

## 論文要旨

長基線ニュートリノ振動実験は、茨城県つくば市にある高エネルギー物理学研究所 (KEK) で人工的にニュートリノビームを生成し、同研究所内に設置する前置検出器と、250km 離れた岐阜県神岡町にある世界最大のニュートリノ検出器スーパーカミオカンデ検出器を用いて  $\Delta m^2 \sim 10^{-2} [eV^2]$  という微小なニュートリノ振動の領域の探索を目的とする。

本論では、長基線ニュートリノ振動実験に於けるニュートリノビーム生成のターゲットステーションであり、且つビーム収束装置でもある電磁ホーンの物理的特性と運転試験について述べる。

まず、電磁ホーンの特長として、スーパーカミオカンデ検出器で期待されるニュートリノフラックスの計算、2nd ホーンの強度計算を行なった。また、電磁ホーンの電源装置とホーン回路についてその特性を調べた。最後に、1st ホーンに電流を流して運転試験を行ない、強度の確認とマグネットとしての性能を調べた。

本論の結果、この1st ホーンシステムは本実験が要求する2秒周期の250kAパルス運転を行なう性能を有することを確認した。また、電磁ホーンシステムの使用により、スーパーカミオカンデ検出器で期待されるニュートリノフラックスは  $2.74 \times 10^6 [/\text{cm}^2/10^{20} P.O.T]$  となり約520イベントの荷電カレント・ニュートリノ反応が期待される。

長基線ニュートリノ振動実験  
のための電磁ホーンの研究

神戸大学 自然科学研究科 博士前期課程 物理学専攻  
小浜光洋

1997年2月19日

# 目次

<b>1</b>	<b>序章</b>	<b>6</b>
1.1	大気ニュートリノ異常	6
1.2	ニュートリノ振動	8
1.3	長基線ニュートリノ振動実験 (E 3 6 2)	10
<b>2</b>	<b>電磁ホーン</b>	<b>14</b>
2.1	基本原理	14
2.2	電源装置	16
2.3	ニュートリノフラックス	17
2.3.1	ホーン収束強度とニュートリノフラックス	19
2.3.2	2つのホーンの間隔とニュートリノフラックス	20
2.3.3	ニュートリノフラックスの角度依存	22
2.3.4	ニュートリノ反応	23
2.4	1st ホーンの機械的強度	26
2.5	2nd ホーンの機械的強度	27
2.5.1	必要な強度	27
2.5.2	2nd ホーンの強度計算	28
2.5.3	ANSYS による計算	29
2.5.4	2nd ホーンの熱膨張	31
<b>3</b>	<b>ホーンの電氣的性質</b>	<b>32</b>
3.1	ホーンの電氣的性質	32
3.2	ホーン回路	33
3.3	4回路の電流バランス	36
3.3.1	電流モニター	36
3.3.2	読みだし装置	37
3.3.3	コイルのキャリブレーション	38
3.3.4	パルス電流の測定	40
<b>4</b>	<b>1st ホーンの運転試験</b>	<b>42</b>
4.1	セットアップ	42
4.2	歪みゲージのキャリブレーション	43
4.2.1	機械的歪みの測定	43
4.2.2	歪みゲージの温度変化の測定	44
4.3	D C 運転	47
4.3.1	冷却装置とホーン冷却テスト	47
4.3.2	1st ホーンの冷却	49

4.3.3	熱膨張 . . . . .	52
4.4	パルス運転 . . . . .	52
4.4.1	ホーン磁場の測定 . . . . .	52
4.4.2	電磁応力の測定 . . . . .	56
4.5	ホーン運転試験の評価 . . . . .	63
<b>5</b>	<b>結論</b>	<b>64</b>
<b>A</b>	<b>ホーン設計図</b>	<b>65</b>
	<b>謝辞</b>	<b>70</b>

## 表目次

1.1	大気ニュートリノ実験の結果 . . . . .	7
2.1	準弾性散乱の反応断面積 . . . . .	24
2.2	1st ホーンの特徴 . . . . .	26
2.3	A6061 の特徴と比較 . . . . .	27
2.4	2nd ホーンに働く応力と歪み . . . . .	28
2.5	ANSYS による強度計算 . . . . .	29
2.6	2nd ホーン熱膨張 . . . . .	31
3.1	ホーン回路の RL 合計 . . . . .	35
3.2	コンデンサーに必要な電圧 . . . . .	35
3.3	4 回路のバランス . . . . .	40
4.1	歪みゲージの測定精度 . . . . .	44
4.2	温度による歪みに対する丸みの効果 . . . . .	45
4.3	DC 運転による内部導体の温度上昇 . . . . .	49
4.4	内部導体の熱膨張の測定 . . . . .	52
4.5	ターゲット部とシリンダー部の歪み . . . . .	61

## 図目次

1.1	大気ニュートリノ	6
1.2	神岡実験による大気ニュートリノの天頂角分布	8
1.3	神岡実験によるニュートリノ振動の範囲	9
1.4	長基線ニュートリノ振動実験 (KEK側ビームライン図)	10
1.5	長基線ニュートリノ振動実験 (スーパーカミオカンデ検出器)	11
1.6	長基線ニュートリノ振動実験全体図	13
2.1	電磁ホーンの原理	15
2.2	LCR 回路	16
2.3	電源装置	17
2.4	ホーン電流とニュートリノフラックス1	18
2.5	ホーン電流とニュートリノフラックス2	19
2.6	1st ホーンと2nd ホーンの間隔とフラックス1	20
2.7	1st ホーンと2nd ホーンの間隔とフラックス2	21
2.8	ニュートリノフラックスの角度依存1	22
2.9	ニュートリノフラックスの角度依存2	23
2.10	スーパーカミオカンデで観測される準弾性散乱イベント	25
2.11	1st ホーン概略図	26
2.12	2nd ホーン概略図	27
2.13	ANSYS による強度計算	30
3.1	ホーン回路	32
3.2	電流モニター	36
3.3	読みだし装置	37
3.4	コイルのキャリブレーションシステム	38
3.5	コイル信号の周波数特性	39
3.6	ホーン電流	40
3.7	充電電圧と出力電流	41
4.1	ホーン運転試験	42
4.2	熱電対とゲージの取り付け箇所	43
4.3	力学的歪みの測定	43
4.4	歪みゲージの温度変化の測定と2ゲージ法接続	44
4.5	温度変化によるみかけの歪みに対する丸みの効果	46
4.6	ホーンの冷却	47
4.7	ノズルの冷却能力	48
4.8	ホーンDC運転	49
4.9	ホーン冷却装置の冷却能力	50

4.10	ターゲット部の温度上昇 . . . . .	51
4.11	ホーン磁場の測定 . . . . .	52
4.12	ターゲット付近での磁場の測定 . . . . .	53
4.13	シリンダー付近での磁場の測定 . . . . .	54
4.14	電流とターゲット部の磁場 . . . . .	55
4.15	電流波形と歪み波形 . . . . .	57
4.16	歪みの周波数特性 1 . . . . .	59
4.17	歪みの周波数特性 2 . . . . .	60
4.18	1st ホーンの強度 . . . . .	62
A.1	1st ホーン設計図 . . . . .	66
A.2	1st ホーン内部導体 . . . . .	67
A.3	2nd ホーン設計図 . . . . .	68

# 第 1 章

## 序章

### 1.1 大気ニュートリノ異常

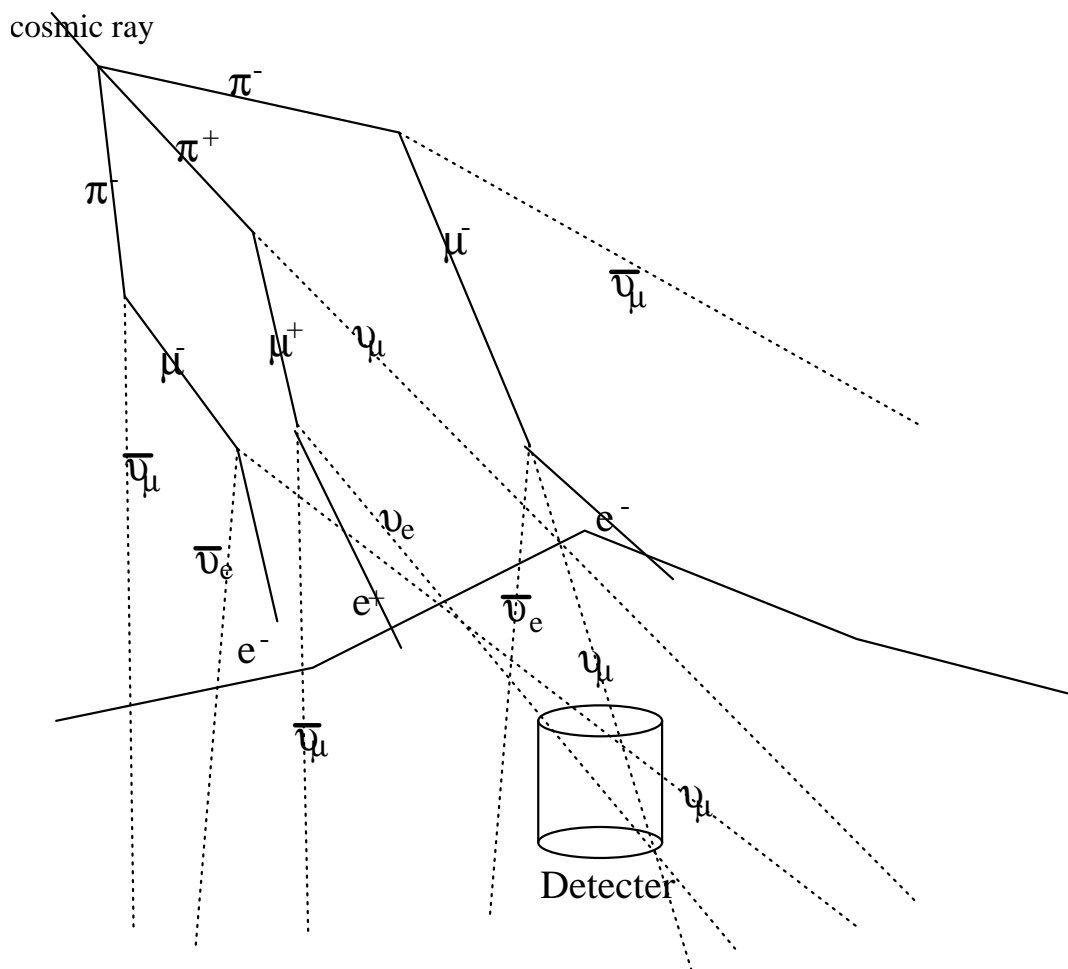


図 1.1: 大気ニュートリノ

地球に降り注ぐ陽子を主成分とする一次宇宙線は、大気中の原子核と反応を起こしてハドロンと呼ばれる  $\pi$  粒子や  $K$  粒子などを生成させる。電荷を持った  $\pi$  粒子や  $K$  粒子は弱い相互作用により、主に (反)  $\mu$  粒子と (反) ミューオンニュートリノに崩壊する。また (反)  $\mu$  粒子も電子と電子ニュートリノ、ミューオンニュートリノに崩壊して行く。このような過程で生成され



たニュートリノを大気ニュートリノと呼ぶ。

$$p + X \rightarrow X' + \pi^+, K^- \dots \quad (1.1)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.2)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.3)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.4)$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.5)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \quad (1.6)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \quad (1.7)$$

大気ニュートリノは一次宇宙線を起源とし、宇宙線の測定によるとそのエネルギースペクトラムはおおむね  $E^{-2.7}$  に比例し、フラックスの絶対値には約 30% の不定性がある。しかしながら、上記の明解な生成過程のおかげで、ミューオンニュートリノと電子ニュートリノの存在比は 5% 以内で決定できる [1],[2],[3]。

大気ニュートリノの典型的なエネルギー  $1\text{GeV}$  以下では、

$$\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \sim 2 \quad (1.8)$$

となる。そこで、神岡実験 [4]、IMB[5]、Soudan-II[6]、Frejus [7]、NUSEX[8] で大気ニュートリノの観測が行なわれている。表 1.1 に示す実験結果の値はミューオンニュートリノと電子ニュートリノの存在比の測定結果をシミュレーションを使って求めたミューオンニュートリノと電子ニュートリノの存在比で割ったもので、測定値は理論が予想する通りならば 1 を示すはずである。

表 1.1: 大気ニュートリノ実験の結果

Sub-GeV			
IMB3	米	7.7kt	$0.54 \pm 0.05$ (ring)
神岡	日	7.7kt	$0.64 \pm 0.07$ ( $\mu$ decay)
			$0.60 \pm 0.06$ (ring)
Frejus	欧	2.0kt	$0.87 \pm 0.13$
	米	1.5kt	$0.72 \pm 0.19$
NUSEX	欧	0.5kt	$0.99 \pm 0.24$
Multi-GeV			
神岡	日	8.2kt	$0.57 \pm 0.08$
Frejus	欧	2.0kt	$0.96 \pm 0.18$

表 1.1を見ると、IMB3、Soudan、神岡の各実験で明らかに 1 より小さな結果を示している。すなわち、理論予想に対して、ミューオンニュートリノが電子ニュートリノに比べて少ない現象が伺える。この現象を大気ニュートリノ異常と呼んでいる。一方、Frejus、NUSEX ではこの現象を支持していない。

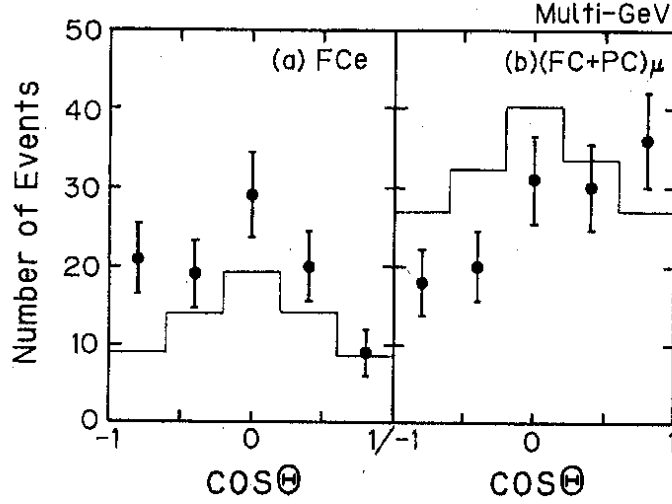


図 1.2: 神岡実験による大気ニュートリノの天頂角分布

## 1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノの質量は近似的にゼロとされており、標準模型において決定されていない。従って今まで多くのニュートリノ質量を測定する実験がなされてきたが、今だその上限値が解っているのみである。各ニュートリノ質量の上限値は、

$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  に対してそれぞれ  $< 15eV/c^2$  [9]、 $< 0.27MeV/c^2$  [10]、 $< 30MeV/c^2$  [11] となっている。

神岡実験におけるさらに進んだ大気ニュートリノ異常の測定によると、大気ニュートリノの飛来方向によってミューオンニュートリノと電子ニュートリノの存在比の理論値とのずれが変化している。すなわち、ニュートリノが大気を通過した距離によって  $\mu/e$  比が違っていることを意味している。この現象を解釈するのにニュートリノ振動がある。

ニュートリノ振動とは、有限のニュートリノの質量を仮定したとき、弱い相互作用の固有状態である3世代の各ニュートリノ  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  が各質量の固有値 ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ) の重ね合わせで書ける現象である。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{Mixing} \\ \text{Matrix} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

ここで、簡単のため2種のニュートリノ振動について考える。今、ニュートリノの弱い相互作用の固有状態を ( $\nu_{f1}, \nu_{f2}$ )、質量の固有状態を ( $\nu_1, \nu_2$ )、混合角を  $\theta$  としたとき、これらの関係式は、

$$\begin{pmatrix} \nu_{f1} \\ \nu_{f2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

とおける。また、ニュートリノは質量の固有状態として、空間を伝播する。時間発展する伝播は

$$\begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-iE_1 t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2 t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(0) \\ \nu_2(0) \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

であり、式 (1.10) と式 (1.11) より、弱い相互作用の固有状態で表現すると

$$\begin{pmatrix} \nu_{f1}(t) \\ \nu_{f2}(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-iE_1 t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2 t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{f1}(0) \\ \nu_{f2}(0) \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

となる。時刻  $t = 0$  で  $\nu_\mu$  が生成されたとする。時刻  $t$  でそのニュートリノが  $\nu_\mu$  である確率  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$  は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &= |\langle \nu_\mu(t) | \nu_\mu(0) \rangle|^2 \\ &= \left| \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-iE_1 t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2 t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta (1 - \cos(E_2 - E_1)t) \end{aligned} \quad (1.13)$$

ニュートリノ質量  $m$  が運動エネルギー  $p$  に比べて小さいとき、

$$E \sim p + \frac{m^2}{2p} \quad (1.14)$$

と近似すると、式 (1.13) は、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left[ \frac{|m_2^2 - m_1^2|}{pc} ct \right] \quad (1.15)$$

と表せる。  $\Delta m^2 = |m_2^2 - m_1^2| [eV^2]$ 、  $L = ct$  と置き換えたとき、  $E [GeV/c]$  の運動量を持つ  $\mu$  ニュートリノが  $L [km]$  飛行して他のニュートリノに変わる確率は式 (1.16) のようになる。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_X) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( 1.27 \frac{L [km] \cdot \Delta m^2 [eV^2]}{E [GeV/c]} \right) \quad (1.16)$$

したがって、ニュートリノ振動において観測量  $P$  は、2つのパラメーター  $\sin^2 2\theta$  と、  $\Delta m^2$  の

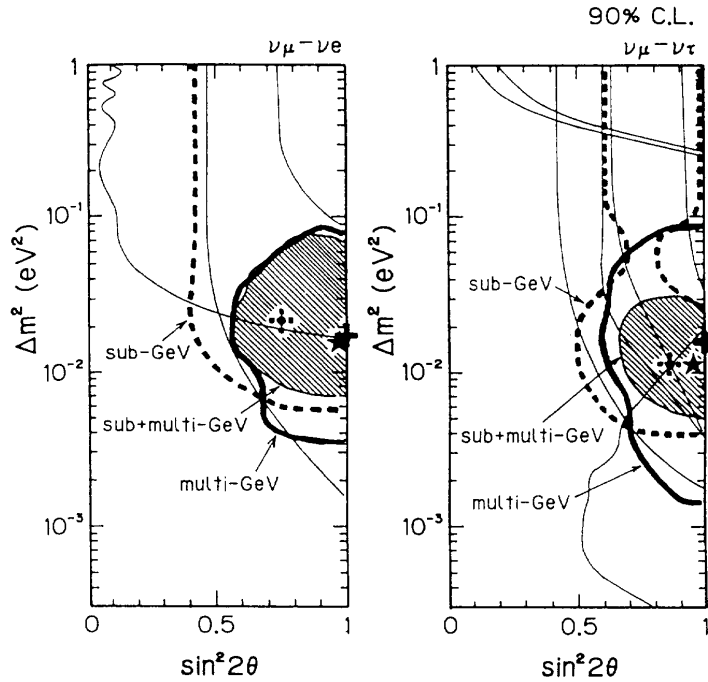


図 1.3: 神岡実験によるニュートリノ振動の範囲

関数となる。この2つのパラメーターの決定は様々な  $E$  および  $L$  でニュートリノ振動を測定することによって行なえる。神岡実験によるとニュートリノ振動を示唆する  $\sin^2 2\theta$  と  $\Delta m^2 [eV^2]$  の範囲は図 1.3 の領域である。

### 1.3 長基線ニュートリノ振動実験 (E 3 6 2)

現在、このニュートリノ振動を解明するための試みの一つとして長基線ニュートリノ振動実験 (E 3 6 2) が進行中である。E 3 6 2 実験では、高エネルギー物理学研究所内にある  $12\text{GeV}$  陽子シンクロトロンを用いて人工的なミュオンニュートリノビームを生成し、研究所内に設置する前置検出器と  $250\text{km}$  離れたスーパーカミオカンデ水チェレンコフ検出器の2つのニュートリノ測定器を用いることにより、ニュートリノ振動のパラメーター  $\Delta m^2[\text{eV}^2]$  が  $\sim 10^{-2}[\text{eV}^2]$  という小さな領域でのニュートリノ振動を探ることができる。この領域は神岡実験が示唆している領域を十分にカバーしている。また人工的に生成したニュートリノを前置検出器にて測定されるニュートリノ生成直後の状態と、スーパーカミオカンデで検出されるニュートリノ振動後の状態を精密に比較することができ、より精度の高い測定を行なうことが出来る。各実験設備の詳細は

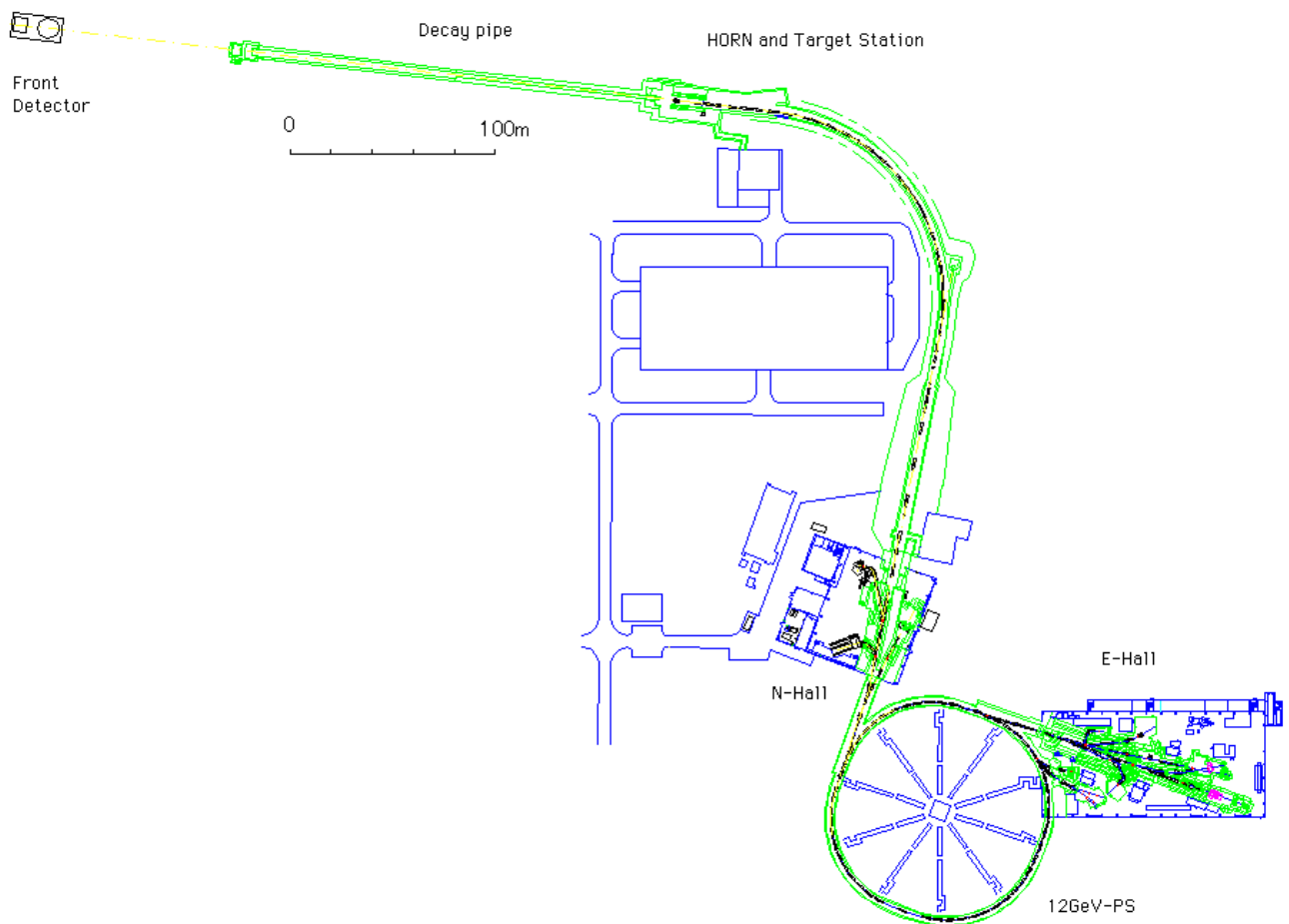


図 1.4: 長基線ニュートリノ振動実験 (KEK側ビームライン図)

以下の通りである。

- ニュートリノビームライン  
ニュートリノビームラインは、ニュートリノビームの生成と、その方向の制御を担う。スーパーカミオカンデのある岐阜県神岡町を狙うため研究所内既存の北カウンターホールから、陽子ビームラインを一度北に約  $150\text{m}$  延長し、ほぼ直角に西北西の方角に曲げ、電磁ホーンシステムからなる陽子ビームのターゲットステーションを設置する。ターゲットステー

ションでは、陽子ビームとアルミニウム標的の反応で起こる  $\pi^+$  中間子を選択的に収束させ、そこから 200m ある崩壊トンネルで  $\pi^+$  を崩壊させ、ミューオンニュートリノビームを得る。このビームラインは、今回新設する。

- 前置検出器

前置検出器は、陽子標的から 300m の所に設置される。ニュートリノビームラインで生成されたニュートリノビームの特性を調べることを目的とし、1kton の水チェレンコフ検出器及びファイン・グレイン検出器で構成される。水チェレンコフ検出器は、下記のスーパーカミオカンデ検出器と同じタイプで E 2 6 1 A 実験で使用したものを再利用する。またファイン・グレイン検出器は、6cm の水層とシンチファイバー層をサンドイッチしたシンチファイバートラッカー、鉛ガラス、及び鉄とガスチェンバーをサンドイッチしたミューオンチェンバーからなる。鉛ガラスは TOPAZ、ミューオンチェンバーは VENUS で使用したものを再利用する。シンチファイバートラッカーは、今回新設される。ファイン・グレイン検出器では、ニュートリノのエネルギースペクトラムの測定と電子ニュートリノの混合率の測定を行なう。

- スーパーカミオカンデ検出器

スーパーカミオカンデ検出器は、KEK の陽子標的から 250km 離れたところに位置する。

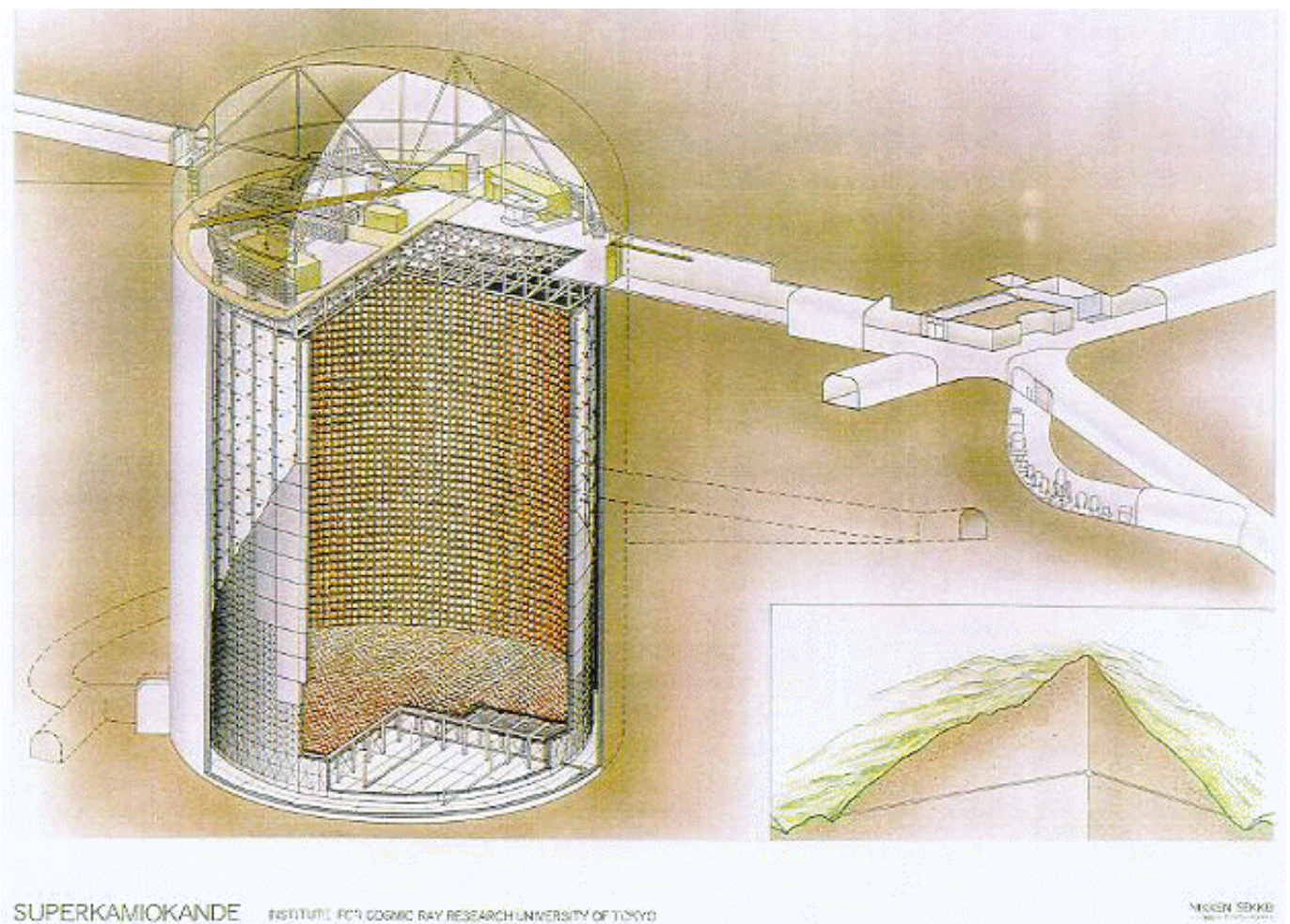


図 1.5: 長基線ニュートリノ振動実験 (スーパーカミオカンデ検出器)

本実験の主検出器を構成する、有効体積 22000ton の水チェレンコフ検出器である。水チェ

レンコフ検出器は、大質量の水を光電子増倍管 (PMT) で囲み、荷電粒子が媒質中で光速より速く走るときに出すチェレンコフ光を観測する装置である。真空中での光速を  $c$ 、媒質中での光の屈折率を  $n$ 、粒子の速度を  $\beta$  としたとき、粒子の進行方向に対してチェレンコフ光が出てくる条件は、式 (1.17) を満たす  $\cos\theta$  の範囲である。

$$\beta \cos\theta > \frac{c}{n} \quad (1.17)$$

スーパーカミオカンデ検出器は、1996年4月から、陽子崩壊実験、太陽ニュートリノの測定、及び大気ニュートリノ異常の測定を行なっている。

ニュートリノビームはターゲットステーションから前置検出器を通過し、約  $1msec$  の間、地中を走りスーパーカミオカンデ検出器に到達する。各実験設備の配置は、GPS(Global Positioning System : NASA の管理する人工衛星群。常に全地表を監視する用、多数の人工衛星が衛星軌道に配置されている。民間及び、学術機関に対して一部の情報を公開している。) 測量を行ない数  $cm$  の精度で決定されている。[12] スーパーカミオカンデでのイベント情報も、GPS が提供する時刻情報を基に行なう。

本実験では、ニュートリノ振動を以下の2つのモードで測定する。

- $\nu_\mu \rightarrow \nu_X$  測定

入射粒子であるミューオンニュートリノが他のニュートリノに振動するのを測定する。disappearance モードと呼ばれ、スーパーカミオカンデ検出器で測定されるミューオンニュートリノのエネルギースペクトラムと、前置検出器で測定されるミューオンニュートリノのエネルギースペクトラムとを比較してニュートリノ振動を探る。両者のスペクトラムに違いが見られればニュートリノ振動の証拠となる。

- $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  測定

appearance モードと呼ばれる。KEKで生成されたニュートリノビームを起源とした電子ニュートリノ反応をスーパーカミオカンデ検出器で調べる。ニュートリノビームの電子ニュートリノの混合率から期待される電子ニュートリノ反応数より多くの反応を検出すれば、ニュートリノが振動している証明になる。前置検出器に於いてニュートリノビームを測定することで、生成直後のミューオンニュートリノビームの電子ニュートリノ混合率がわかる。

本実験は、前置検出器を持つことで以上2つのモードに於いて精密な測定が可能である。

ここで実験の進行に関わってくるのが、ニュートリノフラックスの強度である。ニュートリノは、 $1GeV$  近辺の反応断面積が  $10^{-38}cm^2$  と非常に小さくほとんど物質と反応しない。また、電荷を持たないので磁場によって曲げられることもなく直進する。したがってニュートリノビームのフラックスはビーム発生点での立体角に従って、遠距離では距離の2乗に反比例し減少する。故に  $250km$  離れたスーパーカミオカンデ検出器に到達するニュートリノを出来るだけ多くかせぐためにニュートリノに崩壊する前の  $\pi^+$  用のビーム収束装置が必要になる。

今回、E362実験で使用する、スーパーカミオカンデでより多くのニュートリノフラックスを得るためのビーム収束装置「電磁ホーン」の製作と運転試験に従事した。本論は電磁ホーンについて、その特性と運転試験結果について述べ、スーパーカミオカンデ検出器で期待されるニュートリノフラックスの強度と特性について議論する。

The Super-Kamiokande Detector

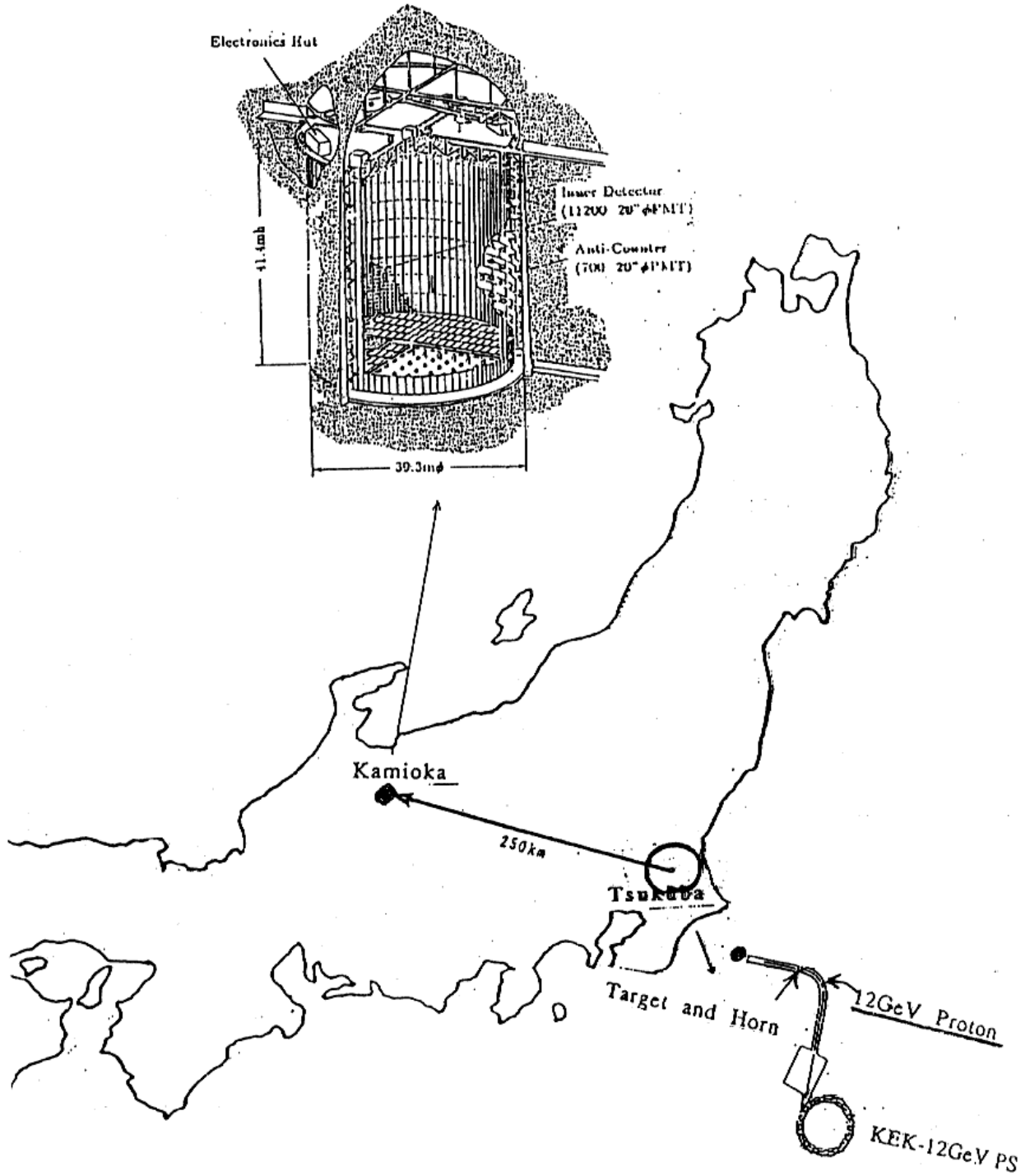


図 1.6: 長基線ニュートリノ振動実験全体図

## 第 2 章

### 電磁ホーン

#### 2.1 基本原理

電磁ホーン（以下、ホーン）は、陽子ビームから生成される荷電粒子を収束させる装置である。電荷を持った粒子は磁場の中では磁場と垂直な方向に力を受け、その飛ぶ方向を曲げられる。磁場  $B[T]$  中を進行する運動量  $p[GeV/c]$  の荷電粒子の軌跡の曲率半径  $\rho[m]$  は、次式で与えられる。

$$p[GeV/c] = 0.3 \times B[T] \times \rho[m] \quad (2.1)$$

ここで荷電粒子が飛ぶ空間にトロイダル状の磁場を生成させてやると、粒子の電荷の違いによって、飛ぶ方向に対してフォーカスさせたり、デフォーカスすることが出来る。見方を変えると、任意の方向に電荷の揃った粒子ビームを得ることができる。この原理を利用したのがホーンである。ホーンはトロイダル状の磁場を発生するために二重円筒形の電気導体からなっており、内円筒から外円筒に向けて電流を流すことにより正の電荷を持った粒子を収束させる装置となる。円筒間に発生する磁場  $B$  の大きさはホーン中心軸からの距離  $r[m]$  の関数になり

$$B[T] = \frac{I[A]}{5r[m]} \times 10^{-6} \quad (2.2)$$

となる。尚、内円筒の内側と外円筒の外側には磁場は存在しない。この磁場によって収束される荷電粒子のホーン軸方向に対する横運動量  $p_t[GeV/c]$  は、 $1m$  当たり

$$p_t[GeV/c] = \frac{I[A]}{165r[m]} \times 10^5 \quad (2.3)$$

となる。

参考に、他の収束装置、Q（四極）電磁石と、リチウムレンズを挙げる。

Q（四極）電磁石は、1台の装置で、X方向、またはY方向の一方向のみの収束を行なう。発生する磁場の強さは、

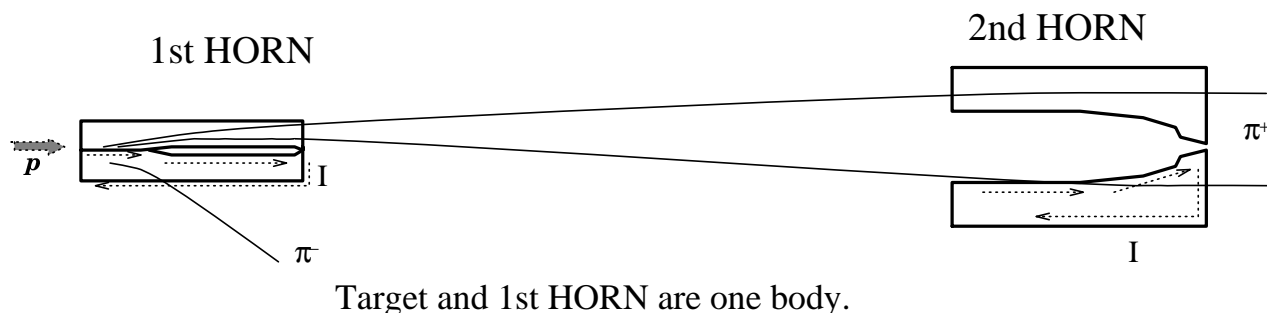
$$B_x \propto y \quad (2.4)$$

$$B_y \propto x \quad (2.5)$$

に従い、中心軸から離れた粒子ほど強い収束を受ける。しかし、X、Y両方向の収束を行なうには、複数台の電磁石が必要であり、大きな角度を持った粒子を収束させるには長い焦点距離を必要とし、電磁石の口径が大きくなる。例えば、 $0.5GeV/c$  の横運動量を持った  $\pi^+$  粒子を収束させるには、 $1.7T$  の磁場を発生させなければならない。このような大口径、高磁場のQ電磁石の



# Magnetic HORN System



$$B[\text{k gauss}] = I/5R \quad : I[\text{kA}] \quad R[\text{cm}] \quad \text{Max.} I = 250\text{kA}$$

図 2.1: 電磁ホーンの原理

製作は技術的に難しい。

一方リチウムレンズは、 $\pi^+$  の収束に数  $10\text{cm}$  の半径のものを必要とする。また、十分な収束には約  $100\text{kA}$  の電流を数  $10\text{msec}$  の時間幅で流すことが要求される。これも、Q電磁石同様、技術的に困難である。

今回製作したホーンは、Q電磁石やリチウムレンズでは実現の難しい、・焦点距離が短く・大口径・高磁場を実現することが可能であるという特徴を持つものである。

本実験ではスーパーカミオカンデ検出器に入射させるミューオンニュートリノビームのフラックスを出来るだけ多く得るために使用する。具体的には、高エネルギー物理学研究所にある陽子加速器で加速された  $12\text{GeV}$  の陽子をホーンと一体となった  $\text{Al}$  ターゲットに当てて、 $\pi$  中間子を生成させる。生成された  $\pi^+$  中間子は、ホーン内に発生する磁場によってビーム軸方向に収束される。この時、生成された  $\pi^+$  中間子の典型的な横運動量は  $0.3\text{GeV}/c$  なので、ホーンには  $1\text{T}$  程度の磁場を必要とする。多くのフラックスを得るためには、これより大きな横運動量を収束させる必要があり、 $0.7\text{GeV}/c$  の横運動量の収束には、 $2.3\text{T}$  の磁場が要求される。ホーン内部に数  $\text{T}$  の磁場を発生させるため  $250\text{kA}$  の電流を流す。そして、収束後の  $\pi^+$  中間子が、弱い相互作用で二体崩壊することにより、ある程度ビーム軸方向に揃えられたニュートリノビームを得ることができる。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.6)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.7)$$

本実験で使用するホーンシステムは 1st ホーン、2nd ホーンの 2 台から構成され、1st ホーンは、陽子ビームから  $\pi$  粒子を生成させるターゲット部分を兼ねている。また、 $12.9\text{GeV}/c$  の陽子ビームから生成される  $\pi^+$  はワイドバンドビームで大きな生成角を持っている。ホーンシステムでは、2 台のホーンを使うことにより幅の広いエネルギーの荷電粒子をフォーカスさせることができる。つまり、1st ホーンで曲がり過ぎた粒子、及び曲がり足りない粒子を 2nd ホーンを用いることで、より多くの  $\pi^+$  を平行に揃えることが出来る。

## 2.2 電源装置

ホーンで必要とする  $250kA$  のパルス状の電流を発生させるために専用の電源装置を今回製作した。ここでは、その仕組みを簡単に説明する。

$250kA$  の直流電流を得ることは不可能であり、また回路及びホーンの発熱の問題も生じる。そこで、陽子ビームに合わせてパルス的な電流を作り  $\pi$  中間子を集束させるのに十分な磁場を生成させる。陽子ビームは約  $2sec$  毎に  $1\mu sec$  の間で加速器から取り出されホーンに当てられる。これに合わせて電源装置のほうも  $2sec$  に 1 回陽子ビームがホーンに当たって  $\pi$  中間子が通過していく間、ビーム集束に十分な電流が流れている必要がある。このため、LCR 回路の原理を用いた電源装置が製作された。すなわち、約  $1.8sec$  掛けてコンデンサーバンクに充電を行ない、陽子ビームに合わせて回路のサイリスタスイッチを入れてホーンにパルス電流を流す仕組みである。

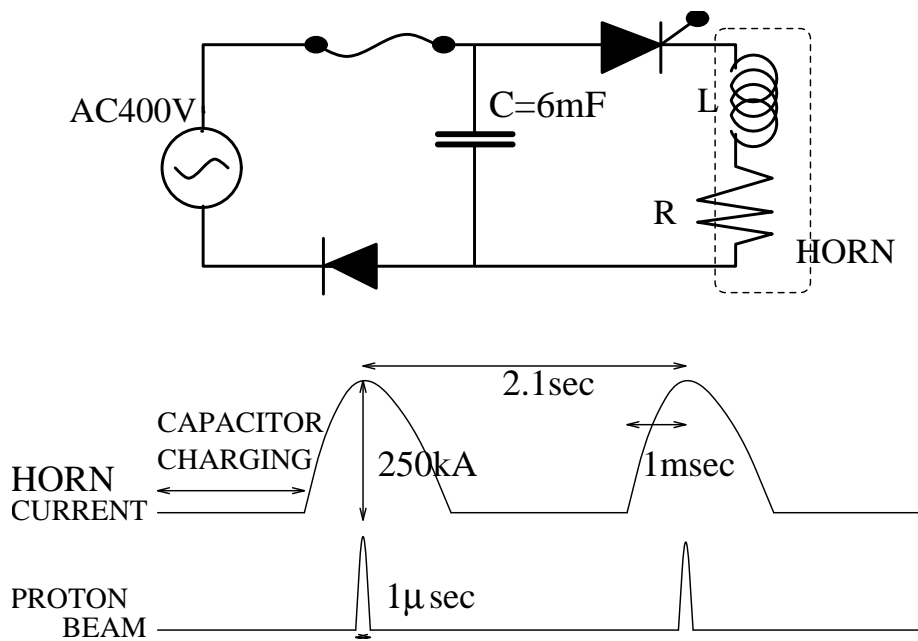


図 2.2: LCR 回路

パルスの幅、ピークに達する時間、及び充電に必要な電圧は次の微分方程式より求まる。

$$L \frac{di}{dt} + RI + \frac{q}{C} = 0 \quad (2.8)$$

ここで、 $L[H]$  は回路の全インダクタンス、 $R[\Omega]$  は全抵抗、 $C[F]$  はコンデンサー容量を指し、 $I[A], q[C]$  は回路を流れる電流及びコンデンサーに蓄えられている電荷である。回路のスイッチを入れる前  $t = 0$  の電荷を  $Q_0$  としたとき、流れる電流  $I(t)$  は、

$$I = Q_0 \frac{\omega_0^2}{\omega} \exp(-\alpha_0 t) \sin(\omega t) \quad (2.9)$$

となる。ここで、 $\alpha_0 = R/2L$ 、 $\omega_0^2 = 1/CL$ 、 $\omega^2 = \omega_0^2 - \alpha^2$  である。この時のピーク電流  $I_p$  及び、ピークに達する時間  $t_p$  はそれぞれ、

$$I_p = Q_0 \omega_0 \exp(-\alpha_0 t_p) \quad (2.10)$$

$$t_p = \frac{1}{\omega} \tan^{-1} \left( \frac{\omega}{\alpha} \right) \quad (2.11)$$

よって必要な電圧  $V(V)$  は  $Q_0 = CV$  より

$$V = \frac{I_p}{C\omega_0} \exp(\alpha t_p) \quad (2.12)$$

となる。

電源装置のコンデンサー充電部分、すなわち直流高圧電源は、位相変圧器と電力制御の入った部分 (A部) と、整流用高圧変圧器、整流回路、チョークコイルの入った部分 (B部) の2つに分けることができる。A部では、KEK所内で供給される420V、三相の交流50Hzを位相変圧器で三相全波の制御を行なう。そしてB部の2台の高圧変圧器で昇圧し、それぞれの2次側に三相全波の整流回路を接続する。整流回路を直列接続してチョークコイルを通して、直流充電電流を出力する。この時、充電電流の最大定格出力は、8.5kV、26Aである。ホーン運転に必要なホーン回路及び電圧の計算は3章で述べる。

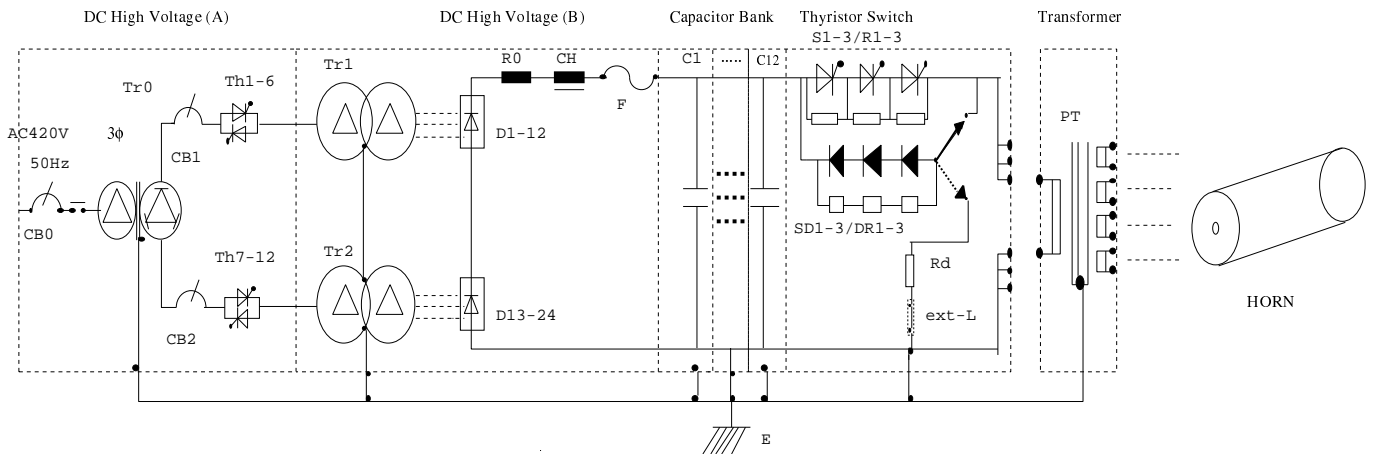


図 2.3: 電源装置

## 2.3 ニュートリノフラックス

スーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスの計算を行なった。フラックスの計算には GEANT<sup>†</sup>というシミュレーションパッケージを使用した。計算条件は以下のようになっている。

- 運動量  $12.9\text{GeV}/c$  の陽子を入射粒子とし、入射粒子数は 100,000 である。
- 陽子の標的はホーンシステム全体とした。
- ハドロンシミュレーターには、FLUKA を用いた。
- $\pi^+$  粒子の崩壊は重心系で等方分布とし、1つの  $\pi^+$  粒子に対して、 $4\pi$  方向に千回振った。ミューオンニュートリノの崩壊方向は、ビーム軸に対しローレンツ変換を行なって決定した。

<sup>†</sup>CERN が開発した素粒子実験用モンテカルロシミュレーションソフト。実験装置の形状及び特性を細かく指定することが出来る。ただし、単体ではハドロンシミュレーターを備えておらず、FULKA、GHEISHA といったハドロンシミュレーターと共に使用することが多い。

- $\pi^+$  の標的内での反応及び崩壊は、全て GEANT によった。
- 発生したニュートリノは、途中で反応せず進行方向とエネルギーを保持する。
- このシミュレーションにニュートリノ振動の効果は入っていない。
- 出力するニュートリノフラックスは、本実験の全期間に期待される陽子ビーム数  $10^{20}$  Proton on Target を基準とする各検出器の位置での単位面積あたりの数である。

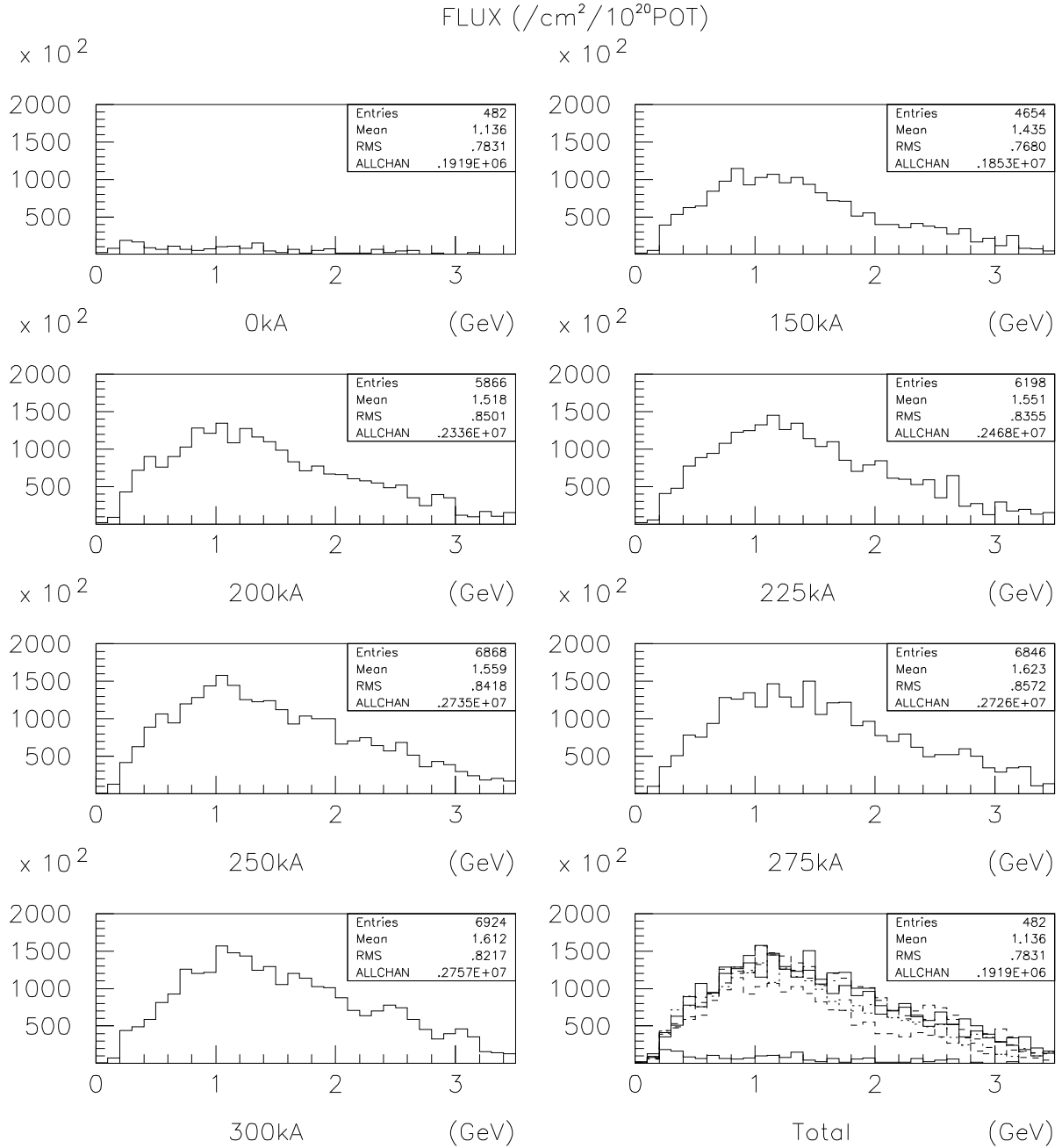


図 2.4: ホーン電流とニュートリノフラックス 1

これらの事に従い、ホーン電流、及び 1st ホーン頭部から 2nd ホーン頭部の距離を変化させてスーパーカミオカンデで期待されるニュートリノフラックスが最大になる条件を調べた。また、ホーンの方角の決定精度を見るため、ニュートリノフラックスの角度依存を調べた。

### 2.3.1 ホーン収束強度とニュートリノフラックス

収束強度はホーンに流す電流により制御される。そのためホーン電流を変化させた時のスーパーカミオカンデでのミューオンニュートリノのフラックスを計算し、最大フラックスを得る電流値を求めた。電流値は  $0A$ ,  $150kA$ ,  $200kA$ ,  $225kA$ ,  $250kA$ ,  $275kA$ ,  $300kA$  と変化させた。

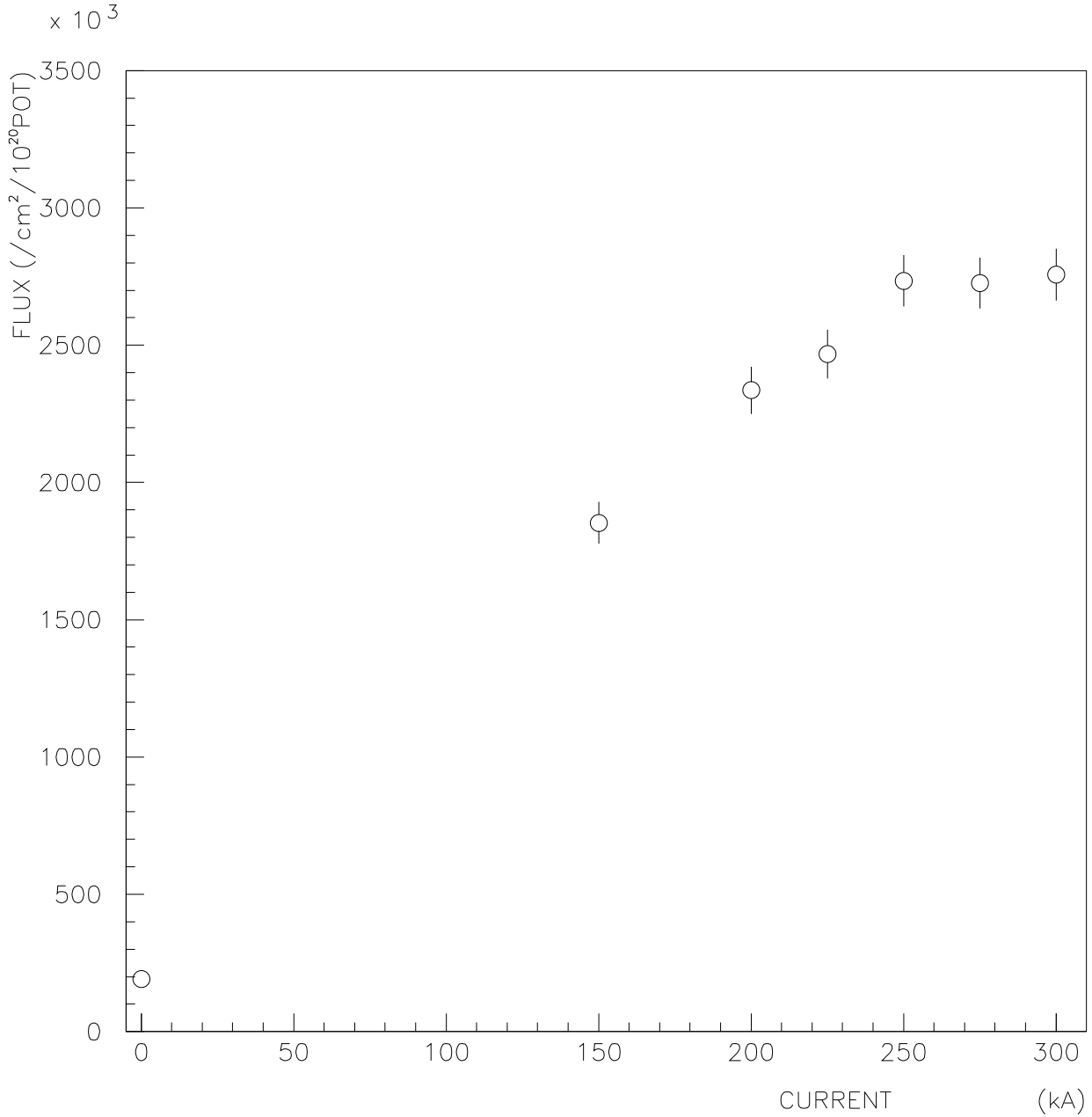


図 2.5: ホーン電流とニュートリノフラックス 2

ホーン電流  $0A$ 、すなわちホーンを使用しないときに比べ、ホーン電流を  $250kA$  としたときのニュートリノフラックスは 14 倍となり、ホーン使用の効果が顕著に現れている。  $250kA$  を基準と考えたとき、ホーン電流の変化  $\pm 10\%$  に対して  $0 \sim 3.5GeV$  のエネルギー範囲でのミューオンニュートリノフラックスは  $\pm 5\%$  変化する。故にニュートリノフラックスを 5% の精度で保障する為には、ホーン電流を  $\pm 10\%$  以下の精度で制御すればよい。

### 2.3.2 2つのホーンの間隔とニュートリノフラックス

ホーン電流を  $250\text{kA}$  に固定し、1st ホーン頭部から 2nd ホーン頭部までの距離を変化させ、ニュートリノフラックスが最大となる配置を求めた。2つのホーンの間隔は、 $0\text{m}$ ,  $5.5\text{m}$ ,  $8.5\text{m}$ ,  $9.5\text{m}$ ,  $10.5\text{m}$ ,  $11.5\text{m}$ ,  $12.5\text{m}$ ,  $13.5\text{m}$ ,  $14.5\text{m}$  と変化させた。

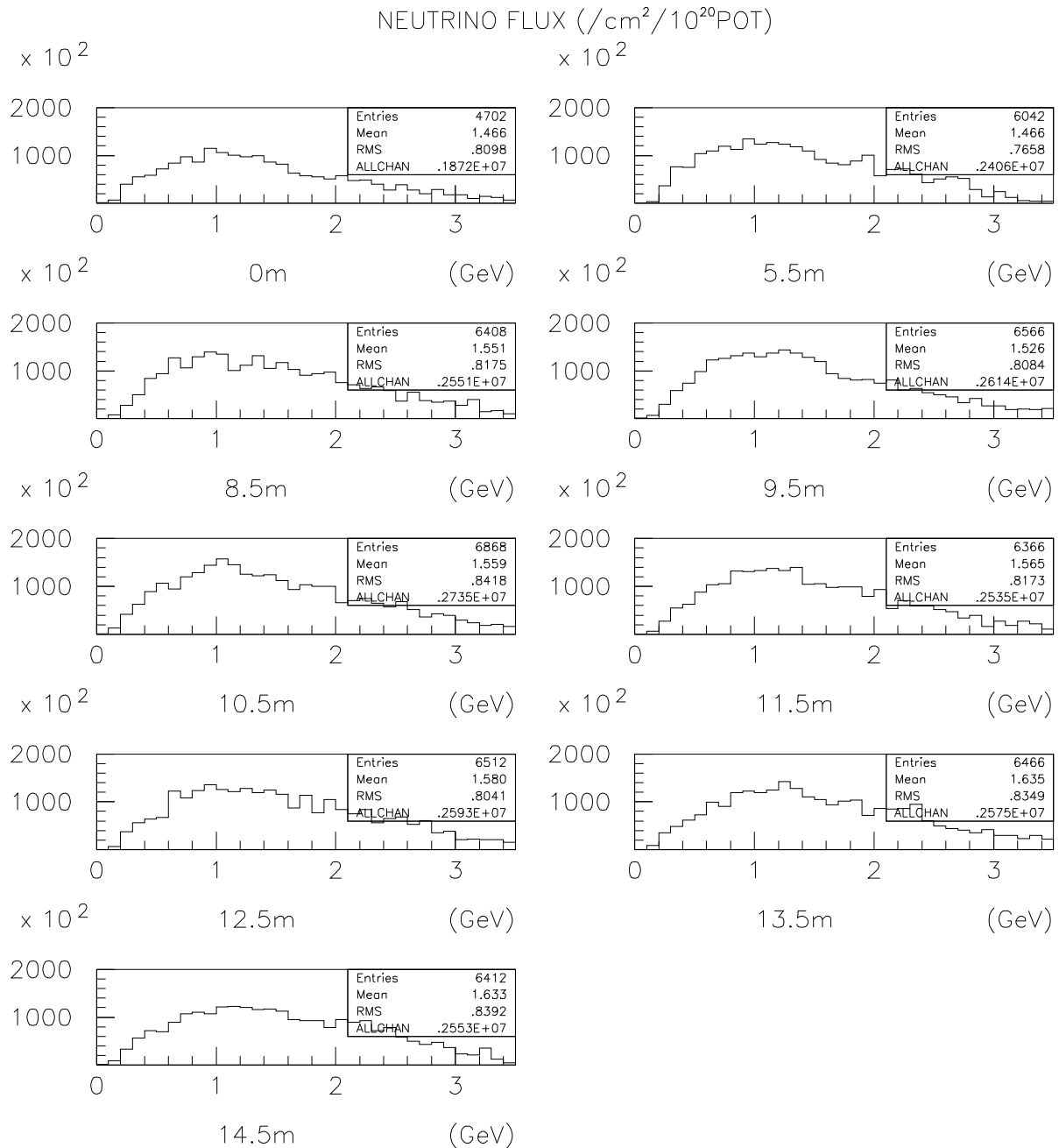


図 2.6: 1st ホーンと 2nd ホーンの間隔とフラックス 1

図 2.7 より 1st ホーンと 2nd ホーンの間隔は  $10.5\text{m}$  が最適だと言える。

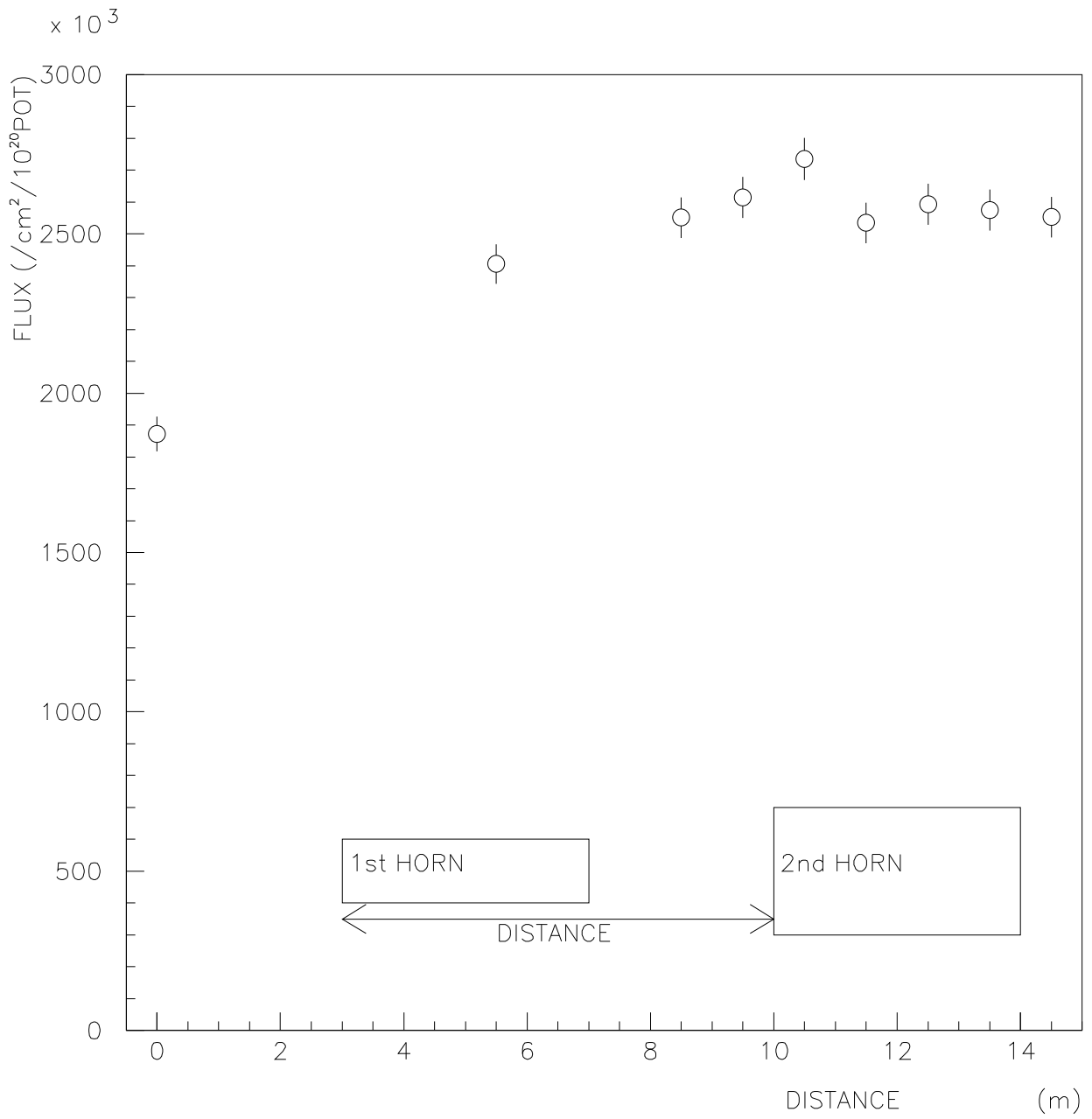


図 2.7: 1st ホーンと 2nd ホーンの間隔とフラックス 2

### 2.3.3 ニュートリノフラックスの角度依存

ホーンから  $250\text{km}$  離れた所に位置するスーパーカミオカンデ検出器を望む角度は、 $0.16\text{mrad}$  と非常に小さい。今回ニュートリノフラックスの角度依存を見てホーンを設置する際の条件を調べた。計算結果は、ビーム軸中心及び、ビーム軸から  $2, 4, 6, 8, 10, 12, 14\text{mrad}$  外れた各点のスーパーカミオカンデ検出器でのフラックスである。図 2.9 より、 $\pm 2\text{mrad}$  以内のずれでは、均一な

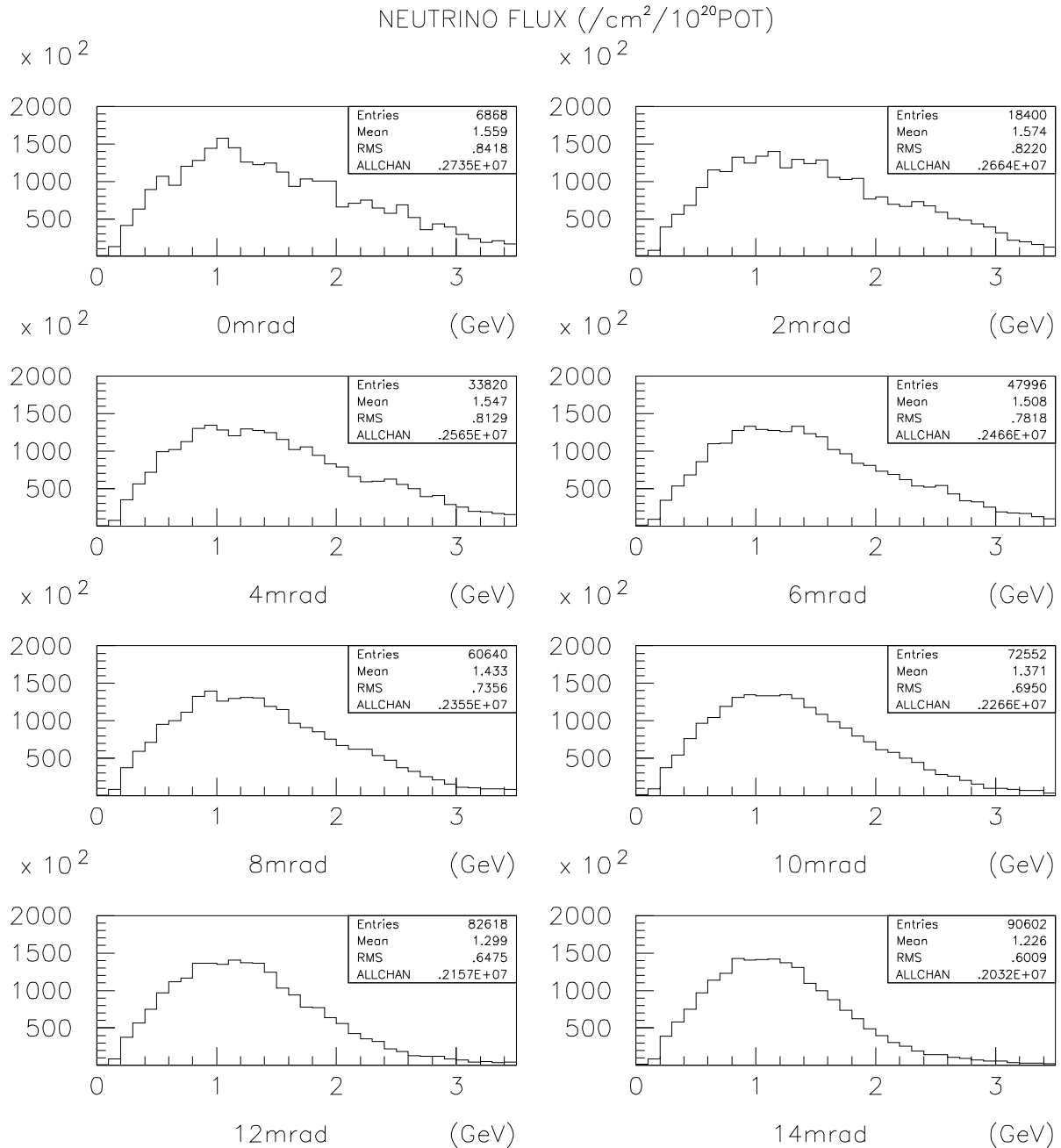


図 2.8: ニュートリノフラックスの角度依存 1

ニュートリノフラックスであるとわかった。従ってホーンの設置はビーム軸に対して  $\pm 2\text{mrad}$  以内で決定される必要がある。文献 [12] の測量により、ホーンを設置するターゲットステーションとスーパーカミオカンデ検出器の位置は数  $\text{cm}$  で分かっており、要求される精度での設置は十分可能である。



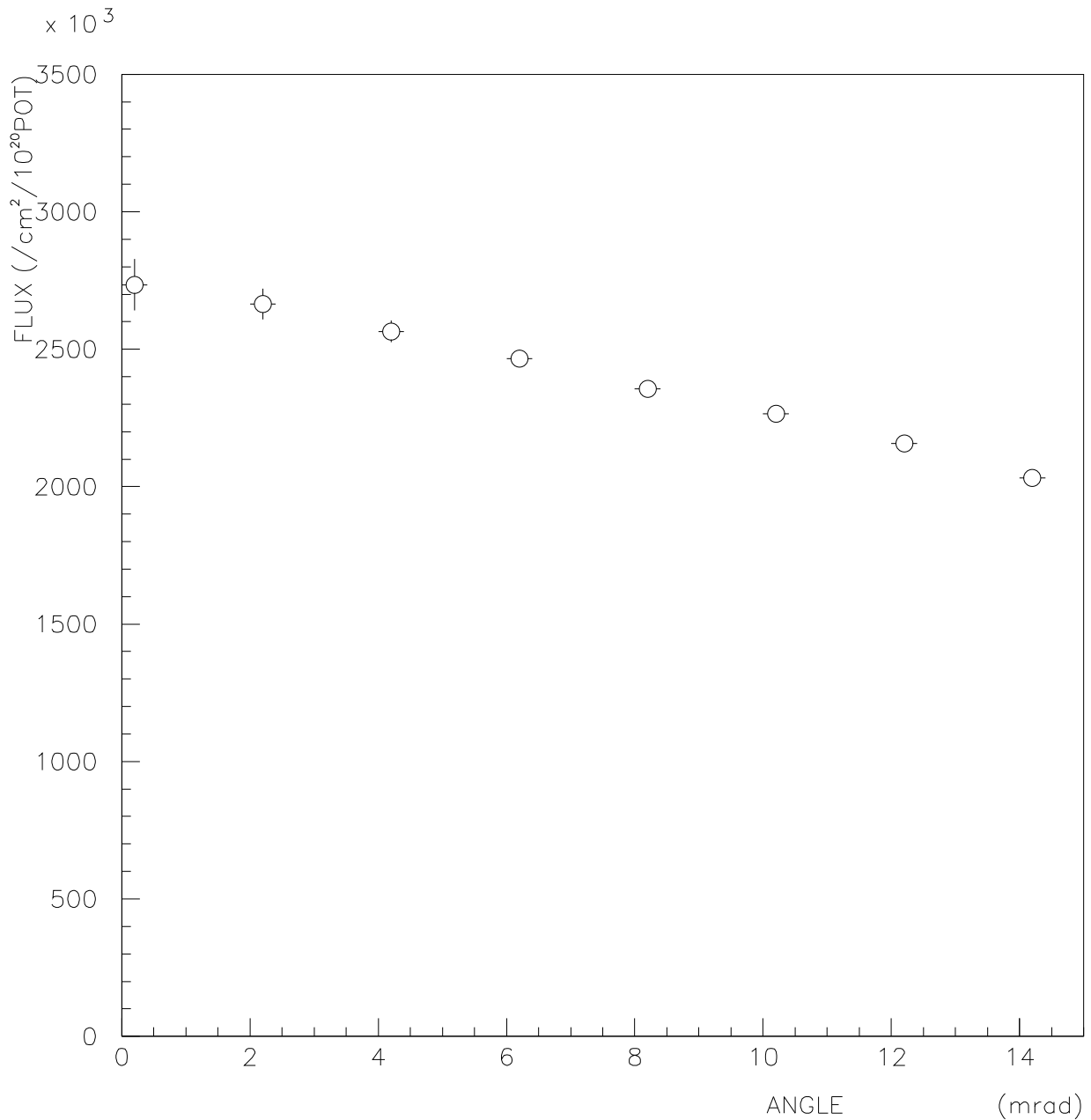


図 2.9: ニュートリノフラックスの角度依存 2

### 2.3.4 ニュートリノ反応

今までのシミュレーションにより、スーパーカミオカンデ検出器で期待されるミューオンニュートリノフラックスは最大  $2.74 \times 10^6 / \text{cm}^2/10^{20} P.O.T$  となる。この結果から、スーパーカミオカンデ検出器で期待されるニュートリノ反応を考える。

そのエネルギーが数  $GeV$  のニュートリノが起こす反応には、次のようなものがある。

- 荷電カレント (C.C.) 準弾性散乱  $\nu N \rightarrow l^\pm N'$
- C.C.  $\Delta$  共鳴  $\nu N \rightarrow l^\pm N' \pi$

- C.C. 多重  $\pi$  生成  $\nu N \rightarrow l^\pm N' \pi \dots$
- 中性カレント (N.C.) 弾性散乱  $\nu N \rightarrow \nu \pm N$
- N.C.  $\Delta$  共鳴  $\nu N \rightarrow \nu \pm N' \pi$
- N.C. 多重  $\pi$  生成  $\nu N \rightarrow \nu \pm N' \pi \dots$

スーパーカミオカンデのような水チェレンコフ検出器は、検出器内を走る荷電粒子が出すチェレンコフ光を捉えるため、荷電カレントのニュートリノ反応に敏感である。また荷電カレントのうち、準弾性散乱イベント (Q.E.) は、二体反応なので運動力学から反応する前のニュートリノの情報を最も再現しやすい。したがって、今回荷電カレントの準弾性散乱の事象数を計算する。

ニュートリノ振動を考えない時に期待されるイベント数  $N_{event}$  は、C.C. の反応断面積を  $\sigma_{C.C.}$ 、ミューオンニュートリノフラックスを  $F_\nu$ 、有効体積内の原子核の数 (スーパーカミオカンデの場合は  $22000t$  の水) を  $N_0$ 、検出器の検出効率を  $eff$  としたとき、

$$N_{event} = \sigma_{C.C.} \times F_\nu \times N_0 \times eff \quad (2.13)$$

で与えられる。文献 [13] によると、核子とニュートリノの C.C. の全反応断面積はニュートリノのエネルギーが  $1.6 GeV \sim 5 GeV$  の範囲で、

$$\sigma_{C.C.}(\nu N) = (0.80 \pm 0.03) \times 10^{-38} (E_\nu [GeV]) \quad [cm^2] \quad (2.14)$$

となる。検出効率を 1 とした時の期待される荷電カレントの全イベント数は、式 (2.13)、式 (2.14) から、 $10^{20}$  の陽子をホーンに当てた時に、約 520 イベントと見積もられる。

また、荷電カレントのうち、準弾性散乱イベント (Q.E.) に着目すると、文献 [14] から水との反応断面積は、表 2.1 で与えられる。

表 2.1: 準弾性散乱の反応断面積

$E_{\nu\mu}$ [GeV]	反応断面積 $10^{-38}[cm^2]$	$E_{\nu\mu}$ [GeV]	反応断面積 $10^{-38}[cm^2]$	$E_{\nu\mu}$ [GeV]	反応断面積 $10^{-38}[cm^2]$	$E_{\nu\mu}$ [GeV]	反応断面積 $10^{-38}[cm^2]$
0.1	0.010	1.7	0.892	3.1	0.854	4.5	0.833
0.3	0.326	1.9	0.886	3.3	0.851	4.7	0.831
0.5	0.647	2.1	0.880	3.5	0.847	4.9	0.829
0.7	0.802	2.3	0.874	3.7	0.844	5.1	0.828
0.9	0.867	2.5	0.868	3.9	0.840	5.3	0.828
1.1	0.891	2.7	0.863	4.1	0.837	5.5	0.828
1.3	0.897	2.9	0.858	4.3	0.835	5.7	0.828
1.5	0.897	3.1	0.854	4.5	0.833	5.9	0.828

故に、本実験で観測される準弾性散乱イベントは、ニュートリノ振動を考えない場合図 2.10 の白抜きになる。また、式 (1.16) からニュートリノ振動のパラメーターが  $\sin^2(2\theta) = 1$  で、 $\delta m^2$  がそれぞれ  $0.02 eV^2$ 、 $0.005 eV^2$  のときのイベントは、2 種類の点線が囲む斜線の部分である。

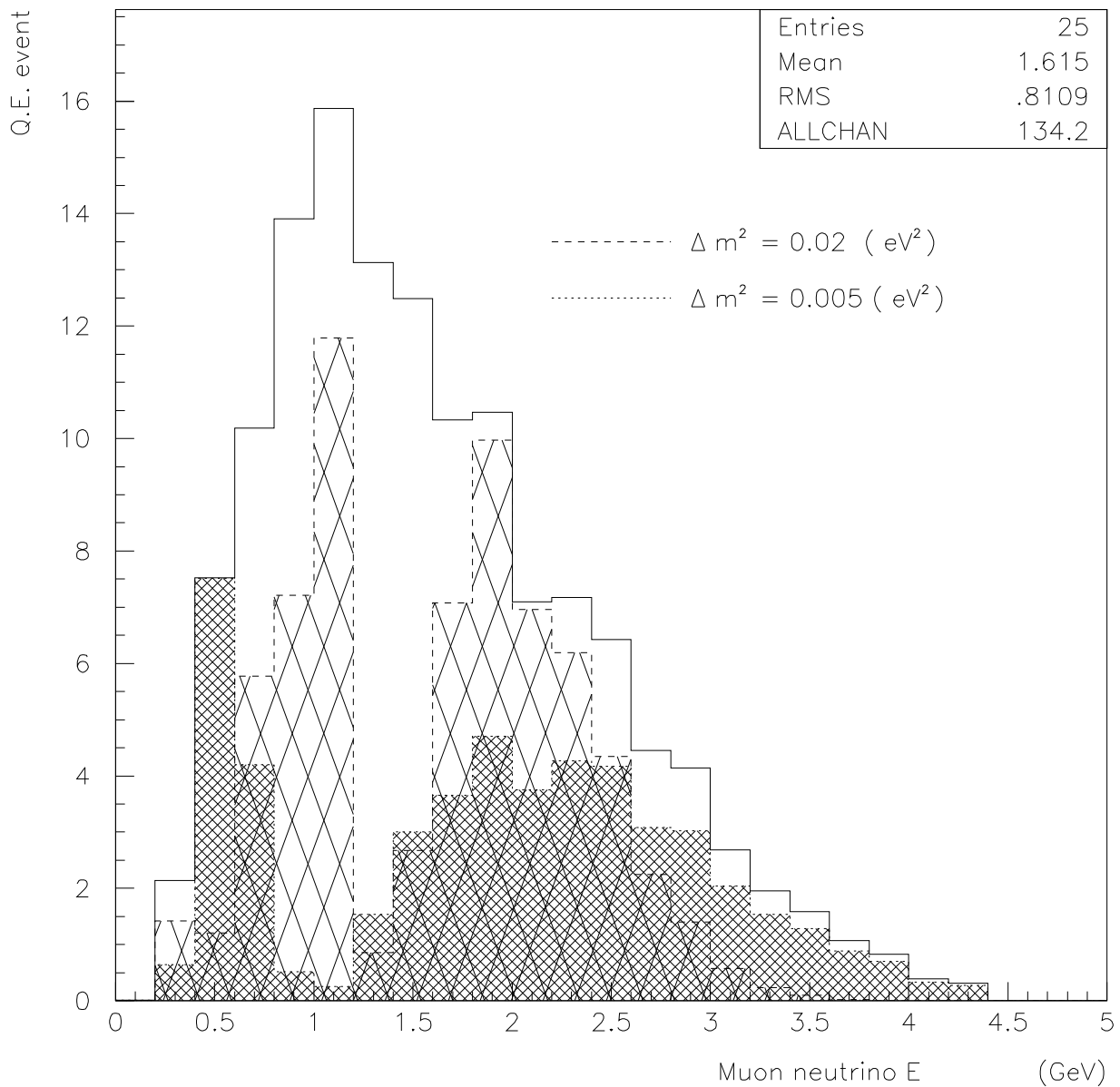


図 2.10: スーパーカミオカンデで観測される準弾性散乱イベント

白抜き部分とハッチ部分が示すニュートリノ反応のエネルギースペクトラムは明らかに異なっており、このエネルギースペクトラムの形を調べることでニュートリノ振動の検証を行なうことができる。

## 2.4 1st ホーンの機械的強度

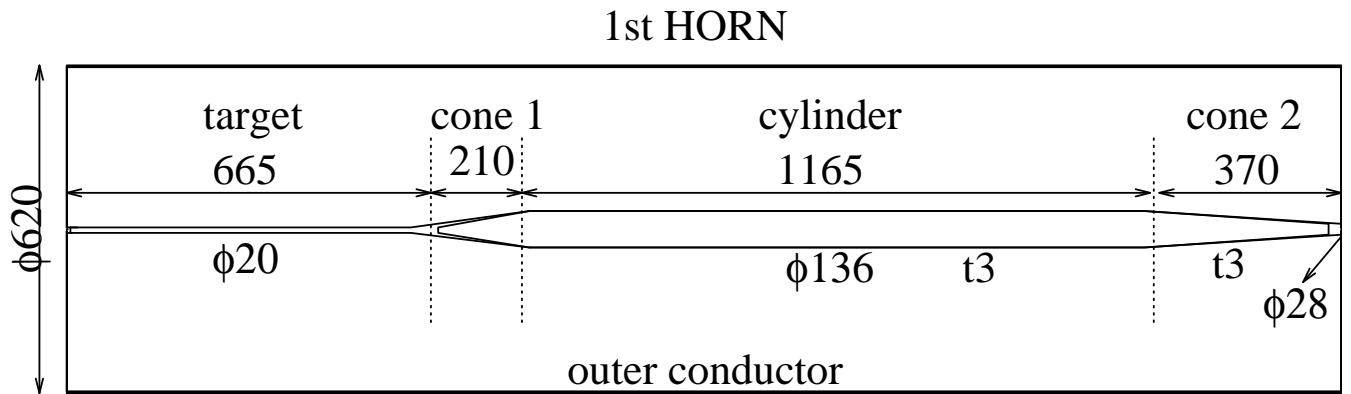


図 2.11: 1st ホーン概略図

入射エネルギー  $12\text{GeV}$  の陽子ビームでは、 $\pi$  中間子は大きな生成角を持つため、1st ホーンは標的をホーン内部に持っている。そして、殆んどの入射陽子がターゲット部と呼んでいる直径  $20\text{mm}$ 、長さ  $665\text{mm}$  のアルミ軸で反応を起こす。ターゲット部にも  $250\text{kA}$  パルス電流は流れており、 $\pi^+$  は生成直後からその飛行方向を制御される。式 (2.2) から解るようにターゲット部表面には  $5$  テスラの最も大きな磁場が作られ、大きな角度を持って生成される  $\pi^+$  粒子を効率よくビーム軸に揃えることが出来る。標的とホーンが一体になっている点では世界初のものである。また、コーン部及びシリンダー部の円筒の内側には磁場は無く、ターゲット部でビーム軸方向に生成された  $\pi^+$  粒子は直進する。したがって、1st ホーンは生成される  $\pi^+$  ビームをデフォーカスすることはなく、理想的な収束装置であると言える。ホーン的设计および 1st ホーンの強度計算の概略のみ表 2.2 に示す。詳細は、文献 [15] で述べられている。

表 2.2: 1st ホーンの特徴

	外径 $\text{mm}$	長さ $\text{mm}$	発熱量 $\text{W}$	応力 $\text{N}/\text{mm}^2$	限界応力 $\mu\text{m}/\text{m}$	限界応力 / 応力
ターゲット	20	665	2996	19.9	186.3	9.4
コーン1	20 – 136	210	330	1.70	11.4	6.7
シリンダー	136	1165	1296	0.44	1.79	4.1
コーン2	136 – 20	370	860	4.10	9.45	2.3
内円筒合計	-	2410	5482	-	-	-
外円筒	620	2410	176	0.0152	0.146	9.6

## 2.5 2nd ホーンの機械的強度

2nd ホーンは、1st ホーンで生成された  $\pi^+$  ビームのうち、ビーム軸から外れたものを再び収束させる微調整的な役割を持つ。従って、図 2.12 のように広がって入射してきた  $\pi^+$  を絞り込むような形状になった。今回、2nd ホーンに関して強度計算を行なった。

### 2.5.1 必要な強度

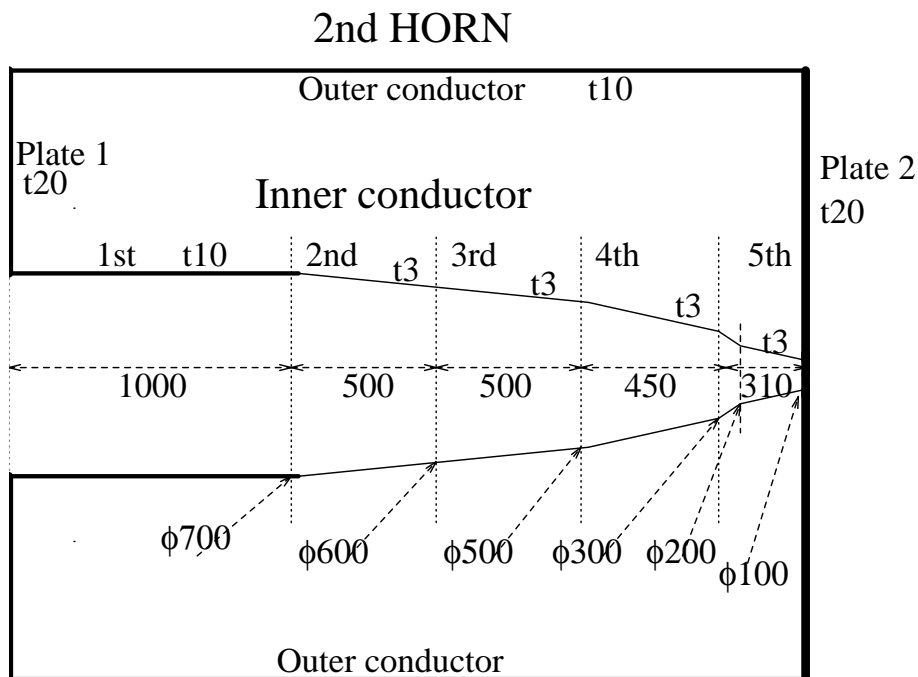


図 2.12: 2nd ホーン概略図

表 2.3: A6061 の特性と比較

アルミニウム合金	密度 ( $20^{\circ}C$ ) $Mg/m^3$	導電率 ( $20^{\circ}C$ ) (IACS, %)	ヤング率 ( $\leq 38^{\circ}C$ ) $kN/mm^2$	線膨張係数 ( $20 \sim 100^{\circ}C$ ) $\times 10^{-6}/^{\circ}C$	熱伝導度 ( $25^{\circ}C$ ) $kW/m/^{\circ}C$	引張強さ $N/mm^2$	疲れ強さ ( $10^7$ 回) $N/mm^2$	切欠疲れ強さ ( $10^7$ 回) $N/mm^2$
A3003	2.73	50	68.94	23.2	0.19	126	54	33
A5052	2.68	35	70.31	23.8	0.14	193	107	50
A5083	2.66	29	71.00	24.2	0.12	356	149	50
A6061	2.70	43	68.94	23.6	0.17	282	129	64

ホーンは、ニュートリノフラックスに関する検討結果から  $250kA$  の電流を必要とする。そのためホーン自体には大きな Maxwell 応力と発熱が生じる。またホーンの役割上、出来るだけ多くの  $\pi$  中間子を得るため、 $\pi$  中間子の進行の妨げにならないようにホーン自身の物質量を極力減らす設計を必要とする。故に今回、ホーンの方法として電気的な面と強度的な面からアルミニウム合金 A6061 が採用された。[16] ホーンは本実験を通して約  $10^7$  回の  $250kA$  パルス運転を想定

しており、十分運転に耐えうる強度が要求される。A6061 の  $10^7$  回繰返し運転に対する疲れ強さは  $129N/mm^2$  となっており、2nd ホーンの設計において安全率 4 倍以上、すなわち各部分に掛かる応力が  $32N/mm^2$  以下であることを要求した。

## 2.5.2 2nd ホーンの強度計算

ホーンにかかる Maxwell 応力を求め、強度が十分であるか確認する為に 2nd ホーンに対して強度計算を行なった。

まず、2nd ホーンを図 2.12 のように各部分に分割してその部分にかかる電磁応力を求めた。ホーンに掛かる応力は電流値と発生する磁場の内積になり、パルス電流の場合電流に対して応力は  $\pi/4$  だけ遅れる。(詳しくは 4 章で述べる。)

ホーンの内部導体の各部分に働く最大の力は、内部導体の径を  $r_i[m]$ 、外部導体  $r_o[m]$  としたとき

$$\begin{aligned}
 F[N] &= \int_{r_i}^{r_o} I(r)B(r)dr \\
 &= \int_{r_i}^{r_o} I(r)\frac{I}{5r} \times 10^{-6}dr \\
 &= I^2 \times 2 \times 10^{-7} \times \ln\frac{r_o}{r_i}
 \end{aligned}
 \tag{2.15}$$

となり、流れる電流  $I[A]$  の二乗に比例する。

内部導体と外部導体とを繋ぐ端板に働く力も上記の式に従う。[17] また、ある所の断面積を  $A[m^2]$  とすると、歪み  $\epsilon[m/m]$  と応力  $\sigma[N/m^2]$  の関係は、

$$\sigma = \frac{F}{A}
 \tag{2.16}$$

$$\epsilon = \frac{\sigma}{E}
 \tag{2.17}$$

となる。ここで  $E$  はヤング率でアルミニウム合金 A6061 の場合  $68.94kN/mm^2$ 、ポワソン比は 0.33 である。

従って、内部導体の各部分に働く軸方向の力は表 2.4 のようになる。

表 2.4: 2nd ホーンに働く応力と歪み

	外径 mm	応力 $N/mm^2$	歪み $\mu m/m$	疲れ強さ / 応力
1 段目	700	0.86	12.6	150
2 段目	600	3.37	48.9	38.3
3 段目	500	4.04	58.7	31.9
4 段目	300	6.74	97.8	19.1
5 段目 1	200	10.1	146.6	12.8
5 段目 2	100	20.2	293.2	6.39

各段とも、最も大きな力が掛かる一番口径の小さい所に掛かる応力を計算した。5 段目は 1 と 2 で折り目になっているので 2 つに分けて計算した。

### 2.5.3 ANSYS による計算

概略的な強度の計算は先の結果で良いが、局所的にもろいと予想されるところに働く応力を計算するためにコンピューターソフト ANSYS を用いて行なった。（5段目の折り目の部分等）

ANSYS は複雑な構造を持つ物体に掛かる力を有限要素法を用いて解析するソフトウェアである。ここで、有限要素法とは解析する対象を細かな要素に分割し、要素毎で力のやりとりを計算する方法である。複雑な形状の解析の場合でも、細かな簡単な形状の要素に分割することで、数値的な計算が可能となる。

今回 2nd ホーンの強度計算に際しては、大きな力のかかる内部導体とビーム下流側の端板を、ビーム上流の面を固定端にして 20mm 四方の要素に分割して計算を行なった。ANSYS の計算結果から得られた応力と歪みの値は表 2.5 のようになる。また、図 2.13 に ANSYS による強度計算の結果を図示する。

表 2.5: ANSYS による強度計算

	外径 $mm$	応力 $N/mm^2$	歪み $\mu m/m$	疲れ強さ / 応力
1 段目	700	1.19	17.2	109
2 段目	600	2.50	36.3	51.5
3 段目	500	3.95	57.3	32.7
4 段目	300	6.13	89.0	21.0
5 段目 1	200	20.7	300	6.23
5 段目 2	100	31.7	459	4.07

先の計算に比べて 5 段目に掛かる応力が大幅に増えている。これは、5 段目に、1 と 2 で一度折り目があるため応力集中が生じたものだと考えられる。掛かる力が一番大きい 5 段目 2 でも安全率が 4.07 あるので十分な強度があるとわかる。

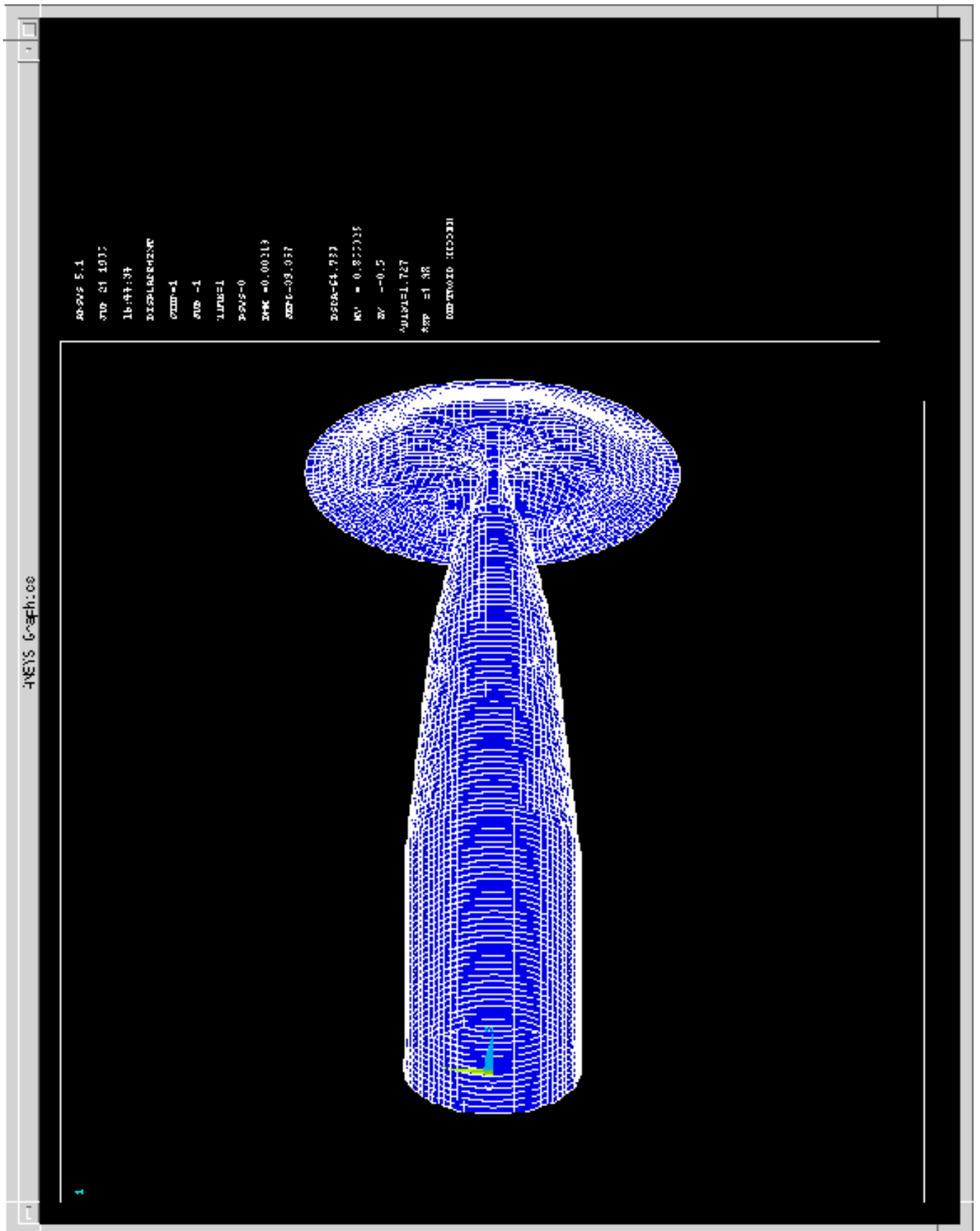


図 2.13: ANSYS による強度計算



## 2.5.4 2nd ホーンの熱膨張

パルス電流による発熱のために生じる 2nd ホーンの熱膨張について考える。熱膨張を抑えるためにホーンシステムには冷却装置を設置する。詳しくは 4 章で述べるホーンの冷却で述べる。パルス電流  $I(t)[A]$  による発熱量  $Q[J]$  と、熱膨張量  $S[m]$  の関係は、

$$Q = R \int_0^t I(t) dt \quad (2.18)$$

$$S = \frac{Q}{C} \times \rho \quad (2.19)$$

で与えられる。ここで  $R$  は抵抗値、 $C$  は比熱、 $\rho$  は線膨張係数である。冷却装置を稼働させた時に予想される熱膨張は、表 2.6 の様になる。

表 2.6: 2nd ホーンの熱膨張

内円筒	表面積 $m^2$	ジュール熱 $W$	温度上昇 $^{\circ}C$	熱膨張 $\mu m$
1 段目	2.199	64	0.018	0.42
2 段目	1.898	249	0.080	0.94
3 段目	0.573	169	0.179	2.11
4 段目	0.049	35	0.426	4.52
5 段目	0.125	264	1.280	9.36
内筒合計	4.884	780	0.736	17.4
外円筒	13.18	78	0.0	0.0

2nd ホーンの熱膨張は、全体で  $17.4\mu m$  であり、両端を固定して圧縮応力と考えると  $1.2N/mm^2$  に相当する。アルミニウム合金 A6061 の疲れ強さ  $129N/mm^2$  と比較すると非常に小さく強度に差し支えない。

## 第 3 章

### ホーンの電氣的性質

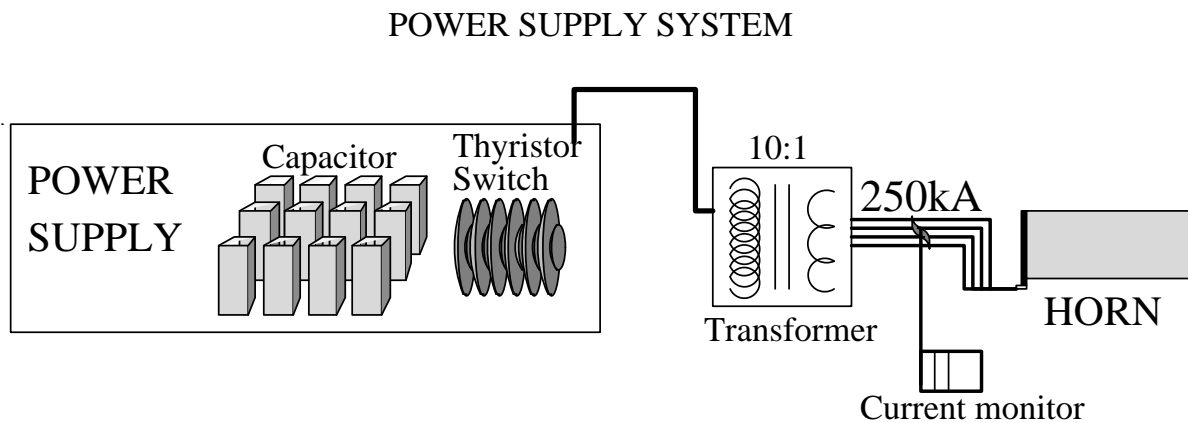


図 3.1: ホーン回路

ここでは、ホーンを電氣的負荷考える時のホーン回路の電氣的特性について述べる。電氣的性質の計算は文献 [18] を参照した。

#### 3.1 ホーンの電氣的性質

まず、ホーンの自己インダクタンス及び抵抗の計算を行なう。

ホーンの自己インダクタンスは磁氣エネルギーの計算から求めることが出来る。二重円筒に逆方向の電流  $I[A]$  が流れるときに発生する磁場は内円筒の半径を  $a[m]$ 、外円筒の半径を  $b[m]$  としたとき、

$$H[H] = \frac{I}{2\pi r} \quad (a \leq r < b) \quad (3.1)$$

$$H[H] = 0 \quad (r < a) \quad (3.2)$$

となる。ただし、1st ホーンのターゲット部の様に円柱のときには式 (3.2) は、

$$H[H] = \frac{I}{2\pi a^2} r \quad (r < a) \quad (3.3)$$

となる。自己インダクタンスと磁氣エネルギー  $U$  の関係から 1st ホーンのターゲット部の単位長さ当たりの自己インダクタンス  $L[H/m]$  は、

$$U = \frac{1}{2} LI^2 \quad (3.4)$$

$$= \frac{1}{2} \int \int \int BH dv = \frac{\mu_0}{2} \int_0^b 2\pi r H^2 dr \quad (3.5)$$

$$= \frac{\mu_0}{2} \left( \int_0^a 2\pi r \times \frac{I^2 r^2}{4\pi^2 a^4} dr + \int_a^b 2\pi r \frac{I^2}{4\pi^2 r^2} dr \right) \quad (3.6)$$

$$= \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} \left( \frac{1}{4} + \ln \frac{b}{a} \right) \quad (3.7)$$

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \left( \frac{1}{4} + \ln \frac{b}{a} \right) [H/m] \quad (3.8)$$

となる。ターゲット部以外は、式(3.2)から以下のようなになる。

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{b}{a} [H/m] \quad (3.9)$$

したがって、図 2.11、図 2.12 より 1st ホーン、2nd ホーンの自己インダクタンスはそれぞれ、 $1.03H$ 、 $0.618H$  となる。

続いて、抵抗の計算を行なう。文献[16]より  $20^\circ C$  でのアルミ合金 A6061 体積抵抗率は、 $\rho = 40.1n\Omega m$  であり、抵抗  $R[\Omega]$  は、

$$R[\Omega] = \rho \frac{l[m]}{A[m^2]} \quad (3.10)$$

で表される。ここで、 $A$  は導体の断面積、 $l$  は長さを示す。ホーンの内円筒及び外円筒の抵抗は式(3.10)に従う。

さらに、内円筒と外円筒を繋ぐ端板の抵抗を考える。端板には、中心から外周に向けて軸対称の電場  $E$  が生じる。このとき電位差は

$$E = \frac{Q}{2\pi\epsilon r} \quad (3.11)$$

$$V = \int_a^b \frac{Q}{2\pi\epsilon r} dr = \frac{Q}{2\pi\epsilon} \ln \frac{b}{a} \quad (3.12)$$

となり

$$Q = CV \quad (3.13)$$

$$RC = \epsilon\rho \quad (3.14)$$

から、板厚  $1m$  当たりの抵抗は次のようになる。

$$R = \frac{\rho}{2\pi} \ln \frac{b}{a} \quad (3.15)$$

これらの計算から、1st ホーン、2nd ホーン自身の抵抗は、 $187.1\mu\Omega$ 、 $29.8\mu\Omega$  となる。

## 3.2 ホーン回路

ホーンに流れるパルス電流は、ホーン回路の  $LCR$  で決定される。ここでは  $250kA$  を流すのに必要なホーン回路の  $LCR$  を計算する。実際は、必要なコンデンサーの容量を小さくするため、ホーンとコンデンサーの間に巻数比  $10:1$  のパルス変圧器を使用する。

- ホーン部

全節より、1st ホーンの場合  $L = 1.03\mu H$ ,  $R = 187.1\mu\Omega$  である。1st ホーンの抵抗については、実際に  $5000A$  の直流電流を流して測定したところ  $210.4\mu\Omega$  であったのでこの値を用いる。2nd ホーンは、抵抗が  $29.8\mu\Omega$ 、インダクタンスが  $0.618\mu H$  である。

- 2次回路、電流供給ライン

変圧器からホーンへの電流供給ラインはホーンに電流が均等に流れるように4方向からホーンに継れている並列回路である。従って1つの回路にはホーン本体に流れる電流の4分の1の電流量が流れることになる。また、回路の抵抗、インダクタンスを小さくするため、4つの供給ラインは板状で往復の平行銅板になっている。銅板の幅を  $W[m]$ 、厚さを  $t[m]$ 、往復銅板間の間隔を  $d[m]$  とすると、長さ  $l[m]$  当たりの往復での抵抗及  $R$  びインダクタンス  $L$  は次のようになる。

$$R_{strip}[\Omega] = 2\rho \frac{l}{t \times W} \quad (3.16)$$

$$L_{strip}[nH] = 400\pi \frac{d \times l}{W} \quad (3.17)$$

銅板の幅  $W = 20cm$ 、厚さ  $t = 1.5cm$ 、間隔  $d = 1cm$ 、長さ  $l = 10m$ 、 $20^\circ C$  での体積抵抗率  $\rho = 2.23 \times 10^{-8}\Omega m$  としたとき、1回路の抵抗及びインダクタンスはそれぞれ、 $R = 148.7\mu\Omega$ 、 $L = 0.628\mu H$  となる。4回路全体では並列回路なのでそれぞれ  $R = 37.2\mu\Omega$ 、 $L = 0.157\mu H$  となる。

- 2次回路、可とう導体

ホーンと電流供給ラインを接合する部分は、ホーンに供給される4分割されたラインの電流のバランスをとるためと、ホーンを中心軸方向を決定する際、微移動が行なえるように変形可能なすだれ状の可とう導体になっている。すだれの自己インダクタンスは、導線の自己インダクタンス及び、上下左右に位置する導線同士の相互インダクタンスを計算することで求まる。導線の半径を  $a[m]$  長さを  $l[m]$ 、また別の導線との距離を  $d_{ij}$  としたとき、自己インダクタンス  $L[H]$ 、及び相互インダクタンス  $M[H]$  は、

$$L = \frac{1}{n} \frac{\mu l}{2\pi} \left( \ln \frac{2l}{a} - \frac{3}{4} \right) \quad (3.18)$$

$$M = \frac{1}{n^2} \sum_{i,j} \frac{\mu l}{2\pi} \left( \ln \frac{\sqrt{l^2 + d_{ij}^2} + l}{d_{ij}} - \frac{\sqrt{l^2 + d_{ij}^2} - d_{ij}}{l} \right) \quad (3.19)$$

となる。

今回、導線は素線数 / 直径が  $7/2.6$ 、公称断面積が  $a = 38mm^2$ 、長さ  $l = 338.75mm$  のものを16対  $d = 20mm$  の間隔で取り付けた。素材は無酸素銅を使用している。よって可とう導体の抵抗、インダクタンスは、往復回路1組あたり  $R = 25.5\mu\Omega$ 、 $L = 0.076\mu H$ 、4回路では、 $R = 6.36\mu\Omega$ 、 $L = 0.019\mu H$  になる。

- パルス変圧器、2次側

パルス変圧器は、1次側1回路入力、2次側4回路均等出力で、1次側の巻き数は20回、2次側は各4回路とも2回巻きになっている。巻き数比  $N$  は  $N = 10$  である。パルス変圧器の2次側の抵抗は、1回路あたり  $R = 67.3\mu\Omega$  となり4回路で  $R = 16.8\mu\Omega$  となる。

- パルス変圧器、1次側

パルス変圧器の1次側の抵抗は、 $7.74m\Omega$ 、変圧器全体のインダクタンスは測定により、1次側から見て  $L = 12.3\mu H$  である。

- 1次側導線  
1次側導線は、式(3.18)、式(3.19)の計算に準拠する。故に電源装置からパルス変圧器までを繋ぐ導線は $325\text{mm}^2$ のものを2組並列で使用するとして、 $20\text{m}$ のとき、 $R = 1.37\text{m}\Omega$ 、 $L = 15.1\mu\text{H}$ となる。
- 合計  
2次側の抵抗、インダクタンスは表3.1から、1次側から見た場合巻き数 $N$ の二乗になることに注意すると、1st ホーン回路全体の抵抗、インダクタンスはそれぞれ $R = 36.25\text{m}\Omega$ 、 $L = 148\mu\text{H}$ となる。2nd ホーン回路の抵抗は $18.12\text{m}\Omega$ 、インダクタンスは $107\mu\text{H}$ になる。

表 3.1: ホーン回路の RL 合計

	1st ホーン		2nd ホーン	
	抵抗 $R[\mu\Omega]$	インダクタンス $L[\mu\text{H}]$	抵抗 $R[\mu\Omega]$	インダクタンス $L[\mu\text{H}]$
ホーン	210.4	1.03	29.8	0.618
電流供給ライン	37.8	0.157	37.8	0.157
可とう導体	6.36	0.019	6.36	0.019
変圧器 2 次側	16.8	-	16.8	-
2 次側合計	271.4	1.206	90.56	0.794
1 次側から見て	27140	120.6	9056	79.4
変圧器 1 次側	7740	12.3	7740	12.3
1 次側導線	1370	15.1	1370	15.1
回路合計	36250	148.0	18116	106.8

1st ホーンで $250\text{kA}$ ピークのパルス電流を作るのに必要なコンデンサー容量とコンデンサー電圧の関係は、表3.2のようになる。

表 3.2: コンデンサーに必要な電圧

コンデンサー容量 $C[\text{mF}]$	必要な電圧 $V[\text{V}]$	ピークに達する時間 $t[\text{msec}]$
6.0	4702	1.400
5.5	4879	1.344
5.0	5081	1.286
4.5	5316	1.223
4.0	5595	1.157
3.5	5930	1.086
3.0	6347	1.010
2.5	6884	0.925
2.0	7611	0.832
1.5	8676	0.724

電源装置は $8500\text{V}$ まで使用できるので、コンデンサー容量を $2\text{mF}$ まで小さくし、ピーク到達時間を $0.832\text{msec}$ まで縮めることでホーン自体の発熱時間を抑えることが可能である。

### 3.3 4回路の電流バランス

#### 3.3.1 電流モニター

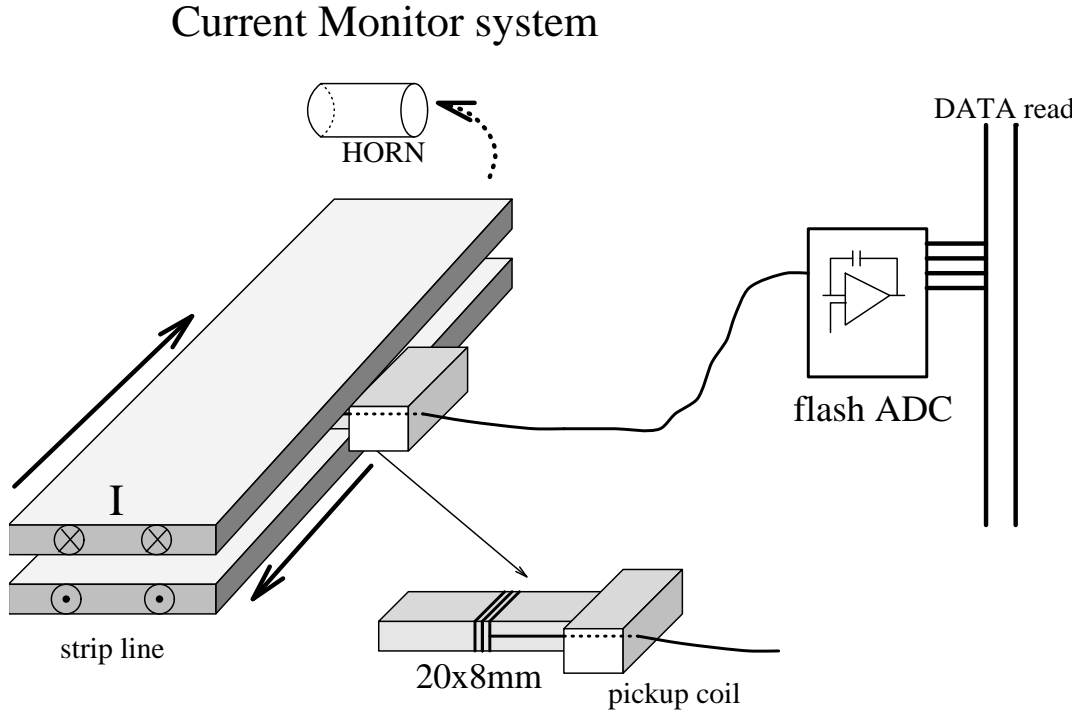


図 3.2: 電流モニター

電流モニターは、ホーンとトランスを結ぶ4つの供給ラインに設置して、4回路の電流のバランスとホーンに流れる電流値を測定し、バランスを監視する目的を持つ。電流モニターの原理はホーンとトランスを結ぶ板状にした往復回路の往路の板と復路の板の間に、コイルを設置して、パルス電流によってコイルに生じる誘導起電力を測るものである。ホーン内に発生する磁場がアンバランスにならないためには、4回路の電流のバランスは5%以下で合っている必要がある。また、ニュートリノフラックスの計算から4回路を合計したホーン電流が10%以下で安定である必要がある。このため、電流モニターはこれらの条件を明確にする測定精度を必要とする。

銅板の幅を  $W[m]$ 、厚さを  $\tau[m]$ 、往路の板と復路の板の間隔を  $\delta[m]$ 、磁気透磁率を  $\mu$  としたとき銅板間の中央に発生する磁場  $B[T]$  は電流  $I[A]$  に比例して、

$$B[T] = \mu \frac{I}{W} \quad (3.20)$$

となる。このとき、面積  $S[m^2]$  巻き数  $n$  のコイルを銅板間の中央に電流の方向に沿うように設置したとき、コイルに得られる誘導起電力  $v[V]$  は、

$$v = -n \frac{d(BS)}{dt} = -n\mu \frac{S}{W} \frac{dI}{dt} \quad (3.21)$$

となる。逆に誘導起電力  $v(t)$  を  $t = 0$  から  $t = t$  に渡って測定した場合、回路を流れる電流  $I(t)$  は

$$I(t) = -\frac{W}{n\mu S} \int_0^t v(t') dt' \quad (3.22)$$

により求めることが出来る。これが、電流モニターの原理である。

### 3.3.2 読みだし装置

コイル出力は電流の微分波形であるので、電流値に直すには積分する必要がある。また、電流のパルス波形を測定するために、各時間毎に信号を蓄える必要がある。このため、ホーン電源に同期して信号を  $1MHz$  で  $10msec$  間メモリーに蓄える ADC モジュールを製作した。モジュールは VME 規格で製作し、データを一旦自分のメモリーに蓄えて、後でコンピューターから読み出す方式をとった。

モジュールの制御の流れは以下のようになる。

1. トリガー

電源装置のサイリスタスイッチ ON のシグナルを取り込んで、メモリーアドレスを初期化し、アナログ信号を ADC 変換したデータをモジュール内のメモリーに書き込む。

2. ストップ

ストップするシグナルを受けるか、メモリーアドレスがある値を越えるかでメモリーへの書き込みを停止する。

3. リードアウト（データ転送）

データの書き込みが終っていることを確認して、コンピューターの方からメモリー情報を読み出す。

4. リセット

データ転送が終ったことを確認して、モジュールをトリガーを待つ状態に戻す。1に戻る。

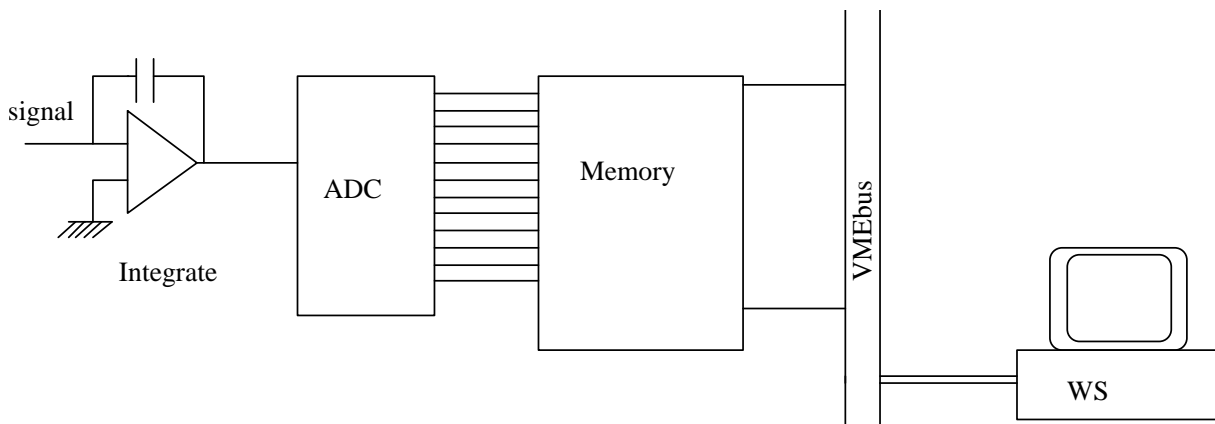


図 3.3: 読みだし装置

この装置によってコイルからのパルス電流の測定が可能である。

### 3.3.3 コイルのキャリブレーション

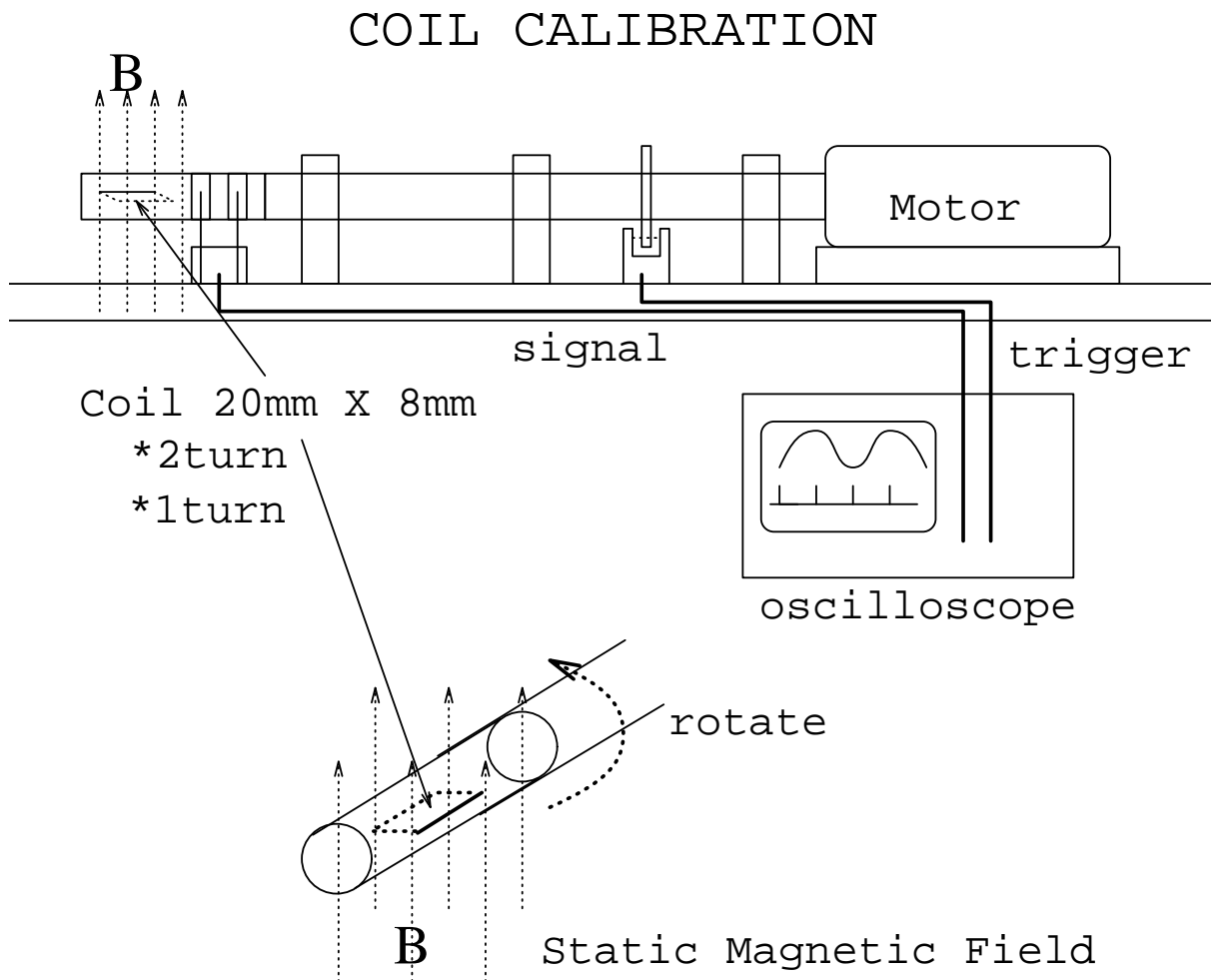


図 3.4: コイルのキャリブレーションシステム

コイルによる磁場測定の測定精度を調べるため、解っている静磁場中でコイル側を回転させて誘導起電力を測定し、磁場の大きさを求めた。また、コイルの周波数特性を見るためコイル回転数を  $50\text{Hz}$  からパルス電流のパルス幅より短い  $280\text{Hz}$  まで変化させた。コイルを回転させる装置は、モーターが磁場中に入らないように回転軸を長く伸ばしている。また軸には磁化しないアルミ軸を用いた。コイルは、回転軸から簡単に取り外し可能で、複数個のコイルの測定が可能である。今回この装置の製作も行なった。

尚、静磁場には平板型の永久磁石を用い、ガウスメーターを使って静磁場の測定を行なった結果、 $1.35 \pm 0.01\text{kgauss}$  であり、コイルを置いた所で一様になっている。

コイルは、直径  $0.1\text{m}$  のニクロム線を  $20\text{mm} \times 8\text{mm}$  の型に 1 回巻いたものと 2 回巻いたものをそれぞれ 3 個ずつ作成し、それぞれ測定を行なった。

コイルの回転数毎の測定結果は図 3.5 のようになった。1 回巻きのコイルの理論値からのずれは  $5.3\%$ 、2 回巻きの方は  $1.8\%$  であった。1 回巻きのコイルよりも 2 回巻きのコイルのほうが、理論値に良くあっている。以上より 2 回巻きコイルを用いることで、 $2\%$  の精度で磁場の測定が可能である。より多くの巻き数のコイルを使用することにより、巻き方などの誤差が均一化され測定精度の向上が期待される。



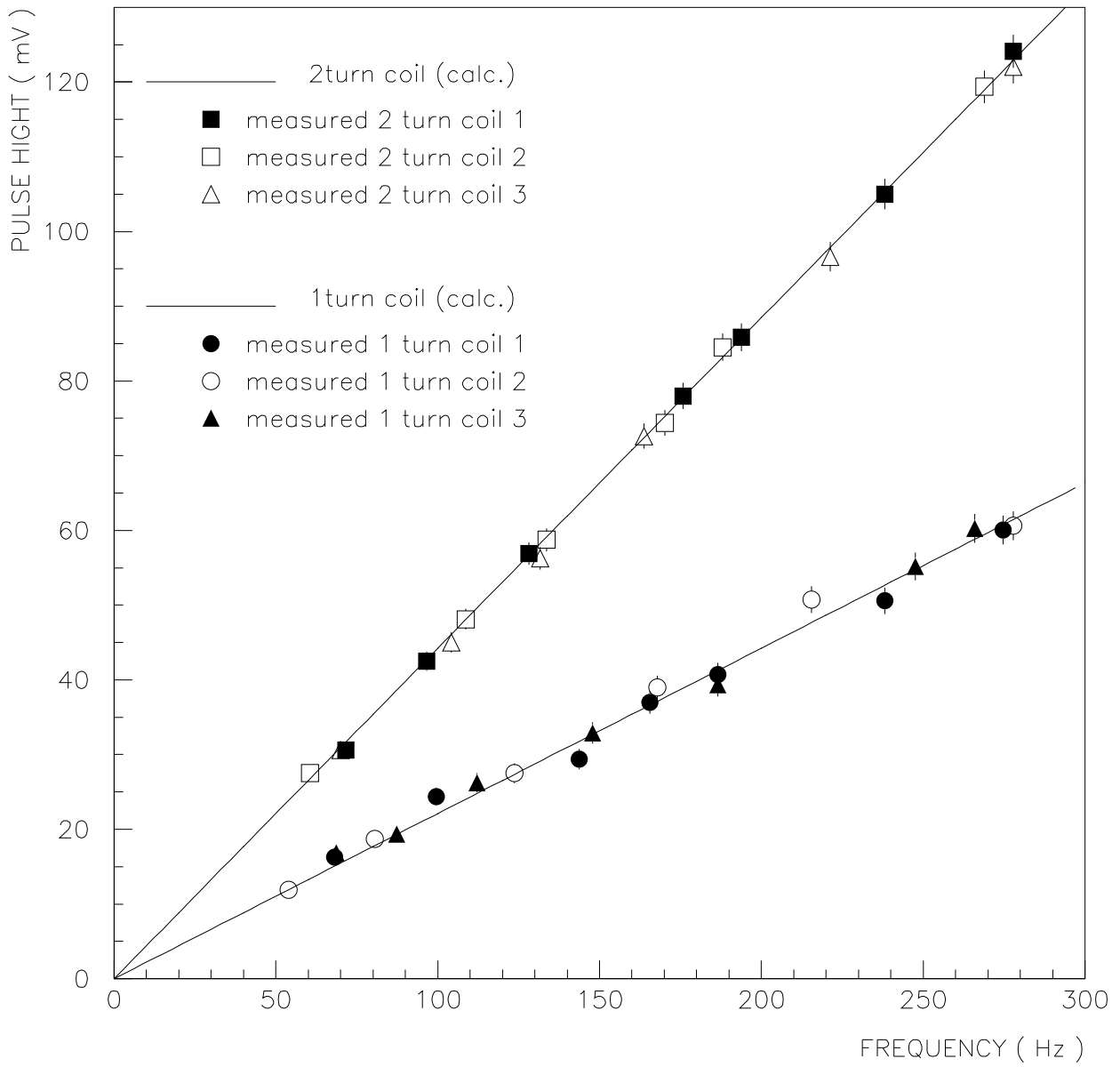


図 3.5: コイル信号の周波数特性

### 3.3.4 パルス電流の測定

100 回巻きのコイルを用いて実際のホーン電流の測定を行なった。今回、ホーン運転試験のセットアップで測定を行ない、変圧器とホーンを繋ぐ供給ラインには  $325\text{mm}^2$  の電力ケーブルを 1 回路に 2 対づつ用いた。尚、コンデンサー容量は  $6\text{mF}$  である。

まず、 $100\text{kA}$  以下の電流で 4 回路のバランスの測定と 4 回路のケーブルの組替えをして電流バランスの調整を行なった。この結果 4 回路の電流値は表 3.3 に示すように最大 4 % の違いまで

表 3.3: 4 回路のバランス

回路 No. (コンデンサー電圧)	電流値 [ $\text{kA}$ ]			
	1	2	3	4
調整前 ( $1.15\text{kV}$ )	13.9	10.8	11.6	11.4
調整後 ( $1.20\text{kV}$ )	13.4	12.8	13.4	12.8

に抑えることが出来た。図 3.6 にコンデンサーに  $3.5\text{kV}$  の電圧をかけた時の 2 次側 1 回路に流れる電流波形の一例を示す。

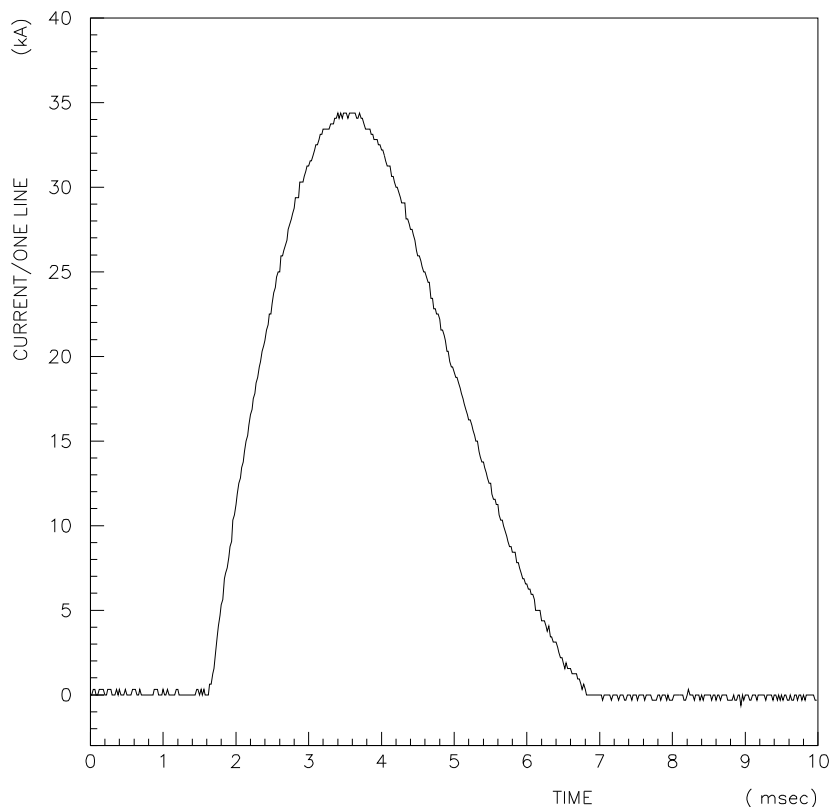


図 3.6: ホーン電流

続いて、電源装置のコンデンサー充電電圧とホーン出力電流を調べた。

2次側供給ラインを3.2節で示した銅板でなく断面積が $325\text{mm}^2$ 、長さが $3\text{mm}$ の高圧ケーブルを16対使ったため、回路の抵抗及びインダクタンスが予想値に比べ大きくなり、必要な充電電圧が高くなっている。また、パルス幅も $5\text{msec}$ と長くなっている。図3.7に示す測定結果か

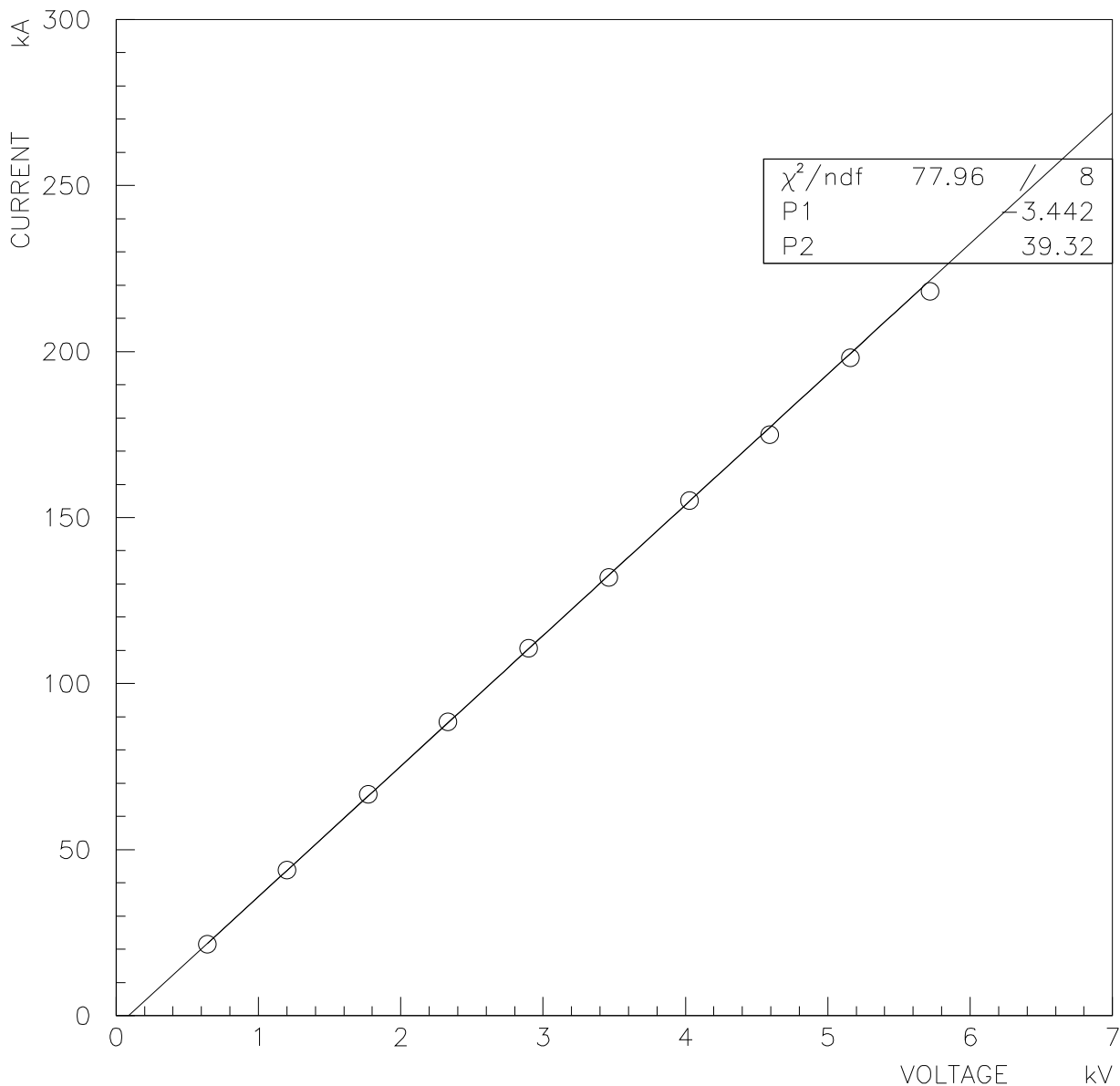


図 3.7: 充電電圧と出力電流

ら、 $250\text{kA}$ を流す為には $6.3\text{kV}$ のコンデンサー電圧を必要とし現時点ではコンデンサー容量を $4\text{mF}$ までしか減らせられない。ホーンの発熱を抑える為の少ないコンデンサー容量での運転には仮運転時のケーブルによる配線ではなく、電流供給ラインに銅板を用いる必要がある。

## 第 4 章

### 1st ホーンの運転試験

ここでは、1st ホーンに実際に電流を流したホーン運転試験について述べる。1st ホーンの特徴は表 2.2 及び、2.4 節、文献 [15] を参照されたい。

#### 4.1 セットアップ

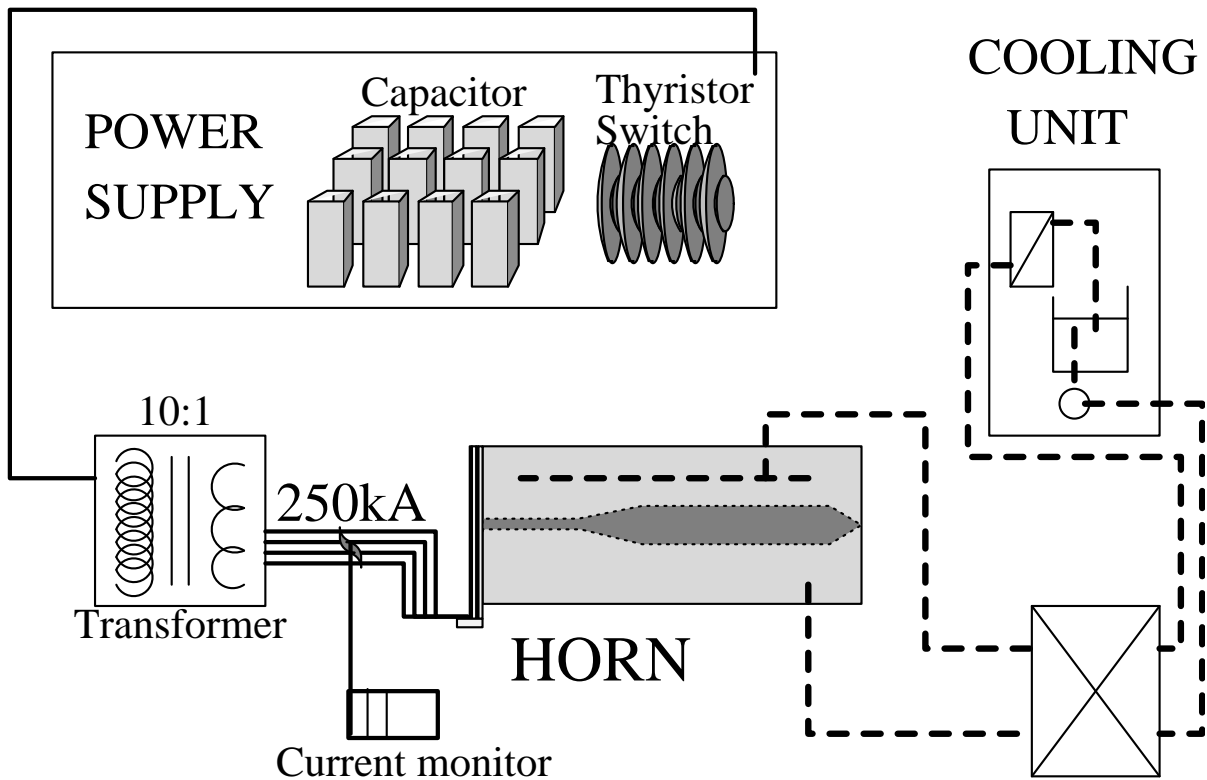


図 4.1: ホーン運転試験

運転に際して内部導体の各部分に熱電対と歪みゲージを取り付けて、1st ホーンに通電した時の状態を調べた。熱電対は、ターゲット部とシリンダー部の中央に1つずつ取り付けてその温度上昇を測定した。歪みゲージは応力によるゲージの持つ抵抗の小さな変化を測定できるように、ブリッジ回路にゲージを接続して信号を読みとる仕組みになっている。[19] 歪みゲージは、内部導体の各パーツの部分、ターゲット部、コーン前段部、シリンダー部、コーン後段部と、後面の端板に取り付けた。各ゲージともホーン軸方向と周方向が測定できるように2軸ゲージを用いた。

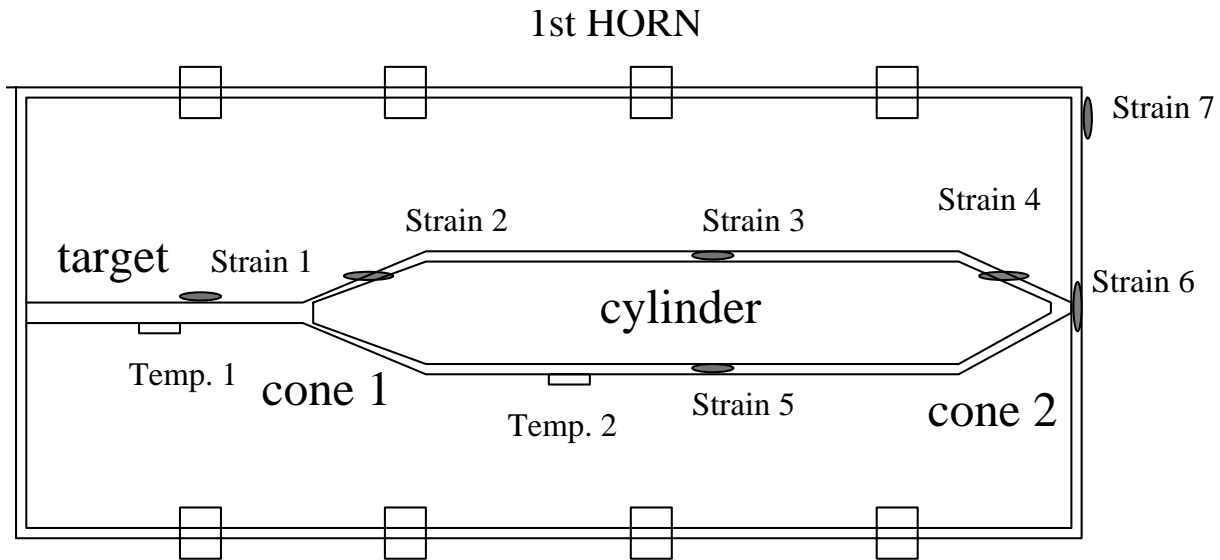


図 4.2: 熱電対とゲージの取り付け箇所

## 4.2 歪みゲージのキャリブレーション

歪みゲージの使用に際して歪みゲージの測定精度を調べた。1st ホーンに取り付けたゲージと同じパッケージのゲージを用いて力学的歪みの測定と歪みゲージの温度変化の測定を行なった。

### 4.2.1 機械的歪みの測定

力学的歪みを測定するために、1st ホーンターゲット部と同形のアルミニウム丸棒（A6061T6、直径 20mm 長さ 655mm の Al 棒）を用いて片手持ち真直はりのまげ応力の測定を行なった。ダミーの中央と両端の部分、計 3 箇所 ( $x_1, x_2, x_3$ ) に歪みゲージを張り付け片手を実験機に固定し、一方に重りを取り付けて歪みゲージの出力を測定し計算から予想される値との比較を行なった。

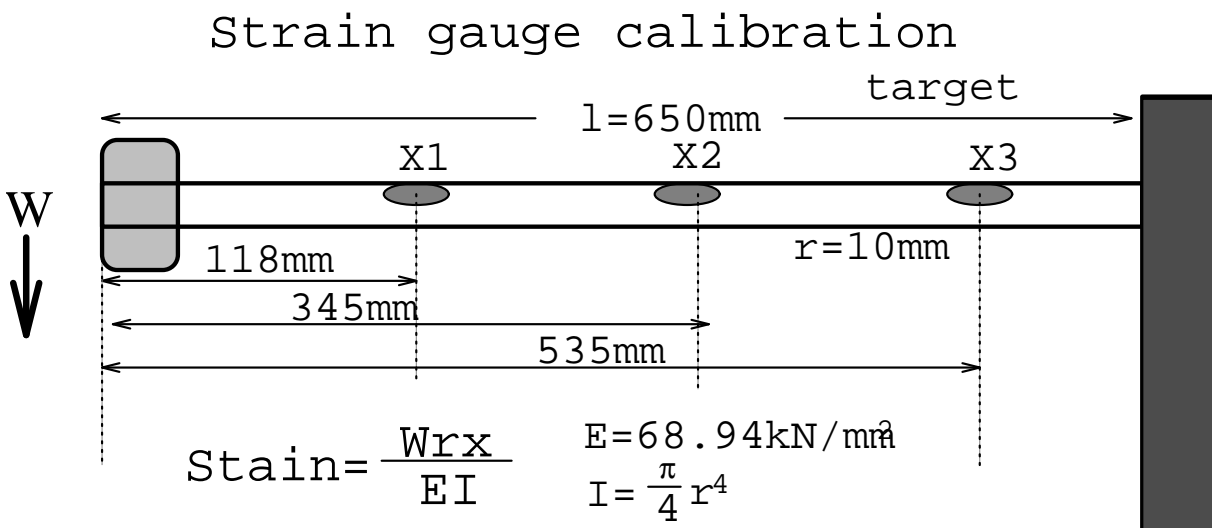


図 4.3: 力学的歪みの測定

丸棒の慣性 2 次モーメントを  $I[m^4]$ 、半径を  $r[m]$ 、ヤング率を  $E[N/m^2]$ 、おもりの重さを  $W[N]$ 、

おもりを取り付けた方から測定箇所までの距離を  $x[m]$  としたとき、期待される歪み量  $S_f$  は、

$$S_f \text{ [m/m]} = \frac{W \times r \times x}{E \times I} \quad (4.1)$$

$$I = \frac{\pi}{4} r^4 \quad (4.2)$$

となる。 [20]

おもりの重さを  $1.30 \pm 0.01kg$ 、 $2.6 \pm 0.02kg$  と変化させて測定を行ない、実際の測定と比較すると以下の結果を得た。

表 4.1: 歪みゲージの測定精度

おもり	$W = 1.3kg$		$W = 2.6kg$	
	期待値 $\mu m/m$	測定値 $\mu m/m$	期待値 $\mu m/m$	測定値 $\mu m/m$
$x_1$	23.1	$23.3 \pm 0.1$	46.1	$46.6 \pm 0.2$
$x_2$	76.5	$75.6 \pm 0.4$	153	$151 \pm 1$
$x_1$	126	$128 \pm 1$	252	$257 \pm 3$

以上の結果から歪みゲージの測定精度は  $\pm 2\%$  であることがわかった。

#### 4.2.2 歪みゲージの温度変化の測定

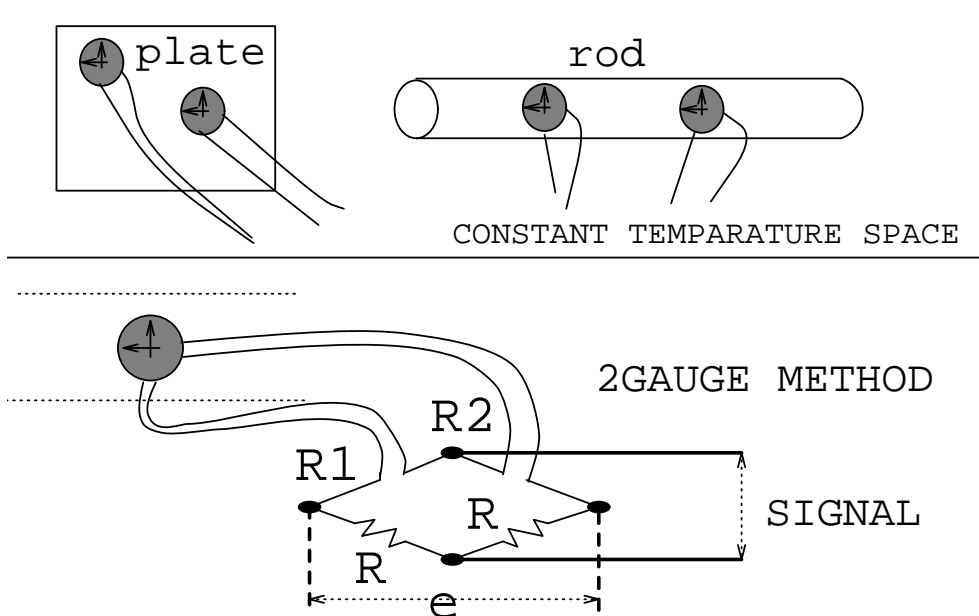


図 4.4: 歪みゲージの温度変化の測定と 2 ゲージ法接続

歪みゲージのアルミニウム合金 A1060 平板における温度特性はゲージ個々に与えられていて、今回使用したゲージについては、 $25^{\circ}\text{C}$  を基準としたときの  $T^{\circ}\text{C}$  での温度変化によるみかけ歪みは

$$S_{app1060}(T) \text{ } [\mu\text{m}/\text{m}] \\ = -26.0 + 2.3T - 0.53T^2 + 0.00024T^3 + 5.1 \times 10^{-9}T^4 \pm 0.80/^{\circ}\text{C} \quad (4.3)$$

である。しかし、ホーンで使用している A6061T6 の平板及び丸棒に関する温度特性の記載は無かったので A6061T6 の平板と丸棒に歪みゲージを張り付け、 $7^{\circ}\text{C}$  から  $36^{\circ}\text{C}$  までの温度特性を測定した。

まず、A6061T6 の平板に 4 つのゲージを張り付け、温度変化によるみかけの歪みを測定した。結果は、次の関数で与えられる。

$$S_{pl}(T) \text{ } [\mu\text{m}/\text{m}] \\ = -25.92 - 1.89T + 0.30T^2 - 0.7932T^3 + 5.1 \times 10^{-4}T^4 \pm 0.57/^{\circ}\text{C} \quad (4.4)$$

続いて、ターゲット同形の丸棒で測定を行なった。丸棒での測定では、2 軸ゲージの軸方向と周方向の出力がお互いキャンセルするように、1 つのブリッジ回路に接続した (2 ゲージ法)。これによって、軸方向は平に張られており、周方向は丸く張られていることから温度変化のみかけの歪みの丸みの効果が測定出来る。すなわち、平板の温度変化のみかけの歪みを  $S_{pl}(T)$  とし、丸棒の軸方向の温度変化のみかけの歪みを  $S_r(T)$ 、周方向を  $S_{\theta}(T)$  とすると、2 ゲージ法の出力が  $S_2(T)$  であったとき温度変化のみかけの歪みの丸みの効果  $K(T)$  は、

$$S_r(T) = S_{pl}(T) \text{ , } S_{\theta}(T) = K(T) \times S_{pl}(T) \quad (4.5)$$

$$S_2(T) = S_r(T) - S_{\theta}(T) = S_{pl}(T) - K(T) \times S_{pl}(T) \quad (4.6)$$

$$K(T) = 1 - \frac{S_2(T)}{S_{pl}(T)} \quad (4.7)$$

となる。

測定結果から得た丸みの効果  $K(T)$  を以下に挙げる。

表 4.2: 温度による歪みに対する丸みの効果

$T[^{\circ}\text{C}]$	$K(T)$	$T[^{\circ}\text{C}]$	$K(T)$	$T[^{\circ}\text{C}]$	$K(T)$	$T[^{\circ}\text{C}]$	$K(T)$
5.0	1.381	13.0	1.259	21.0	1.227	29.0	1.288
6.0	1.357	14.0	1.251	22.0	1.227	30.0	1.313
7.0	1.336	15.0	1.244	23.0	1.228	31.0	1.346
8.0	1.319	16.0	1.238	24.0	1.232	32.0	1.391
9.0	1.304	17.0	1.233	25.0	1.237	33.0	1.454
10.0	1.290	18.0	1.229	26.0	1.245	34.0	1.546
11.0	1.278	19.0	1.227	27.0	1.255	35.0	1.691
12.0	1.268	20.0	1.227	28.0	1.269	36.0	1.941

温度による歪みに対する丸みの効果は  $20^{\circ}\text{C}$  近辺では 1.23 倍になることがわかった。また、 $20^{\circ}\text{C}$  近辺から離れる程大きくなり、 $0^{\circ}\text{C}$ 、及び  $35^{\circ}\text{C}$  近辺では 1.5 倍になる。

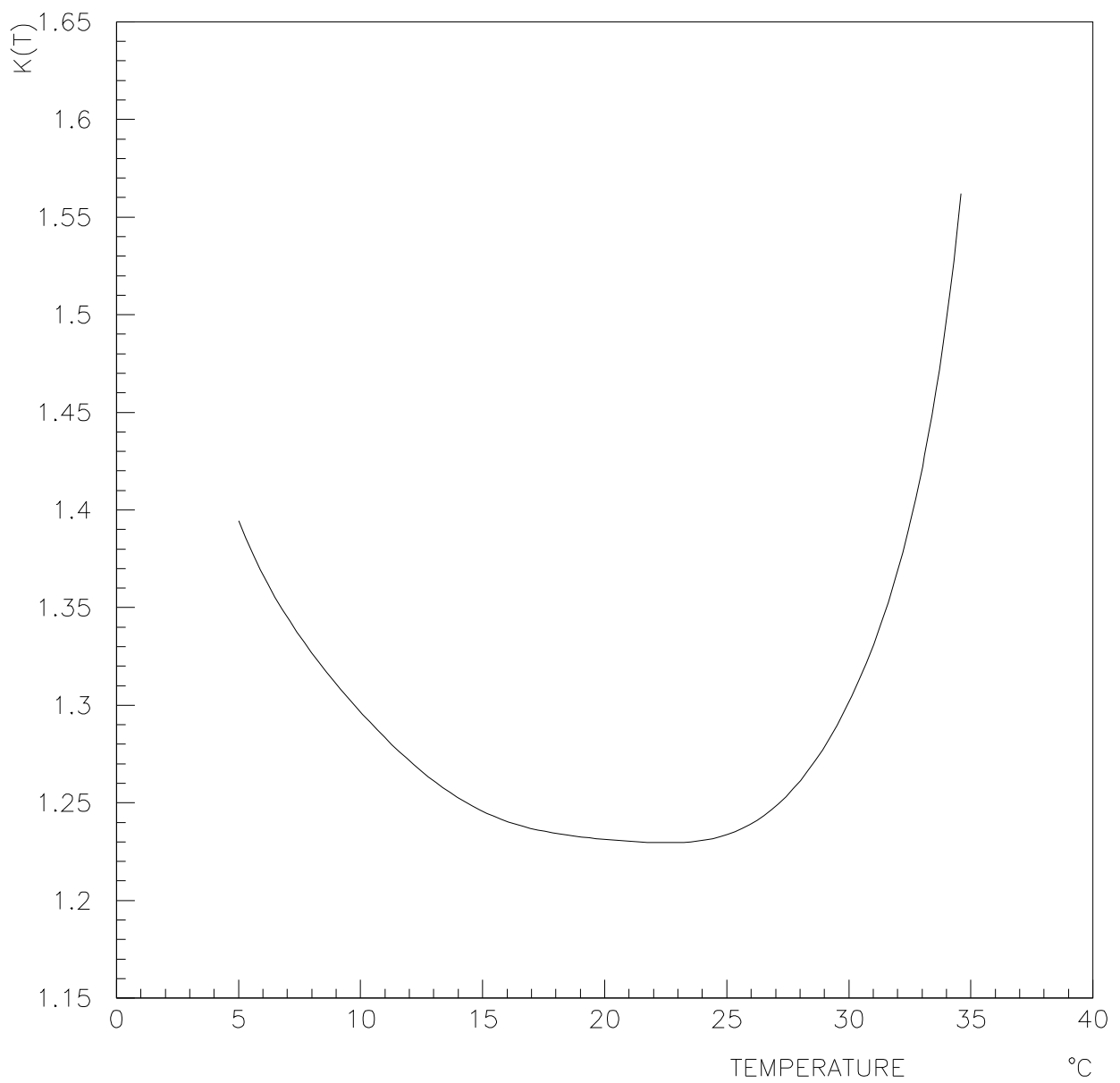


図 4.5: 温度変化によるみかけの歪みに対する丸みの効果

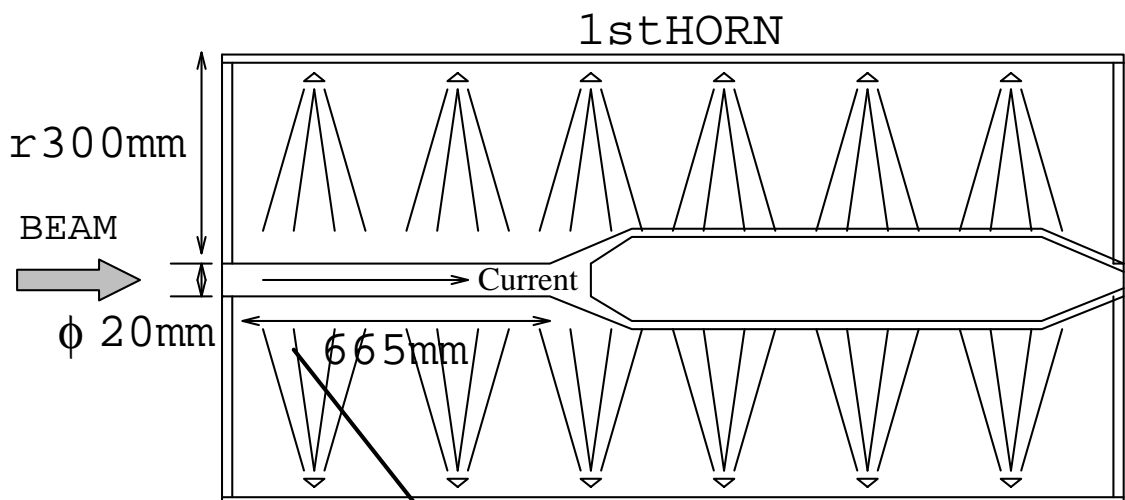


## 4.3 DC 運転

### 4.3.1 冷却装置とホーン冷却テスト

1st ホーンは 2 秒に 1 回、 $250kA$ 、 $2msec$  幅のパルス電流により約  $6kW$  の発熱がある。ホーンの材質であるアルミニウム  $A6061T$  は  $80^{\circ}C$  以上になると、 $10^7$  回の繰り返し運転に対して強度が低下する。このためホーンの冷却装置が必要となった。冷却方法は、発熱の大きい内部導体に外部導体の各部分に取り付けたノズルから水を散水する方法を採用した。ここで、この冷却方法による冷却効果を調べるため、一番多く発熱するターゲット部と同じ形状のものを用意して直流電流を流して発熱させ、 $300mm$  離れた所からノズル 1 つによる散水を行なった。

## HORN COOLING



## COOLING TEST

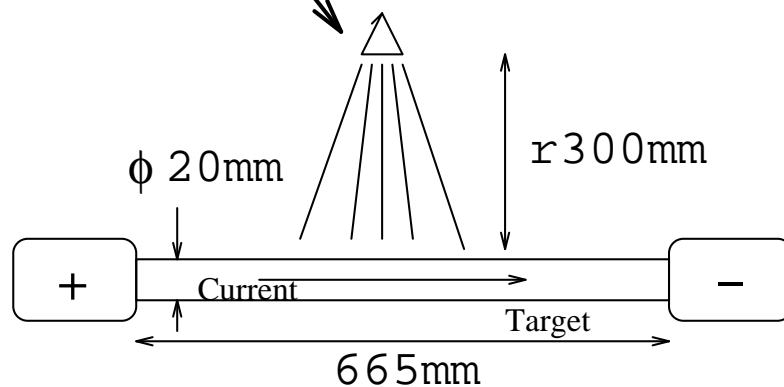


図 4.6: ホーンの冷却

冷却効果を評価する値として、このセットアップでのアルミニウムから水への表面での熱伝達率  $\alpha [W/m^2/K]$  を用いた。  $\alpha$  が大きい程高い冷却能力を示す。熱伝達率の計算方法を以下に示す。

ターゲットの表面積を  $A[m^2]$  発熱量を  $Q_t[W]$ 、熱平衡に達した時の温度上昇値を  $\Delta t[K]$  とし

たとき、以下の関係が成り立つ。 [21]

$$Q_t = \alpha \times A \times \Delta t \quad (4.8)$$

測定はターゲットに流す連続的な直流電流を 2000A まで変化させ、また散水する流量を 3l/min から 10.5l/min まで変化させて、ターゲットの温度上昇分布を測定した。測定結果から 250kA パルス 2msec の実効値に相当する 5590A での熱伝達率を計算した。

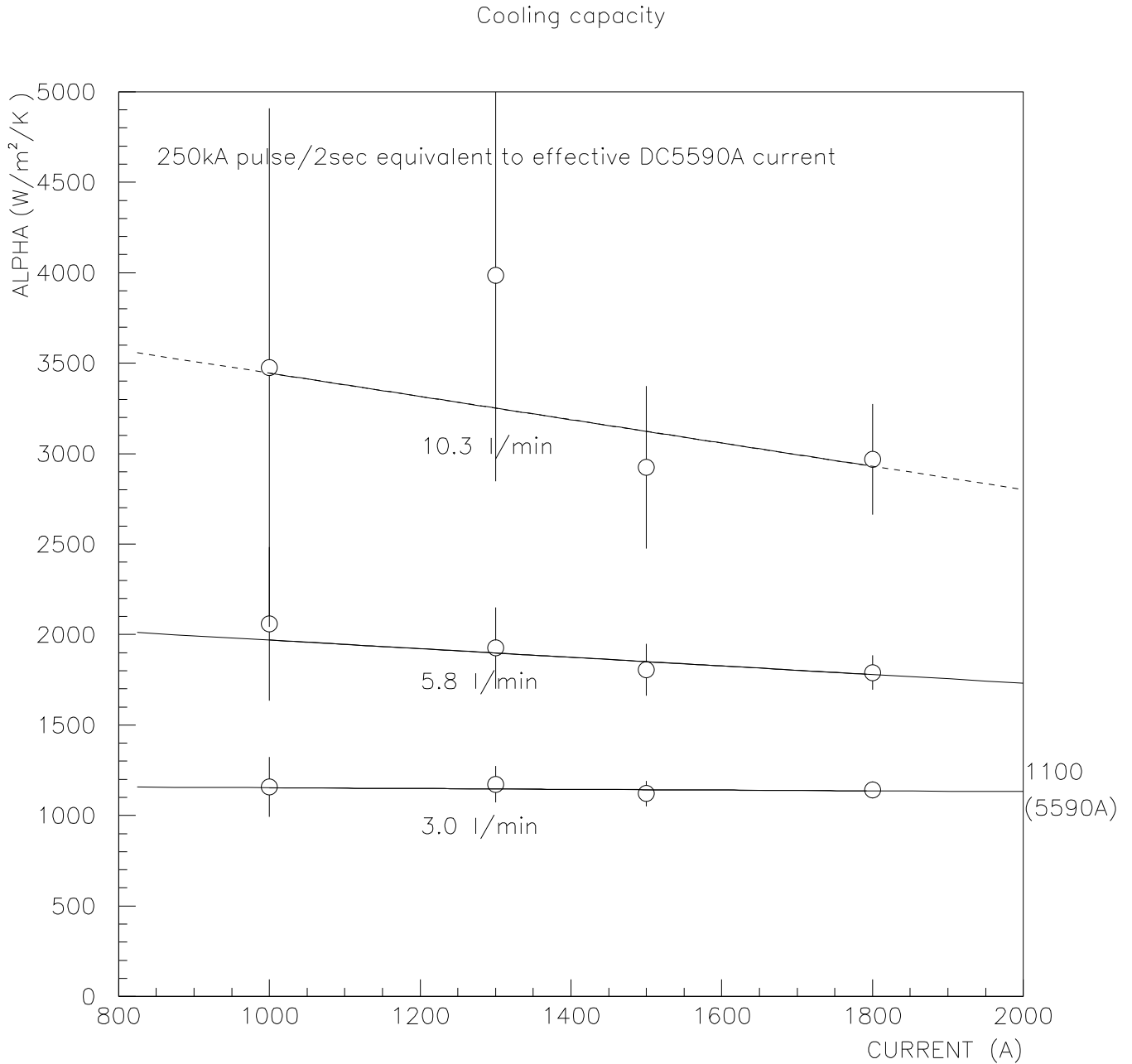


図 4.7: ノズルの冷却能力

測定結果から、測定誤差の一番小さい流量 3l/min での結果を採用して、5590A まで外挿した結果、1つのノズルに対して  $\alpha \doteq 1100 \text{ W/m}^2/\text{K}$  となった。この結果から、ノズルを4つ使用してターゲット部を冷却したときの  $10^\circ\text{C}$  の水での温度上昇は  $14^\circ\text{C}$  であることが見積もられる。

# HORN DC operation

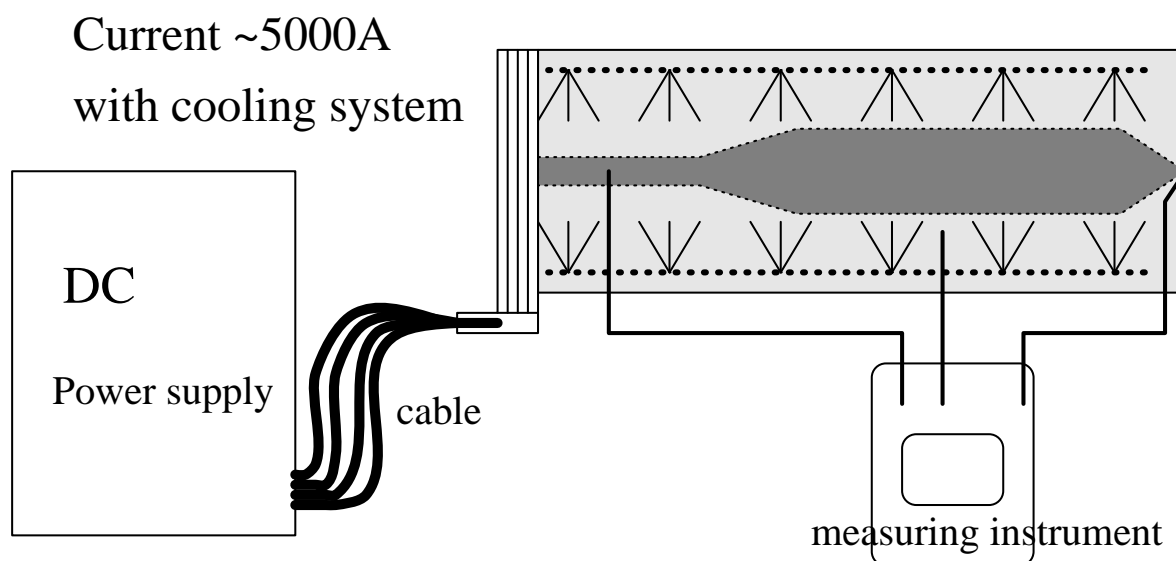


図 4.8: ホーンDC 運転

## 4.3.2 1st ホーンの冷却

DC 運転では、主にホーン冷却装置の冷却能力の確認を行なった。ホーン用電源装置の代わりに直流電源装置を用いてパルス電流  $250kA$ 、 $2msec$  の実効値になるべく近い  $5000A$  まで電流を流し、ターゲット部とシリンダー部の温度を測定した。1st ホーンの冷却ノズルは、先の冷却テストの結果からホーンの外部導体に 4 方向から等間隔で内部導体を  $10^{\circ}C$  の水で散水するよう 2 4 個取り付けられている。流量は 1st ホーン全体で  $60l/min$  流れるようになっている。

冷却装置を稼働させながらホーンのターゲット部とシリンダー部の電流の変化に伴う温度上昇を測定し、それぞれの熱伝達率を求めた。表 4.3、及び図 4.9 に結果を示す。

表 4.3: DC 運転による内部導体の温度上昇

電流値 $I[A]$	0	1000	1500	2000	2500
ターゲット部温度上昇 $\Delta t[K]$	0.0	$0.2 \pm 0.1$	$0.75 \pm 0.05$	$1.47 \pm 0.05$	$2.35 \pm 0.15$
シリンダー部温度上昇 $\Delta t[K]$	-	-	-	-	-
電流値 $I[A]$	3000	3500	4000	4500	5000
ターゲット部	$3.67 \pm 0.13$	$4.70 \pm 0.30$	$6.67 \pm 0.13$	$8.50 \pm 0.30$	$10.4 \pm 0.3$
シリンダー部	$0.20 \pm 0.08$	$0.45 \pm 0.05$	$0.63 \pm 0.05$	$1.05 \pm 0.15$	$1.23 \pm 0.17$

ターゲット部は直径  $20mm$  であり、4 方向から散水した効果が十分に発揮されている。一方、直径  $136mm$  のシリンダー部は、ターゲット部に比べノズルから見て大きな表面積を持っているので、4 つのノズルを使ってもノズル 1 つによる冷却能力の 2 倍の効果しか現れていない。しかしながら、シリンダー部の温度上昇は  $5000A$  で  $1.23^{\circ}C$  であり十分に冷却されている。

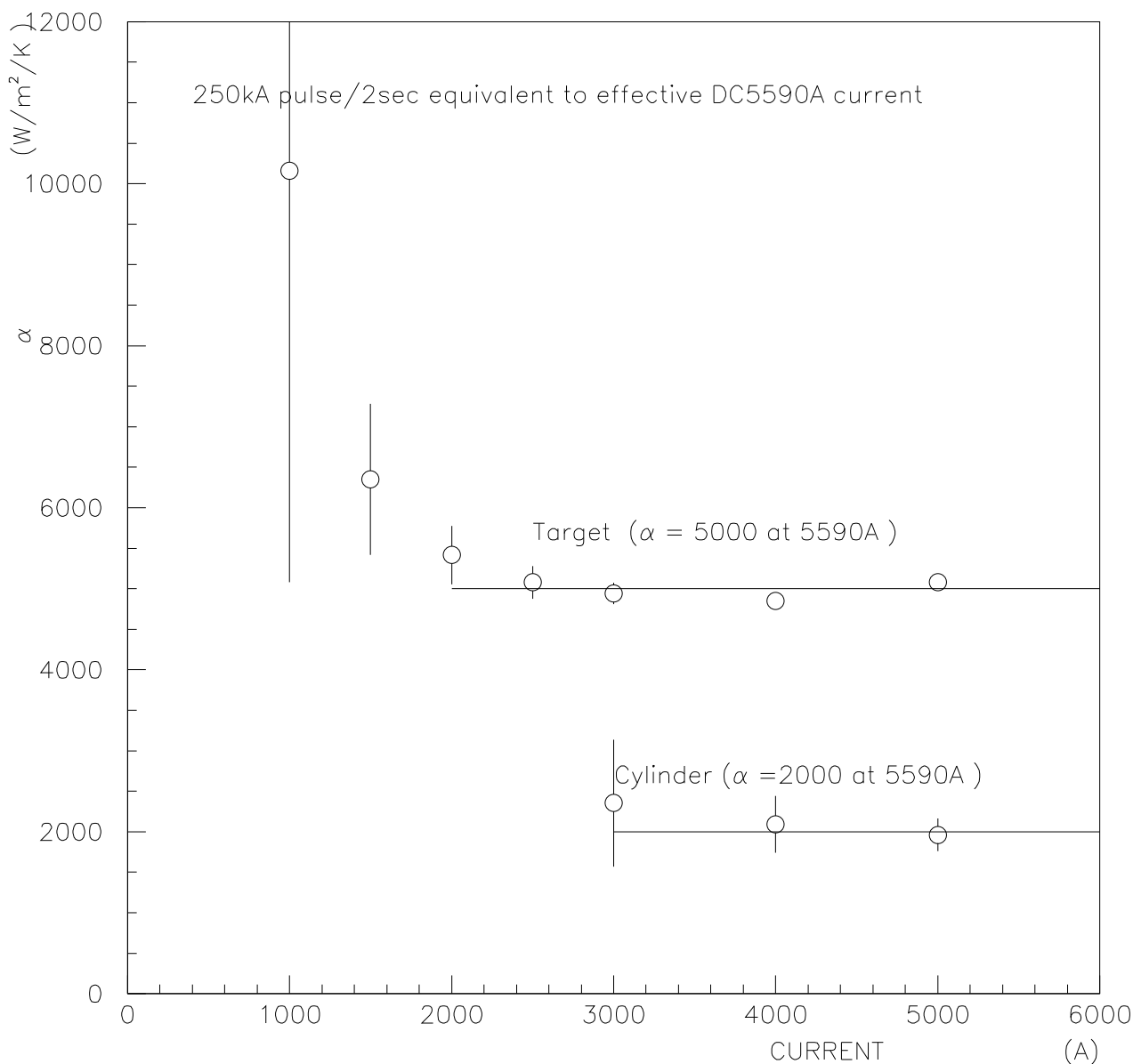


図 4.9: ホーン冷却装置の冷却能力

この結果から、250kAパルス運転でのターゲットの温度変化を計算した。図 4.10から、ターゲットの温度上昇は、1パルスあたり $9^{\circ}C$ 、平衡に達した時の温度が平均で、 $13^{\circ}C$ 上昇が予想される。

一方、2ndホーンの冷却を考える。2ndホーンの内部導体は、1stホーンに比べ大きな表面積を持っており4個のノズルを使用しても冷却効果は1つのノズルの分しか発揮されないと思われる。しかし、2.5節より、発熱量は5段目の最も大きな部分で264Wであり、1つのノズルによる熱伝達率が $1100W/m^2/K$ であることを考慮すると温度上昇は $1.3^{\circ}C$ であると予想される。

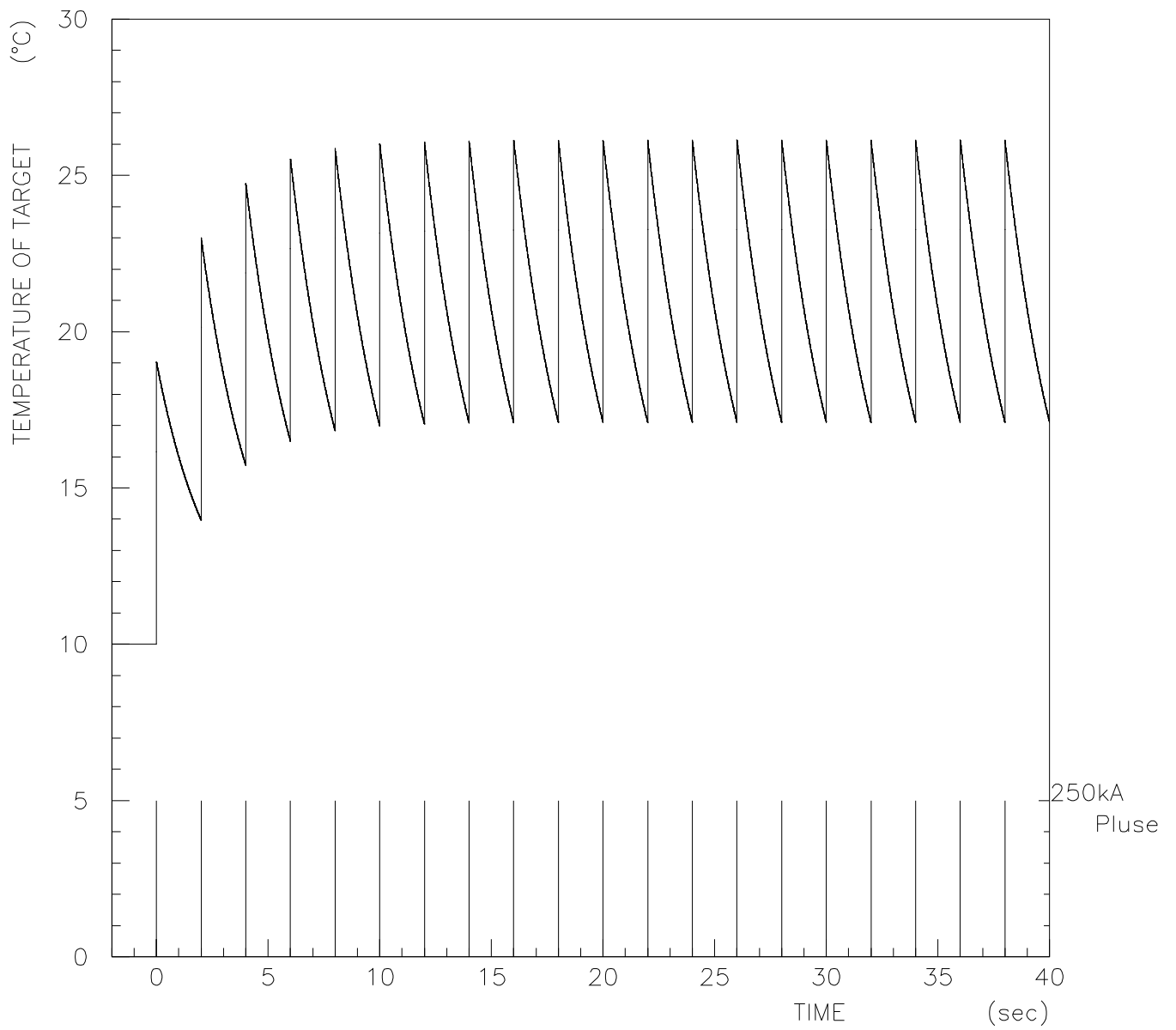


図 4.10: ターゲット部の温度上昇

### 4.3.3 熱膨張

さらに内部導体の温度上昇に伴う熱膨張を測定した。ホーンの終端部にマイクロゲージを設置し、内部導体全体の熱膨張を測定した。A6061の線熱膨張係数は室温では表2.3の線熱膨張係数より平均  $23.6\mu\text{m}/^{\circ}\text{C}$  なので期待される熱膨張は温度上昇度との積で与えられる。アルミの長さを  $l[m]$ 、温度上昇度を  $\Delta T[^{\circ}\text{C}]$  としたとき、熱膨張  $S[m]$  は、

$$S[m] = 23.6 \times 10^{-6} \times l \times \Delta T \quad (4.9)$$

となる。ターゲット部とシリンダー部の温度上昇を測定し、コーン部の温度上昇はターゲット部とシリンダー部の平均値とした。表4.4より、熱膨張は、期待値と3%の違いしかなく、予想どおりの結果を得ることが出来た。

表 4.4: 内部導体の熱膨張の測定

	ターゲット 665mm	コーン1 210mm	シリンダー 1165mm	コーン2 370mm	合計 2420mm
温度上昇 [ $^{\circ}\text{C}$ ]	10.2	5.7	1.2	5.7	-
期待される熱膨張 [ $\mu\text{m}$ ]	160	28	33	50	271
測定した熱膨張 [ $\mu\text{m}$ ]	-	-	-	-	263

## 4.4 パルス運転

パルス運転では、ホーン内部の磁場の測定と歪みの測定を行なった。今回のパルス運転は電流供給ラインを銅板の代わりにケーブルを用いた。したがって、3.3.4節で述べた様にパルス幅が5m秒と大きくなり発熱時間が長くなったため、実際の2秒に1パルスの時間間隔ではなく数十秒に1パルスの運転を行なった。本格的な2秒に1回の連続運転は電流供給ラインの改良後、行なう予定である。

### 4.4.1 ホーン磁場の測定

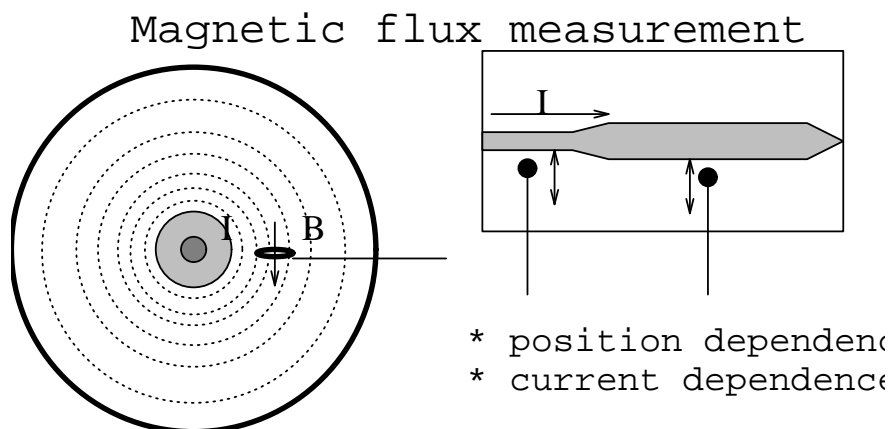


図 4.11: ホーン磁場の測定

ホーン内部の磁場は電流に比例し、中心軸からの距離に反比例する。

$$B[T] = \frac{I[A]}{5r[m]} \times 10^{-6} \quad (4.10)$$

マグネットとしての性能を確認するため、ホーン内部に発生する磁場をコイルを挿入して測定した。外部導体にあるターゲット部、及びシリンダー部を覗く窓からコイルを挿入し、パルス電流とコイルの位置を変えて測定を行なった。

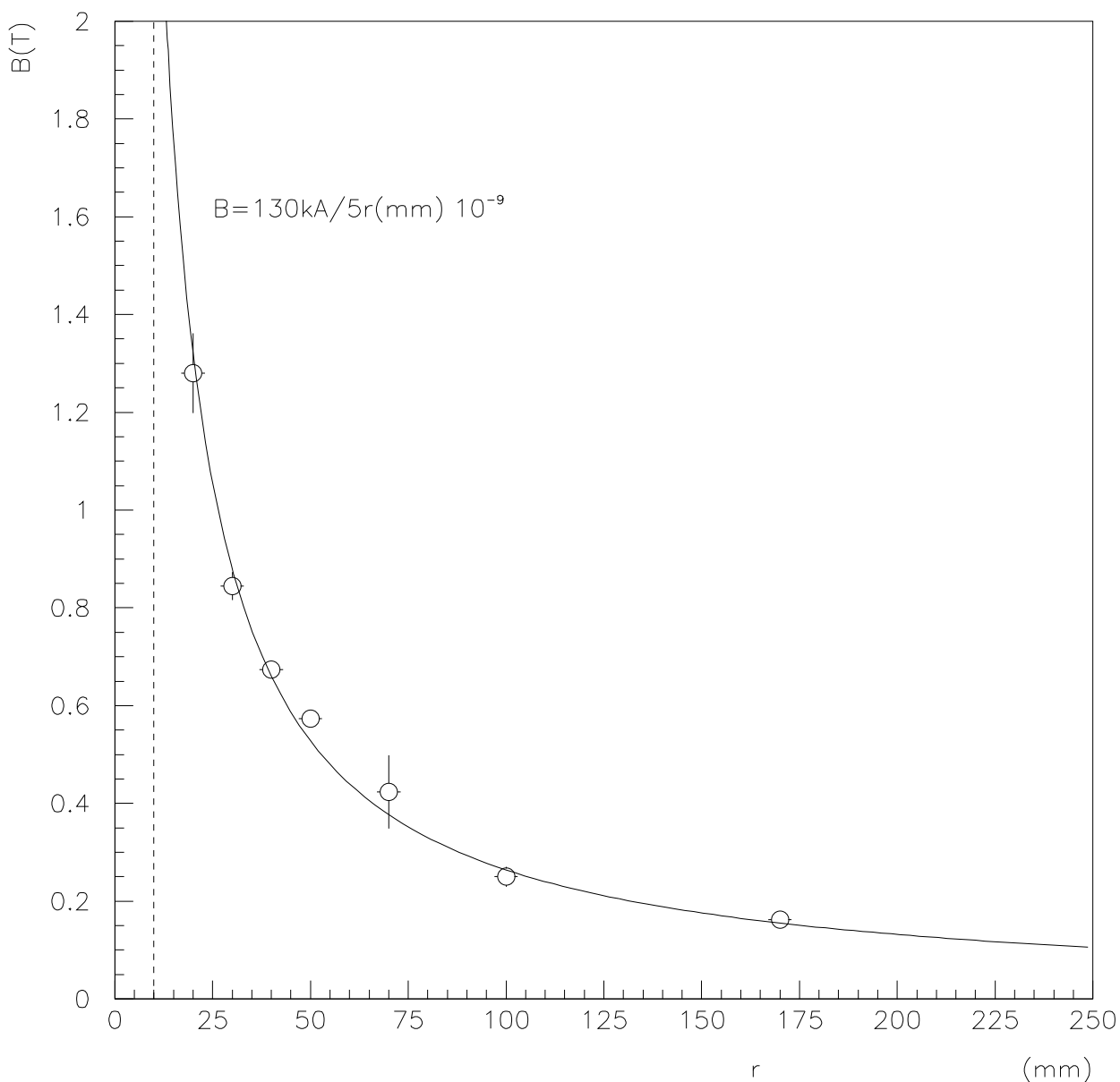


図 4.12: ターゲット付近での磁場の測定

コイルから得られる出力は、コイル内の磁束の微分波形なので得られた波形を積分して、測定箇所に発生した磁場の最大値を求めた。コイルの出力を  $e[V]$ 、コイルの面積を  $S[m^2]$ 、巻き数

を  $n$  とした時、測定箇所の磁場  $B[T]$  は、

$$B[T] = \frac{1}{nS} \int_0^t e(t') dt' \quad (4.11)$$

となる。まず、 $130kA$  で運転して、ターゲット部、及びシリンダー部のまわりの磁場の大きさを測定した。ターゲット部は中心軸からの距離を  $20mm, 30mm, 40mm, 50mm, 70mm, 100mm, 170mm$  と変化させて測定した。シリンダー部も同様に  $78mm, 88mm, 98mm, 108mm, 128mm, 158mm, 198mm$  の7点を測定した。磁場は中心軸からの距離に反比例しており、コイル形状等の測定誤差を考慮

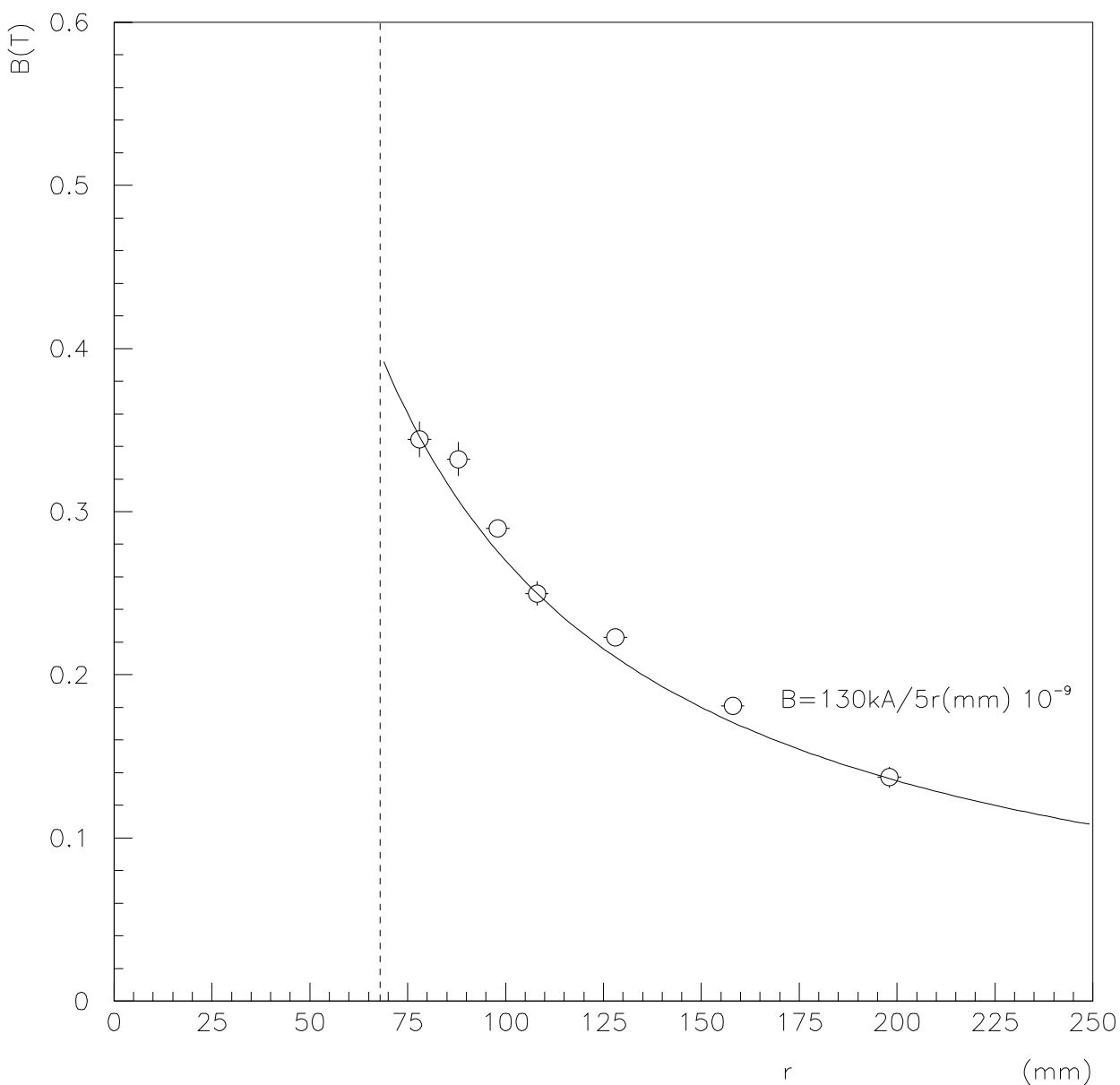


図 4.13: シリンダー付近での磁場の測定

すると測定値は、最大  $\pm 4\%$  で予想値に合っている。



続いて、電流値を変化させてターゲットの近傍（中心軸からの距離が  $r = 20\text{mm}$ ）の磁場の測定を行なった。測定結果は、予想される磁場の大きさに誤差の範囲で一致しており、期待された通りの磁場が得られている。

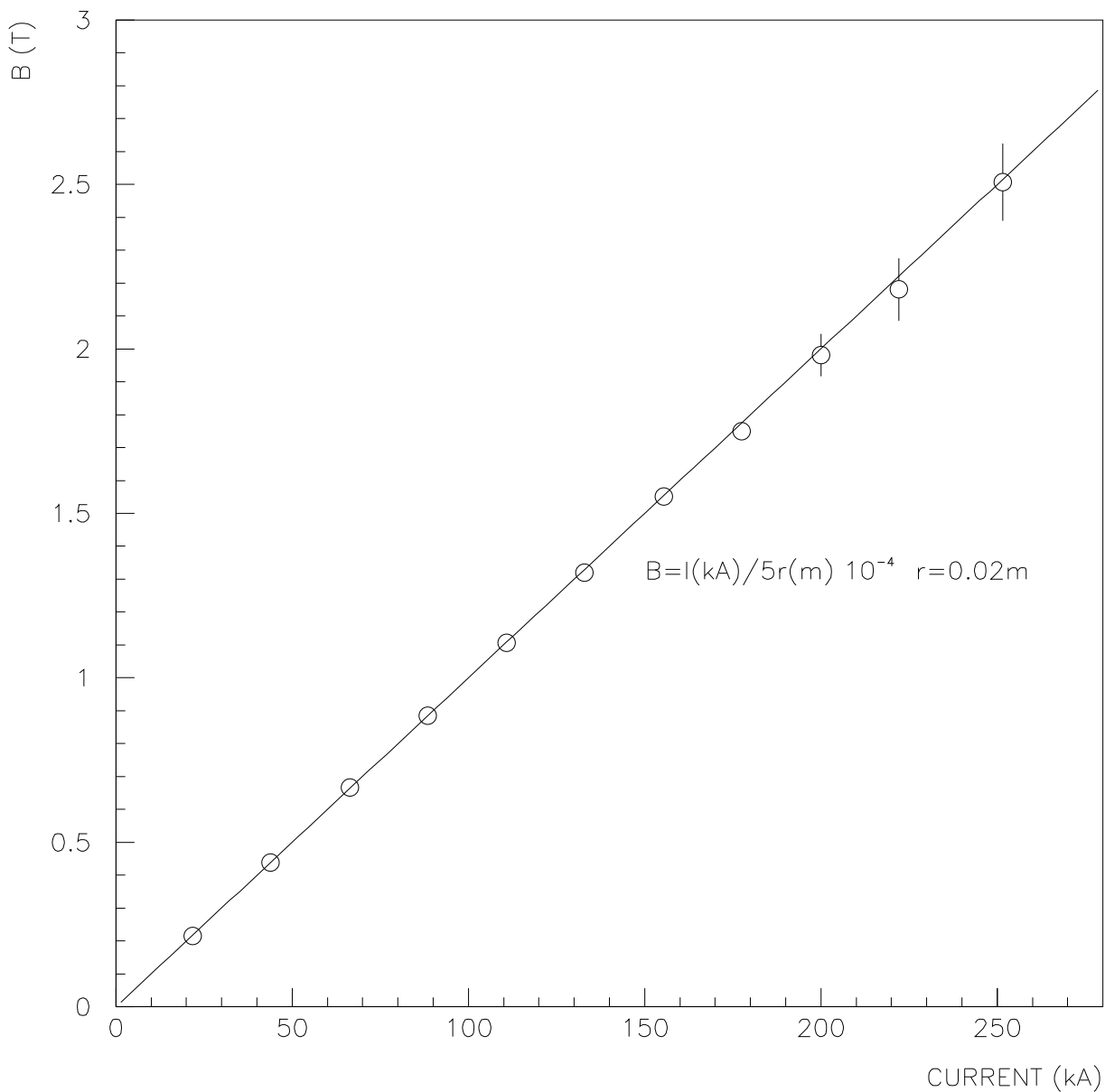


図 4.14: 電流とターゲット部の磁場

#### 4.4.2 電磁応力の測定

ホーンの内部導体の電磁応力による歪みの測定を行なった。

##### パルス電流による歪み

まず、期待される歪み波形について述べる。歪みには熱応力によるものもあるが、今回の測定では温度上昇を一定にすることで、電磁応力による歪みだけを測定した。

導体の中を流れる電流と発生する磁場の関係を求める。Maxwell方程式及び物質の性質に関する関係によると

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (4.12)$$

$$\nabla \times H = j + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (4.13)$$

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (4.14)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (4.15)$$

$$j = \sigma E \quad D = \epsilon E \quad B = \mu H \quad (4.16)$$

である。これを  $E$  について書き下すと、

$$\Delta \cdot E = \mu\sigma \frac{\partial E}{\partial t} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (4.17)$$

$x$  方向のみ電流が流れる場合を考えて  $j = \sigma E = e^{i\omega t}$  としたとき、Maxwell方程式を  $E$  について解く。

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = -\mu\left(\frac{\epsilon}{\sigma}\omega^2 - i\omega\right)E \quad (4.18)$$

$j = (j(t), 0, 0)$  としたとき、 $E$  は  $x$  成分のみで

$$E(z, t) = E_0 e^{-\frac{z}{\delta}} \exp\left[i\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right)\right] \quad (4.19)$$

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu}} \quad (4.20)$$

となる。ここで  $\delta$  は表皮効果における表皮の厚さを表しており、表面から  $\delta$  のところでは電流密度が  $\frac{1}{e}$  になっている。すなわちパルス電流の場合周波数が高いほど導体の表面しか電流は流れない。今回、2msecのパルス(250Hz)では、アルミニウム板で  $\delta = 6mm$  である。

磁場  $H$  は  $y$  成分のみで、

$$H(z, t) = \sqrt{\frac{\sigma}{\mu\omega}} E_0 \exp\left[-\frac{z}{\delta}\right] \exp\left[i\left(\omega t - \frac{z}{\delta} - \frac{\pi}{4}\right)\right] \quad (4.21)$$

となる。応力  $F$  は電流  $j$  と磁場  $B$  の外積で与えられて、

$$|F| = |j \times B| = \frac{\mu}{\rho} |E \times H| \quad (4.22)$$

$$= \frac{\mu}{\rho} \sqrt{\frac{\sigma}{\mu\omega}} E_0^2 \exp\left[-\frac{2z}{\delta}\right] \exp\left[i\left(2\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right) - \frac{\pi}{4}\right)\right] \quad (4.23)$$

導体表面に発生する応力は、 $z = 0$  の時で、

$$F = \frac{\mu}{\rho} \sqrt{\frac{\sigma}{\mu\omega}} E_0^2 \exp\left[i\left(2\omega t - \frac{\pi}{4}\right)\right] \quad (4.24)$$

となる。掛かる力は、電流に対して位相は  $\frac{\pi}{4}$  遅れるので、すなわち発生する歪みはこれに従う。

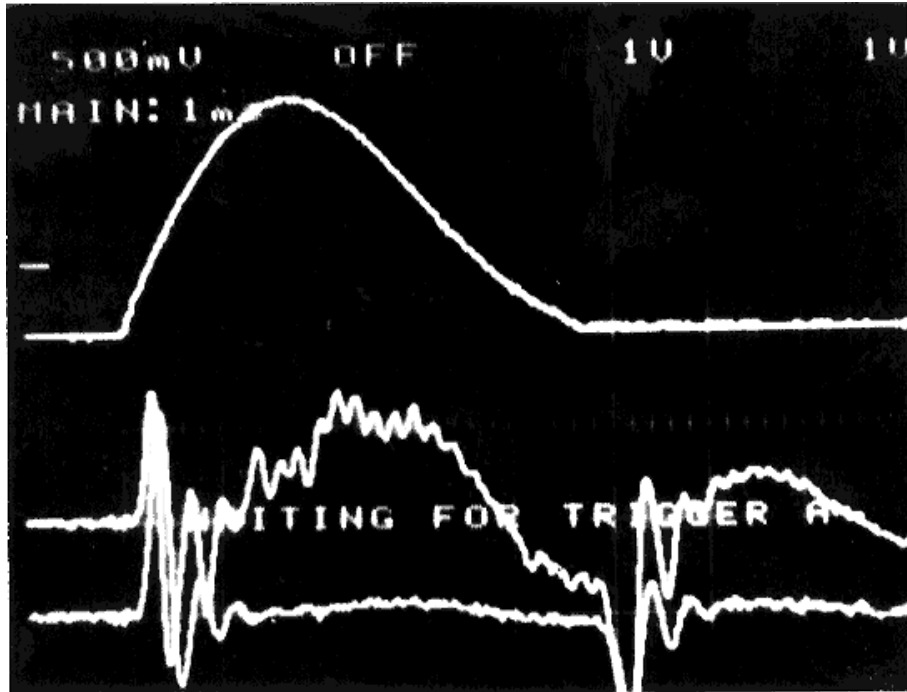


図 4.15: 電流波形と歪み波形

ホーンに  $50kA$  の単パルスを通した直前から  $10msec$  の時間にわたる電流供給ライン 1 回路の電流波形と歪み波形を図 4.15 に示す。一番上から電流波形、ターゲット部の歪み、シリンダー部の歪みである。電流波形は、 $100mV - 1kA$  に相当し、歪み波形は約  $1V - 70\mu m/m$  に相当する。

### 歪みの周波数特性の測定

歪み波形の周波数解析を行ない歪みの振動数を求めた。

周波数解析を行なうために測定した歪み波形をフーリエ変換した。測定した波形  $f(t)$  をフーリエ変換した時、得られるフーリエ変換式  $G(f)$  は、

$$G(f) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(-i2\pi ft) dt \quad (4.25)$$

と定義される。ここで、 $t$  は時間関数で  $f$  は周波数となる。実際に数値的に計算していくために、変換式を離散化させる。測定周期  $T_0$  の歪み波形  $f(t)$  が、時系列データ  $f(t_i), \dots, f(t_{N_0})$  で与えられたとき、サンプリング時間は  $\Delta t = \frac{T_0}{N_0}$  となり、離散的フーリエ変換 (Discrete Fourier Transform :DFT) におけるパワースペクトラム (ピリオドグラム) は、

$$P_f(f) = \frac{1}{N_0} \left| \sum_{i=0}^{N_0-1} f(t_i) \exp\left(\frac{-i2\pi fi}{N_0}\right) \right|^2 \quad (4.26)$$

となる。これが、周期的な成分に対して有効なのは、 $f(t)$  が周波数  $f_0$  の周波数成分を持っている場合、 $f \approx f_0$  で  $f(t)$  と  $\exp(\frac{-i2\pi f_i}{N_0})$  の寄与が大きいものに対して、他の周波数  $f$  では、各項は打ち消し合うためである。したがって、周期的成分がある場合特定の  $f$  に鋭いピークが立つことになる。また、式 (4.26) は、時間変換に対して不変である。

ここで、 $P_f(f)$  を規格化された表現に直すと、 $\omega = \frac{2\pi}{N_0}$  として、

$$P_X(f) = \frac{\left| \sum_{i=0}^{N_0-1} f(t_i) \exp(-i\omega f_i) \right|^2}{\sum_{i=0}^{N_0-1} \exp(-i\omega f_i)^2} \quad (4.27)$$

のようになり、 $f(t)$  のノイズ成分が、Gaussian noise のとき、ピリオドグラム  $P_X$  の分布は自由度 2 のカイ二乗分布に従う。これは指数分布になる。[22]

$$X(z) = e^{-z} \quad (4.28)$$

ここで、 $N$  個の独立な周波数のうち最も高いピリオドグラムの値が  $z$  として、全ての時系列データはノイズとすると、各周波数が  $z$  と同じか大きい確率は

$$F = 1 - [(1 - e^{-z})]^N \quad (4.29)$$

であり、 $F$  は the false-alarm probability と呼ばれる。また、 $1 - F$  は周波数成分を含む確率となる。したがって the false-alarm probability  $F$  が小さいとき周期成分を含むことになる。検出しきい値は

$$z_0 = -\ln \left[ 1 - (1 - p_0)^{\frac{1}{N}} \right] \quad (4.30)$$

と定義され、測定されたピリオドグラムが  $z_0$  を越えたとき周波数成分を検出したとされる。すなわち、ノイズのふらつきの最大の確率が  $p_0$  であることを意味する。

今回、 $100kA$  のパルス電流を流したときの 1st ホーンのターゲット部の歪みを測定し、周波数成分を求めた。

図 4.16 から、式 (4.24) に従う  $310Hz$  の周波数と、ホーン全体の縦振動である  $1500Hz$  の周波数を得ることが出来た。片方固定端、片方自由端のとき、全長  $l[m]$  の棒の固有振動数は、ヤング率を  $E = 68.94kN/mm^2$ 、密度を  $\gamma = 2.72 \times 10^3 kg/m^3$  重力加速度を  $9.80m/s^2$  としたとき式 (4.31) で与えられる。

$$f = \frac{n}{4l} \sqrt{\frac{Eg}{\gamma}} \quad (4.31)$$

ホーン内部導体の全長は、 $l = 2417mm$  であり、 $n = 1$  の時の基本振動数は  $1640Hz$  である。故に測定された  $1500Hz$  の周波数はホーンの縦振動であると思われる。ホーンの縦振動は、ホーン自体の固定が不確かなことに起因する。

また、図 4.17 に、長い周期での周波数特性を示す。固定がゆるいため、ホーン全体が横振動をして  $6.5Hz$  で共鳴してるのがわかる。本番では、専用台を使用するのでホーン自体の振動は無くなる。

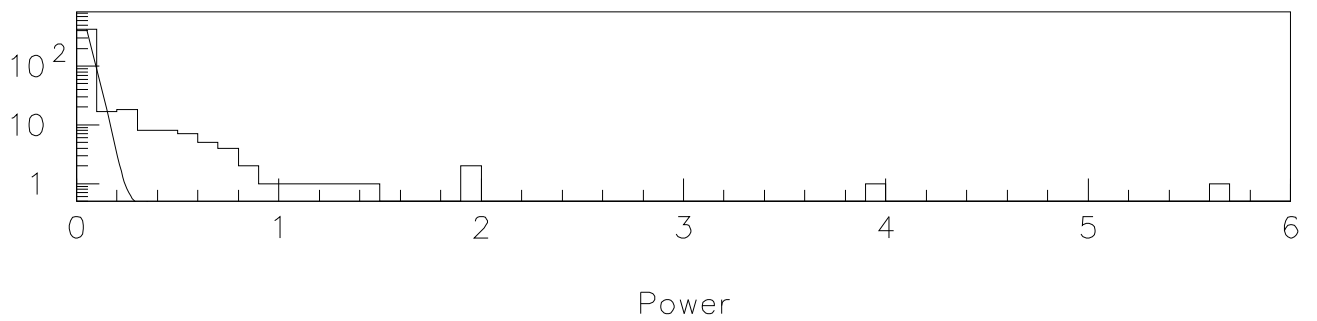
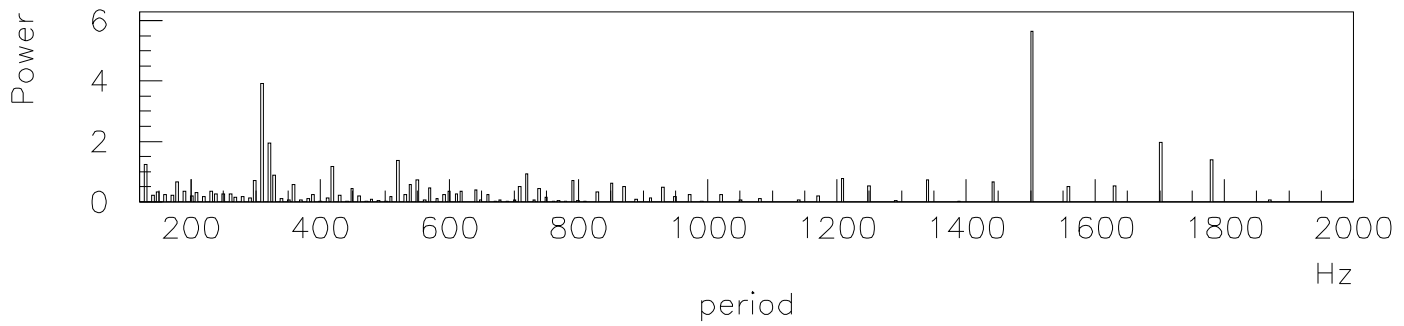
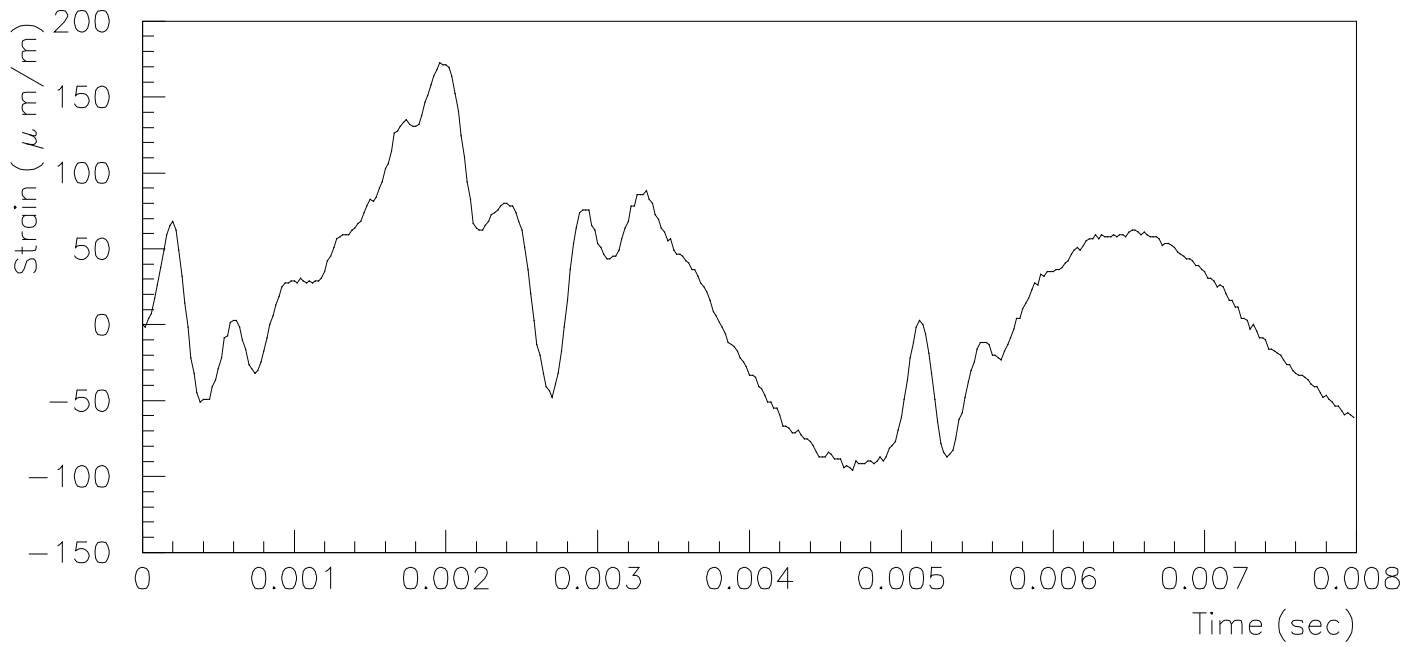


図 4.16: 歪みの周波数特性 1

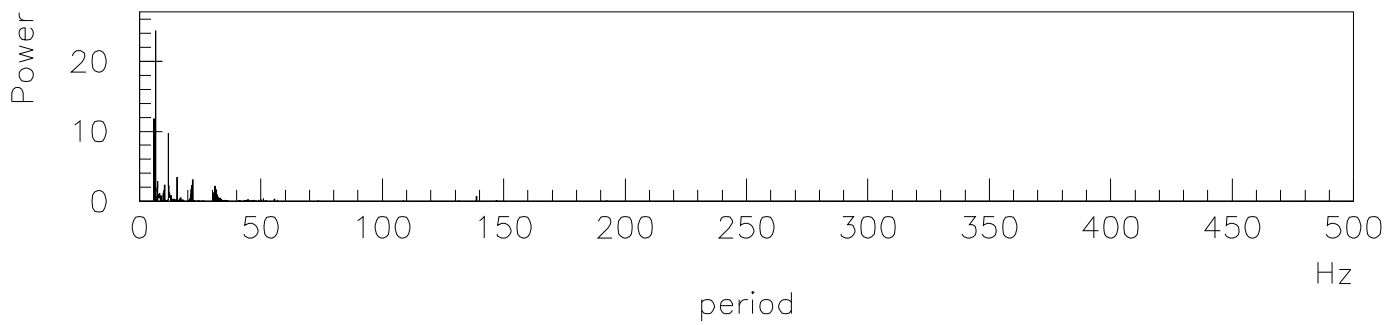
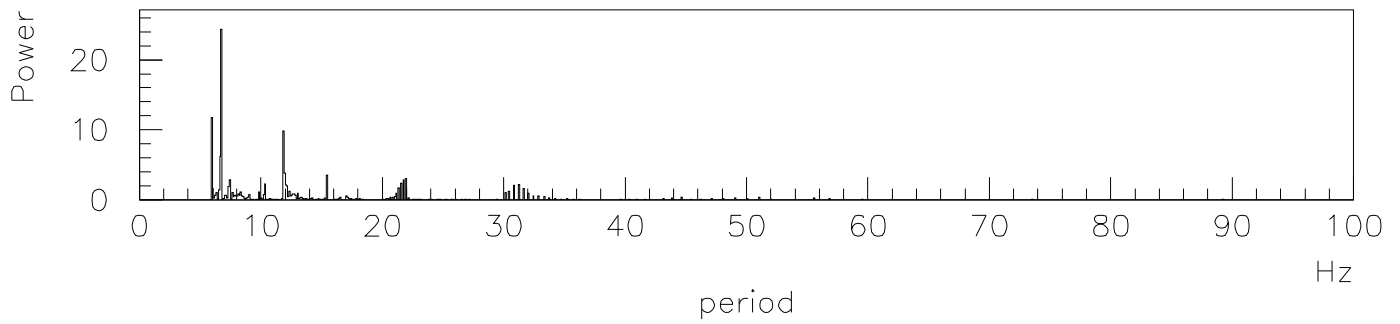
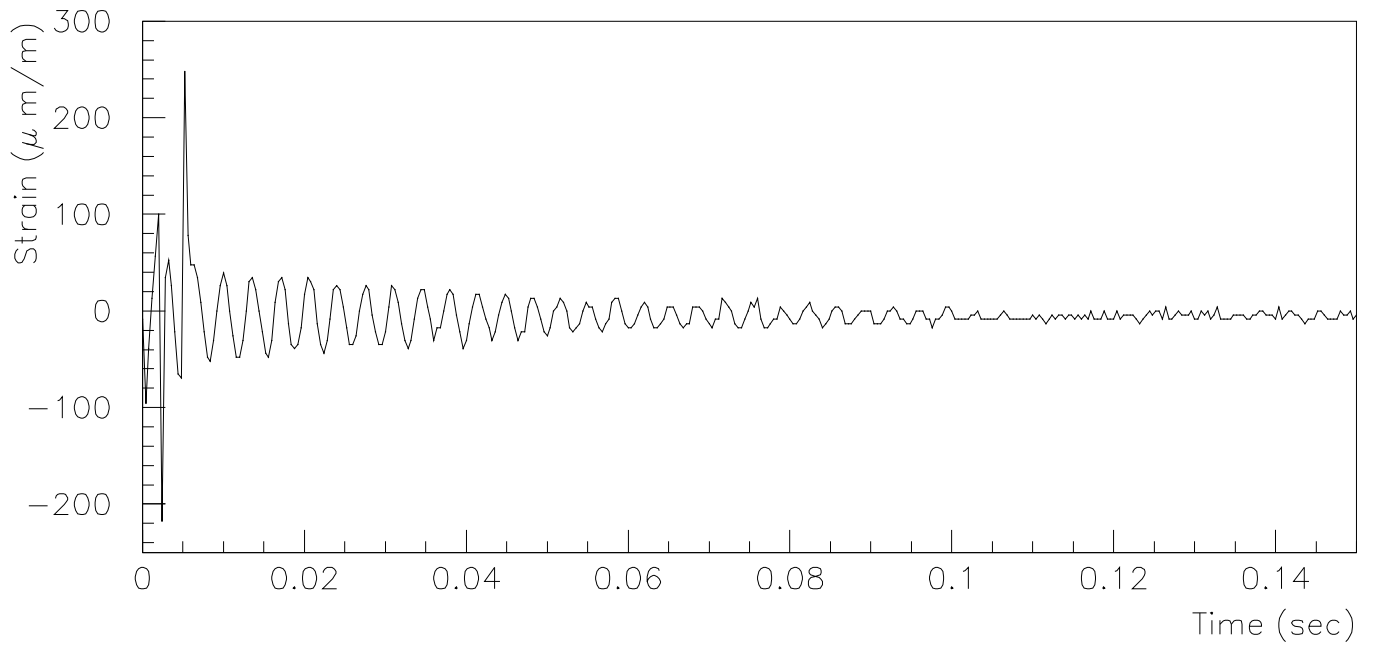


図 4.17: 歪みの周波数特性 2

## 最大歪みの測定

先に求めた周波数解析をもとに、測定した歪み波形からホーンの縦振動成分をとりのぞきパルス歪みの最大値の測定を行なった。パルス電流は  $100kA$  まで変化させ、ターゲット部とシリンダー部の歪みを測定した。測定結果は、図 4.18 のように実線で表した安全率 4 倍の計算予想値

表 4.5: ターゲット部とシリンダー部の歪み

ホーン電流 [kA]	ターゲット		シリンダー	
	計算値 [ $\mu m/m$ ]	測定値 [ $\mu m/m$ ]	計算値 [ $\mu m/m$ ]	測定値 [ $\mu m/m$ ]
26.6	52.0	$30.1 \pm 2.3$	12.9	$2.5 \pm 0.7$
51.2	193	$150 \pm 13$	47.9	$13.9 \pm 1.3$
74.4	407	$285 \pm 18$	101	$30.3 \pm 1.7$
96.0	677	$390 \pm 25$	168	$50.3 \pm 2.7$

に対してターゲット部で 6 割程度、シリンダー部で 3 割程度であった。電流値  $250kA$  の時の歪みを外挿すると、ターゲット部で  $2500\mu m/m$  となり、これは設計時の計算より予想された歪みの 54 % に相当し、1st ホーンは十分な強度があることがわかる。

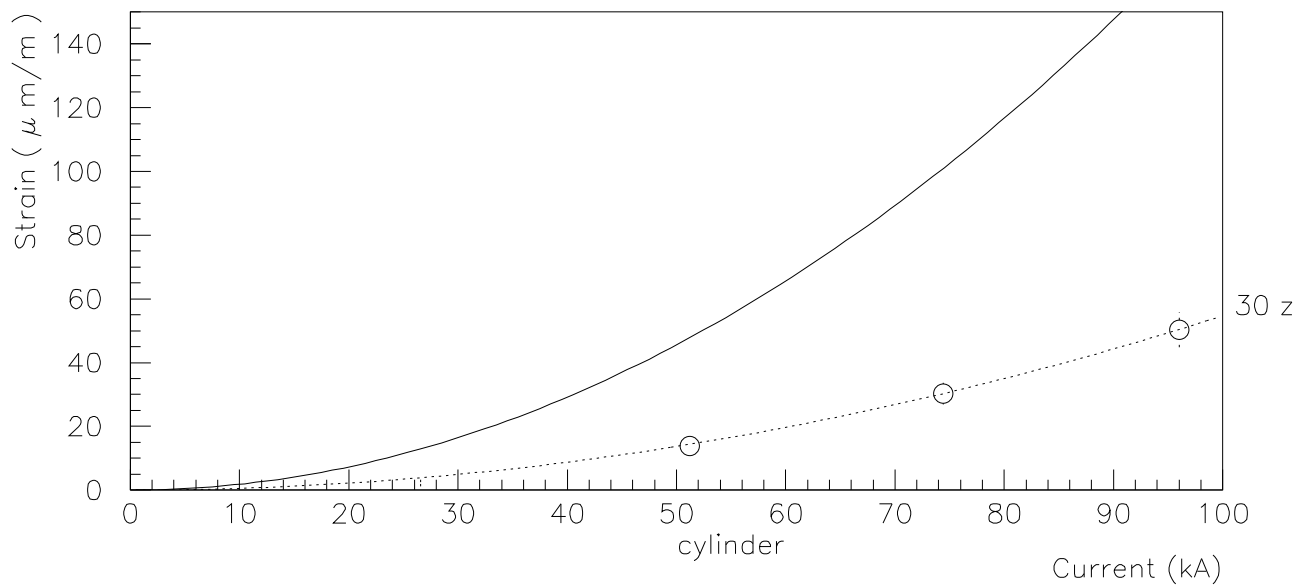
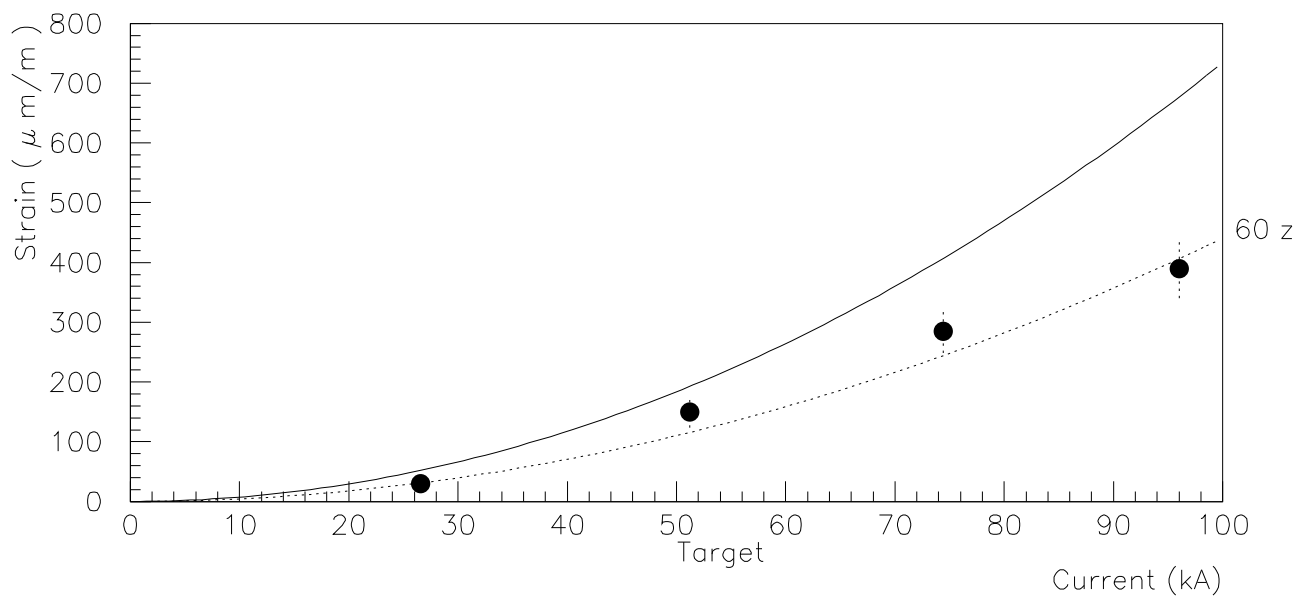


図 4.18: 1st ホーンの強度



## 4.5 ホーン運転試験の評価

1st ホーン運転の運転試験で以下のことを確認した。

- ホーン冷却装置の冷却能力  
DC 運転に於いて冷却装置の冷却能力が十分であることを確認した。冷却能力を示す水とアルミニウム表面の熱伝達率は、散水するノズル 1 つあたり約  $1100\text{W}/\text{m}^2/\text{K}$  であった。250kA、2msec パルス運転時での 1st ホーンの温度上昇は一番大きいターゲット部分で  $13^\circ\text{C}$ 、2nd ホーンの場合は 5 段目の部分で  $1.3^\circ\text{C}$  であると予想される。
- 1st ホーンの熱膨張  
DC 運転に於いて 1st ホーンの熱膨張を測定した。DC5000A での運転の時の熱膨張は内部導体全体で  $263\mu\text{m}$  となり、これはパルス電流値 224kA に相当する。250kA では、 $290\mu\text{m}$  であると予想される。
- 1st ホーンの磁場測定  
1st ホーンのホーン内部に発生する磁場の測定を行なった。ターゲット部付近とシリンダー部付近の 2 箇所の磁場を測定した。250kA 運転時の中心軸から 20mm の所の磁場は  $2.51 \pm 0.08\text{T}$  であり測定誤差内で、期待される値と一致することを確認した。コイルの設置位置を変えて測定したホーン内部磁場分布は、 $\pm 4\%$  以内で期待される分布を示しており、ホーンを流れる電流分布に偏りはないと言える。
- 1st ホーンの歪み測定  
1st ホーンの内部導体の電磁応力による歪みを測定した。電流値は 100kA まで変化させ、ターゲット部とシリンダー部の歪みを測定した。期待された歪みに比べ 6 割程度の歪みしか測定されず、ホーンは十分な強度を持つことを確認した。

1st ホーンのパルス運転の結果、測定誤差を含む  $\pm 4\%$  で一様な磁場分布を得ることが出来た。また、250kA パルス運転時、測定誤差を含み  $\pm 3\%$  の安定性を持ち、2.3節、3.3節で要求した、4 回路のバランスが  $5\%$  以内、ホーンを流れる電流が  $10\%$  以内の安定性である条件を満たすと言える。以上から、1st ホーンは本実験で要求される 250kA パルス連続運転を行なう能力を保有し、ビーム収束マグネットとしての十分な性能を持つと言える。

## 第 5 章

### 結論

本論では、長基線ニュートリノ振動実験で使用する電磁ホーンの研究を行なった。

まず、電磁ホーンを使用することにより期待されるスーパーカミオカンデ検出器でのニュートリノフラックスの計算及びホーンの運転条件を決定し、2nd ホーン的设计における強度計算を行なった。

この結果、ホーン電流を  $250\text{kA}$  としたとき、スーパーカミオカンデでのニュートリノ振動を仮定しないミューオンニュートリノフラックスは、 $2.74 \times 10^6 / \text{cm}^2 / 10^{20} \text{P.O.T}$  であり、ホーンを使用しない時に比べて14倍のフラックスを得ることが出来る。期待される荷電カレント反応のイベント数は約520イベントである。これを保障するためホーンはホーン電流  $(250 \pm 25)\text{kA}$  で運転を行なう必要がある。ホーン的设计に関して、1st ホーンと2nd ホーンの間隔は  $10.5 \pm 1.0\text{m}$  が最適であり、ビーム軸に対するホーン中心のずれは  $2\text{mrad}$  以内にするべきである。また、2nd ホーンは、パルス電流  $250\text{kA}$ 、 $10^7$  回の運転に対して安全率が4倍以上あることを確認した。

続いて、ホーンを運転する際に使用する電流モニターの製作、及びパルス電源装置の性能の確認を行なった。電流モニターは、ホーンと電源装置を結ぶ電流供給ラインに設置され、ホーンに流れ込む電流のバランスの確認と、ホーン電流の測定を行なう。そして電源装置が、 $250\text{kA}$  を流すために十分な性能を持つことを確認し、必要なコンデンサー充電電圧を測定した。現時点の仮配線では、 $250\text{kA}$  運転に  $6.3\text{kV}$  の充電電圧を必要とする。

最後に、1st ホーンの運転試験を行なった。

まず、DC運転を行ない、ホーン冷却装置の冷却能力の確認と1st ホーンの発熱による熱膨張の測定を行なった。冷却装置は、十分な機能を有し  $250\text{kA}$  連続パルス運転時には、一番発熱するターゲット部で、 $13^\circ\text{C}$  の温度上昇が予想される。また、2nd ホーンの温度上昇は、最大  $1.3^\circ\text{C}$  である。

その後、パルス運転試験を行なった。パルス運転では、ホーン内部に発生する磁場の測定と、内部導体の電磁応力の測定を行なった。ホーン内部の磁場は、測定誤差内で期待値と一致しており、ホーンがマグネットとしての性能を十分に持つことを確認した。電磁応力の測定結果は、設計時に予想した値の54%であり、1st ホーンが本実験で要求される  $250\text{kA}$  パルス連続運転に十分な性能を持つことを確認した。

電源装置の性能確認及びホーン運転試験によって、電磁ホーンシステムは本実験が要求するニュートリノフラックスを、十分供給する能力があると言える。

今後、2nd ホーンの運転試験と、両ホーンの3か月連続パルス運転試験を予定しており、さらなるホーンシステムの性能の確認と評価を行なう。

## 付録 A

### ホーン設計図

1st ホーン及び 2nd ホーン的设计図を図 A.1から図 A.3に載せる。これらの図面は、全て完成図である。







## 参考文献

- [1] G.Barr et al.,Phys. Rev.,*D39*,3532 (1989).
- [2] M.Honda et al.,Phys. Let.,*B248*,193 (1990).
- [3] H.Lee et al.,Nuo. Cim.,*105B*,883 (1990).
- [4] Y.Fukuda et al.,Phys. Let.,*B335*,237 (1994).
- [5] D.Casper et al.,Phys. Rev. Let.,*66*,2561 (1991).
- [6] W.W.M.Allison et al.,Preprint hep-ex/9611007 1996).
- [7] M.Aglietta et al.,Euro. Let.,*8*,611 (1989).
- [8] Ch.Berger et al.,Phys. Let.,*B227*,489 (1989);Phys. Let.*B245*,305 (1990).
- [9] R.Rpbertson et al.,Phys. Rev. Let.,*67*,957 (1991).
- [10] R.Abela et al.,Phys. Let.,*B146*,431 (1984).
- [11] H.Albrecht et al.,Phys. Let.,*B292*,221 (1992).
- [12] ニュートリノビームラインのためのGPS基準点測量報告書,ハザマ技研研究所 (1995).
- [13] N.J.Baker et al.,Phys. Rev.,*D25*,617 (1982).
- [14] C.H.Llewellyn Smith,Phys. Rep.,*3C*,261 (1972).
- [15] 宮本伸一、東京大学原子核研究所修士論文 (1996).
- [16] アルミニウムハンドブック,社団法人軽金属協会 (1994).
- [17] J.G.Dusseux et al.,CERN 72-11.,(1972).
- [18] 機械設計便覧,機械設計便覧編集委員会編 (1973).
- [19] ひずみ測定入門,高橋賞,河合正安共著,大成社 (1992).
- [20] 強度計算データブック,強度計算データブック編集委員会編 (1994).
- [21] 伝熱工学資料,伝熱工学資料調査分科会編 (1966).
- [22] E.J.Groth, ApJS.,*29*,285 (1975).

## 謝辞

まず、長基線ニュートリノ振動実験に参加させて頂く機会を下された武田廣教授に深く感謝致します。

本実験の責任者であり研究に直接御指導頂いた東京大学原子核研究所の西川公一郎教授、直接御指導を頂いた、神戸大学の原俊雄助教授、青木茂樹助教授、鈴木州助手、高エネルギー物理学研究所ビームチャンネルの鈴木善尋班長、山野井豊係長、家入正治助手、回路室の佐々木修助手に深く感謝致します。とりわけ、鈴木善尋班長、山野井豊係長には測定に直接関わって御指導頂き真に感謝致します。

本実験の責任者である高エネルギー物理学研究所の中村健蔵教授、作田誠助教授、大山雄一助手、石田卓助手、東大原子核研究所の石井孝信助手、小林隆助手、近松健博士、酒井敦博士、峰俊一博士をはじめとする E362 実験、スーパーカミオカンデ実験の共同研究者の方々には、適切な助言、協力を頂き深く感謝致します。

研究にあたり、たくさんのわがままを聞いて下さった、高エネルギー物理学研究所のビームチャンネルの高崎稔教授、田中万博助教授、野海博之助手、石井晴美係長、加藤洋二係長、皆川道文係員、実験調整系の田井野光彦課長をはじめとする皆様に深く感謝します。

また様々な形でお世話になり迷惑をかけた、東北大学の丸山和純氏、東海大学の衛藤雅之君、新潟大学の中村雅利君、東京大学原子核研究所の稲垣隆宏君、韓国の全南大学の Jeong Eun Mi 氏、Ma Kyong Ju 氏、神戸大学の北村尚氏、小田俊一氏、古西孝成君、中澤重晶君、越後慎也君、田代和也君、丸笹剛君、その他粒子物理系研究室の方々に深く感謝致します。

学部生の時から助言、御指導を頂いた国立天文台の水本好彦助教授に深く感謝致します。すでに卒業された、元東京大学原子核研究所の宮本伸一氏、元神戸大学の勝又元氏、加藤忍君、三浦貴弘君に深く感謝致します。

最後に、南建屋を毎日掃除して下さる清掃のおばさんにいつもありがとうございます。