

SPring-8 における弱結合未知粒子の探索

修士学位論文

東京大学大学院 理学系研究科
物理学専攻 小林研究室

稲田 聡明

平成 25 年 1 月 7 日

概要

素粒子物理学の標準理論を拡張した理論のいくつかは、光子と弱い結合を持つ粒子の存在を予言する。これらの粒子を大輝度 X 線光源である SPring-8 を用いて探索し、発見を目指している。

研究の第一段階として、これらの粒子のうち特にパラフォトンに焦点をあてた探索を行い、有意なシグナルは観測されなかったが、質量 $0.04 \text{ eV} \leq m_{\gamma'} < 26 \text{ keV}$ のパラフォトンに対して、光子との混合角 $\chi < 8.06 \times 10^{-5}$ (95% C.L.) という制限を得た。

この制限は eV 付近の質量領域において、地上実験としては最も厳しい制限である。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	パラフォトン	1
1.2	光子-パラフォトン振動	2
1.3	LSW 実験	3
1.4	アクシオンおよびディラトンとその探索	5
1.5	光源の高エネルギー化と SPring-8	6
第 2 章	実験装置およびセットアップ	9
2.1	セットアップ	9
2.2	電子リングとビームラインレイアウト	11
2.3	アンジュレータ	13
2.4	二結晶分光器	18
2.5	シャッター	20
2.6	全反射ミラー	20
2.7	X線検出部	22
2.8	DAQ システム	26
第 3 章	予備測定	28
3.1	エネルギー分解能および検出効率	29
3.2	エネルギー較正	32
3.3	ビーム強度	35
3.4	ビームプロファイル	45
3.5	ビームエネルギーの絶対値	48
3.6	温度	52
第 4 章	本測定および解析	53

4.1	本測定	53
4.2	混合パラメータ χ への制限	60
4.3	系統誤差	63
4.4	まとめ	64
第 5 章	考察, 展望	65
5.1	他の実験との比較	65
5.2	クーロンポテンシャルに対する制限への焼き直し	67
5.3	アクシオンおよびディラトンの探索へ向けて	67
第 6 章	結論	70
付録 A	アクシオン探索用の磁石	71
A.1	実測との比較	72
A.2	磁束の集束	72
A.3	磁場空間の均一性	73
A.4	漏れ磁場	75
謝辞		78
参考文献		79

第 1 章

序論

素粒子物理学の標準理論を超える理論のいくつかは、「アクシオン」、「ディラトン」、「パラフォトン」といった、光子と弱い結合を持つ粒子の存在を预言する。これらの粒子を大輝度 X 線光源である SPring-8 を用いて探索し、発見を目指している。

本研究では探索の第一段階として、特にパラフォトンの探索に焦点を当てた実験の結果を報告する。

1.1 パラフォトン

標準理論 (SM) を拡張した多くの理論は、従来の $U(1)$ 対称性とは別の $U(1)$ 対称性を含んでいる。もし新たな $U(1)$ 対称性に対応するゲージ粒子が物質 (SM matter) と直接に結合する場、これは Z' ボソンと呼ばれる [1]。これまでに加速器を用いた実験により、電弱相互作用程度の強さで物質と結合する Z' ボソンの質量は数 TeV 以上である、という制限が得られている [2]。

一方で、ストリングをもとにした現実的な SM 拡張理論の大半において、物質は新たな $U(1)$ 対称性による電荷 (パラチャージ) を持たない [3]。パラチャージを持つ粒子は、SM 粒子と直接には結合しないため、可視世界 (visible or SM sector) に対して隠された世界 (hidden sector) に属することになる。この場合、visible sector と hidden sector の間の相互作用は、両世界の $U(1)$ ゲージボソンが混合 (mixing) することのみにより生じる [4]。この hidden sector 光子はパラフォトン (γ') と呼ばれる。表 1.1 に、実験により探索されるこれらの $U(1)$ ゲージ粒子を分類した。

パラフォトンの質量が電子の質量よりも十分に軽い場合、光子との混合現象により量子電磁力学 (QED) が補正される [4]。また質量 eV–keV のパラフォトン天体内部における異常熱

輸送に寄与し [5], さらに光子との混合の大きさによっては暗黒物質の候補となるなど興味深い物理が期待されている [6]. 現在までに, パラフォトンを高感度に探索する地上実験は質量 10^{-10} – 10^3 eV の領域において行われてきた.

粒子	SM particle	visible sector との相互作用	質量	探索方法
Z'	charged	direct, electroweak	\sim TeV	衝突実験
γ'	uncharged	γ - γ' 混合を通じてのみ	10^{-10} – 10^3 eV	地上実験

表 1.1 実験により探索される新たな U(1) ゲージボソンの分類.

1.2 光子–パラフォトン振動

従来の QED U(1) ゲージに新たな U(1) ゲージを付加する場合, 対称性から許される最も一般的なラグランジアンは次のようになる.

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\chi F^{\mu\nu}B_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\gamma'}^2 B_{\mu}B^{\mu}. \quad (1.1)$$

ここで, $F^{\mu\nu}$ は QED U(1) ゲージ場 A^{μ} の強さ, $B^{\mu\nu}$ は hidden U(1) ゲージ場 B^{μ} の強さである. 最初の 2 項は, それぞれ光子場およびパラフォトン場の運動項である. また, 第 3 項の存在はゲージおよびローレンツ対称性から一般的に許される. この項の係数 χ は混合角と呼ばれ, 理論的な予測は $10^{-16} \lesssim \chi \lesssim 10^{-2}$ である [3]. 第 4 項はパラフォトンの質量項であり, ゼロを含む任意の値をとりうる. 低いエネルギースケールにおいてパラフォトンに質量がある場合, それは Higgs 機構 [8] または Stueckelberg [9] 機構による. QED に従い局所 U(1) ゲージ対称性を課すと光子の質量はゼロとなるため, 質量混合項 $m_{\gamma}m_{\gamma'}A_{\mu}B^{\mu}$ は除外される. このように質量混合項を明示的に排除した場合においても, パラフォトンのみの質量により混合項が発生することを以下にみる.

非対角項である第 3 項は, A^{μ} と B^{μ} が互いに直交する成分でないことを意味している. 第 1–3 項の運動項を対角化するために,

$$B^{\mu} \rightarrow S^{\mu} - \chi A^{\mu}, \quad (1.2)$$

$$(1 - \chi^2)e^2 \rightarrow e^2 \text{ (charge renormalization)}, \quad (1.3)$$

とすると, 式 (1.1) は次のようになる.

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}S^{\mu\nu}S_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\gamma'}^2(S_{\mu}S^{\mu} - 2\chi S_{\mu}A^{\mu} + \chi^2 A_{\mu}A^{\mu}), \quad (1.4)$$

パラフォトンの質量がゼロでない場合，括弧内第二項は光子成分と直交して電磁相互作用を行わないステライル成分 S^μ が，非対角質量項により光子と振動することを示している．このニュートリノ振動と類似した現象は， γ - γ' 振動と呼ばれる．

図 1.1 に γ - γ' 振動のダイアグラムを示す．振動の中間状態は双方の $U(1)$ に対するチャージを持つ粒子により媒介される [7]．逆の過程も同様である．

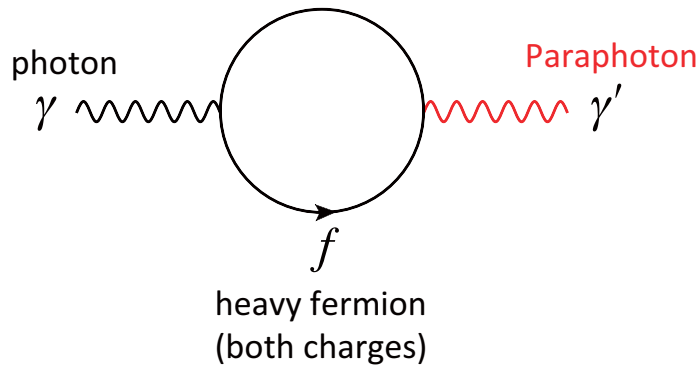


図 1.1 γ - γ' 振動のダイアグラム．逆過程も同様．

1.3 LSW 実験

Hidden sector に属する粒子は SM 物質を透過するため， γ - γ' 振動と組み合わせることによりパラフォトンの高感度な探索が可能となる．そのような探索手法の一つに LSW(light shining through a wall) がある．図 1.2 に LSW 実験の概念図を示す．光源と光子検出器が配置され，光子を遮断する壁により隔てられる．光源から照射される光子は壁で遮断され，検出器へ直接入射しない．

一方でパラフォトンが存在する場合，光子が壁で遮断される前に γ - γ' 振動によりパラフォトン成分が生成され，遮光壁を透過する．透過したパラフォトンの一部は壁の後方で再度 γ - γ' 振動により光子を生成する．全体として，パラフォトンを経由して壁を透過する微小な光子を感度の良い検出器で検出するようなセットアップが要求される．振動現象にエネルギー損失がないため，透過光子のエネルギーは光源から出射する元の光子を同一である．光源を発光させた場合とそうでない場合において検出器のカウントレートに統計的有意な差が確認される場合，パラフォトンの検出となる．

表 1.2 に，各実験パラメータに対する混合角 χ の依存性を示す．探索される混合角 χ は入射する光子フラックスおよび検出効率に対して最大の依存性 ($-1/4$ 乗) がある．特に，光子フラックスに比例して透過光子数が増加するため，強力な光源を用いることにより検出感度が向

上する。また検出器のバックグラウンドカウントレートを抑え、測定時間を長くとることにより、1/8 乗で感度が向上する。

表 1.3 に、これまでに行われた 6 つの実験グループによる LSW 実験をまとめる [10]。LSW 実験は 1993 年に BFRT 実験により、可視光レーザーを用いて初めて行われた。従来の探索では光源に数 W の出力を持つ大強度レーザーを用い、壁の手前にファブリペロー共振器を設置してさらにパワーを蓄積する。レーザーの強度および共振器の性能において改良を重ね、繰り返し実験が行われてきた。なかでも ALPS 実験はレーザーの強度および共振器の性能において最も優れ、共振器に蓄積される実効強度は 10^{22} photon \cdot s $^{-1}$ (約 1.2 kW) である。

変換領域の長さおよび光子エネルギーは、探索されるパラフォトンの質量を決める。変換長は後述するアクシオン探索用の電磁石の長さにより決まり、1–10 m 程度である。また光子エネルギーについては、高出力の得やすい Nd:Yag レーザーの 1064 nm (1.33 eV) およびその 2 倍波が主に用いられる。このように質量を決めるパラメータが何れの実験においても同様であるため、可視光実験により探索されるパラフォトンの質量は meV 程度である。

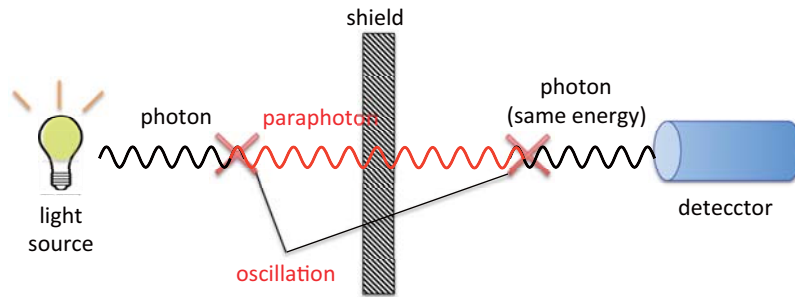


図 1.2 LSW 実験の概念図

パラメータ	χ 依存性 (階乗)
photon flux	$-1/4$
detector efficiency	$-1/4$
measurement time	$-1/8$
background count rate	$+1/8$

表 1.2 実験パラメータに対する、混合角 χ の依存性。

実験	年	エネルギー (eV)	ビーム強度 (photon·s ⁻¹)	変換長 (m)
BFRT	1993	2.2	~ 10 ¹⁴	$l_1 = l_2 = 4.4$
PVLAS	2006	1.2	3×10^{16}	$l_1 = 1, l_2 = 0.5$
BMV	2008	1.2	2×10^{18}	$l_1 = 20.2, l_2 = 1.1$
GammeV	2008	2.3	9×10^{18}	$l_1 = 7.2, l_2 = 7.1$
LIPPS	2009	1.3	8×10^{20}	$l_1 = l_2 = 2.9$
ALPS	2010	2.3	3×10^{21}	$l_1 = 8.4, l_2 = 7.6$

表 1.3 これまでの可視光 LSW 実験.

1.4 アクシオンおよびディラトンとその探索

パラフォトンの探索と異なり、アクシオンおよびディラトンの探索においては光子をこれらの粒子へ変換するために磁場を印加する。探索にはパラフォトン探索のセットアップに加えて壁の前後に変換用の磁石を組み込む必要があるものの、基本的なセットアップは同様である。実際、表 1.3 に挙げた可視光源によるこれまでのパラフォトン探索の大半は、アクシオンおよびディラトン探索の前段もしくは付随する実験として行われたものである。

本研究においても、パラフォトンの探索に引き続き磁石を設置したアクシオンおよびディラトン探索を行う。特に、LHC における 2011 年までのデータの解析により、単純な超対称性モデルによるニュートラリーノ暗黒物質の可能性がほぼ否定されているため [11]、アクシオンは暗黒物質の有力候補として重要視されている。

強い相互作用において、破れているはずの CP 対称性が実験的にはとても良い精度で保存している。この問題を解決するために導入される U(1) 対称性 (PQ 対称性 [12]) において、擬 NG 粒子はアクシオンと呼ばれる [13]。アクシオンの質量および他の粒子との結合は、PQ エネルギースケールである崩壊定数 f_α に反比例して抑制されるため、質量が小さく結合の弱いアクシオンの探索が高エネルギー物理に直結する。

擬スカラー粒子であるアクシオンおよびスカラー粒子であるディラトンはともに 2 つの光子と結合し、そのラグランジアンはそれぞれ次のようになる。

$$\mathcal{L}_{\phi-\gamma\gamma} = -\frac{g_-}{4} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \phi^- = g_- (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) \phi^- \quad (1.5)$$

$$\mathcal{L}_{\phi^+\gamma\gamma} = -\frac{g_+}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \phi^+ = g_+ (E^2 - B^2) \phi^+ \quad (1.6)$$

ここで ϕ^\mp および g_\mp はそれぞれアクシオン/ディラトン場および光子との結合定数であり、 $F^{\mu\nu}$ および $\tilde{F}^{\mu\nu}$ は電磁場の強さおよびその双対である。両式から、アクシオンおよびディラト

ンの探索上の違いは入射する光子の電場の向き（偏光）のみであり，アクシオンは磁場と平行な偏光が，またディラトンは磁場と垂直な偏光がそれぞれ結合に寄与する。

図 1.3 に，アクシオンが2つの光子と結合するダイアグラムを示す．アクシオンは PQ チャージを持つフェルミオンのループを介して光子と結合する．特に，2つの光子の一方を外部磁場により与え他方より入射する光子をアクシオンへ変換する場合，プリマコフ変換と呼ばれ LSW 実験に利用される．逆変換およびディラトンの場合も同様の変換となる。

アクシオン探索においては強力な磁石を用いることにより微弱な結合に対して感度が生じ，印加する磁場の強さと長さの積に比例して結合定数への探索感度が高まる。

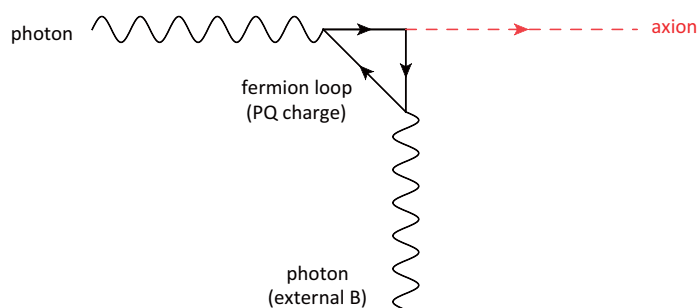


図 1.3 アクシオンと2つの光子が結合するダイアグラム（プリマコフ変換），逆変換も同様。

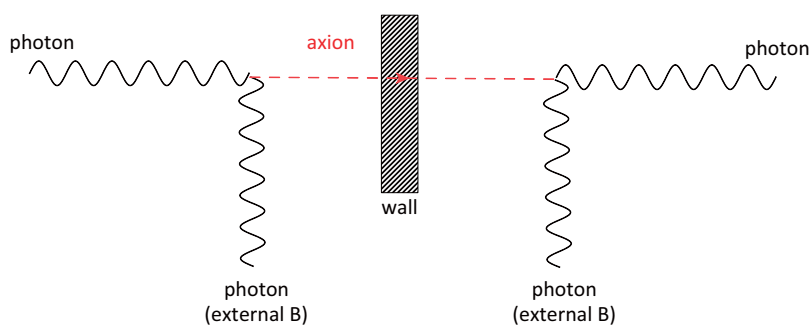


図 1.4 アクシオン LSW 実験の概念図。

1.5 光源の高エネルギー化と SPring-8

LSW 実験で探索されるアクシオンやパラフォトンなどの粒子の質量は光源（光子）のエネルギーにより決まり，エネルギーの $1/2$ 乗に比例して質量の重い粒子の探索が可能となる．そのため，可視光源を用いた実験よりも重い粒子の探索には X 線領域の光源を用いる必要がある．さらに重い粒子の探索に γ 線光源を利用することも可能であるが，ビーム強度が低くまた公園

および検出器のセットアップが大掛かりになる。X線は可視光と比較して光子一発一発が重く、また共振器等によりパワーを蓄積できないため、強度自体が強い光源を用いることが高感度な探索の要件となる。

そこで我々は世界最大の放射光施設である SPring-8 からの高輝度X線を LSW 実験の光源として用いる。表 1.4 に世界の第三世代放射光施設を比較する。第三世代放射光施設は、周長 1 km を超える巨大な電子蓄積リングにアンジュレータを中心とする多数の放射光源を配置したものである。なかでも SPring-8 は電子エネルギーおよび周長において最大の施設であり、また稼働開始時期も第三世代施設のうち最も最近である。

放射光のビーム強度は光源であるアンジュレータの長さにより決まる。そこで本実験は SPring-8 の全ビームラインのうち最高強度を誇る、長尺アンジュレータビームライン BL19LXU (時間平均強度において世界一) を使用する。

表 1.5 に BL19LXU を光源として用いた我々の実験パラメータを示す。使用するエネルギー、ビーム強度、および変換領域の長さはそれぞれ、7–26 keV, 10^{13} – 10^{14} photon \cdot s $^{-1}$, および $l_1 = 277$ cm, $l_2 = 65.4$ cm である。光源の強度 (photon \cdot s $^{-1}$) はこれまでの可視光源と比べて最大で 7 桁劣るものの、エネルギーが約 4 桁高いため 2 桁まで質量の重い粒子の探索が可能となる。X線光源を用いたこのような弱結合粒子の探索は本実験が初めてである。特に、質量 eV 付近のパラフォトン は地上実験としては本研究が初探索となるため、パラフォトンの発見の可能性がある。また発見されない場合には、探索する質量領域における混合角 χ に対して最も厳しい制限を与えることになる。



図 1.5 SPring-8 の航空写真.

第 1 章 序論

施設	場所	エネルギー	周長	ビームライン数	利用開始時期
ESRF	Grenoble, France	6 GeV	844 m	56	1994~
APS	Argonne, USA	7 GeV	1104 m	68	1996~
SPring-8	Hyogo, Japan	8 GeV	1436 m	62	1997~

表 1.4 第 3 世代放射光施設の比較.

ビームライン	日時	エネルギー範囲	ビーム強度	変換長
BL19LXU	Jun. 2012	7-26 keV	10^{13} - 10^{14} photon·s ⁻¹	$l_1 = 277$ cm, $l_2 = 65.4$ cm

表 1.5 SPring-8 における我々の実験パラメータ.

第2章

実験装置およびセットアップ

この章では、最初に実験の全体的なセットアップについて述べたのち、使用した個々の装置類について説明する。

セットアップは以下の部分から構成される。

1. 電子リングとアンジュレータ
2. 二結晶分光器
3. シャッター (MBS および DSS))
4. 全反射ミラー
5. X線検出部 (Ge 検出器および鉛シールド)
6. DAQ エレクトロニクス

2.1 セットアップ

図 2.1 および図 2.2 に我々の LSW 実験のセットアップを示す [14]。電子リングを周回する電子ビームはアンジュレータを通過する際に、周期的な偏向磁石列により曲げられて X 線をシンクロトロン放射する。アンジュレータからの直接の放射光は準単色光であるため、光学ハッチに設置された二結晶分光器 (DCM) により単色化する。

DCM からの単色 X 線ビームは続くダウンストリームシャッター (DSS) により完全に遮断され、これより下流へ入射することはない。しかし、DCM から DSS の間において γ - γ' 振動が起こる場合、生成されるパラフォトン成分は DSS を通過する。透過したパラフォトンの一部は DSS の下流において再度 γ - γ' 振動により光子を生成する。パラフォトンを通じて DSS を透過した光子は、光学ハッチ下流に設置された二枚一組の全反射ミラーにより跳ね上げられる。

第2章 実験装置およびセットアップ

その後、光子は検出器系が配置された実験ハッチへ入射し検出される。光学ハッチと実験ハッチの境界には厚さ $250\ \mu\text{m}$ のベリリウム窓が張られており、これより上流のビーム軸は真空パイプにより覆われている。光学系および検出器系のアライメントの際、もしくはビーム強度を測定する際には DSS が開かれ、実験ハッチへビームが入射する。

ビームの ON および OFF の切り替えは光学ハッチの手前に設置されたメインビームシャッター (MBS) を昇降することにより行う。検出器の光子カウントレートに対し、ビームの ON および OFF において統計的に有意な差が生じる場合、パラフォトンの検出となる。

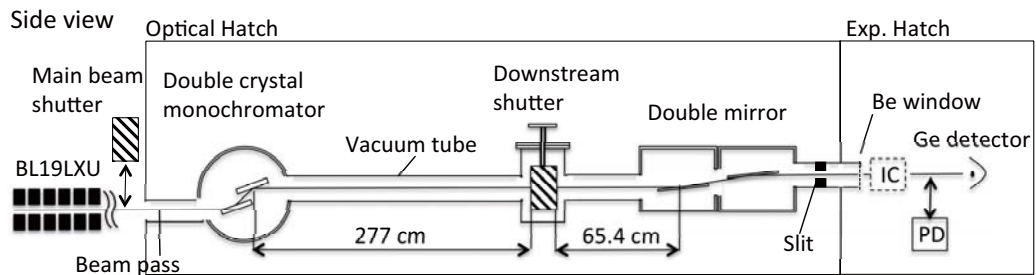


図 2.1 実験セットアップの概略図.

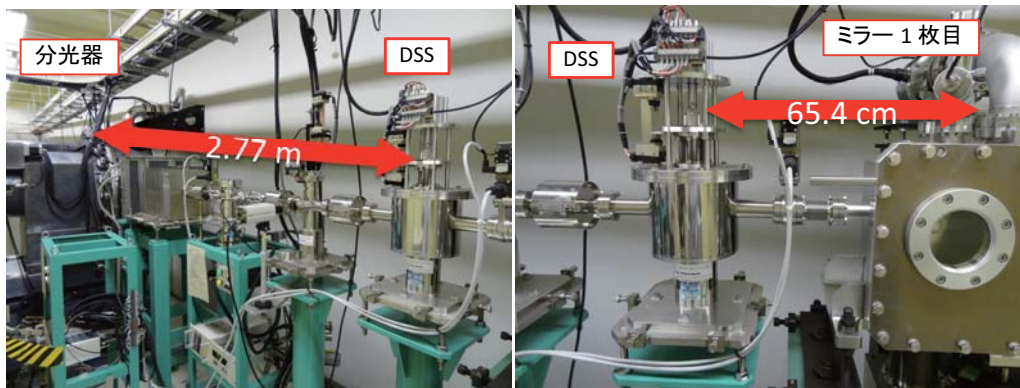


図 2.2 (左) 第一変換領域, (右) 第二変換領域.

2.2 電子リングとビームラインレイアウト

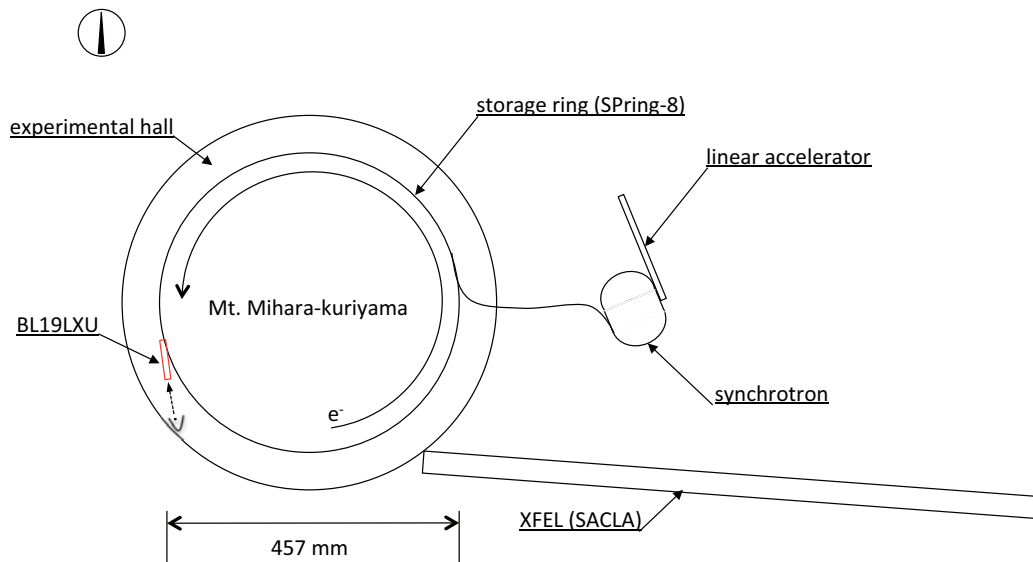


図 2.3 SPring-8 の全体像.

アンジュレータからの放射光は電子蓄積リングを周回する電子ビームと同じ時間構造を持つため、まず電子リングおよびビームラインについて述べる。図 2.3 に SPring-8 の全体図を示す。電子ビームは電子銃から約 180 kV の電圧で出射し、全長 140 m の線型加速器で 1 GeV まで加速される。その後、電子のエネルギーを蓄積リングで運転する 8 GeV まで加速するために、ブースターとして周長 396 m のシンクロトロンが用いられる。シンクロトロンからの電子ビームは三原栗山を囲う周長 1.4 km の蓄積リング (SPring-8) に貯蔵される。電子リングには計 62 本のビームライン (主にアンジュレータ) が設置されている。本実験で使用する BL19LXU は SPring-8 の西に位置している (図 2.3 赤)。

アンジュレータにより発生する放射光は、リングの外周に併設する同じく円形の実験ホールへ導かれる。実験ホールには単色化などのビームの加工を行う光学ハッチ、および試料などの測定を行う実験ハッチがビームライン毎に設置されている。図 2.4 に、BL19LXU の下流 (図 2.3 の点線) から見た実験ホールの様子を示す。

電子ビームはバンチと呼ばれる塊としてリングを周回しており、多様な研究用途に応えるため運転期間によりバンチモードが異なる。本実験は「203 バンチモード」の運転期間に行われた。図 2.5 および表 2.1 に 203 バンチモードのタイミングダイアグラムおよび特性を示す。この運転モードはリングの全周 1436 m に 203 個のバンチが均等に充填された配置をとり、ビー



図 2.4 BL19LXU (ビームライン下流側から見て).

ム電流およびブースターからの入射間隔はそれぞれ 100 mA および 30 s である.

バンチ長およびバンチ間隔はそれぞれ 40 ps および 23.6 ns である. アンジュレータからの放射光も同一の時間構造となるため, 本実験で使用する放射光パルスの時間幅および周期はそれぞれ 40 ps(FWHM) および 42 MHz となる. 後述する検出器の時間分解能が $\sim 1 \mu\text{s}$ と大きいため, 放射光は連続ビームとみなされる.

バンチモード	バンチ間隔	バンチ長	ビーム電流	ビーム入射周期
203 bunches	23.6 ns	40 ps (FWHM)	100 mA	30 s

表 2.1 電子貯蔵リングの運転バンチモード.

203 bunch mode: 42 MHz, duty 0.2%

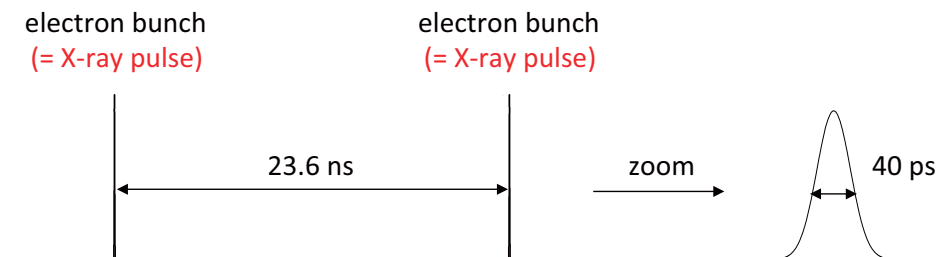


図 2.5 203 バンチモードのタイミングダイアグラム.

2.3 アンジュレータ

アンジュレータは大強度X線ビームを供給する光源として本実験において重要である。図 2.3 にアンジュレータの概略図を示す。電子は偏向磁石により軌道を曲げながら蓄積リングを周回する。偏向磁石の間の直線部に上下に正対する2本の周期的な磁石列を挿入することにより、電子は蛇行運動を繰り返す。蛇行のたびに放射光を発生するが、それらが干渉することによりエネルギー幅の狭い高輝度なビームとなる。この挿入光源をアンジュレータという。

アンジュレータからの放射光は、波長、単色性、および強度により特徴づけられる。波長は上下の磁石列の間隔を変えることにより調節する。その際、間隔を狭めて磁場を強くすると高調波の寄与が大きくなる。一方、強度および単色性はアンジュレータの長さにより決まり、長いほど強度は強く、またバンド幅は狭くなる。

以下に、測定に使用した波長、および長尺アンジュレータを用いる場合の強度におけるメリットについて述べる。

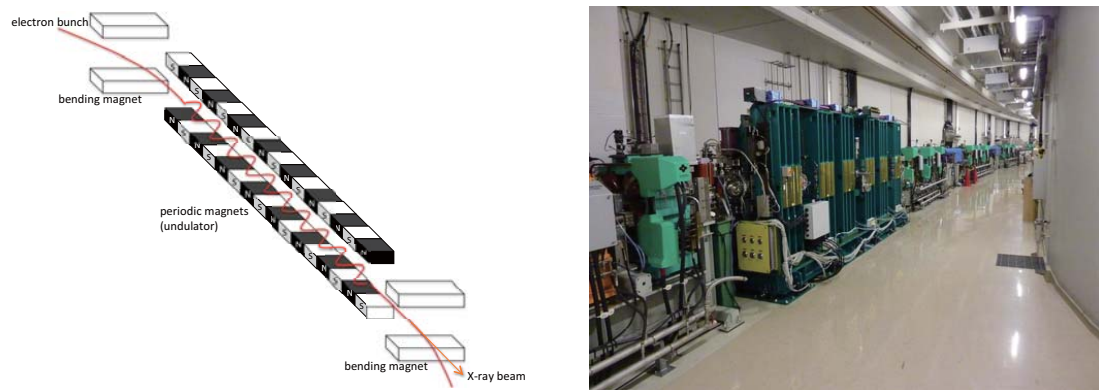


図 2.6 (左) アンジュレータの概略図, (右) 写真

2.3.1 波長

アンジュレータ放射の波長は次のように表される。

$$\lambda_n = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} \left(1 + \frac{K}{2} \right) \quad (2.1)$$

ここで、 n は高調波の次数、 λ_u は磁石の周期長、 γ はローレンツファクターである。 K は磁場のパラメータであり次のように表される。

$$K = \frac{eB_u\lambda_u}{2\pi m_e c} = 0.934B_u[\text{T}]\lambda_u[\text{cm}] \quad (2.2)$$

B_u は磁石列の間の生じる磁場の強さである。磁石の周期長 λ_u は上下の S 極および N 極 2 組分の長さであり、SPRING-8 の全アンジュレータに共通して 32 mm である。

上下の磁石列の間隔を調節して K の値を変えることにより、発生する放射光の波長（エネルギー）を変化させる。ギャップは最大 12 mm まで閉じることが可能であり、このとき最大磁場 0.57 T および最大 K 値 1.70 が得られる。電子のエネルギーが 8 GeV であるため、このとき式 (2.1) の 1 次光 λ_1 の波長は 1 Å となる。このようにアンジュレータ放射の波長は磁石の周期長より短くなる。式 (2.1) における $1/\gamma^2$ の因子は相対論的効果であるローレンツ短縮、およびドップラー効果による波長の押し縮めを表す。

図 2.7 に示すように、ギャップを閉じることにより磁場を強くすると正弦波的な電子の軌道における蛇行運動の幅が大きくなる。 $K \ll 1$ の小さい磁場の場合には蛇行の幅が小さく、電子ビーム軸 z の方向において放射光を間断なく観測することができる。この場合、観測される放射光の電場は図 2.8 の上図のように正弦関数に近い時間変化を示す。したがってそのフーリエ変換により得られるスペクトルはほぼ 1 次光のみとなる。

一方で、 $K \sim 1$ の強い磁場の場合、電子が正弦波的な運動の頂点付近にあるときのみビーム軸方向において放射光を観測できる。この場合、観測される放射光の電場は図 2.8 の下図のようにパルス的に時間変化する。電場が正弦波から歪むため、そのフーリエ変換により得られるスペクトルに高調波があらわれる。

表 2.2 に使用した 9 つのビームエネルギーを挙げる。強度の高い 1 次光より多めに測定点を選択した。1 次光 λ_1 および 3 次光 λ_3 のエネルギー範囲はそれぞれ 7.27–18 keV および 21.83–51 keV である。5 次以上の高調波も利用可能であるが、ビーム強度が小さいため使用しない。1 次光の 9.00 keV および 15.00 keV の中間のエネルギーは、検出器の遮蔽に用いる鉛からの X 線が観測され、また検出器の Ge-K 端のため検出効率が低下するため使用しない。

高調波の次数	エネルギー範囲 (keV)	選択したエネルギー (keV)
$n = 1$	7.27–18	7.27, 8.00, 9.00, 15.00, 16.00, 17.00
$n = 3$	21.83–51	21.83, 23.00, 26.00

表 2.2 測定したビームエネルギー。

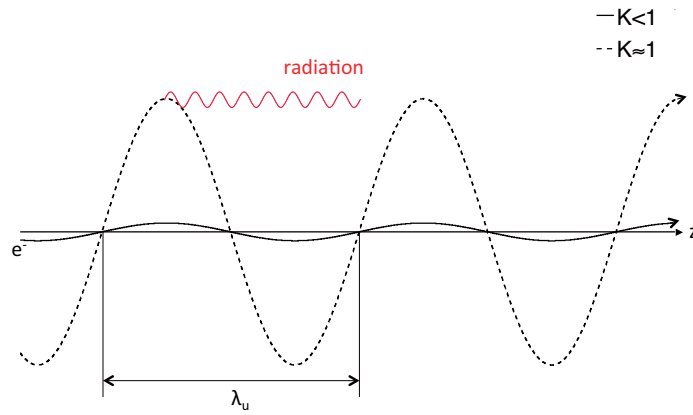


図 2.7 磁場による電子の蛇行運動の変化.

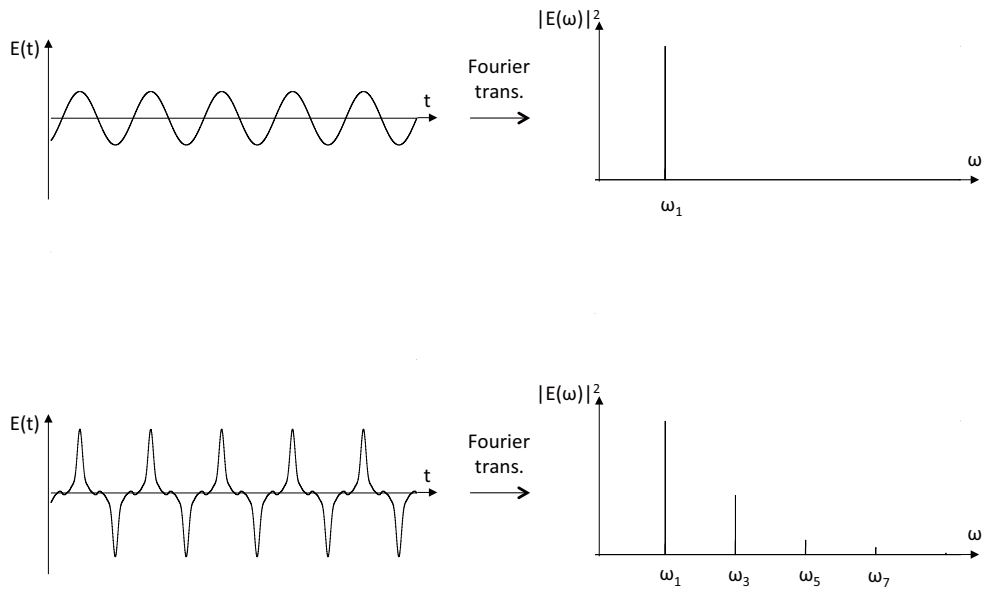


図 2.8 放射光の時間変化 $E(t)$ と、スペクトル $|E(\omega)|^2$. (上) $K \ll 1$, (下) $K \sim 1$.

2.3.2 強度

周期数が N であるアンジュレータからの放射光は、磁石の周期 λ_u 毎に放射される N 個の放射光の重ね合わせである。隣合う周期からの放射光は位相が相対的に $e^{2\pi i\omega/\omega_1}$ ずれる。ここで ω_1 は 1 次光の角振動数、 ω は n 次光の近傍 ϵ の角振動数である。

$$\omega = n\omega_1(1 + \epsilon) \quad (2.3)$$

N 個の波に共通する比例定数を除いて位相部分のみ加え合わせると、

$$\sum_{m=1}^N e^{2\pi i(m-1)\frac{\omega}{\omega_1}} = \sum_{m=1}^N e^{2\pi i(m-1)n\epsilon} = e^{2\pi i\frac{N-1}{2}n\epsilon} \frac{\sin N\pi n\epsilon}{\sin \pi n\epsilon} \quad (2.4)$$

と変形される。放射光のスペクトル強度は電場振幅の二乗である、

$$I(\omega) \propto \left| \frac{\sin N\pi\epsilon}{\sin \pi n\epsilon} \right|^2 \quad (2.5)$$

右辺の関数形を図 2.9 に示す (1 次光および 3 次光の縦軸スケールを合わせている)。 $\epsilon = 0$ のとき干渉効果が最大となり、ピーク強度は N^2 に比例する。アンジュレータの全長は接合部を除いて $L = N\lambda_u$ であるため、放射光の強度は L^2 に比例する。BL19LXU のビームラインは 27 m あり、SPring-8 における標準的なアンジュレータ長 4.5 m に比べて約 30 倍強度の高いビームが得られる。探索可能な混合角 χ の値はビーム強度に最も依存し $-1/4$ 乗に比例するため、標準的なアンジュレータを用いるよりも強度のみで 2.3 倍感度が向上する。

また $\epsilon = \pm 0.44/nN$ のときピーク値の 1/2 になるため、角振動数の半値幅 (FWHM) すなわちバンド幅は $0.88/nN$ であり、 L^{-1} に比例する。周期数 $N = 781$ である BL19LXU において、1 次光に対するバンド幅は実測値で $\Delta E/E \sim 10^{-2}$ である。表 2.3 に、以上の BL19LXU のアンジュレータのパラメータをまとめる。

ビームライン	周期長 λ_u	周期数 N	全長 L	エネルギー範囲 $\lambda_{1\min} - \lambda_{3\max}$	バンド幅
BL19LXU	32 mm	781	27 m	7.2–51 keV	$\Delta E/E \sim 10^{-2}$

表 2.3 アンジュレータのパラメータ。

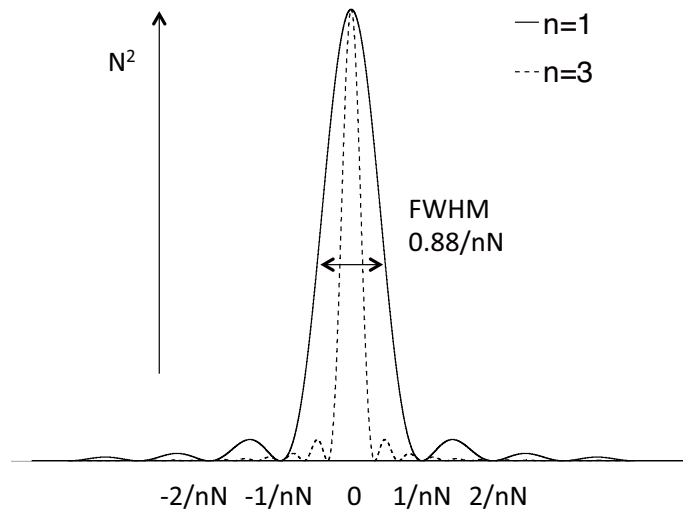


図 2.9 アンジュレータ放射光のスペクトル強度.

ϵ

2.4 二結晶分光器

アンジュレータからの直接の放射光は $\Delta E/E \sim 10^{-2}$ 程度の準単色光であり，光学ハッチ内に設置されたX線分光器によって $\Delta E/E \sim 10^{-4}$ 程度まで単色化される．単色化による放射光の損失を考慮するならば，アンジュレータからの準単色光を直接使用することが望ましい．しかし分光器はビームラインに据え付けてあり，取り外しは困難である．また 27 m におよぶアンジュレータのどの地点において光子が生成されたかの不定性が残るため，分光器により第一変換領域の定義が明確にする．

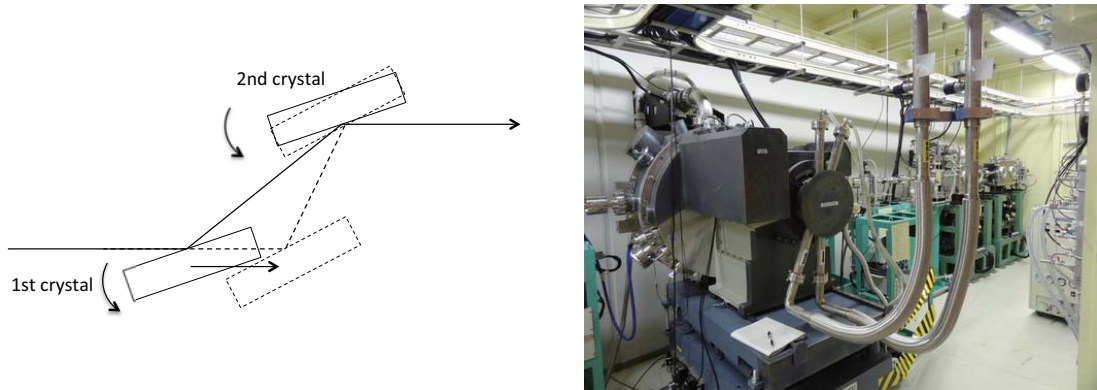


図 2.10 (左) 二結晶分光器の概略図，(右) 写真．

図 2.10 に分光器の概略図を示す．分光器には並行に配置した 2 枚の Si 単結晶を用いる．2 枚の結晶には回転機構があり，ビームの入射角を調節して特定の波長のみをブラッグ反射させる．一般に実験ハッチへビームを運ぶ際，分光器から出射されるビームの高さおよび角度がエネルギーによって変わると扱いにくい．そこで，二結晶分光器の第一結晶には回転機構に加えて並進機構があり，異なるエネルギーのビームに対して同一のビームの高さおよび角度で出射することができる．

X線の波長は結晶の格子間隔と同程度になるため，分光には結晶のブラッグ反射が用いられる．ブラッグ反射角 θ_{Bragg} および波長 λ の関係は以下で表される．

$$\theta_{\text{Bragg}} = \sin^{-1}(\lambda/2d) \quad (2.6)$$

ここで， d は Si の格子面間隔であり，Si(111) および Si(311) についてはそれぞれ 3.14 \AA および 1.64 \AA である．

図 2.11 に、ブラッグ反射角とビームエネルギーの関係を示す。エネルギーが高いほど反射角は浅くなる。これは、波長が短くなるにつれて強め合いの条件を満たす光路差が小さくなるためである。同様の理由から、エネルギーの高い X 線に対しては面間隔の小さい Si(311) などを用いられる。本実験ではエネルギーが低い 1 次光および 3 次光を用いるため、結晶面として Si(111) を使用する。

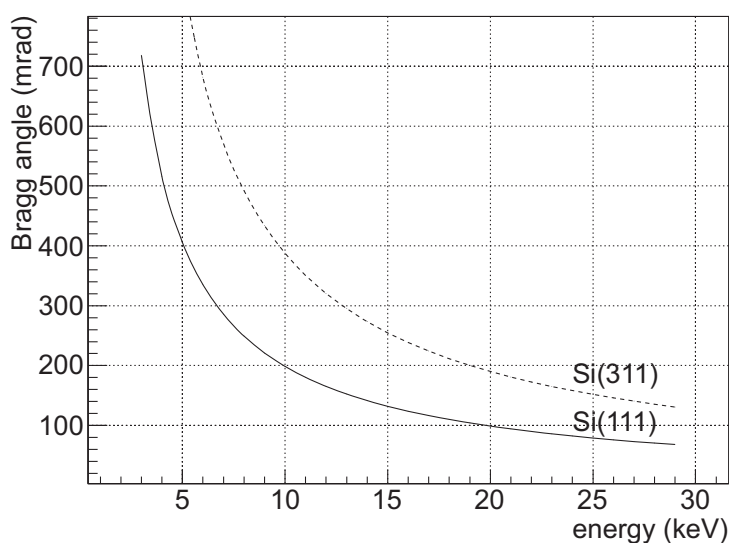


図 2.11 Si 結晶におけるブラッグ反射角.

後述する全反射ミラーにおける損失を含めた 1 次光の強度は 10^{14} photon/s 程度である。この強度は現在利用可能な X 線光源のうち最大の値である。

表 2.4 に二結晶分光器の性能を示す。アンジュレータからの放射光の大半は結晶における熱損失となり、分光器全体における入出力比は約 1% である。特に第一結晶における熱負荷は数百 mW と大きく、結晶角度のふらつき ($\Delta\theta_1$) が生じる。結晶の角度がブラッグ条件がずれることによりビームの高さおよび強度が不安定になる。そのため 2 枚の結晶にはブラッグ角微調整機構があり、 $0.05 \mu\text{rad}$ ピッチでブラッグ角を微調節する。さらに、液体窒素冷却系を用いて結晶を冷却することにより $\Delta\theta_1$ を $O(\mu\text{rad})$ 程度に抑え、ビームの高さおよび強度はそれぞれ $\sim 10 \mu\text{m}$ および数% と安定している。

分光器のブラッグ角およびアンジュレータの磁石間隔の調整は実験ハッチに設置されたイオンチェンバーにより行う。イオンチェンバーは相対的にビームが強いかわいかなの情報を与えるため、リアルタイムでモニタしながらその測定値が最大となるように調整を行う。これに対し、ビーム強度の絶対値の測定は後述する PIN フォトダイオードを用いて行う。

結晶面	バンド幅	熱負荷	安定性 (高さ)	安定性 (ビーム強度)
Si(111)	$\Delta E/E \sim 10^{-4}$	~few 100 W	~10 μm	few %

表 2.4 二結晶分光器の性能.

2.5 シャッター

分光器からの単色X線ビームは下流に設置されたダウストリームシャッター (DSS) により完全に遮断される. 図 2.12 に DSS の概略図を示す. 遮蔽には厚さ 94 mm の鉛の角型ブロックが用いられる. 厚さ 94 mm の鉛による減衰率は以下より求められる.

$$I/I_0 = \exp(-\mu/x) \quad (2.7)$$

ここで μ は鉛の減衰係数である. SPring-8 では偏向磁石ビームラインからの放射光が最もビームエネルギーが高く, 300 keV 程度である. 上式より 300 keV のビームに対する減衰率は 10^{-17} となり, 透過光子数は 1 photon/day 以下である. 以上の DSS の性能を表 2.5 にまとめる.

鉛の上下動は図 2.12 の写真上部に設置された圧力コントローラにより制御される. 光学ハッチの手前においても同様のシャッター (メインビームシャッター, MBS) が設置されている. DSS が実験ハッチへのビームの入射を制御するのに対して, MBS はさらに上流において光学ハッチへのビームの入射を制御する. 本実験ではバックグラウンド (BG) を測定する際に MBS を閉じる.

メーカー	型番	シャッター材質	厚さ	減衰率
Ayumi indst.	VE-98-39-01	lead	94 mm	$< 10^{-17}$ (300 keV)

表 2.5 DSS の性能.

2.6 全反射ミラー

パラフォトンを通じて DSS を透過した光子は 2 枚の全反射ミラーにより跳ね上げられる. 物質に対する X線の屈折率 n は 1 よりわずかに小さく, 以下の式により表される.

$$n(\lambda) = 1 - \delta = 1 - \frac{2n\alpha\lambda^2}{m_e c^2} \quad (2.8)$$

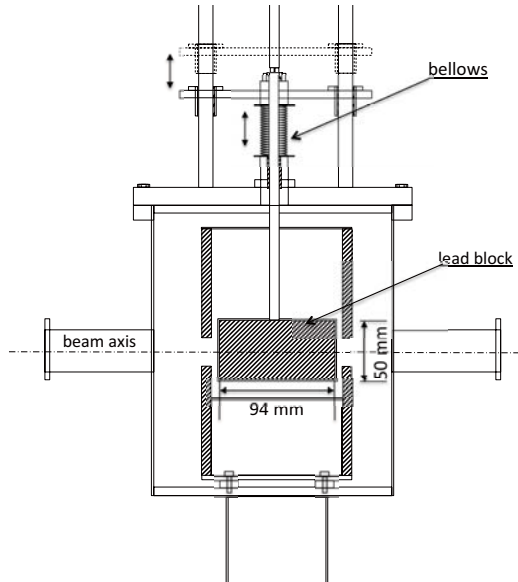


図 2.12 (左) DSS の概略図, (右) 写真.

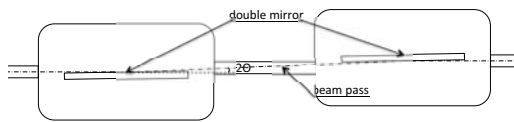


図 2.13 (左) 全反射ミラーの概略図, (右) 写真.

ここで n は電子数密度であり, m_e , c , および α はそれぞれ, 電子の質量, 光速, および微細構造定数である. 分光器からのビームには式 (2.6) における高次の反射がわずかに含まれているが, 上式から波長により屈折率が異なるため, これらの不要な高調波成分は全反射の条件を満たさず除去される.

2枚のミラーの配置を図 2.13 に示す. ビームは第一ミラーで跳ね上げられたのち第二ミラーにより再度反射される. 2枚のミラーを組み合わせることで, ビーム軸の水平性を保ちつつ高調波成分をカットすることができる. また同時に, 第一ミラーにより第二変換領域の終点が定義される.

ミラーのパラメータを表 2.6 にまとめる. シリコンの母材表面に厚み 50 nm の白金がコーティングされている. 1枚の長さは軸方向に 400 mm あり, 2枚のミラー間距離は 1.15 m である. 反射角 θ は 3 mrad に設定し, 反射の損失が大きい 26.00 keV の測定のみ 2 mrad に設定した. 反射損失は 10% 以下である.

メーカー	型番	材質 (表面)	長さ	ミラー間隔	反射角	反射損失
TOYAMA	FMP-400A	Si (Pt 50 nm)	400 mm	1.15 m	3 mrad 2 mrad (26 keV)	< 10%

表 2.6 全反射ミラーの性能.

2.7 X線検出部

2.7.1 Ge 検出器

透過光子の検出にはエネルギー分解能に優れた半導体 Ge 検出器を用いる. 透過光子のエネルギーはビームのエネルギーと等しいため, エネルギーカットをかけて光子を選別する.

図 2.15 に検出器のフロントエンドの概略図を示す. 検出器の入射窓は厚さ 0.6 mm の強化プラスチックが用いられ, 原子番号 Z が小さいため窓における低エネルギー光子の減衰を抑制している. Ge 結晶の直径および厚さはそれぞれ 60 mm および 25 mm である. 電極構造はプレーナー型であり, 結晶中における光子のエネルギー損失はキャリアへと変換され極板へ収集される.

10 keV 以下の低エネルギー X 線に対する検出効率は結晶表面の不感層の厚さに大きく依存する. その厚さは典型的に 10 μm 程度であるが, 製造における個体差があるため次章において標準 γ 線源を用いて別途求める.



図 2.14 Ge 検出器の写真.

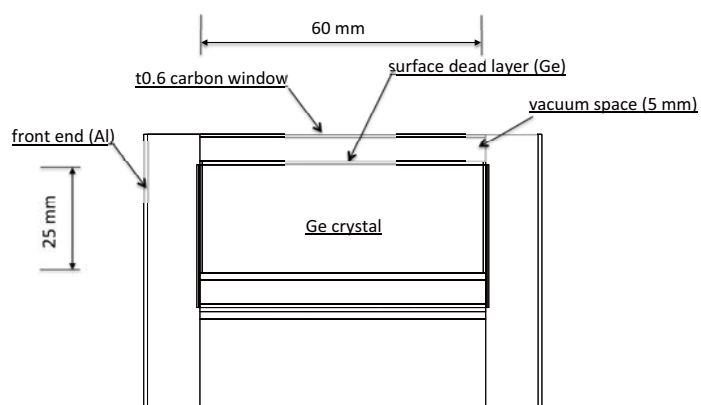


図 2.15 フロントエンドの概略図.

メーカー	型番	結晶直径	結晶厚さ	窓
Canberra	BE2825	60 mm	25 mm	強化プラスチック (0.6 mm)

表 2.7 Ge 検出器の仕様.

2.7.2 BG 遮蔽用の鉛

透過光子の検出感度を向上させるため、バックグラウンド (BG) となる環境放射線を遮蔽する。検出器の遮蔽には 20 cm×10 cm×5 cm の鉛ブロックを 25 個 (約 300kg) 組み合わせて、結晶が内蔵されたフロントエンドの周りを囲う。これにより、ビームエネルギーを中心として $\pm 2\sigma$ をシグナル領域にとる場合、測定したエネルギー範囲における BG のカウントレートは数 mHz に抑えられる。以下に 3 方向からの鉛の配置を示す。

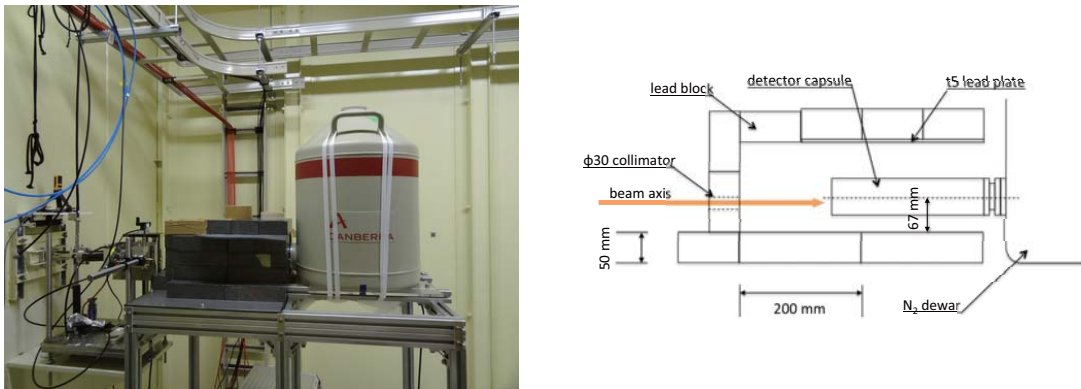


図 2.16 BG 遮蔽用の鉛の配置 (側断面), (左) 写真, (右) 断面.

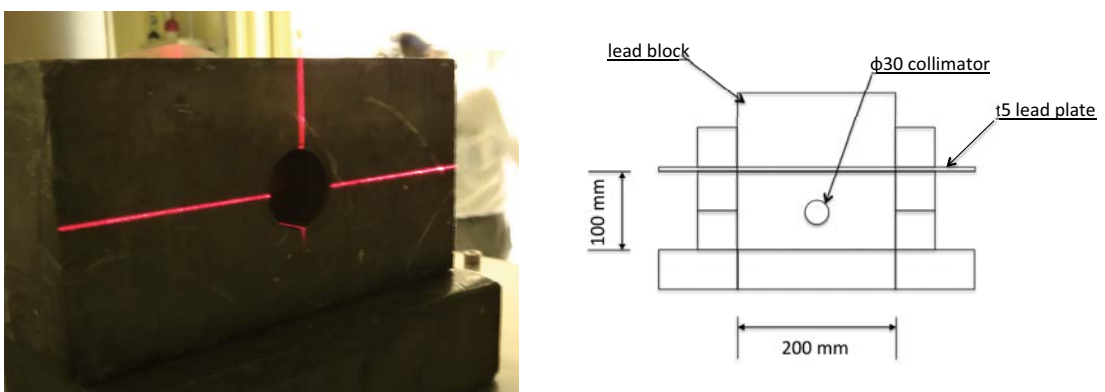


図 2.17 BG 遮蔽用の鉛の配置, (左) コリメータ部の写真, (右) 正面図.

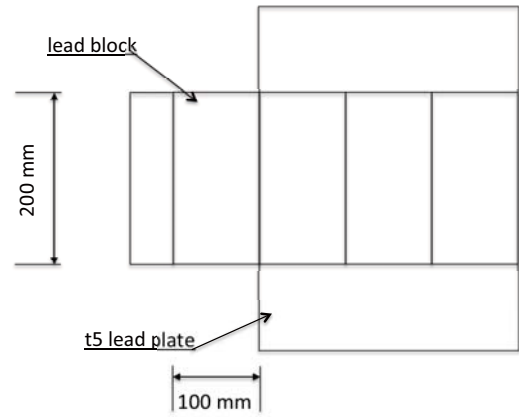
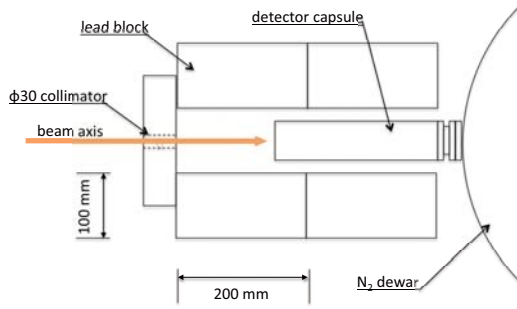
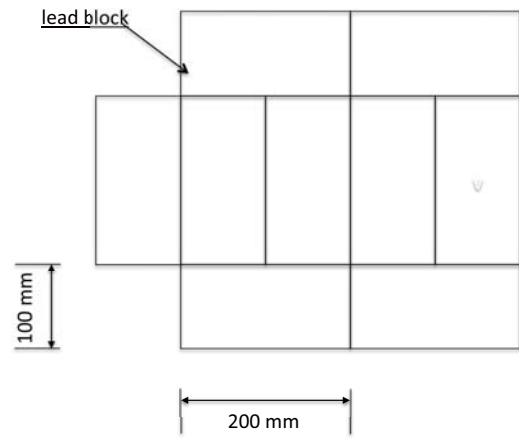


図 2.18 BG 遮蔽用の鉛の配置 (平面), (上左) 写真, (上右) 1 段目, (下左) 2-4 段目, (下右) 5 段目.

鉛ブロックからの環境放射線量はその年齢および同位体含有率による個体差がある。パラフォトンに由来する微弱な透過光子の検出において鉛の配置に再現性がない場合、検出器のカウントレートの変化が問題となる。特に、後述する検出器のエネルギー較正の際、最上段の鉛ブロックを取り外して線源を挿入する。較正後にブロックを戻す際、各ブロックの配置および向きが取り外し以前の状態を完全に再現するように表面をラベルする (図 2.18 写真)。

2.8 DAQ システム

データの取得は NIM および CAMAC システムにより行う。図 2.19 に DAQ の回路系を示す。バイアス電圧 +4 kV が HV バッファを通じて Ge 検出器へ印加される。検出器はプリアンプと一体となっており、プリアンプから 2 本のシグナル線が出力される。それぞれのシグナル線は別々の整形アンプへ通じ、一方はピークホールド ADC によりエネルギースペクトルを取得するために用いられる。他方は DAQ のトリガーとして用いられ、ディスクリミネータへ通されたのちピークホールド ADC へゲート信号を出力する。データの取得中はディスクリミネータへ self veto を行う。検出器の live time はスケーラへ 1 kHz のクロックを入力して取得する。

NIM/CAMAC のラックは、検出器と共に実験ハッチ内に配置し、CC/NET をハッチの外に設置された Linux PC へ NFS マウントしてデータを転送する。データのバックアップに 1.3 TB の HD を用いる。

第2章 実験装置およびセットアップ

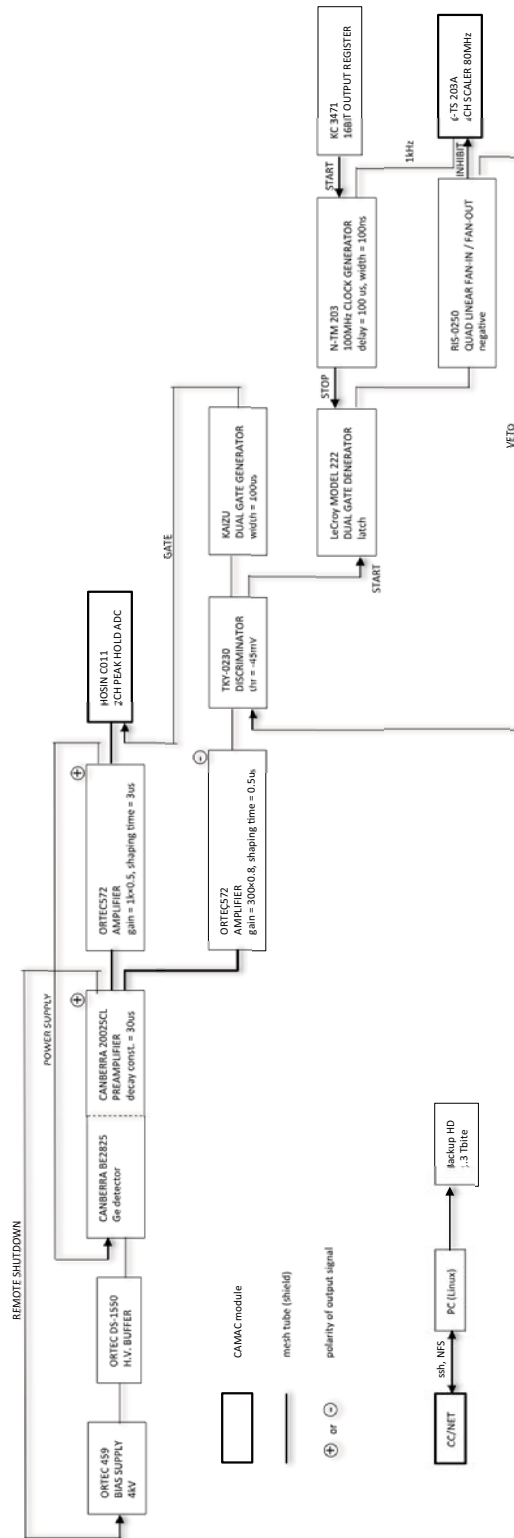


図 2.19 NIM, CAMAC 系の DAQ エレクトロニクス。

第3章

予備測定

測定は前章で述べたセットアップによる「本測定」の他に、以下の物理量の測定を別途行う。

1. 検出器のエネルギー分解能および検出効率
2. 検出器のエネルギー較正
3. ビーム強度
4. ビームプロファイル
5. ビームエネルギーの絶対値
6. 実験ハッチの温度

表 3.1 に、各測定の手法および頻度をまとめる。Ge 検出器のエネルギー分解能および検出効率の測定には標準 γ 線源を用い、事前に東大において測定を行う。検出器のエネルギー較正およびビーム強度の測定は、標準 γ 線源および PIN フォトダイオードを用いて 3-4 時間毎に行う。また、ビームプロファイルは各測定エネルギー毎にスキャンし、強度分布を取得する。

壁を透過する光子のエネルギーはビームのエネルギーと同一であるため、ビームエネルギーを中心値とするシグナル領域を設定しエネルギーカットを行う。この際、分光器へ入力するビームエネルギーの値と、標準線源を用いた検出器のエネルギー較正との間にズレがある場合、シグナル領域の中心値が実際に測定される光子エネルギーからずれる。そのため、ビームのエネルギーを検出器により直接測定し、エネルギーの絶対値にずれがないことの確認を行う。

実験ハッチ内の温度環境は検出器系および DAQ エレクトロニクスの一安定性に影響するため、測温抵抗体 Pt100 を用いて常時モニタする。

第3章 予備測定

測定	道具 / 手法	測定頻度
検出器エネルギー分解能	標準線源	事前
検出効率	標準線源およびシミュレーション	事前
検出器エネルギー較正	標準線源	3-4 時間毎, 各エネルギー
ビーム強度	PIN フォトダイオード	3-4 時間毎, 各エネルギー
ビームプロファイル	TC スリットスキャン	各エネルギー
ビームエネルギーの絶対値	空気散乱	8, 12, 15, 26 keV
検出器エネルギー分解能	空気散乱	8, 12, 15, 26 keV
温度	Pt100 抵抗体	常時

表 3.1 測定の種類, 手法, および頻度.

3.1 エネルギー分解能および検出効率

3.1.1 分解能

検出器のエネルギー分解能および光子の検出効率は標準 γ 線源を用いて測定し, データをフィットして求める. 表 3.2 に使用した線源および γ 線, X 線のエネルギーを示す.

線源	エネルギー (keV)
^{55}Fe	5.86, 6.45
^{68}Ge	9.2, 10.3
^{57}Co	14.4
^{241}Am	26.3, 59.5

表 3.2 エネルギー分解能および検出効率の測定に使用した線源および γ 線, X 線エネルギー.

図 3.1 にエネルギー分解能の測定結果を示す. 黒点および赤破線は, それぞれ実測データおよびフィットである. 生成されるキャリア数は光子のエネルギー損失に比例するため, エネルギー分解能は光子のエネルギーの $1/2$ 乗に比例する. フィット結果は以下である.

$$\sigma = 0.0092 \times \sqrt{E/\text{keV}} + 0.123 \text{ [keV]} \quad (3.1)$$

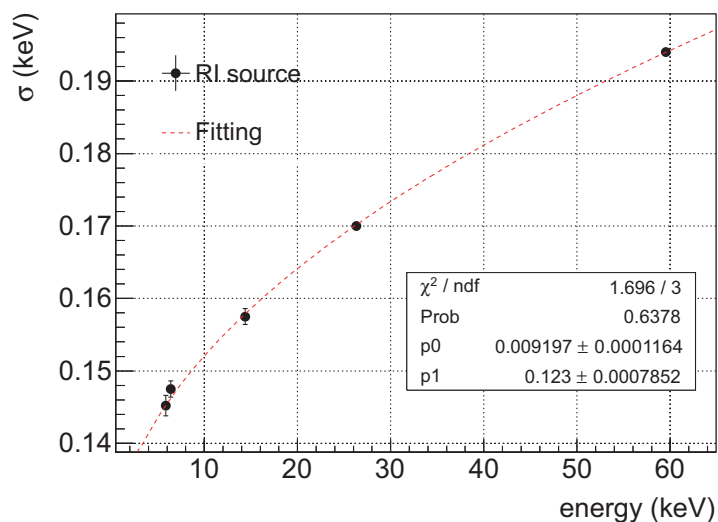


図 3.1 Ge 検出器のエネルギー分解能.

3.1.2 検出効率

アンジュレータから放射される数十 keV の X 線において、検出効率は Ge 結晶の表面不感層の厚さに依存する。不感層の厚さを求めるため、標準線源を用いて測定した検出効率の実測データを、不感層の厚さを未知パラメータとした GEANT4 によるモンテカルロ (MC) シミュレーションにより評価する。

図 3.2 にその χ^2 分布を示す。最小値は $\chi^2_{\min} / \text{ndf} = 5.48 / 6$ であり、フィット結果は容認される。 χ^2 が最小値から +1 増加する値を標準偏差にとり、不感層の厚さは $7.7 \pm 0.9 \mu\text{m}$ と得られる。

図 3.3 に、GEANT4 により内挿した検出効率を示す。赤点および線はそれぞれ実測および MC シミュレーションである。検出効率は保守的な値として 1σ 減少させた値 (黒点線) を使用する。実際はさらに、後述する PIN フォトダイオードから検出器の窓までの大気による減衰を考慮した値 (赤点線) を使用する。

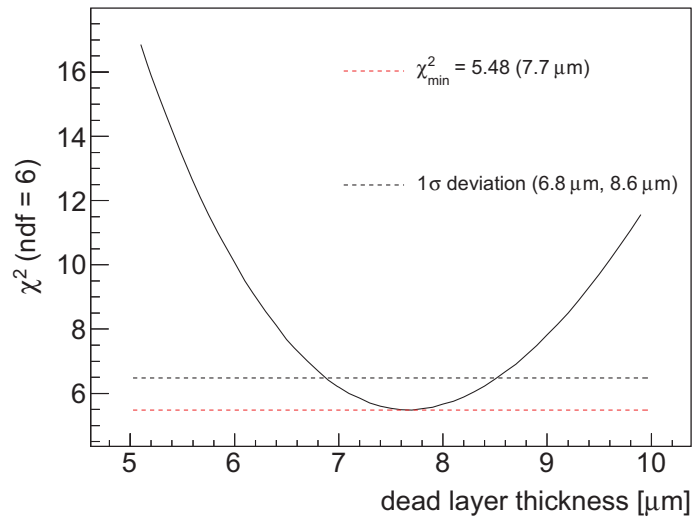


図 3.2 Ge 検出器の表面不感層の厚み (シミュレーション).

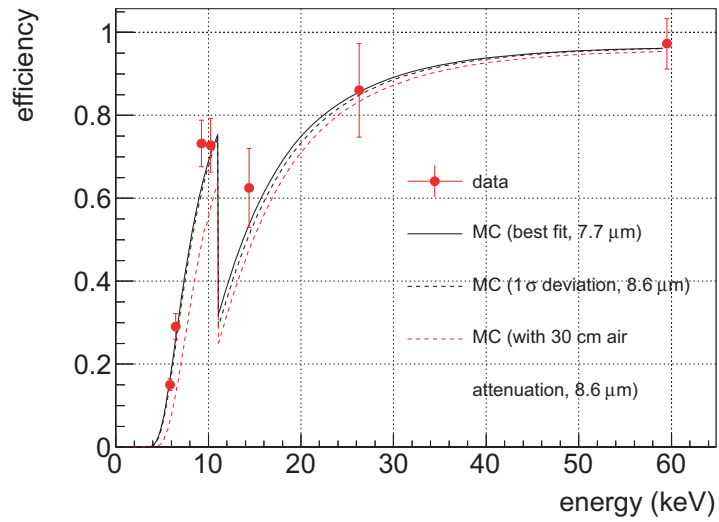


図 3.3 Ge 検出器の検出効率 (実測とシミュレーション).

3.2 エネルギー較正

検出器のエネルギー較正は SPring-8 安全管理室において貸し出される標準線源を使用する。測定は ^{57}Co 線源を用いて 3-4 時間ごとに行う。各測定において線源から 10^5 event の DAQ データを取得する。1 回の測定に要する時間は 3 分程度 (real time) である。表 3.3 に線源および測定パラメータを示す。

線源	半減期	強度 (較正日時)	強度 (実験時)	取得イベント数	測定時間
^{57}Co	271.7 d	1.07 MBq (2007/02/28)	7.48 kBq (2012/06/14)	10^5 event	3 min

表 3.3 エネルギー較正に使用した線源および測定パラメータ。

図 3.4 にセットアップの概略を示す。本測定の際に使用される 5 段目の鉛ブロックの一部を取り外し線源を挿入する。検出器の中心軸は鉛 1 段目の上面から 67 mm の高さであり、線源の中心軸と一致させるためテープを用いて金尺に線源を固定する。

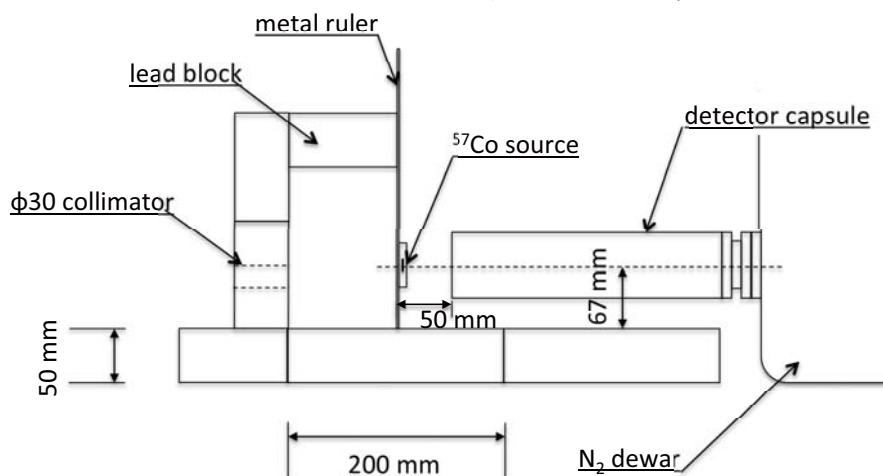


図 3.4 エネルギー較正におけるセットアップの概略。

図 3.6 に、1 回分の測定における ^{57}Co のエネルギースペクトルを示す。矢印で示される ^{57}Co の 6.8 keV および 14.4 keV の光電ピークを用いてエネルギー較正を行う。

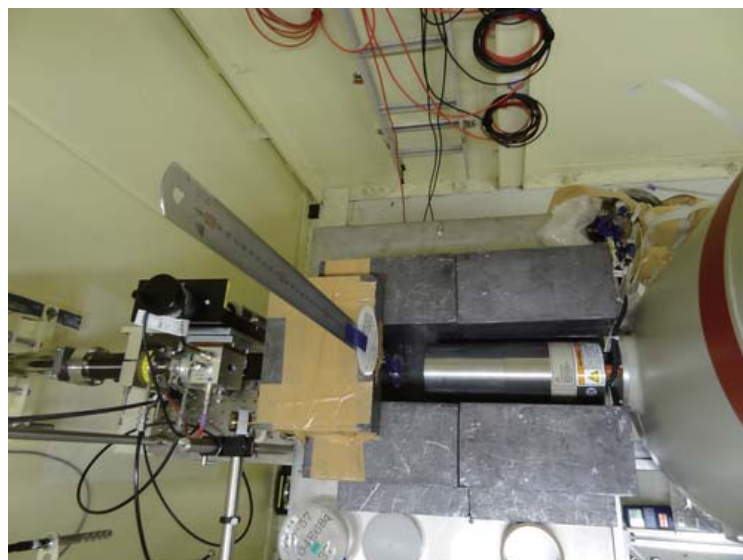


図 3.5 エネルギー較正におけるセットアップの写真.

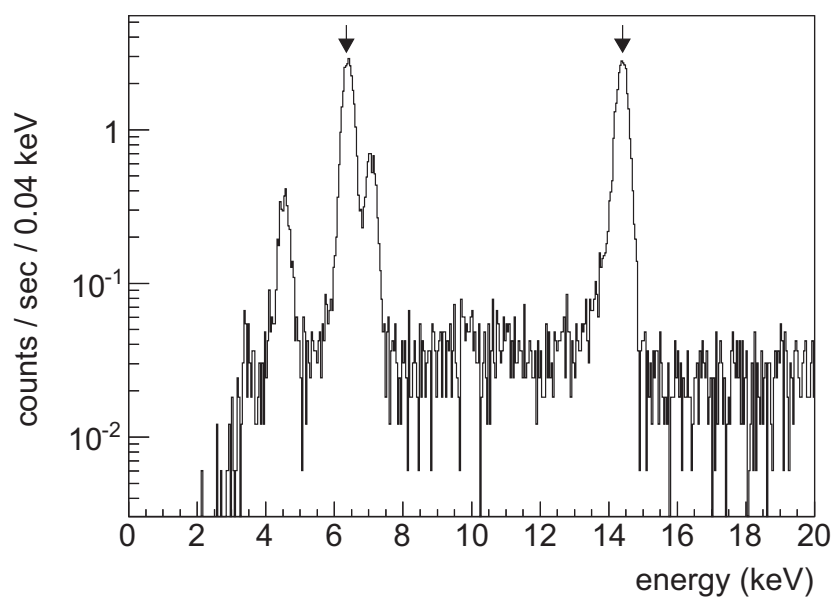


図 3.6 ^{57}Co のエネルギースペクトル.

3.2.1 ピーク位置のふらつきによる分解能の広がり

図 3.7 に、3-4 時間毎に行ったエネルギー較正により得らる、PHADC における光電ピーク位置の時間ふらつきを示す。横軸は測定の順番である。6.8 keV および 14.4 keV の時間ふらつきの全幅はともに ± 1.5 CH 程度である。

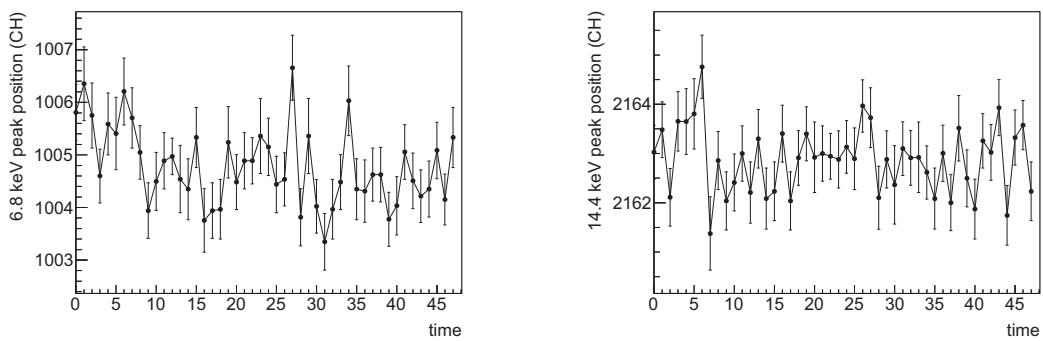


図 3.7 PHADC における、光電ピーク位置の時間ふらつき、(左) 6.8 keV、(右) 14.4 keV.

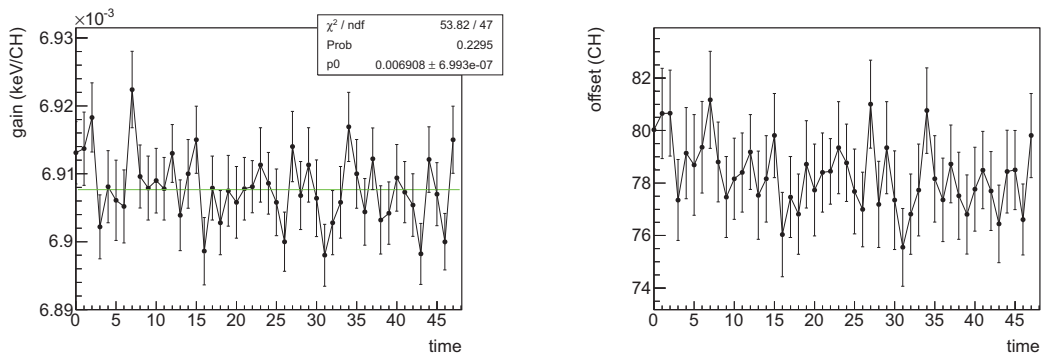


図 3.8 エネルギー較正における時間ふらつき、(左) ゲイン、(右) オフセット.

PHADC の CH 値のエネルギー較正は次のように行う。

$$E \text{ (keV)} = a \text{ (keV/CH)} \times (E \text{ ([CH]}) - b \text{ (CH)}) \quad (3.2)$$

ここで a および b はそれぞれ変換のゲインとオフセットである。図 3.8 に、6.8 keV および 14.4 keV のピーク位置より焼き直された、ゲインおよびオフセットの時間ふらつきを示す。緑線は平均値を表し、ゲインの値が較正誤差の範囲内で一定である確率は 23% である。本実験では保守的にゲインおよびオフセットに有意な時間ふらつきを認め、それに伴うエネルギー分解能の広がり进行を考慮する。

各測定エネルギーにおけるエネルギー分解能の時間広がりおよびエネルギー較正誤差は、ゲインおよびオフセットから同様の焼き直しにより求められる。結果を表 3.4 に示す。分解能の広がり時間ふらつきの全幅を用いる。また較正誤差は全測定における最悪値を用いる。分解能の時間広がりおよび較正誤差はそれぞれ分解能 σ の 10–20% および 5–6% である。較正誤差は PHADC の量子化誤差 (LSB) 6.9 eV/CH と同程度である。パラフォトンのシグナル領域は、時間広がり加味した分解能 σ' に対してビームエネルギー $\omega \pm 2\sigma'$ の範囲と定義する。 σ' を表 3.4 に合わせて示す。較正誤差に対応してシグナル領域の中心値 ω に不定性が生じるが、シグナル領域は 90 LSB 以上あり、カウント数に対する較正誤差の影響は 1% 程度である。この較正誤差の取り扱いは次章において議論する。

エネルギー (keV)	ふらつき全幅 (10^{-2} keV)	σ (広がり前) (keV)	σ' (広がり後) (keV)	較正誤差 (10^{-3} keV)
7.27	± 1.7	0.15	0.16	± 7.7
8.00	± 1.6	0.15	0.16	± 7.3
9.00	± 1.4	0.15	0.17	± 6.6
15.00	± 1.7	0.16	0.18	± 4.6
16.00	± 1.8	0.16	0.18	± 4.8
17.00	± 2.0	0.16	0.18	± 5.1
21.83	± 2.8	0.17	0.19	± 7.8
23.00	± 3.1	0.17	0.20	± 8.6
26.00	± 3.8	0.17	0.21	± 10.8

表 3.4 ピーク位置の時間ふらつきおよびエネルギー較正誤差。

3.3 ビーム強度

3.3.1 PIN フォトダイオード

探索される混合角 χ はビーム強度に最も依存するためその測定は重要である。ビーム強度の絶対値の測定はシリコン PIN フォトダイオードを用いて行う。シリコン PIN フォトダイオード

ドは安定性および再現性の点からイオンチェンバーよりも優れており、ビーム強度を数%以下の精度において測定できる。

メーカー	型番	ケース窓	素子材質	有感面積	空乏層 厚さ
HAMAMATSU	S3590-09	Be 150 μm (case)	Si	10 mm \times 10 mm	300 μm

表 3.5 PIN 土とダイオードの仕様.

図 3.9 に、使用した HAMAMATSU 社製 PIN ダイオード (S3590-09) の概略を示す。セラミックの基材に検出面となる 10 mm 角の Si がマウントされており、X 線の入射により生じるカレントを導線より読み出す。空乏層の厚さは 300 μm である。

図 3.10 に、PIN のフォトダイオードを封入して固定するケースの写真を示す。Si のチップは円筒形のアルミケース（ニッケルメッキ）の内部に固定されている。チップ自体は裸の素子であるが、ケースには可視光の遮光用に厚さ 150 μm のベリリウム窓が存在する。

3.3.2 セットアップ

図 3.11 にビーム強度想定の設定アップの概略を示す。分光器やミラーでの損失を含めた強度を測定するため検出器の手前に PIN を挿入する。ビームは ϕ 34 の真空ダクトを通り、 ϕ 8 の Be 窓より大気圧である実験ハッチへ出射する。全反射ミラーによりビーム軸の高さが変化するため、ベローズで Be 窓の高さを調節する。Be 窓の直後にはイオンチェンバーが設置されている。

PIN フォトダイオードはホルダーにより固定され、ホルダーの軸方向にスライドさせて挿入することにより挿入位置の再現性を保つ。PIN フォトダイオードにより散乱されたビームが検出器へ入射することを防ぐため、コリメータの手前に鉛ブロックを設置してふたをする。ビームの入射によりシリコン内部に生成される e/h ペアの数（カレント）をピコアンメータで読み取る。

3.3.3 PIN カレントの測定

PIN フォトダイオードにおいて測定されたカレントからビーム強度を求める。BL19LXU より得られるビーム強度が強すぎるため、そのままでは PIN のカレントが飽和する。そのため、PIN の手前において Al 箔および Al プレートにより強度を減衰させる。Al 箔 1 枚の厚さは 20 μm であり、複数枚重ねて厚さを調節する。Al プレートは数 mm の厚さのものをを用いる。Al

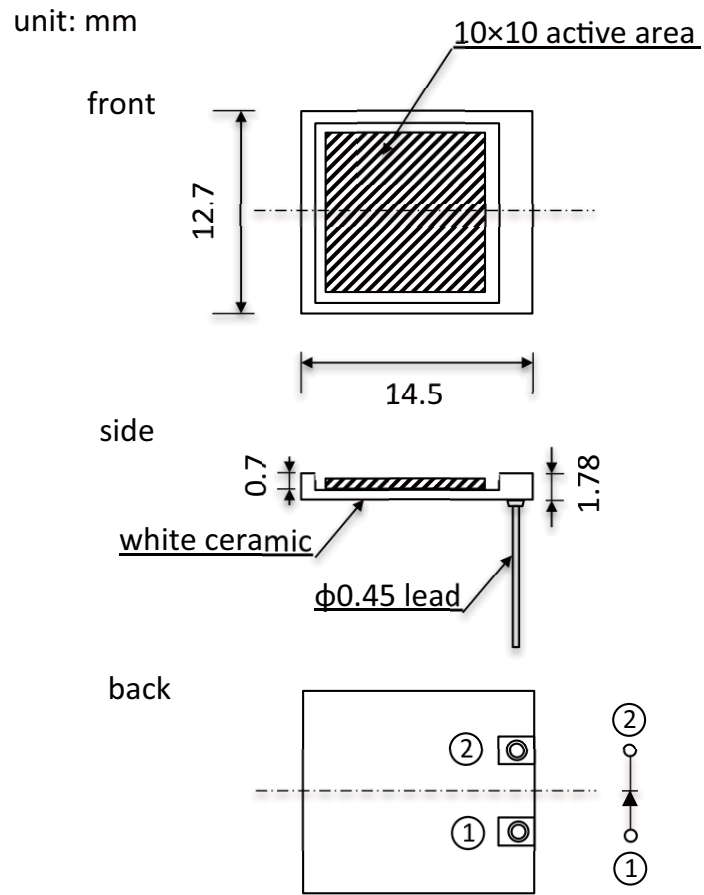


図 3.9 PIN フォトダイオードの概略.

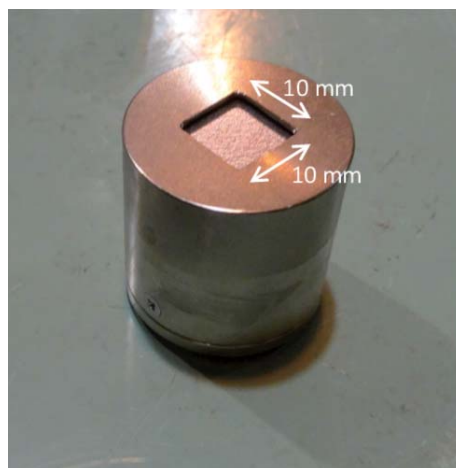


図 3.10 PIN フォトダイオードの写真.

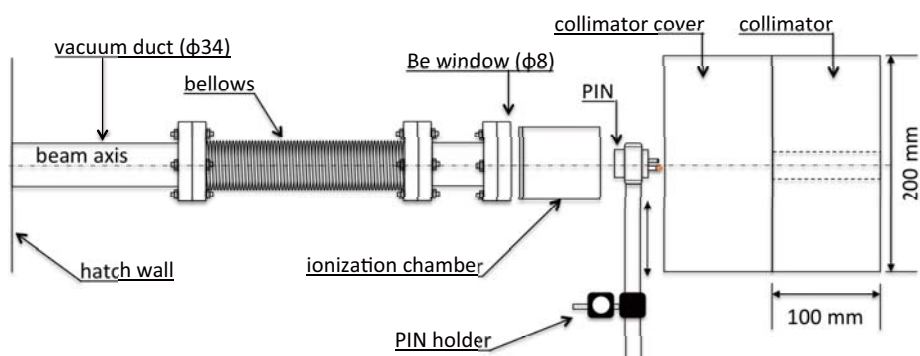


図 3.11 強度測定の概略 (上面).

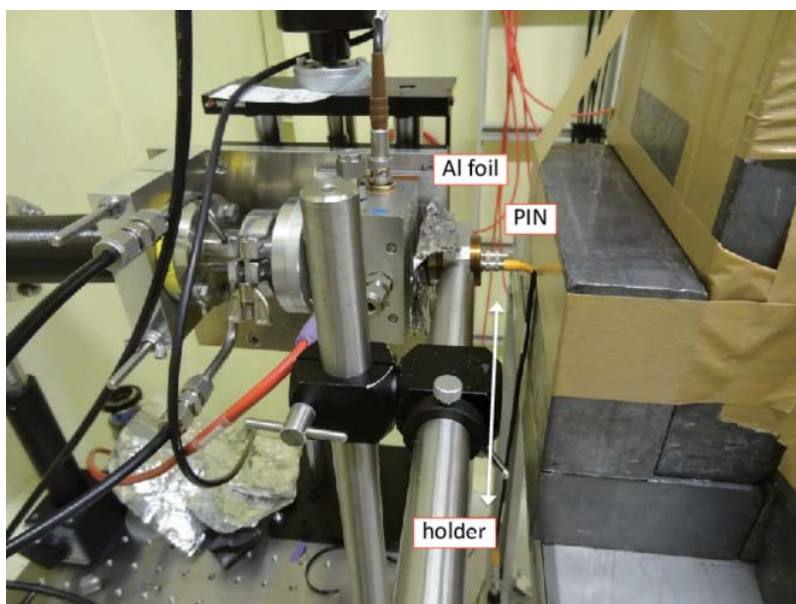


図 3.12 強度測定の写真 (側面).

の厚さを変えた測定を繰り返し、測定点を外挿して Al の厚さがゼロである強度を求める。

図 3.13 に、9 keV のビームエネルギーにおける強度測定の一例を示す。三角点はカレントが飽和した測定点である。横エラーは Al の厚さの不定性として 2 種類あり、一方は Al 箔および Al プレートの設置における傾きであり、それぞれ 10° および 5° である。もう一方は Al 箔自体の厚さの不定性であり、5% である。縦エラーはピコアンメータにおけるカレントの読み取り誤差 2% である。

赤線はデータのフィットであり、フィット関数は以下である。

$$f(x) = I_0 \exp(-\mu_{\text{GEANT4}} x) \quad (3.3)$$

ここで、 μ_{GEANT4} は、GEANT4 によるモンテカルロシミュレーションにより求めた Al の減

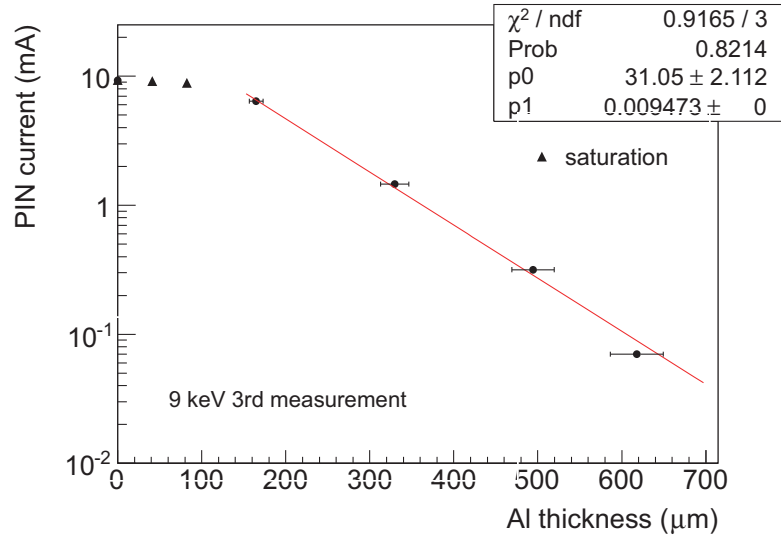


図 3.13 9 keV における強度の測定.

衰係数である. フィットは μ_{GENAT4} を固定し, 切片 I_0 の 1 パラメータのみでフィットする. フィットの際, カレントが飽和する 7 mA 以上の測定点は除く.

表 3.6 に, μ_{GEANT4} を示す. シミュレーションの妥当性を示すため, NIST による without coherent scattering の値 μ_{NIST} と比較する. 17 keV 以下において GEANT4 の値と NIST の値は一致するが, 21.83 keV 以上においては GEANT4 の方が若干値が小さく, ずれは 21.83 keV における 0.9% から 26 keV における 3.3% まで徐々に大きくなる. これは, エネルギーが高くなるほど Al においてコンプトン散乱されたビームが PIN 内にも到達してエネルギーを落とすため, 減衰が NIST の値よりも低くなることによる.

3.3.4 時間変化, 誤差の評価

図 3.14 に, 各ビームエネルギーにおいて 3-4 時間毎に測定した PIN カレントの結果を示す. 強度は第一回目の強度により規格化されている. 分光器第一結晶の角度が過剰な熱負荷により微小振動するため, ブラッグ角が最適値から徐々にずれてしまう場合, 強度が時間とともに低下する. いくつかの測定エネルギーにおいて誤差の範囲を超えて有意な強度の低下がみられる. 強度が低下した場合には保守的に最悪値を使用する. これについては次節において議論する.

誤差はフィットエラーのほかにフィット範囲による系統誤差を含む. これは, Al の厚さが小さい場合にはサチュレーションの効果により, また大きい場合には高調波の効果により, 外挿

第3章 予備測定

エネルギー (keV)	$\mu_{\text{NIST}} (\mu\text{m}^{-1})$	$\mu_{\text{GEANT4}} (\mu\text{m}^{-1})$
7.27	1.77×10^{-2}	1.77×10^{-2}
8.00	1.34×10^{-2}	1.34×10^{-2}
9.00	9.47×10^{-3}	9.47×10^{-3}
15.00	2.06×10^{-3}	2.06×10^{-3}
16.00	1.70×10^{-3}	1.70×10^{-3}
17.00	1.42×10^{-3}	1.42×10^{-3}
21.83	6.75×10^{-4}	6.70×10^{-4}
23.00	5.80×10^{-4}	5.72×10^{-4}
26.00	4.08×10^{-4}	3.95×10^{-4}

表 3.6 アルミニウムの減衰係数.

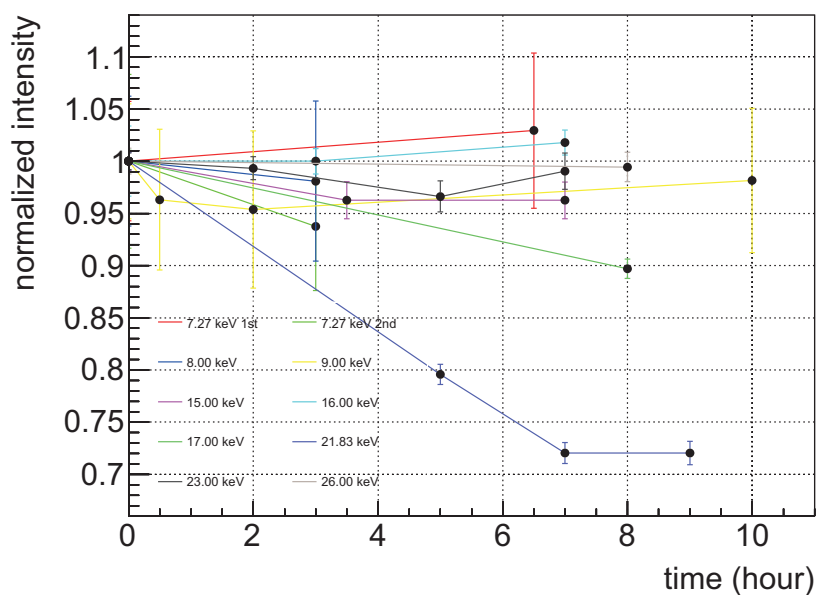


図 3.14 ビーム強度の時間変化.

点 I_0 にフィット範囲による不定性が生じるためである。そこで、7 mA 以上のサチュレーションを除外してフィットした場合と、そのフィット範囲の両端の測定点をそれぞれ外してフィットした場合との差分のうち、大きい方をフィット範囲エラーとして計上する。結果を表 3.7 にまとめる。フィット範囲によるエラーはフィットエラーと同程度もしくはそれ以下である。両者の自乗和より計算される各測定の精度は、9 keV 以下およびそれ以上のエネルギーにおいてそれぞれ 4–8% および 1% 以下である。

第3章 予備測定

エネルギー (keV)	PIN 電流 (mA)	フィット誤差 1σ (%)	フィット範囲誤差 1σ (%)
7.27	2.4×10^1	5.6	1.2
7.27	2.5×10^1	5.6	4.6
7.27	2.4×10^1	8.1	1.8
7.27	2.3×10^1	3.8	5.3
8.00	3.2×10^1	6.0	1.6
8.00	3.1×10^1	6.0	5.0
9.00	3.3×10^1	5.4	1.0
9.00	3.1×10^1	7.0	0.50
9.00	3.1×10^1	6.8	4.0
9.00	3.2×10^1	6.6	2.5
15.00	1.6×10^1	0.87	0.04
15.00	1.5×10^1	1.3	1.4
15.00	1.5×10^1	1.3	1.3
16.00	1.1×10^1	1.1	3.2
16.00	1.1×10^1	1.0	0.66
16.00	1.1×10^1	1.1	0.40
17.00	7.1×10^0	0.77	0.70
17.00	6.4×10^0	0.77	0.67
21.83	1.9×10^1	0.64	0.56
21.83	1.5×10^1	1.0	0.70
21.83	1.3×10^1	1.0	0.98
21.83	1.3×10^1	1.0	1.2
23.00	7.4×10^{-1}	0.72	0.34
23.00	7.3×10^{-1}	0.83	0.74
23.00	7.1×10^{-1}	1.0	1.2
23.00	7.3×10^{-1}	1.0	1.4
26.00	1.8×10^0	0.83	0.92
26.00	1.8×10^0	0.91	1.1

表 3.7 外挿した PIN カレントの値と誤差.

3.3.5 ビーム強度への焼き直しおよび保守的な値

PIN カレント I_0 は入射ビーム強度 F に比例するため、その焼き直しは以下の式で表される。

$$F = \frac{W_{\text{Si}} I_0}{e} \times \frac{1}{E} \times \frac{1}{R} \quad (3.4)$$

ここで E はおよび e はそれぞれビームエネルギーおよび電気素量である。また、シリコンの W 値は $W_{\text{Si}} = 3.66$ である。 R は PIN における吸収率であり、GEANT4 により評価した。

図 3.15 に、 R のシミュレーション結果（黒線）を示す。青線はケースの窓を取り除いた場合の結果であり、7–9 keV の光子は数 % が窓により減衰することが分かる。また、赤線はシミュレーションの妥当性を評価するために行った概算の結果である。概算値 R' は次のように求めた。

$$R' = \exp(-\mu_{\text{Be, NIST}} x_{\text{Be}}) \times \{1 - \exp(-\mu_{\text{Si, NIST}} x_{\text{Si}})\} \quad (3.5)$$

ここで、減衰係数 $\mu_{\text{Be, NIST}}$ および $\mu_{\text{Si, NIST}}$ はそれぞれ Be および Si に対する NIST の without coherent scattering の値を使用した。また厚さ x_{Be} および x_{Si} はそれぞれ 150 μm および 300 μm である。コンプトン散乱においては光子のエネルギーの一部のみがシリコンの素子へ落とされるため、概算結果における吸収率はシミュレーションよりもやや大きく評価される。そのずれ $R' - R$ は 20 keV 以下のエネルギーにおいて 1% 以下である。またエネルギーが上がるとコンプトン散乱の寄与が大きくなり、26 keV におけるずれは 8% である。

表 3.8 に、強度の時間ふらつきが誤差の範囲内で一定であると仮定した場合の最小自乗値および p 値を示す。有意性の基準を 5% にとり、それ以下である 3 つの測定 (15.00, 17.00, および 21.83 keV) においては最悪値を使用する。最終的なリミットの算出に使用する値は、さらに誤差 1σ 分を減少させた保守的な値を用いる。

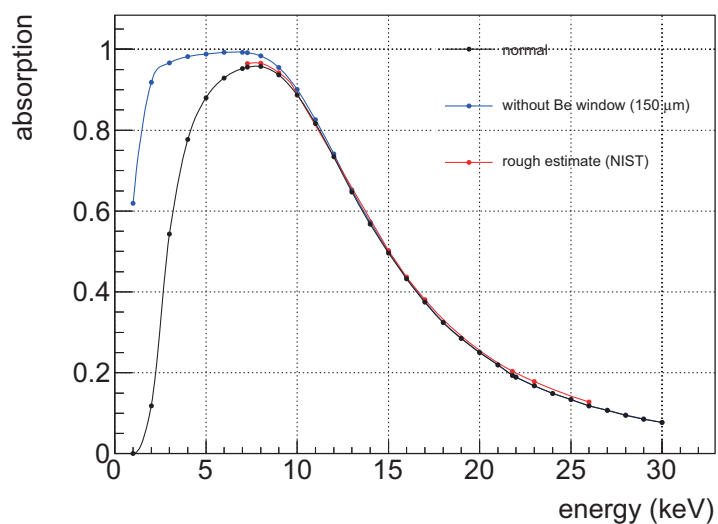


図 3.15 フォトダイオードにおける吸収.

エネルギー (keV)	強度 (10^{13} photon/s)	$\pm 1\sigma$ 誤差 (%)	consistent p 値 (%)	強度 (最悪値) (10^{13} photon/s)	$\pm 1\sigma$ 誤差 (%)	強度 (保守的) (10^{13} photon/s)
7.27	7.8	3.5	68	.	.	7.6
8.00	9.3	4.9	84	.	.	8.9
9.00	8.6	3.3	95	.	.	8.3
15.00	4.9	0.72	4	4.7	1.9	4.6
16.00	3.7	0.9	55	.	.	3.7
17.00	2.4	0.73	0	2.2	1.0	2.3
21.83	0.84	0.58	0	0.73	1.4	0.72
23.00	0.43	0.57	25	.	.	0.43
26.00	1.3	0.93	76	.	.	1.3

表 3.8 ビーム強度と、保守的な値の基準.

3.4 ビームプロファイル

変換領域の両端すなわち分光器第二結晶および第一ミラーがビーム軸に対して傾いているため、ビームの幅に対応および高さにして変換領域の長さが変化する。そのためビームプロファイルの測定は重要である。図 3.16 にビームプロファイルの測定に使用する TC スリットの概略を示す。TC スリットは光学ハッチの最下流であるミラーの後ろに位置する。スリットは厚さ 2 mm の Ta ブレード 4 枚よりなる。ビームと垂直および水平方向のスリット幅をそれぞれ 10 μm に絞り、10 $\mu\text{m}/\text{pitch}$ で掃引してスリットを透過するビーム強度をイオンチェンバーで測定する。表 3.9 に、以上の TC スリットの仕様をまとめる。測定は 9 つのビームエネルギーごとに行う。

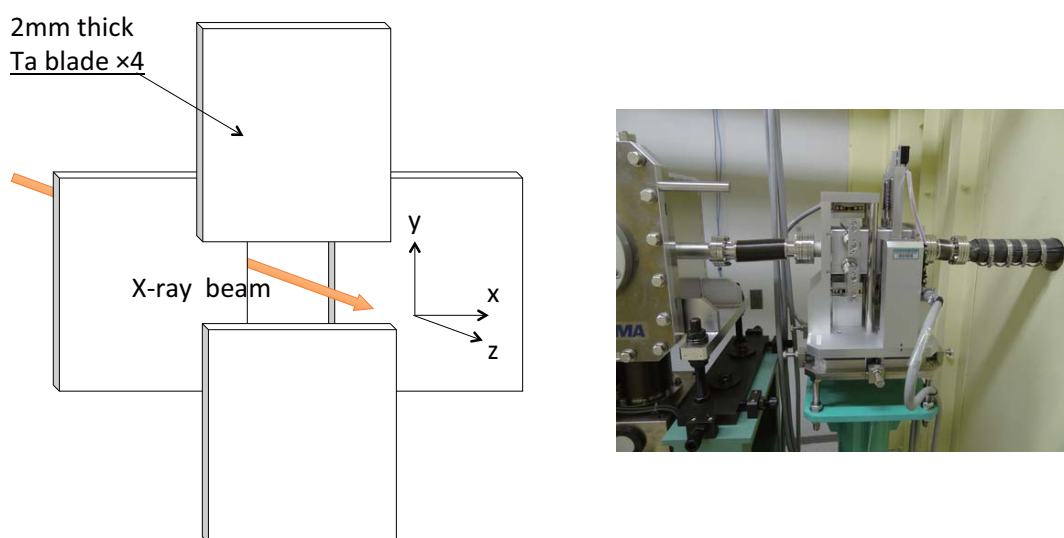


図 3.16 (左) TC スリットの概略図, (右) 写真.

刃の材質	刃の厚さ	刃の数	スリット幅	掃引ピッチ
Ta	2 mm	4	10 μm	10 μm

表 3.9 TC スリットの仕様.

図 3.17 に、測定された水平および垂直方向のビームプロファイルを示す。縦軸はプロファイ

ルの面積が1となるように規格化されている。アンジュレータからの本来のビームはガウシアンであるが、アンジュレータの中心から47.0 mに位置する0.4 mmの鉛スリットでガウシアンの中心付近が切り出さる。アンジュレータでの発光点のサイズは20 μm 程度と十分小さいため、実験ハッチで観測されるビームサイズは発散角により決定される。発散角は水平および垂直方向ともに数 μrad 程度であり、TCスリットはアンジュレータの中心から63 mに位置するため測定されるビームサイズは数百 μm となる。またTCスリットからのビームの発散は、検出器までの距離が2 mと短いため無視できる。垂直方向のビーム形状の非対称は分光器におけるブラッグ反射の非対称に由来する。

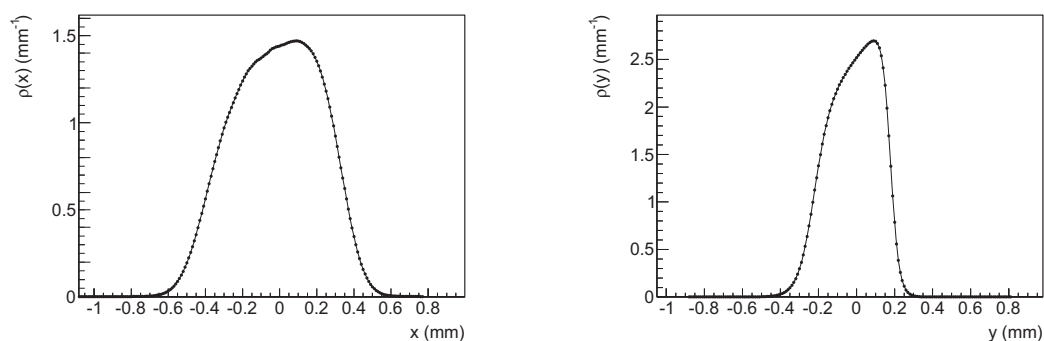


図 3.17 ビームプロファイル, (左) 水平方向, (右) 鉛直方向.

鉛直方向のビームプロファイル $\rho(y)$ はビーム幅およびビーム中心の高さにより特徴づけられる。特にビームの高さについては、前章において分光器からの出射高さが不変であると述べたが、実際には結晶の回転および並進機構の調整具合により出射高さにわずかなエネルギー依存性が生じる。図 3.18 に、9つのビームエネルギーごとに測定した鉛直方向のビーム中心の高さおよびビーム全幅 (full width at 1/20 maximum) のエネルギー依存性を示す。7.27 keV から 26 keV にかけてビーム高さは 490 μm 上昇しているのに対し、ビーム幅は $628 \pm 6 \mu\text{m}$ と安定している。

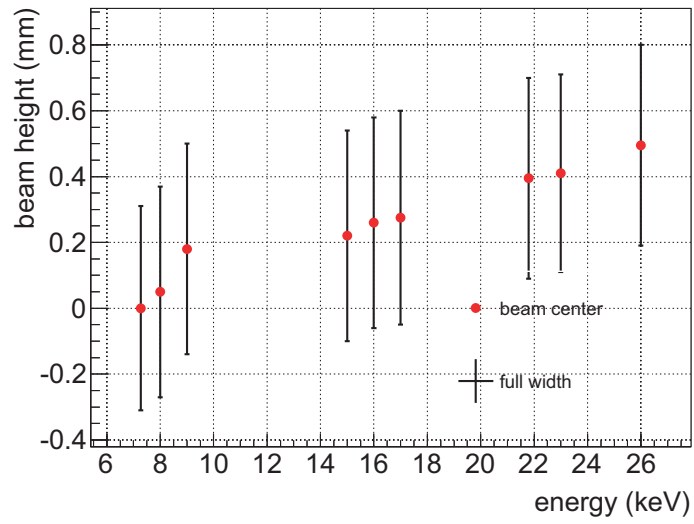


図 3.18 ビーム中心の高さおよびビーム全幅のエネルギー依存性.

3.5 ビームエネルギーの絶対値

3.5.1 空気散乱の測定

ビームエネルギーの絶対値はビームからのX線光子を検出することにより求める。ただしビームを直接に検出器へ入射してしまうと、強度が強すぎるためシグナルのパイルアップが起こるのみならず、照射部（窓および結晶）における永久的な損傷・劣化が生じ危険である。そのため、検出器をビーム軸から外し、空気散乱により検出器へ回りこんでくる光子を検出する。図 3.19 にセットアップの概略を示す。検出器の DAQ レートをチャージパイルアップが問題とならない 1 kHz 以下に落とすために、検出器の前面に鉛ブロックでスリット 5 mm を設ける。

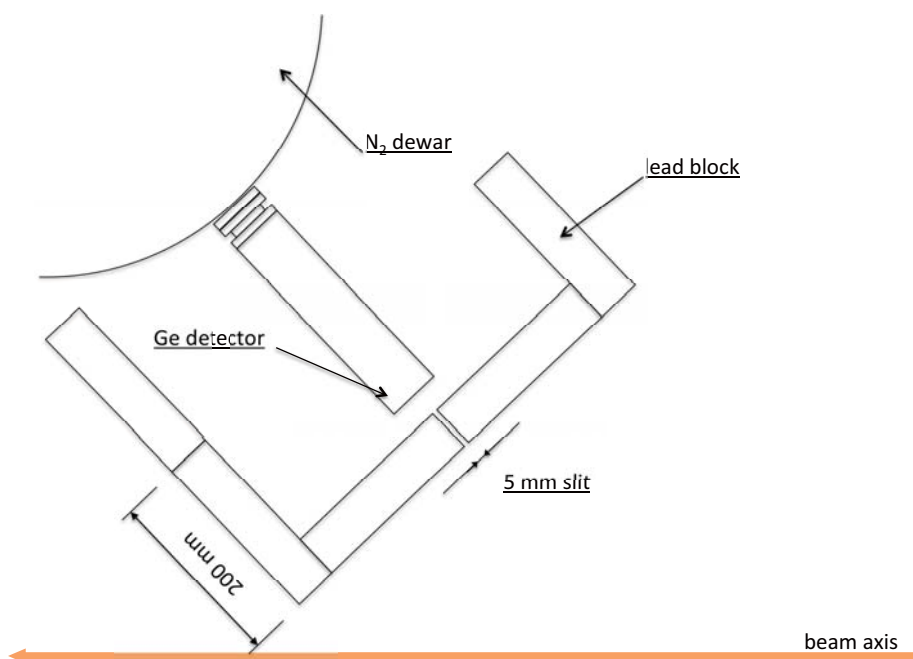


図 3.19 空気散乱の測定の概略 (平面図).

表 3.10 に測定の概要を示す。ビームエネルギーは 8, 12, 15, 26 keV の 4 点に対して測定する。分光器に測定エネルギーをセットし、アンジュレータの磁石間隔を徐々に狭めて、DAQ レートが数百 Hz となる間隔に固定する。

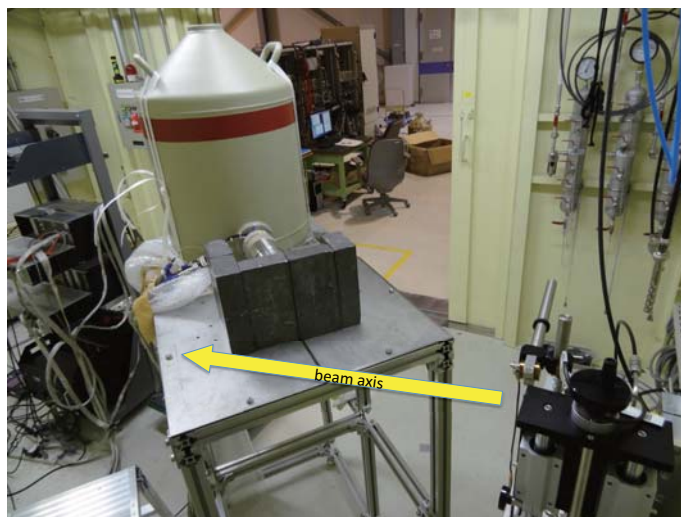


図 3.20 空気散乱の測定の写真.

エネルギー (keV)	スリット幅 (mm)	磁石列間隔 (mm)	測定時間 (s)	取得イベント数
8	5	14	649	1.1×10^5
12	5	26.5	436	4.8×10^4
15	5	40	14	6.1×10^3
26	5	30	521	3.9×10^4

表 3.10 空気散乱の測定の概要.

3.5.2 ビームエネルギーの絶対値および分解能の確認

分光器にセットするエネルギーの設定値（絶対値）と、実際に出射されるエネルギー値とのずれを検証し、そのずれが誤差の範囲内でゼロとコンシステントであることを確認する。図 3.21 に、空気散乱により測定された 4 つのエネルギースペクトルを示す。ピークの形状が低エネルギー側へテイルを引いているのは、コンプトン散乱により空気中でエネルギーをロスした光子の寄与による。コンプトン散乱およびテイリングの程度は入射光子のエネルギーが高くなるほど顕著になる。一方、エネルギー中心より高い方のスペクトルは coherent 散乱された光子の入射による光電ピークの上半分であるため、フィットにはこの領域のみを使用する。

図 3.22 に、ガウシアンの上片側フィットにより求めた、ガウシアンの中心値と分光器の設定

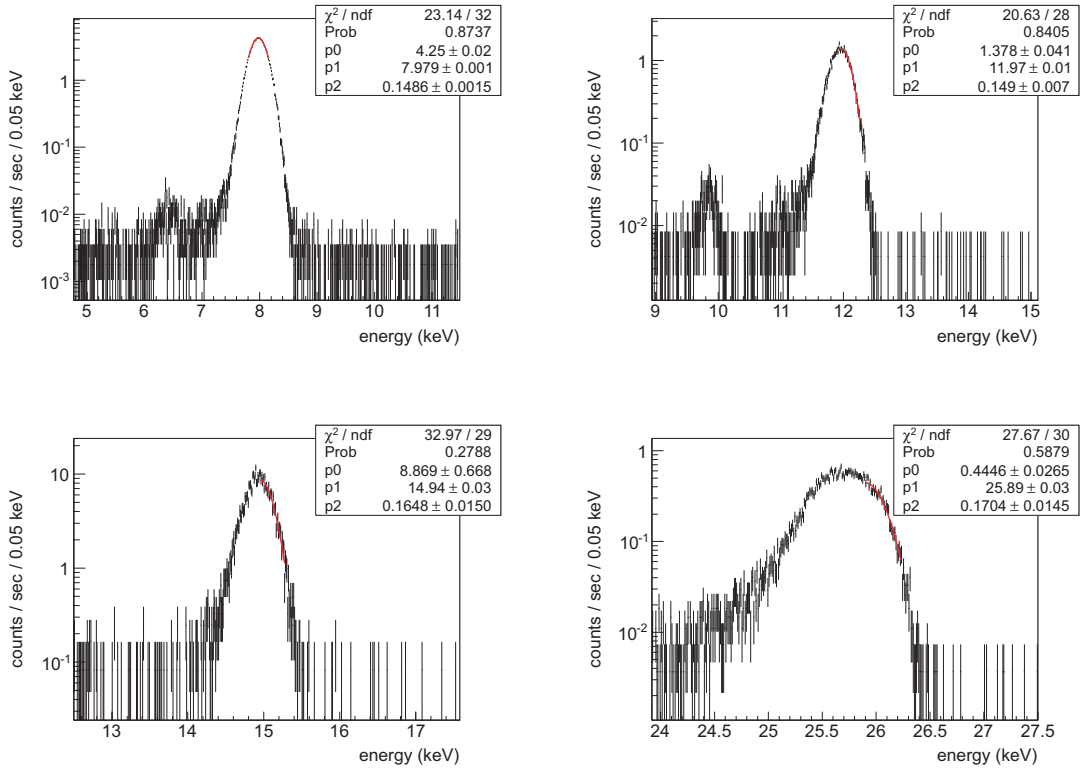


図 3.21 空気散乱のスペクトル, (上左) 8.00 keV, (上右) 12.00 keV, (下左) 15.00 keV, (下右) 26.00 keV.

値とのずれ ΔE を示す. 誤差にはフィットエラーのほかにエネルギー較正誤差を加えてある. ΔE の最小自乗値は -18 ± 16 eV (ずれ -1.1σ) であり, LSB 6.9 eV と同程度である. 保守的に, ビームエネルギーの絶対値の不定性として $\Delta\omega = -0.18$ eV を計上する. 光子カウント数に対するこの不定性の取り扱いは次章において議論する.

また図 3.23 に, 上片側フィットにより求められたエネルギー分解能を, 標準線源による測定点のフィットに重ねて示す. 統計の不足のためエラーが大きいものの, 線源を用いた測定結果と無矛盾であるといえる.

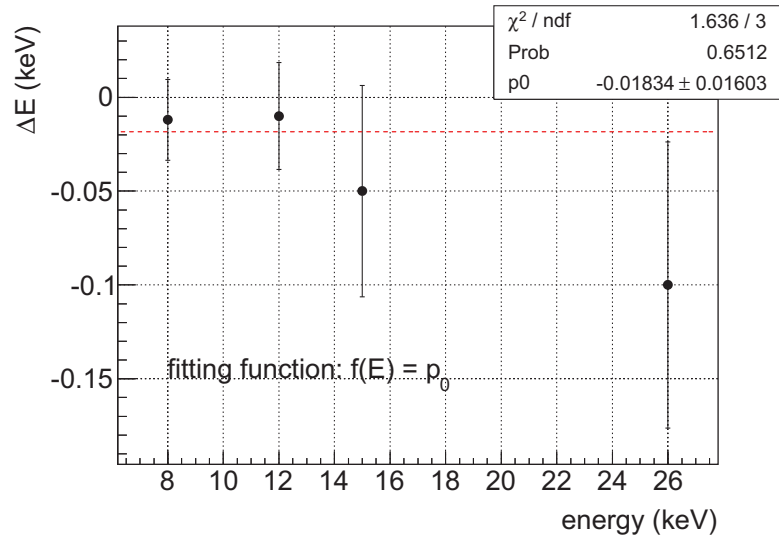


図 3.22 空気散乱において観測されたビームエネルギーの値と、分光器における設定値とのずれ。

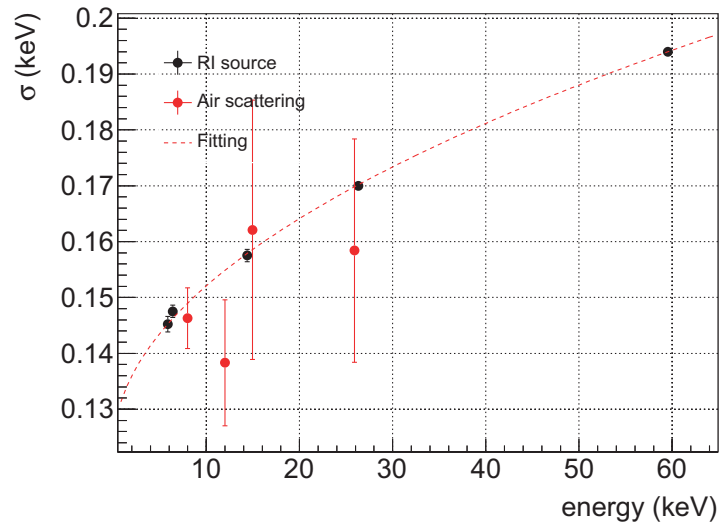


図 3.23 空気散乱のスペクトルを上片側フィットして得られたエネルギー分解能。

3.6 温度

検出器系および DAQ エレクトロニクスのため温度環境をモニタした。図 3.24 に、測定結果を示す。緑は Ge 検出器 (架台上), 赤は NIM ビン (電源付近), 青は室温 (ハッチ壁) の温度である。3つの測定温度には時間変化に相関が見られる。ハッチ内に設置された空調設備により、測定を開始した 14 日 14:00 以降において室温および検出器付近は $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$ と安定していることがわかる。また NIM ビンの温度は $\pm 0.8^{\circ}\text{C}$ である。

温度変化が大きい場合、その変動に同期して Ge 検出器における HV の値が変動するため、PHADC のゲインにも相関が現れるはずである。図 3.8 には特にそのような相関は観測されていない。

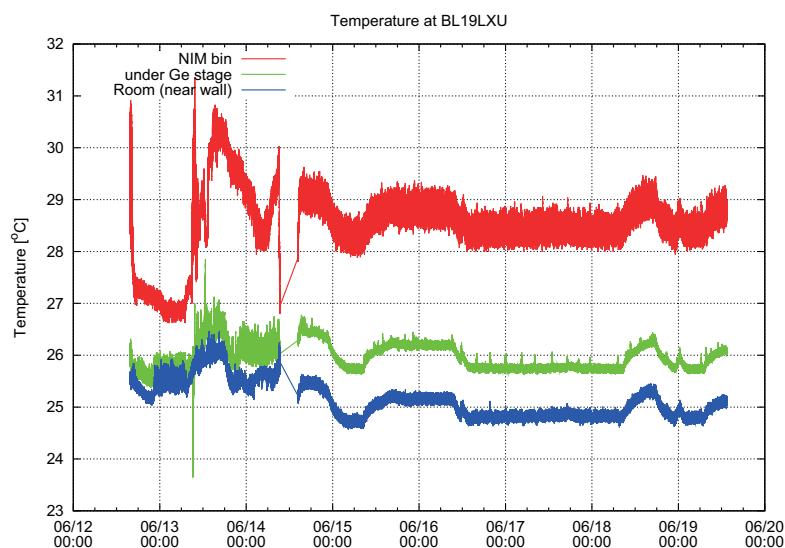


図 3.24 測定期間中の温度。

第 4 章

本測定および解析

4.1 本測定

本測定はビームを用いた測定およびビームを止めた測定（BG 測定）の 2 種類を行う。図 4.1 にビーム測定および BG 測定のセットアップを示す。測定は 2012/06/14–06/20 において行われ、そのうち 06/16–06/17 は電子リングの調整が行われたため BG 測定の期間として割り当てた。BG の測定は MBS を閉じる以外ビーム測定と同じセットアップのもとに行われた。BG 測定における全測定時間は 45.5 h（検出器 live time）である。図 4.2 に、全 2 日間の BG 測定における BG スペクトルを示す。イベントレートは 7 keV において $(10.9 \pm 0.3) \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}\text{keV}^{-1}$ であり、26 keV における $(4.6 \pm 0.2) \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}\text{keV}^{-1}$ まで徐々に減少する。10.6 keV および 12.6 keV において遮蔽に用いた鉛による X 線が観測される以外は特に目立つ構造は観測されていない。測定に使用したエネルギー範囲を矢印により示す。

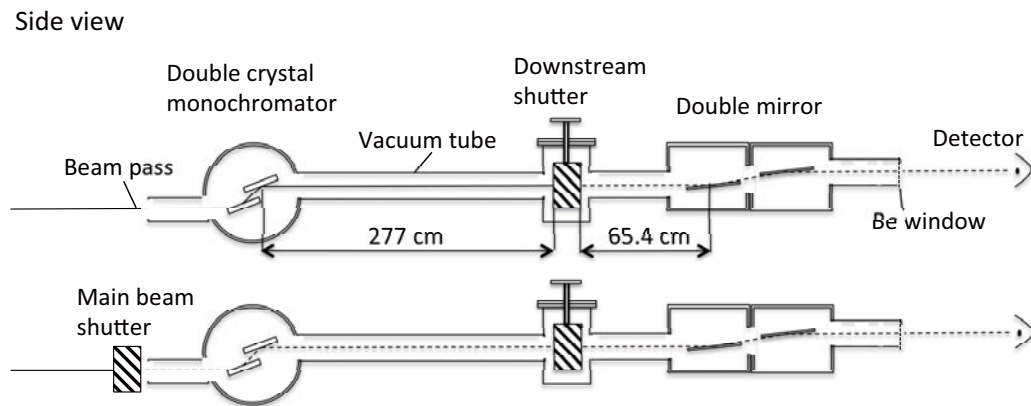


図 4.1 本測定のセットアップの概略図。(上) ビーム測定, (下) BG 測定

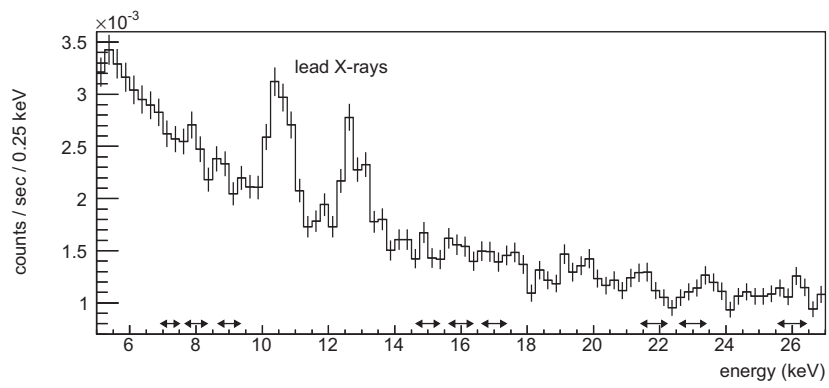


図 4.2 BG スペクトルおよびシグナル領域. エラーバーは統計誤差.

beam energy ω (keV)	lifetime (h)	detector resolution σ (keV)	beam intensity I (10^{13} s^{-1})	detector efficiency ϵ (%)	$N_{\text{beam}} \pm (\text{stat.})$ in ($\omega \pm 2\sigma$) (10^{-3} s^{-1})	$N_{\text{BG}} \pm (\text{stat.})$ in ($\omega \pm 2\sigma$) (10^{-3} s^{-1})	$\Delta N \pm (\text{stat.})$ in ($\omega \pm 2\sigma$) (10^{-4} s^{-1})	$\Delta N_{95\% \text{C.L.}}$ (10^{-4} s^{-1})
7.27	7.0	0.16	7.6	23	7.0 ± 0.5	7.1 ± 0.2	-0.9 ± 5.7	11.0
8.00	5.4	0.16	8.9	33	6.5 ± 0.6	6.9 ± 0.2	-3.8 ± 6.1	10.3
9.00	8.8	0.17	8.3	46	5.3 ± 0.4	6.0 ± 0.2	-7.6 ± 4.5	5.5
15.00	5.2	0.18	4.6	51	4.2 ± 0.5	4.5 ± 0.2	-3.4 ± 5.0	8.2
16.00	5.8	0.18	3.7	56	4.2 ± 0.4	4.5 ± 0.2	-3.1 ± 4.8	7.9
17.00	6.8	0.18	2.3	61	4.2 ± 0.4	4.5 ± 0.2	-2.1 ± 4.5	7.8
21.83	7.0	0.19	0.72	76	4.2 ± 0.4	3.7 ± 0.2	$+4.2 \pm 4.3$	12.2
23.00	5.4	0.20	0.43	78	3.9 ± 0.4	3.8 ± 0.2	$+1.2 \pm 4.7$	10.5
26.00	7.1	0.21	1.3	83	4.8 ± 0.4	4.0 ± 0.2	$+7.6 \pm 4.6$	15.6

表 4.1 解析に用いるデータセット.

表 4.1 に、9 つのビーム測定の結果を示す。各測定における検出器の live time は 5–9 h である。シグナル領域はビームエネルギー $\omega \pm 2\sigma'$ の範囲にとる。ここで σ' は時間広がりを加味した検出器のエネルギー分解能である。 I および ϵ はそれぞれ前章において求めた保守的なビーム強度および検出効率である。また N_{beam} および N_{BG} はそれぞれ beam 測定および BG 測定に対するシグナル領域におけるカウントレートであり、その差分が ΔN である。表中の誤差は統計誤差（標準偏差）である。

ここで、前章において述べたように、エネルギー較正誤差およびビームエネルギーの絶対値の不定性はシグナル領域における中心値の不定性となる。PHADC の LSB 6.9 eV に対して較正誤差および絶対値の不定性はそれぞれ ± 0.7 – ± 1.6 LSB および -2.7 LSB である。各ビーム測定におけるシグナル領域およびその総カウント数はそれぞれ 90 LSB および 150 count 程度であるため、シグナル領域全体を数 LSB 広げるとよるカウント数の増加は最大で数 % と十分に小さい。よってシグナル領域 ($\omega \pm 2\sigma'$) の中心値 ω に対する不定性の分だけさらに広げたエネルギー範囲を最終的なシグナル領域とした。

全測定においてシグナル領域の重なりがないため、BG の評価には共通の BG スペクトルを用いる。シグナル領域におけるカウントレートはビーム測定および BG 測定とも $(4\text{--}7) \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ である。パラフォトン由来の信号はビーム測定および BG 測定におけるカウントレートの差 ΔN である。BG 測定においては測定時間が長いため統計誤差が小さく、 ΔN に対する誤差はほぼ N_{beam} における統計誤差により決まっている。9 つの全測定において $\Delta N > +2\sigma$ （標準偏差）のような有意なシグナルは検出されなかった。

一例として図 4.3 に、7.27 keV のビーム測定のスペクトルから BG 測定のスペクトルを差し引いた ΔN スペクトルを示す。赤がシグナル領域のデータであり、点線は以下で算出される ΔN の 95% C.L. の上限である。7.27 keV 以外の測定結果は図 4.4 に示す。

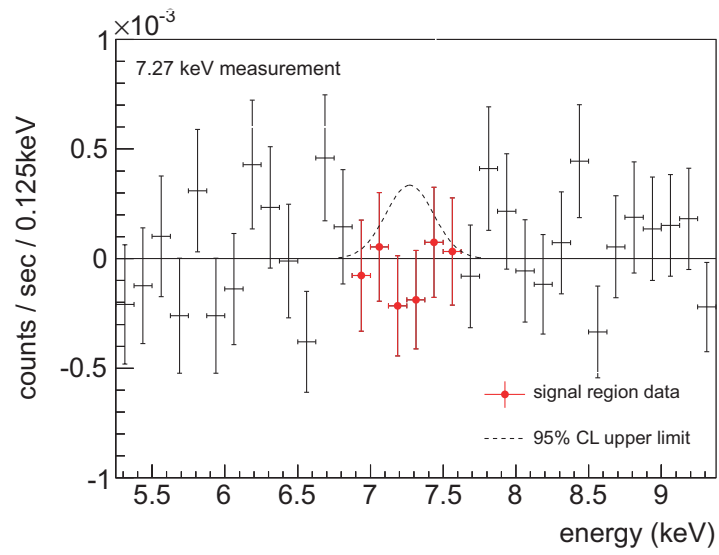


図 4.3 7.27 keV の測定における差分スペクトル。エラーバーは統計誤差。

第4章 本測定および解析

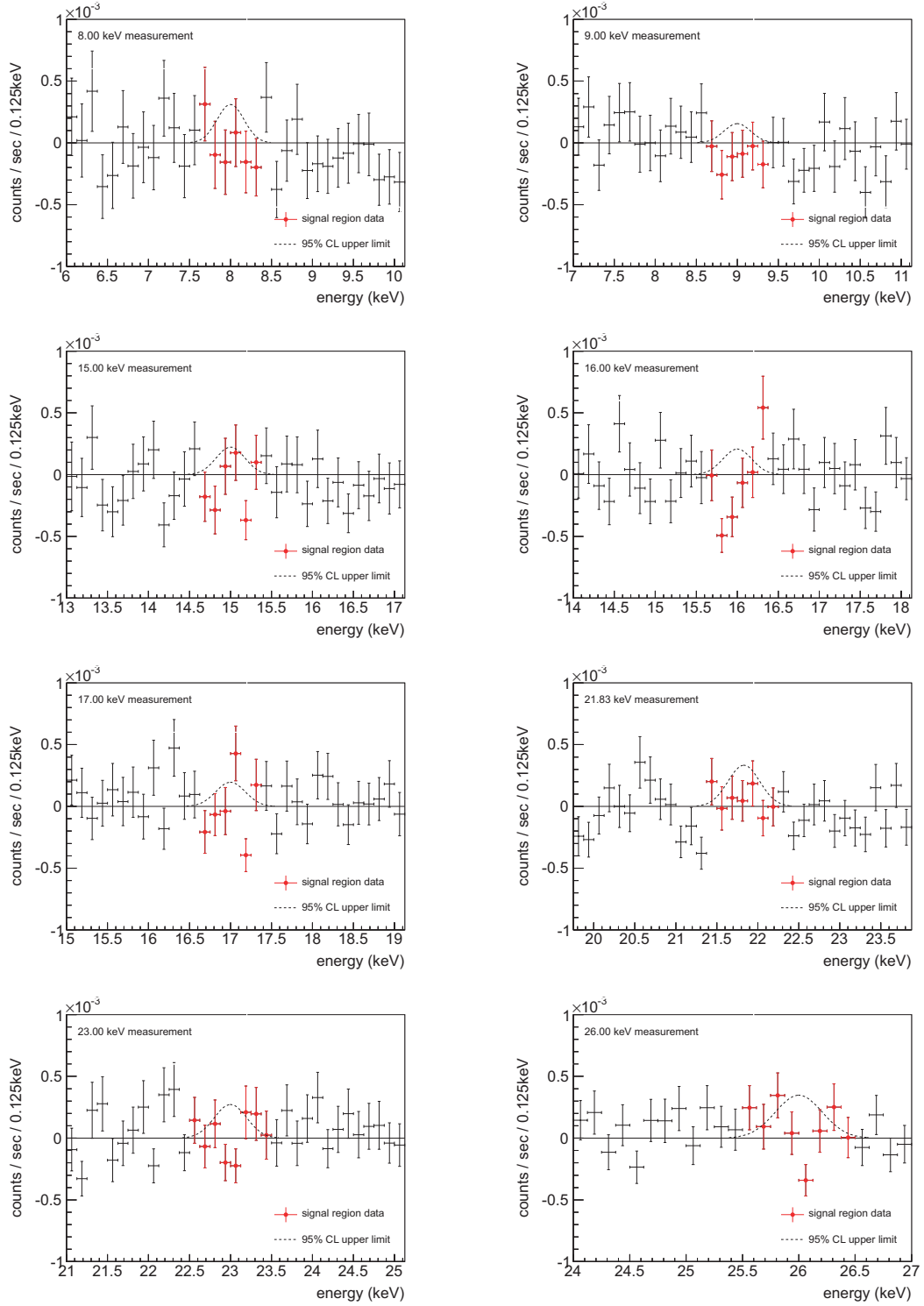


図 4.4 7.27 keV 以外の測定における差分スペクトル, エラーバーは統計誤差.

4.1.1 ΔN に対する 95% C.L. の上限値の算出

$\Delta N \pm \sigma_{\Delta N}$ に対する 95% C.L. の上限値 $\Delta N_{95\% \text{C.L.}}$ を与える. 図 4.5 に示すように, 中心値を ΔN とし, 標準偏差を $\sigma_{\Delta N}$ とするガウシアン確率密度分布 (PDF) を考える. ここで $\Delta N_{\pm 2\sigma', 95\% \text{C.L.}}$ は PDF の左片側面積が全体の 95% となる横軸の値である. この際, パラフォトンのシグナルは正 (+) であるため, 横軸の正の範囲のみを物理的な領域すなわち積分範囲にとる. このように算出される $\Delta N_{\pm 2\sigma', 95\% \text{C.L.}}$ に対し, シグナル領域 $\omega \pm 2\sigma'$ におけるシグナル含有率 0.9545 で割った値が最終的なシグナルの 95% C.L. の上限値 $\Delta N_{95\% \text{C.L.}}$ である.

$$\Delta N_{95\% \text{C.L.}} = \frac{\Delta N_{\pm 2\sigma', 95\% \text{C.L.}}}{0.9545} \quad (4.1)$$

表 4.1 に $\Delta N_{95\% \text{C.L.}}$ を合わせて示す.

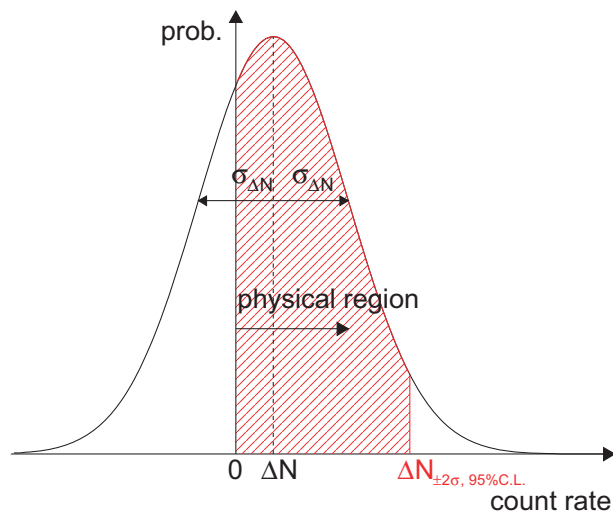


図 4.5 $\Delta N_{-\sigma_-}^{+\sigma_+}$ に対する 95% C.L. の算出.

4.2 混合パラメータ χ への制限

混合パラメータ χ への制限は、算出された $\Delta N_{95\%C.L.}$ から以下の式を解析的に解くことにより求められる。

$$\epsilon I \int P_1(y) P_2(y) \rho(y) dy = \Delta N_{95\%C.L.} \quad (4.2)$$

左辺は $\gamma-\gamma'$ 振動により壁を透過して検出される光子数であり、右辺はその上限値 (95% C.L.) である。ここで $\rho(y)$ は垂直 y 方向のビームプロファイルであり、面積が 1 に規格化されている。また $P_i(y)$ ($i = 1, 2$) はそれぞれ第一変換領域および第二変換領域における変換確率である。

$$P_i(y) = \left[2\chi \sin \left(\frac{m_{\gamma'}^2 L'_i(y)}{4\omega} \right) \right]^2 \quad (4.3)$$

$L'_i(y)$ ($i = 1, 2$) はそれぞれ分光器の結晶およびミラーの傾きによる変換長の補正である。

$$L'_1 = L_1 + y/2\theta_{\text{Bragg}} ; L'_2 = L_2 - y/2\theta_{\text{mirror}} \quad (4.4)$$

L_1 および L_2 はそれぞれ分光器第二結晶の表面の中心から DSS の上端までの距離 277 ± 2 cm、および DSS 下端から第一ミラーの表面の中心までの距離 65.4 ± 0.5 cm である。

図 4.6 に見るように、変換領域の両端すなわち分光器の第二結晶および第一ミラーがビーム軸に対して傾いているため、ビームプロファイル $\rho(y)$ における y の値に対応して変換長は式 (4.4) のようにばらつく。ビーム幅および傾斜角から、ばらつきの程度は第一および第二変換長においてそれぞれ数 mm および十数 cm である。この効果を考慮して、検出される光子数 (式 (4.2) の左辺) はビームプロファイルにより重み付けされた y の積分となる。

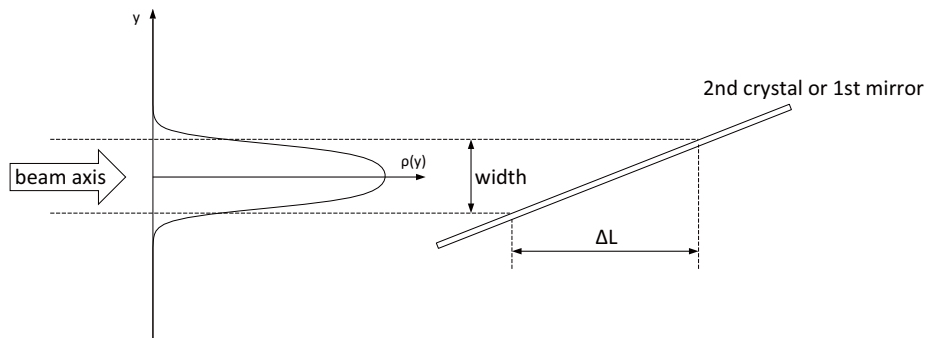


図 4.6 ビーム幅による変換長のばらつき。

光子およびパラフォトンにおける変換確率は、ニュートリノ振動と同様にして式 (4.3) のように振動する。振動の位相が π 回る長さ、すなわち振動長は $4\pi\omega/m_{\gamma'}^2$ であり、パラフォトン

の質量に対して小さくなる。特に振動長が変換長のばらつきに比べて十分に小さい場合、各 y に対する個々の振動の寄与は式 (4.2) における積分により平均化され、結果として式 (4.3) における \sin 項は $1/2$ となる。この効果は変換確率 P_1 および P_2 においてそれぞれ生じる。

一例として図 4.7 に、9.00 keV の測定のみにより得られる χ への制限 (95% C.L.) を示す。除外された領域は線の上側である。質量領域 (1) の前半において式 (4.3) の \sin 項による振動の寄与が現れ、変換長の違いに対応して 2 種類の振動周期の重ね合わせとなる。質量を上げていくと、ミラーの傾きが極端に浅いため振動の平均化は P_1 よりも P_2 において先に生じ (a)、のちに P_1 が平均化される (b)。双方が完全に平均化される領域 (2) において振動の効果は消え、リミットは一定値となる。リミットが振動する領域 (1) においては混合角への感度が低くなってしまったため、異なるエネルギーの測定により得られる制限を結合することによりこれらの「とげ」を除外する。

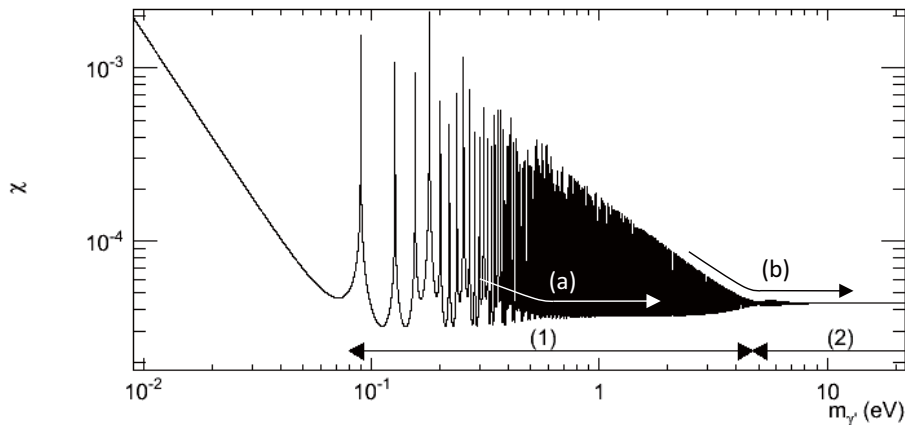


図 4.7 9.00 keV の測定により得られた、 χ への制限 (95% C.L.).

全 9 つの結果の結合は、それぞれの PDF を掛け合わせて得られる PDF に対し、同様の手順で 95% C.L. 上限値を算出することにより与えられる。この際 ΔN は χ^4 に比例するため、 χ ではなく χ^4 に対する PDF を扱う。図 4.8 に、結合されて得られる χ に対する制限を示す。質量領域 (1) において見られていた感度の低下が埋め合わされていることが分かる。

図 4.9 に、最悪値が現れる 1.39 eV 付近の拡大を示す。点線および鎖線はそれぞれ 7.27 keV および 9.00 keV の単一の測定により得られた制限であり、青線は 9 つの測定結果を上記の手順により結合した結果である。結合により結果が 1 割程度向上する。保守的に、1.39 eV における最悪値により本実験の結果 (95% C.L.) を代表させる。最悪値は $\chi_{\text{worst}} = 8.01 \times 10^{-5}$ である。

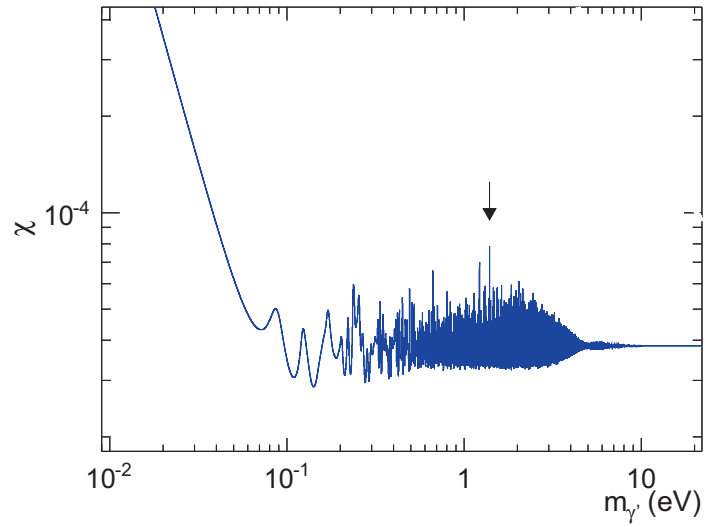


図 4.8 9つの測定結果を結合することより得られた, χ への制限 (95% C.L.).

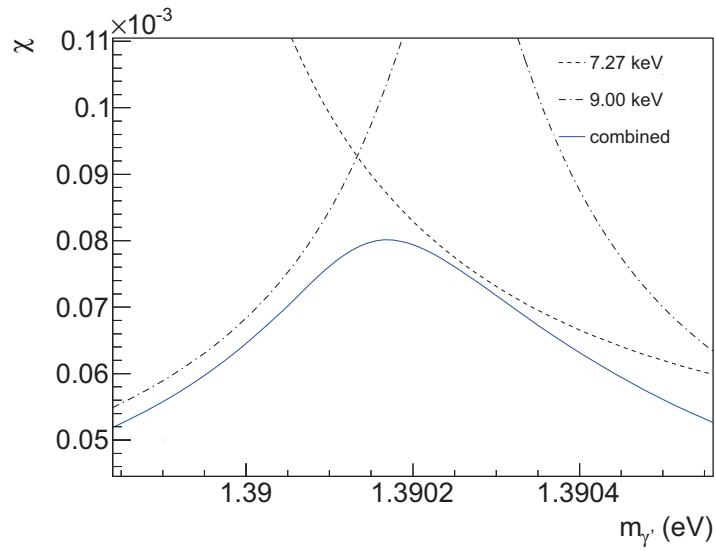


図 4.9 最悪値が現れる 1.39 eV 付近の拡大.

制限を与える質量の上限はビームのエネルギーまでとする。ビームエネルギーとパラフォトンの質量が一致する場合、混合が共鳴して変換確率が増加するという理論 [15] が提唱されているが、議論の最中であるため本結果において採用しない。よってビームエネルギーと正確に一致する質量は制限から除く。26.00 keV のみの測定から 10 eV 以上の質量において $\chi > 7.74 \times 10^{-5}$ が除外されるため、制限を与える質量の上限を 26 keV までとする。

4.3 系統誤差

これまでに検出効率およびビーム強度に対する系統誤差を述べた (3.1.2 節および 3.3.5 節, 表 3.8)。混合角 χ に対するそれぞれの寄与は $+1\sigma$ (標準偏差) 減少させた値を使用することにより、これまでの結果にすでに含まれている。ここではビームエネルギーの絶対値および変換長の不定性による混合角 χ への系統誤差を求める。

式 (4.3) における \sin 項の位相部分はエネルギーおよび変換長に依存するため、これらのパラメータが変化する場合、それぞれ $1/2$ 乗および $-1/2$ 乗に比例してリミットの線全体が質量方向にシフトする。エネルギー、第一変換長、および第二変換長の不定性はそれぞれ、 $\Delta\omega = -18.3$ eV, $L_1 = 2.77 \pm 2$ cm, および $L_2 = 65.4 \pm 0.5$ cm である。各パラメータを変化させて 1.39 eV 付近における最悪値 χ_{worst} の値を追跡する。

図 4.10 に $\Delta L_1 - \Delta\omega$ および $\Delta L_1 - \Delta L_2$ の 2 次元分布を示す。 $\Delta L/L \sim 10^{-2}$ であるのに対して $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-3}$ であるため、エネルギーの不定性に由来する変化は変換長のそれと比べて十分小さい (左図)。そのため $\Delta L_1 - \Delta L_2$ から最悪値に対する系統誤差を得る。 ΔL_1 および ΔL_2 がともに正または負である場合、リミットの線全体が質量方向にシフトするだけであるため右図において対角方向に構造が生じる。右図の最大値および最小値から $\Delta\chi_{\text{worst}}/\chi_{\text{worst}} = \begin{matrix} +5.2 \times 10^{-3} \\ -1.5 \times 10^{-3} \end{matrix}$ を得る。

以上の結果を表 4.2 にまとめる。検出効率およびビーム強度による寄与は平均値を示す。

要因	χ_{worst} への寄与
* 検出効率の不定性	$\begin{matrix} +0.64 \\ -0.83 \end{matrix}$ %
* ビーム強度の不定性	± 0.40 %
ビームエネルギーの不定性 ($\Delta\omega = -18$ eV)	$< \pm 0.01$ %
変換長の不定性 ($L_1 = 277 \pm 2$ cm, $L_2 = 65.4 \pm 0.5$ cm)	$\begin{matrix} +0.52 \\ -0.15 \end{matrix}$ %

表 4.2 系統誤差のまとめ (* は χ の算出において既に考慮されている),

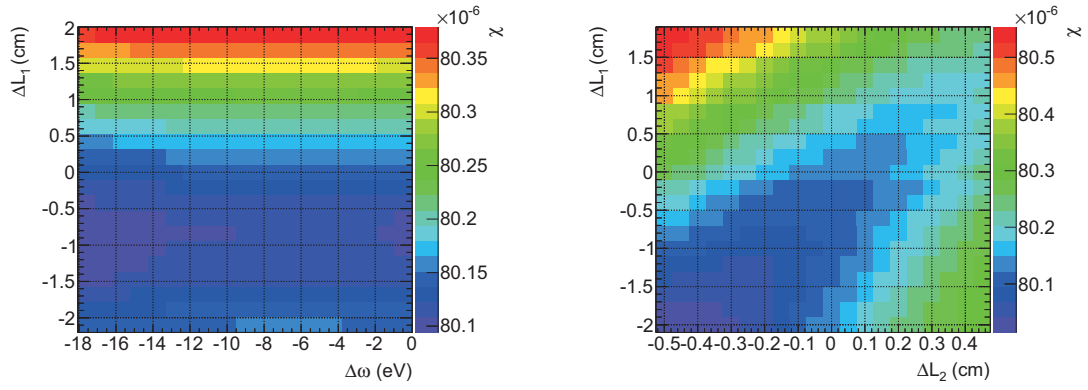


図 4.10 最悪値の変化. (右) $\Delta L_1 - \Delta \omega$, (左) $\Delta L_1 - \Delta L_2$.

4.4 まとめ

最悪値の中心値から $+\Delta\chi_{\text{worst}}$ 増加させた値を本実験の最終結果 (95% C.L.) とする.

$$\chi < 8.06 \times 10^{-5} \quad (0.04 \text{ eV} \leq m_{\gamma'} < 26 \text{ keV}) \quad (4.5)$$

第5章

考察, 展望

5.1 他の実験との比較

図 5.1 に, X線の LSW 実験である本実験で得られた制限に加えて, 可視光 LSW 実験 [10] およびその他の探索によって与えられた制限を示す. 第 1 章において述べたように, 本実験はビームの強度の点において可視光実験より最大 7 桁強度が低い. 探索される混合角 χ はビーム強度の $-1/4$ 乗に比例するため, 2 桁程度感度が劣る.

一方で, 探索される質量領域はビームエネルギーの $1/2$ 乗に比例する. X線は可視光に比べビームエネルギーが 4 桁高いため, 2 桁程度質量の重いパラフォトンが本実験において探索された. 特に, 質量 eV 付近のパラフォトンの地上探索は本実験により初めて行われた.

またパラフォトンが存在する場合, $\gamma\text{-}\gamma'$ 振動により従来の QED が補正を受ける [4]. そのため, QED の精密検証が同時に間接的なパラフォトンの探索となる. これまでに, 帯電した導体球の内部に電場が存在しないことを精度よく検証することにより, 質量 μm のパラフォトンの探索が行われた (図「Coulomb」) [16]. また水素原子において 2 種類のエネルギー遷移を測定し, 得られるリュドベリ定数の値を比較することにより質量 keV 領域のパラフォトンの探索が行われた (図「Rydberg」) [17].

本実験において除外された領域は, これらの他実験では制限し得ない谷間にあたる質量領域を初めて除外したことになる.

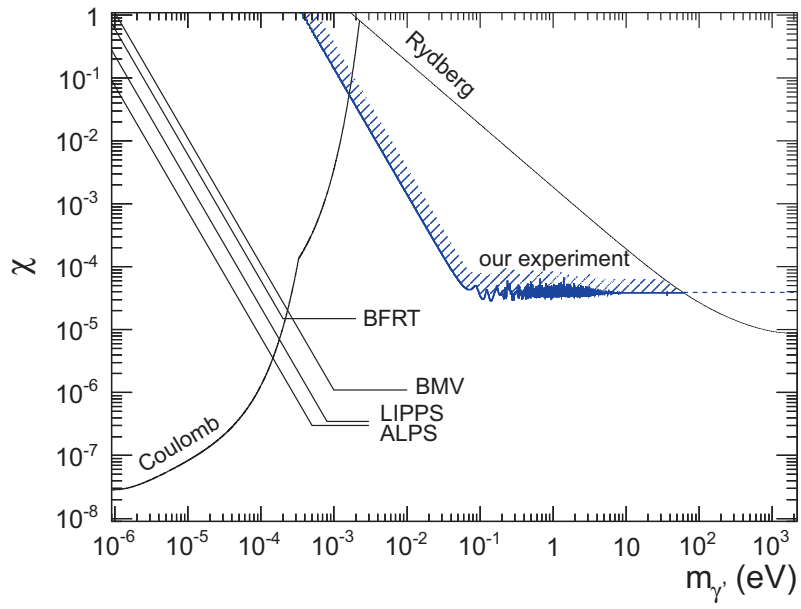


図 5.1 他の実験との制限の比較.

5.2 クーロンポテンシャルに対する制限への焼き直し

光子と混合する有質量粒子により, 静的クーロンポテンシャルに以下の様な湯川型ポテンシャルが付け加わる [4].

$$V(r) = \frac{\alpha}{r} \left(\cos^2 \chi e^{-r/\lambda_1} + \sin^2 \chi e^{-r/\lambda_2} \right) \simeq \frac{\alpha}{r} \left(1 + \chi^2 e^{-r/\lambda_2} \right) \quad (5.1)$$

ここで $\lambda_i = 1/m_i$ はポテンシャルのレンジであり, α は微細構造定数である. $i = 1, 2$ はそれぞれ光子およびパラフォトンに対する添字である. このように, パラフォトンの質量および混合パラメータはそれぞれポ補正ポテンシャルのレンジおよび補正の振幅を与える. 本実験における制限をこれに焼きなおすと, 静的クーロンポテンシャルからのずれは以下のように制限される.

$$\Delta V < 6.49 \times 10^{-9} \quad (1 \text{ pm} \lesssim \lambda_2 \lesssim 1 \text{ } \mu\text{m}, 95\% \text{ C.L.}) \quad (5.2)$$

5.3 アクシオンおよびディラトンの探索へ向けて

パラフォトンの探索に引き続きアクシオンの探索を計画している. 探索の最大の課題は, 強度および長さの点においてより強力な電磁石をセットアップすることである. 現在その準備を進めている.

5.3.1 磁石について

使用する電磁石としては, 冷却や電源の取り扱い, およびセットアップの容易さから超伝導磁石よりも常伝導磁石が好ましい. そこで KEKB 加速器を退役した常伝導双極子電磁石を使用する方向で検討している.

図 5.2 および表 5.1 に, それぞれ電磁石の写真およびスペックを示す. 磁場領域は軸方向に 2.1 m あり, 定格電流 1 kA を流して磁極間隔 110 mm に 0.5 T を発生する. SPring-8 において使用する際, 放射光ビームのサイズが 1 mm 以下に絞られているため, 電子加速器用に設計された広大な磁極間隔は不要である. ビームが通る真空パイプ径は 10 mm もあれば十分であるため, 鉄のシムを挿入する. さらにシムの形状を工夫して磁束を集束する. これにより, 定格よりも少ない電流を使用しながらも, 鉄の飽和磁束密度である 2 T 近くまで発生させる計画である. シムの形状および発生する磁場については, 構造解析ソフト ANSYS を用いてシミュレーションを行い評価した. 結果は付録にまとめてある.



図 5.2 KEKB の常伝導双極子電磁石の写真.

パラメータ	値
B×L	0.52 T×2.1 m
定格電流	1 kA
重量	5.6 t
磁極間隔	110 mm
抵抗値 (発熱量)	21 mΩ (21 kW)
冷却	水, 15 ℓ/min

表 5.1 KEKB の常伝導双極子電磁石のスペック.

全体における磁場領域の長さを稼ぐため、電磁石をビーム軸方向に複数台並べて使用する。電磁石における発熱は水冷する。ビームラインにおいて使用可能な水量に上限があるため、磁石へ流す電流を下げることで複数台の磁石の同時運転を可能にする。BL19LXU には実験ハッチが4つあり、各ハッチに2台ずつ計8台の磁石を設置する予定である。

5.3.2 期待される探索領域

図 5.3 に、以上の磁石のセットアップにより期待されるアクションの 95% C.L. 探索領域を示す。感度のある探索領域は線の上側である。アンジュレータからの放射光は水平に偏光しているため位相子を用いて偏光を 90° 回転させる。位相子における強度の損失は 7 割程度である。ビームの強度および検出効率の積はビームエネルギー 9 keV において最大となるため、パ

ラフ光子探索における 9 keV の実測値を用いて評価している。測定時間は磁石の ON および OFF においてそれぞれ 8 h とした。

実線は過去の探索により棄却されている領域を示す。ALPS は可視光源を用いた探索であり [10], NOMAD はニュートリノ振動実験において破棄される $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ を γ 線光源として利用した探索である [18]。ESRF はヨーロッパ最大の放射光施設 ESRF からの放射光を X 線光源に使用した実験であり、ビームおよび磁石の強度が本研究において計画しているものよりも小さいため探索の感度が低い [19]。

本研究においてもパラ光子探索と同様に、可視光源を用いた実験よりも 2 桁重い sub-eV の質量領域において地上実験として初探索となり、アクシオン発見の可能性がある。また発見されない場合には、アクシオンと光子の結合定数 $g_{\alpha\gamma\gamma}$ に対して既存の制限を 1 桁以上更新する見込みである。ディラトンの探索に対しても同様である。

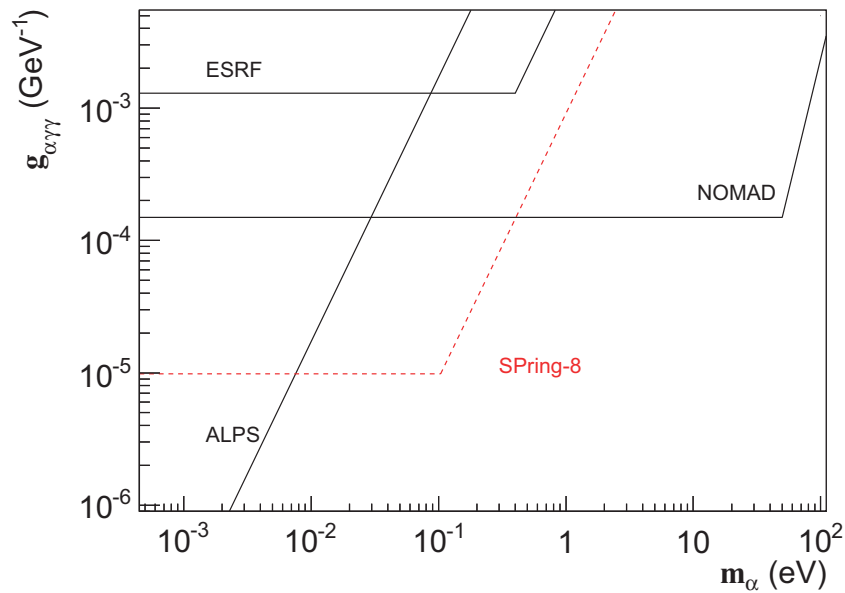


図 5.3 アクシオンの探索において期待される探索領域 (95% C.L.).

第 6 章

結論

放射光施設 SPring-8 のビームライン BL19LXU において，世界最高強度の X 線ビームを光源に使用したパラフォトンの探索を行った。

遮光壁の前後において，光子がパラフォトンへ振動したのち再度パラフォトンが光子へ振動するプロセスを仮定し，壁を透過する光子を探索した。パラフォトンの有意なシグナルは検出されなかったが，光子との混合パラメータに対し 95% C.L. において以下の制限を得た。

$$\chi < 8.06 \times 10^{-5} \quad (0.04 \text{ eV} \leq m_{\gamma'} < 26 \text{ keV})$$

この制限は eV 付近の質量領域において，地上実験としては最も厳しい制限である。

付録 A

アクション探索用の磁石

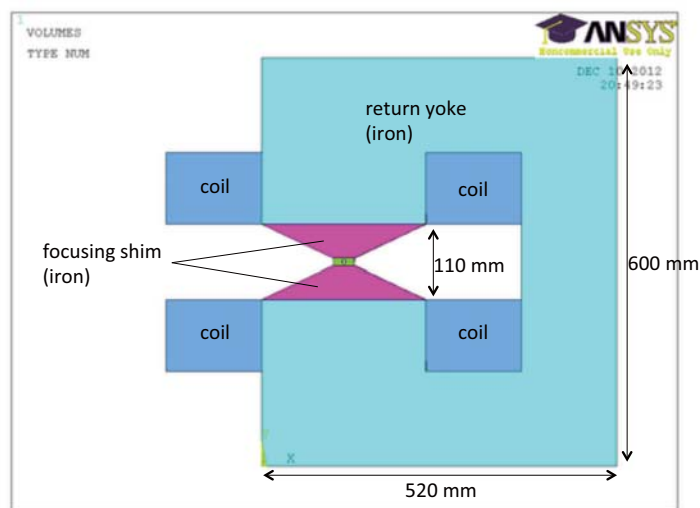


図 A.1 磁石の断面.

図 A.1 に磁石の断面を示す。上下 2 極のコイルは各 24 ターンあり、定格電流 1 kA を流すことにより磁極間隔 110 mm に 0.5 T が発生する。この場合に発熱量は 1 台あたり 21 kW あり、必要な冷却水の流量は 15 l/min である。実験ハッチ 1-3 において使用可能な水量の上限は合計 20 l/min 程度であるため、1 kA の電流を流す場合は 1 台しか運転できない。実験ハッチ 4 には別の水源が確保されているため、当面はハッチ 1-3 における水量の調整が問題となる。

発熱量は磁石に流す電流値の 2 乗に比例する。電流値を定格の 40% 程度に押しえて運転することが可能であるなら、電流を供給する電源の冷却も含めて現在の水量で各ハッチに 2 台ずつ計 8 台を同時に運転できる見込みである。

一般に、電流値と下げることにより磁極間隔に発生する磁場は低下する。本実験において使用を予定している磁石は電子加速器用に設計されているため、磁極間隔が 110 mm と広い。そこで、磁極間隔に台形の鉄シムを挿入して磁束を集束することにより、局所的に高い磁束密度を発生させることを計画している。使用する X 線ビームのサイズは 1 mm 以下であるため、ビームが通る真空パイプの径は 10 mm 程度とれば十分である。以下に、鉄シムの挿入により発生する磁場強度を構造解析ソフト ANSYS (ver. 11. 0) を用いてシミュレーションしたの結果を示す。

A.1 実測との比較

シミュレーション自体の妥当性を評価するために、鉄シムを挿入する前の本来の磁石のジオメトリにおけるシミュレーションを行い、1 kA において 0.5 T が発生するかを確認する。

図 A.2 に磁場の分布を示す。上段左および右は、それぞれ磁束および磁束密度の 2 次元分布である。下段左は水平方向の磁束密度分布（上段右の黒線カットライン）である。点線で示される磁極領域において 0.5 T が発生しており、リターンヨーク内の磁場は 1.2 T である。右は磁極領域の拡大であり、黒点は KEK において測定された実測点である。シミュレーションは 0.5% の精度において実測値と一致している。

A.2 磁束の集束

磁極間隔の上下 2 箇所にて台形型の鉄シムを挿入した場合のシミュレーションを行う。変化させるパラメータは 2 つあり、コイルに流す電流および台形の短辺の長さ、すなわち磁束の絞り幅である。ビームパイプが通るスペースすなわち上下の台形の間隔は 10 mm に固定した。

図 A.3 に電流および絞り幅に対する、磁極に発生する磁場の分布を示す。上段は磁場の 2 次元分布であり、絞り幅および電流によりカットされた分布が、それぞれ下段左および右である。ビームのパイプが通るシムの間隔は 10 mm に固定している。

電流を 0.4 kA に固定し絞り幅を変えた下段左図において、幅 17 mm のときに磁場の最大値 2.08 T となる。しかし、幅を 30 mm とした場合においても、磁場は最大値から 1% しか低下しない。両者を比較するため下段右図に、幅を 17 mm および 30 mm に固定し電流を変化させた場合の磁場分布を示す。電流値の上昇に従い発生する磁場の高くなるが、鉄の飽和磁束密度である 2 T 付近において磁束が飽和しはじめ傾きが緩くなる。絞り幅を狭くして磁束をより集束させた方が飽和領域においてもやや高い磁場が得られるものの、飽和磁場を与える 0.4 kA 以下の電流により運転する場合、発生する磁場は絞り幅に依存しない。

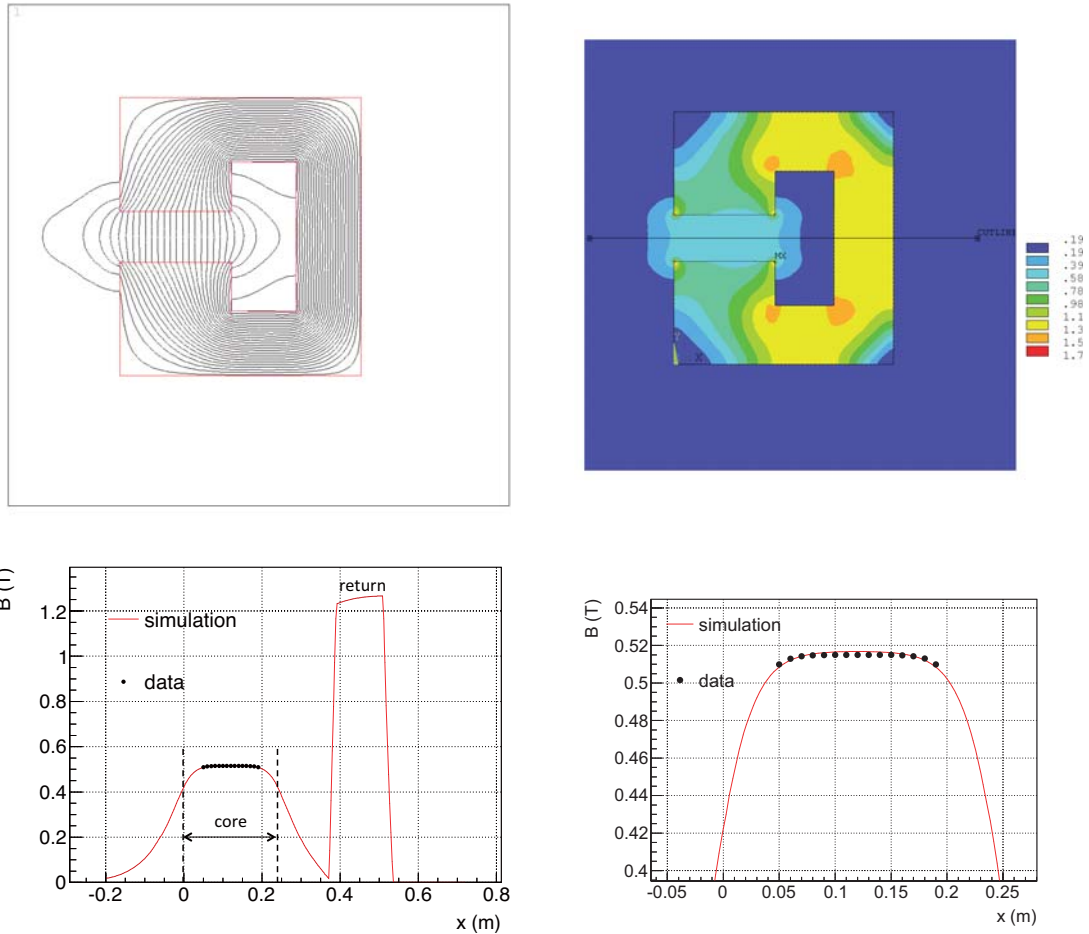


図 A.2 シム挿入前の磁場分布. (左上) 磁束線, (右上) 磁束密度, (下) 右上図カットラインにおける磁場分布および拡大.

A.3 磁場空間の均一性

A.3.1 水平方向

0.4 kA の電流により磁石を運転する場合, 発生する磁場の強さは絞り幅に依存しないと述べたが, 水平方向の磁場領域の均一広さは絞り幅に依存する. 特にアクシオン探索においては探索の感度が磁場の強さに比例するため, 磁場空間においてどの程度の均一性が保証されている

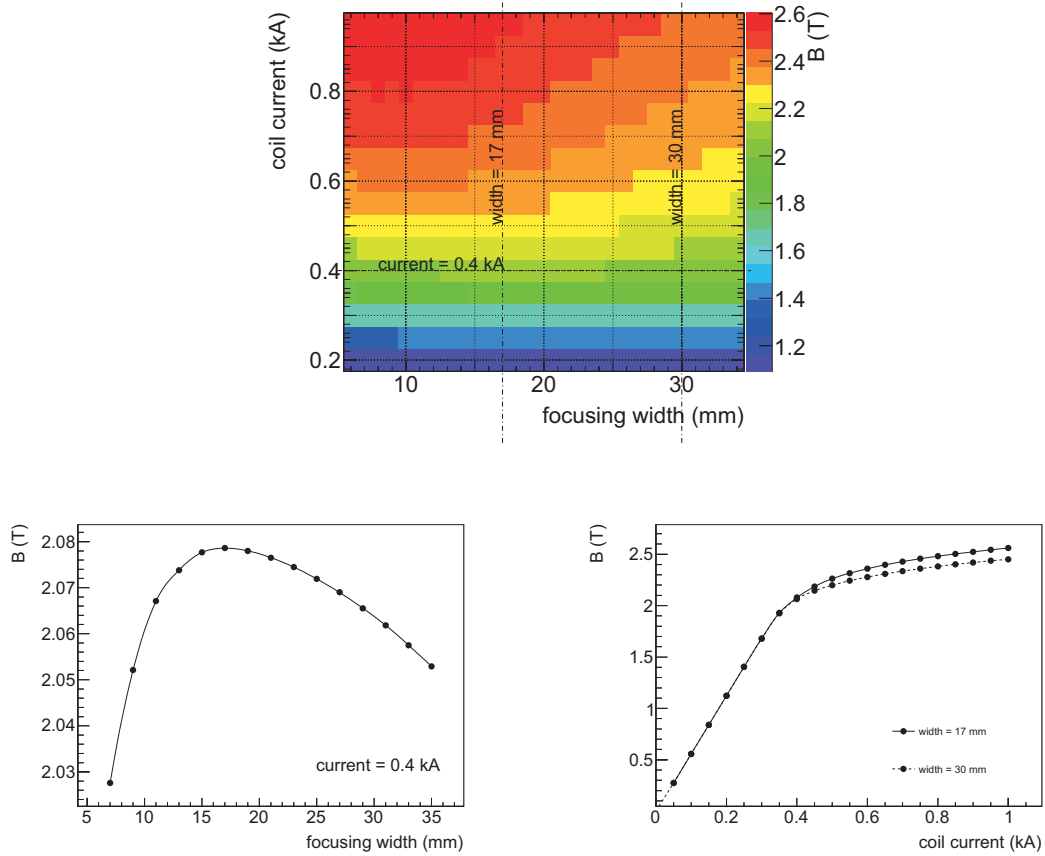


図 A.3 (上) 電流および絞り幅による二次元磁場分布, (下) 上図カットラインにおける磁場分布.

かが重要である.

磁場の強さが最大値から 1% 低下する領域を磁場の「均一広さ」と定義した場合, その絞り幅への依存性は図 A.4 となる. 電流値は 0.4 kA である. 均一広さは絞り幅とともに増加し, 幅 17 mm および 30 mm における均一広さはそれぞれ 10 mm および 20 mm と約 2 倍異なる. ビームを通す際に要求されるアライメントの精度は磁場の均一広さにより決定されるため, アライメントの容易さから均一広さは広いほうがより好ましい. 以上の磁場の強さおよび均一広さの点から, 絞り幅は 30 mm 程度に設計する.

A.3.2 鉛直方向

図 A.5 に、電流 0.4 kA および絞り幅 30 mm における磁束密度の分布（上段左）、その磁極付近の拡大（上段右）、および磁極における鉛直方向の磁場分布（下）をそれぞれ示す。下図点線の領域がパイプが通る鉄シムの間隔 10 mm である。この領域における磁場の均一性は 99.5% である。

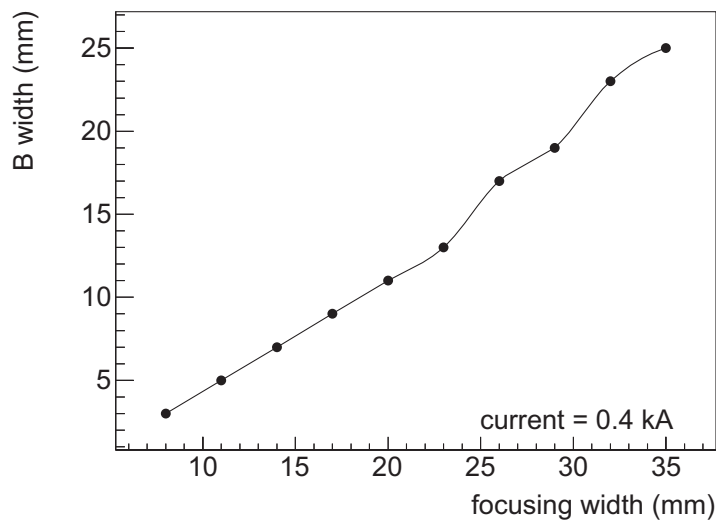


図 A.4 磁場の均一広さ（水平方向）の絞り幅依存性.

A.4 漏れ磁場

実験ハッチへ磁石を持ち込んで実験を行う場合、ハッチの壁の向こう側には電子リングがあるため、漏れ磁場による電子軌道への影響が無いことを確認する必要がある。

図 A.6 に、電流 0.4 kA、絞り幅 30 mm および 17 mm における水平方向の磁場強度の分布を示す。鎖線内部はコイルおよびリターンヨークを含めた磁石の全領域であり、これよりも外側の領域は漏れ磁場である。リターンヨーク内部の磁場と磁極に発生する磁場は極性が逆であり、-1 m に付近おいて両者が打ち消しあう。

絞り幅が狭いほうが磁束の集束が強いため漏れ磁場は小さいものの、幅 30 mm においても 0.5 m 程度磁石から離れると漏れ磁場は 1 Gaus 以下となる。実験ハッチにおいて許容される

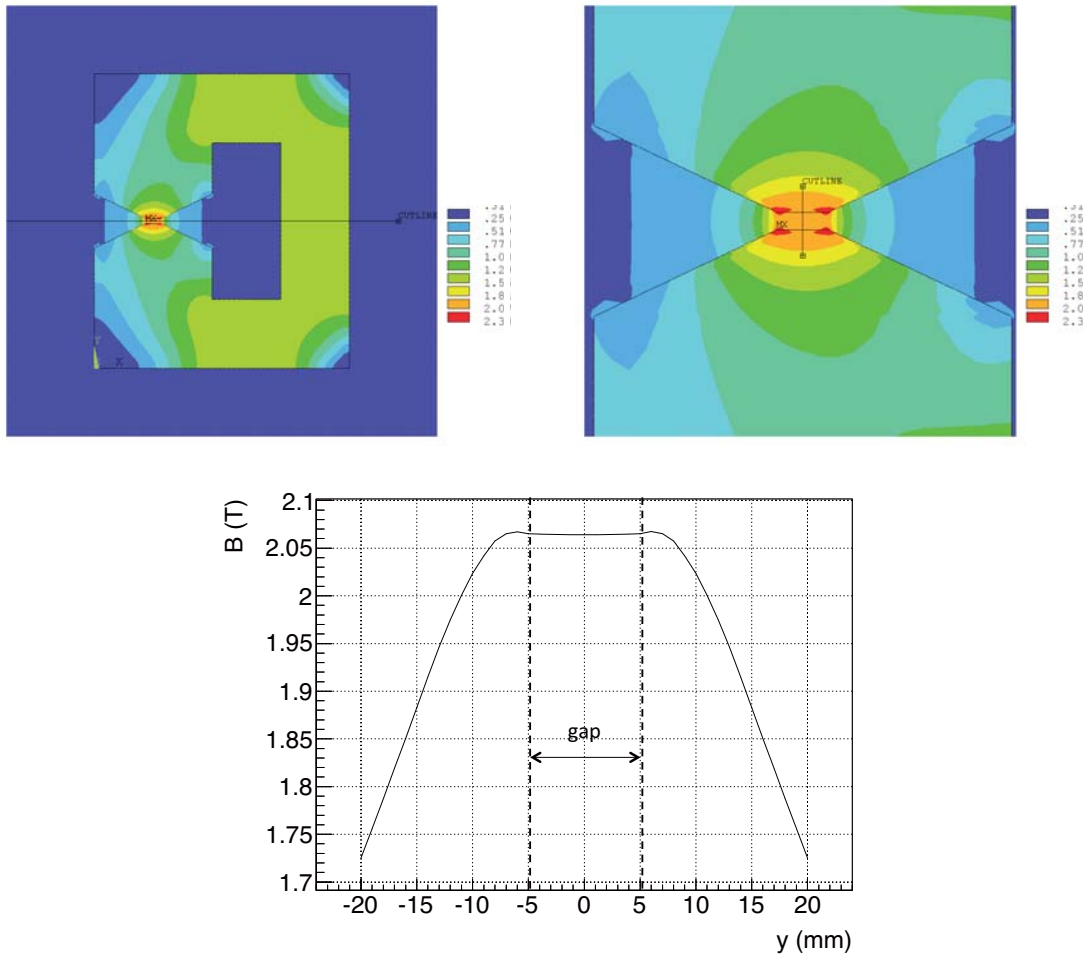


図 A.5 (上) シム挿入後の磁束密度分布, (下) 上図カットラインにおける磁場分布.

漏れ磁場は数 Gauss 程度である。台形の鉄シムにより磁束を集束させることにより、電子リングへの漏れ磁場の影響は無い見込みである。

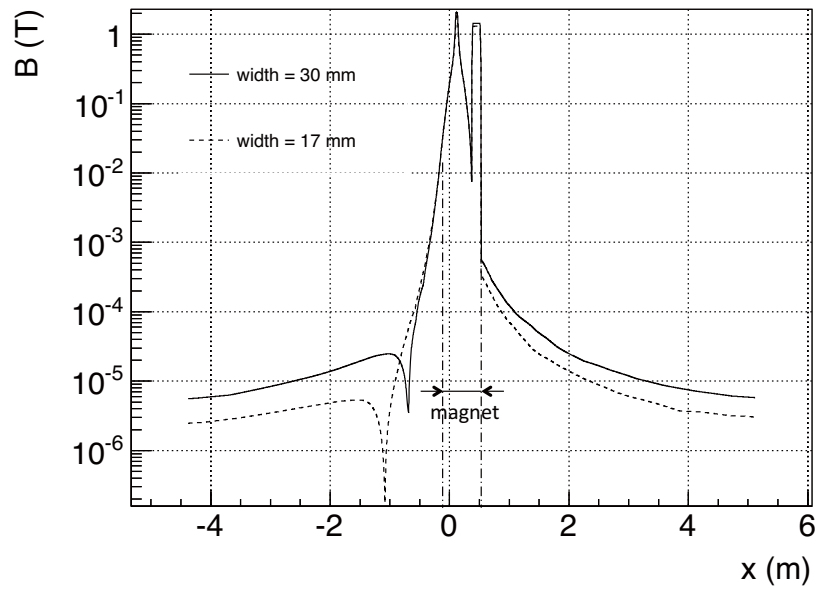


図 A.6 水平方向の磁場強度分布.

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々の御指導と御協力を頂きました。

まず、指導教官である小林富雄教授には、本研究を遂行するにあたり、多くの助言と温かい御指導を頂いたことを心より感謝申し上げます。

浅井祥仁准教授には、研究の計画段階から物理解析に至るまで様々な助言を頂きました。本当にありがとうございました。

難波俊雄助教には、素粒子物理実験の基礎から様々な機器の製作、取り扱いや物理解析まで多くのことを教えて頂き深く感謝しております。

理化学研究所放射光科学総合研究センターの石川哲也氏、田中義人氏、玉作賢治氏、澤田桂氏には、BL19LXUのビームラインを使用させて頂き、またセットアップの構想から放射光や光学系の取り扱いに至るまで非常に多くのことを教えて頂きました。

フォトンサイエンス・リーディング大学院 (ALPS) では、五神真教授ならびに指導教官である染谷隆夫教授をはじめ多くの先生方に支援して頂き、また「John L. Hall 先生 若手研究者との集い」において本実験の結果をプレゼンテーションする機会を与えて頂きました。

このほかにも、石川氏を紹介して頂いた駒宮幸男教授、大塚茂巳氏を始め試作室の皆様、素粒子センター事務室の皆様、同期の皆様、先輩、後輩の皆様に変にお世話になりました。

この研究を行うことができたのは以上の方々のお陰です。心より感謝致します。

参考文献

- [1] D. London and J.L. Rosner, Phys. Rev. D **34**, 1530 (1986).
- [2] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107**, 272002 (2011).
- [3] J. Jaeckel and A. Ringwald, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **60**, 405 (2010).
- [4] L. B. Okun, JETP **56**, 502 (1982).
- [5] V.V. Popov and O.V. Vasil'ev, Europhys. Lett. **15**, 7 (1991);
V. Popov, Turk. J. Phys. **23**, 943 (1999).
- [6] J. Jaeckel and A. Ringwald, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **60**, 405 (2010).
- [7] B. Holden, Phys. Lett. B **166**, 196 (1986).
- [8] M. Ahlers *et al.*, Phys. Rev. D **78**, 075005 (2008).
- [9] E.C.G. Stueckelberg, Helv. Phys. Acta **11**, 225 (1938).
- [10] R. Cameron *et al.* [BFRT Collaboration], Phys. Rev. D **747**, 3707 (1993);
E. Zavattini *et al.* [PVLAS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 110406 (2006);
M. Fouche *et al.* [BMV Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 032013 (2008);
A.S. Chon *et al.* [GammeV Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 080402 (2008);
A. Afanasev *et al.* [LIPPS Collaboration], Phys. Lett. B **679**, 317 (2009);
K. Ehret *et al.* [ALPS Collaboration], Phys. Lett. B **689**, 149 (2010).
- [11] ATLAS Collaboration, Phys. Rev Lett. **106**, 131802 (2011);
ATLAS Collaboration, Phys. Lett. B **701**, 186 (2011);
CMS Collaboration, Phys. Lett. B **698**, 196 (2011).
- [12] R.D. Peccei and H.R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977).
- [13] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **40**, 223 (1978);
F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **40**, 279 (1978).
- [14] M. Yabashi *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **678**, 467(2001).
- [15] S. L. Adler *et al.*, Ann. Phys. **323**, 2851 (2008).
- [16] E. R. Williams, J. E. Faller and H. A. Hill. Phys. Rev. Lett. **26**, 721 (1971).

- [17] R. G. Beausoleil *et al.*, Phys. Rev. A **35**, 4878 (1987).
- [18] P. Astier *et al.* [NOMAD Collaboration], Phys. Lett. B **479**, 371 (2000).
- [19] R. Battesti *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 250405 (2010).