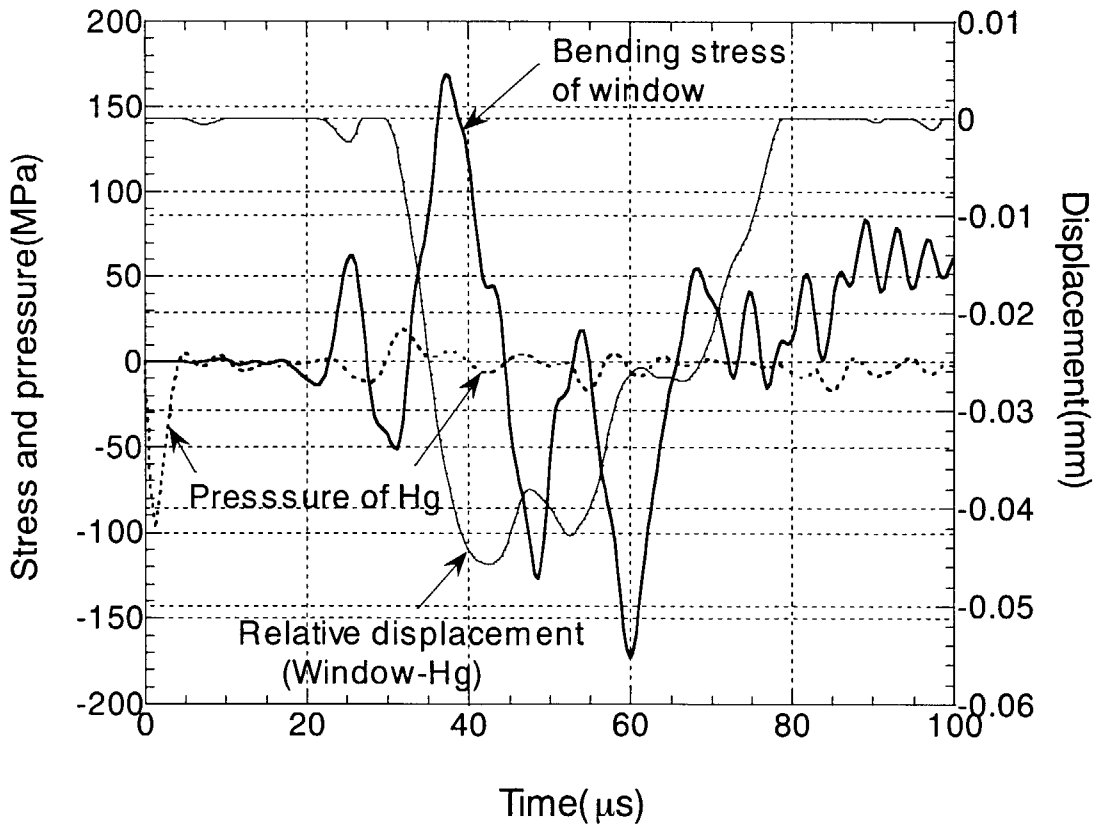


Fig.4.27 Stress , pressure and relative displacement changes at the center of window( $Z=0\text{cm}$ ); beam dia.= 8cm.

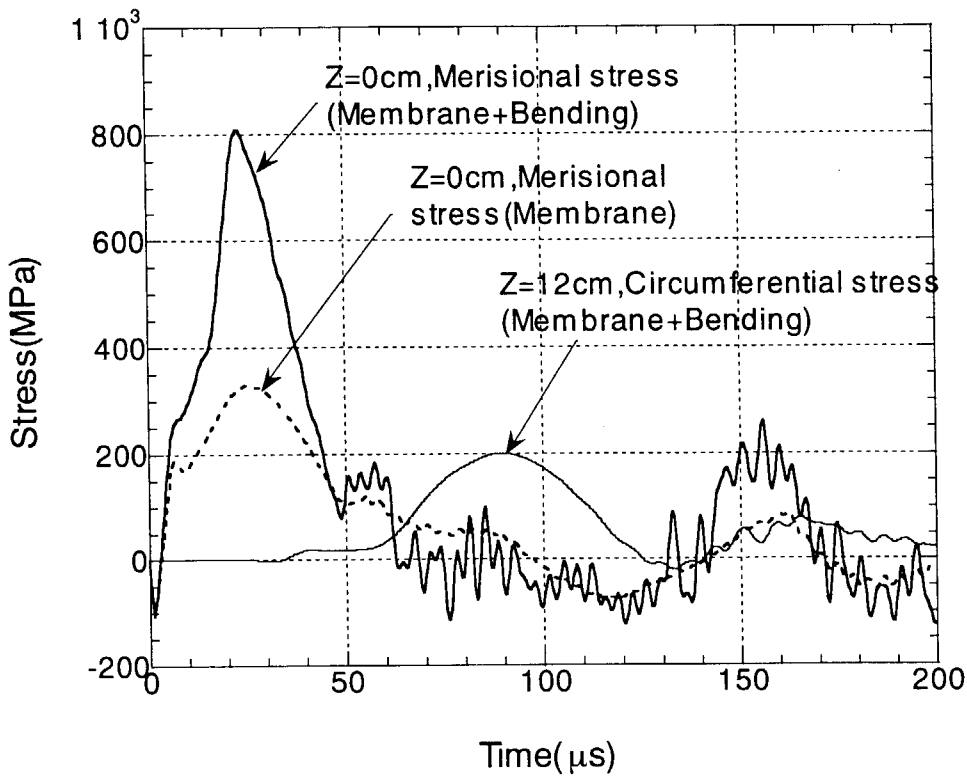


Fig.4.28 Time transient of stress in target (Z=0cm, 12cm); parabolic beam profile and beam dia.=6cm.

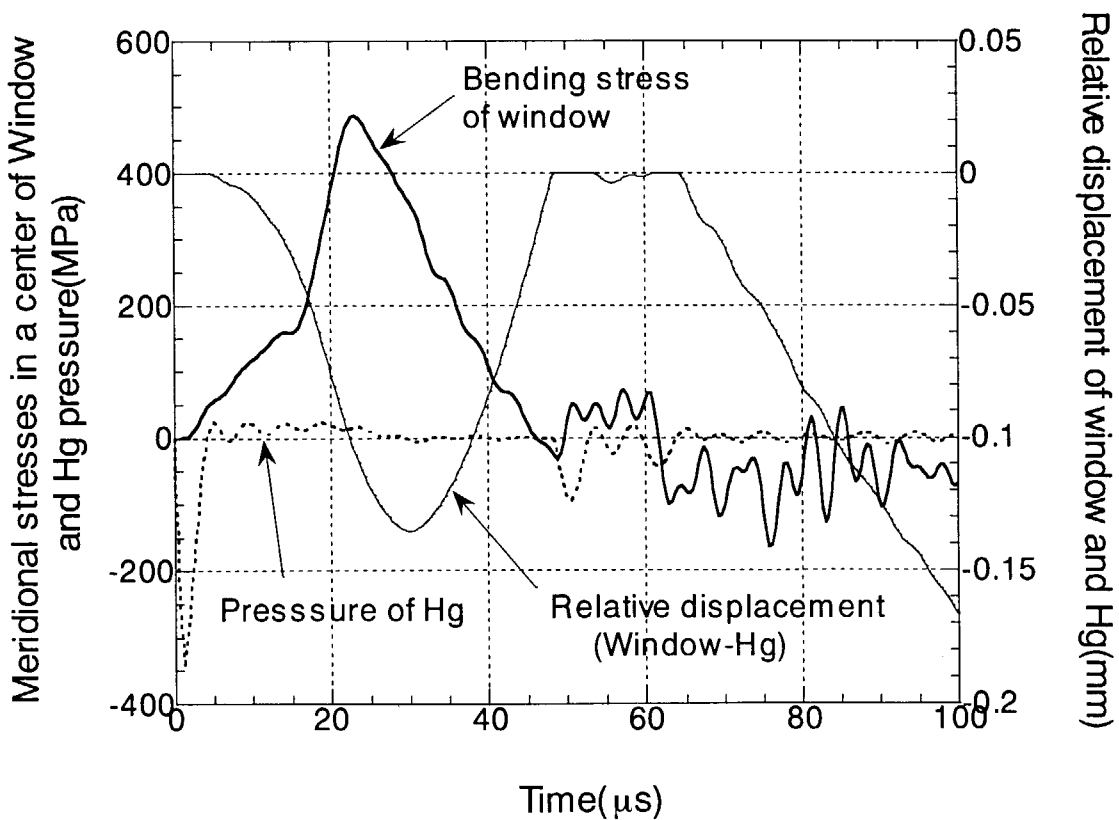


Fig.4.29 Time transient of stress and pressure in center of window (Z=0cm); parabolic beam profile and beam dia.=6cm.

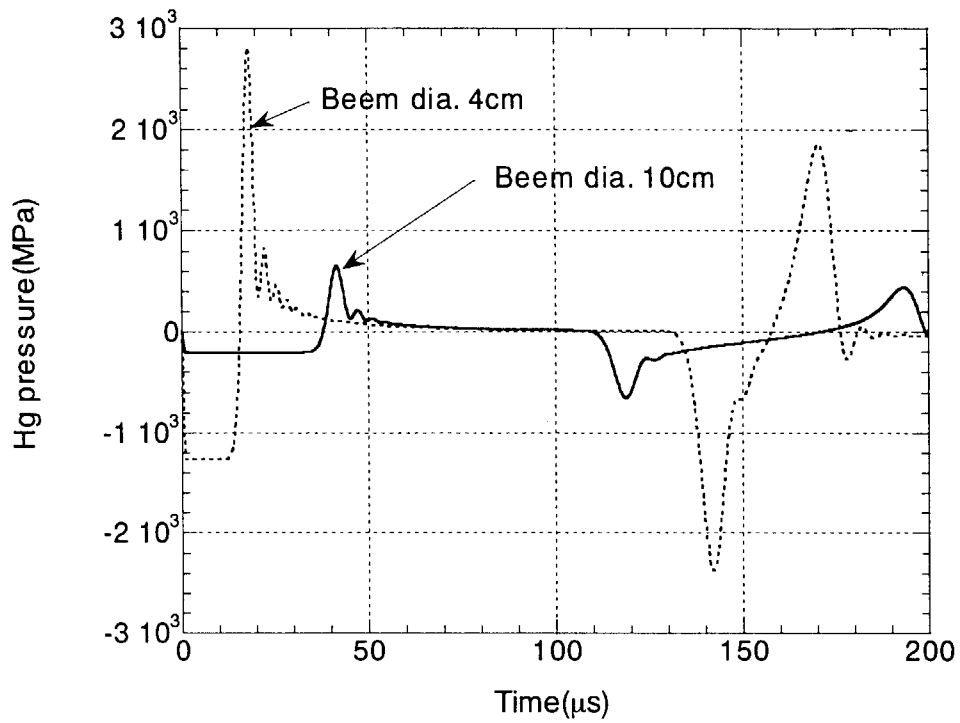


Fig.4.30 Mercury pressure as a function of time at the longitudinal axis; beam diameters are 4 and 10 cm.

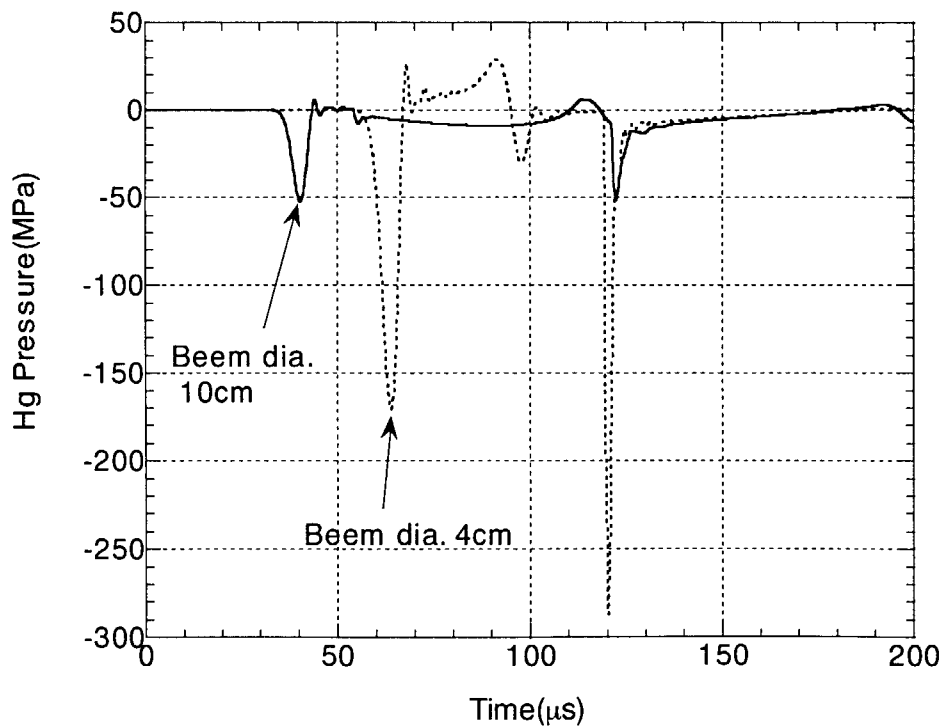


Fig.4.31 Mercury pressure as a function of time at the cylinder surface; beam diameters are 4 and 10 cm.



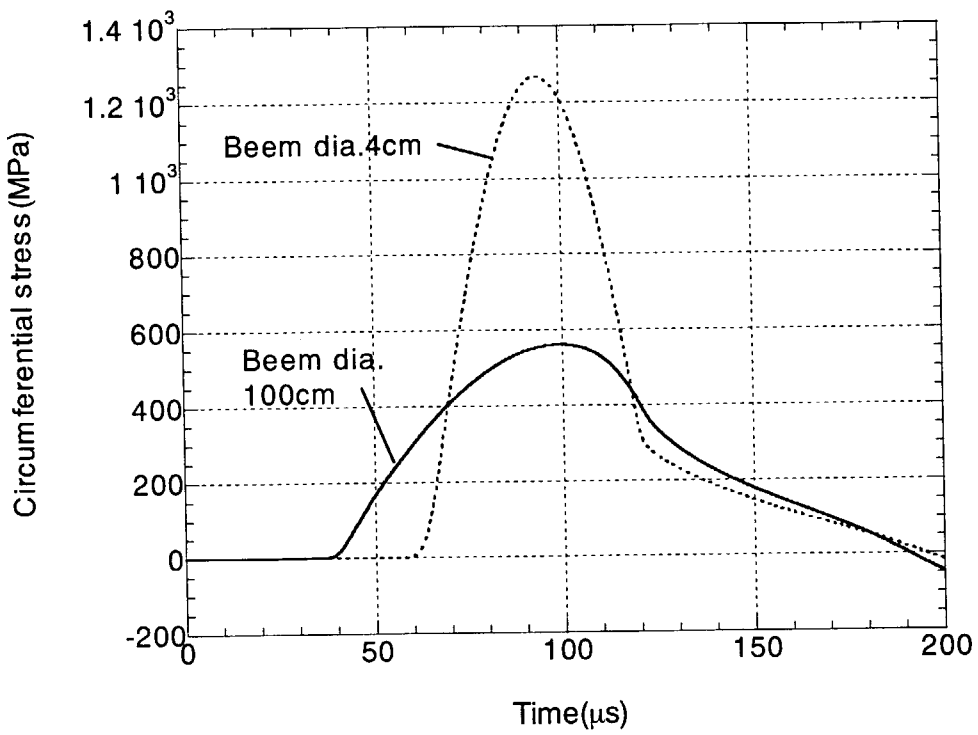


Fig.4.32 Circumferential stress changes in the container( $r=10\text{cm}$ ) under various beam dia.; $D = 4\text{cm}, 10\text{cm}$ .

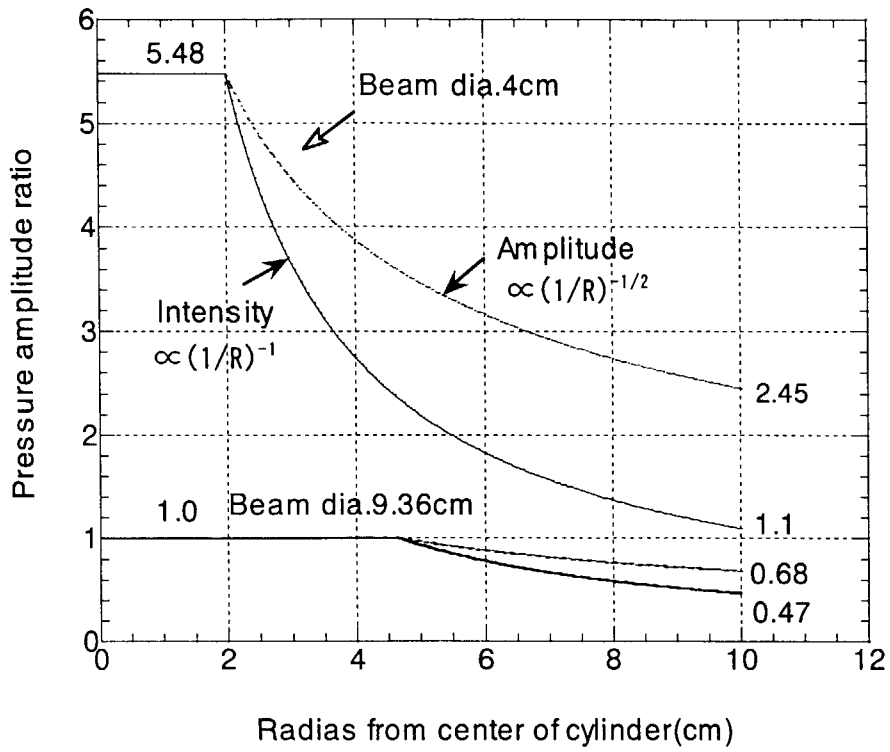


Fig.4.33 Relationship between pressure amplitude ratio and radial distance (cm).

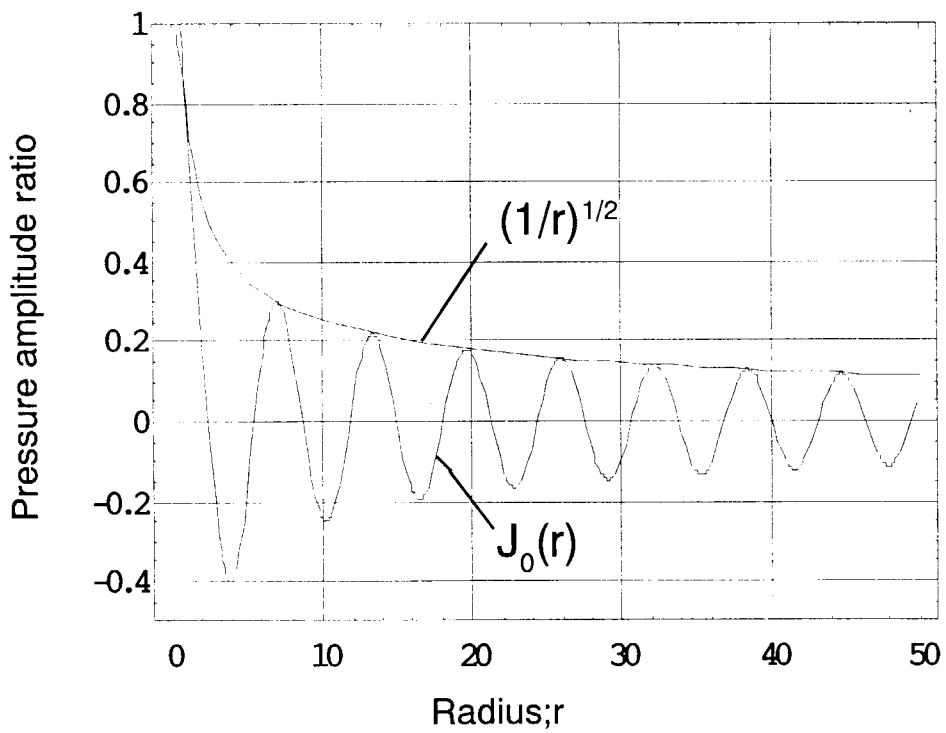


Fig.4.34 Pressure amplitude ratio evaluated with Bessel function and its envelope along radius.

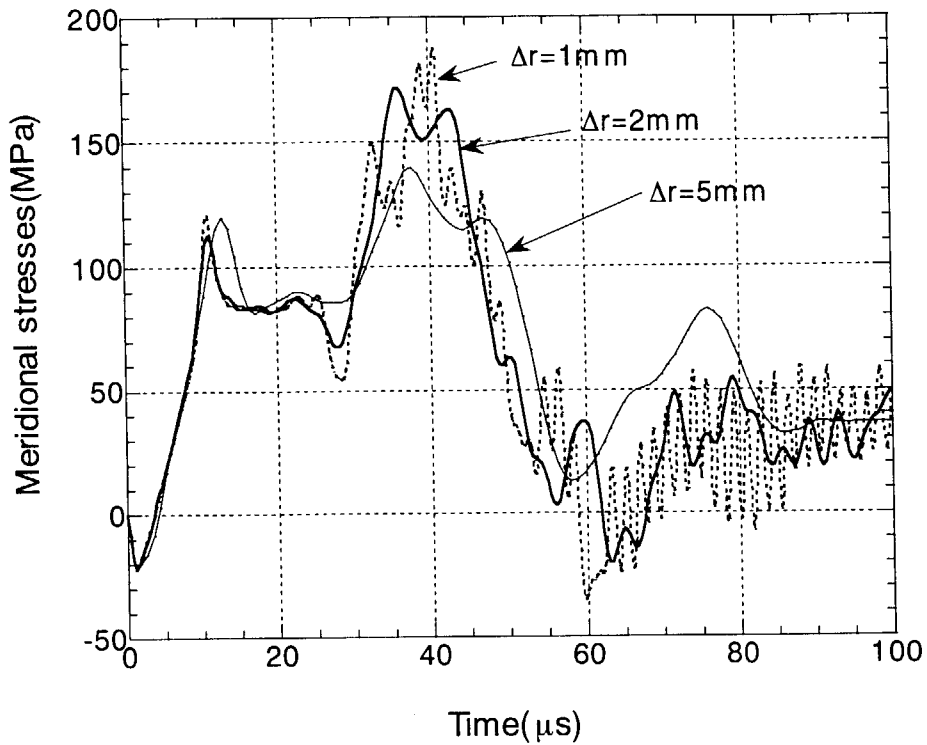


Fig.4.35 Meridional stress changes at the center of window under various element size;  $\Delta r = 1.0, 2.0, 5.0$ mm.

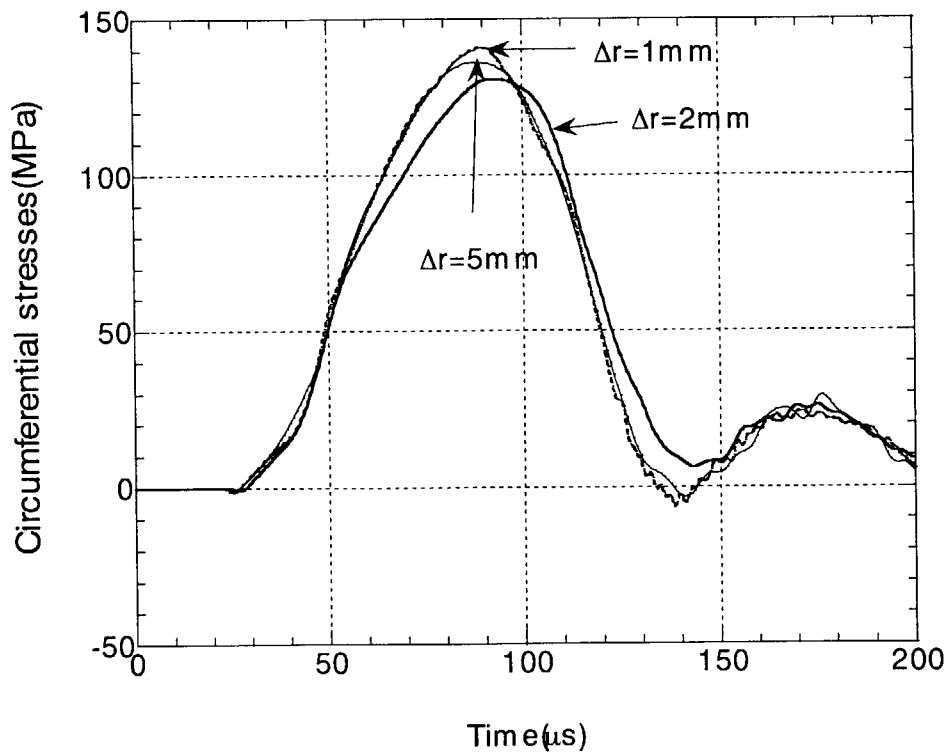


Fig.4.36 Circumferential stress at  $Z=12$ cm in cylinder section under various element size;  $\Delta r = 1.0, 2.0, 5.0$ mm.

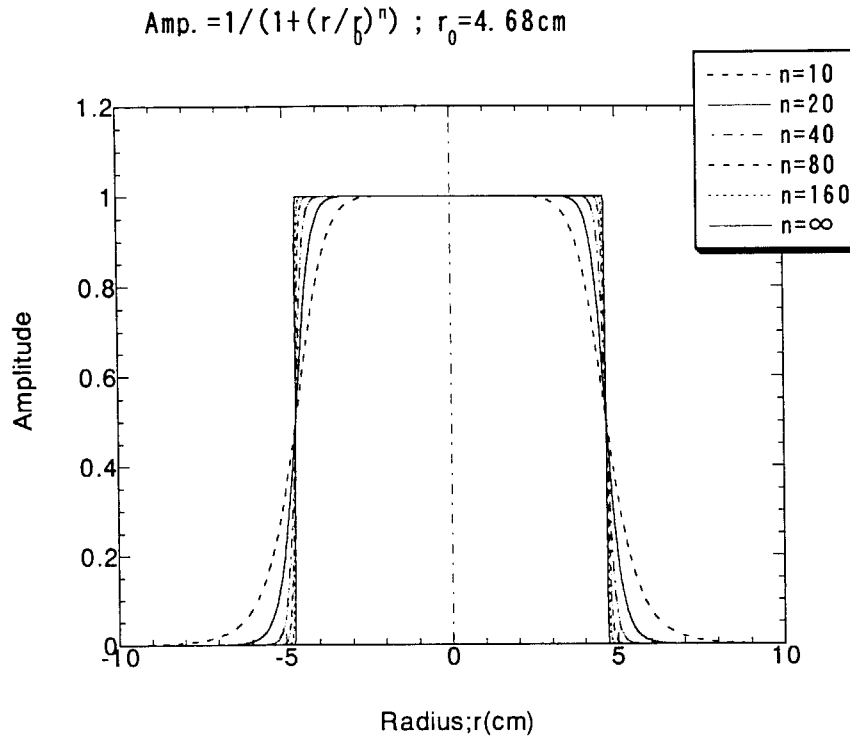


Fig.4.37 Variation of beam profile; n = 10, 20, 40, 80, 160.

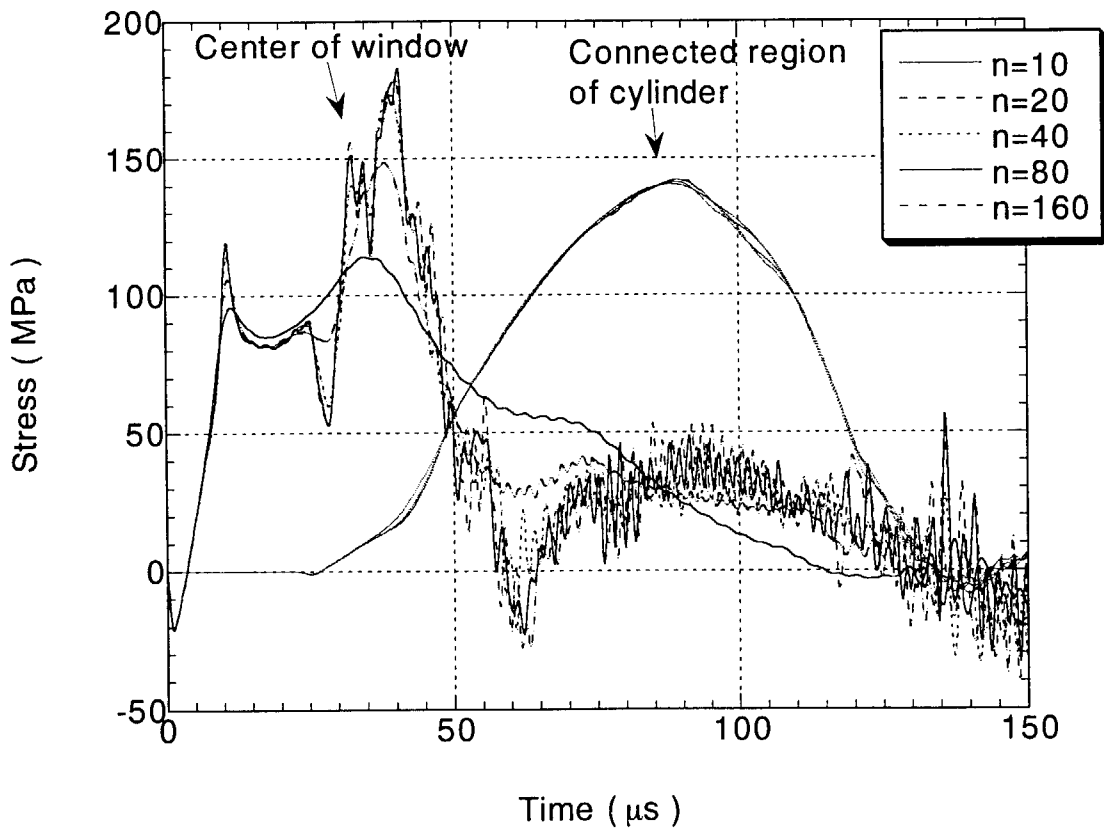


Fig.4.38 Stress changes at the center of window( $Z=0\text{cm}$ ) and at  $Z=12\text{cm}$  in cylinder section under various beam profile; n = 10, 20, 40, 80, 160(Fig.4.37).

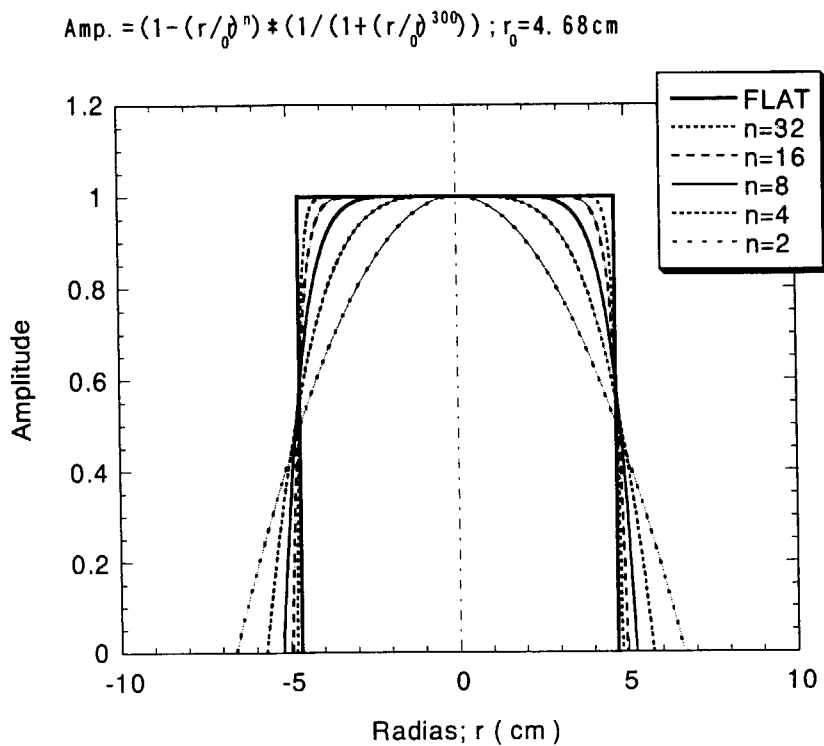


Fig.4.39 Variation of beam profile ; n = 2, 4, 8, 16, 32.

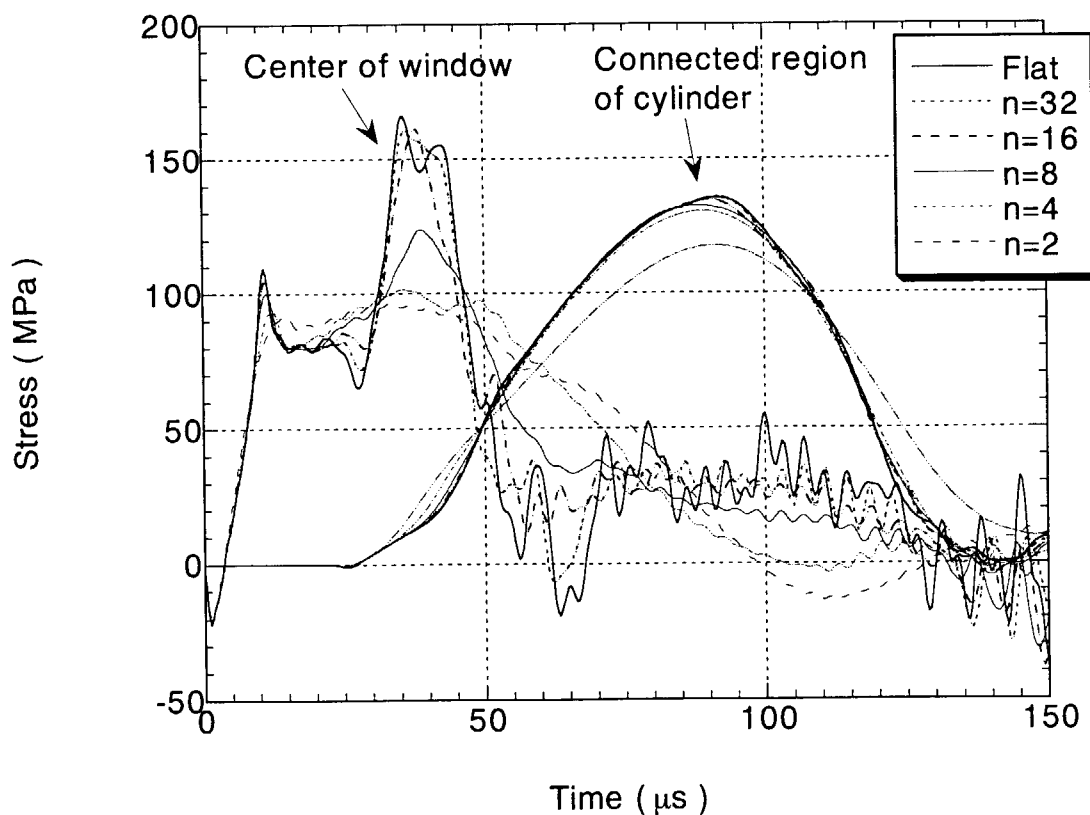


Fig.4.40 Stress changes at the center of window(Z=0cm) and at Z=12cm in cylinder section under various beam profile; n = 2, 4, 8, 16, 32, Flat(Fig.4.39).

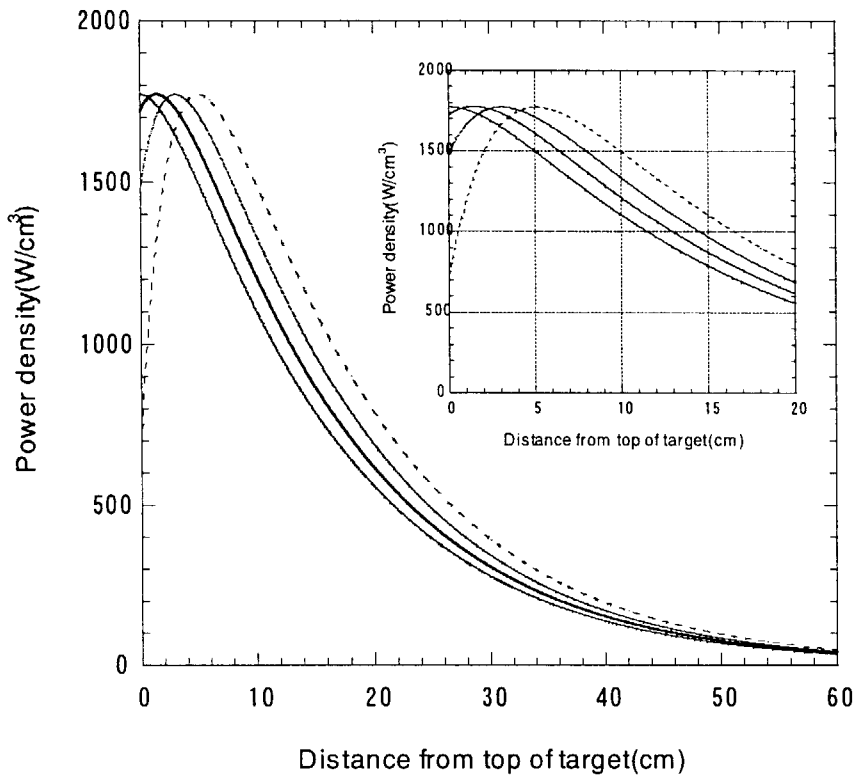


Fig.4.41 Variation of energy deposition profile under various peak position;  $Z_p=0\text{cm}, 1.45\text{cm}, 3\text{cm}, 5\text{cm}$ .

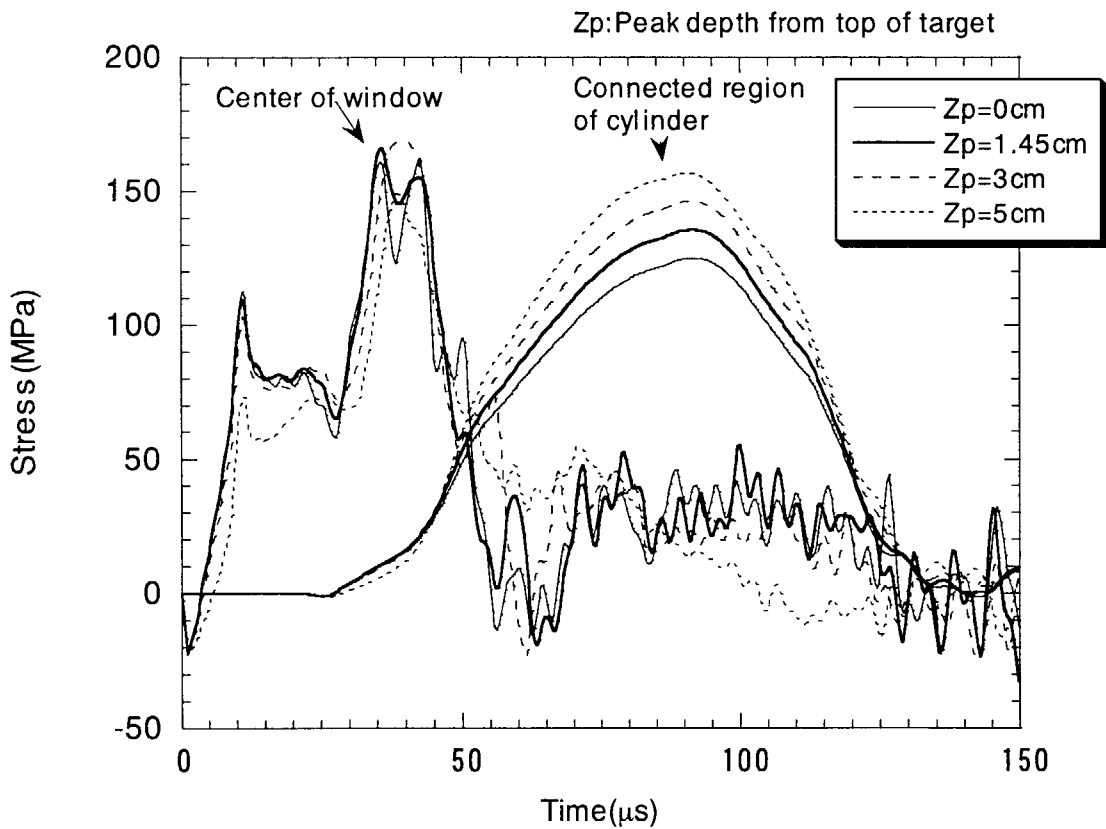


Fig.4.42 Stress changes at the center of window ( $Z=0\text{cm}$ ) and at  $Z=12\text{cm}$  in cylinder section under various peak position;  $Z_p=0\text{cm}, 1.45\text{cm}, 3\text{cm}, 5\text{cm}$  (Fig.4.41).

Fitting function

$$P = 4866 (1 - 2.9621e^{0.25636(z+8.7952)}) e^{-0.069935(z+9.5499)}$$

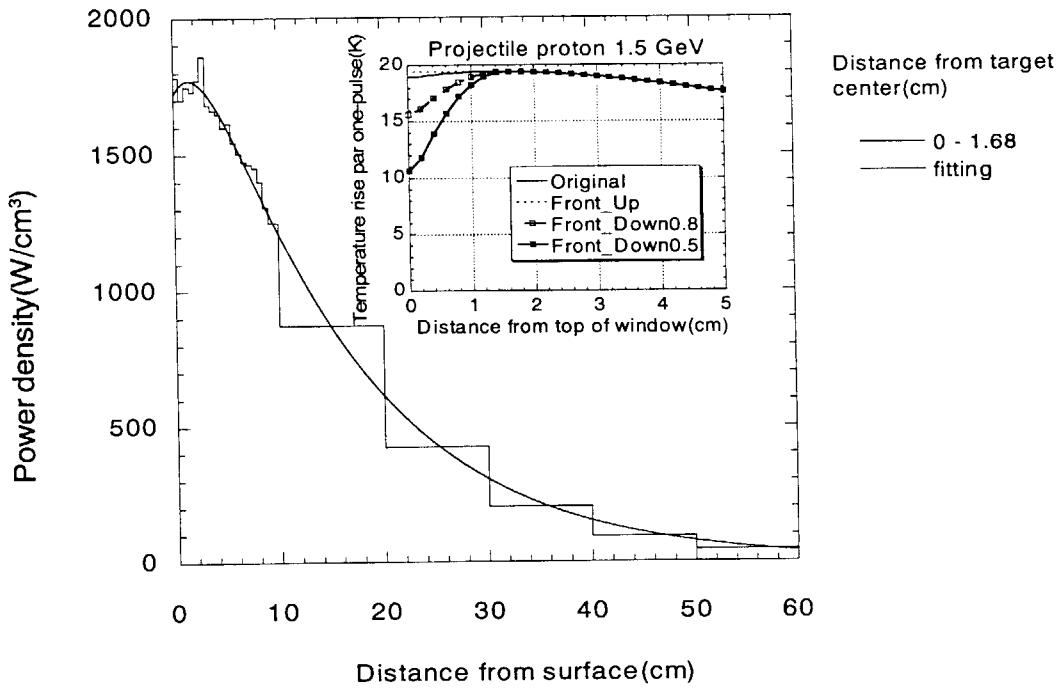


Fig.4.43 Energy deposition profile close to window changed under parabolic function; index is front\_up(Flat), down\_0.5 and down\_0.8.

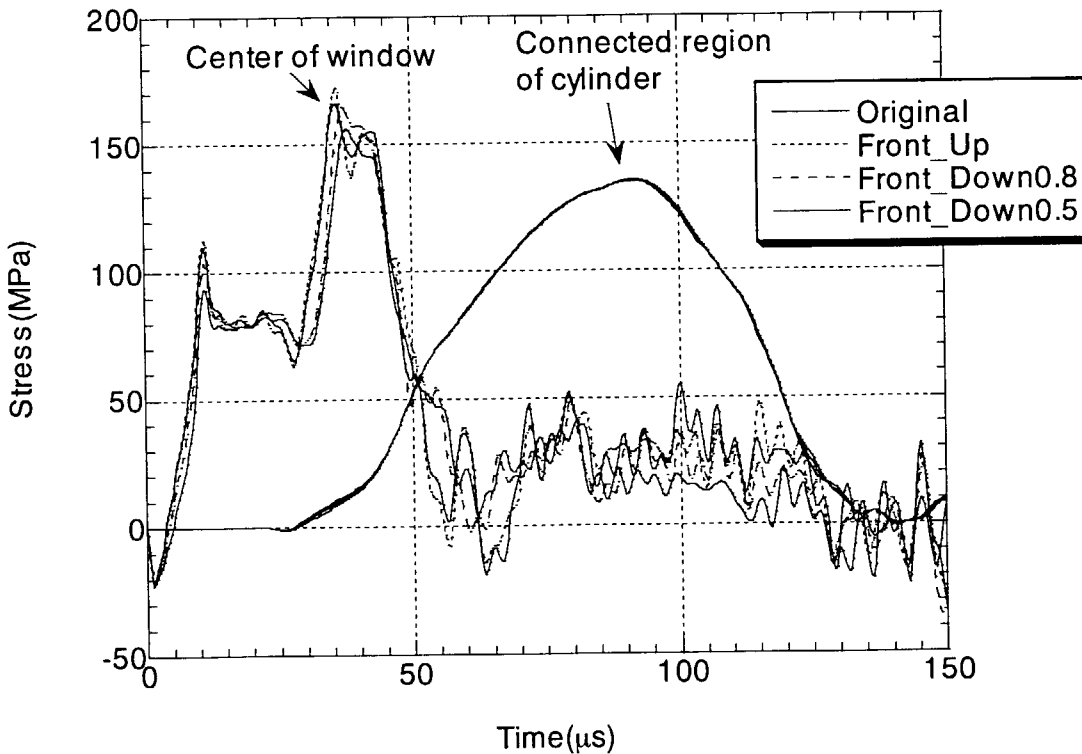


Fig.4.44 Stress changes at the center of window(Z=0cm) and at Z=12cm in cylinder section under various heat distribution adjacent to window calculated with polynomial function(Fig.4.43); index is front\_up(Flat), down\_0.5 and down\_0.8.

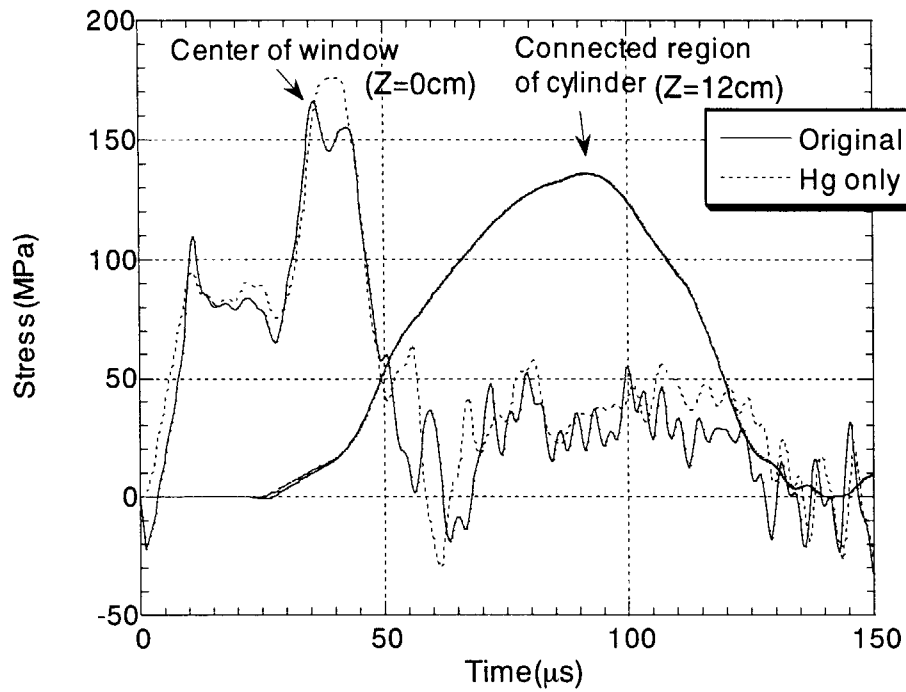


Fig.4.45 Stress changes at Z=0cm and 12cm with and without energy deposition in target container; original and Hg-only means the cases which considers and neglects the energy deposition in target container, respectively.

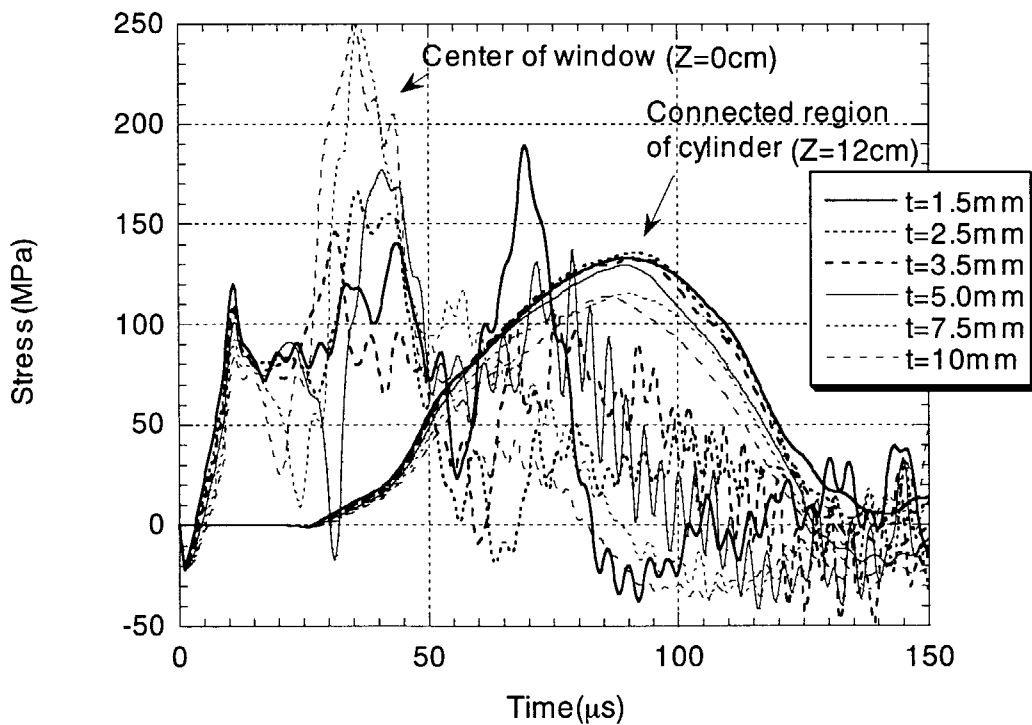


Fig.4.46 Stress changes at Z=0cm and 12cm under various wall thickness of container; t = 1.5, 2.5, 3.5, 5, 7.5, 10mm.



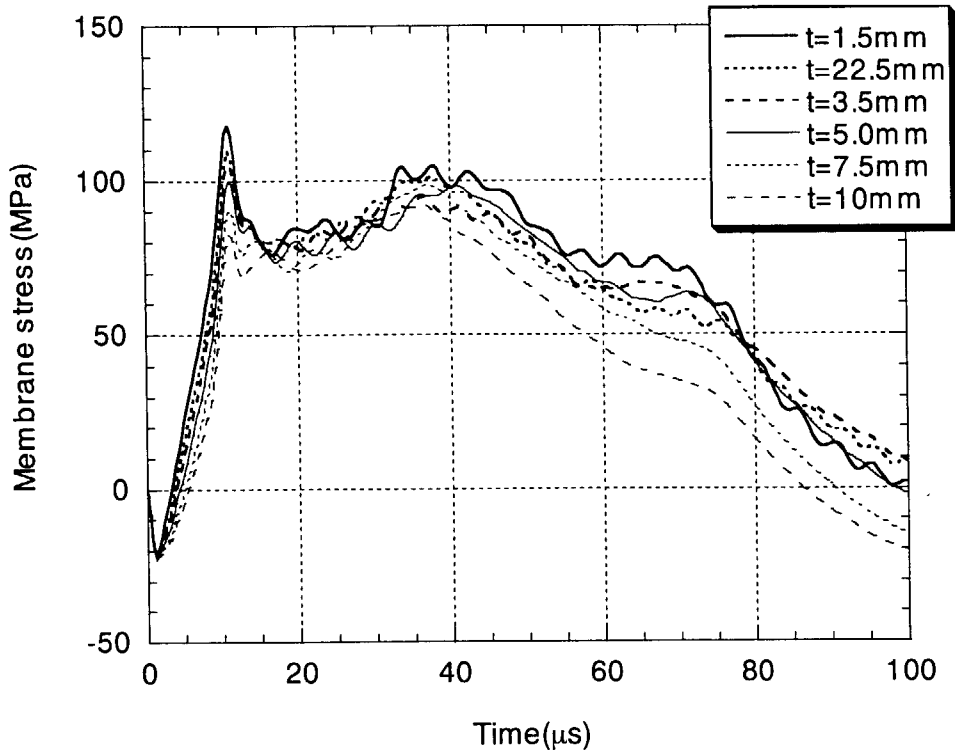


Fig.4.47 Membrane stress changes at the center of window( $Z=0\text{cm}$ ) under various wall thickness of container;  $t = 1.5, 2.5, 3.5, 5, 7.5, 10\text{mm}$ .

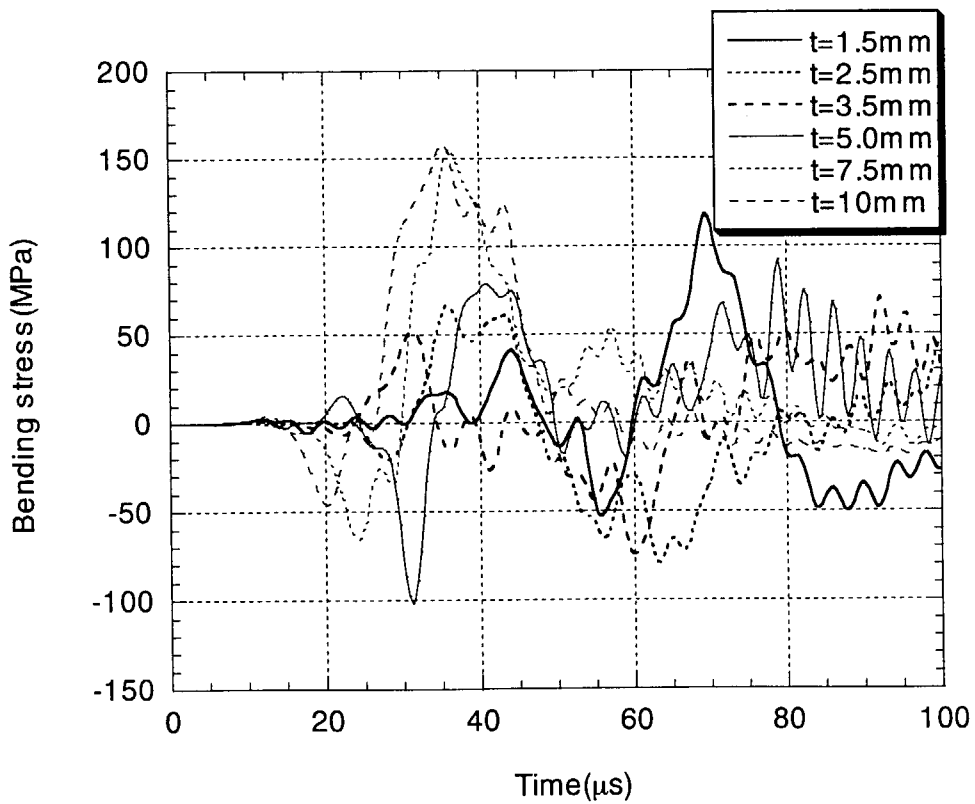


Fig.4.48 Bending stress changes at the center of window( $Z=0\text{cm}$ ) under various wall thickness of container;  $t = 1.5, 2.5, 3.5, 5, 7.5, 10\text{mm}$ .

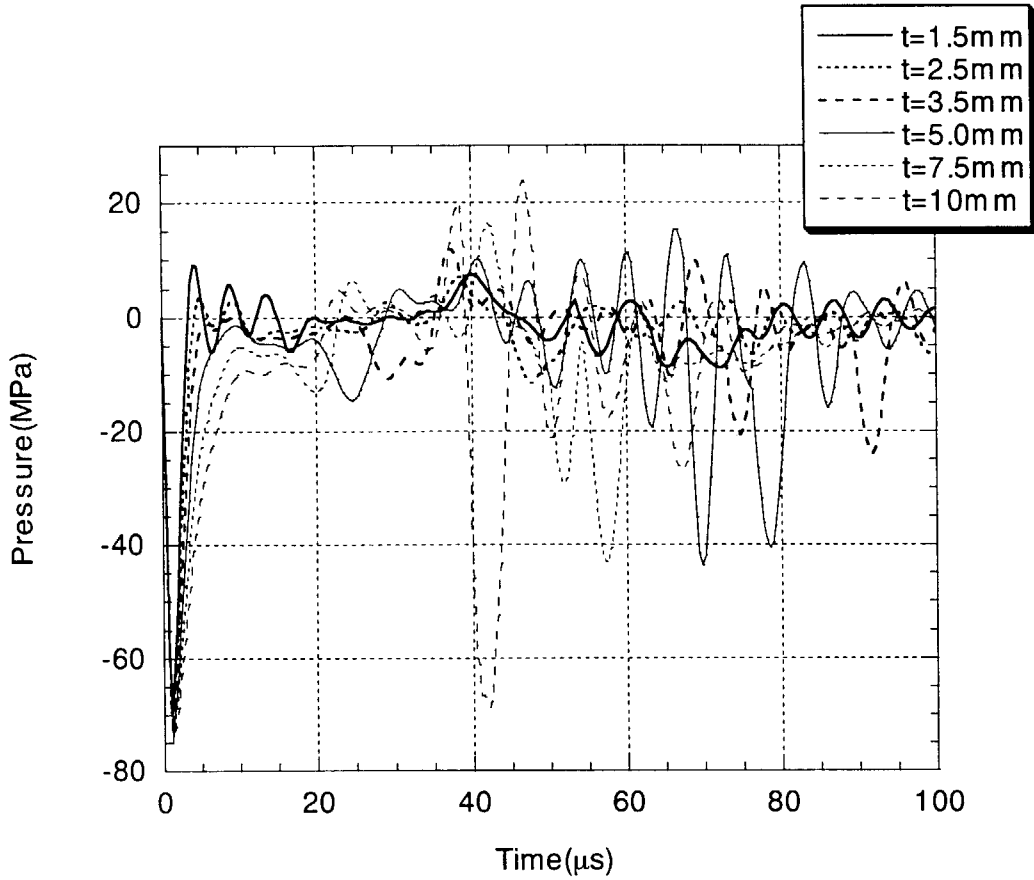


Fig.4.49 Pressure changes at the center of window(Z=0cm) under various wall thickness of container; t = 1.5, 2.5, 3.5, 5, 7.5, 10mm.

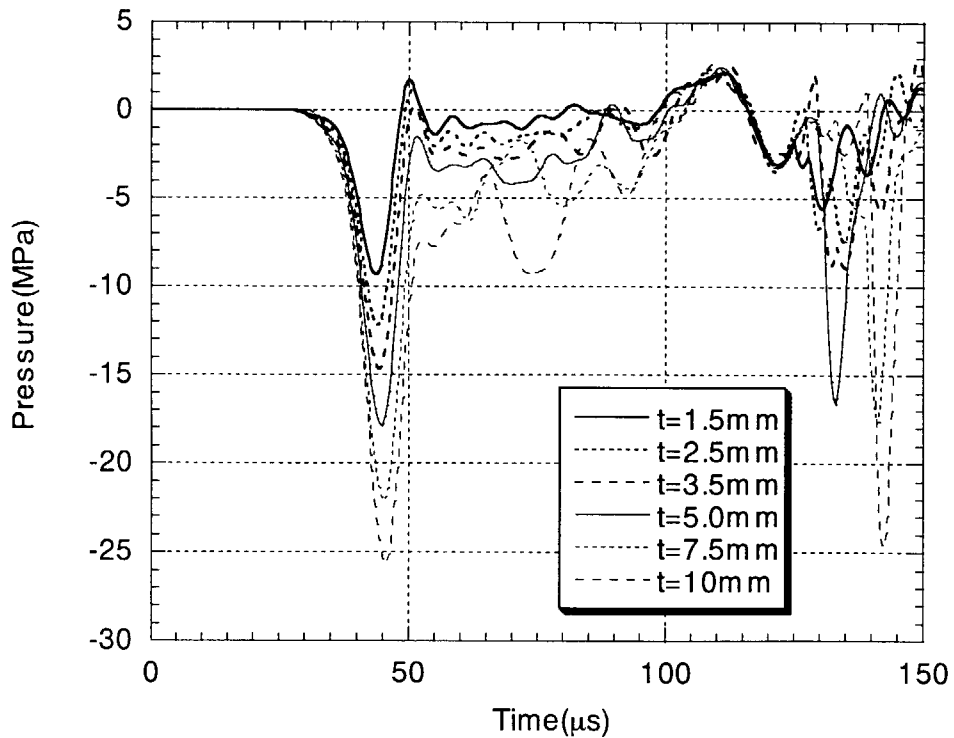


Fig.4.50 Pressure changes at Z=12cm under various wall thickness of container; t = 1.5, 2.5, 3.5, 5, 7.5, 10mm.

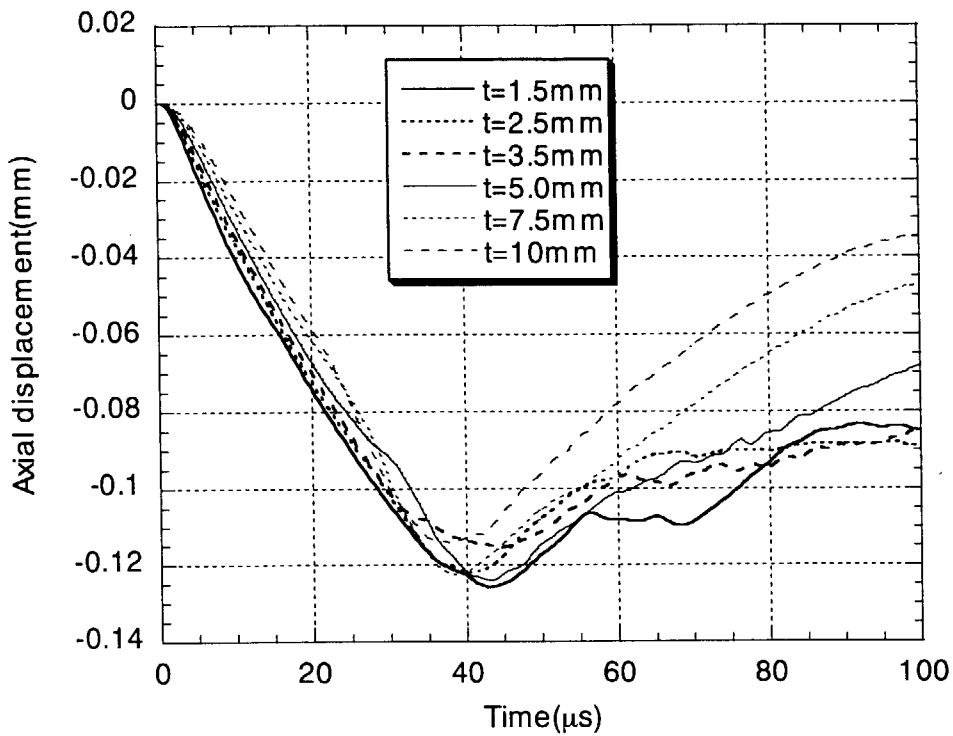


Fig.4.51 Axial displacement changes at the center of window ( $Z=0\text{cm}$ ) under various wall thickness of container;  $t = 1.5, 2.5, 3.5, 5, 7.5, 10\text{mm}$ .

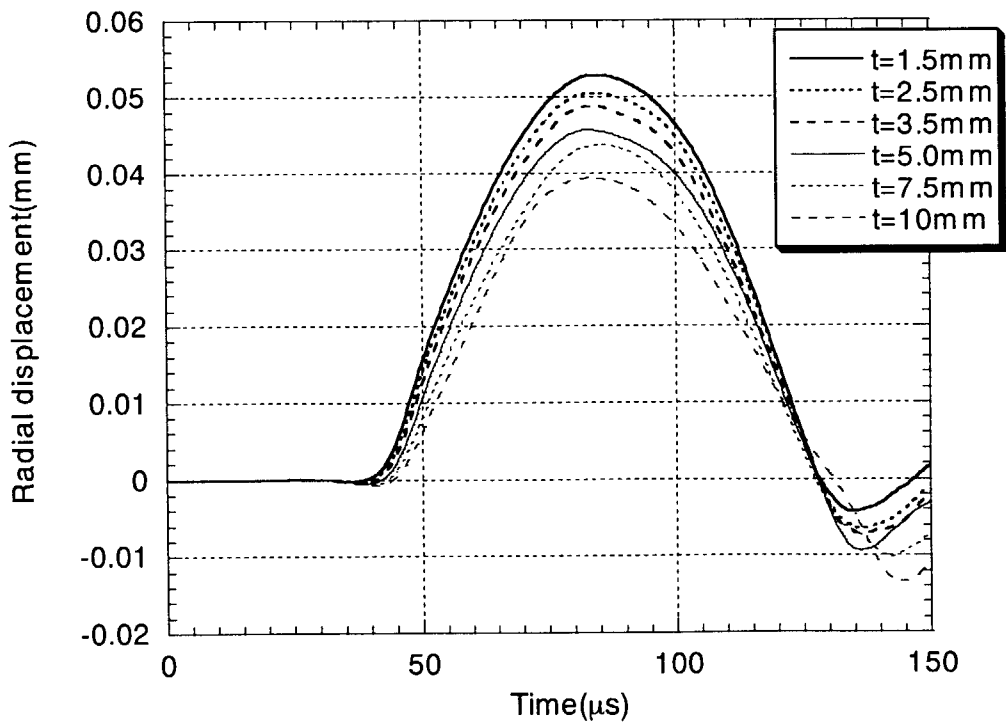


Fig.4.52 Radial displacement changes at  $Z=12\text{cm}$  under various wall thickness of container;  $t = 1.5, 2.5, 3.5, 5, 7.5, 10\text{mm}$ .

付録 MATHEMATICA による式 (3) ~ (5) の計算

1. 式 (3) の微分方程式を解く。

`DSolve[y' [x] + q/λ == 0, y[x], x]`

$$\left\{ \left\{ y[x] \rightarrow C[1] + x C[2] - \frac{x^2 q}{2 \lambda} \right\} \right\}$$

2. 解を微分する。

`D[C1 + x C2 -  $\frac{x^2 q}{2 \lambda}$ , x]`

$$C2 - \frac{x q}{\lambda}$$

3. 式 (4) の境界条件を入れて積分常数を求める。

`Solve[{-λ × C2 == -α1 (C1 - Tf1),  
-λ (C2 -  $\frac{h q}{\lambda}$ ) == α2 ((C1 + h × C2 - h2 ×  $\frac{q}{2 \lambda}$ ) - Tf2)},  
{C1, C2}]`

$$\left\{ \left\{ C1 \rightarrow -\frac{-2 h T f 1 \alpha 1 \alpha 2 - 2 T f 1 \alpha 1 \lambda - 2 T f 2 \alpha 2 \lambda - h^2 \alpha 2 q - 2 h \lambda q}{2 (h \alpha 1 \alpha 2 + \alpha 1 \lambda + \alpha 2 \lambda)}, \right. \right. \\ \left. \left. C2 \rightarrow -\frac{2 T f 1 \alpha 1 \alpha 2 \lambda - 2 T f 2 \alpha 1 \alpha 2 \lambda - h^2 \alpha 1 \alpha 2 q - 2 h \alpha 1 \lambda q}{2 \lambda (h \alpha 1 \alpha 2 + \alpha 1 \lambda + \alpha 2 \lambda)} \right\} \right\}$$

4. 積分常数を代入して微分する。式 (5)

`D[- $\frac{2 h T f 1 \alpha 1 \alpha 2 - 2 T f 1 \alpha 1 \lambda - 2 T f 2 \alpha 2 \lambda - h^2 \alpha 2 q - 2 h \lambda q}{2 (h \alpha 1 \alpha 2 + \alpha 1 \lambda + \alpha 2 \lambda)}$  -  
x ×  $\frac{2 T f 1 \alpha 1 \alpha 2 \lambda - 2 T f 2 \alpha 1 \alpha 2 \lambda - h^2 \alpha 1 \alpha 2 q - 2 h \alpha 1 \lambda q}{2 \lambda (h \alpha 1 \alpha 2 + \alpha 1 \lambda + \alpha 2 \lambda)}$  -  $\frac{x^2 q}{2 \lambda}$ , x]`

$$-\frac{x q}{\lambda} - \frac{2 T f 1 \alpha 1 \alpha 2 \lambda - 2 T f 2 \alpha 1 \alpha 2 \lambda - h^2 \alpha 1 \alpha 2 q - 2 h \alpha 1 \lambda q}{2 \lambda (h \alpha 1 \alpha 2 + \alpha 1 \lambda + \alpha 2 \lambda)}$$

5. 式 (5) を解く。

$$\text{Solve}\left[-\frac{xq}{\lambda} - \frac{2Tf1a1a2\lambda - 2Tf2a1a2\lambda - h^2a1a2q - 2ha1\lambda q}{2\lambda(ha1a2 + a1\lambda + a2\lambda)} = 0, x\right]$$

$$\left\{\left\{x \rightarrow -\frac{2Tf1a1a2\lambda - 2Tf2a1a2\lambda - h^2a1a2q - 2ha1\lambda q}{2(ha1a2 + a1\lambda + a2\lambda)q}\right\}\right\}$$

6. 上式を簡単に整理する。

$$\text{Simplify}\left[-\frac{2hTf1a1a2 - 2Tf1a1\lambda - 2Tf2a2\lambda - h^2a2q - 2h\lambda q}{2(ha1a2 + a1\lambda + a2\lambda)} + \frac{2Tf1a1a2\lambda - 2Tf2a1a2\lambda - h^2a1a2q - 2ha1\lambda q}{2(ha1a2 + a1\lambda + a2\lambda)q} \times \frac{2Tf1a1a2\lambda - 2Tf2a1a2\lambda - h^2a1a2q - 2ha1\lambda q}{2\lambda(ha1a2 + a1\lambda + a2\lambda)} - \frac{\left(-\frac{2Tf1a1a2\lambda - 2Tf2a1a2\lambda - h^2a1a2q - 2ha1\lambda q}{2(ha1a2 + a1\lambda + a2\lambda)q}\right)^2 q}{2\lambda}\right]$$

$$\left(\frac{\alpha^2 (2(-Tf1 + Tf2)\alpha^2\lambda + h(h\alpha^2 + 2\lambda)q)^2}{\lambda q} + 4(h\alpha^2 + (\alpha^2 + \alpha)\lambda)\right) / (8(h\alpha^2 + (\alpha^2 + \alpha)\lambda)^2)$$

7. 数値を代入する。。

$$\begin{aligned} \alpha^1 &= 0 \\ \alpha^2 &= 5000 \times 10^{-6} \\ Tf1 &= 50. \\ Tf2 &= 50 \\ \lambda &= 16.5 \times 10^{-3} \\ q &= 1.07 \end{aligned}$$

0

$\frac{1}{200}$

50.

50

0.0165

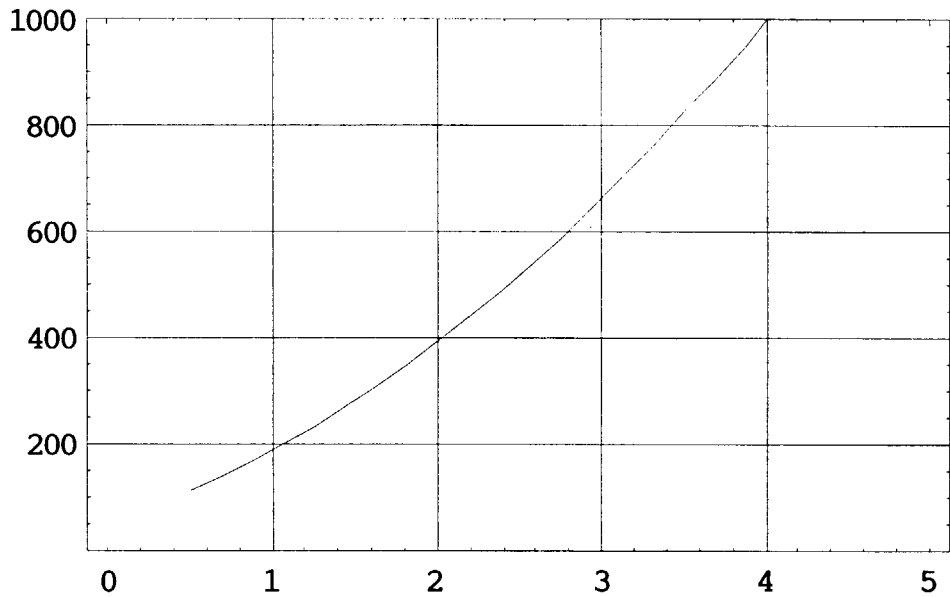
1.07

8. 計算結果をプロットする。

```

g1 =
Plot[ $\left( \frac{\alpha_1^2 (2 (-TF1 + TF2) \alpha_2 \lambda + h (h\alpha_2 + 2\lambda) q)^2}{\lambda q} + 4 (h\alpha_1\alpha_2 + (\alpha_1 + \alpha_2) \lambda) \right) /$ 
       $\left( 2 (hTF1\alpha_1\alpha_2 + TF1\alpha_1\lambda + TF2\alpha_2\lambda) + h (h\alpha_2 + 2\lambda) q \right) /$ 
       $\left( 8 (h\alpha_1\alpha_2 + (\alpha_1 + \alpha_2) \lambda)^2 \right),$ 
{h, 0.5, 5.0}, PlotRange -> {0, 1000}, Frame -> True,
GridLines -> Automatic]

```



以上

# 国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s <sup>-1</sup>
力	ニュートン	N	m·kg/s <sup>2</sup>
圧力、応力	パスカル	Pa	N/m <sup>2</sup>
エネルギー、仕事、熱量	ジュール	J	N·m
工率、放射束	ワット	W	J/s
電気量、電荷	クーロン	C	A·s
電位、電圧、起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンズ	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m <sup>2</sup>
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光度	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m <sup>2</sup>
放射能	ベクレル	Bq	s <sup>-1</sup>
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分、時、日	min, h, d
度、分、秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV = 1.60218 × 10<sup>-19</sup> J  
1 u = 1.66054 × 10<sup>-27</sup> kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バーン	b
バル	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å = 0.1 nm = 10<sup>-10</sup> m  
1 b = 100 fm<sup>2</sup> = 10<sup>-28</sup> m<sup>2</sup>  
1 bar = 0.1 MPa = 10<sup>5</sup> Pa  
1 Gal = 1 cm/s<sup>2</sup> = 10<sup>-2</sup> m/s<sup>2</sup>  
1 Ci = 3.7 × 10<sup>10</sup> Bq  
1 R = 2.58 × 10<sup>-4</sup> C/kg  
1 rad = 1 cGy = 10<sup>-2</sup> Gy  
1 rem = 1 cSv = 10<sup>-2</sup> Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 <sup>18</sup>	エクサ	E
10 <sup>15</sup>	ペタ	P
10 <sup>12</sup>	テラ	T
10 <sup>9</sup>	ギガ	G
10 <sup>6</sup>	メガ	M
10 <sup>3</sup>	キロ	k
10 <sup>2</sup>	ヘクト	h
10 <sup>1</sup>	デカ	da
10 <sup>-1</sup>	デシ	d
10 <sup>-2</sup>	センチ	c
10 <sup>-3</sup>	ミリ	m
10 <sup>-6</sup>	マイクロ	μ
10 <sup>-9</sup>	ナノ	n
10 <sup>-12</sup>	ピコ	p
10 <sup>-15</sup>	フェムト	f
10 <sup>-18</sup>	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局 1985年刊行による。ただし、1 eV および 1 uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里、ノット、アール、ヘクトールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令ではbar, barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

## 換算表

力	N (=10 <sup>5</sup> dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s (N·s/m<sup>2</sup>) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))

動粘度 1 m<sup>2</sup>/s = 10<sup>4</sup> St (ストークス) (cm<sup>2</sup>/s)

圧	MPa (=10 bar)	kgf/cm <sup>2</sup>	atm	mmHg (Torr)	lbf/in <sup>2</sup> (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 <sup>3</sup>	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 <sup>-4</sup>	1.35951 × 10 <sup>-3</sup>	1.31579 × 10 <sup>-3</sup>	1	1.93368 × 10 <sup>-2</sup>
	6.89476 × 10 <sup>-3</sup>	7.03070 × 10 <sup>-2</sup>	6.80460 × 10 <sup>-2</sup>	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 <sup>7</sup> erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV	1 cal = 4.18605 J (計量法) = 4.184 J (熱化学) = 4.1855 J (15 °C) = 4.1868 J (国際蒸気表)
	1	0.101972	2.77778 × 10 <sup>-7</sup>	0.238889	9.47813 × 10 <sup>-4</sup>	0.737562	6.24150 × 10 <sup>18</sup>	
	9.80665	1	2.72407 × 10 <sup>-6</sup>	2.34270	9.29487 × 10 <sup>-3</sup>	7.23301	6.12082 × 10 <sup>19</sup>	
	3.6 × 10 <sup>6</sup>	3.67098 × 10 <sup>5</sup>	1	8.59999 × 10 <sup>5</sup>	3412.13	2.65522 × 10 <sup>6</sup>	2.24694 × 10 <sup>25</sup>	
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 <sup>-6</sup>	1	3.96759 × 10 <sup>-3</sup>	3.08747	2.61272 × 10 <sup>19</sup>	仕事率 1 PS (仏馬力)
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 <sup>-4</sup>	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 <sup>21</sup>	= 75 kgf·m/s
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 <sup>-7</sup>	0.323890	1.28506 × 10 <sup>-3</sup>	1	8.46233 × 10 <sup>18</sup>	= 735.499 W
	1.60218 × 10 <sup>-19</sup>	1.63377 × 10 <sup>-20</sup>	4.45050 × 10 <sup>-26</sup>	3.82743 × 10 <sup>-20</sup>	1.51857 × 10 <sup>-22</sup>	1.18171 × 10 <sup>-19</sup>	1	

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 <sup>-11</sup>
	3.7 × 10 <sup>10</sup>	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 <sup>-4</sup>	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

中性子散乱施設用液体金属ターゲットの構造評価(第2報)ターゲット容器の動的応力解析