

NATIONAL INSTITUTE FOR FUSION SCIENCE

LHDにおける窓の熱設計

江尻 晶

(Received - Oct. 24, 1995)

NIFS-MEMO-17

Nov. 1995

RESEARCH REPORT
NIFS-MEMO Series

This report was prepared as a preprint of work performed as a collaboration research of the National Institute for Fusion Science (NIFS) of Japan. This document is intended for information only and for future publication in a journal after some rearrangements of its contents.

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to the Research Information Center, National Institute for Fusion Science, Nagoya 464-01, Japan.

LHDにおける窓の熱設計

464-01 名古屋市千種区不老町

核融合科学研究所

江尻 晶

要旨

LHD装置における3MW定常運転時の窓の温度を2次元熱伝導方程式を数値的に解いて求めた。窓の材質は石英ガラス、水晶、ステンレスについて計算した。冷却方法としては窓の縁の部分の周辺冷却と黒体輻射（及び強制空冷）を考える。熱伝導率のよい、水晶、ステンレスの場合は定常放電時の温度はあまり高くないが、石英ガラスの場合にはサイズが大きくなると（半径10cm程度）周辺冷却が効かなくなり、黒体輻射が支配的になる。この場合、温度は黒体輻射で決まる400°C近くになる。窓が小さくなれば、温度は低くなる。強制空冷した場合には、特に石英ガラスにおいて、温度を大きく下げる効果がある。

キーワード：

LHD装置、定常運転、窓の熱設計、2次元熱伝導方程式、石英ガラス、水晶、ステンレス、周辺冷却、黒体輻射、強制空冷、自然空冷

Calculation of the Heat Transfer in the Windows of the Large Helical Device

Akira Ejiri

National Institute for Fusion Science

Nagoya 464-01, Japan

Abstract

Temperature of the windows used in the LHD device has been calculated by solving 2-dimensional heat conduction equation. The windows are heated by radiation from the plasma and they are cooled by peripheral cooling, black-body radiation (and by forced air-cooling). Quartz glass, quartz, and stainless steel are used as the material of the windows. The temperature of quartz or stainless windows, which have higher thermal conductivity, are not too high. For a large quartz glass window (of which minor radius is larger than about 10cm), the black-body radiation becomes the dominant cooling path, and the temperature can be as high as 400°C. Smaller windows have lower temperature. In the case of forced air-cooling, temperatures become much lower, especially for a quartz glass window.

Keywords :

LHD device, steady state operation, heat transfer in the window, 2-dimensional heat conduction equation, quartz glass, quartz, stainless steel, peripheral cooling, black-body radiation, forced air-cooling, natural air-cooling

LHDにおける窓の熱設計

目次

I：序論

I-1：予想される熱流束の値

I-2：対象とする窓

I-3：境界条件

I-4：基礎となる熱伝導方程式、黒体輻射の法則

II：次元解析による粗い評価

II-1：時定数

II-1：周辺冷却、または黒体輻射と加熱入力釣り合う温度

III：数値計算結果

III-1：厚さ1cm半径10cmの窓の場合

III-2：いろいろな厚さ、半径での場合

IV：熱ひずみ

V：まとめ

I：序論

LHDにおいては3MWの定常実験が計画されている。このときの熱流束はポートで $1\text{W}/\text{cm}^2$ 程度となり、窓の温度上昇に対して何らかの対策が必要である。窓の前面にシャッター等を設け、測定時のみシャッターを開けることは一つの手段である。しかし、すべての窓に対してこのような機構をつけるのは大変であり、また、放電途中でシャッターを閉めるわけにはいかない測定器もある。そこで、この報告ではどのような材質、大きさの窓であれば一般的な冷却方法（周辺冷却）でプラズマからの熱流束に耐えられるかを数値計算をして評価する。また、理解を助けるために熱伝導方程式の次元解析によるおおざっぱな評価も行う。

I-1：予想される熱流束の値

3MW定常加熱入力がすべて放射で外へ逃げると仮定する。磁気軸からの小半径が一定の仮想的な面を考えると、その表面積は

$$S=2\pi r \cdot 2\pi R = 462 \text{ (横ポート)}, 539 \text{ (下ポート)}, 554 [\text{m}^2] \text{ (上ポート)}$$

であり、その面上での平均的な放射は

$$\Phi=3\text{MW}/S = 0.65 \text{ (横ポート)}, 0.56 \text{ (下ポート)}, 0.54 \text{ (上ポート)} [\text{W}/\text{cm}^2]$$

となる。非定常的な放電についても計算する。加熱入力を40MW、放電時間を10秒、放電周期を10分とする。この場合、時間平均した加熱パワーは $40 \times 10/600 = 0.67 [\text{MW}]$ となり、3MW定常の方が平均的熱流束は大きい。

I-2：対象とする窓

窓の材質として石英ガラス、水晶、ステンレスを考える。ステンレスはゲートバルブを想定している。次元解析による評価では、大きさとして厚さ 1cm、半径 10cm の円盤状の窓を考える。図 1 のように r 軸、z 軸をとり、z 軸に対して回転対称であるとして、2次元の円筒座標で熱伝導方程式を解く。数値計算では厚み、半径を変えて計算する。下は各材質の物性定数である。これらの値は温度依存性を持つが、資料のそろっている常温 (0°C-20°C) での値を用いる。

材質	石英ガラス	水晶	ステンレス
密度 (g/cm ²) ρ	2.201	2.201?	7.9
比熱 (J/g/K) c	0.89(20°C) - 1.14(100°C)	1.14?	0.50
熱伝導係数 (W/cm/K) κ	0.0134(0°C) - 0.0155(100°C)	0.093(para)-0.054(perp)	0.16
熱伝導率 (1/cm ² /s) λ=κ/ρc	0.0068-0.0062	0.037?-0.022?	0.04

表 1：物性表

I-3：境界条件

図 1 の様に窓の片面に 0.65W/cm² の定常的な熱流束があり、窓の周辺を冷却装置によって一定温度 (20°C) に保つ。

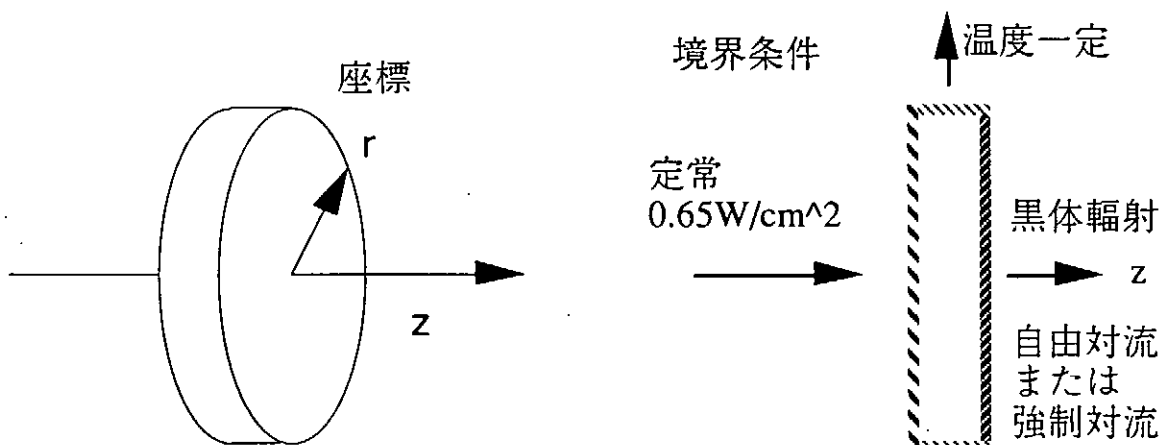


図 1：窓の座標の取り方。境界条件

窓の裏面は黒体輻射でできる熱流束と大気への熱伝達（自由対流または強制対流）があるとす。自由対流とは温度差によって自然に起きる対流で、強制対流は空気の流れが外部から駆動されている場合である。自由対流、強制対流を言い換えれば、自然空冷、強制空冷となる。窓材中では、熱伝導のみによって熱が流れるとする。従って、熱は熱伝導によって周辺へ逃げていく経路と黒体輻射によって外側へ放射する経路、大気によって冷却される経路がある。

I-4：基礎となる熱伝導方程式、黒体輻射の法則

熱伝導方程式は q :Heat Flux, u :Temperature とすると

1次元では

$$q = -\kappa \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

となり、2次元円筒座標では

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \lambda \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial^2 u}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

となる。

固体表面と流体の間の熱伝達は

$$q = -\alpha(u_{solid} - u_{air})$$

で決まる熱流束によって生ずる。 α は熱伝達係数であり、 κ とは単位が異なる。熱伝達は流体の状態によって変わるが、目安として下に数値を示す。

熱伝達の形式	自由対流（自然空冷）	強制対流（強制空冷）
熱伝達係数 α (W/cm ² /K)	0.0006	0.005

表2：固体表面と空気との熱伝達係数

シュテファン-ボルツマンの放射則によれば温度Tの黒体の単位面積から単位時間に半空間に放射されるエネルギーは

$$S = \sigma T^4$$

$$\sigma = 5.67 \times 10^{-12} [\text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-4}]$$

であり、物体の表面温度がTである時、20°Cの外部（293K）に出ていくエネルギーは

$$S = \sigma(T^4 - 293^4)$$

である。

II：次元解析による粗い評価

次元解析により時定数、温度勾配などの粗い評価が可能である。

II-1：時定数

下の式で温度上昇の時定数を求めることが出来る。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \Rightarrow \frac{\Delta u}{\Delta t} = \lambda \frac{\Delta u}{\Delta x^2} \Rightarrow \Delta t = \Delta x^2 / \lambda$$

Δx として厚みを取ると厚さ方向の時定数が得られ、半径を取ると径方向の時定数が得られる。下は各材質についての時定数である。

材質	石英ガラス	水晶	ステンレス
厚さ方向時定数	160秒	27秒	25秒
径方向時定数	16000秒	4500秒	2500秒

表3：温度上昇の時定数

時定数は長さの自乗に比例し、径方向の時定数は厚さ方向よりも100倍長くなる。

II-1：周辺冷却、または黒体輻射と加熱入力釣り合う温度

ある時刻から、一定の加熱入力が入り始めると窓の温度は先に求めた時定数で上昇し、ある温度で加熱入力と、冷却が釣り合い、平衡状態になる。加熱入力と冷却が等しいとして平衡状態の温度を求めることができる。粗い評価をするために熱伝導冷却（周辺冷却）、黒体輻射冷却、空冷の3つのうち、一つのみが起きているとする。

周辺冷却の場合、定常状態で、窓の周辺の1cmの部分（293K）で熱伝導によって熱を逃がすとすると r を窓の半径、 t を厚み、 T を窓の中心の温度として

$$0.65 \times \pi r^2 [W] = 2\pi r t \times q = 2\pi r t \times \kappa \times \frac{T - 293}{r}$$

$$T - 293 \approx \frac{0.65 r^2}{2 t \kappa}$$

となる。下は各材質について数値を代入して計算した温度である。

材質	石英ガラス	水晶	ステンレス
中心温度	2100°C	602°C	203°C

表4：周辺冷却と定常加熱入力釣り合うための温度

熱伝導率の悪い石英ガラスでは温度が高くなり、温度勾配が大きくなることによって加熱入力と釣り合う。

次に、定常状態で黒体輻射のみで熱が逃げるとすると窓の温度は

$$0.65[W/cm^2] = \sigma(T^4 - 293^4)$$

$$T = 641[K] = 368[^\circ C]$$

となる。ここで、空気の温度を20°C(293K)とする。この式から、窓の大気側の面の最高温度は黒体輻射で決まる368°C以下になる。これをもとに真空側の温度を見積もることができる。黒体輻射のみで窓が冷却される時、窓は0.65W/cm²の熱流束を維持するために以下の温度勾配を持たなければならない。

$$0.65 = q = -\kappa \frac{\partial u}{\partial x} = \kappa \frac{T_B - T_A}{1cm}$$

ここで、T_Aは真空側の最高温度であり、T_B=368°Cは黒体輻射で決まる大気側の最高温度である。下の表は厚さが1cmの時の真空側、大気側の最高温度を示したものである。

材質	石英ガラス	水晶	ステンレス
真空側最高温度	367°C	325°C	322°C
大気側最高温度	318°C	318°C	318°C

表5：黒体輻射による冷却のみの時の窓の最高温度

注目すべき点は、大気側の温度はT_B=368°Cで制限されるが、真空側の最高温度は厚みに比例して大きくなる。つまり、温度勾配を一定にするために、厚くなるとそれに比例して真空側の温度が高くなる。

同様に、自然空冷、強制空冷の場合に釣り合う温度を評価する。用いる式は

$$0.65 = q = \alpha(T_B - T_{AIR})$$

である。下の表は自然空冷、強制空冷の各場合について計算したものである。また、表5と同様にして真空側の温度を求める。即ち大気側よりも一定の温度だけ高くなる。

材質	石英ガラス	水晶	ステンレス
真空側最高温度 自然空冷/強制空冷	1152°C/199°C	1110°C/157°C	1107°C/154°C
大気側最高温度 自然空冷/強制空冷	1103°C/150°C	1103°C/150°C	1103°C/150°C

表：6 自然空冷、強制空冷のみの時の窓の温度

自然空冷は黒体輻射に比べて非常に小さいが、強制空冷は黒体輻射よりも効果が大きい。

以上は周辺冷却、黒体輻射、空冷を独立に考えたが、実際にはそれぞれの効果があり、定常状態での温度はより低くなる。自然空冷はほとんど無視できるので、数値計算では主に周辺冷却、黒体輻射のみを考えた場合の結果を示す。また幾つかのケースについては強制空冷を入れた場合の結果を示す。

III：数値計算結果

III-1：厚さ1cm半径10cmの窓の場合

図2は各材質の窓の真空側中心温度 (T_A) 大気側中心温度 (T_B) を示したものである。温度の飽和するまでの時間 (時定数) は次元解析で示したように熱伝導率の小さいものほど長い。また、飽和温度は石英ガラスがもっとも高い。

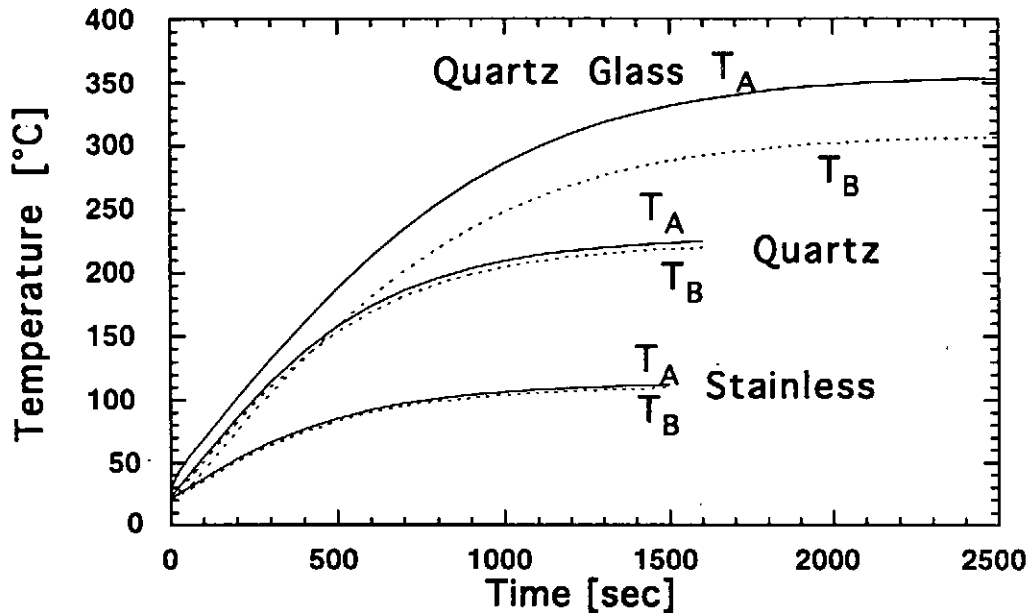


図2：厚さ1cm半径10cmの窓の真空側中心温度 (T_A) 大気側中心温度 (T_B) の時間変化

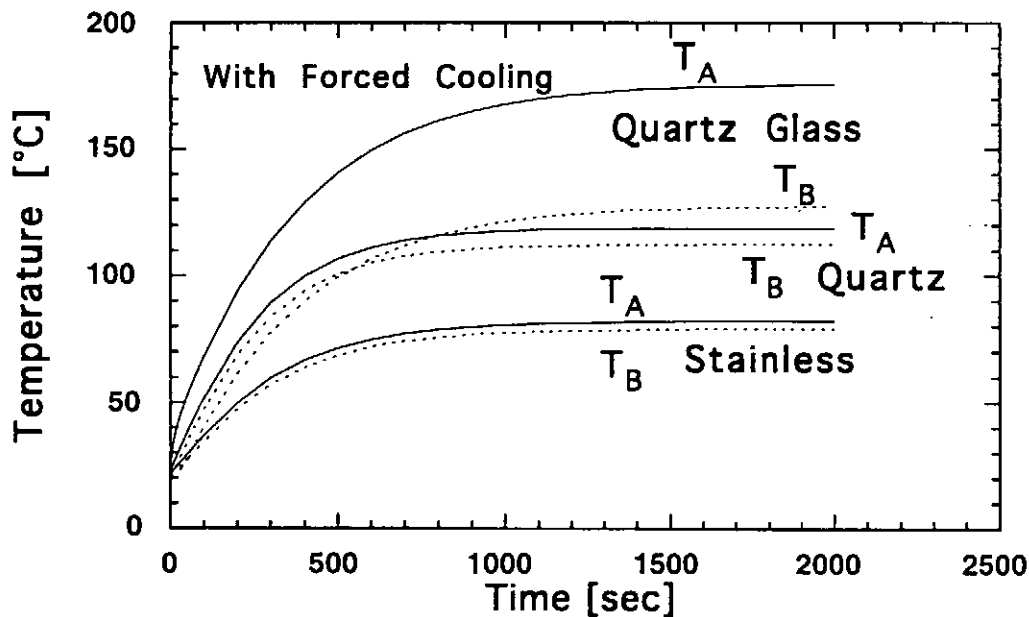


図2 B：強制空冷したときの厚さ1cm半径10cmの窓の真空側中心温度 (T_A) 大気側中心温度 (T_B) の時間変化

図2 Bは強制空冷したときの温度の時間変化を示したもので、強制空冷しないときに比べると各材質とも温度が低くなる。また、表6で示した強制空冷のみが効いているときと比べると温度は低くなっている。

40MW加熱、10秒放電、10分サイクル運転の時の様子を図3に示す。平均的な加熱入力
は3 MW定常運転時の1/4以下で、平均的な温度も低くなる。但し、熱伝導率の悪い石英ガ
ラスでは、真空側は瞬間的に300°C程度まで温度が上がるが、大気側は熱伝導率が悪いの
でゆっくり上昇する。瞬間的な温度差は150°C以上になる。

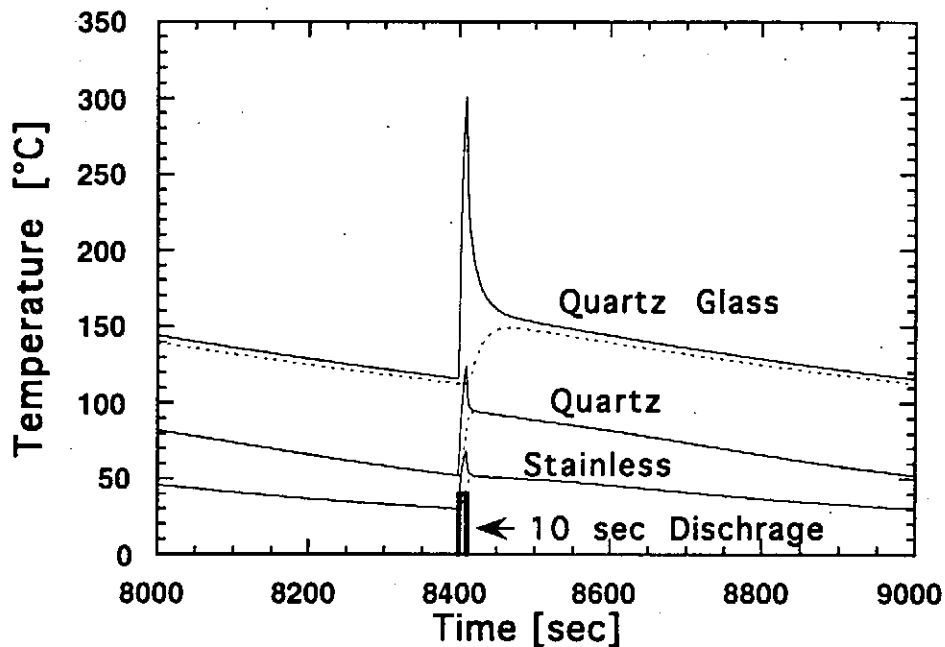


図3：40MW加熱、10秒放電、10分サイクルの時の窓の真空側 (Solid)、大気側(Dotted)
中心温度

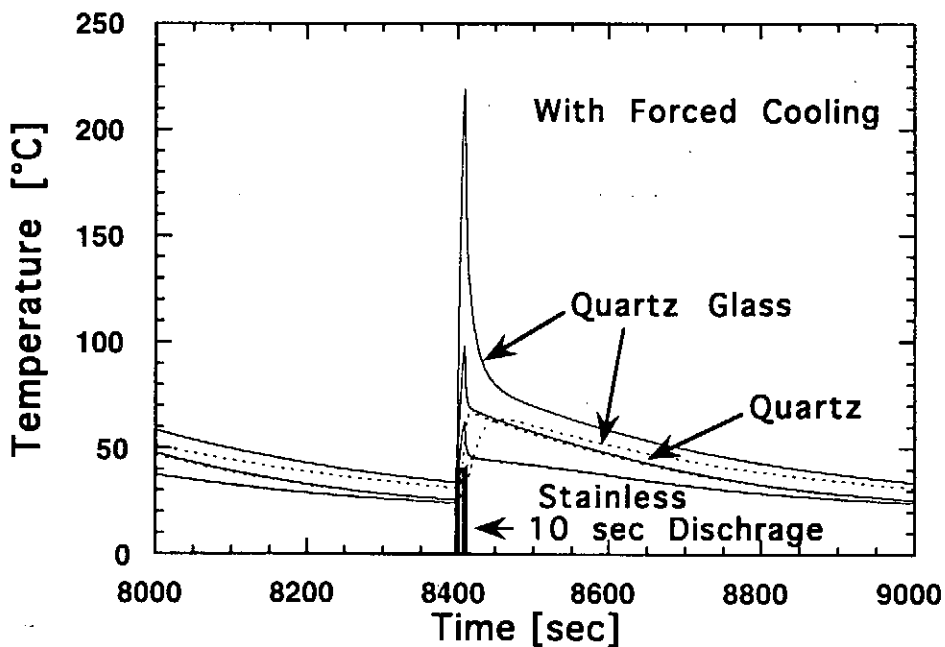


図3 B：強制空冷したときの、40MW加熱、10秒放電、10分サイクルの時の窓の真空側
(Solid)、大気側(Dotted)中心温度

強制空冷をすると時間平均した温度は下がるが、ピーク温度の下がりはそれほど大きく

ない。これは時定数が長いためである。

図4、5、6は各材質の窓の温度分布がどのような時間変化（1, 10, 100, 1000 秒）を示したものである。早い時間（1秒）では加熱入力のある真空側が大きな温度上昇を示し、大きな温度勾配を持つ。時間が経つにつれ、窓の大気側の温度が上昇していく。さらに時間が経つと周辺冷却が効いてくる。これは次元解析で示したように半径方向の時定数が厚さ方向に対して約100倍長いためである。飽和状態（定常状態）に近くなると（1000秒）、石英ガラスでは厚さ方向、半径方向の両方に温度勾配を持つ。一方、熱伝導率の良い水晶、ステンレスでは厚さ方向にはほとんど勾配を持たず、半径方向に勾配を持つ。周辺冷却と黒体輻射による冷却熱の比は石英ガラスで50%,50%、水晶で20%, 80%、ステンレスで5%, 95%である。これらの比は窓の厚さ、半径によって異なる。

III-2：いろいろな厚さ、半径での場合

窓の厚さ、半径を変えて、定常状態で真空側窓の中心温度、大気側窓の中心温度がどのような依存性を持つかを図7に示す。横軸に窓の半径をとり、縦軸に窓の厚さ/半径をとった。石英ガラスの真空側温度を除いてほぼ同じ傾向を示す。大きさ（半径、厚み）を大きくしていくと、温度は高くなる。これは、一定の熱流束を保つためには一定の温度勾配が必要であり、窓の大きさが大きくなると結果としてできる、温度（温度差）は大きくなる。半径一定で厚みを増やしていくと温度が低くなる。これは周辺冷却の効果（周辺冷却の面積）が厚みとともに増えるからである。石英ガラスの場合、窓が大きくなると黒体輻射が支配的となる。大気側窓の温度は黒体輻射で決まる上限の368°Cに近づいていく。真空側温度は他の場合と異なる傾向を示す。窓が大きくなり黒体輻射が支配的になると、厚みが増えると温度が高くなるようになる。他の場合では厚みが増えると周辺冷却の効果が大きくなったのだが、石英ガラスの場合は黒体輻射が支配的なので、次元解析で示したように厚さ方向の温度勾配が一定に保たれ、結果として真空側温度が厚さとともに増えていく。ただし、ある程度以上厚くなると温度は飽和する傾向を示す。

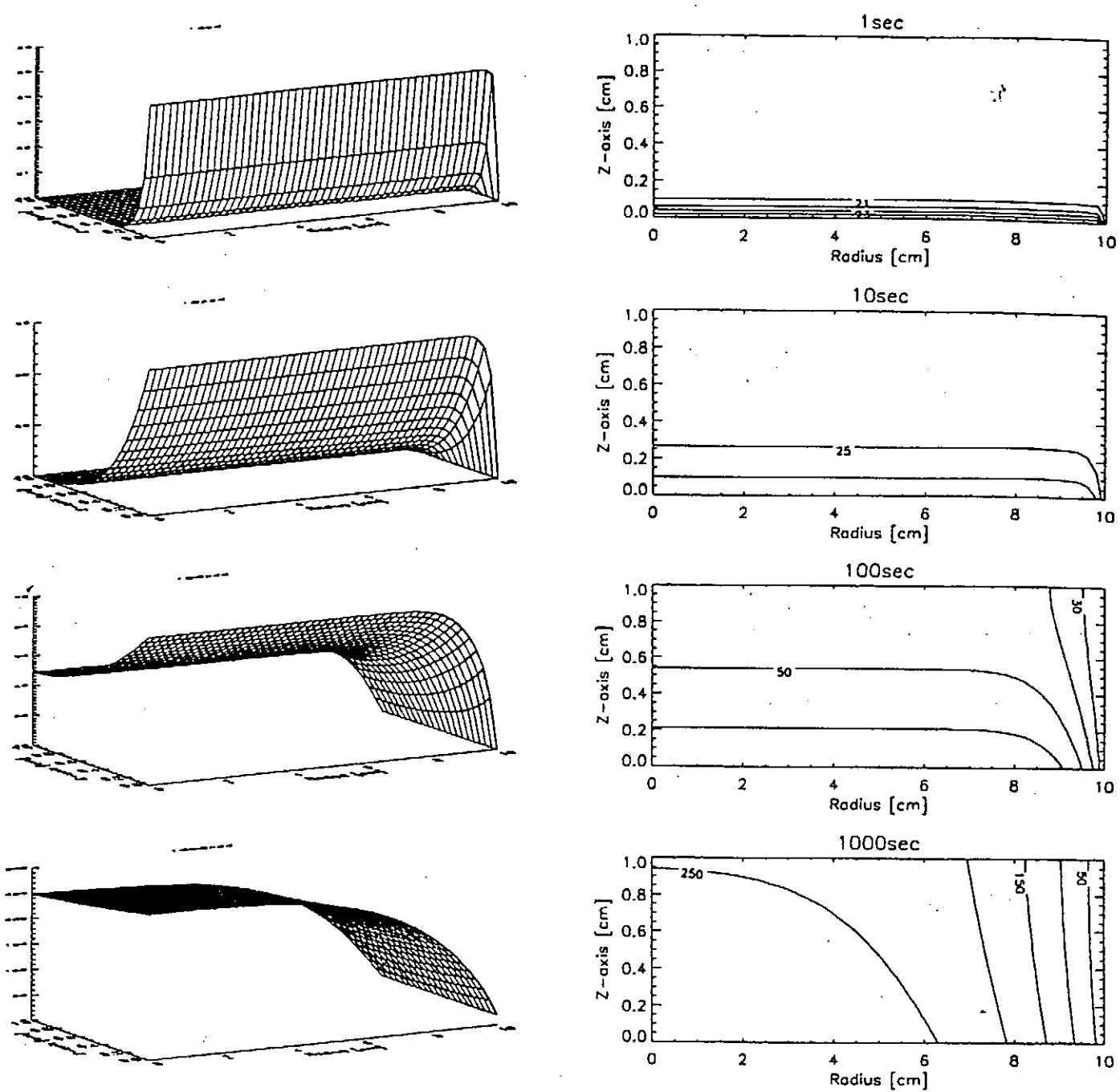


図4：石英ガラスの温度分布（横軸：半径、縦軸：厚さ方向）。左側が鳥瞰図、右側が等温度線図である。上から、1秒、10秒、100秒、1000秒後の様子を示した。

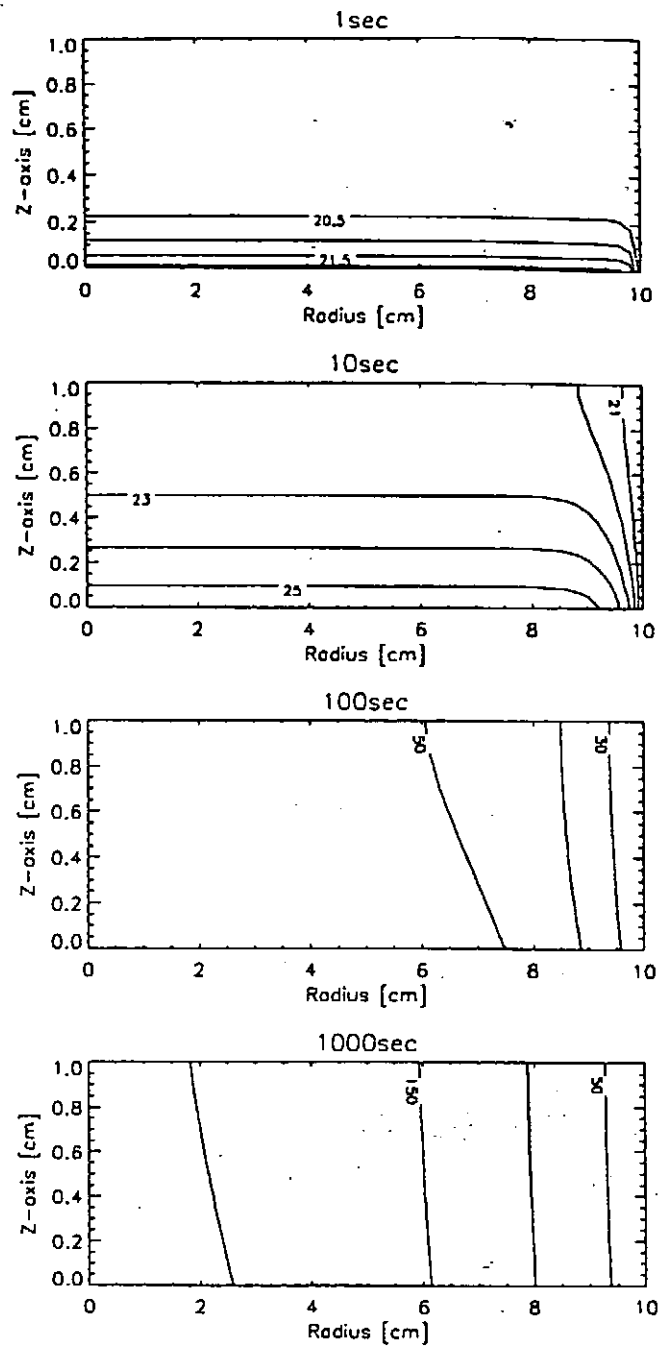
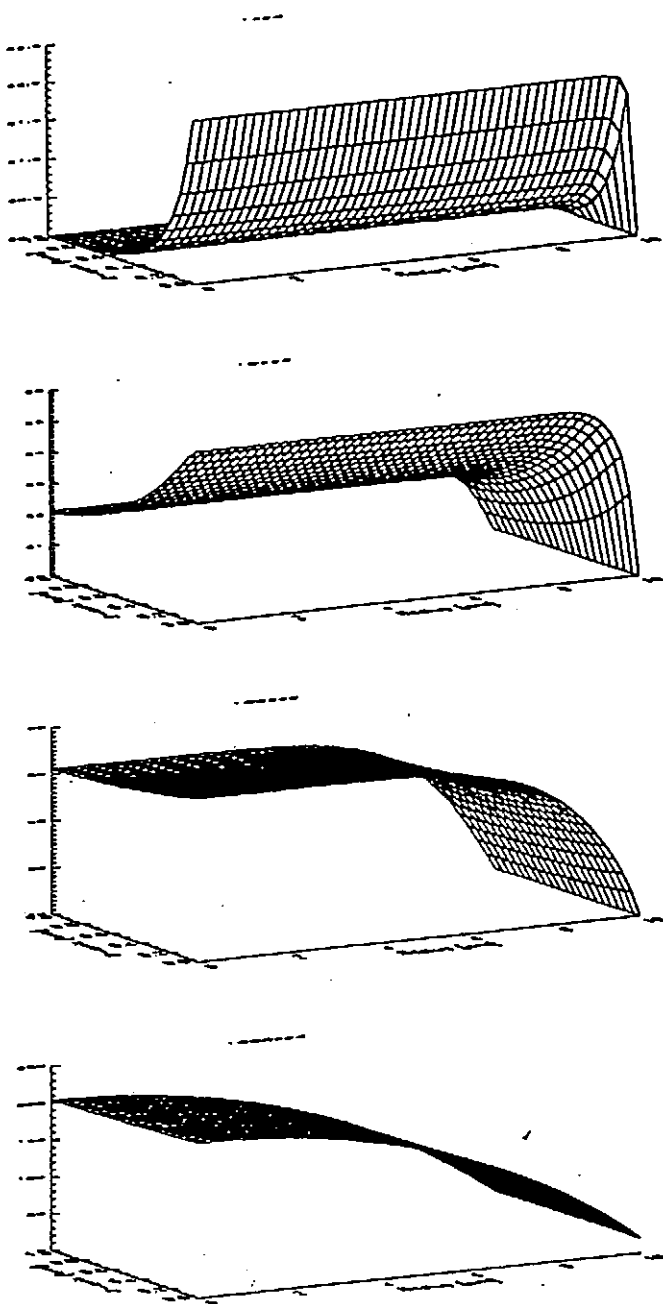


図5：水晶の温度分布（横軸：半径、縦軸：厚さ方向）。左側が鳥瞰図、右側が等温度線図である。上から、1秒、10秒、100秒、1000秒後の様子を示した。

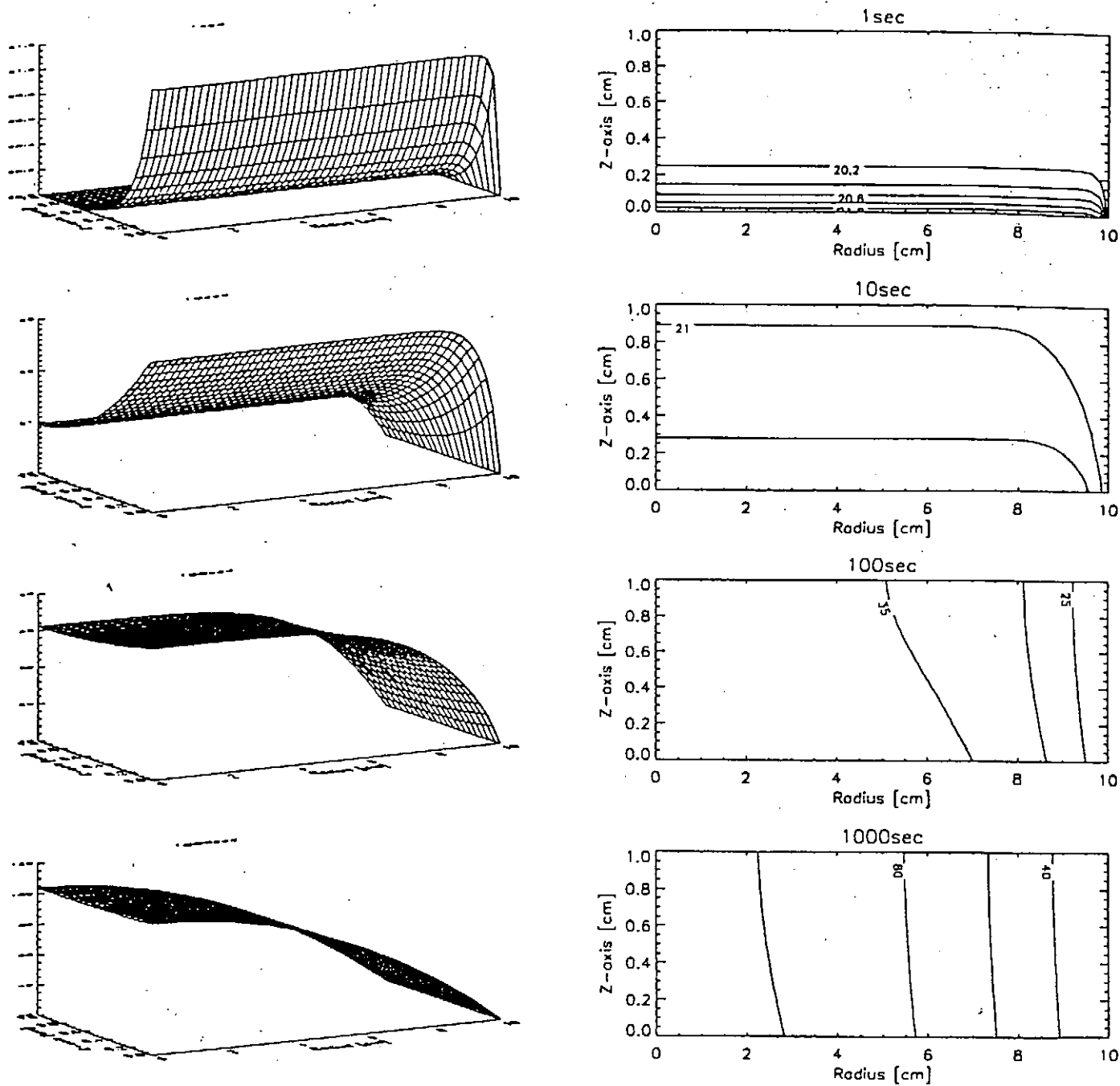


図6：ステンレスの温度分布（横軸：半径、縦軸：厚さ方向）。左側が鳥瞰図、右側が等温度線図である。上から、1秒、10秒、100秒、1000秒後の様子を示した。

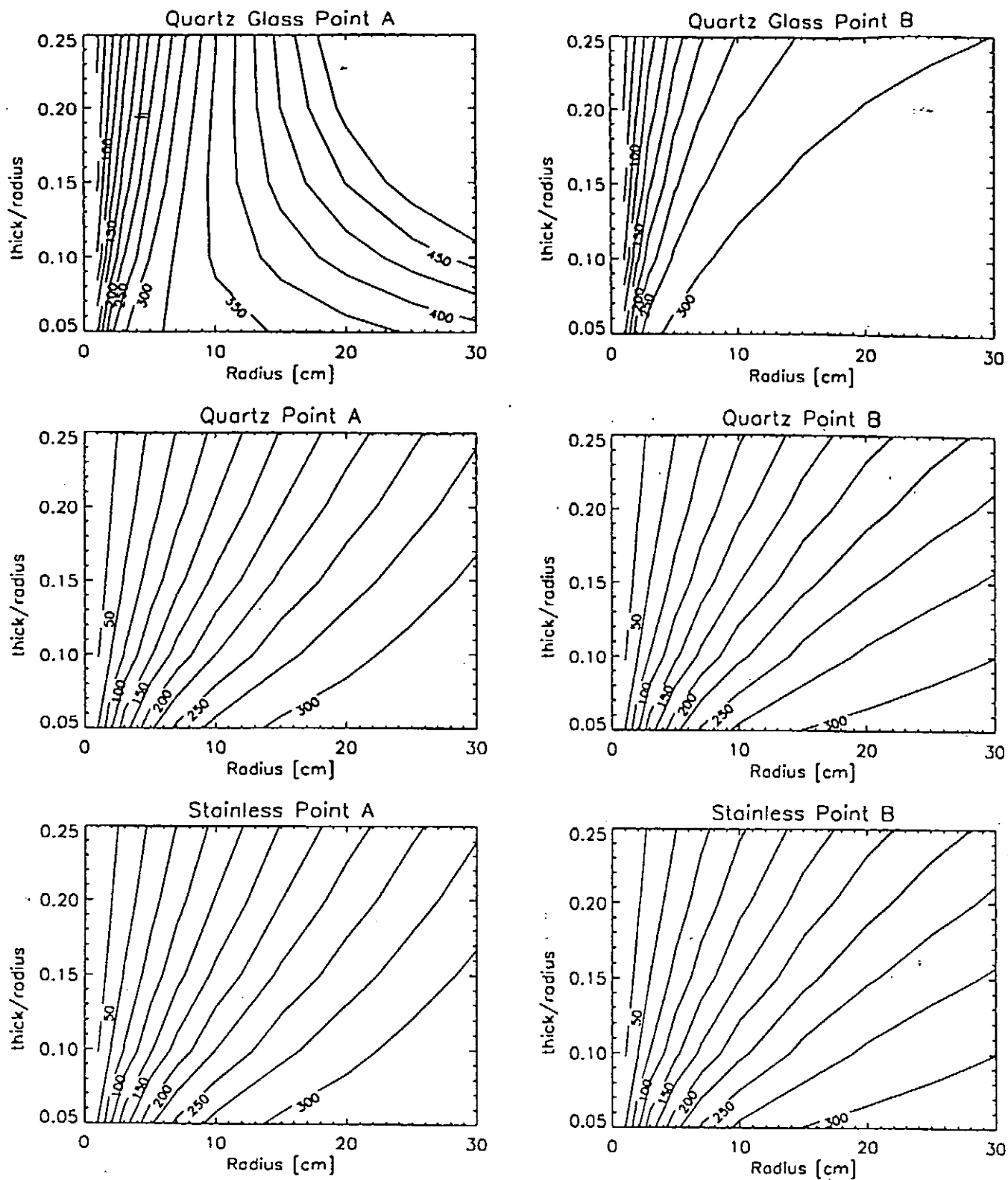


図7：定常状態での真空側 (Point A)、大気側(Point B)の等温線図。横軸に窓の半径をとり、縦軸に窓の厚さ/半径をとった。

IV：熱ひずみ

温度差、温度勾配がある時、物体の膨張率の違いから、熱応力が生ずる。どの程度の熱応力が生じ、破壊強度に比べてどの程度余裕があるかを簡単な場合について検討する。図8は配位を表し、1次元の棒が両端で固定されているとする。温度が上がると棒は膨張しようとするが両端が固定されているので膨張できない。棒には圧縮の応力が働き、この応力による縮みと膨張が打ち消しあって棒は長さを保つ。これを式で表すと

$$\int \alpha T(x) dx + \int \frac{\sigma}{E} dx = 0$$

ここで、 α は熱膨張率、 σ は応力、 E はヤング率を表す。応力は一定なので積分の外に出すと、

$$\alpha \int T(x) dx + \frac{\sigma}{E} \int dx = \alpha L \bar{T} + \frac{\sigma}{E} L = 0$$

$$\sigma = -\alpha \bar{T} E$$

となる。ここで \bar{T} は平均温度を表す。石英ガラスの定数

$$\alpha = 5 \times 10^{-7}$$

$$E = 743 \times 10^3 [\text{kgf/cm}^2]$$

$$\sigma_{\text{comp}} = 11500 [\text{kgf/cm}^2]$$

を用い、圧縮強度 σ_{comp} と比較する。平均温度として図2の真空側窓の温度 350°C の半分
の値を用いると

$$\sigma = -\alpha \bar{T} E = 5 \times 10^{-7} \times 175 \times 743 \times 10^3 = 65 [\text{kgf/cm}^2]$$

となり、圧縮強度 σ_{comp} の約1/200となる。従ってこのタイプの熱応力は問題にならない。

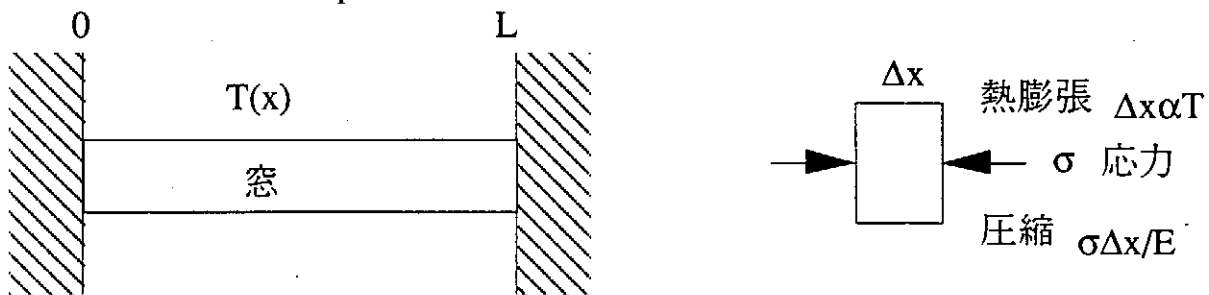


図8：温度 $T(x)$ 、長さ L の棒が両端で固定されているとする（左）。棒の微小要素は熱膨張と、応力による圧縮を受ける（右）。

ここまでは、窓が厚さ方向には自由であるとしたが、窓の周辺で厚さ方向に固定されていると状況は複雑になる。窓の要素は熱膨張と応力による圧縮、引っ張りが作用し、釣り合った状態になるまでひずむ。この場合、窓の要素には引っ張り応力が作用する可能性がある。一般に引っ張り強度は圧縮強度よりも小さく、石英ガラスの場合は約1/20である。従って、実際に熱応力による破壊の危険性を評価するためにはさらに検討する必要がある。

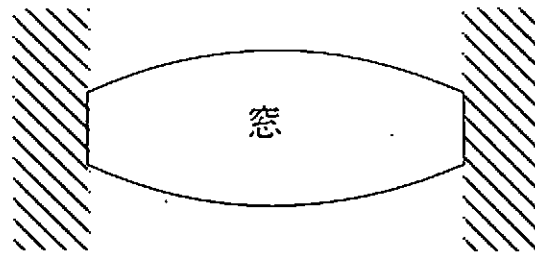


図9：窓の周辺が固定されている場合の変形概念図

V：まとめ

LHDの3MW定常運転時の窓の温度を2次元熱伝導方程式を数値的に解いて求めた。窓の材質は石英ガラス、水晶、ステンレスについて計算した。冷却方法としては窓の縁の部分の周辺冷却と黒体輻射（及び強制空冷）を考える。

次元解析でわかるように自然空冷は他の冷却手段（周辺冷却、黒体輻射、強制空冷）と比べると殆ど利かない（表6）。一方、黒体輻射、強制空冷は窓の大気側の温度と室温の差が大きくなると利いてくる。熱伝導率の悪い、石英ガラスでは周辺冷却の寄与が小さく、温度が高くなるので、相対的な黒体輻射あるいは強制空冷の寄与は大きくなる。強制空冷した場合としない場合では特に石英ガラスにおいて大きな効果がある。ただし、注意しなければならないのは実際の空冷の条件に熱伝達係数は大きく依存するのでこの報告書で示した強制空冷を容易に実現できるかどうかを吟味する必要がある。以下は強制空冷をしない場合についてのまとめである。

熱伝導率のよい、水晶、ステンレスの場合は定常放電時の温度はあまり高くないが、石英ガラスの場合にはサイズが大きくなると（半径10cm程度）周辺冷却が効かなくなり、黒体輻射が支配的になる。この場合、温度は黒体輻射で決まる400°C近くになる。窓が小さくなれば、温度は低くなる。例えば、厚さ/半径=0.1の窓で、温度を300°C以下に押さえようとする、石英ガラスの場合は半径5cm以下、水晶の場合は半径22cm以下、ステンレスの場合は半径23cm以下でなければならない。

パルス放電の場合、平均的な熱流束は定常放電時に比べると小さいために窓の温度は低くなる。但し、瞬間的な熱流束が大きいため、窓の真空側温度は瞬間的（放電中）に高くなる。この時、熱伝導率の悪い石英ガラスでは真空側と大気側で大きな温度差ができる。

温度差、温度勾配がある時、物体の膨張率の違いから、熱応力が生ずる。この報告書の窓の場合には、厚さ方向と半径方向に温度勾配が生ずる。熱応力が大きいと窓が破損する危険がある。もっとも単純な1次元棒では圧縮応力が作用し、石英ガラスはこれに対し、十分な強度をもつが、実際には、2次元効果、境界条件（固定、自由）などを考慮して破壊に対する安全率を評価しなければならない。

NIFS-MEMO シリーズ出版リスト
(Recent Issues of NIFS-MEMO Series)

- NIFS-MEMO-1 都築哲哉、東井和夫、松浦清剛、「パソコンによる JIPP T-IIU プラズマの平衡位置フィードバック制御」1991年4月
T.Tsuzuki, K.Toi and K.Matsuura, "Feedback Control of Plasma Equilibrium with Control System Aided by Personal Computer on the JIPP T-II Tokamak" ; Apr.1991 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-2 久保田雄輔、大林治夫、宮原 昭、大野和子、中村光一、堀井憲爾、
「環境磁界の研究 (I) 三次元積分磁束計の開発」1991年7月
Y.Kubota, H.Obayashi, A.Miyahara, K.Ohno, K.Nakamura and K.Horii,
"Development of Three-Dimensional Compact Magnetic Dosimeter for Environmental Magnetic Field Monitoring" , July,1991 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-3 「核融合科学研究所技術研究会; 1991年3月19、20日 土岐文化プラザ」
1991年8月
"Proceedings of Symposium on Technology in Laboratories; Mar. 19, 20, 1991"
Aug. 1991 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-4 「プラズマ中におけるカオス現象」1991年8月
"Chaotic Phenomena in Plasmas " , Aug. 1991 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-5 山崎耕造、「ファジー論理のトロイダルプラズマ制御への応用」
1992年2月 "Fuzzy Logic Application to Troidal Plasma Contol" ,
Feb. 1992 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-6 平成3年度 核融合科学研究所 支援調査共同研究報告書 「大出力
マイクロ波源の開発に関する調査研究」1992年4月
"Development of High Power Microwave Source" , Apr. 1992
(In Japanese)
- NIFS-MEMO-7 平成3年度 核融合科学研究所 共同研究(調査支援研究)研究成果
報告書
「プラズマにおけるカオス現象」1992年11月
"Chaotic Phenomena in Plasma, II" , Nov. 1992 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-8 NIFSシンポジウム報告書「核融合炉材料照射用強力中性子源の設計
と大学の役割」1993年1月
"Design of Intense Neutron Source for Fusion Material Study and the Role of
Universities" , Jan. 1993 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-9 平成2、3、4年度 核融合科学研究所共同研究研究会研究成果報告書
「開放磁場における電位と輸送機構」1993年4月
(Ed.) K. Yatsu and T. Hatori "Potential Formation and Transport in Open Field Line
Systems" , Apr. 1993
(In Japanese)
- NIFS-MEMO-10 伊藤公孝、「人口太陽は燃えるか -核融合研究最前線-原子力オープン・
スクール講演」1993年5月
K. Itoh, Reports of NIFS Collaboration Workshop from 1990 to 1992 at National
Institute for Fusion Science.

"At the Front of Fusion Research -Introductory Lecture Open to Public-" ,
May 1993 (In Japanese)

NIFS-MEMO-11 (Ed.) T. Kato

"Atomic Physics and Radiation in Divertor and/or Disruption Plasmas" ,
Aug. 1993 (In English)

NIFS-MEMO-12 平成4年度 核融合科学研究所 共同研究(調査支援研究) 研究成果報告書

「プラズマのカオス現象(まとめ)」1993年10月

"Chaotic Phenomena in Plasma, III" , Oct. 1993
(In Japanese)

NIFS-MEMO-13 久保田雄輔、野田信明、相良明男、井上徳之、赤石憲也、本島修、

「プラズマ対向材料の開発・研究用高熱負荷試験装置ACT」1994年3月

"Electron Beam Irradiation Test Facility for Research and Development of Plasma
Facing Components" , Mar. 1994
(In Japanese)

NIFS-MEMO-14 「平成5年度核融合科学研究所技術研究会

日時：1994年3月23日-24日

場所：セラトピア土岐、土岐商工会議所」1994年7月

"Proceedings of Symposium on Technology in Laboratories
by Department of Engineering and Technical Services" , July 1994
(In Japanese)

NIFS-MEMO-15 S.-I. Itoh, K. Itoh, G. Soltwisch, K. H. Finken,

"Study on Sawtooth and Transport

-- A Report of Japan-TEXTOR Collaboration --" , Jan. 1995

(In English)

NIFS-MEMO-16 久保田 雄輔、野田信明、相良明男、井上徳之、赤石憲也、山本純也、本島修

「LHD用ダイバータ板の開発・研究各種カーボン・銅接合材の熱負荷試験」

Y. Kubota, N. Noda, A. Sagara, N. Inoue, K. Akaishi, J. Yamamoto, O. Motojima,

"Research and Development of Divertor Plates for LHD (High Heat Flux Tests of Various
Kinds of Materials)" Apr. 1995