J-PARCニュートリノ振動実験における ニュートリノ生成標的の研究・開発

上田　俊輔

2004年1月29日

概要

J-PARCニュートリノ振動実験は2008年に開始を予定されている長基線ニュートリノ振動実験で、$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$振動の発見およびニュートリノ振動における振動パラメーターの精密測定 ($\delta(\Delta m^2_{23}) = 10^{-4}eV^2$、$\delta(sin^2 2\theta_{23}) = 0.01$) を目的としている。この実験では茨城県東海村に建設が進んでいる大強度陽子加速器の陽子ビームを用いて大強度のミューオンニュートリノ (ν_μ) ビームを生成し、それを前置検出器と295km離れた岐阜県神岡町にある水チェレンコフ検出器スーパーカミオカンデで測定しニュートリノ振動を研究する。ニュートリノビームは、陽子シンクロトロン加速器で50GeVに加速された陽子を標的に衝突させ、その際に発生するπの崩壊から生成する。実験の感度を上げるためには陽子ビームを最大限利用することが重要である。

現在陽子ビームの強度は、$3 \times 10^{14}[proton/pulse]$(0.75MW)、スピル幅は5$\mu$secを計画している。

J-PARCニュートリノ標的では、5μsecの間に約60kJの発熱が3.4秒毎に発生する。この発熱によって発生する熱応力(静的応力、動的応力)や、冷却方法が問題となる。ビームサイズ及び標的の径が大きい場合には利点が2点ある。１つは表面積が広くなるために冷却効率が上昇することで、2点目は発熱密度が小さくなるため熱応力が減少することである。しかし標的の径が大きい場合はニュートリノの親粒子であるπが標的内で吸収され減少してしまう。そのため標的及びビームサイズは、発生する熱応力によって壊れず、かつ冷却が可能な大きさを満たしたうえで、標的や冷却配管などの冷却システムでの物質量を減らすように最適化することが重要である。

本論文では、標的の物質としてグラファイトが発熱による応力に対して強いことを調べ、モンテカルロシミュレーションを使ってグラファイト標的における発熱分布を標的の半径毎に求めた。また得られた発熱分布をもとに熱応力を計算し、物質に破壊がおこるかどうかの基準である安全率について評価した。冷却については、冷媒として水を使った場合の評価を行った。冷却効率は熱伝達係数と水量で定まる。水冷では膜沸騰やキャビテーションを防ぐため表面温度を100℃以下に保つのが望ましい。表面温度の時間変化は冷却効率の目安である熱伝達係数と水量の関数として求められるので、ターゲットの表面温度を100℃以下に保つのに必要な熱伝達係数と水量について表面温度の時間変化を計算することにより評価した。使用した熱伝達係数と流量の関係については冷却試験を行い経験式と比較を行った。本論の結論ではJ-PARCニュートリノ実験で使用できる標的の大きさ及び冷却システムのデザインを定め、得られるニュートリノフラックスについて評価を行った。

目 次

第 1 章　序章 **4**
- 1.1 ニュートリノの質量 4
- 1.2 ニュートリノ振動 4
- 1.3 K2K 実験 6

第 2 章　J-PARC ニュートリノ実験 **8**
- 2.1 J-PARC ニュートリノ振動実験の目的 8
- 2.2 ビームラインの概観 9
  - 2.2.1 陽子ビームのパラメーター 9
  - 2.2.2 ターゲットステーション 11
- 2.3 Off-Axis Beam（OA） 11
- 2.4 スーパーカミオカンデ 12

第 3 章　グラファイト標的 **14**
- 3.1 J-Parc ニュートリノ標的 14
- 3.2 標的の材質 15
- 3.3 標的の形状 16
- 3.4 グラファイトで発生する熱量 17
- 3.5 物性値及び温度変化 18
  - 3.5.1 グラファイトの種類 18
  - 3.5.2 比熱 19
  - 3.5.3 その他の物性値の温度変化 21

第 4 章　熱応力 **24**
- 4.1 熱応力 24
- 4.2 静的熱応力の計算 25
- 4.3 動的熱応力の計算 26
  - 4.3.1 軸方向への伝わる動的熱応力 26
- 4.4 Misses 相当応力 30
- 4.5 有限要素法を用いた解析 31
- 4.6 繰り返し疲労 32
- 4.7 安全率 32
- 4.8 結論 33
- 4.9 今後の課題 33

第 5 章　冷却　34
- 5.1　熱伝達係数 34
- 5.2　冷媒 35
  - 5.2.1　ヘリウム冷却 36
  - 5.2.2　水冷却 36
  - 5.2.3　液体金属での冷却 36
- 5.3　水冷で必要な熱伝達係数と流量 36
  - 5.3.1　水における発熱 37
  - 5.3.2　シミュレーションの方法 38
  - 5.3.3　放射線による熱伝導率の変化と冷却条件 39
  - 5.3.4　水の流量と表面の最高温度 41
- 5.4　熱伝達係数の測定 44
  - 5.4.1　目的 44
  - 5.4.2　セットアップ 44
  - 5.4.3　測定結果 47
- 5.5　解析 50
  - 5.5.1　入熱量と排熱量の比較 50
  - 5.5.2　表面温度の見積もり 51
  - 5.5.3　表面温度の見積もりに対する評価 53
  - 5.5.4　熱伝達係数 54
  - 5.5.5　冷却試験の結論 56
- 5.6　冷却に必要な流量 56
- 5.7　冷却システムのデザイン 58
  - 5.7.1　圧力損失 58
  - 5.7.2　冷媒の流し方 58

第 6 章　結論　60

第 7 章　今後の課題　61
- 7.1　標的の segment 化と標的の防水ケース 61
- 7.2　放射線の影響 61
- 7.3　その他の冷却方法 61

謝辞　65

付 録 A　放射線損傷　67
- A.1　放射線量 67
- A.2　寸法 67
- A.3　その他の物性値変化 68
  - A.3.1　熱伝導度と線膨張係数 68
  - A.3.2　ヤング率 70
  - A.3.3　引張り強度 70

付 録 B　熱拡散の速度　72

第1章　序章

1.1　ニュートリノの質量

ニュートリノの存在は、電子ニュートリノ $(\bar{\nu_e})$ が 1956 年、ミューニュートリノ (ν_μ) が 1962 年、そしてタウニュートリノ (ν_τ) が 1997 年に確認された。現在の標準理論ではニュートリノに質量がないとされており、これまで行われてきた実験結果を精度よく記述している。しかしニュートリノの質量がゼロであることに理論的根拠はなく、実験的にその上限値だけが与えられている。

ニュートリノの種類	質量
m_{ν_e}	<2.5 eV
m_{ν_μ}	<170 keV
m_{ν_τ}	<18.2 MeV

表 1.1: ニュートリノ質量

1.2　ニュートリノ振動

1998 年にスーパーカミオカンデでの大気ニュートリノの観測から、ニュートリノが世代間で振動をしているという結果が得られた。これはニュートリノに有限の質量が存在する場合にのみ起こる。本節ではニュートリノ振動について、実験的にどのように検証できるかについてまとめた。

ニュートリノ振動とは 3 世代のニュートリノ間である種類のニュートリノが時間とともに他の種類に変わる現象をいう。ニュートリノ振動は 3 種類のニュートリノに質量差が存在し、弱い相互作用のフレーバー固有状態 $|\nu_k\rangle$ $(k = e, \mu, \tau)$ と質量固有状態 $|\nu_l\rangle$ $(l = 1, 2, 3)$ が一致しないために起こる。このときフレーバー固有状態は、質量固有状態の混合で表され、両者の関係は混合行列を用いて以下のように表せる。

$$|\nu_k\rangle = \Sigma_l U_{kl} |\nu_l\rangle \qquad (k = e, \mu, \tau; l = 1, 2, 3) \tag{1.1}$$

ここで U_{kl} はクォークにおける CKM(Cabibbo-Kobayashi-Masukawa) 行列に対応するユニタリー行列で、MNS(Maki-Nakagawa-Sakata) 行列である。U は $\sin\theta_{ij} \equiv s_{ij}$、$cos\theta_{ij} \equiv s_{ij}$ 、CP 非保存の位相を δ として次のように表される。

$$U = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{1.2}$$

$$= \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix} \tag{1.3}$$

フレーバー固有状態 $|\nu_k\rangle$ の時間発展は、以下のシュレディンガー方程式に従う。

$$i\frac{d}{dt}|\nu_k\rangle = E_k|\nu_k\rangle \tag{1.4}$$

ここで E_k は $|\nu_k\rangle$ のエネルギーである。従って (1.4) を解いて、$|\nu_k\rangle$ は以下の様に時間発展する

$$|\nu_k(t)\rangle = e^{-iE_kt}|\nu_k(0))\rangle \tag{1.5}$$

ゆえに

$$i\frac{d}{dt}|\nu_k(t)\rangle = U_{kl}E_lU^*_{k'l}|\nu_{k'}(t)\rangle \tag{1.6}$$

$$|\nu_k(t)\rangle = U_{kl}e^{-iE_lt}U^*_{k'l}|\nu_{k'}(0)\rangle \tag{1.7}$$

ニュートリノは、弱い相互作用を通してフレーバー固有状態として観測される。始状態と終状態のフレーバー固有状態を $|\nu_i\rangle, |\nu_f\rangle$ とする。時刻 $t = 0$ において $|\nu_i\rangle$ の状態であったものが時刻 $t = t$ で $|\nu_f\rangle$ という状態で観測される確率は、

$$P(\nu_i \to \nu_f) = |\langle\nu_f|\nu_i(t)\rangle|^2 \tag{1.8}$$

$$= |\langle\nu_f|U_{il}e^{-iE_lt}U^*_{i'l}|\nu_{i'}(0)\rangle|^2 \tag{1.9}$$

$$\tag{1.10}$$

となる。ここで $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p}$ と $\sum_j U_{ij}U^\dagger_{fj} = \delta_{if}$ より、$\Delta m_{ij} = m_i^2 - m_j^2$ として

$$P(\nu_i \to \nu_f) = \delta_{lf} - Re\sum_{jk} U_{lj}U^*_{fj}U^*_{lk}U_{fk}\left(1 - \exp\left(\frac{-i\Delta m^2_{jk}L}{2p}\right)\right) \tag{1.11}$$

$$= \delta_{lf} - 4\sum_{j<k} U_{lj}U^*_{fj}U^*_{lk}U_{fk}\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{jk}L}{4p}\right) \tag{1.12}$$

とかける。

スーパーカミオカンデの結果より Δm_{12} は非常に小さいことがわかっており、

Δm_{12} が太陽ニュートリノや大気ニュートリノの観測によると $\Delta m_{12} \sim (6 \sim 9)\times 10^{-5}$ or $(1.3 \sim 2.0)\ \times 10^{-5}[\mathrm{eV}^2]$, $\Delta m_{23} \sim (1.6 \sim 3.9)\times 10^{-5}[\mathrm{eV}^2]$ であり、Δm_{12} を無視すると

$$\Phi_{ij} = \frac{\Delta m^2_{jk}L}{4p} \tag{1.13}$$

とすると次のようにあらわされる。

$$P(\nu_\mu \to \nu_e) = \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \Phi_{23} \tag{1.14}$$

$$P(\nu_\mu \to \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta_{23} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \Phi_{23} - P(\nu_\mu \to \nu_e) \tag{1.15}$$

$$P(\nu_\mu \to \nu_\tau) = \sin^2 2\theta_{13} \cos^2 \theta_{23} \sin^2 \Phi_{23} \tag{1.16}$$

現在　$\nu_\mu \to \nu_e$ だけが未だ見つかっていない振動モードであり、これがみつかると 3 世代間での mixing についての初めての観測となり、新しい高エネルギー物理学、宇宙物理学への手がかりとなる。

1.3　K2K 実験

大気ニュートリノ実験が示すニュートリノ振動を検証するため、K2K 実験が 1999 年 6 月より行われている。大気ニュートリノの結果によると Δm^2 が小さいと考えられ、ニュートリノの飛行距離 (式 (1.) の L) を長くすれば振動の確率振幅が大きくなり振動現象を観測しやすくなる。そのためにニュートリノ発生点と観測点の距離を長くとることが重要であり、K2K 実験は世界初の長基線 (long-baseline) ニュートリノ振動実験である。K2K 実験ではニュートリノ振動のパラメータ領域 ($\Delta m^2 = 10^{-3}$ ~ 10^{-2}、$sin^2 2\theta$ ~ 1) の探索を行っている。K2K 実験では茨城県つくば市高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12GeV 陽子シンクロトロン加速器で陽子を加速し、アルミニウム標的に衝突させ、二次粒子であるπ の崩壊よりほぼ純粋なミューニュートリノを生成している。ニュートリノは同敷地内にある前置検出器と 250km 離れた岐阜県神岡町のスーパーカミオカンデ (SK) で観測される。前置検出器とスーパーカミオカンデで得られるニュートリノ事象の個数とそのエネルギースペクトルを比較することでニュートリノ振動現象の確立を目指している。以下に K2K 実験の 2003 年 1 月現在における最新結果についてまとめる。

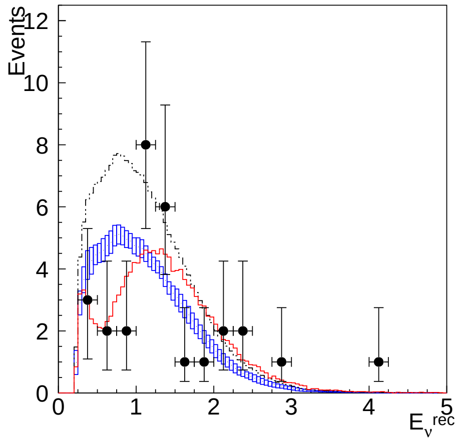


図 1.1: K2K 実験:スーパーカミオカンデで予想されるスペクトルと観測データ
黒い点は実際のデータ、青いヒストグラムは振動が無いときに予想されるスペクトル、
赤のヒストグラムはデータのベストフィットを表す。

K2K 実験においてスーパーカミオカンデで期待されるイベント数は、前置検出器での測定から $80.1^{+6.2}_{-5.4}$ であるのに対し観測数は 56 となり ν_μ の消失が 99%の有意性で確認された。K2K 振動実験で得られた振動パラメータの領域を図 1.3 に示す。

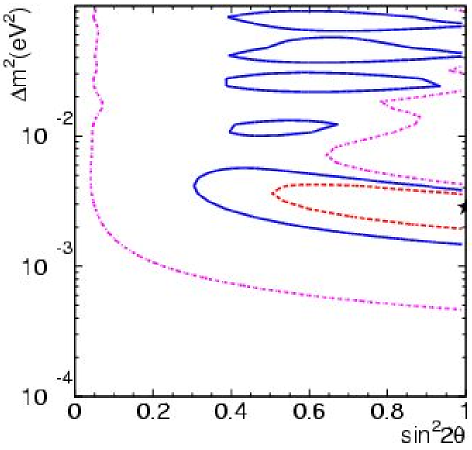


図 1.2: K2K 実験におけるニュートリノ振動のパラメータ領域
赤の破線、青の実線、ピンクの破線はそれぞれ 68%、90%、99%CL で許される領域を表す。

K2K 実験などの ν_μ 消失をつかった振動パラメータ測定は、$\nu_\mu \to \nu_e$ への手がかりとなると考えられる。式 (1.14)、式 (1.15) で振動の効果はともに $\sin^2 \Phi_{23}$ に比例しており、式 (1.13) で Δm^2_{23} の精密測定によって振動が起こりやすニュートリノエネルギーがわかる。

第2章　J-PARC ニュートリノ実験

2.1　J-PARC ニュートリノ振動実験の目的

J-PARC ニュートリノ実験は、茨城県東海村に建設される大強度陽子加速器施設 J-PARC の 50GeV 陽子シンクロトロンを用いて陽子を加速し、ミューオンニュートリノビームを、295km 離れたスーパーカミオカンデで検出する長基線ニュートリノ振動実験である。(図 2.1 参照)。

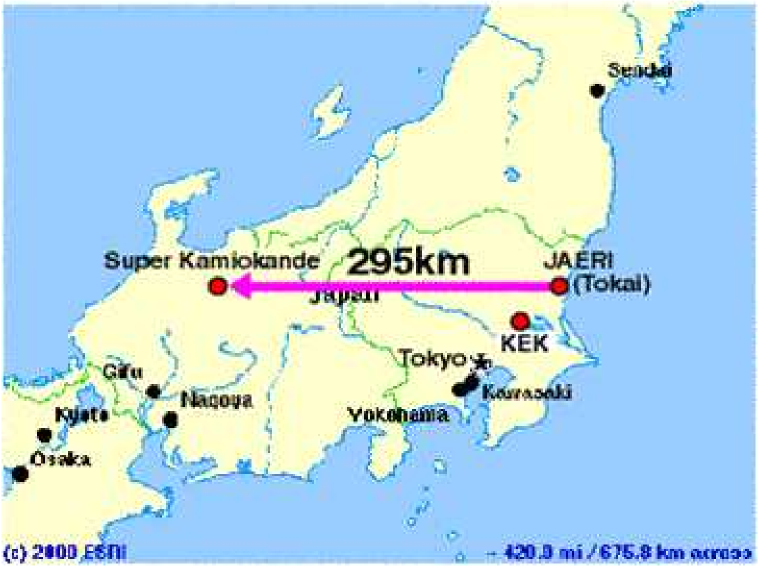

Sendai
Super Kamiokande
295km
JAERI
(Tokai)
Japan
KEK
Tokyo
Gifu
Kyoto
Nagoya
Osaka
Kawasaki
Yokohama
(c) 2000 ESRI
420.0 mi / 675.8 km across

図 2.1: J-PARC-ニュートリノ実験の概観

ニュートリノビーム強度は、現在進行中の K2K 実験に比べ約 100 倍であると期待される。ニュートリノ振動現象を観測、精密測定することにより、ニュートリノの質量、世代などの性質を詳細に調べ、質量の起源、宇宙の物質の起源など、現在の素粒子、宇宙物理における最も重要な謎の解明に迫ることを目指す。

スーパーカミオカンデの結果から、

1. $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の観測
2. ν_μ disappearance の精密測定によるニュートリノ振動パラメータの精密測定

1 はこれまで発見されていない唯一の振動モードであり、発見されれば $\theta_{13} \neq 0$ であり、将来の CP 非保存測定への道しるべとなりうる。2 は $\sin^2 2\theta$ を 10^{-4} eV^2 の精度で測ることを目標としている。である。

2.2 ビームラインの概観

J-PARC ニュートリノ実験では 50GeV の陽子シンクロトンを用いる。図 2.2 は J-PARC の概観を表す。J-PARC は 400MeV 線形加速器 (LINAC)、3 GeV rapid cycling schynchrotron (RCS) と 50 GeV 陽子シンクロトロン (50GeV-PS) から構成される。

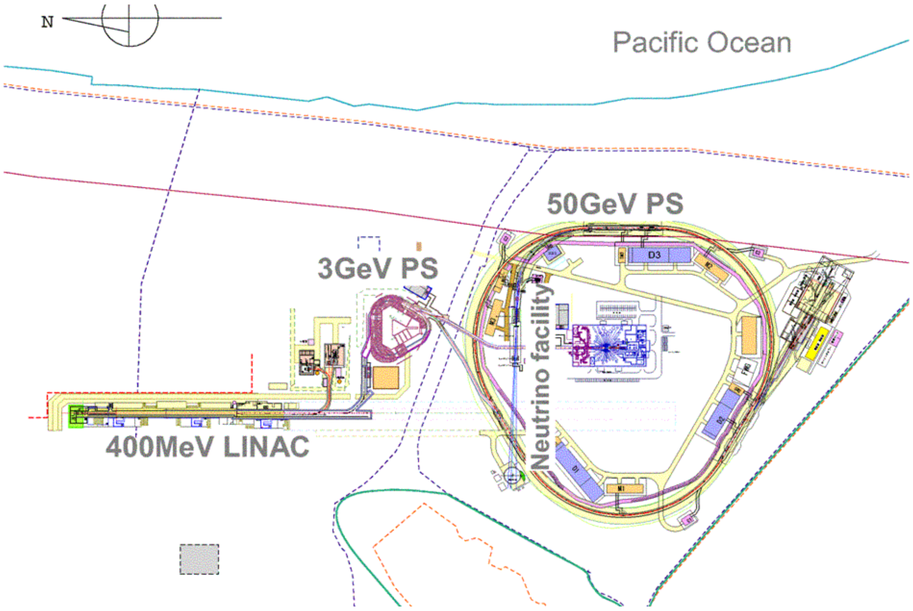

N
Pacific Ocean
50GeV PS
3GeV PS
Neutrino facility
400MeV LINAC
D3

図 2.2: J-PARC の概観

2.2.1 陽子ビームのパラメーター

50GeV 陽子シンクロトロンは、3.3 秒周期で $3.3 \times 10^{1}4$ 個の陽子を加速する。現在行われている K2K 実験でのビームパラメータと表 2.1 に比較した。

	J-PARC	K2K
エネルギー [GeV]	50	12
ビーム強度 [protons/pulse]	3.3×10^{14}	6×10^{12}
繰り返し周期 [Hz]	0.28	0.46
スピル幅 [μs]	5	1.1
バンチ数	8	9
ビームパワー [kW]	750	5.2

表 2.1: J-Parc と K2K のビームパラメーターの比較

ビームパワーでは J-PARC は K2K に比べ 100 倍以上強いことがわかる。

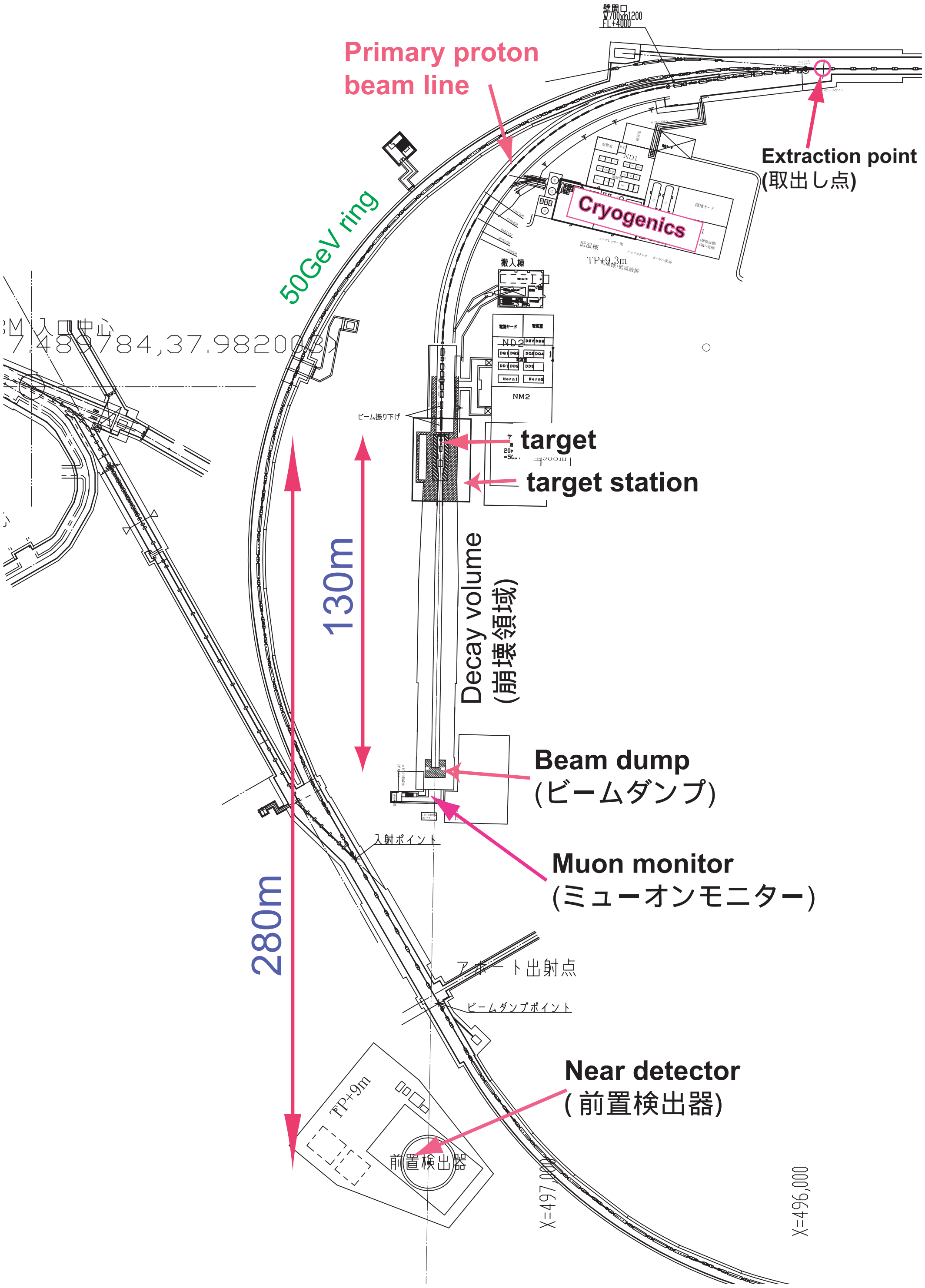

Primary proton beam line
Extraction point
(取出し点)
50GeV ring
Cryogenics
ND1
ND2
NM2
搬入棟
TP+9.3m
ビーム振り下げ
target
target station
130m
Decay volume
(崩壊領域)
Beam dump
(ビームダンプ)
Muon monitor
(ミューオンモニター)
入射ポイント
280m
アボート出射点
ビームダンプポイント
Near detector
(前置検出器)
TP+9m
前置検出器
X=497,000
X=496,000

図 2.3: J-PARC ニュートリノビームラインの概観

2.2.2　ターゲットステーション

ターゲットステーションは陽子ビームを照射する標的や生成された π 中間子を前方に収束するための電磁ホーン等が置かれる場所である。標的付近では放射線の影響大きく、ビームの入射後には立ち入りは不可能となってしまう。点検等も遠隔操作で行えるようにしなければならない。標的は直径 30mm、長さは 900mm の円筒を検討している。これは相互作用長の 2 倍で 87%の陽子が反応を起こす。陽子ビームおよび反応生成粒子による標的の熱負荷は約 60kJ/パルス (約 20kW) にも及ぶ。標的で生成された π 中間子は 3 台の電磁ホーンで前方に収束される。電磁ホーンは 1 重巻きのトロイダル磁石で、ビームに同期したパルス電流で駆動される。現在の設計では 3 台ともピーク電流 320kA で運転される。下記の図は標的とホーンの配置を表したものである。

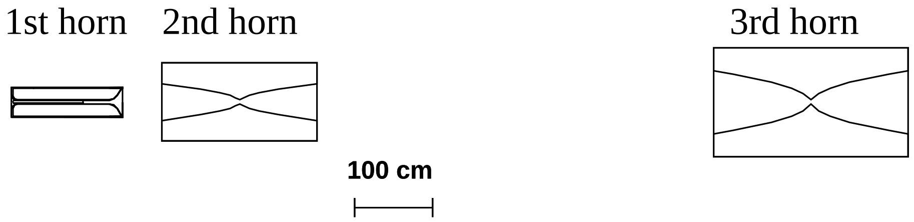


図 2.4: 標的とホーンの位置関係

π の収集効率の観点から標的はホーンの内部導体内に置かなければならない。

他には標的で作られたπ が崩壊しニュートリノとなるための空間として長さ 130m の DecayVolume や、その先にビームダンプと呼ばれる一次陽子やπ などのハドロンを止めるための設備が作られる予定である。また標的から 280m の位置にはビームの方向や安定性をモニターしニュートリノのエネルギースペクトルを測るために前置検出器が設置される。

2.3　Off-Axis Beam (OA)

Off-Axis(OA) ビームとはビーム軸をスーパーカミオカンデの方向からずらす方式である。通常検出器はビーム軸上に設置する。

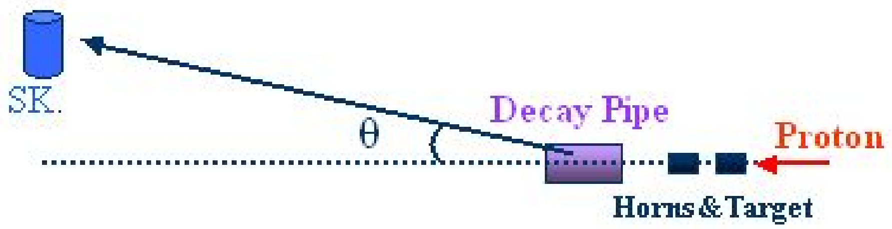


図 2.5: Off-axis beam の配置

この方式を採用する理由は、スーパーカミオカンデで観測されるニュートリノのエネルギー分布を幅を、ビーム強度を落とさずに小さくすることができるためである。最近の SK および K2K 実験の測定から、$\Delta m^2_{23} \equiv |m^2_2 - m^2_3|$ の大きさが約 3×10^{-3} eV^2 前後で有ることが分かってきた。

このとき、295km 離れた SK では 700MeV 程度の低エネルギーでニュートリノ振動の効果が最大となる。J-PARC ニュートリノ実験ではこの振動効果が最大にあわられるエネルギーにニュートリノスペクトルのピークをあわせ感度の向上を目指している。

これまでの実験で得られている Δm^2_{23} に対する制限は幅を持っているためニュートリノ振動が最大になるエネルギーも現時点では不定性を持つ。OA ビームでは OA 角を変えることによりピークエネルギーを変えることが出来る。実際には検出器を動かすことは不可能なのでビーム軸の向きを変えることになる。

2.4 スーパーカミオカンデ

J-PARC ニュートリノ実験ではスーパーカミオカンデを 295km 離れた後置検出器として使用する。スーパーカミオカンデは、岐阜県吉城郡神岡町の神岡鉱山茂住坑内に、東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設の附属観測装置として建設された、水チェレンコフ型検出器である。スーパーカミオカンデは池の山山頂のから 1000m の位置にあるためバックグラウンドとなる宇宙線起源の μ 粒子を減らすことができる。観測される宇宙線 μ 粒子の強度は、地表での強度の約 10^{-5} 倍の約 2Hz である。

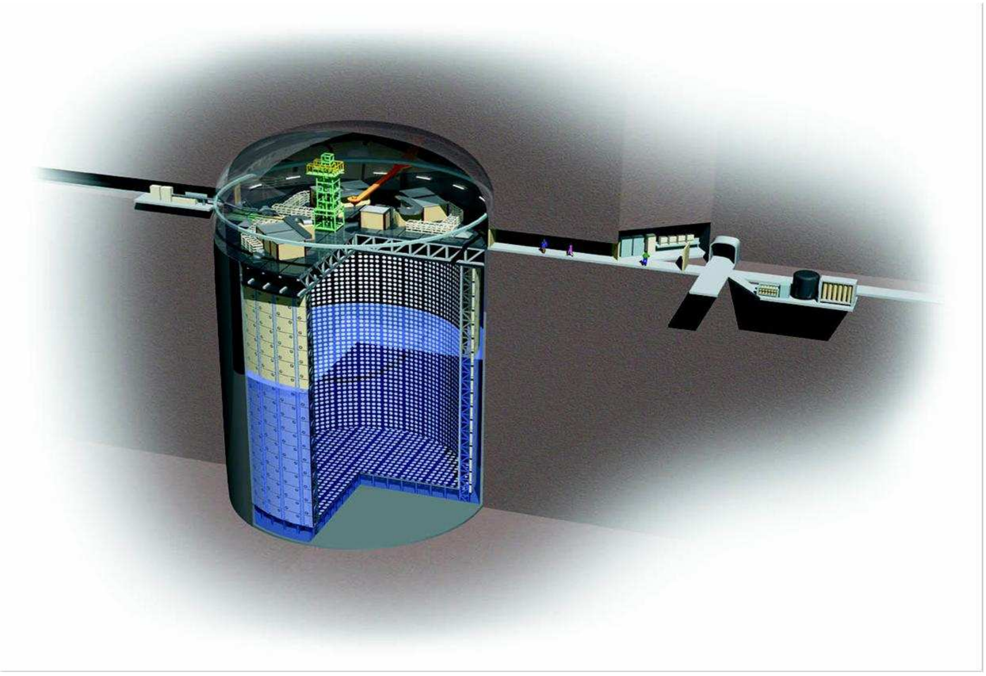


図 2.6: スーパーカミオカンデの概観

スーパーカミオカンデ検出器は、直径 39.3m・高さ 41.4m の円筒形の水槽の中にあり、総重量 50000 トンの純水で満たされている。水槽の内部は、光学的に内水槽と外水槽に分けられており (内水槽は直径 33.8m・高さ 36.2m)、内水槽には直径 20 インチの光電子増倍管 11146 本が内向きに、外水槽には直径 8 インチの光電子増倍管 1885 本が外向きに、それぞれ取り付けられている。

内水槽は粒子検出の主となる部分であり、水槽の中もしくは外で起こった反応によって生じた荷電粒子が、水中を走る際に発生するチェレンコフ光を、水槽壁面に並べられた光電子増倍管で検出

し、その光量・到達時間・リングパターンなどから、粒子の種類・エネルギー・発生点・運動方向などを決定する。外水槽は、岩盤からの γ 線や中性子によるバックグラウンド事象の除去、および、外部から入射する粒子 (主に宇宙線 μ 粒子) や外部に抜ける粒子の識別のために利用されている。

また 2001 年 11 月に PMT 破損事故があり昨年に再建作業がなされた。現在では建設当初の 47%の光電子増倍管数にて稼働中である。

第3章　グラファイト標的

3.1　J-Parc ニュートリノ標的

J-PARC ニュートリノ振動実験では前章で述べたように非常に大強度の陽子ビームを使用する。ビーム強度が大強度であるためニュートリノ生成標的としては次のことを満たさなければならない。

- ニュートリノの親粒子であるπ の生成をできるだけ多くする。
- ビームによって生じる熱応力に耐える。
- ビームによって生じる熱を冷却できる。

本研究ではこの3点について R & D を行う。標的および冷却システムにおける物質量を減らすことによりπ の吸収量は減らすことができる。そのため標的の大きさを小さくし、また冷却システムでの物質量を減らすことが重要となる。一方標的の大きさを小さくした場合には、標的での発熱密度が大きくなるため熱応力が増大するとともに、また表面積が減少するため標的の冷却に対する条件は厳しくなる。そのため標的の大きさを変えた場合に熱応力がどのようになるかを計算した。破壊が起こるかどうかを評価し、また冷却できるための条件と冷却に必要な冷媒の物質量を評価する。

本章では

1. ビームで発生する熱応力に強い材質について調べる。
2. 標的の形状を決定する。
3. シミュレーションを使って標的に発生する発熱分布を計算する。
4. 応力計算に必要な最大の温度上昇量を計算する。

のように評価を行った。

3.2 標的の材質

標的の材質として重要なことは、大強度陽子ビームで発生する熱応力に耐える強度を持っていることである。熱応力に対する強度は、$Sc/E\alpha$ (E([GPa]):ヤング率、S([MPa]):引張り強度、α([1/K]):線膨張係数、ρ([J/g/K]):密度) を比較すればよくグラファイトがもっとも強いことがわかった。以下でそれを説明する。

熱応力 σ([MPa]) は、$\alpha E\Delta T$(ΔT: 標的の温度上昇) に比例する (第 4 章参照)。

$$\sigma \quad \propto \quad E\alpha\Delta T \tag{3.1}$$

一方、標的で発生する単位体積当たりの熱量は概ね標的の密度 (ρ[g/cm^3]) に比例する。単位質量当たりの比熱を c[J/g/K] とすると ΔT([K]) は、

$$\Delta T \quad = \quad \frac{\text{発熱量 [J/cm}^3\text{]}}{c\text{[J/g/K]} \times \rho\text{[g/cm}^3\text{]}} \tag{3.2}$$

$$\propto \quad \frac{\rho}{c\rho} \quad = \quad \frac{1}{c} \tag{3.3}$$

となり、温度上昇は単位質量あたりの比熱に反比例することがわかる。以上より

$$\sigma \quad \propto \quad \frac{E\alpha}{c} \tag{3.4}$$

という関係を導くことができる。これより熱応力に対する耐性は、物質の引張り強度 S[MPa] を用いて $S/\sigma =$ 引張り強度/熱応力 という値で評価することができる。

$$\frac{S}{\sigma} \quad \propto \quad \frac{Sc}{E\alpha} \equiv R \tag{3.5}$$

原子番号が大きい物質では、放射長が短くシャワーを起こすため単位体積あたりの発熱量が急激に増加する。そのため原子番号が小さい物質について、表 3.1 で式 (3.5) の R を比較した。

材質	比熱 c [J/g/K]	ヤング率 E [GPa]	引張り強度 S [MPa]	線膨張係数α [10^{-6}/K]	R [J/g]
ベリリウム	1.78	275	275 ~ 635	11.6	159 ~ 366
グラファイト	0.80	12.7	30 ~ 68	4.2 ~ 6.5	450 ~ 659
アルミニウム	0.92	75	100 ~ 490	23.6	52 ~ 255
チタン	0.50	110	345 ~ 550	8.4	187 ~ 299

表 3.1: 標的としての材質の比較

表 3.1 によるとグラファイトは、他の材質に比べて R が大きく、熱応力に対して非常に強いことがわかった。J-Parc ニュートリノ実験では標的候補としてはグラファイトを考えており、以下ではグラファイトに関して議論を進めた。

3.3　標的の形状

陽子ビームのプロファイルは円形、その広がり (σ_r) は 5[mm] 以上と想定されている。このような形状のビームの照射によって大量の熱が発生するが、熱による応力の集中を軽減するとともに冷却面積をとるため、標的の形状は円柱状とする。次に標的の大きさは、実験的要請から決定される。具体的には

1. 長さは 2 倍の相互作用長が必要。
2. ホーンの内部導体内に設置できる。
3. 発熱による応力に耐え、冷却が可能である。

をみたさなければならない。
ニュートリノの親粒子であるπ の収量を多くするためには、軸方向の長さが 2 倍の相互作用長が必要であることから、長さは 900mm とした。このとき約 87%の陽子が反応する。ニュートリノを効率よく前方へ収束させるためには、標的はホーンの内部導体内に設置しなければならず、半径方向に対して上限があり 30[mm] 程度以下にしなければならない。また標的の直径が小さくなると局所的に発熱が大きくなるため、24[mm] 以上を考えた。

また図 3.1 は、モンテカルロをつかって標的及びビームサイズを変えた場合に得られるπ の収量について、直径 5mm を基準として比較している。π の吸収による効果が大きいのは、50[mrad] 以内の超前方に飛び出すπ の場合であり、標的直径 24mm と 30mm で数%である。

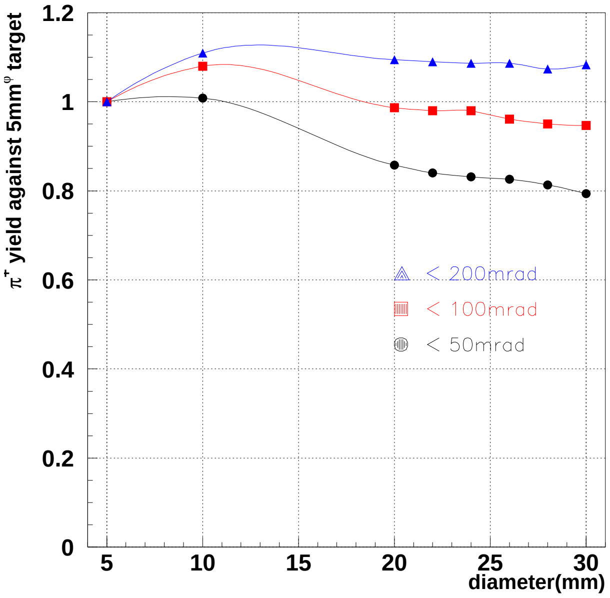


図 3.1: 直径 5mm を基準にしたときの、標的およびビームの幅を
変えた場合に得られるπ の収量の比をπ の角度毎に表した

以下では長さが 900mm、直径が 24mm から 30mm のグラファイトについて発熱量を評価し、最大の温度上昇量について評価する。

3.4　グラファイトで発生する熱量

標的の直径を 24mm から 30mm の間で変化させ、シミュレーションプログラム (MARS) を使って標的で発生する熱量を計算した。またビームの形状はガウシアン型とし、$\sigma = \frac{\text{標的半径}}{2.5}$ とした。ビームが約 95%以上の陽子が標的にあたるとともに、局所的な発熱が最小となる広がりである。このとき、1spill に対する標的での単位質量あたりの発熱量 ([J/g]) について図 3.2 のような発熱分布が得られた。

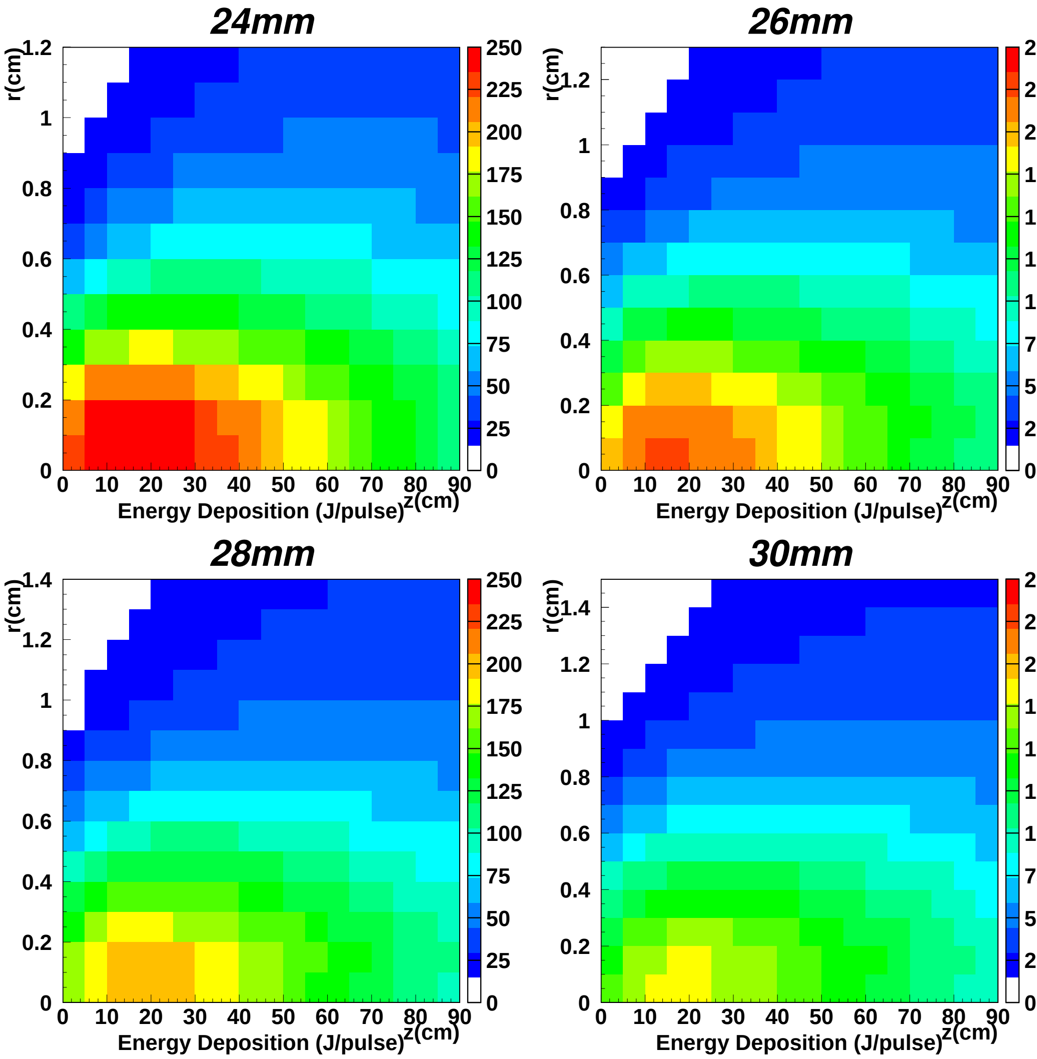


図 3.2: 標的半径を変えた場合の発熱量分布 (1spill)
縦軸は標的の半径、横軸をビーム軸方向の長さを表し、標的のビーム上流側の端を $z = 0$ とした。0 から 250 [J/g] までを色で示した。

図 3.2 より半径方向の中心で、$z \sim 20$cm 付近で発熱量が大きく、また標的半径が小さいほど発熱量の最大値は大きくなることがわかる。発熱が最大となる軸方向の位置と発熱量について表 3.2 にまとめた。

標的直径 ([mm])	発熱量 ([J/g])
24	266.2
26	222.8
28	202.5
30	178.6

表 3.2: 標的半径ごとの発熱量の最大値 [J/g]
局所的な最大の発熱量は約 200 から 300[J/g] と見積もられる。

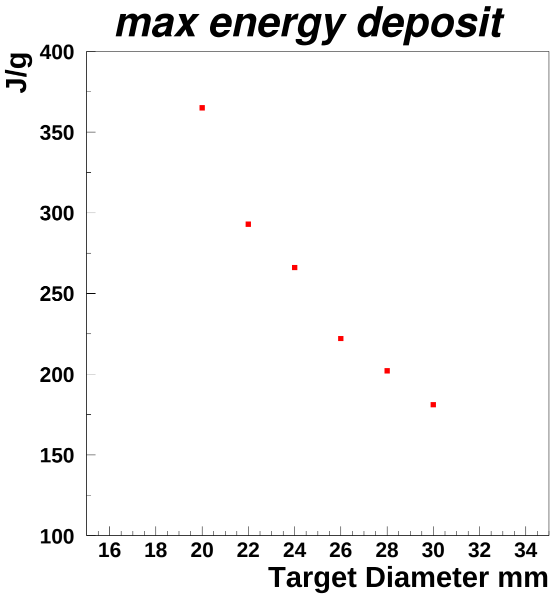


図 3.3: 標的半径と最大の発熱量の関係
ビームの広がり σ を標的直径の 2.5 分の 1 にしている。

瞬間的な発熱による熱応力は、式 (3.1) からわかるように温度上昇量に比例している。以下、物性値の温度依存性などを本章で検討し、詳細な熱応力の検討を 4 章で行う。

3.5 物性値及び温度変化

3.5.1 グラファイトの種類

グラファイトに生じる応力を見積もるためにはいくつかの物性値が必要となる。表 3.3 では結晶構造に方向性のない等方性炭素の代表例に関して物性値をまとめた。各物性値は代表値であり、温度依存性等については次節以降で扱う。

グラファイトの種類によって引張り強度など個々の物性値は大きく異なっている。そのため熱応力に対して十分な強度があるかどうかは、個々のグラファイトの物性値を使って評価していかなければならない。

製造会社	type	密度 [g/cm^3]	圧縮強さ [MPa]	引張強さ [MPa]	ヤング率 [GPa]	線膨張係数 [10^{-6}/K]
東洋炭素	IG-11	1.77	78.4	24.5	9.8	4.5
	IG-43	1.82	90.2	37.2	10.8	4.8
	ISO-88	1.90	181.0	68.6	12.7	6.5
東海カーボン	G347	1.85		31.4	10.8	4.2

表 3.3: グラファイト物性値
線膨張係数は 350 ℃から 450 ℃での値 [1][2]

3.5.2 比熱

温度上昇 ΔT を求めるためには、グラファイトの比熱が必要となる。温度上昇が急激であるため、比熱は定積比熱を使わなければならないが、物性値として与えられているものは定圧比熱であり変換する必要がある。熱力学より定圧比熱 C_p、定積比熱 C_v には以下のような関係がある。

$$\begin{aligned} C_v &= C_p + \frac{\alpha_v^2}{\beta}T & (3.6)\\ &= C_p + \frac{9\alpha^2}{\beta}T & (3.7)\\ &= C_p + \frac{3E\alpha^2}{1-\nu}T & (3.8)\\ &= C_p + 2.01\times\ 10^{-6}T & (3.9)\end{aligned}$$

ここで α_v:体積膨張率、β:圧縮率、α:線膨張係数 ($= 6.5\times\ 10^{-6}$[/K])、E:ヤング率 ($= 12.7$[GPa])、ν : ポアソン比 ($= 0.2$) である。(3.9) 式より定積比熱と定圧比熱の差は数百 K の温度では無視できるので、比熱として定圧比熱を使い標的の大きさ毎に最大の温度上昇量を求める。図 3.4 は、東海カーボンの等方性炭素 G347 における定圧比熱の温度依存性を表している。

そこで定圧比熱を使って各半径について最大の温度上昇値 ΔT を求める。グラファイトの定圧比熱 (C_p[J/g]) の温度依存性を図 3.4 に示す。これは、

$$C_p = 0.0025T - 0.0433 \qquad (3.10)$$

と近似できる。また比熱の温度変化はグラファイトの種類にほとんどよらない値であったため、代表として東海カーボンの G347 の値を用いることとした。

いま、最大の発熱量を q[J/g]、比熱を $aT - b$[J/g]、初期温度を T_0[K]、到達温度を T_{max}[K] とすれば、

$$\begin{aligned} q &= \int_{T_0}^{T_{max}} (aT-b)dT & (3.11)\\ &= \frac{1}{2}a(T_{max}^2 - T_0^2) - b(T_{max} - T_0) & (3.12)\\ T_{max} &= \frac{b + \sqrt{b^2 + a(T_0^2 + 2bT_0 + 2q)}}{a} & (3.13)\\ \Delta T &= \frac{b + \sqrt{b^2 + a(T_0^2 + 2bT_0 + 2q)}}{a} - T_0 & (3.14)\end{aligned}$$

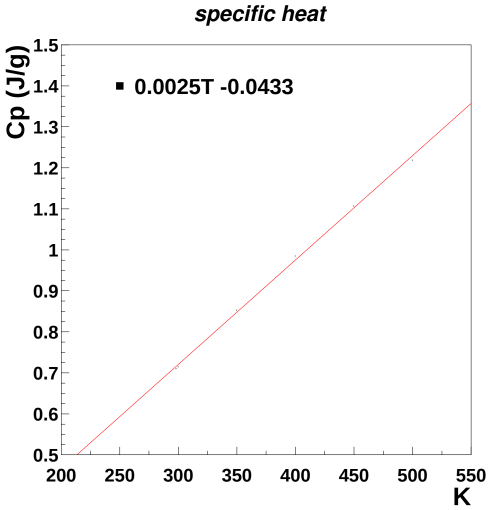


図 3.4: グラファイトの定圧比熱の温度変化
東海カーボン (株) 等方性炭素 G347 [1]

となる。(3.10) より $a = 0.0025, b = 0.0433$ とし初期温度 T_0 を 293$[K]$ とすると表 3.2 の結果を用い温度上昇 ΔT は表 3.4 のように標的直径 24mm から 30mm まで計算した。

標的直径	R=24mm	R=26mm	R=28mm	R=30mm
温度上昇	263.0	229.3	219.4	196.3

表 3.4: 1spill に対する標的直径毎の温度上昇値 $[K]$

比熱に温度依存性があることから、標的直径が 24mm30mm の場合での温度上昇量の違いは、発熱量の違いが 25%あることがわかった。この違いが発生する応力の違いに影響する。

3.5.3　その他の物性値の温度変化

線膨張係数

線膨張係数は下図のように温度が上がるにつれ増加する。200 ℃温度上昇すると IG-43 のように線膨張係数が 50%増えるものもある。

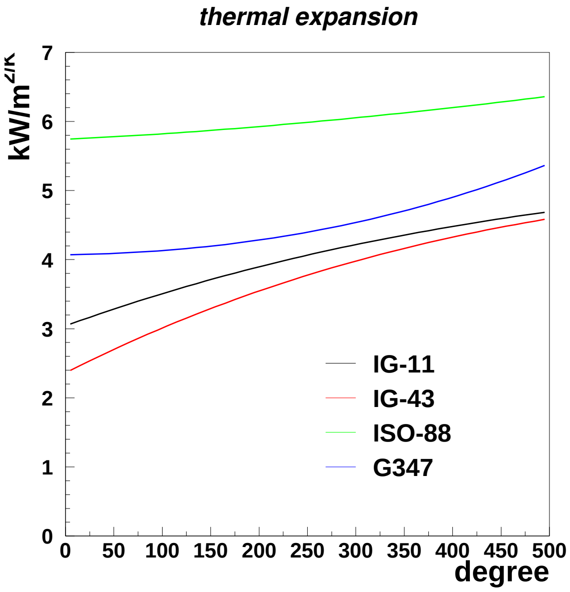


図 3.5: 線膨張係数の温度変化

図 3.5 の温度変化の係数について表 3.5 のようにまとめた。[1][2]

製造会社	type	$a_0[10^{-6}]$	$a_1[10^{-9}]$	$a_2[10^{-12}]$	$a_3[10^{-15}]$
東洋炭素	IG-11	3.071	5.078	-4.320	1.560
	IG-43	2.357	7.112	-6.333	2.095
	ISO-88	5.742	0.657	1.401	-0.431
東海カーボン	G347	4.072	1.614	4.17	1.56

表 3.5: 熱膨張率の近似式 $y = a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3$ の係数 (℃)

次章以降における応力の計算では表 3.5 にある近似式の係数を使った。熱応力は線膨張係数に比例して増加する。そのため標的の半径が小さく温度上昇が大きい場合には線膨張係数が大きくなり、さらに熱応力が大きくなる。

ヤング率と引張り強度

ヤング率は図3.6のように温度が上昇するにつれて、わずかに増加する。標的の温度変化に対して変化量は数% と小さく、グラファイトの種類にほとんどよらない。

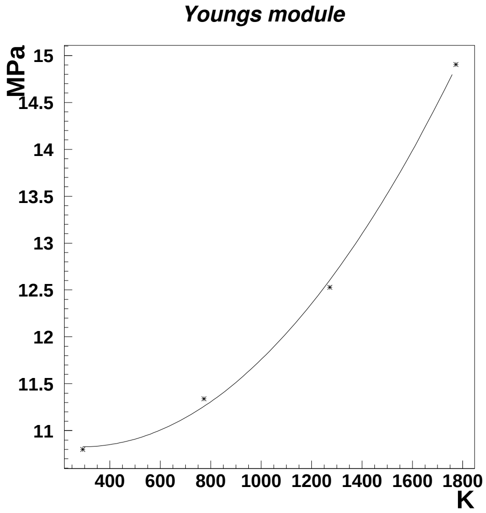


図3.6: ヤング率の温度変化 [MPa]
東海カーボン (株) 等方性炭素 G347 [1]

応力はヤング率に比例しており、応力の計算には下の式を使用した。

$$E = 1.8 \times 10^{-6} T^2 - 1.07 \times 10^{-3} T + 10.982 \tag{3.15}$$

引張り強度は図3.7のように300 ℃以下ではほぼ一定と考えて構わないため、熱応力の評価の際に引張り強度の温度変化は考慮していない。

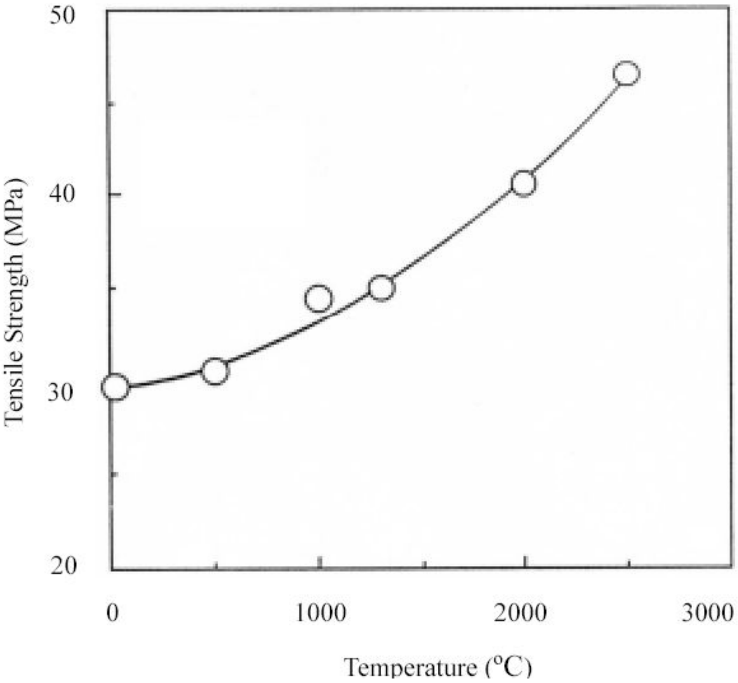


図 3.7: 引張り強度の温度変化 [MPa]
東洋炭素 (株) 等方性炭素 IG-110 [2]

熱伝導率

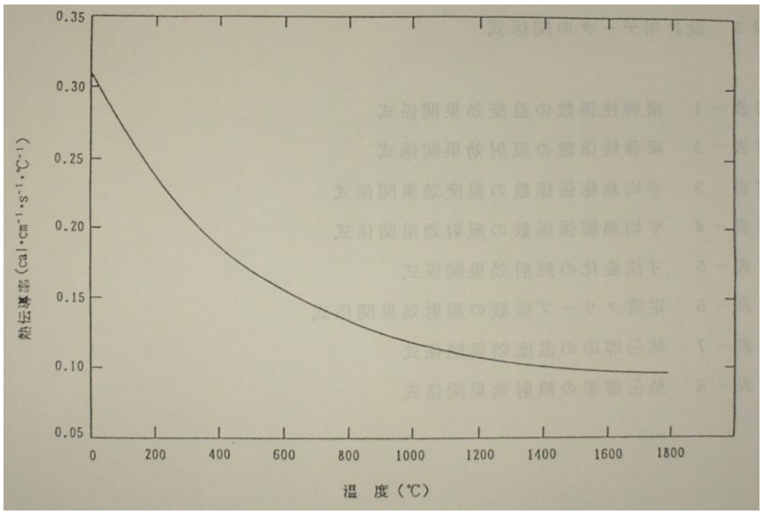


図 3.8: 熱伝導率の温度変化

温度が高いほど熱伝導率が小さく、標的内部と表面で 200 ℃の温度差がある場合熱伝導率は 20% 程度、標的内部のほうが小さくなる。このため中心の熱が表面へ伝わりにくくなる。

第4章　熱応力

前節までに述べてきたように、非常に短時間の間に大強度の陽子ビームが標的に照射されることによって、標的内部では瞬間的に大量の熱が発生する。この瞬間的で大量の熱によって標的内部には歪みが生じ熱応力が発生する。実験を長期間安定に行うためには、標的に発生する熱応力やその繰り返し疲労などを耐えるように、標的の素材を選択、形状の設計を行わなければならない。前章までに得られた結果をもとに標的で発生する熱応力を計算し、強度の指標となる安全率について評価を行った。

4.1　熱応力

標的で発生する熱応力には2種類あり静的な熱応力と動的な熱応力がある。静的な熱応力は、図3.2のように不均一な発熱分布がある場合に、熱膨張量が場所によって異なるために歪みができることから発生する熱応力である。この大きさは冷却及び熱伝導により減少していくが、熱伝導の速度は緩やかであり準静的に取り扱うことができ、以下では静的熱応力を σ^{stat} とする (B参照)。

動的な熱応力は物体が熱膨張が伝わる速さ以上に急激に加熱あるいは冷却されることで熱膨張できずに発生する、衝撃的な熱応力である。その後、熱膨張は膨張波として周囲へ伝搬してゆく。ビームによる発熱はわずか 5μs の間なので、この動的な応力も考慮する必要がある。以下ではこの動的熱応力を σ^{dyn} と表記する。

標的で発生する3次元的に働く応力によってグラファイトが破壊に至るかどうかを評価するためには、応力を一次元的に表した等価応力を用い、この値を物質の引張り強度と比較することで評価を行う。次節以降、静的熱応力と動的熱応力を計算して等価応力を求めた。

4.2　静的熱応力の計算

静的応力は温度分布が不均一な際発生する。図 4.1 は直径 30mm における陽子ビームによる温度上昇を表し、左図は半径 r=0 におけるビーム軸方向の温度上昇で、$z = 25cm$ のとき最大となる。右図は $z = 25$[cm] における半径方向の温度上昇である。

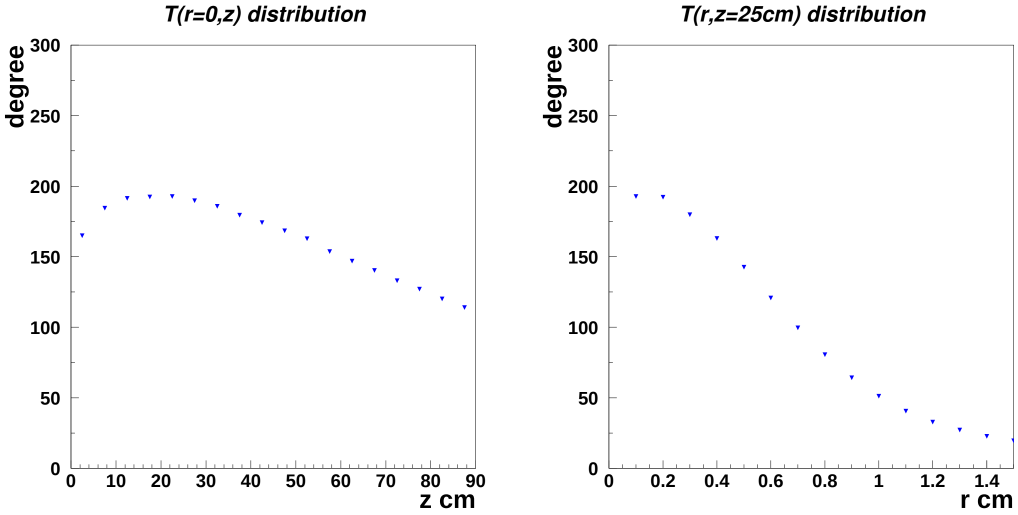


図 4.1: 左図は r=0 における軸方向への温度分布。横軸は軸方向の長さ、縦軸は温度を表す。
右図は z=25 における半径方向への温度分布。横軸は半径方向の長さ、縦軸は温度を表す

直径 30mm の場合、半径方向の温度勾配は最大で 130[K/cm] であるのに対し、軸方向では 1.6[K/cm] と小さく応力の計算として簡単のため軸方向への温度勾配がないものとして計算する。

円筒座標系で考え応力の成分を、軸方向を σ_z^{stat}、半径方向を σ_r^{stat}、動径方向を σ_ϕ^{stat} と表す。標的半径を R とし、半径方向に温度分布 $T(r)$ があるとすると各静的応力の成分は、[3][4]

$$\sigma_z^{stat}(r) = -\frac{E\alpha}{1-\nu}\left\{\frac{2}{R^2}\int_0^R r'T(r')dr' - T(r)\right\} \tag{4.1}$$

$$\sigma_r^{stat}(r) = -\frac{E\alpha}{1-\nu}\left\{\frac{1}{R^2}\int_0^R r'T(r')dr' - \frac{1}{r^2}\int_0^r r'T(r')dr'\right\} \tag{4.2}$$

$$\sigma_\phi^{stat}(r) = -\frac{E\alpha}{1-\nu}\left\{\frac{1}{R^2}\int_0^R r'T(r')dr' + \frac{1}{r^2}\int_0^r r'T(r')dr' - T(r)\right\} \tag{4.3}$$

と書ける。(ν:ポアソン比、E：ヤング率、α:線膨張係数) 、ここで $T(r) = (1 - \frac{r}{R})T_0$ と仮定すると、応力の各成分は半径 r の関数として

$$\sigma_z^{stat}(r) = \frac{2R-3r}{3(1-\nu)R}E\alpha\Delta T_0 \tag{4.4}$$

$$\sigma_r^{stat}(r) = \frac{R-r}{3(1-\nu)R}E\alpha\Delta T_0 \tag{4.5}$$

$$\sigma_\phi^{stat}(r) = \frac{R-2r}{3(1-\nu)R}E\alpha\Delta T_0 \tag{4.6}$$

となる。これより $r = 0$ で応力が最大となり、

$$\sigma_z^{stat}(0) = \frac{2}{3(1-\nu)}E\alpha\Delta T_0 \tag{4.7}$$

$$\sigma_r^{stat}(0) = \frac{1}{3(1-\nu)}E\alpha\Delta T_0 \tag{4.8}$$

$$= \sigma_\phi^{stat}(0) \tag{4.9}$$

となる。ビームによってグラファイト内に発生した不均一な温度勾配は、熱伝導や冷却によって小さくなり応力は時間とともに減少していく。そのため静的応力が最大となるのは、ビームによる発熱の直後で $r = 0$ である。

4.3 動的熱応力の計算

動的熱応力は、熱膨張が音速で伝わる時間よりも短い時間に加熱される場合生じ、衝撃波として周りに伝わる。この節では動的応力の時間変化について調べ、大きさが最大となる時刻とその値を調べた。衝撃波の伝わりは 3 次元的に伝わり、標的に起こる熱応力を正確に見積もることは難しい。ここで軸方向への温度分布は、半径方向の温度分布に比べ温度勾配が小さいため、標的に発生する動的応力を軸方向に伝わるものと半径方向に伝わるものに近似的に分けて考える。ここでは温度上昇量が大きい r=0 近辺における軸方向に伝わる熱衝撃について見積もることにする。

4.3.1 軸方向への伝わる動的熱応力

応力が最大となる時刻について、また標的の長さと応力の関係について見積もるためにまず一次元モデルを用いて評価する。

応力が最大となる時刻

衝撃波の波動方程式を解くことで、応力の時間発展およびその最大値を求めた。

簡単のため長さ 90cm の標的が、ビームにより瞬間的に一様 $(T = T_0)$ に加熱され、標的は半径方向に大きさをもたない一次元モデルを用いる。軸方向の座標として z[m] ($|z| < L = 0.45$)、音速を c[m/s] とすると衝撃波 $\sigma_0(z,t)$ は、

$$\frac{\partial^2\sigma_0(z,t)}{\partial t^2} = c^2\,\frac{\partial^2\sigma_0(z,t)}{\partial z^2} \tag{4.10}$$

のように伝わる。ただし音速 c[m/s] は密度 ρ[kg/m^3] とヤング率 E[Pa] から

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \tag{4.11}$$

と表すことが出来る。グラファイトの場合 $E = 11[\mathrm{GPa}]$、$\rho = 1.8[\mathrm{g/cm^3}]$ という値を用いると、$c = 0.25[\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}]$ となる。ここで、1spill の時間幅が充分短いとすると、ビーム照射直後の時間を t=0 とする。このとき、

$$
\begin{aligned}
\sigma_0(z,0) &= E\alpha T_0 &(4.12)\\
\left.\frac{\partial \sigma_0(z,t)}{\partial t}\right|_{t=0} &= 0 &(4.13)
\end{aligned}
$$

である。また標的の端では固定がなく自由端と考えられるので

$$\sigma_0(\pm L,t) = 0 \qquad (4.14)$$

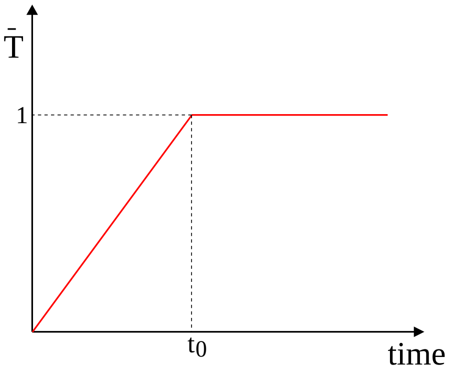
となる。この微分方程式の解は $M = \frac{(2m+1)\ \pi}{2}$ として

$$\sigma_0(z,t) = E\alpha T_0 \sum_{m=0}^{m\to\infty} \frac{2\sin M}{M}\ \cos(M\frac{z}{L})\ \sin(M\frac{ct}{L}) \qquad (4.15)$$

と求まる。しかし、実際にはビームが照射されている時間幅 (1spill=5[μs](= t$_0$)) は無視できない。ここで、応力は温度上昇量に比例し $5\mu s$ 内の膨張は無視できるため応力は

$$
\begin{aligned}
\sigma(z,t) &= \int_0^{5\mu s} \sigma_0(z,\tau)\frac{\partial \overline{T(\tau)}}{\partial \tau}\ d\tau &(4.16)\\
& &(4.17)
\end{aligned}
$$

と近似できる。



温度上昇が 5[μs] の間に線形であると仮定すると

$$\overline{T(t)} = \begin{cases} t/t_0 & (0 < t < t_0) \\ 1 & (t_0 < t) \end{cases} \qquad (4$$

図 4.2: 1spill 内での温度変化の近似

熱伝導や冷却の効果は数百 μs の時間に対しては無視できるとした。

この条件のもとで動的応力 $\sigma(z,t)$ 次式のように表すことができる。

$$
\begin{aligned}
\sigma(z,t) = &\ \frac{E\alpha T_0}{t_0}\sum_{m=0}^{m\to\infty}\frac{2\sin M}{M}\ \cos(M\frac{z}{L})\\
&\times\begin{cases}\frac{\sin(Mct/L)}{Mc/L} & (0 < t < t_0)\\ \frac{\sin(Mct/L)-\sin[Mc(t-t_0)/L)]}{Mc/L} & (t_0 < t)\end{cases} \qquad (4.19)
\end{aligned}
$$

(4.19) の下式で $-\sin$ の項は温度上昇が止まったときに発生する衝撃波を表す。グラファイト中での音速を $c = 0.25[\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}]$、1spill の長さを $t_0 = 5[\mu\mathrm{s}]$、標的長を 90[cm]($L = 45$[cm])、$E\alpha T_0 = 1$ としてこれを計算した結果を図 4.3 に示す。

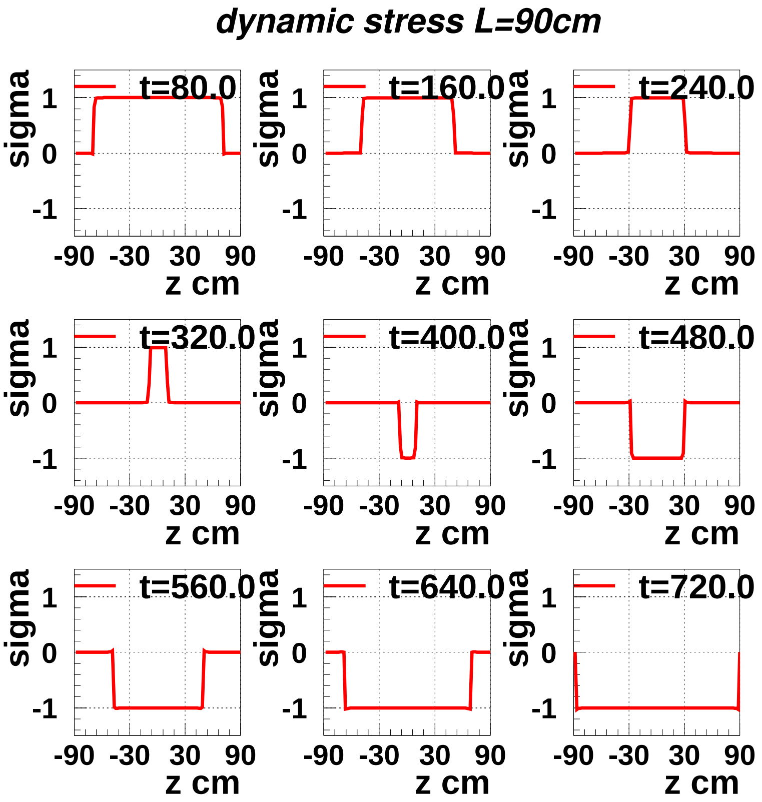


図 4.3: 軸方向への動的応力の伝わり (μs)
衝撃波が標的長 $2L$ を伝わる様子。縦軸は $E\alpha T_0 = 1$ としたときの応力、
横軸は標的の軸方向の長さを表し、軸方向の中心を $z = 0$ とした。

衝撃波は両端 $|z| = L$ から伝わり、z=0 で両端から来た衝撃波は交差し、符号が変わり、また他端へと伝わる。自由端では符号を変えずに反射する。波の減衰がない場合応力の最大値は変わらずにこの振動を繰り返すことになるが実際には 3 次元的に波が拡散するので減衰していく。よって応力が最大となるのは、ビーム照射直後であることがわかった。

標的の長さと応力の関係

標的の長さを変えることで応力がどのように変わるかを計算した。動的熱応力の最大値 σ_z^{max} は、図 4.3 で計算した $L = 45cm$ のように

$$ct_0 \leq 2L \tag{4.20}$$

を満たす場合には、反射を考慮して

$$\sigma_z^{max} \quad = \quad \pm E\alpha T_0 \tag{4.21}$$

とかける。これが満たされない場合 $(ct_0 > 2L)$、

$$|\sigma_z^{max}| \quad \leq \quad E\alpha T_0 \frac{2L}{ct_0} \tag{4.22}$$

となる。これは応力の最大値が小さくなるのは、加熱の時間に比べて標的長が短いことで、温度上昇により応力が増す速さ以上に衝撃波の伝播によりひずみが解放されるためである。図 4.4 は、1spill の長さとしは図 4.3 と同じ $T_0 = 5[\mu s]$ を用い、標的長を $L = 1[\mathrm{cm}]$ とした場合に、グラファイト標的で発生する動的熱応力の伝わる様子である。

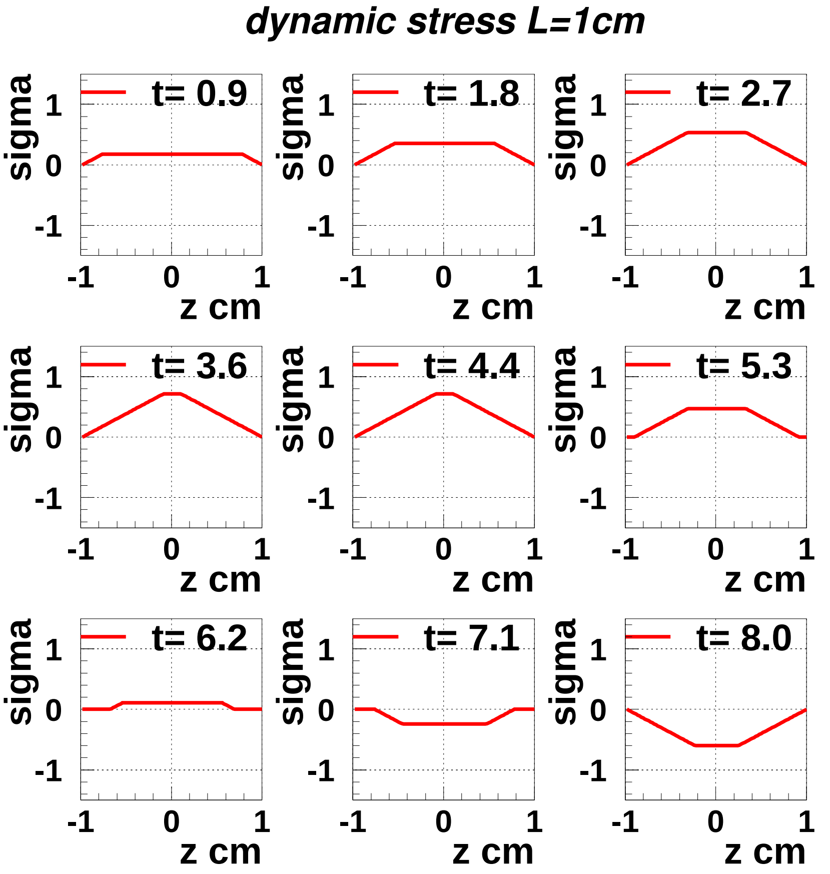


図 4.4: 長さ 1*cm* の標的に発生する動的応力 [μs]
標的の長さを 1cm にしたときの動的応力の伝わる様子を表す。 1 spill の時間内に応力の最大値は長い場合に比べ小さい。減少を開始している。

よって標的に発生する軸方向の動的熱応力を減らすためには、軸方向の長さ $2L$ が $ct_0 = 1.25[\mathrm{cm}]$ 以下にすることが考えられる。しかし以下本文では標的の細分化については考慮しない。[5]

軸方向に伝わる動的応力の大きさ

一次元的なモデルで考えた場合、熱応力で (4.21) のようになるが、三次元的に考えると軸方向の変位が半径方向にも伝わる効果を考えると値は変わってくる。$r = 0$ での動的熱応力 σ_z^{dyn} は、固定のない静的な応力 σ_z^{stat} と軸方向に固定された場合の静的な応力 $\sigma_z^{'stat}$ の差で表される。[3]

ここで $\sigma_z^{'stat}$ は

$$\sigma_z^{'stat}(r) = -\frac{E\alpha}{1-\nu}\left\{\frac{2\nu}{R^2}\int_0^R r'T(r')dr' - T(r)\right\} \tag{4.23}$$

のように書ける。また (4.1) より、

$$\begin{aligned}\sigma_z^{dyn}(r) &= \pm(\sigma_z^{stat}(r) - \sigma_z^{'stat}(r)) &(4.24)\\ &= \pm E\alpha\frac{2}{R^2}\int_0^R r'T(r')dr' &(4.25)\end{aligned}$$

衝撃波は中心において自由端反射により符号が変わり圧縮波から伸張波へ、伸張波から圧縮波へ変化する。そのため ± は衝撃波の反射を表す。$T(r) = (1 - \frac{r}{R})T_0$ と仮定すると

$$\sigma_z^{dyn} = \pm\frac{1}{3}E\alpha\Delta T_0 \tag{4.26}$$

と書くことができる。動的応力の絶対値は $E\alpha\Delta T$ よりも大きくなることはなく、これが軸方向に伝わる動的応力の最大値である。

4.4 Misses 相当応力

応力による物質の破壊は、応力の成分間の差が大きいときに発生する。応力が σ_z、σ_r、σ_ϕ のように多軸にわたる際、物質がその応力に耐えられるかを評価するためには、多軸の応力を一次元的な等価応力に変換して物質の引張り強度と比較する。この等価応力としては次式の Misses 相当応力 (σ_{eq}) がよい指標となることが知られている。

$$\sigma_{eq} = \sqrt{\{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2\}/2} \tag{4.27}$$

中心 ($r = 0$) で静的熱応力と動的熱応力を成分ごとに足し合わせると、r 成分と ϕ 成分は変わらず、z 成分は

$$\sigma_z = \frac{3-\nu}{3(1-\nu)}E\alpha\Delta T_0 \tag{4.28}$$

となる。最大の応力は、$r = 0$ の中心でおこるが $\sigma_r = \sigma_\phi$ なので

$$\begin{aligned}\sigma_{eq} &= |\sigma_z - \sigma_r| &(4.29)\\ &= \frac{2-\nu}{3(1-\nu)}E\alpha\Delta T_0 &(4.30)\end{aligned}$$

となる。標的半径毎の温度上昇 T_0 は表 3.4 を用い、またヤング率は表 3.3 を用いて標的の種類および半径毎に応力を計算し表 4.1 にまとめた。

製造会社	type	24mm	26mm	28mm	30mm
東洋炭素	IG-11	8.16	7.10	6.33	5.77
	IG-43	10.30	8.82	8.10	7.42
	ISO-88	15.31	13.22	12.22	11.24
東海カーボン	G347	8.65	7.53	6.99	6.45

表 4.1: グラファイト標的に発生する等価応力 $[MPa]$

等価応力は物質ごとのヤング率と線膨張係数によって変わる。

4.5 有限要素法を用いた解析

直径 $30mm$ での等価応力については有限要素法による解析ソフト (ANSYS) を用いて評価を行った。物性値としては東洋炭素の IG-43 を使った。入力は図 3.2 にある発熱分布を使い、線膨張係数や比熱の温度依存性を考慮して計算を行った。計算は 12 スピル後での平衡状態での値で、はじめの 10 スピルはスピル内でのビームの時間構造は無視し、後の 2 スピルではビームのバンチ構造を考慮して計算した。下の図は標的に発生する応力分布を色別に表したものである。

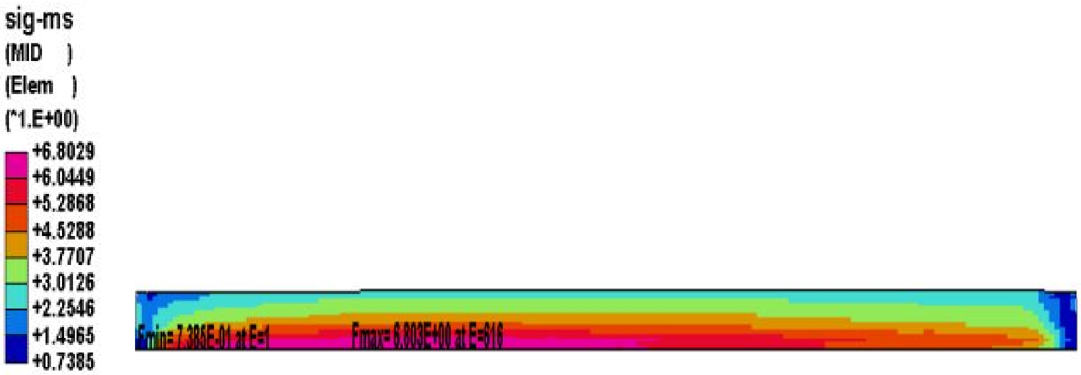


図 4.5: ANSYS による応力計算 ([MPa])

左をビーム軸上流側とし、横方向はビーム軸方向を、縦方向は半径方向を表す。応力最大のときはピンク色で 6.8[MPa] を表す。最大値は (r,z)=(0,20cm) の位置である。

等価応力は最大で 6.8[MPa] となり前節での直径 30mm、IG-43 の場合の解析計算の結果 (7.42[MPa]) とおおきく違わないことが分かった。応力の評価としては安全のため値が大きい解析計算の結果をとる事とする。

4.6　繰り返し疲労

一般に物質は応力の繰り返し (疲労) に対して強度が低下することが知られている。図 4.6 は、グラファイト (IG-110) での繰り返し回数に対する引張り強度の変化を表す。

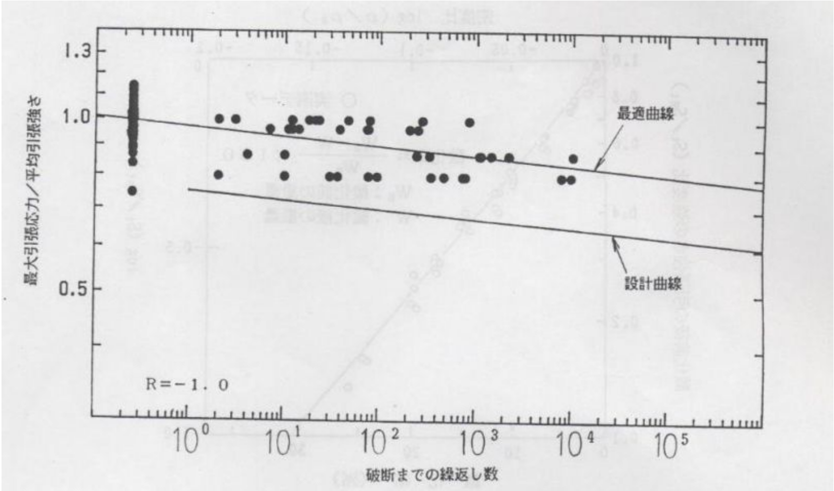


図 4.6: 繰り返し疲労

最適曲線を外挿することにより 10^7 回では、引張強度は 7 割になると考えられる。

4.7　安全率

引張り強度と等価応力の比を安全率 ($= \frac{\text{引張り強度}}{\text{等価応力}}$) といい、熱応力に対するグラファイトの強度について、標的の半径、種類ごとに安全率を評価した。安全率は応力に対する物質強度の目安であり、値が大きいほど壊れにくいことを表している。ここでは繰り返しによる引張り強度の低下を見込み、0.7 倍として見積もった。

製造会社	type	24mm	26mm	28mm	30mm
東洋炭素	IG-11	2.10	2.42	2.71	2.97
	IG-43	2.52	2.95	3.21	3.51
	ISO-88	3.14	3.63	3.93	4.27
東海カーボン	G347	2.54	2.91	3.14	3.41

表 4.2: 安全率

標的直径が 28[mm] 以上では安全率 3 を確保することができる。

4.8 結論

標的に発生する熱応力についてシミュレーション (MARS) によって得られた標的内での発熱量を用いて、熱応力の計算と有限要素法を用いた解析 (ANSYS) を行った。計算では軸方向の応力を下げるためには、グラファイトを 1.2[cm] 以下にする必要がある。標的の半径ごとの最大の応力を見積もりシミュレーションとの大まかな一致をみることができた。またと繰り返し疲労を含めて安全率を評価し、安全率 3 を超えるグラファイト素材があることを確認した。

4.9 今後の課題

付録にあるようにグラファイトは放射線損傷によりヤング率や引張り強度などの物性値が大きく変化する。放射線損傷による物性値の変化は周囲温度に依存し、現在のところ 400 ℃以下での十分な資料がない。熱応力はヤング率に比例するため、放射線を受ける前に対して増大する。一方、引張り強度も同時に増加するため定量的な評価をすることはできない。400 ℃以下での放射線による物性値の変化について、今後調べる必要がある。

円筒形の標的の端の変位は、自由端の場合大きくなる。長期的に使う場合には部分的に剥がれてくる可能性がある。端における応力の計算は難しく、シミュレーションを用いて解析を進めていかなければならない。

第5章　冷却

これまで述べてきたように標的では約60[kJ]の熱が3.5秒ごとに発生するため、標的の冷却システムとしては20[kW]以上の冷却能力が必要となる。冷却システムはπ粒子の吸収を抑えるため物質量を極力少なくし、熱や放射線による標的や冷却配管の物性値変化に対しても安定に冷却できるシステムを作ることが重要である。本章では水冷却について述べる。

冷却効率の目安として熱伝達係数がある。熱伝達係数は形状や温度に依存するものとして、経験式が知られている。まず熱伝達係数が表面温度に依存しないと仮定した場合に、シミュレーションから冷却に必要な熱伝達係数と流量の条件について求め、次にその条件と経験式から得られる熱伝達係数と流量の関係とを比較した。また熱伝達係数については測定を行い、経験式と比較を行った。πの吸収を減らすためは、冷却システムでの物質量を減らすことが重要であり、必要最小限の流量を見積もった。

5.1　熱伝達係数

冷却による熱の移動量 (Q[kW]) は、冷媒と標的との温度差 (ΔT[K]) と表面積 (S[m^2]) の積に比例する。この時の比例定数が熱伝達係数 (h[kW/m^2/K]) であり、冷却能力の指標として用いられる。

$$Q = hS\Delta T \tag{5.1}$$

hが大きいほど冷却効率はよく、hが大きい場合ΔTを上げずに冷却が可能であることを表している。熱平衡状態における円管の熱伝達係数は(5.3)式のような経験式があり[6]、管の構造や冷媒の物性値に依存する。今標的とそれを覆う管で二重管を作り、間に冷媒を流すことを考える。標的と冷媒との熱伝達だけを考える場合、二重管を円管と見た場合の等価直径を計算することで、二重管での熱伝達係数を(5.2)を用いて求めることができる。これらの式を用い、次節以降で各種冷媒を用いた場合について、必要とされる流量や熱伝達係数等の評価を行う。

$$h = \frac{Nu\,\lambda}{d} \tag{5.2}$$

$$Nu = \frac{(f/2)(Re-1000)\ Pr}{1+12.7\sqrt{f/2}(Pr^{\frac{2}{3}}-1)} \tag{5.3}$$

$$Re = \frac{ud}{\nu} \tag{5.4}$$

$$f = 0.079/Re^{0.25} \tag{5.5}$$

$$d = 4\times\frac{\text{流路断面積}}{\text{流路断面の周長}} = \frac{2(R^2-r^2)}{R+r} \tag{5.6}$$

(Nu:ヌッセルト数、d:等価直径、λ:熱伝導率、Re:レイノルズ数、 Pr:プラントル数、
f:管摩擦係数、u:流速、ν:動粘性係数、R:二重管の外半径、r:二重管の内半径)

(5.3) は $3000 < Re < 10^6$, $0.5 < Pr < 2000$ で成立する。20 ℃の水で $Pr = 7.0$ (5.5) は $Re < 10^5$ で成立する。また冷媒と配管の壁温との温度差 ($\equiv \Delta T$) が大きい場合には、管摩擦係数とヌッセルト数は以下のように補正する必要がある。

$$f'_{gas} = f(\frac{T_{wall}}{T_{mediam}}) \tag{5.7}$$

$$f'_{liquid} = f(\frac{\eta_{wall}}{\eta_{mediam}})^{0.5} \tag{5.8}$$

$$Nu'_{liquid} = Nu(\frac{\eta_{wall}}{\eta_{mediam}})^{-0.14} \tag{5.9}$$

(T_{wall}:壁温、T_{mediam}:冷媒の平均温度、η_{wall}: T_{wall} での冷媒の粘性係数、η_{mediam} は T_{mediam} での冷媒の粘性係数。)

5.2 冷媒

本研究としては水冷却を考えているが、他の冷媒との比較を行った。 標的を冷却するためには強い放射線の下で大量の熱交換が標的と冷媒の間で行われる。そこで冷媒には以下の 4 点が求められる。

1. 不燃性である。
2. 放射線に対して分解しない。
3. 取り扱いが容易である。
4. 熱伝達係数が大きい。

グラファイトは酸素を含む 400 ℃以上の環境では、酸化がすすみ強度はすぐに低下してしまうため、気体の冷媒としてヘリウムを例とした。液体では比熱の大きい水や沸点の高い液体金属が挙げられる。表 5.1 は各冷媒の物性値である。流速、流量は大きいほうが熱伝達係数は大きくなるが実現性の問題から He は 3 気圧、1000[l/min]、100[m/s] と仮定し液体の場合は配管の損傷を防ぐため流速を 1[m/s] と仮定した。

冷媒	動粘性係数 [10^{-6}m^2/s]	プラントル数	熱伝導率 [W/m/K]
He	41.1	0.68	0.153
H_2O	0.851	5.75	0.61
Hg	0.079	5.85	8

表 5.1: 各種冷媒の物性値

これらの値は常温での物性値である。除去すべき熱量を 20[kW] とすると標的と冷媒の温度差、及び冷媒の温度上昇量は表 5.2 に示す通りである。

冷媒	熱伝達係数 [kW/m^2/K]	比熱 [J/g/K]	ΔT [K]	冷媒の温度上昇 [K]	圧力損失 [atm]
He	1.14	5.19	207	471	0.004
H_2O	5.37	4.18	57	14.4	0.009
Hg	552	1.35	0.4	13.5	0.36

表 5.2: 冷媒による冷却効率 (20[kW]) の比較

5.2.1　ヘリウム冷却

気体冷却では密度が小さく、また単位体積当たりの比熱が小さいため他の冷却より熱伝達係数が小さい。そのため標的および冷却配管が高温になり熱疲労が進むことが考えられる。さらに He の温度が上昇すると熱膨張のため密度が下がり熱伝達係数は減少する。温度上昇を小さくするには可能な限り圧力と流量を増やし、熱伝達係数を大きくすることが重要であり、さらに標的冷却後の高温ヘリウムを二次冷却する方法について工夫が必要である。そのため冷却システムは複雑になってしまう。

5.2.2　水冷却

水は非金属の液体の中では、比熱が高く不燃性で最も扱いが容易である。液体冷却では、接触面での膜沸騰や気泡によるキャビテーションを防ぐために、接触面を沸点以下に保つことが重要である。小さくなり熱伝達係数は高くなる。問題としては水の放射化によってトリチウムや、金属強度を下げる水素が発生するが、脱気を行うことで解決できる。

5.2.3　液体金属での冷却

液体金属の中で常温で液体である水銀を例として取り上げる。単位体積当たりの比熱が高く、また熱伝導率も大きいことから熱伝達係数は非常に大きい。沸点は 600[K] 程度と高く、膜沸騰やキャビテーションは問題にはならない。しかし密度が高くπ の吸収量が大きいため、流路断面を狭くする必要がある。また冷却システムでの圧力損失が大きいため、ターゲットステーションの地下にもポンプを設置しなければならない。強い放射線環境に保守点検が必要なものを置くのは難しいため現段階では現実的ではないと考えられる。(圧力損失に関しては 5.7.1 参照)

J-PARC 標的の R&D として本研究では、システムが比較的シンプルに構成でき、除熱効率の高い水冷却について測定と解析を以下で行った。

5.3　水冷で必要な熱伝達係数と流量

本節では有限要素法を用いたシミュレーションを使って水冷に必要な条件について調べた。

5.3.1　水における発熱

冷却システムの配管や冷却水においてもビーム照射時には主に二次粒子による発熱が生じる。そこで、モンテカルロシミュレーション (MARS) により水の発熱量について見積もった。

シミュレーションにおける形状は 3 重管構造で直径 30mm のグラファイトの周りに、内径 36.4mm φ 外径 38.0mm のチタンの管、その間に水があり外側に内径 43.2mm φ 外径 44.8mm のチタンの管、その間に水があり長さはすべて 900mm とした。冷却水の流れる幅は 20[l/min] を流したときに流速が 1[m/s] となるような厚さにした。配管に流す水の流速は速すぎると管を磨耗し、遅い場合には管側面に不純物が堆積してゆくため、制限があり 0.5 ~ 1[m/s が推奨される。シミュレーションのセグメントは半径方向には分割せず、軸方向には 5cm とした。

図 5.1 は、3 重管に流れる水の内側 (□) と外側 (▼) での水温上昇を表している。ビーム軸下流側では 2 次粒子の影響から温度上昇は大きくなり内側で最大で 8[K] 程度、外側で 6[K] 程度上昇し、また温度上昇の大きさは標的の大きさによらないことがわかった。

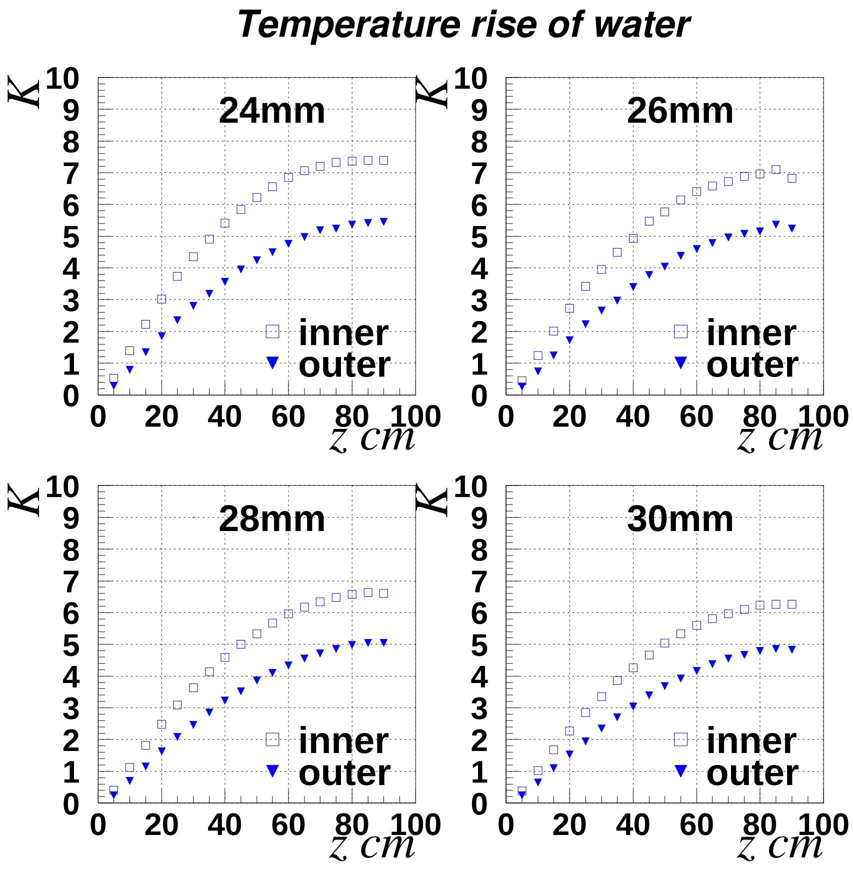


図 5.1: 冷却水での発熱
横軸は軸方向の水の位置で、縦軸は温度上昇を表す。

この結果を使って、冷却に必要な条件について調べた。

5.3.2　シミュレーションの方法

冷却効率の目安である熱伝達係数の値は、冷媒の流れる管の形状や温度に依存する値であることが経験式としてわかっている (次節参照)。本節では冷却能力としてグラファイト表面の温度を 100 ℃以下にするのにどの程度の熱伝達係数と水量が必要なるか評価した結果を述べる。水温の時間変化や物性値の温度依存性を含めて解析的に計算することは難しく、有限要素法を用いたシミュレーションを行った。熱伝達係数と水量を決めると温度の時間変化が計算できるため、熱伝達係数と水量を変えて表面の最高温度を計算した。

シミュレーションではグラファイトでの発熱 (図 3.2) や水における発熱 (図 5.1) をもとに標的及び冷却水を細かく分割し、各要素 (セルとする) 間で熱移動を計算する。同じ物質間は熱伝導を計算し、セル間での温度勾配に比例した熱を交換した。異種の物質間での熱の移動は熱伝達を計算し、水とグラファイトとの熱伝達を計算しグラファイト表面の温度と水の温度差に比例する熱量を交換した。時間の刻みは小さくする必要がありここでは 10^{-5}[s] とし、比較のため 10^{-6}[s] の場合も計算を行ったが結果に差はなかった。冷却水はビーム軸下流側から上流側へ流し、流速を変えることで水量を変化させた水は時間ごとに移動するため、グラファイトと水との熱のやりとりは時間ごとに熱をやりとりするセルが変わってくるが、水のセルとグラファイトのセルが接触している面積に比例する熱量を移動させた。

$$\begin{aligned} Q &= S_{ij}\lambda_{(T_{mean})}\frac{T_i - T_j}{l_{ij}} \quad \text{(熱伝導)} \qquad (5.10)\\ Q &= S_{ij}h(T_i - T_j) \quad \text{(熱伝達)} \qquad (5.11) \end{aligned}$$

(Q[W]:移動する熱量、S_{ij}[m^2]：セル i とセル j が接する面積、
T_i, T_j[K]:セル i,j の温度、T_{mean}[K]:セル i と j の平均温度、
l_{ij}[m]:セル i,j 間の距離、λ[W/m/K]:熱伝導率、h[W/m^2/K]:熱伝達係数)

初期温度はすべて 25 ℃とし、3.3 秒おきに標的及び冷却水に入熱を行った。

図 5.3.2 は直径 30mm のグラファイトが熱伝達係数 6[kW/m^2/K]、流量 20[l/min] としたときに冷却されるときの表面と中心の最高温度を表している。最高温度は 4 スピル目にはほぼ平衡状態に達しており、また表面温度の最高値は 100 ℃以下に保たれている。

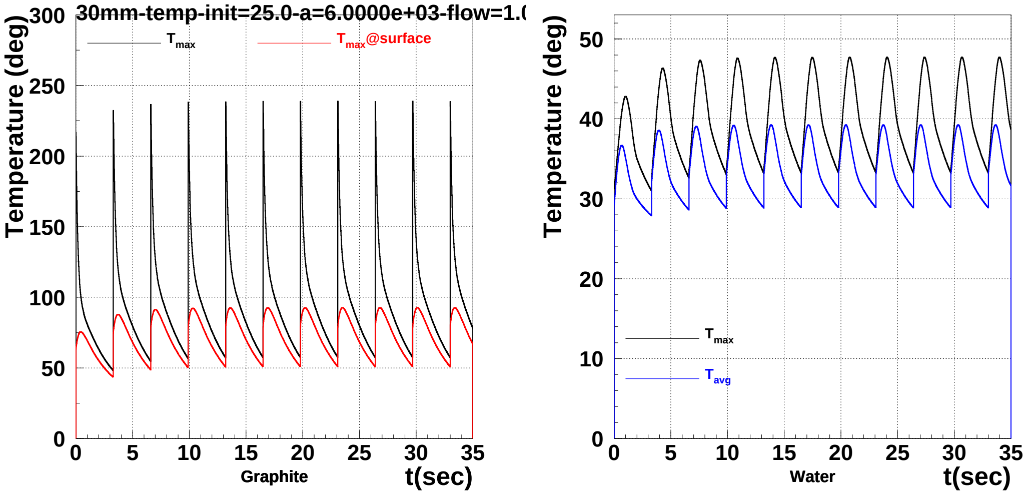


図 5.2: 直径 30[mm]、熱伝達係数 6[kW/m^2/K]、流量 20[l/min] におけるグラファイトと水の温度の時間変化

右図の黒線は中心温度の最大値を、赤線は表面の最高温度を表す。

左図の黒線は水の最高温度、茶線は水の平均温度を表す。

5.3.3 放射線による熱伝導率の変化と冷却条件

図 A.2 にあるようにグラファイトの熱伝導率は例えば放射線によって大きく減少する。簡単のため放射線を受ける前の熱伝導率 (λ) に温度に依らない係数 (f) を掛けることで熱伝導度が変化したときの表面の最高温度がどのように変化するかを調べた。

$$\lambda_{radiation}(T) \quad = \quad f \times \lambda(T) \tag{5.12}$$

図 A.2 のように係数である放射線損傷による熱伝導率の減少率は 0.1 以上を考えれば十分である。下の図は熱伝導率の減少率と表面の最高温度の関係である。

図 5.3 は横軸が熱伝導率の減少係数 (f) で縦軸は表面の最高温度を表す。f=1 のとき表面温度が最も高くなる。これは熱伝導率が減少すると標的中心の熱が表面に伝わりにくくなり、表面での温度上昇が緩やかになるためと考えられる。放射線などの損傷による熱伝導率の変化で表面温度は損傷前と比べ高くならないと結論できる。

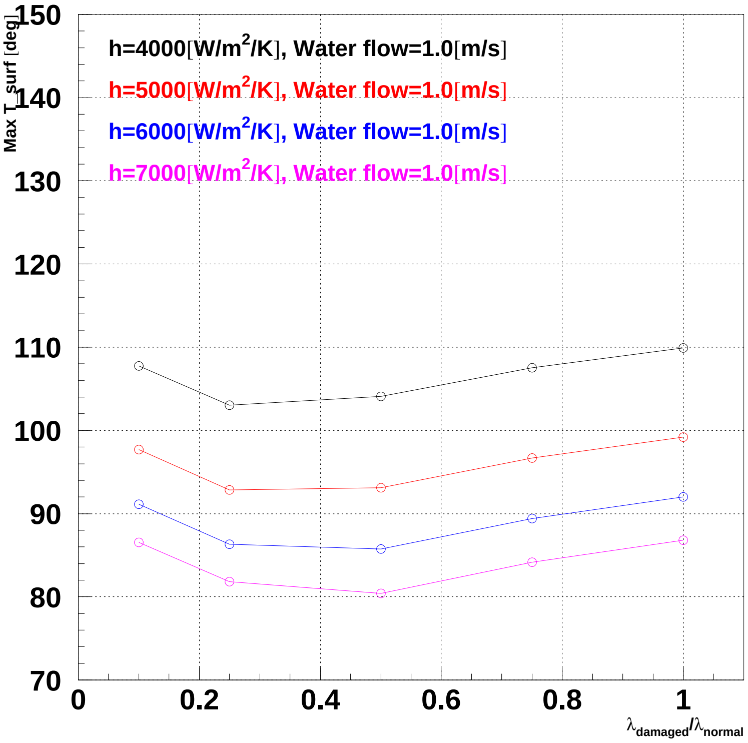


図 5.3: 黒線が 4[kW/m2/K]、赤線が 5[kW/m2/K]、茶線が 6[kW/m2/K]、ピンクの線が 7[kW/m2/K] の場合である (直径 30mm)。

5.3.4 水の流量と表面の最高温度

次に直径 24mm から直径 30mm の標的に対して、熱伝達係数と流量を変えた場合に表面の最高温度がどのように変わるかを調べ、図 5.4 に結果をまとめた。

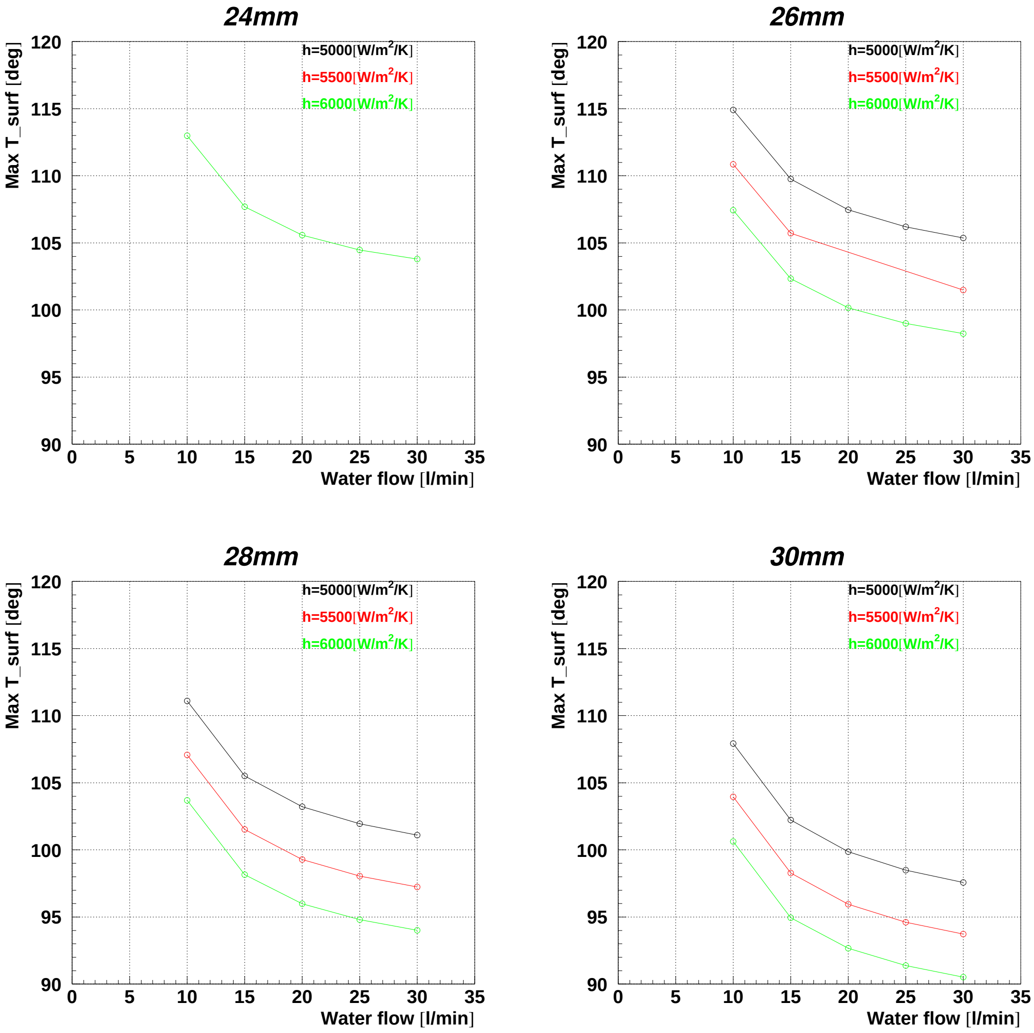


図 5.4: 直径 24mm から 30mm における表面温度の最高点と流量の関係
横軸が流量、縦軸が表面の最高温度で、熱伝達係数を固定した時に
シミュレーションによって得られる流量と表面の最高温度の関係を示す。

図 5.4 は水量と表面の最高温度の関係を表し、同じ熱伝達係数の点は直線で結んである。熱伝達係数と流量が大きいほど表面の最高温度は小さくなる。また標的半径が小さいほど同じ熱伝達係数でも表面の最高温度は高くなる。各熱伝達係数の直線が 100 ℃となるときの流量の値から、グラファイトの表面の最高温度が 100 ℃となるのに必要な熱伝達係数と流量の関係を図 5.5 に示す。

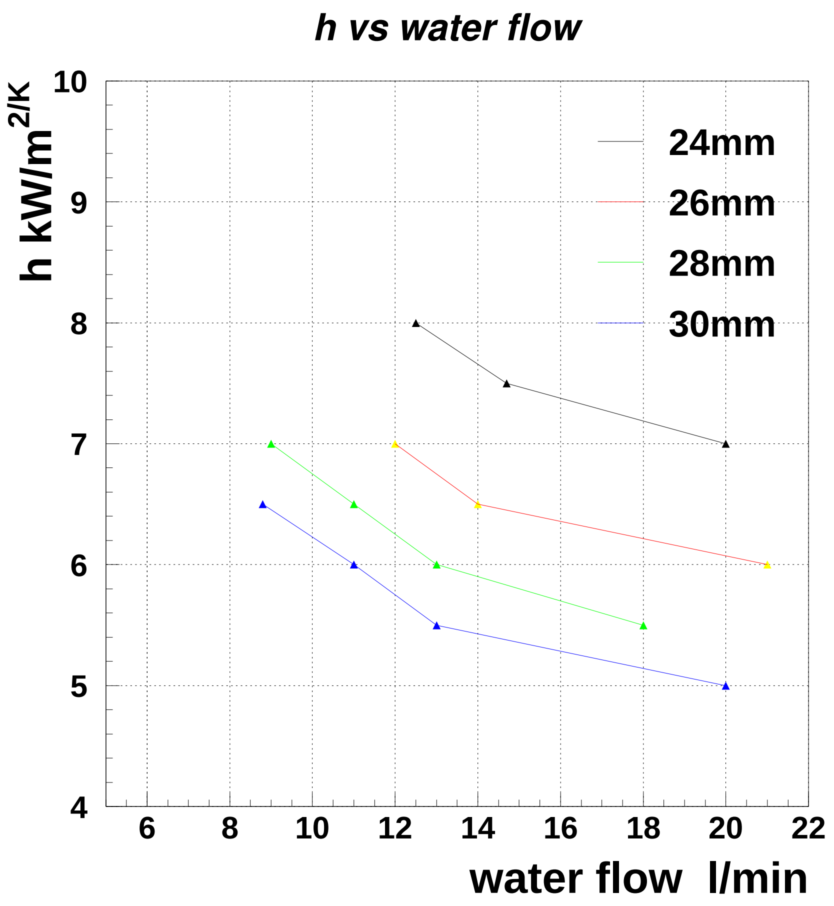


図 5.5: 冷却に必要な熱伝達係数と流量の関係
横軸が水量、縦軸が熱伝達係数を表し、標的の直径が 24mm の場合が黒、26mm の場合が赤、28mm が赤、30mm が青色の直線で、表面温度が 100 ℃になるときの熱伝達係数と流量を標的の大きさごとに直線で結んだものである。

流量と熱伝達係数の値が大きいほど表面温度は下がる。そのため表面温度を 100 ℃以下にするためには、熱伝達係数と流量の点は直線よりも右上の領域になければばならない。直径が小さくなるほど冷却に必要な熱伝達係数と水量は増加する。次節ではこの熱伝達係数が達成できるかどうかについて、経験式及び実際の冷却試験を行った結果を用い、評価を行った結果を示す。

以上の計算では熱伝達係数は表面温度に依存しない値としたが、実際には熱伝達係数は表面温度が高いほど熱伝達係数は大きくなる。冷却に必要な熱伝達係数を見積もるためには、表面温度の時間変化を調べ、その最低値を知る必要がある。図 5.6 は表面温度が低くなると考えられる、直径 30mm で熱伝達係数が $7[kW/m^2/K]$、流速が 30[l/min] における表面温度の時間変化である。

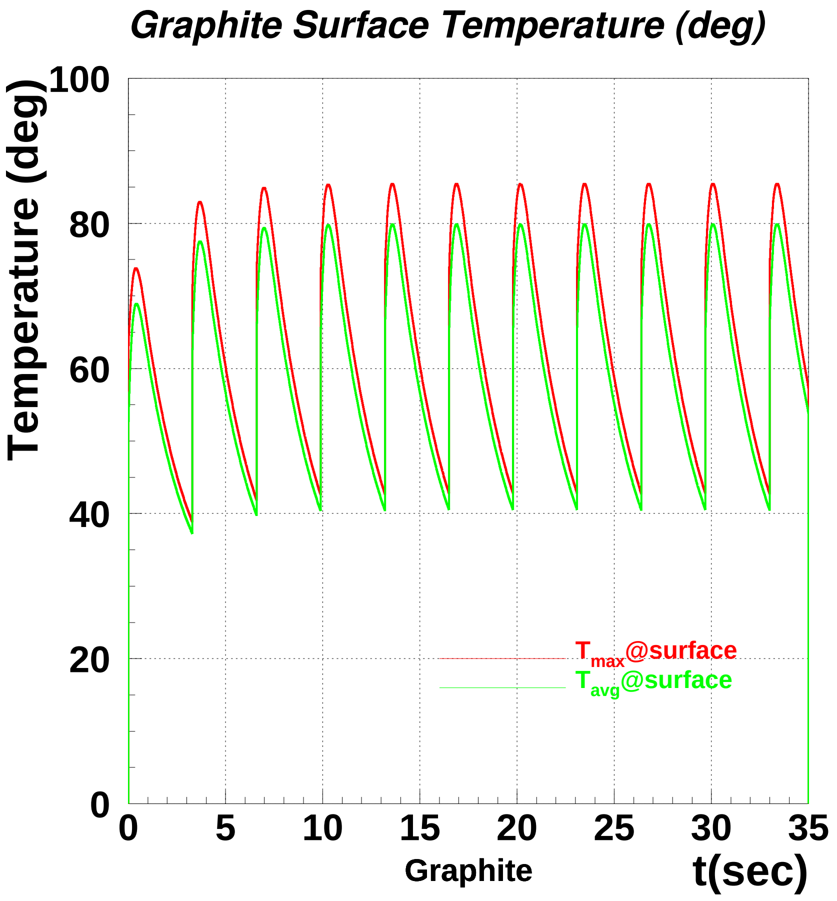


図 5.6: グラファイト表面温度の時間変化
30mm の標的が、熱伝達係数係数 7[kW/m^2/s] で流量が 30[m/s] の時の最大と平均値の表面温度の時間変化を表す。赤色が軸方向で最大の表面温度 T_{max} で、緑色が軸方向の表面温度の平均 T_{ave}

T_{ave} は低くても 38 ℃以上、T_{max} が 40 ℃以上である。表面温度は少なくとも常に 35 ℃以上あることがわかった。次節以降では、実際に冷却試験を行い熱伝達係数を表面温度と流量の関数として評価し、経験式と比較する。

5.4 熱伝達係数の測定

5.4.1 目的

実際と同じ時間的、空間的発熱分布をつくることは技術的に困難であり、実機と全く同じ条件で加熱及び冷却テストをするのは難しい。熱伝達係数が非平衡と熱平衡の場合で等しいと仮定し、熱平衡状態における熱伝達係数を測定することで、標的温度の時間変化を計算することができる。

熱平衡状態での熱伝達係数を測定するには、発熱分布がビームと同じである必要はなく、軸方向に一様であればよい。熱伝達係数 $h[\mathrm{kW/m^2/K}]$ は、

$$h = \frac{\text{入熱量}}{\text{表面積} \times (\text{表面温度} - \text{水温})} \tag{5.13}$$

このように表され入熱量、表面温度、水温を測定する。そこで以下に示すような装置を用意し、入熱量、水量を変えながらグラファイトと水の熱伝達係数を測定した。

5.4.2 セットアップ

図 5.7 のように発熱体としてグラファイト自身を用い、グラファイトの両端に電極をつけ、直流電流を流すことで発生するジュール熱を利用して加熱し、その周りを二重に冷却水が流れるようにした。冷却水の流れは内側を通り、端で折り返し外側を通って流れ出る。

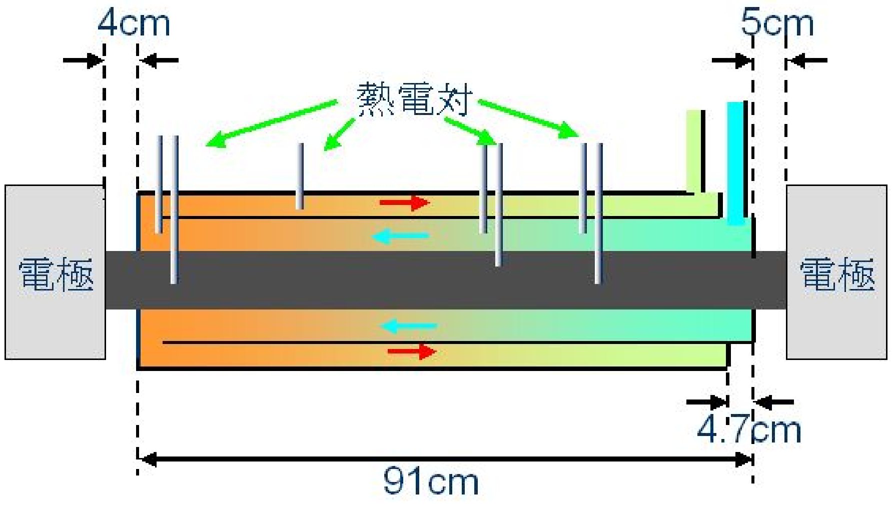


図 5.7: 冷却試験 □ の様子

グラファイトは直径 3cm、長さ 120cm の等方製黒鉛 (東洋炭素 IG-11) を使用し、熱電対 (ϕ1.8mm、助川電気製) を用いて温度を測定した。黒鉛と銅製電極との間にはグラファイトの薄膜を挟み、接触抵抗を減らすようにした。冷却管はアルミニウム製で二重になっており、内側管の内径は 1.75cm 外径は 1.84cm、外側管の内径は 2.5cm、長さは 91cm である。グラファイトと冷却管には直径 2mm

の穴があけてあり、直径$1.8mm\phi$の熱電対を冷却管の外側からグラファイト内部まで挿入した。測定量はグラファイト内部の温度と水温、水流量、グラファイトに流れた電流と電圧値である。

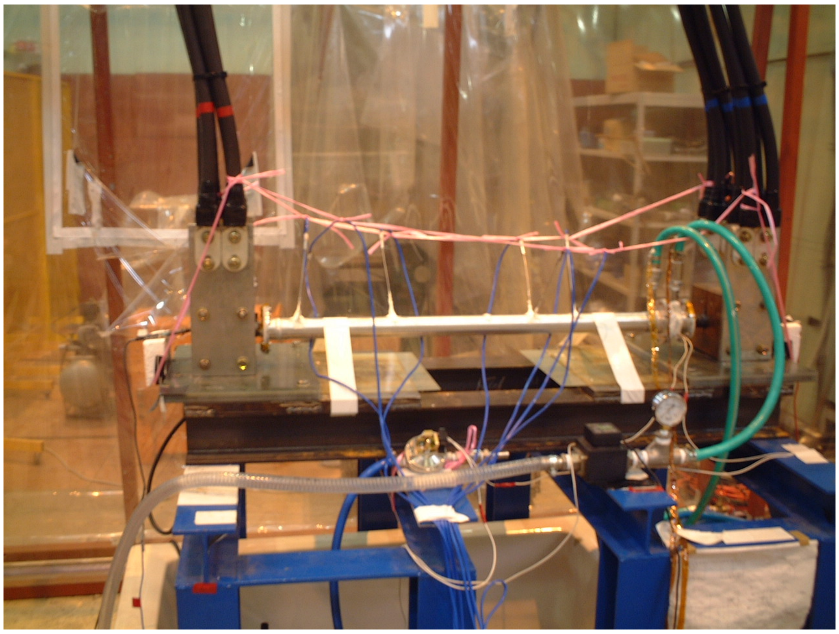


図 5.8: 冷却試験の様子

銀色の冷却管の両端には電極があり、右端から水を流している。入口側のホースには、流量計と水圧計がある。

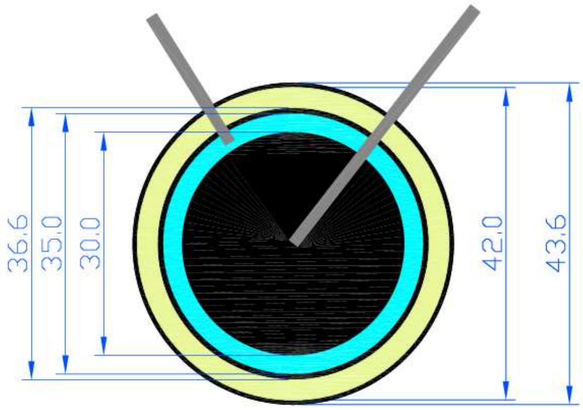

36.6
35.0
30.0
42.0
43.6

図 5.9: 断面図と寸法

冷却管の外側から熱電対を挿しこみ、１つはグラファイト中心へ、もうひとつはグラファイトから 1mm 浮かせた位置に固定し水温を測っている。

グラファイトには深さ $15mm$ と $7.5mm$ の穴をあけ、測定点 1 は $15mm$、測定点 2 では $7.5mm$ の深さまで熱電対を挿しこみグラファイト内部の温度を測定する。これよりグラファイト表面での温度と外挿することにより求める。

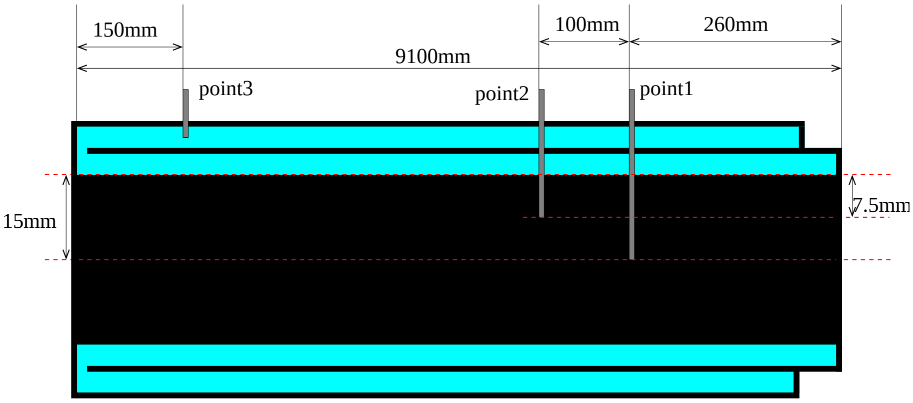

150mm
100mm
260mm
9100mm
point3
point2
point1
15mm
7.5mm

図 5.10: 温度の測定位置

右側から水が流れる方向 (左向き) に測定点１、測定点２、測定点３とし、測定点１と測定点２ではグラファイトの温度及び水温を、また測定点３では外側の冷却管を流れる水温を測定した。

水温は熱電対を外側から挿し込んでグラファイト表面から $1mm$ 浮かせた位置で測定した。また熱電対と冷却管と絶縁するために熱電対にはカプトンテープを巻き、水漏れを防ぐため外側の冷却

管と熱電対との間はシリコン樹脂で塞いだ。

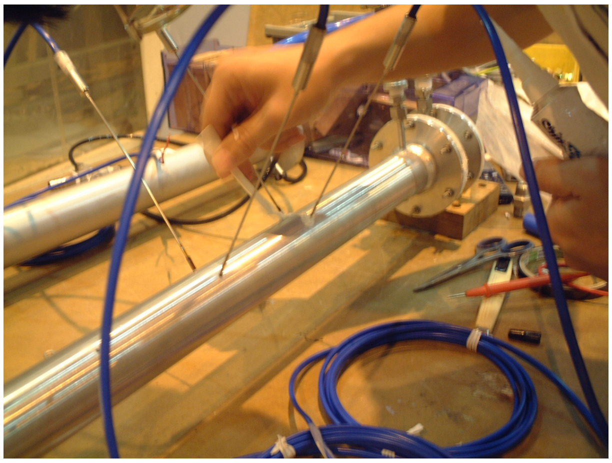


図 5.11: 熱電対の固定の様子

5.4.3　測定結果

流量を 8.9[l/min] と 12[l/min] とした場合について電流値を変えて測定を行った。図 5.12 と図 5.13 は各測定点における温度の時間変化を表す。、電流を変えてから温度が安定する約 2 分後から、次に電流を変えるまでの時間領域のデータを使った。Tw1 と Tg1 は測定点 1 での水温とグラファイト内部の温度を、Tw2 と Tg2 は測定点 2 での水温とグラファイト内部の温度を、Tw3 と Tw-in と Tw-out は測定点 3 の入口と出口の水温をそれぞれ表している。表 5.3 と表 5.4 は、各測定値の時間平均と標準偏差を表す。

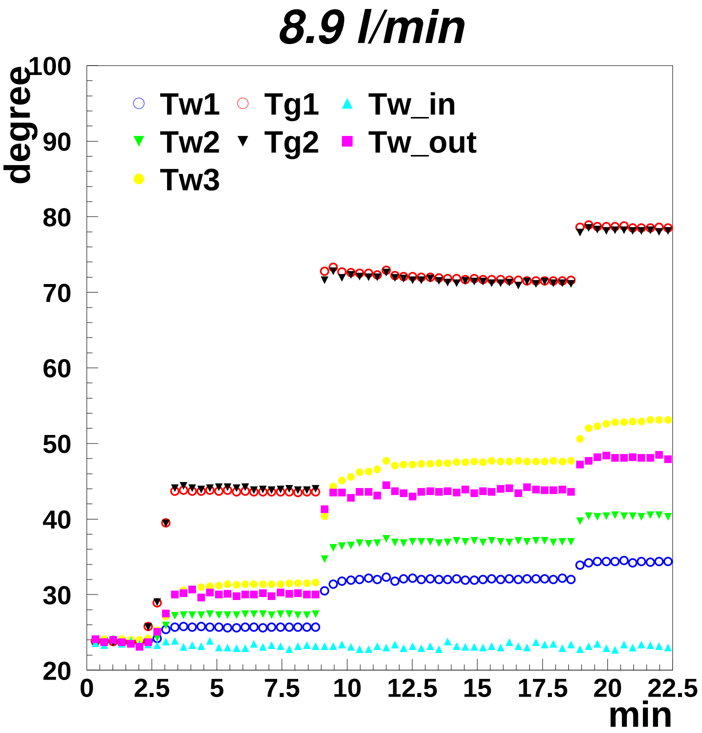


図 5.12: 8.9[l/min] における温度変化
横軸は測定をおこなった時間で、縦軸は測定温度を表し、
温度が変化しているところは電流を変えた時刻である。
Tg1:測定点 1 でのグラファイト温度、Tw1：測定点 1 での水温、
Tg2:測定点 2 でのグラファイト温度、Tw2：測定点 2 での水温、
Tw3:測定点 3 での水温、Tw-in:入口水温、Tw-out:出口水温

	5 ~ 9 min	14 ~ 18min	20 ~ 22min
電流 [A]	538	945	1054
電圧 [V]	7.88	12.90	14.17
Tw-in[℃]	23.2 ± 0.08	23.2 ± 0.07	23.0 ±0.08
Tw-out[℃]	31.3 ± 0.05	47.5 ± 0.06	53.1 ±0.07
Tw1[℃]	25.6 ± 0.01	32.1 ± 0.02	34.4 ±0.02
Tw2[℃]	27.3 ± 0.01	37.0 ± 0.04	40.4 ±0.03
Tw3[℃]	31.3 ± 0.04	47.5 ± 0.04	53.1 ±0.05
Tg1[℃]	43.6 ± 0.02	71.7 ± 0.04	78.5 ±0.03
Tg2[℃]	44.0 ± 0.04	71.4 ± 0.05	78.1 ±0.01

表 5.3: 8.9[l/min] の場合の測定値
を表す。

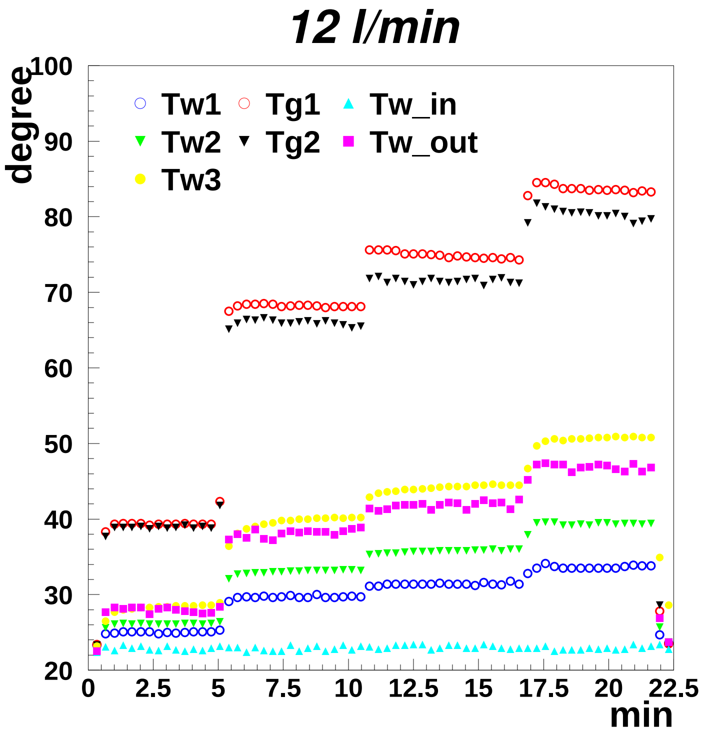


図 5.13: 12[l/min] における温度変化
横軸は測定をおこなった時間で、縦軸は測定温度を表し、
温度が変化しているところは電流を変えた時刻である。
Tg1:測定点 1 でのグラファイト温度、Tw1：測定点 1 での水温、
Tg2:測定点 2 でのグラファイト温度、Tw2：測定点 2 での水温、
Tw3:測定点 3 での水温、Tw-in:入口水温、Tw-out:出口水温

	2～5min	7～10min	12～17min	19～22min
電流 [A]	538	945	1054	1204
電圧 [V]	7.79	13.16	14.39	16.10
Tw-in[℃]	22.9 ± 0.07	22.9 ± 0.10	23.1 ± 0.07	22.9 ± 0.06
Tw-out[℃]	27.9 ± 0.09	27.9 ± 0.13	38.2 ± 0.11	41.9 ± 0.13
Tw1[℃]	25.0 ± 0.03	29.7 ± 0.04	31.4 ± 0.03	33.6 ± 0.04
Tw2[℃]	26.1 ± 0.04	33.2 ± 0.03	35.8 ± 0.03	39.3 ± 0.03
Tw3[℃]	28.2 ± 0.15	40.0 ± 0.06	44.3 ± 0.07	50.7 ± 0.05
Tg1[℃]	39.2 ± 0.08	68.1 ± 0.03	74.7 ± 0.07	83.5 ± 0.05
Tg2[℃]	38.8 ± 0.10	65.9 ± 0.09	71.4 ± 0.09	80.1 ± 0.16

表 5.4: 12[l/min] の場合の測定値
を表す。

5.5 解析

熱伝達係数の測定は式 (5.13) のように、入熱量と表面温度と水温から測定する。表面温度の測定は困難であり、グラファイト内部の温度から外挿した。この節では、

1. 入熱量と排熱量を比較し、熱平衡状態であることを確認する。
2. 表面温度の見積もりとそのエラーを評価する。
3. 熱伝達係数を評価する。

の順で解析を行った。

5.5.1 入熱量と排熱量の比較

まず、グラファイトへの電流と電位差から求めた入熱量と、水温の入口と出口の温度差と流量から求めた排熱量を比較した。入熱量のエラーは電流が測定中に 1%程度変わることから 1%と見積もり、排熱のエラーは出入口の温度の測定のエラーを用いた。ここで標的に流れた電流を I、グラファイトの冷却している (910mm) 部分にかかる電圧を V とする。

$$\text{入熱量 [W]} = V \times I \tag{5.14}$$

$$\begin{aligned}\text{排熱量 [W]} &= 4.18[\mathrm{J/cal}] \times 1[\mathrm{cal/cm^3/K}] \\ &\quad \times \text{流量 } [\mathrm{cm^3/s}] \times (\mathrm{Tw_{out}} - \mathrm{Tw_{in}})\end{aligned} \tag{5.15}$$

この式を使い入熱量と排熱量の比較を行った。Tw_{in} は入口水温、Tw_{out} は出口水温を表す。

	入熱量 [kW]	排熱量 [kW]
8.9[l/min]1 番目	4.24 ± 0.04	4.25 ± 0.10
8.9[l/min]2 番目	12.19 ± 0.12	12.71 ± 0.29
8.9[l/min]3 番目	14.93 ± 0.15	15.71 ± 0.35
12[l/min]1 番目	4.19 ± 0.04	4.24 ± 0.07
12[l/min]2 番目	12.43 ± 0.12	12.87 ± 0.22
12[l/min]3 番目	15.16 ± 0.15	15.72 ± 0.26
12[l/min]4 番目	19.38 ± 0.19	20.01 ± 0.34

表 5.5: 入熱量と排熱量

入熱量と排熱量はエラーの範囲内で一致しており、熱平衡状態で測定できていることがわかった。

5.5.2　表面温度の見積もり

グラファイト内部の温度を測定し、それから表面温度を計算により求めた値を用いることとした。以下では表面温度の見積もり方とそのエラーについてもとめた。

発熱がグラファイト内で一様で、熱の移動は円柱の半径方向だけで軸方向には無視できると仮定する。半径 r での円周方向への熱の移動量を $Q(r)$ とすると、$Q(r)$ は半径 r における温度勾配に比例した熱伝導の式で書き表され、またその値は半径 r より内側で発熱した量に等しい。そのためグラファイトの熱伝導度を λ(図 5.14 参照)、単位体積あたりの発熱量を q、標的の長さを L[m] とすると次のように書ける。

$$
\begin{aligned}
Q(r) &= 2\pi \mathrm{r}\ L\lambda\frac{dT}{dr} \qquad (5.16)\\
&= \pi\ r^2 L\ q \qquad (5.17)
\end{aligned}
$$

また単位体積当たりの発熱量 q は、

$$q = \frac{VI}{\pi R^2 L} \qquad (5.18)$$

と表せる。また熱伝導度にも温度依存性があり、図 5.14 のように近似させた。

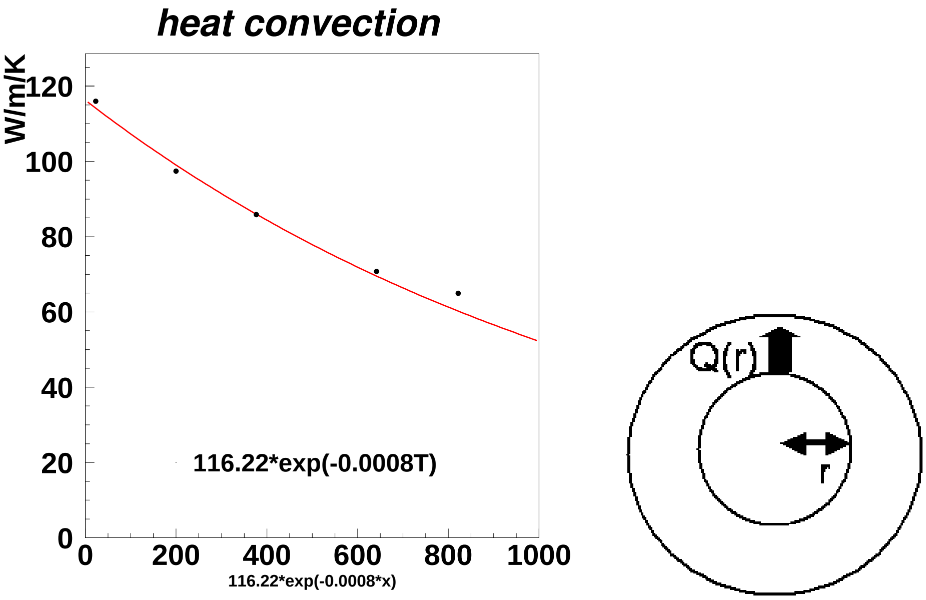


図 5.14: 熱伝導率の温度変化 (G347) とその近似式

熱伝導度 λ の近似は、$A = 116.22$、$B = 0.0008$ として

$$\lambda(T) = A\ e^{-B\ T} \qquad (5.19)$$

とした。式 (5.16)、(5.19) から

$$Ae^{-BT}dT = -\frac{qr}{2}dr \qquad (5.20)$$

となる。測定したのはグラファイトの温度であり、式 (5.20) を積分して表面温度を計算する。グラファイトの温度は測定点 1 では r=0 で測定しているので、r=0 から 1.5cm まで積分した。グラファイトの温度は測定点 2 では r=0.75cm で測定しているので、r=0.75 から 1.5cm まで積分した。これより測定点 1 でのグラファイトの温度と表面温度を $Tg1$、T_{surf1}、測定点 2 でのグラファイトの温度と表面温度を $Tg2$、T_{surf2} として

$$T_{surf1} = -\frac{1}{B}\{\ln(\frac{qBR^2}{4A}) + \exp^{-BTg1}\} \quad (5.21)$$

$$T_{surf2} = -\frac{1}{B}\{\ln(\frac{3qBR^2}{16A})x + \exp^{-BTg2}\} \quad (5.22)$$

とかける。

表面温度での誤差は

$$\Delta T_{surf1} = -\frac{\sqrt{(\Delta q)^2 + (4\pi A \exp^{-BTg1} \Delta Tg1)^2}}{qB + 4\pi A \exp^{-BTg1}} \quad (5.23)$$

$$\Delta T_{surf2x} = -\frac{\sqrt{(3\Delta q)^2 + (16\pi A \exp^{-BTg2} \Delta Tg2)^2}}{3qB + 16\pi A \exp^{-BTg2}} \quad (5.24)$$

とした。電流値は測定期間中に 1%程度変化することがありこれは黒鉛と電極との間の薄膜が熱の影響を受けて接触抵抗が変化したためと考えられる。また考察にあるように発熱の一様性に対して 5%のエラーを見込んでいるため Δq は q の 5% とした。表面温度とそのエラーを計算した。

	測定点 1	測定点 2
8.9[l/min]1 番目	40.34 ± 0.23	42.19 ± 0.18
8.9[l/min]2 番目	62.06 ± 0.68	66.13 ± 0.51
8.9[l/min]3 番目	66.61 ± 0.84	71.67 ± 0.63
12[l/min]1 番目	36.00 ± 0.24	37.06 ± 0.20
12[l/min]2 番目	58.33 ± 0.69	60.57 ± 0.53
12[l/min]3 番目	62.73 ± 0.85	64.96 ± 0.64
12[l/min]4 番目	68.04 ± 1.09	71.76 ± 0.83

表 5.6: 表面温度

5.5.3　表面温度の見積もりに対する評価

本測定での表面温度の計算には、グラファイトにおける発熱の一様性と軸方向への熱移動がないことを仮定している。よってまず、発熱の一様性と軸方向の熱移動による熱伝達係数への影響について議論する。

発熱の一様性

グラファイトの抵抗が温度依存性をもつことにより、発熱の一様性にどの程度影響を与えるか調べた。グラファイトの位置による温度差は、入熱量が最大である 12[l/min] の 4 番目のときに最も大きくなると考えられる。

入口水温	折り返し水温	中心温度 (測定点 1)	表面温度 (測定点 1)
22.9	50.7	83.5	68.0

表 5.7: 入熱量が最大のときの測定温度

入口の水温と折り返しの水温に 17.8 度の温度差があることから、グラファイト表面での z 方向における温度差はこれと同程度の 20 ℃程度と考えられる。グラファイトの中心と表面の温度差は測定点 1 では 15.5 ℃あることから、グラファイト内での温度差は大きくても 40 ℃程度と考えられる。

図 5.15 は測定に使用したグラファイト (IG-11) の常温を基準とした電気抵抗の温度依存性を表している。中心温度は最高で 100 ℃程度であるため、抵抗の違いは 2%程度である。そのため抵抗の温度変化による発熱量エラーとして 2%を見積もる。

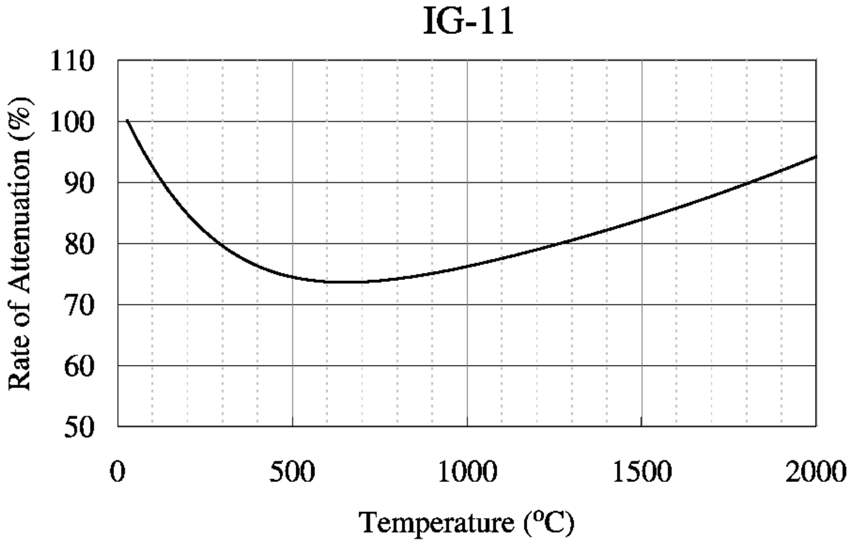


図 5.15: グラファイトの抵抗の温度変化

軸方向の熱移動

熱伝導の大きさは単位長さあたりの温度差に比例するため、軸方向の熱移動については、半径方向と軸方向の温度勾配を比較すればよい。冷却水が炭素の両端を流れる際に温度上昇するため、炭素棒には軸方向に対して温度勾配が生じる。

グラファイトの中心と表面の温度差は最大で15 ℃程度で半径が1.5cmより温度勾配は10[K/cm]である。一方測定点3での水温(Tw3)と入口水温(Tw-in)の差が28 ℃であるため、グラファイトに接する水の両端での温度差は大きくても30度程度と考えられる。それゆえグラファイトの両端での温度差も同程度と考えられ、温度勾配は両端の距離が91cmであり0.39[K/cm]である。これは半径方向の温度勾配の約3%であり軸方向の熱伝導は小さい。

発熱の一様性については、温度が低いほうが抵抗が大きく発熱量が大きくなり、軸方向の熱移動についても温度が低い方向へ熱の移動がおこる。そのためこれらの影響は、足し合わされ、両端での違いは5%程度と考えられる。よって発熱量のエラーとして5%を見積もった。

5.5.4 熱伝達係数

熱伝達係数 h は、

$$h = \frac{Q}{S\ \Delta T} \tag{5.25}$$

$$= \frac{V\ I}{S(T_{surf} - T_{water})} \tag{5.26}$$

$$S = 2\pi \times 0.015 \times 0.91 = 0.0858[m^2] \tag{5.27}$$

(V:冷却部分にかかる電位差、I:電流、T_{surf}:表面温度、T_{water}:水温)
と書くことができる。ただし熱の移動量Q[W]は、ジュール熱である電流と電圧の積を使った。

また熱伝達係数のエラーは、

$$\Delta h = h\sqrt{(\frac{\Delta Q}{Q})^2 + (\frac{\Delta T_{surf}}{T_{surf}})^2} \tag{5.28}$$

$$= h\sqrt{0.05^2 + (\frac{\Delta T_{surf}}{T_{surf}})^2} \tag{5.29}$$

とした。

以上より表5.8に示す。熱伝達係数は入熱量とともに増加していることがわかる。また入熱量が大きい場合、測定位置によって熱伝達係数が異なっているのは、水温が測定位置によって違うため水の物性値(特に粘性係数)が変わるためである。

	入熱量	測定点	ΔT[K]	h[kW/m^2/K]	経験式の結果
8.9[l/min]	4.24	1	14.66 ± 0.23	3.41 ± 0.18	3.75
		2	14.85 ± 0.18	3.36 ± 0.17	3.82
	12.19	1	30.00 ±0.68	4.79 ± 0.26	4.68
		2	29.14 ± 0.51	4.93 ± 0.26	4.99
	14.93	1	32.23 ± 0.84	5.46 ± 0.31	4.90
		2	31.22 ± 0.63	5.63 ± 0.30	5.12
12[l/min]	4.19	1	10.99 ± 0.24	4.49 ± 0.25	4.59
		2	10.96 ± 0.20	4.51 ± 0.24	4.63
	12.43	1	28.62 ± 0.69	5.12 ± 0.28	5.70
		2	27.41 ± 0.52	5.34 ± 0.29	5.85
	15.16	1	31.33 ± 0.85	5.70 ± 0.30	5.99
		2	29.17 ± 0.64	6.13 ± 0.33	6.12
	19.38	1	34.45 ± 1.09	6.63 ± 0.36	6.31
		2	32.43 ± 0.83	7.05 ± 0.40	6.51

表 5.8: 冷却試験によって求められた熱伝達係数と経験式に基づく計算値

経験式との比較

表 5.6 と表 5.8 より熱伝達係数と表面温度をグラフにし、5.2 節の経験式と比較した。経験式では (5.9)、(5.10) を使い補正を行っている。測定点 1 を point1 として赤色の点で、測定点 2 を point2 として緑色で、経験式は紫色の実線で表した。

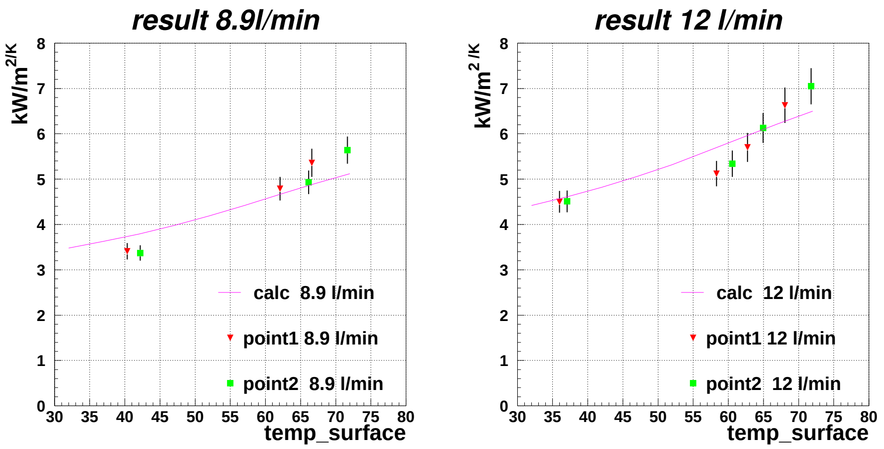


図 5.16: 表面温度と熱伝達係数

表 5.16 より測定点 1 、測定点 2 での熱伝達係数は、流量 8.9[l/min]、12[l/min] において同一曲線にあるように見える。これにより得られた熱伝達係数は、表面温度に依存した値で、測定位置による違いは小さいと考えられる。また測定値と経験式とを比較して、値とその温度依存性は概ね一致していることがわかった。

5.5.5　冷却試験の結論

冷却配管が標的の片側から出るような、実機に近いデザインで冷却試験を行った。流量を8.9l/min],12l/min]で、表面温度が40 ℃から70 ℃にて測定を行った。測定結果は経験値と測定精度以内で一致していた。

5.6　冷却に必要な流量

経験式における熱伝達係数を流量だけの関数として扱い、必要な熱伝達係数と流量の関係 (図5.5) と比較して表面温度を100 ℃以下にするのに必要な流量を評価する。

経験式では表面温度と流量と管の形状から熱伝達係数を求めることができる。冷却システムでの物質量を減らすためには流路幅を狭くし流速をあげればよいが、配管での流速が0.5 ~ 1.0[m/s] に制限されている。これは流速が速い場合には配管を削る可能性があり、遅い場合には配管の表面に堆積物が付着するなどの問題があるからである。そのため許される範囲で最も速い流速を1.0[m/s]にするときの外径が、もっとも物質量を減らす場合である。従って管の形状が定まる。

$$\text{流量}\ [\mathrm{m}^3] = 1[\mathrm{m/s}] \times \pi(\mathrm{R}^2 - \mathrm{r}^2) \tag{5.30}$$

$$R = \sqrt{r^2 + \frac{\text{流量}}{\pi}} \tag{5.31}$$

(R は二重管の外径、ｒは二重管の内径=1.5cm) さらに熱伝達係数がもっとも悪い表面温度35 ℃の場合について熱伝達係数を流量の関数として図5.17 に示す。

図 5.17 は 5.5 節で得られた冷却に必要な流量と熱伝達係数の領域と、経験式を比較した絵である。冷却試験の結果より、測定値と経験式が一致したことから経験式では式 (5.2) を使い表面温度を 35 ℃とした場合の値で、流速が 1[m/s] になるように配管の径を定めた。

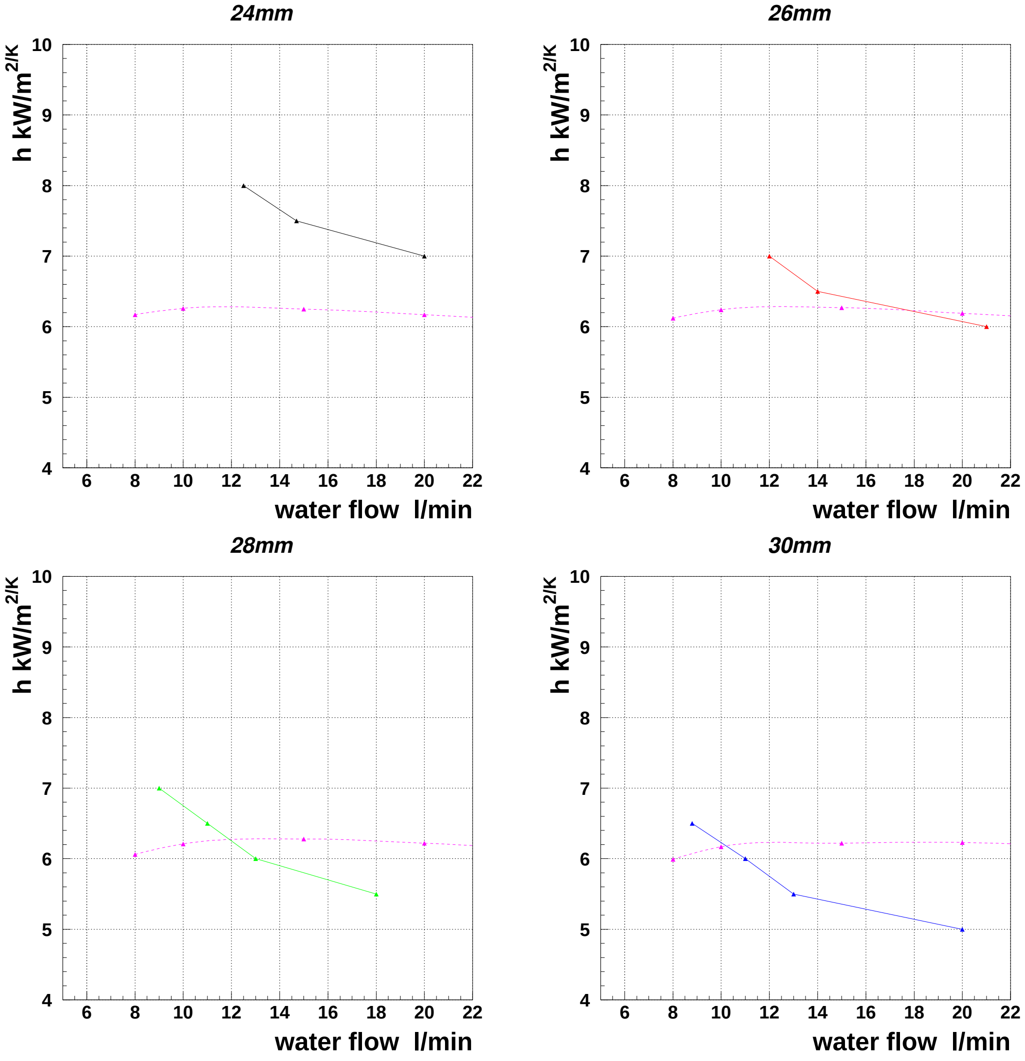


図 5.17: 冷却に必要な熱伝達係数と流量の領域
縦軸は熱伝達係数、横軸は流量 [l/min]。実線は表面温度が 100 ℃になるときの熱伝達係数と流量を表す。破線は経験式から求められた流量と熱伝達係数の関係 (表面温度は 35 ℃)

5.5 節の必要な流量と熱伝達係数の関係より、表面温度を 100 ℃以下にするためには、熱伝達係数と流量は図 5.17 において実線の右上の領域になければならない。実際の熱伝達係数は経験式から求めた熱伝達係数よりも小さくなる可能性があるため、熱伝達係数と流量は破線よりも下の領域になければならない。

それゆえ共通の領域がない直径 24mm と直径 26mm では、冷却できるとはいえない。直径 28mm の場合少なくとも 12[l/min]、直径 30mm の場合は 10[l/min] 以上必要であることがわかった。

5.7　冷却システムのデザイン

5.7.1　圧力損失

標的はニュートリノ収量を高めるためホーン内部導体内に収納する必要がある。このため、標的の冷却システムはホーン内径よりも小さくなければならない。また、二次粒子の吸収を減らすという観点からも物質量はできるだけ少なくなければならない。標的の冷却は標的の外径からホーン内径までの間で行わなければならない。二次粒子の吸収を減らすため、冷却システムの物質量はできるだけ少なくしなければならない。また冷却用配管は中途にバッファーなどを設けずに、ポンプから標的を通りポンプにもどるまで、１本の配管でつなげる予定である。そのため冷却システム内での冷媒の圧力損失を小さくしなければならない。配管内での冷媒の圧力損失 (ΔP[Pa]) は (5.1) 式のように流速 (u[m/s]) の二乗、経路長 (L[m]) に比例する。

$$\Delta P = \frac{\rho f L u^2}{d} \tag{5.32}$$

(ρ[kg/m^3]:冷媒の密度、f:管摩擦係数、d[m]:管の直径)

そのため流路断面積を大きくとって流速を抑え、流路を短くすることが望ましい。さらに標的システムは、リモートコントロールでホーンに取り付け (取り外し) することを想定しており、冷却系配管は、標的の片側に集中していなければならない。以上の条件を考慮し冷却システムとしては三重管の構造を候補としている。

5.7.2　冷媒の流し方

三重管に冷媒の流す方法としては、内側から入って外側に流れて出ていく場合と、外側から入って内側に流れていく場合の 2 通りが考えられる。

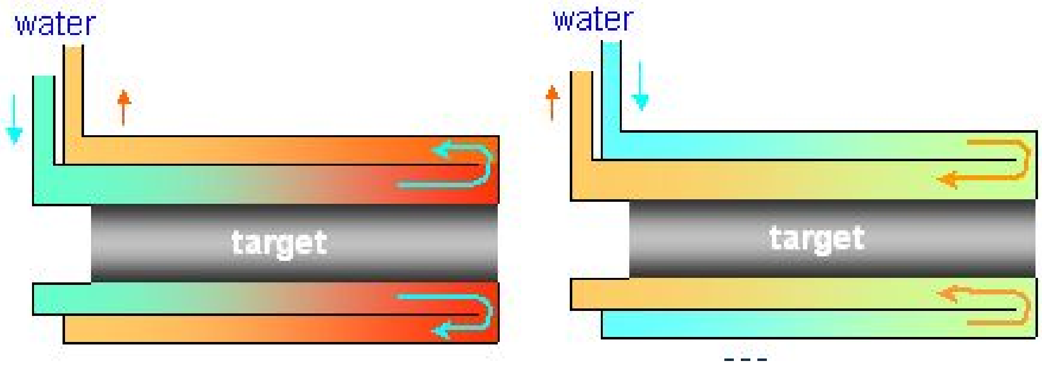


図 5.18: 冷媒の流し方

左上図のように内側から入って外側を通って流れる場合には、外側に端で折り返した高温の冷媒があり、熱が内側に伝わる。そのため出口での温度よりも標的の端のほうが温度が高くなり、標的の表面温度が高くなってしまう。さらに冷媒におけるビームの発熱は、二次粒子によって図 5.1 にあるように軸方向の下流側が大きいため標的の端における冷媒温度が非常に高くなりうる。一方右

上図のように外側から入る場合には、内側を通る間に熱が外側に伝わることで温度上昇が抑えられる。それゆえ右図のように水を流す場合には、水と配管との熱移動を考えなない場合よりも、冷却の条件としては易しくなる。またホーンに接する外側の温度が低くなり、ホーンへの熱的負担を減らすこと効果も期待される。

第6章　結論

2008年開始を予定しているJ-Parcニュートリノ振動実験では、50GeVに加速した$3.3\times10^{14}[proton/pulse]$の大強度陽子ビームを使用する。大強度の陽子ビームによって瞬間的に大量の熱が発生するため、標的における熱応力と冷却方法が問題となる。本研究ではJ-Parcニュートリノ実験におけるニュートリノ生成標的の研究と開発を行い、標的で発生する熱応力と冷却能力について調べた。

標的の材料はビームによる発熱に対して強度のあるグラファイトを候補としている。直径24mmから30mmのグラファイト標的に対して、モンテカルロシミュレーションを行い、得られた発熱分布から標的に発生する熱応力を計算した。そして有限要素法を用いたシミュレーションによる結果と等価応力について比較を行った。直径30mmの場合の等価応力では、計算では7.4[MPa]に対してシミュレーションが6.8[MPa]となり概ね一致する結果を得た。またグラファイトの種類や半径を変えて計算し、破壊が起こるかどうかの基準である安全率を見積もり、直径28mm以上であれば多くの種類で安全率が3以上となることがわかった。

標的の冷却能力については、水を使った場合に関して評価を行った。標的における水冷却の場合には、膜沸騰やキャビテーションを防ぐため表面温度を100℃以下に保たなければならない。冷却効率の目安として熱伝達係数があり、熱伝達係数が大きいほどグラファイトから水への熱が伝わりやすい。そこで熱伝達係数と水の流量を仮定し、ビームと同じ発熱分布に対して有限要素法を用いた冷却のシミュレーションを行った。標的の表面温度の最大値が100℃以下にしなければならないという条件から、熱伝達係数と流量についての条件を得た。一方、熱伝達係数は配管の形状、表面温度、流速に依存する値で、経験的に求められた近似式がある。熱伝達係数は配管の形状や流量によって変わる値であるため、実際に測定を行う必要がある。そこで実機に近い形状の配管を使い、グラファイトに電流を流す冷却試験を行い、表面温度と熱伝達係数について測定した。測定結果と経験式による値とを比較したところ測定精度内で一致することを確認した。

次に経験式を外挿し、標的直径を変えた場合に流量と熱伝達係数の関係を計算し、有限要素法を用いて得られた、冷却に必要な熱伝達係数と流量の条件と、比較を行った。その結果直径28mmと直径30mmの場合で冷却が可能であることがわかった。そして表面温度を100℃以下にするのに必要な流量が、直径28mmの場合12[l/min]、直径30mmの場合10[l/min]以上必要であることがわかった。

第7章　今後の課題

本研究では扱えなかった解決すべき問題がいくつかあり、本章ではこれらの現状と今後についてまとめた。

7.1　標的のsegment化と標的の防水ケース

ニュートリノ標的は長期の実験に対して安全、安定である必要がある。本研究ではビーム軸方向に長いグラファイトを水で直接冷却している。不測の事態でグラファイトにひび等が生じれば、標的内部に水が浸入することが考えられる。このときビームによる発熱によって水は瞬間的に蒸気となり、爆発を伴う危険が予想される。

対策として考えられるのは、標的をビーム軸方向に対して小さく切断して軸方向への応力に強くすることと、水が直接グラファイトに接さないように防水ケースでグラファイトを覆うことである。しかしこれにはいくつか問題があり、放射線によるグラファイトの萎縮に対してどのようにケースとグラファイトとの接触を維持するかである。ケースとグラファイトとの接触が一様でなくなった場合、グラファイトで発生する熱は不均一にケースに伝わるため、水と接する表面温度が局所的に非常に高くなり水の沸点を超える可能性が生じる。また小さく切断することで、衝撃波の繰り返しの周期が短くなることで繰り返し疲労が高まる可能性が考えられる。

そのため今後どのようにケースとグラファイトの接触を維持するか、またsegmentの大きさはどの程度にすればよいのか等検討していかなければならない。

7.2　放射線の影響

4.9節では放射線によるグラファイトの物性値変化が熱応力を評価する上で重要であることを述べた。また前節のケースとグラファイトとの接触維持に関して、放射線による形状変化がどの程度か見積もる必要がある。以上より今後の予定として、原子炉の中性子等を利用しグラファイトの放射線による影響をstudyしていく計画がすすんでいる。

7.3　その他の冷却方法

水での冷却では様々な問題があるため、水冷でのR&Dとともにその他の冷却方法について検討を同時に進め始めている。

関連図書

[1] 東海カーボン株式会社、ファインカーボン、等方性黒鉛

[2] 東洋炭素株式会社、半導体用黒鉛製品、等方性黒鉛

[3] ”EXTERNAL TARGET AT THE SPS”, W.Kalbreier,W.C.Middlkoop,P.Sievers, ”CERN LAB □/BT/74-1”, 1974

[4] ” 熱応力 ”, 竹内洋一郎、野田直剛 , ”日新出版 ”

[5] ”ELASTIC STRESS WAVES IN MATTER DUE TO RAPID HEATING ”, P.Sievers , ”CERN LAB □/BT/74-2”, 1974

[6] ”日本機械学会”, 伝熱工学資料　改訂版 4 版

[7] ”高温工学試験研究所 ・炉心黒鉛構造設計方針における設計用データの解説”, 石原　正博, 伊予久　達夫、豊田　順二、佐藤　貞夫、塩沢　周策, ”日本原子力研究所”, JAERI - M 91 -153 , 1991

図目次

1.1 K2K 実験:スーパーカミオカンデで予想されるスペクトルと観測データ 6
1.2 K2K 実験におけるニュートリノ振動のパラメータ領域 7

2.1 J-PARC-ニュートリノ実験の概観 8
2.2 J-PARC の概観 9
2.3 J-PARC ニュートリノビームラインの概観 10
2.4 標的とホーンの位置関係 11
2.5 Off-axis beam の配置 11
2.6 スーパーカミオカンデの概観 12

3.1 グラファイトの直径とπ 収量 16
3.2 標的半径を変えた場合の発熱量分布 (1spill) 17
3.3 標的半径と最大の発熱量の関係 18
3.4 グラファイトの定圧比熱の温度変化 20
3.5 線膨張係数の温度変化 21
3.6 ヤング率の温度変化 [MPa] 22
3.7 引張り強度の温度変化 [MPa] 23
3.8 熱伝導率の温度変化 23

4.1 直径 30mm における軸方向と半径方向の温度分布 25
4.2 1spill 内での温度変化の近似 27
4.3 軸方向への動的応力の伝わり (μs) 28
4.4 長さ $1cm$ の標的に発生する動的応力 [μs] 29
4.5 ANSYS による応力計算 ([MPa]) 31
4.6 繰り返し疲労 32

5.1 冷却水での発熱 37
5.2 直径 30[mm]、熱伝達係数 6[kW/m^2/K]、流量 20[l/min] におけるグラファイトと水の温度の時間変化 39
5.3 熱伝導率の減少率と表面の最高温度の関係 40
5.4 直径 24mm から 30mm における表面温度の最高点と流量の関係 41
5.5 冷却に必要な熱伝達係数と流量の関係 42
5.6 グラファイト表面温度の時間変化 43
5.7 冷却試験 □ の様子 44
5.8 冷却試験の様子 45
5.9 断面図と寸法 46

5.10 温度の測定位置 46
5.11 熱電対の固定の様子 47
5.12 8.9[l/min] における温度変化 48
5.13 12[l/min] における温度変化 49
5.14 熱伝導率の温度変化 (G347) とその近似式 51
5.15 グラファイトの抵抗の温度変化 53
5.16 表面温度と熱伝達係数 55
5.17 冷却に必要な熱伝達係数と流量の領域 57
5.18 冷媒の流し方 58

A.1 グラファイトの放射線による寸法の変化 68
A.2 放射線による熱伝導度の変化 69
A.3 放射線による線膨張係数の変化 69
A.4 放射線によるヤング率の変化 70
A.5 放射線による引張り強度の変化 71

表 目 次

1.1 ニュートリノ質量 4

2.1 J-Parc と K2K のビームパラメーターの比較 9

3.1 標的としての材質の比較 15
3.2 標的半径ごとの発熱量の最大値 [J/g] 18
3.3 グラファイト物性値 19
3.4 1spill に対する標的直径毎の温度上昇値 $[K]$ 20
3.5 熱膨張率の近似式 $y = a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3$ の係数 (℃) 21

4.1 標的直径 24mm から 30mm における種類ごとの等価応力 31
4.2 安全率 32

5.1 各種冷媒の物性値 35
5.2 冷媒による冷却効率 (20[kW]) の比較 36
5.3 8.9[l/min] の場合の測定値 48
5.4 12[l/min] の場合の測定値 49
5.5 入熱量と排熱量 50
5.6 表面温度 52
5.7 入熱量が最大のときの測定温度 53
5.8 冷却試験によって求められた熱伝達係数と経験式に基づく計算値 55

謝辞

J-PARC ニュートリノターゲットの研究において、多くの方からのお力添えがまりましたことに感謝し、簡単ながらここで謝意を記したいと思います。　西川公一郎先生には、私の指導教官として本当にお忙しい中、御指導頂いたと感じております。恐れ多くてなかなか研究の報告ができず、逆に先生からお話に来られることのほうが多いくらいな気が致します。中家剛助先生と横山将志先生にはいろいろとご心配と助言の言葉を頂きありがとうございました。　早戸良成先生には、非常に長い期間 KEK でお世話になりました。研究から普段の楽しいお話などいつでも優しく、細かい御指導ありがとうございました。　市川 (近藤) 温子先生には測定を最後まで応援して頂き、また分かりやすい解析道具を頂きました、優しい御指導頂きました。　小林隆先生にはいろいろと役に立つ資料を探していただき、またお忙しいなか御指導頂きました。　KEK のビームチャンネルの方々には測定やその準備において大変お世話になりました。　中平武さんには作品のようなソフトをお借りし、楽しい話を頂きました。　新田和範さんにはよく夜食につれていっていただきました。　横山弘美さんには気軽に話して頂いたり励まして頂きました。加藤一成さん、いろいろ相談にのって頂きありがとうございました。前坂比呂和さんには私のわからないソフトなどたくさん教えていただきました。長谷川雅也さんにはいつも楽しいお話を提供して頂きました。山本真平さんにはソフトのことを何度も教えて頂きました。森田太智君、林和彦君、佐々木通君には同じ学年として濃い関係で楽しかったです。久保田君、平出君何気ない話でも修士論文書いているときには楽しかったです。吉田誠さんにはよく DVD を頂き (?) ました。田窪洋介さん夜中の会話は、私を元気にしてくれました。関口舞さんにはよくじゃましてすいません。また京都大学高エネルギー物理学研究室の皆様方にも非常にお世話になっております。私をあたたかく受け入れていただきました。感謝しております。

　他多くの方々にお世話になりました。

2004 年 1 月 上田　俊輔

付 録A　放射線損傷

[7]

A.1　放射線量

標的は強い放射線下にあり、物性値の長期的な変化を調べる必要がある。放射線量は年間 120 日、5 年間の Run では

$$
\begin{aligned}
5[year] \times 120[day] \times 86400[sec]/3.5[sec] &= 1.5 \times 10^{7}[spill] && \text{(A.1)} \\
&= 4.9 \times 10^{21}[proton] && \text{(A.2)}
\end{aligned}
$$

二次粒子の効果を考えると 10^{22}[particle] 程度のフラックスが想定される。以下では等方性グラファイト (IG-110) の放射線損傷について原子力研究所の資料をまとめた。ただ 400 ℃以下の低温領域での資料はなく今後調べていく必要がある。

A.2　寸法

グラファイトは図 A.1 のように放射線によって結晶が萎縮し、その度合いは放射線を受ける温度に依存する。グラファイトの寸法の変化は、放射線に比例して減少していく。800 ℃よりも低い領域では寸法の減少量が大きくなる。

環境温度が 200 ℃、$10^{23}[particle]$ の放射線の場合には、外挿によって寸法の減少率が１%以上になる可能性がある。グラファイトの寸法が減少する場合には冷却管とグラファイトの固定が難しくなる。またグラファイトをケースに入れて冷却する場合には、寸法が小さくなるためにケースとグラファイトの間に隙間が生じる。これによりグラファイトの熱が冷却管に一様に伝わらない。今後これらの問題について study していく必要がある。

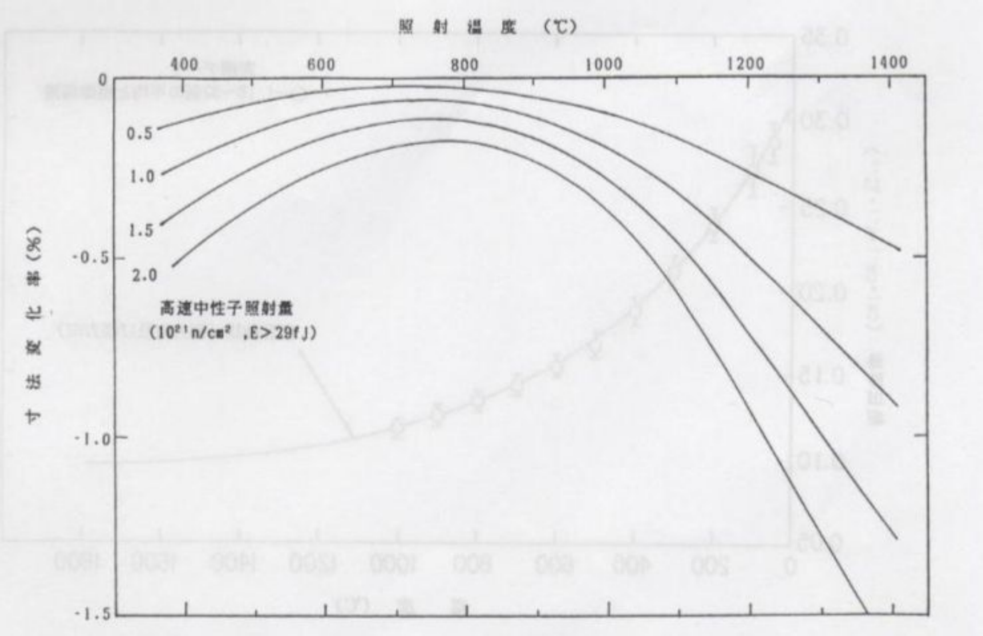


図 A.1: グラファイトの放射線による寸法の変化
軸は寸法の変化率 (%)、横軸は放射線を受ける環境温度 (℃)
曲線は照射した中性子の数 $10^{21}[neutron/cm^2]$ 東洋炭素 (株) 等方性炭素 IG-110

A.3　その他の物性値変化

A.3.1　熱伝導度と線膨張係数

熱伝導度は放射線によって急激に低くなり、いずれ一定値となる。これの熱伝導率の低下によってグラファイト内部の温度が外部へ伝導しにくくなる。図 5.3 にあるように熱伝導度が放射線損傷を受ける前の 10 ないことがわかった。

線膨張係数の温度変化は、資料が少なく 300 ℃以下での振る舞いについて定量的な評価ができない状態であり、今後原子力研究所にて熱膨張係数の測定を予定している。

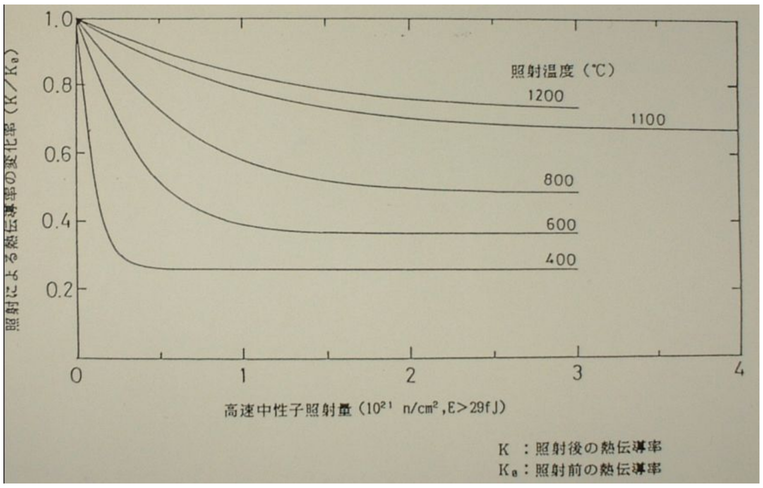


図 A.2: 放射線による熱伝導度の変化

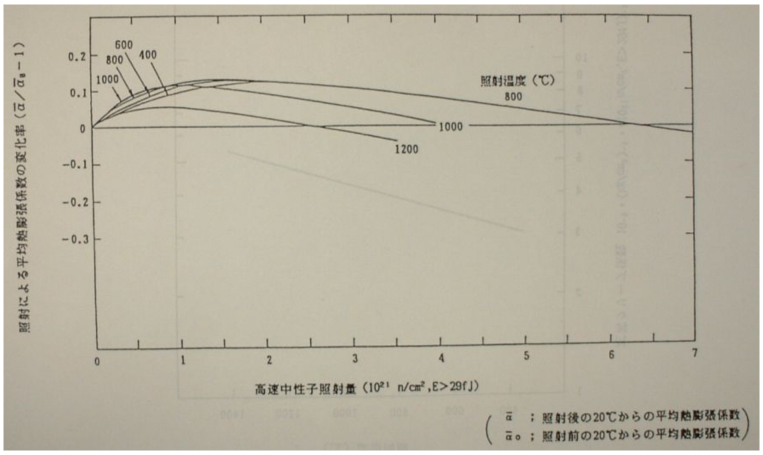


図 A.3: 放射線による線膨張係数の変化

A.3.2　ヤング率

ヤング率は放射線により上昇し 600 ℃、$1 \times 10^{21} [/cm^2]$ で 1.7 倍程度になる。

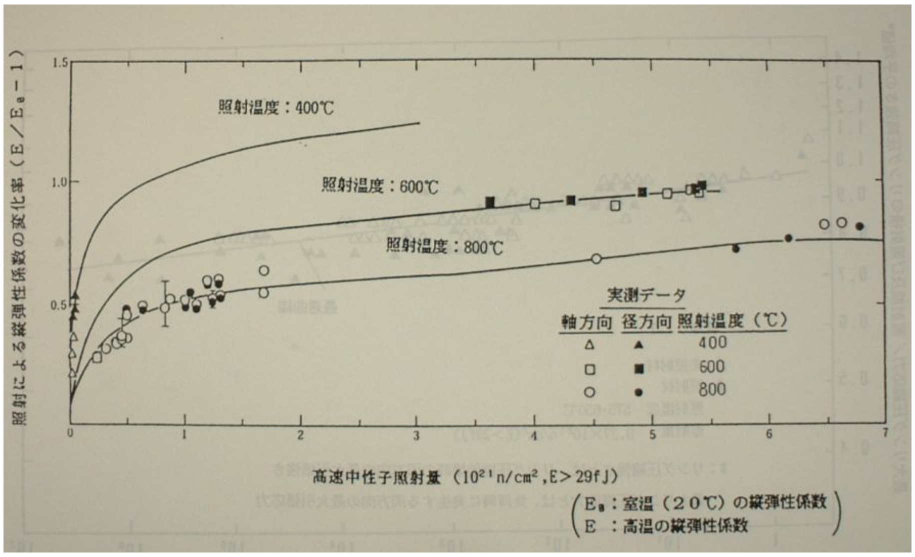


図 A.4: 放射線によるヤング率の変化
縦軸は放射線損傷を受ける前のヤング率 E_0 に対して $(E/E_0) - 1]$ を表し、横軸は放射線量で単位は $10^{21} [neutron/cm^2]$

ヤング率、引張り強度ともに 300 ℃以下の温度領域に関して測定していく必要がある。

A.3.3　引張り強度

引張り強度は 800 ℃、$1 \times 10^{21} [/cm^2]$ で 1.5 倍程度になる。

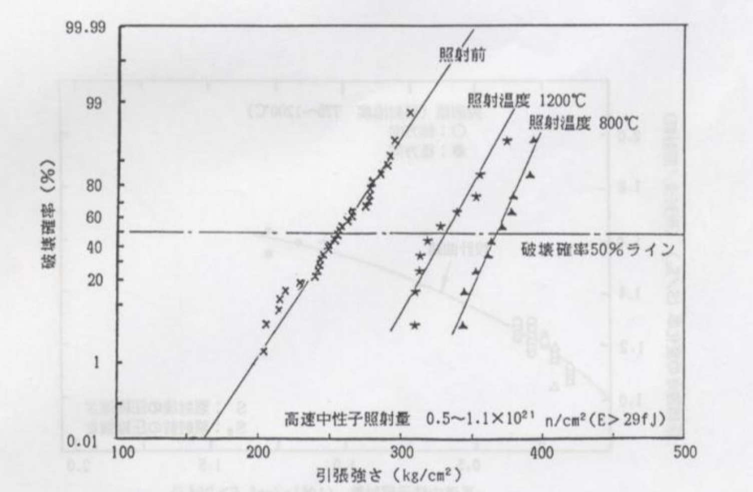


図 A.5: 放射線による引張り強度の変化

付 録B　熱拡散の速度

ビームによる不均一な温度分布が一様に伝わる時間を見積もるために、時刻 $t = 0$ に円盤の中心において局所的に $(r = 0)$ 温度上昇があった場合を考える。温度伝導は

$$T \propto exp(-\frac{r^2}{2at}) \tag{B.1}$$

$$a = \frac{\lambda}{\rho C} \tag{B.2}$$

と書ける。(a[cm^2/s]:温度伝導度、λ[W/m/K]:熱伝導度、ρ[g/cm^3]:密度、C[J/g/K]:比熱) 熱拡散による広がり σ が、ビームの幅 σ_{beam} と等しくなる時間を熱拡散時間 t_{diff}[s] とすると、

$$\sigma = \sqrt{2at_{diff}} = \sigma_{beam} \tag{B.3}$$

$$t_{diff} = \frac{\sigma_{beam}^2}{2a} \tag{B.4}$$

$$= \frac{\rho C \sigma_{beam}^2}{2\lambda} \tag{B.5}$$

となる。グラファイトでは $\lambda = 1.1$[W/cm/K]、$\rho =$ [g/cm^3]、$C = 0.85$[J/g/K]、$\sigma_{beam} = 1$[cm] であり、熱拡散時間 t_{diff}[s] は、

$$t_{diff} = 0.69[\mathrm{s}] \tag{B.6}$$

となり動的応力が伝わる時間よりも十分長いことがわかる。これよりビーム直後における最大応力を見積もる際、不均一な温度分布による熱応力を準静的に扱うことができることがわかる。

付 録C　伝熱工学で使われる用語

この章では本研究論文の中で用いられる伝熱工学、流体力学で使われる用語について物理学辞典, 理化学辞典を参考にして簡単にまとめた。

レイノルズ数

流れの中にある物体の代表的な長さを L、速度を U、密度を ρ、粘性率を η、動粘性率を $\nu = \eta/\rho$ とするとき $R = \rho LU/\eta = LU/\nu$ は無次元である。これをレイノルズ数という。レイノルズ数は流れを特徴づけるもとして重要である。

プラントル数

流体の粘性率を η、定圧比熱を c_P、熱伝導度を k とすると、$\sigma = \eta c_P/k$ は無次元の数である。これをプラントル数という。これはまた動粘性率 ν、温度伝導度 κ を用いて $\sigma = \nu/\kappa$ とも表される。熱対流とか高速気流で粘性が問題になる場合、境界層の流れなどで重要な意味を持つ。

ヌッセント数

流れの中に浸された物体の表面を通じて熱が出入りする割合を表す無次元量。無駄されない流体の温度を T_0、物体の温度を T_1、表面席 S を通して単位時間に伝わる熱量を Q、流体の熱伝導度を κ、流れを特徴づける代表的な長さを L とするとき、$Nu = \frac{q}{\kappa S|T_1 - T_0|/L}$ によって定義される Nu をいう。

動粘性率

粘性流体の中を動く物体のに働く力は粘性率 η そのものに対して、流れの状態は η を密度 ρ で割った値 $\nu = \eta/\rho$ によって支配されるので、ν を動粘性率という。

熱伝導度

物体内部の等温面の単位面積を通って単位時間に垂直に流れる熱量と、この方向における温度勾配との比をいう。

ヤング率

弾性率の一種で伸び弾性率ともいう。一様な太さの棒の一端を固定し、多端を軸方向に引く場合、棒の断面に働く応力を T、単位長さあたりの伸びを ϵ とすれば、ヤング率 E は比例限度内で

$T = E\epsilon$ と表される。

線膨張係数

　圧力一定のもとで物体が熱膨張するとき、その比率の温度変化に対する割合を示す量で、一般に温度および圧力によって変化する。線膨張率 $\beta = \frac{dl/dT}{l_0}$ (l_0 は 0 度における長さ、T は温度を表す。)