修士論文

Ti-Au 薄膜を用いたマイクロカロリメータによる X 線検出

東京都立大学大学院
理学研究科物理学専攻
宇宙物理実験研究室
影井智宏

目次

図一覧

表一覧

第 1 章

X 線天文学と分光観測

1.1 X 線分光による宇宙の進化の解明

astrophysics は様々な天体の起源と進化を物理法則を使って明らかにする天文学、物理学の一分野である。 20 世紀に入って人類は、宇宙は決して定常的なものではなく、およそ 150 億年前にビッグバン (big bang) と呼ばれる大爆発によって始まったこと、その後も進化を続け、現在の複雑な階層構造を持った宇宙に至っていることを知るようになった。それではビッグバンの後、いつ頃、どのようにして星が生まれ、銀河が形成され、銀河団のような巨大な構造が作られたのだろうか? 宇宙は今後どのようになっていくのだろうか?

恒星は人の一生と同じように、 life cycle を持っている。すなわち星間物質の重力収縮によって原始星が生まれ、原始星がさらに重力収縮を続けることでやがて中心部で核融合反応が起こり、主系列星となる。核融合反応のための燃料を使い果たすと、あるものは周辺部が惑星状星雲として星間空間に還元されて白色矮星が残り、あるものは超新星爆発を起こして自分自身を吹き飛ばし、中性子星やブラックホールを残す。銀河とは恒星の集まりであり、無数の恒星が、あるいは独立に、あるいは影響しあって cycle を繰り返している。長期的に見ると、恒星によって作られた重元素を含んだ星間物質 (ISM) が、銀河風 (galactic wind) という形で銀河系外に放出される。銀河はさらに銀河団という集団を形成している。銀河団の重力ポテンシャルは実は電磁波では見ることのできない暗黒物質 (dark matter) によって作られており、銀河はそのポテンシャルに束縛されている。また、銀河団内の空間は銀河団の重力ポテンシャルに束縛された 1 億度程度の高温ガスで満たされており、その総質量は個々の銀河の質量和よりも大きい。このような高温ガス内にも重元素が存在しており、個々の恒星で作られ、銀河風として放出された星間物質が大きく寄与している。銀河団同士もまた衝突合体を繰り返しており、より大きな銀河団へと成長している。ビッグバン直後の宇宙は極めて一様であり、現在の宇宙に見られるような構造は、その後の進化の過程で互いに密接に関係しながら作られたものである。したがって、宇宙の進化を理解するためには、各種の天体の進化とお互いの関連を観測的に見究めていくことが重要である。

近年になって観測技術が飛躍的に進歩し、光・赤外線では、地球大気の影響を受けないハッブル宇宙望遠鏡 (Hubble Space Telescope) や、すばる望遠鏡をはじめとする $8 \sim 10$ m クラスの望遠鏡が、電波では「はるか」衛星を使ったスペース VLBI が実現され、人類はこれらの諸問題に対して観測的な回答を得はじめようとしている。 X 線においても、 1999 年に NASA の Chandra、 2000 年には ESA の XMM-Newton が軌道に投入され、結像性能や有効面積において過去の衛星をはるかに上回る性能を達成している。さらに、 2005 年には ASTRO-E-II 衛星が軌道に投入される予定であり、エネルギー分解能においても新たな時代を向かえようとしている。

X 線は高エネルギー電子によるシンクロトロン放射や逆コンプトン散乱によって、あるいは高温物質からの熱制動放射や黒体放射によって生み出される。したがって、宇宙における高エネルギー現象

をとらえるのにもっとも適した電磁波である。また、エネルギー 100 eV から 10 keV の間には、炭素、窒素、酸素、ネオン、マグネシウム、シリコン、イオウ、アルゴン、カルシウム、鉄等の、宇宙に存在する主要な重元素の K 輝線、 K 吸収端が存在することから、これらの重元素の量や物理状態を知る上でも、 X 線による観測が有効である。また、これらの輝線のエネルギーシフト、あるいは幅は、これらの元素を含むガスの運動状態を知る上で有効である。これらの X 線の性質を踏まえると、X 線による分光観測が、宇宙の進化を解明する上での鍵となる。

1.2 次世代の X 線分光器に要求される性能

次に、次世代検出器に必要なエネルギー分解能と撮像能力について考えてみる。エネルギー分解能としては、精密なプラズマ診断が行なえるように、数百 km s^{-1} のガスの運動によって起きるドップラーシフトや各輝線の微細構造を十分に分離できる分解能が必要である。微細構造が分離できないと、プラズマの状態によって輝線構造の中心エネルギーが変わってしまうため、統計に関わらずエネルギーの決定精度が制限されてしまう。したがって微細構造の分離は不可欠である。

宇宙にもっとも多く存在する元素の 1 つで、 X 線分光でもっとも興味のある鉄の Kα 線について考えてみる。ヘリウム様に電離された鉄の Kα 線のエネルギーは 6.7 keV であるが、この鉄イオンが一階励起された状態は LS カップリングによって、 1s2s $^1S_0$、 1s2s $^3S_1$、 1s2p $^1P_1$、 1s2p ^3P の 4 つの状態に分裂する。このうち 1s2p $^1P_1 \rightarrow$ 1s^2 $^1S_0$ は双極子遷移によって 6698 eV の共鳴 X 線を放射する (例えば Mewe Gronenschild & Oord 1985)。一方、 1s2s $^3S_1 \rightarrow$ 1s^2 $^1S_0$ と 1s2p $^3P \rightarrow$ 1s^2 $^1S_0$ は双極子遷移が禁止されており、プラズマの物理状態によって 6637 eV の禁制線と 6673 eV の inter-combination 線として観測される。さらに、これらの輝線の近くにはリチウム様イオンやベリリウム様イオンから出る衛星線が現れる。したがってこれらの微細構造を分離するためには、 ΔE <10 eV のエネルギー分解能が必要である。 X 線 CCD カメラなどの半導体検出器では原理的にこれよりも 1 桁以上悪く、この条件を満たせない。図 1.1は、温度 kT=2 keV の光学的に薄いプラズマから放射される 6.7 keV の鉄輝線を、エネルギー分解能が 120 eV、 10 eV、 2 eV の検出器で観測した場合に得られるスペクトル (シミュレーション) である。エネルギー分解能が 120 eV の検出器 (X 線 CCD カメラ) では、微細構造を分離できていない。それに対して、分解能 10 eV の検出器では共鳴線を分離でき、さらに 2 eV の検出器では複雑な微細構造をしっかり分離できているのがわかる。

100 km s^{-1} の運動によって起こるドップラーシフトは、 6.7 keV の鉄輝線に対して 2.2 eV である。これは運動の状態によって、エネルギーのシフトもしくは輝線の広がりとして検出される。したがって、天体の運動を正確に知るためには、エネルギー分解能 $\sim$ 数 eV が必要となる。

撮像能力としては、角度分解能 30 秒程度は欲しい。そこで 1 ピクセルの大きさを $20'' \times 20''$ とし、受光面積を $10' \times 10'$ とすると、ピクセル数は 30×30 になる。望遠鏡の焦点距離を 8 m とすると、 1 ピクセルの大きさは 0.78 mm$\times$0.78 mm、全体では 23 mm$\times$23 mm になり、 CCD チップ 1 枚分に相当する。角度分解能としては X 線 CCD カメラより 1/30 程度悪いが、撮像検出器として CCD カメラを併用することを考えれば妥当な大きさである。

まとめると、次世代 X 線検出器に求められる性能は、 6 keV の X 線に対して 1-2 eV (FWHM) のエネルギー分解能 ($E/\Delta E \sim 3000 - 6000$) を有し、 30$\times$ 30 ピクセルで 2 cm$\times$ 2 cm 程度の面積をカバーすることである。

1.2.1 回折格子

回折格子 (grating) は、 X 線領域で数 eV の分解能を達成する方法としてもっとも一般的である。例えば、 Chandra 衛星には transmission grating (LETG、 METG、 HETG) が、 XMM-Newton 衛星には reflection grating (RGS) が搭載されている。しかし、回折格子を用いた分散型分光器は非

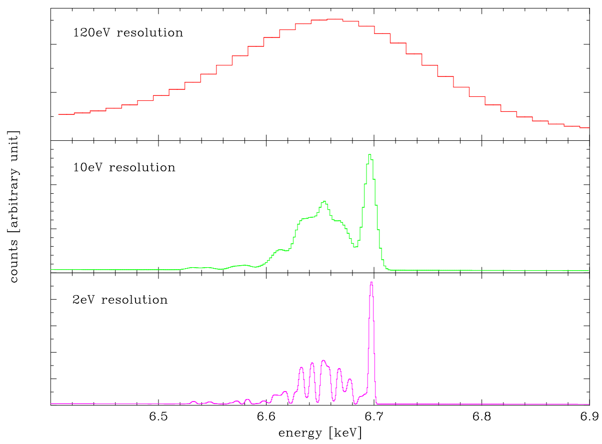
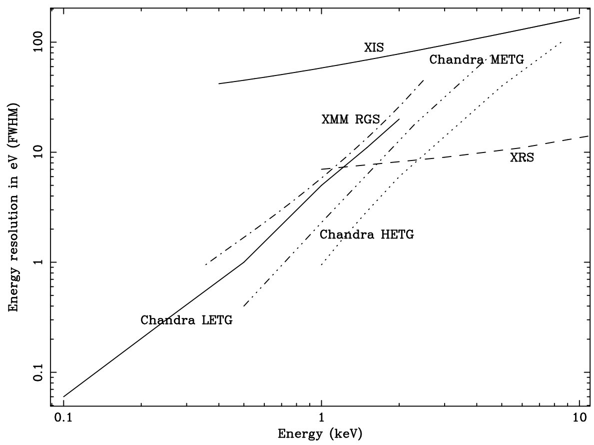


図 1.1: 温度 kT =2 keV の光学的に薄いプラズマから放射される 6.7 keV の鉄輝線を、エネルギー分解能が 120 eV、 10 eV、 2 eV の検出器で観測した場合に得られるスペクトル (シミュレーション)

分散型分光器に比べていくつかの点で劣る。まず、 grating の分散角は入射 X 線の波長に比例するため、波長の短い、すなわちエネルギーの高い X 線に対してはエネルギー分解能が悪いことである。図 1.2左に、エネルギーに対するエネルギー分解能を示した。 Chandra と XMM-Newton に搭載されている grating 分光器は、 1 keV 以下では非常に高いエネルギー分解能を持つが、 2 keV 以上では急激にエネルギー分解能が悪くなっていることがわかる。 6 keV 付近の鉄の Kα 線に対しては十分なエネルギー分解能ではない。もう一つの欠点は検出効率が低いことである。 grating 分光器では分散された光だけがエネルギー情報を持つため、非分散型分光器に比べて非常に検出効率が低くなる。図 1.2右は、 Chandra と XMM-Newton の grating 分光器の有効面積をエネルギーに対してプロットしたものである。 XMM-Newton は大きな X 線望遠鏡を搭載しているが、望遠鏡と grating 分光器とを合わせた有効面積は 100 cm^2 程度しかない。以上のことから grating 分光器で観測できる天体は、軟 X 線で明るく、さらに点源だけに限られ、広がった天体や硬 X 線の分光には適していない。



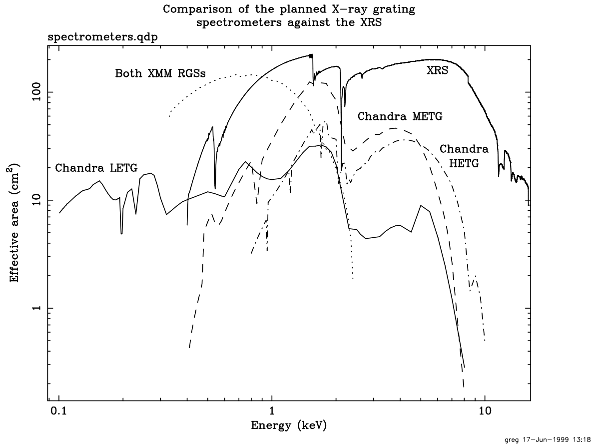


図 1.2: X 線分光器の性能比較。左: エネルギー分解能のエネルギー依存性 右: 有効面積のエネルギー依存性

1.2.2 X 線マイクロカロリメータ

半導体検出器はエネルギー分解能の点で性能不足であり、分散型分光器は広がった天体の観測には向かず、また低いエネルギー領域でしか十分なエネルギー分解能を達成できない。現時点では、鉄の Kα 線領域に対して十分なエネルギー分解能を持つ検出器は、 X 線マイクロカロリメータをおいて他に存在しない。 X 線マイクロカロリメータは、入射エネルギーを素子の温度上昇として測る検出器であり、極低温 ($\sim$100 mK) において高いエネルギー分解能を達成できる (第 2 章)。超伝導トンネル接合 (STJ) 検出器も低温で動作する検出器として開発が進められているが、硬 X 線に対する検出効率の点で X 線マイクロカロリメータの方が優れている。

2000 年 2 月に打ち上げられた ASTRO-E 衛星に搭載されていた XRS は、初めて軌道上に投入される X 線マイクロカロリメータとして大きく期待されていた (例えば Mitsuda & Kelley 1999; Kelley et al. 1999)。 XRS は 2×16 のピクセルで 2.5 mm$\times$5.3 mm (視野 $1.9' \times 4.1'$) の面積を持ち、個々のピクセルの大きさは 1.2 mm$\times$0.3 mm、エネルギー分解能は地上試験で平均 12 eV (FWHM) を達成していた。図 1.2には、 ASTRO-E に搭載されていた XRS と X 線 CCD カメラ XIS のエネルギー分解能と有効面積も示してある。 1-2 keV 以上のエネルギー帯で、 XRS はエネルギー分解能と有効面積のどちらも他の検出器と比べて高い性能を持っていることがわかる。さらに、 XRS は適度な撮像能力も持っている。このように、 XRS は X 線天文学において新たな時代を切り開くことが期待されていた。

上で述べた次世代 X 線検出器は、エネルギー分解能で XRS よりも数倍良く、ピクセル数は 2 桁近く多い。エネルギー分解能のさらなる改善には、 XRS で用いた半導体温度計の代わりに超伝導遷移端を利用した温度計 (TES) を用いた新しいマイクロカロリメータが提案されている (例えば Irwin 1995a; 1995b; Irwin et al. 1995)。 TES マイクロカロリメータの読み出し系としては超伝導量子干渉素子 (SQUID) を用いれば、 intrinsic なノイズと読み出し系のノイズを抑えることができる。すでに、5.9 keV の X 線に対して 4.5 eV (FWHM) のエネルギー分解能が報告されている (Irwin et al. 2000)。このように、エネルギー分解能については要求される性能を達成しつつある。一方、 1000 ピクセルの読み出し系はまだ開発段階である。 XRS では 32 ピクセルを独立に読み出していたが、これと同じように 1000 ピクセルを独立に読み出すのは配線による熱流入の影響などを考えると現実的でない。何らかのマルチプレクスを行うことによって、配線数を減らすことが必須である。既にいくつかの方法が提案されているが (例えば Chervenak et al. 1999, 2000; Mitsuda et al. 1999)、いずれも確立されるには至っていない。

1.3 本修士論文の目的

本論文の目的はカロリメータの読みだし系の構築と、実際にカロリメータに X 線を照射し特性を調べることにある。冷凍機には希釈冷凍機を用い、カロリメータの読みだしには dc-SQUID (セイコーインスツルメンツ) を使用した。まず始めに、カロリメータ素子の静特性を調べ実際に X 線を照射した際に期待できる性能を評価する。その後、実際に X 線を照射させ X 線スペクトルを取得し、カロリメータのエネルギー分解能を制限している原因を評価する。

第 2 章

TES 型マイクロカロリメータの動作概略

2.1 TES 型カロリメータの原理

2.1.1 トランジジッションエッジセンサ TES

トランジジションエッジセンサ (Transition Edge Sensor) とは、超伝導 – 常伝導遷移端の急激な抵抗変化を利用した温度計である。超伝導遷移は、典型的に数 mK という非常に狭い範囲で起こる (図 2.1)。ここで温度計の感度 α(無次元) を

$$\alpha \quad \equiv \quad \frac{d\ln R}{d\ln T} = \frac{T}{R}\frac{dR}{dT} \tag{2.1}$$

のように定義すると α は 1000 にも達する。

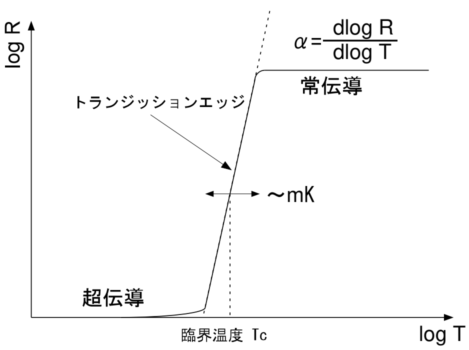


図 2.1: トランジッションエッジ

そのため、 TES を用いたカロリメータは、従来の半導体温度計のカロリメータ ($|\alpha| \approx 2 \sim 3$) に比べて 1 桁以上もエネルギー分解能を改善することが可能である。また、 α が大きいと熱容量の大きな吸収体を用いることができ、熱化の速い常伝導金属の使用や大きなサイズで有効面積を上げることが可能になる。

TES を用いる場合、カロリメータの動作温度は TES の遷移温度に保たなければならない。そのため、動作温度は TES の遷移温度によって決まってしまう。しかし、 TES を二重薄膜にすることで近接効果によって臨界温度をコントロールすることが可能である。近接効果とは、超伝導体に常伝導体を接触させるとクーパー対が常伝導体に漏れ出し、膜厚の比に依存して超伝導体の臨界温度が下がる効果である。

TES の遷移端の幅は数 mK と非常に狭く、遷移端に動作点を保つことが難しい。そこで、定電圧でバイアスすることによって強い負の電熱フィードバック (ETF: 2.1.4章) をかけ動作点を TES の遷移端中に保つ方式が一般的に用いられる [1]。

2.1.2 代表的なパラメータ

カロリーメータについての重要なパラメータについて述べておく。

熱容量 C

熱容量 C はカロリメータの性能を決定する上で特に重要なパラメータである。
熱容量 C は モル比熱 c、密度 ρ、原子量 M、体積 V を用いて

$$C = c\,\frac{\rho V}{M} \tag{2.2}$$

と表すことができる。

低温における金属の比熱 c はフォノンに起因する比熱 c_s と伝導電子に起因する電子比熱 c_e の 2 つの要素からなっており、

$$c = c_s + c_e \tag{2.3}$$

と書ける。

- 格子比熱 c_s
  1 モル当たりの格子比熱はデバイ温度 Θ_D よりも十分低い温度 T ($T \ll \Theta_D$) に対しては
  $$c_s \simeq \frac{12\pi^4}{5} N_A k_B \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^3 \simeq 1.94 \times 10^3 \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^3 [\ \mathrm{J\ mol^{-1}\ K^{-1}}] \tag{2.4}$$
  と得られる (デバイの T^3 近似)。ここで N_A はアボガドロ数、 k_B はボルツマン定数である。極低温においては、長波長の音響モードしか励起されないことから T^3 近似はきわめて良い近似となる。

- 電子比熱 c_e
  電子比熱に寄与する電子はフェルミ準位付近の電子に限られ、その物質が常伝導状態か超伝導状態かによって異なる。超伝導遷移温度を T_c とすると、それぞれの状態での電子モル比熱は以下のようになる。
  - 常伝導状態 ($T > T_c$)
    電子比熱に寄与する電子の状態密度を $g(E_F)$(E_F: フェルミ順位) とするとフェルミ準位付近でのゆらぎは $\Delta E \sim k_B T$ 程度であることから電子モル比熱は
    $$c_{en} = g(E_F)\Delta E \propto g(E_F)T \tag{2.5}$$
    と温度 T に比例する。つまり
    $$c_{en} = \gamma T \tag{2.6}$$
    という形で表すことができ、この式における γ は物質に固有の定数となる。
  - 超伝導状態 ($T < T_c$)
    遷移温度 T_c よりも十分低温 ($T < T_c$) の超伝導状態の場合はフェルミ面付近の電子の大部分はクーパー対で存在する。しかしクーパー対はエネルギーギャップのために基底状態から抜け出せず熱の輸送に寄与しない。そのため比熱に寄与する電子はエネルギーギャップ $\Delta E_g = 1.76\ k_B T_c$ を超えた電子対だけである。その数は $\exp(-\Delta E_g/k_B T)$ で温度 T と共に減少ことから電子モル比熱は
    $$c_{es} = \Delta E \exp\left(\frac{-\Delta E_g}{k_B T}\right) \propto T \exp\left(\frac{-\Delta E_g}{k_B T}\right) \tag{2.7}$$

という温度依存性をもつ。つまり

$$c_{es} = \gamma \left(aT_c \exp\left(\frac{-bT_c}{T}\right)\right) \tag{2.8}$$

という形で表すことができ、この式における a、b は物質に依らない定数で $a \sim 8.5,\ b \sim 1.44$ である。

超伝導転移は二次相転移であり秩序状態から無秩序状態へ移行するため、電子比熱 $c_e = T\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)$ も $T = T_c$ において不連続となる (比熱異常)。このジャンプは常伝導状態の比熱の 1.43 倍に相当し [[2]]、常伝導状態の電子比熱を c_{en}、超伝導状態の電子比熱を c_{es} とすれば $c_{\rm es} = 2.43c_{\rm en}$ となる。

熱伝導度 G

熱伝導率 K は、温度勾配 dT/dx を持った棒を流れる熱流に対して定義される。

$$j_U = -K\frac{dT}{dx} \tag{2.9}$$

ここで j_U は、熱エネルギーの流束つまり単位面積を単位時間あたり通過するエネルギーである。
熱伝導率 K は気体運動論から

$$K = \frac{1}{3}cvl \tag{2.10}$$

と導くことができる。ここで c は比熱、 v は熱エネルギーの輸送に寄与するもの (電子もしくはフォノン) の速度、 l は平均自由行程である。一般的に固体中の熱の輸送は非金属ではフォノン、金属ではフォノンと電子によってなされる。

まず初めにフォノンによる熱伝導率への寄与を考える。式 (2.10) におけるフォノンの平均自由行程 l は主として幾何学的な散乱もしくはフォノン同士の散乱 (ウムクラップ衝突[1]) によって決まる。幾何学的な効果による平均自由行程の制限には結晶の境界、同位元素の分布、化学的不純物、格子欠陥などによる散乱などが寄与する。低温における熱伝導率への寄与を考えると、ウムクラップ衝突を可能とするフォノン数は $\exp(-\Theta_D/T)$ 程度であることから (Θ_D: デバイ温度)、 $T \ll \Theta_D$ のときはウムクラップ衝突による平均自由行程の制限はなくなる。一方、幾何学的な制限として、フォノンの平均自由行程 l が試料の幅と同じくらいになると境界面が存在することによって熱抵抗 (カピッツァ抵抗) が生じる。そのために平均自由行程 l は幅によって制限を受け、熱伝導率は試料の大きさの関数となる (寸法効果)。この寸法効果はフォノンの平均自由行程が試料の直径と同程度になったときにはいつでも起こる。つまりウムクラップ衝突による寄与がない極低温における熱伝導率は試料の幅 D の関数として表すことができる。

このとき 式 (2.10) は

$$K \simeq cvD \tag{2.11}$$

のように表される。極低温においては速度 v の温度依存性はほとんどない。なぜならフォノンの速度 (音速) には温度依存性がほとんどないからである。そのため低温における熱伝導率の速度 v に関しての温度依存性はなくなり式 (2.11) における温度に依存する項は比熱 c だけとなる。格子比熱 c_e による熱伝導度への寄与は、式 (2.4) より c_e は T^3 に従って変化するため熱伝導率 K も T^3 に従って変化すると考えられる。

次に電子による熱伝導率への寄与を考える。式 (2.10) における電子の平均自由行程 l は金属内の不純物によって制限をうける。なぜなら上記で述べた通り極低温ではウムクラップ衝突を可能とする

[1] 正確には式 (2.10) におけるフォノンの平均自由行程 l は 2 個のフォノンのウムクラップ衝突の際のものであって全てのフォノンの衝突に対するものではない。

フォノンが極めて少なく、電子とフォノンのウムクラップ散乱はほとんど無視できるからである。このため平均自由行程の熱伝導率に対する温度依存性はない。また低温における電子の速度はほぼフェルミ速度で一定となるために極低温では速度 v による温度依存性もほとんどない。よって熱伝導率への温度依存性は電子比熱 c_e による寄与のみとなるが、電子比熱は常伝導状態と超伝導状態とで異なるために 2 つの状態で分けて考える必要がある。常伝導状態の場合は式 (2.6) より c_e は T に従って変化するため熱伝導率 K も T に従って変化する。また、超伝導状態の場合は式 (2.8) より

$$K \propto T\exp\left(\frac{-\Delta E_g}{k_B T}\right) \tag{2.12}$$

という温度依存性を持つことになる。この結果、電子による熱伝導率への寄与は金属が超伝導状態になると減少する。

次に長さ L の棒が、その両端で有限な温度差 $T - T_s$ を持つ場合の熱伝導を考える。この棒を N 個に分け、 $x_{i+1} - x_i (= L/N)$ の部分の両端の温度をそれぞれ T_{i+1}、T_i とすると、この部分における熱流は式 (2.9) を用いて

$$\begin{aligned} j_{Ui+1}(x_{i+1} - x_i) &= K(T_{i+1})(T_{i+1} - T_i) \\ &= K(T_{i+1})T_{i+1} - K(T_i)T_i + O\left((\Delta T_{i+1})^2\right) \end{aligned}$$

となる。ただし、 $\Delta T_{i+1} = T_{i+1} - T_i$ である。 N$\rightarrow \infty$ の極限で両辺をそれぞれ i=0 $\sim$ L/N まで足し合わせ、 $(\Delta T_{i+1})^2$ の項を無視すれば

$$j_U L = K(T)T - K(T_s)T_s \tag{2.13}$$

となる。

一般的に $K(T) = K_0 T^{n-1}$ であることから、単位長さの棒 $(L = 1)$ の単位面積あたりを単位時間に通過する熱量 j_U [2]は式 (2.13) より

$$j_U = K_0 T^n - K_0 T_s^n \tag{2.14}$$

となる。

ここで熱伝導度 G を $G \equiv dj_U/dT$ と定義すると式 (2.14) から

$$G(T) = G_0 T^{n-1} \qquad (G0 \equiv nK_0) \tag{2.15}$$

となる。つまり

$$P = \int_T^{T_s} G dT \tag{2.16}$$

$$= \frac{G_0}{n}(T^n - T_s^n) \tag{2.17}$$

と熱量 P を表すことができる。熱伝導度の温度依存性を示す n は熱量を輸送する媒体の熱抵抗の種類によって決まる。カピッツァ抵抗が支配的ならば媒体はフォノンであり $n = 4$ となり、電子 - フォノン相互作用が弱い低温の薄膜ならば、サイズ効果によって $n = 5, 6$ となる。本論文では Si ピクセルに対しては $n = 4$、薄膜である TES に対しては $n = 5, 6$ を採用することにする。

[2]これより 面積 S、長さ L の棒を単位時間あたり通過する熱量を P とすると $P = \frac{S}{L} j_U$ と表される。

固有時定数

熱の流入と流出の差は内部エネルギーの変化に等しいので、光子による入射パワーを Q、温度測定のための温度計によるジュール発熱 P_b とすると

$$P_b + Q = C\frac{dT}{dt} + K(T^n - T_s^n) \tag{2.18}$$

と書ける。ここで、光子の入射による温度上昇は速やかに起き、温度計による発熱の温度変化が十分に小さいとすると

$$C\frac{d\Delta T}{dt} \quad = \quad -G\Delta T \tag{2.19}$$

となる。ただし、 X 線入射前の温度 T_0、 $\Delta T \equiv T - T_0$ とした。これを解いて X 線入射後の温度の変化は、入射 X 線による温度上昇 ΔT_0 を用いて、

$$\Delta T \quad = \quad \Delta T_0 e^{-\frac{t}{\tau_0}} \tag{2.20}$$

と求まる。ただし、

$$\tau_0 \quad = \quad \frac{C}{G} \tag{2.21}$$

は、熱の流れのタイムスケールを表す、素子に固有な時定数である。

実際には温度計の発熱によってジュール発熱 P_b が T に依存していることから負 (正) のフィードバックがかかり時定数が短 (長) くなる。

エネルギー帯域

2.1.3 エネルギー帯域

TES を温度計として用いる際につく制限が入射 X 線のエネルギーの大きさである。

エネルギー E の入射 X 線光子による温度上昇は $\Delta T = E/C$ であるが、この ΔT が TES の遷移幅 ΔT_c を越えてしまうと、 TES は完全に常伝導状態になってしまう。つまり、

$$C \quad > \quad \frac{E}{\Delta T_c} = 1 \text{ pJ/K}\left(\frac{E}{6 \text{ keV}}\right)\left(\frac{\Delta T_c}{1 \text{ mK}}\right)^{-1} \tag{2.22}$$

が必要である。

変化が十分に小さい場合には式 (2.1) から、 $\Delta T \simeq \frac{T}{\alpha}\frac{\Delta R}{R} << \frac{T}{\alpha}$ から、 $E_{\max} \propto CT_c/\alpha$ が必要である。実際には素子の応答の線形性を保つために $\Delta T < 0.1\Delta T_c$、 $\Delta R < 0.1R_n$ 程度が望ましい。

2.1.4 電熱フィードバック (ETF: Electro-thermal feedback) の動作概略

ここでは簡略化した TES の動作を紹介、より詳細な定式化は次節で行う。 TES を (図 2.2) のような定電圧バイアスで動作させせることを考える。このとき TES に熱入力があると、その抵抗は増加し定電圧であることから TES に流れる電流は減少する。この結果、 TES の自己ジュール発熱も減少し温度変化を打ち消す方向に強い負の電熱フィードバックがかかる。

このように、定電圧でバイアスすることによって、温度が上昇すれば自己発熱が減少するので一定の温度に保たれる。この機構を負の電熱フィードバック (electoro-thermal feedback) と呼ぶ。

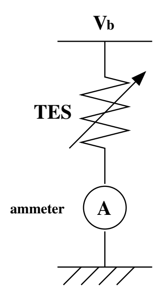


図 2.2: 定電圧バイアス

平衡状態では、 TES の温度を T_0 として、 TES のジュール発熱 $P_\mathrm{b} \equiv V_\mathrm{b}^2/R_0$ とカロリメータピクセルから熱浴へ流れる熱量とがつり合っていることから

$$P_\mathrm{b} = \frac{G_0}{n}(T_0^n - T_\mathrm{s}^n) \tag{2.23}$$

と書ける。ここで $V_{\rm b}$ はバイアス電圧、 G_0 は $G = G_0T^{n-1}$ を満たす定数、 R_0 は動作点での TES の抵抗値、 $T_{\rm s}$ は熱浴の温度である。微小な温度上昇 $\Delta T \equiv T - T_0$ によって素子の温度が T になった場合、内部エネルギーの変化は熱の収支に等しいので

$$C\frac{dT}{dt} = \frac{V_{\rm b}^2}{R(T)} - \frac{G_0}{n}(T^n - T_{\rm s}^n). \tag{2.24}$$

が成り立つ。ここで ΔT、 ΔR は微小であり、それらの 2 次の項を無視すると (α は有限であると考えて)

$$\begin{aligned} C\frac{d\Delta T}{dt} &= -\frac{V_{\rm b}^2}{R_0^2}\Delta R - G_0T^{n-1}\Delta T + O((\Delta R)^2) + O((\Delta T)^2) && (2.25)\\ &\simeq -\frac{V_{\rm b}^2}{R_0^2}\Delta R - G_0T^{n-1}\Delta T && (2.26)\\ &= \frac{P_{\rm b}\alpha}{T}\Delta T - G\Delta T && (2.27) \end{aligned}$$

となり、この微分方程式を解くと

$$\Delta T = \Delta T_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\rm eff}}\right) \tag{2.28}$$

と得られる。ただし $\tau_{\rm eff}$ は

$$\begin{aligned} \tau_{\rm eff} &\equiv \frac{C/G}{1 + \frac{P_{\rm b}\alpha}{GT}} && (2.29)\\ &= \frac{\tau_0}{1 + \frac{P_{\rm b}\alpha}{GT}} && (2.30) \end{aligned}$$

と定義される有効時定数である。この式に式 (2.23) を代入することにより

$$\tau_{\rm eff} = \frac{\tau_0}{1 + \frac{\alpha}{n}\left(1 - \left(\frac{T_s}{T}\right)^n\right)} \tag{2.31}$$

のように書くことができる。さらに、熱浴の温度が TES の温度よりも十分に低い場合 ($T_{\rm s}^n \ll T^n$) は、

$$\begin{aligned} \tau_{\rm eff} &\simeq \frac{\tau_0}{1 + \frac{\alpha}{n}} && (2.32)\\ &\approx \frac{n}{\alpha}\tau_0 && (2.33) \end{aligned}$$

と近似することができる。ただし、式 (2.33) の近似は $\alpha/n \gg 1$ の場合にのみ成り立つ。通常の場合においては、素子の温度変化分はサーマルリンクを介して熱浴とコンタクトをとることによって素子を元の温度戻す。しかし、式 (2.31) から分かるように α が大きい場合は素子のジュール発熱の減少によって素子が元の温度に戻る寄与が大きい。このように電熱フィードバックにおいては素子の応答速度が非常に速くなることが分かる。これは定電圧バイアスの大きな利点である。

また、このとき X 線のエネルギーは電流値の変化として読み出され、

$$\begin{aligned} \Delta I &= \frac{V_{\rm b}}{R(T_0 + \Delta T)} - \frac{V_{\rm b}}{R(T_0)} && (2.34)\\ &\simeq -\frac{\Delta R}{R}I && (2.35)\\ &\simeq \alpha\frac{E}{CT}I && (2.36) \end{aligned}$$

となる。次節ではさらにより詳細に ETF を説明する。

2.2 電熱フィードバックの一般論

定電圧バイアスで動作するカロリメータに、時間に依存する微小なパワー $\delta P\mathrm{e}^{i\omega t}$ が入射したときの応答について考える。

電熱フィードバックがかかっていないときは、エネルギー保存則より

$$P_{\mathrm{bgd}} + \delta P\mathrm{e}^{i\omega t} = \bar{G}(T - T_{\mathrm{s}}) + G\delta T\mathrm{e}^{i\omega t} + i\omega C\delta T\mathrm{e}^{i\omega t} \tag{2.37}$$

が成り立つ。ここで P_{bgd} はバックグラウンドパワー、 $\bar{G}$ は熱浴とカロリメータの間の平均の熱伝導度である。この式の時間に依存しない項から、平衡状態においては

$$P_{\mathrm{bgd}} = \bar{G}(T - T_{\mathrm{s}}) \tag{2.38}$$

となる。また式 (2.37) の時間に依存する項から δT は

$$\delta T = \frac{1}{G}\frac{1}{1+i\omega\tau_0}\delta P \tag{2.39}$$

と δP を用いて表すことができる。ここで、 $\tau_0 \equiv C/G$ は時定数である。

一方、電熱フィードバックがかかった状態ではのエネルギー保存の式は、

$$P_{\mathrm{bgd}} + \delta Pe^{i\omega t} + P_{\mathrm{b}} + \delta P_{\mathrm{b}}e^{i\omega t} = \bar{G}(T - T_s) + G\delta Te^{i\omega t} + i\omega C\delta Te^{i\omega t} \tag{2.40}$$

のようになる。ここで、それぞれ

$$\begin{aligned} \delta P_{\mathrm{b}}e^{i\omega t} &= \frac{dP_{\mathrm{b}}}{dI}\delta Ie^{i\omega t} = V_{\mathrm{b}}\delta Ie^{i\omega t} && (2.41)\\ \delta I\mathrm{e}^{i\omega t} &= \frac{dI}{dR}\delta R\mathrm{e}^{i\omega t} = \frac{d}{dR}\left(\frac{V_{\mathrm{b}}}{R}\right)\delta R\mathrm{e}^{i\omega t} = -\frac{V_{\mathrm{b}}}{R^2}\delta R\mathrm{e}^{i\omega t} && (2.42)\\ \delta R\mathrm{e}^{i\omega t} &= \frac{dR}{dT}\delta T\mathrm{e}^{i\omega t} = \alpha\frac{R}{T}\delta T\mathrm{e}^{i\omega t} && (2.43) \end{aligned}$$

という関係がある。この関係を用いると式 (2.40) は

$$P_{\mathrm{bgd}} + \delta Pe^{i\omega t} + \frac{V_b^2}{R} - \frac{V_b^2}{R^2}\frac{dR}{dT}\delta Te^{i\omega t} = \bar{G}(T - T_s) + G\delta Te^{i\omega t} + i\omega C\delta Te^{i\omega t} \tag{2.44}$$

と書き変えることができる。式 (2.44) の解は、

$$\begin{aligned} \delta T\mathrm{e}^{i\omega t} &= \frac{1}{\alpha\frac{P_{\mathrm{b}}}{T} + G + i\omega C}\delta P\mathrm{e}^{i\omega t} && (2.45)\\ &= \frac{1}{G}\frac{1}{1+\frac{\alpha P_{\mathrm{b}}}{GT}}\frac{1}{1+i\omega\tau_{\mathrm{eff}}}\delta P\mathrm{e}^{i\omega t} && (2.46) \end{aligned}$$

となり、ここで

$$\tau_{\mathrm{eff}} \equiv \frac{\tau_0}{1+\frac{\alpha P_{\mathrm{b}}}{GT}} \tag{2.47}$$

は 式 (2.30) で定義された有効時定数と同等である。

一般的なフィードバックの理論に当てはめると、電熱フィードバックの系は図 2.3のように表すことができる。系のループゲイン $\mathcal{L}(\omega)$ は、

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\omega) &= \frac{1}{G(1+i\omega\tau_0)} \times \alpha\frac{R}{T} \times \left(-\frac{I}{R}\right) \times b && (2.48)\\ &= \frac{\alpha P_{\mathrm{b}}}{GT}\frac{1}{1+i\omega\tau_0} && (2.49)\\ &\equiv \frac{\mathcal{L}_0}{1+i\omega\tau_0} && (2.50) \end{aligned}$$

と書ける。ただし、このとき

$$b = -V_{\mathrm{b}} \tag{2.51}$$

$$\mathcal{L}_0 \equiv \frac{\alpha P_{\mathrm{b}}}{GT} \tag{2.52}$$

であり、 b はフィードバック量、 $\mathcal{L}_0$ は周波数 0 でのループゲインである。

電流応答性をのように定義する。

$$S_I(\omega) \equiv \frac{\delta I}{\delta P} \tag{2.53}$$

この式は $\mathcal{L}(\omega)$ を使って、

$$S_I(\omega) = \frac{1}{b}\frac{\mathcal{L}(\omega)}{1+\mathcal{L}(\omega)} \tag{2.54}$$

$$= \frac{1}{b}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1+i\omega\tau_0} \tag{2.55}$$

$$= \frac{1}{b}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\frac{1}{1+i\omega\tau_{\mathrm{eff}}} \tag{2.56}$$

ここで、

$$\tau_{\mathrm{eff}} \equiv \frac{\tau_0}{\mathcal{L}_0+1} \tag{2.57}$$

は 式 (2.30) で定義された有効時定数と同等である。

ループゲインが十分に大きい場合の電流応答性は、式 (2.56) において $\mathcal{L}_0 \gg 1$ とすると

$$S_I(\omega) \simeq \frac{1}{b}\frac{1}{1+i\omega\tau_{\mathrm{eff}}} \tag{2.58}$$

となる。さらに、 $\omega \ll 1/\tau_{\mathrm{eff}}$ を満たす周波数範囲では電流応答性は簡単に表され

$$S_I \simeq \frac{1}{b} = -\frac{1}{V_{\mathrm{b}}} \tag{2.59}$$

となり、電圧 V_{b} の逆数になる。

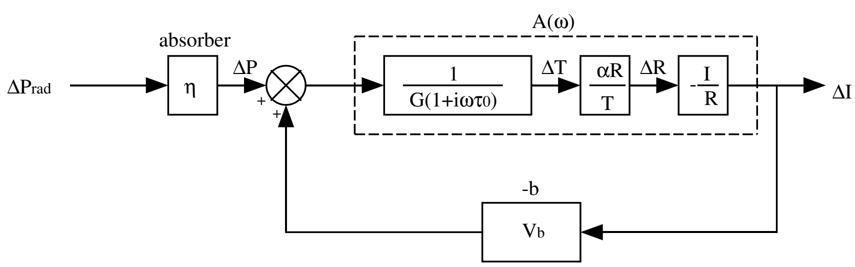


図 2.3: 電熱フィードバックの回路の模式図

入力 $P(t) = E\delta(t)$ に対する応答は、以下のように計算される。周波数空間での入力は

$$P(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} E\delta(t)\mathrm{e}^{i\omega t}dt \tag{2.60}$$

$$= \frac{E}{2\pi} \tag{2.61}$$

であることから、その出力は式 (2.61) に式 (2.56) で示される電流応答性をかけて、

$$I(\omega) = S_I(\omega)P(\omega) \tag{2.62}$$

$$= -\frac{E}{2\pi V_{\mathrm{b}}}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\frac{1}{1+i\omega\tau_{\mathrm{eff}}} \tag{2.63}$$

と表される。これを逆フーリエ変換して、時間軸に戻すと

$$I(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega)\mathrm{e}^{-i\omega t} d\omega \tag{2.64}$$

$$= -\frac{1}{2\pi}\frac{E}{V_\mathrm{b}}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{e}^{-i\omega t}}{1+i\omega\tau_\mathrm{eff}}d\omega \tag{2.65}$$

$$= -\frac{E}{V_\mathrm{b}\tau_\mathrm{eff}}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\exp\left(-\frac{t}{\tau_\mathrm{eff}}\right) \tag{2.66}$$

$$= \frac{\alpha E}{CT} I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_\mathrm{eff}}\right) \tag{2.67}$$

となる。ここで I_0 は平衡状態で TES を流れる電流である。

一方、入力 $P(t) = E\delta(t)$ による温度上昇 δT は周波数空間で

$$\delta T = \frac{1}{G(1+i\omega\tau_0)}\frac{1}{1+\mathcal{L}(\omega)}\delta P \tag{2.68}$$

$$= \frac{1}{G}\frac{1}{1+\mathcal{L}_0}\frac{1}{1+i\omega\tau_\mathrm{eff}}\delta P \tag{2.69}$$

のようになり、これは時間軸に直すと

$$\Delta T(t) = \int_{-\infty}^{\infty}\delta T(\omega)\mathrm{e}^{-i\omega t}d\omega \tag{2.70}$$

$$= \frac{1}{2\pi}\frac{E}{G}\frac{1}{\mathcal{L}_0+1}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{e}^{-i\omega t}}{1+i\omega\tau_\mathrm{eff}}d\omega \tag{2.71}$$

$$= \frac{E}{G\tau_\mathrm{eff}}\frac{1}{\mathcal{L}_0+1}\exp\left(-\frac{t}{\tau_\mathrm{eff}}\right) \tag{2.72}$$

$$= \frac{E}{C}\exp\left(-\frac{t}{\tau_\mathrm{eff}}\right) \tag{2.73}$$

となる。

2.3 カロリメータに固有なノイズ

エネルギー分解能を見積もるためにはノイズの評価をしなければならない。ノイズの起源にはいろいろとあり、バックグラウンドの放射、熱浴の温度揺らぎ、外部磁場、$1/f$ ノイズ、rf ノイズなどが挙げられる。その中でも、ジョンソンノイズとフォノンノイズは取り除くことができず、原理的なエネルギー分解能はこれらで制限される。また、読み出し系や前置アンプのノイズも忘れてはならないものである。ここでは、ジョンソンノイズとフォノンノイズについて述べ、読み出し系のノイズについては 2.6.3 章で述べる。

マイクロカロリメータには 2 種類のノイズ源がある。1 つは、温度計の電気的な抵抗で発生するジョンソンノイズと、もう 1 つは、熱浴との熱伝導度が有限なために発生する熱揺らぎフォノンノイズ (サーマルノイズ) である。図 2.4は、これらのノイズの寄与も含めた電熱フィードバックのダイアグラムである。フォノンノイズは熱起源であるので、信号と同じ部分に入力される。これは、ジョンソンノイズとは違った性質である。

微小な熱揺らぎ δP_ph がもたらす電流の揺らぎは、

$$\delta I_\mathrm{ph} = S_I \delta P_\mathrm{ph} \tag{2.74}$$

$$= \frac{1}{b}\frac{\mathcal{L}(\omega)}{1+\mathcal{L}(\omega)}\delta P_\mathrm{ph} \tag{2.75}$$

である。これより、フォノンノイズの電流性密度は、

$$\delta I_\mathrm{ph}^2 = |S_I|^2 \delta P_\mathrm{ph}^2 \tag{2.76}$$

$$= \frac{1}{b^2}\left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\right)^2\frac{1}{1+\omega^2\tau_\mathrm{eff}^2}\delta P_\mathrm{ph}^2 \tag{2.77}$$

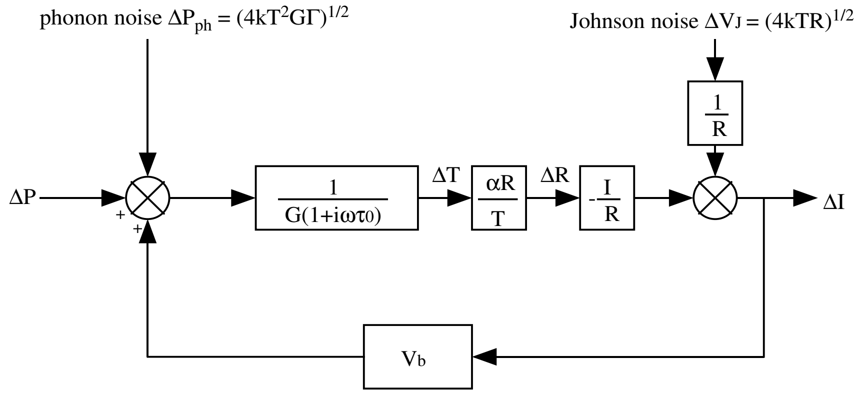


図 2.4: ノイズも含めたダイアグラム

となる。ただしこのときフィードバック量 b は $b = -V_b$ となる。 Mather (1982) によると spectral density は、

$$\delta P_n^2 = 4k_BGT^2\frac{\int_{T_s}^{T}\left(\frac{tk(t)}{Tk(T)}\right)^2 dt}{\int_{T_s}^{T}\left(\frac{k(t)}{k(T)}\right) dt} \tag{2.78}$$

$$\equiv 4k_BGT^2\Gamma, \tag{2.79}$$

である。ここで $k(T)$ は熱伝導率である。 Γ は $k(T) = k(T_\mathrm{s})\theta^{n-1}$ と仮定し、 $\theta \equiv T/T_\mathrm{s}$ と定義することにより

$$\Gamma = \frac{n}{2n+1}\frac{1-\theta^{-(2n+1)}}{1-\theta^{-n}}. \tag{2.80}$$

と表すことができる。式 (2.79) を式 (2.77) に代入すると、フォノンノイズの電流性密度は、

$$\delta I_\mathrm{ph}^2 = 4k_\mathrm{B}GT^2\Gamma|S_I|^2 \tag{2.81}$$

$$= \frac{4k_\mathrm{B}GT^2\Gamma}{b^2}\left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\right)^2\frac{1}{1+\omega^2\tau_\mathrm{eff}^2} \tag{2.82}$$

のように表される。

一方、ジョンソンノイズ δV_J による電流の揺らぎ δI_J^0 は、

$$\delta I_\mathrm{J}^0 = \frac{\delta V_\mathrm{J}}{R}. \tag{2.83}$$

であり、この揺らぎが系に入力されると、出力の揺らぎは、

$$\delta I_\mathrm{J} = \frac{1}{1+\mathcal{L}(\omega)}\delta I_\mathrm{J}^0 \tag{2.84}$$

$$= \frac{\frac{1}{\mathcal{L}_0+1}+i\omega\tau_\mathrm{eff}}{1+i\omega\tau_\mathrm{eff}}\frac{\delta V_\mathrm{J}}{R} \tag{2.85}$$

$$= \frac{1}{\mathcal{L}_0+1}\frac{1+i\omega\tau_0}{1+i\omega\tau_\mathrm{eff}}\frac{\delta V_\mathrm{J}}{R} \tag{2.86}$$

のように現れる。ジョンソンノイズ spectral density は、 $\delta V_\mathrm{J}^2 = 4k_\mathrm{B}TR$ のように与えられるので、出力電流 spectral dnsity は

$$\delta I_\mathrm{J}^2 = \frac{4k_\mathrm{B}T}{R}\left(\frac{1}{\mathcal{L}_0+1}\right)^2\left|\frac{1+i\omega\tau}{1+i\omega\tau_\mathrm{eff}}\right|^2 \tag{2.87}$$

$$= \frac{4k_\mathrm{B}T}{R}\left(\frac{1}{\mathcal{L}_0+1}\right)^2\frac{1+\omega^2\tau^2}{1+\omega^2\tau_\mathrm{eff}^2} \tag{2.88}$$

となる。$\omega \ll \tau_0^{-1}$ の周波数範囲では、ジョンソンノイズは電熱フィードバックによって抑制されるが、$\omega \gg \tau_{\mathrm{eff}}^{-1}$ の周波数範囲ではまた元の値に戻る。

これら全ての電流 spectral density は、自乗和によって示され、

$$\begin{aligned}
\delta I^2 &= \delta I_{\mathrm{J}}^2 + \delta I_{\mathrm{ph}}^2 && (2.89)\\
&= \frac{4k_{\mathrm{B}}T}{R}\left(\frac{1}{\mathcal{L}_0+1}\right)^2 \frac{1+\omega^2\tau_0^2}{1+\omega^2\tau_{\mathrm{eff}}^2} + 4k_{\mathrm{B}}GT^2\Gamma\frac{1}{b^2}\left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\right)^2 \frac{1}{1+\omega^2\tau_{\mathrm{eff}}^2} && (2.90)\\
&= \frac{4k_{\mathrm{B}}T}{R}\frac{1}{b^2}\left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\right)^2 \frac{1}{1+\omega^2\tau_{\mathrm{eff}}^2}\left(\frac{b^2}{\mathcal{L}_0^2}(1+\omega^2\tau_0^2) + GTR\Gamma\right) && (2.91)
\end{aligned}$$

となる。ジョンソンノイズとフォノンノイズとを比較するために、それぞれの比をとると式 (2.92) のようになる。

$$\frac{\delta I_{\mathrm{ph}}^2}{\delta I_{\mathrm{J}}^2} = \frac{\frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2}GTR\Gamma}{1+\omega^2\tau_0^2} = \frac{\alpha\mathcal{L}_0\Gamma}{1+\omega^2\tau_0^2} \qquad (2.92)$$

ただし、二つ目の等式には式 (2.51) と式 (2.52) を用いた。この式より、低周波ではジョンソンノイズが抑制されフォノンノイズが $\alpha\mathcal{L}_0\Gamma$ 倍大きくなる。その一方、$\omega > \tau_0^{-1}$ になるにつれてジョンソンノイズによる寄与が次第に大きくなり 、$\omega >> \tau_{\mathrm{eff}}^{-1}$ ではジョンソンノイズが支配的となる。
図 2.5はノイズ電流密度と信号の周波数特性を示したものである。

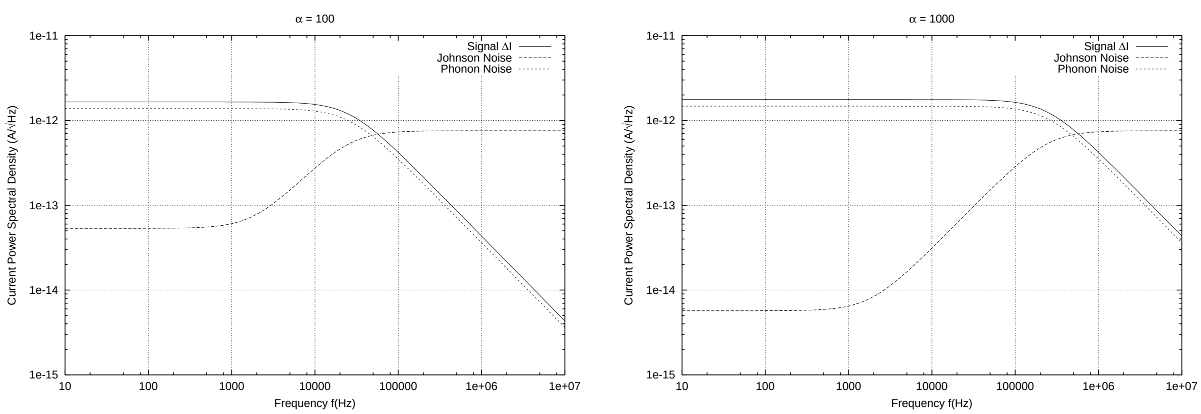


図 2.5: ノイズ電流 power spectral density 左: $\alpha = 100$ 右: $\alpha = 1000$ 低い周波数では、電熱フィードバックによってジョンソンノイズが抑制される。

フィードバック量 b と電流応答性 S_i を用いると電流密度 δI^2 は、式 (2.56)、式 (2.91) から

$$\delta I^2 = \frac{4k_BT}{R}\frac{b^2}{\mathcal{L}_0^2}(1+\omega^2\tau_0^2)\,|S_I|^2 + 4k_BGT^2\Gamma|S_I|^2 \qquad (2.93)$$

のようになるので、noise equivalent power(NEP) は

$$\begin{aligned}
\mathrm{NEP}(\omega)^2 &= \left|\frac{\delta I}{S_I}\right|^2 && (2.94)\\
&= \frac{4k_BT}{R}\frac{b^2}{\mathcal{L}_0^2}\left((1+\omega^2\tau_0^2) + \frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2}GTR\Gamma\right) && (2.95)
\end{aligned}$$

となる。

2.4 最適フィルタとエネルギー分解能

X 線マイクロカロリメータは、原理的には非常に高いエネルギー分解能を達成することができる。しかし、実際にはパルス波形がノイズによって変化してしまい、単純にパルスのピーク値を取っただけでは、よい分解能が得られない。そこで、最適フィルタ処理を行うことにより、その誤差を小さくすることができる (e.g., Szymkowiak et al. 1993; Irwin 1995a)。ただし、その仮定としてパルスの波形が全て同じであり、ノイズとパルスとの位相に相関がないものであるとしている。

測定により得られたパルスを $D(t)$ とすると、周波数空間では

$$D(f) = A \times M(f) + N(f) \tag{2.96}$$

のように表される。ただし、 $M(f)$ と $N(f)$ はそれぞれモデルパルスとノイズパルスであり、 A は振幅を表している。実際に得られたパルスとモデルパルスの差が小さくなるように、振幅 A の値を最小自乗法によって決定する。この差を、

$$\chi^2 \equiv \int \frac{|D(f) - A \times M(f)|^2}{|N(f)|^2} df \tag{2.97}$$

のように定義するとき、 χ^2 を最小にするような A を求めれば良く、

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^* + D^*M}{2|N|^2} df}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|M|^2}{|N|^2} df} \tag{2.98}$$

となる。 $D(f)$ と $M(f)$ は実関数のフーリエ成分であるから、 $D(-f) = D(f)^*$、 $M(-f) = M(f)^*$ を使うと

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(f)M(f)^*}{2|N|^2} df = -\int_{\infty}^{-\infty} \frac{D(-f)M(-f)^*}{2|N|^2} df = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{M(f)D(f)^*}{2|N|^2} df \tag{2.99}$$

が成り立つので、 A は

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^*}{|N|^2} df}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|M|^2}{|N|^2} df} \tag{2.100}$$

$$= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{D}{M} \left|\frac{M}{N}\right|^2 df}{\int_{-\infty}^{\infty} \left|\frac{M}{N}\right|^2 df} \tag{2.101}$$

となる。この式から、 A は $D(f)/M(f)$ に S/N 比の自乗 $[M(f)/N(f)]^2$ を重みとしてかけ、全周波数で積分したものになることがわかる。式 (2.100) の分子を変形して

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} D(t)\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{M(f)}{|N(f)|^2}\right) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \left|\frac{M}{N}\right|^2 df} = N \int_{-\infty}^{\infty} D(t)T(t)dt \tag{2.102}$$

となる。ただし、 $\mathcal{F}^{-1}$ は逆フーリエ変換を表し、 $T(t) \equiv \mathcal{F}^{-1}\left(\frac{M(f)}{|N(f)|^2}\right)$ は最適フィルタのテンプレートになる。また、 A の揺らぎは

$$\sqrt{< A^2 >}|_{D=N} = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{\infty} \left|\frac{N}{M}\right|^2 \left|\frac{M}{N}\right|^4 df}{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \left|\frac{M}{N}\right|^2 df\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} \left|\frac{M}{N}\right|^2 df}} \tag{2.103}$$

となる。 N は規格化定数、 $D_i(t)$ と $T_i(t)$ はそれぞれパルスデータとテンプレートである。ここでのモデルパルスは、実際に得られた X 線パルスの平均パルスを用いることができる。

最適フィルタ処理を施せば、エネルギー分解能は式 (2.103) より

$$\Delta E_{\mathrm{rms}} = \left(\int_0^\infty \frac{4df}{\mathrm{NEP}^2(f)}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{2.104}$$

と表される。ただし、 $\mathrm{NEP}(f)$ は noise equivalent power である (Moseley, Mather & McCammon 1984)。ここで factor 4 は式 (2.103) の周波数の積分範囲を $0\rightarrow\ \infty$ として (このため 2 倍)、さらに NEP(f) への変換する (これで 4 倍) ことにより現われる。式 (2.95) を式 (2.104) に代入すると、エネルギー分解能は、

$$\begin{aligned}
\Delta E_{\mathrm{rms}} &= \left(\int_0^\infty \frac{4df}{\frac{4k_BT}{R}\frac{b^2}{\mathcal{L}_0^2}((1+(2\pi f)^2\tau_0^2)+\frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2}GTR\Gamma)}\right)^{-\frac{1}{2}} &(2.105)\\
&= \sqrt{\frac{4k_{\mathrm{B}}T}{R}\frac{b^2}{\mathcal{L}_0^2}\tau_0\sqrt{1+\frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2}GTR\Gamma}} &(2.106)\\
&= \sqrt{4k_{\mathrm{B}}T^2C\frac{b^2}{GTR\mathcal{L}_0^2}\sqrt{1+\frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2}GTR\Gamma}} &(2.107)
\end{aligned}$$

となる。ξ を

$$\xi \equiv 2\sqrt{\frac{b^2}{GTR\mathcal{L}_0^2}\sqrt{1+\frac{\Gamma}{\frac{b^2}{GTR\mathcal{L}_0^2}}}} \tag{2.108}$$

と定義すると、エネルギー分解能は半値全幅 (FWHM) で、

$$\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 2.35\xi\sqrt{k_{\mathrm{B}}T^2C} \tag{2.109}$$

となる。式 (2.108) の ξ は式 (2.51) と式 (2.52) を用いて

$$\xi = \sqrt{\frac{1}{\alpha\mathcal{L}_0}\sqrt{1+\alpha\mathcal{L}_0\Gamma}} \tag{2.110}$$

と書くことができる。このとき $T_s << T$ の場合は $\Gamma \sim 1/2$、 $P_{\mathrm{b}} \sim GT/n$、 $\mathcal{L}_0 \sim \alpha/n$、 $\xi \simeq 2\sqrt{\sqrt{n/2}/\alpha}$ となる。さらに、 α が大きい場合は、 intrinsic なエネルギー分解能は $1/\sqrt{\alpha}$ に比例することになる。例えば、 $\alpha \sim 1000$ では ξ が 0.1 以下にもなる。

2.5 最適な動作点

エネルギー分解能が最も良くなる動作点を考える。転移温度 $T_{\mathrm{c}}(\simeq$ 動作温度) が決まっている場合、intrinsic なエネルギー分解能は、カロリメータの熱容量、熱伝導度の温度依存性がそれぞれ $C = C_0T^\beta$, $G = G_0T^{n-1}$ とすれば[1]

$$\begin{aligned}
\Delta E_{\mathrm{FWHM}} &= 2.35\xi_{\mathrm{c}}\sqrt{k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{c}}^2C(T_{\mathrm{c}})} &(2.111)\\
\xi_{\mathrm{c}}(\theta:\alpha,\beta,n) &= \left(\frac{4(\beta+1)}{\alpha^2(1-\theta^{-n})}\left(1+\frac{\alpha^2(1-\theta^{-(2n+1)})}{2n+1}\right)^{\frac{1}{2}}\right)^{\frac{1}{2}} &(2.112)
\end{aligned}$$

となる。この場合 ξ は、図 2.6の点線で示すように、熱浴の温度 T_{s} が低いほど小さくなる。それゆえ、熱浴の温度をできる限り低くするのが、最適な動作条件である。これは、冷凍機の冷凍能力で決まってしまう。

[1]実際に熱容量と熱伝導度の温度依存性が全ての温度で、このような形になることは希有であるため、ここでの議論は理想的な場合における話となる。

一方、冷凍機の最低到達温度が決まっている場合、最適な動作条件は転移温度で決まる。このときの intrinsic なエネルギー分解能は、

$$\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 2.35\xi_{\mathrm{s}}\sqrt{k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{s}}^2 C(T_{\mathrm{s}})} \tag{2.113}$$

$$\xi_{\mathrm{s}}(\theta:\alpha,\beta,n) = \left(\frac{4\theta^{2+\beta}(\beta+1)}{\alpha^2(1-\theta^{-n})}\left(1+\frac{\alpha^2(1-\theta^{-(2n+1)})}{2n+1}\right)^{\frac{1}{2}}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.114}$$

となる。この場合、図 2.6の実線で示すように、 $T/T_{\mathrm{s}} \sim 1.1$ のところで ξ が最小になる。

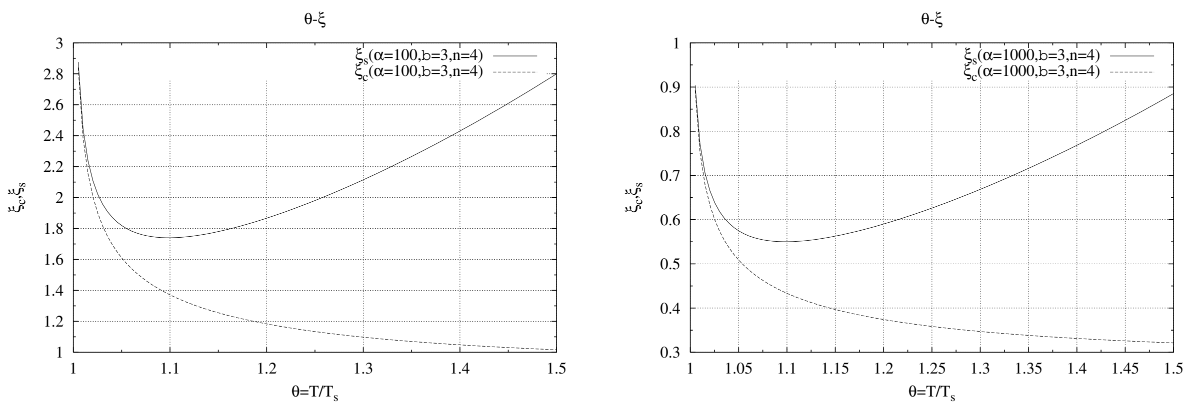


図 2.6: ξ と $\theta = T/T_{\mathrm{s}}$ の関係左: $\alpha = 100$　右: $\alpha = 1000$.

2.6 SQUID を用いた読み出し系

2.6.1 dc-SQUID

TES の電流変化を読み出すには、低インピーダンスであることが望ましい。その点で、 SQUID は最良の電流計である。 SQUID(Superconducting QUantum Interference Device) とはジョセフソン効果を利用した素子で、図 2.7のように 2 つのジョセフソン接合を並列に持つリングである。 2 つの接合の位相差と、リングを貫く磁束との間には

$$\theta_2 - \theta_1 = 2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0} \tag{2.115}$$

という関係がある。ただし、 θ_1 と θ_2 はそれぞれのジョセフソン接合での位相、 Φ はリングを貫く磁束、 Φ_0 は磁束量子で、

$$\Phi_0 \equiv h/2e = 2.06 \times 10^{-15}\ \mathrm{Wb} \tag{2.116}$$

という定数である。ジョセフソン接合が超伝導状態のとき、バイアス電流 I_{B} は

$$I_{\mathrm{B}} = I_0 \cos\left(\pi\frac{\Phi_{\mathrm{exp}}}{\Phi_0}\right)\sin\left(\theta_1 - \pi\frac{\Phi_{\mathrm{exp}}}{\Phi_0}\right) \tag{2.117}$$

となる。ただし、 I_0 は接合の臨界電流、 $\Phi_{\mathrm{ext}} \equiv \Phi - LJ$ は外部磁束、 L と J はリングの自己インダクタンスとリングを流れる電流である。 SQUID が超伝導でいられる最大の電流、すなわち臨界電流は

$$I_{\max} = 2I_0\left|\cos\left(\pi\frac{\Phi_{\mathrm{ext}}}{\Phi_0}\right)\right| \tag{2.118}$$

となる。このように、 SQUID の臨界電流は外部磁束によって変化する。 $2I_0$ より大きなバイアス電流で SQUID を動作させせると、臨界電流が変化することにより、外部磁束の変化に対して出力電圧が変化するようになる。これを利用して、 SQUID の隣にコイルを置けば、非常に感度の高い電流計となる。カロリメータの読み出し系として SQUID を用いた場合は、図 2.8のようになる。

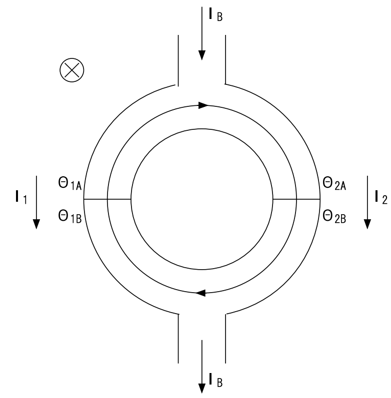


図 2.7: dc-SQUID

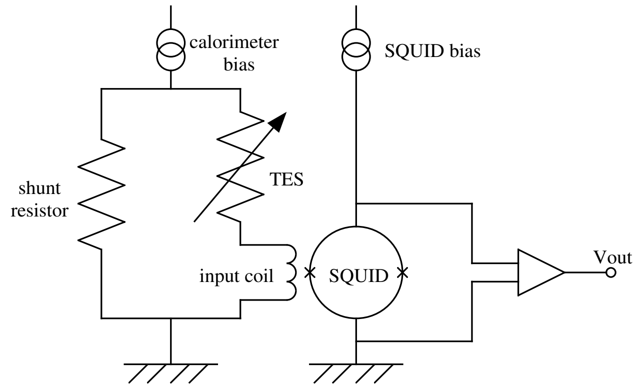


図 2.8: SQUID を用いたカロリメータの読み出し系

2.6.2 Flux-locked loop(FLL)

SQUID は外部磁束に対して周期的な応答をするため、動作点が少しずれただけでも増幅率が大きく変動してしまい、非線形である。さらに、大きな入力に対しては折り返しが起きてしまう。そのため、一般的にはフィードバックをかけて動作させる。これは、 SQUID を貫く磁束が一定に保たれるようにフィードバックをかけることから、磁束固定ループ (FLL: Flux-Locked Loop) と呼ばれる。SQUID の出力は、フィードバック抵抗を介して、 SQUID の近くに磁気的に結合されたフィードバックコイルに戻される (図 2.9)。フィードバック量 b は、

$$b = \frac{\Phi_{\mathrm{FB}}}{V_{\mathrm{out}}} = \frac{M_{\mathrm{FB}}}{R_{\mathrm{FB}}} \tag{2.119}$$

で決まる。ただし、 R_{FB} はフィードバック抵抗、 M_{FB} はフィードバックコイルと SQUID との相互インダクタンスである。

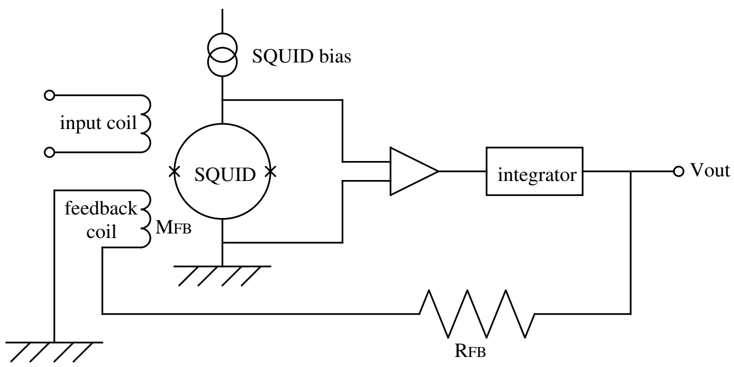


図 2.9: Flux-locked loop

2.6.3 SQUID ノイズ

SQUID ノイズには、 SQUID のシャント抵抗でのジョンソンノイズと、トンネル接合のショットノイズがある。そのスペクトルは、読み出し回路の遮断周波数より低い範囲ではほぼ一定で、ノイズ等価電流 i_{n} は典型的に数 $\mathrm{pA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ である。従って SQUID ノイズのノイズ等価パワーは

$$\mathrm{NEP}^2_{\mathrm{readout}} = \left|\frac{i_n}{S_I}\right|^2 \tag{2.120}$$

で与えられる。SQUID ノイズのエネルギー分解能への寄与は、この式の電流応答性 S_I に式 (2.56) を代入して

$$\Delta E_{\mathrm{SQUID}} = 2.35\left(\int_0^\infty \frac{4df}{\mathrm{NEP}^2_{\mathrm{readout}}(f)}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{2.121}$$

$$= 2.35\frac{\mathcal{L}_0+1}{\mathcal{L}_0} i_n \sqrt{b^2\tau_{\mathrm{eff}}} \tag{2.122}$$

$$= 2.35\frac{\mathcal{L}_0+1}{\mathcal{L}_0} V_{\mathrm{b}} i_{\mathrm{n}} \sqrt{\tau_{\mathrm{eff}}} \tag{2.123}$$

となる。最後の等式はフィードバック量 b は $b=-V_{\mathrm{b}}$ であることを用いた。式 (2.123) においてループゲインが十分に大きい場合 ($\mathcal{L}_0 >> 1$) は

$$\Delta E_{\mathrm{SQUID}} \sim 2.35 i_n \sqrt{b^2\tau_{\mathrm{eff}}} \tag{2.124}$$

となる。

2.7 疑似的な定電圧バイアスを考慮した補正

前節までの議論は完全な定電圧バイアスでカロリメータを動作させせたときを想定したものである。ところが実際には、冷凍機の配線抵抗があるために定電圧バイアスでのカロリメータの動作は困難である。そこで図 2.10の回路のようにTES と並列にシャント抵抗をつけて定電流でバイアスすることにする。シャント抵抗値を TES の抵抗値より十分に小さくとって、このような回路でカロリメータを動作させせることによって疑似的に定電圧バイアスが実現できる。

しかし、これは厳密には定電圧ではない。そのため、この章では疑似的な定電圧バイアスを考慮した補正を考える。

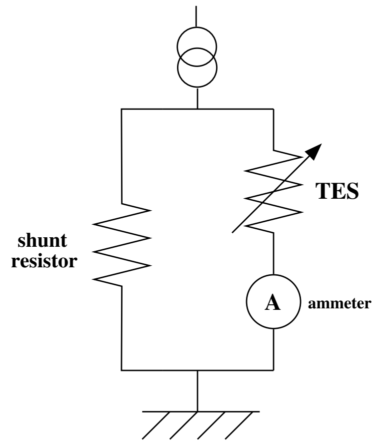


図 2.10: 疑似的な定電圧回路

図 2.10のような回路の場合にカロリメータに流れる電流と、そのジュール発熱はバイアス電流 I_b を用いて

$$I = \frac{R_\mathrm{s}}{R+R_\mathrm{s}} I_\mathrm{b} \tag{2.125}$$

$$P = I^2 R(I) \tag{2.126}$$

と書くことができる。よって式 (2.41) と式 (2.42) はそれぞれ

$$\frac{\delta I}{\delta R} = -\frac{I}{R\left(1+\frac{R_\mathrm{s}}{R}\right)} \tag{2.127}$$

$$\frac{\delta P}{\delta I} = V_\mathrm{b}\left(1-\frac{R_\mathrm{s}}{R}\right) \tag{2.128}$$

のように書き換えられる。

このとき、ダイアグラムは図 2.11のように書き変えられる。

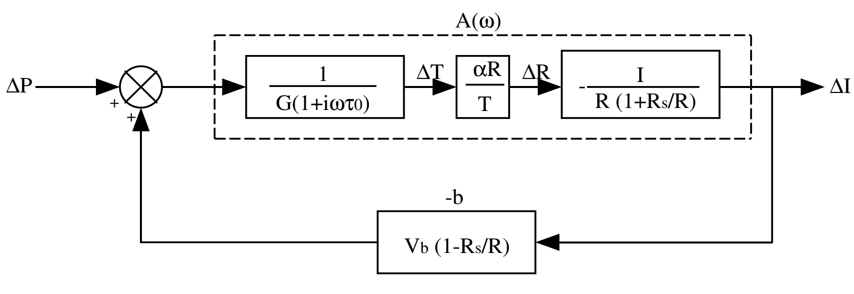


図 2.11: 疑似的な定電圧バイアスを考慮して補正したダイアグラム

この図から、周波数 0 でのループゲインとフィードバック量は

$$\mathcal{L}'_0 = \frac{\alpha P_\mathrm{b}}{GT}\frac{1-\frac{R_\mathrm{s}}{R}}{1+\frac{R_\mathrm{s}}{R}} = \mathcal{L}_0\frac{1-\frac{R_\mathrm{s}}{R}}{1+\frac{R_\mathrm{s}}{R}} \tag{2.129}$$

$$b' = -V_\mathrm{b}\left(1-\frac{R_\mathrm{s}}{R}\right) = b\left(1-\frac{R_\mathrm{s}}{R}\right) \tag{2.130}$$

と書き換えられる。電流応答性と実効的な有効時定数は、この $\mathcal{L}'_0$ と b' を用いて

$$S'_I = -\frac{1}{V_\mathrm{b}\left(1-\frac{R_\mathrm{s}}{R}\right)}\frac{\mathcal{L}'_0}{\mathcal{L}'_0+1}\frac{1}{1+i\omega\tau'_\mathrm{eff}} \tag{2.131}$$

$$\tau'_{\mathrm{eff}} \equiv \frac{\tau_0}{\mathcal{L}'_0+1} \tag{2.132}$$

となる。

このとき式 (2.108) の ξ は $\mathcal{L}_0$ と b をそれぞれ式 (2.129) と式 (2.130) で置き換えて

$$\xi' \equiv 2\sqrt{\frac{(1+\frac{R_{\mathrm{s}}}{R})^2}{\alpha\mathcal{L}_0}\sqrt{1+\frac{\Gamma}{\frac{(1+\frac{R_{\mathrm{s}}}{R})^2}{\alpha\mathcal{L}_0}}}} \tag{2.133}$$

となる。ここで式 (2.51) と式 (2.52) を用いた。カロリメータのエネルギー分解能はこの ξ' を用いて

$$\Delta E_{\mathrm{Cal}} = 2.35\xi'\sqrt{k_{\mathrm{B}}T^2C} \tag{2.134}$$

となる。

また SQUID ノイズのエネルギー分解能への寄与は式 (2.123) のフィードバック量を式 (2.130) に、周波数 0 でのループゲインを式 (2.129) にそれぞれ置き換えることにより

$$\Delta E_{\mathrm{SQUID}} = 2.35\frac{\left(1-\frac{R_s}{R}\right)\mathcal{L}_0+\left(1+\frac{R_s}{R}\right)}{\mathcal{L}_0}V_{\mathrm{b}}i_{\mathrm{n}}\sqrt{\tau_{\mathrm{eff}}} \tag{2.135}$$

と表される。

第 3 章

実験装置

3.1　希釈冷凍機

本研究では TES カロリメータおよび SQUID を冷却するために、 OXFORD 社製希釈冷凍機「Kelvinox25」(図 3.1) を使用した。この希釈冷凍機は 高さ 124 cm、直径 39.4 cm であり、冷却は ^{3}He と ^{4}He を混合希釈することによってなされる。そのスペックである冷却能力は 25 μW、最低到達温度はサンプル組み込み時で $\sim$50 mK である。循環運転は液体 He を 50 L 使用することにより連続でおよそ 48 時間可能となる。

図 3.2に IVC 内部の概略図を示す。 Mixing Chamber(M/C) と Experimental Plate(E/P) には酸化ルテニウム (RuO_2) 温度計が備え付けてある。また E/P の温度制御は M/C のヒータを固定値に設定することによって $\sim$ 0.1 mK の精度で制御することが可能である。この温度の測定及び制御には Picowatto 社製の 「AVS47/TS-530」 を使用している。

希釈冷凍機内の配線は外部との熱接触を抑えるために、熱伝導度が悪く径の小さいマンガニン線を使用している。マンガニン線はノイズを抑えるために 2 本ずつツイストされており、各 12 対、 4 ポートの配線が使用可能である。その往復の配線抵抗値は常温で $\sim$230 Ω、液体ヘリウム温度 ($\sim 4\,K$) で $\sim$180 Ω である。

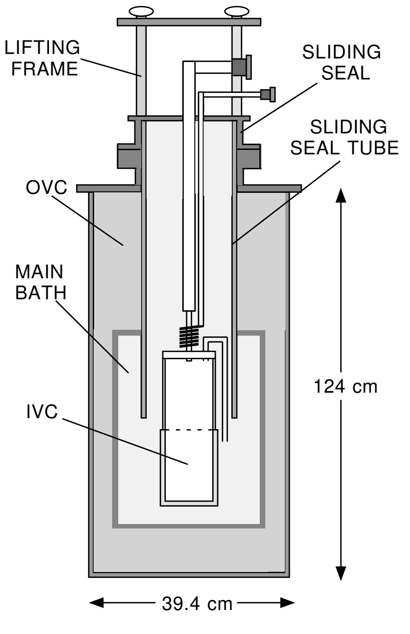


図 3.1: 希釈冷凍機のユニット

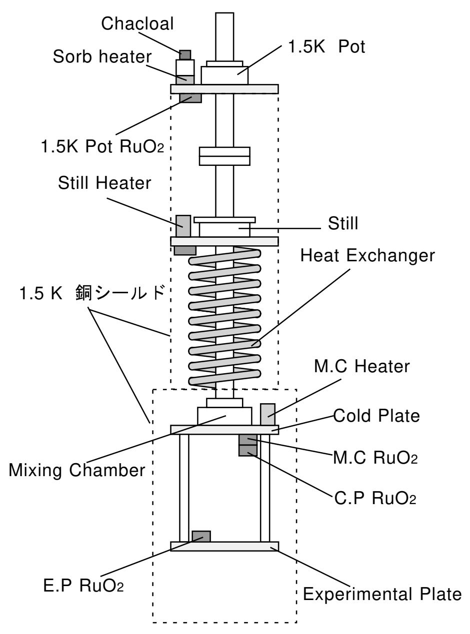


図 3.2: IVC 内部の主要な器官

3.2 SQUID

本論文で使用した SQUID 素子 (図 3.3) は ^{4}He 温度での使用を前提として開発されたセイコー電子工業社製のものである。またその駆動用回路には同社製の「PH-506S」を使用している。 SQUID 素子のスペックは表 3.1, 表 3.2の通りである。

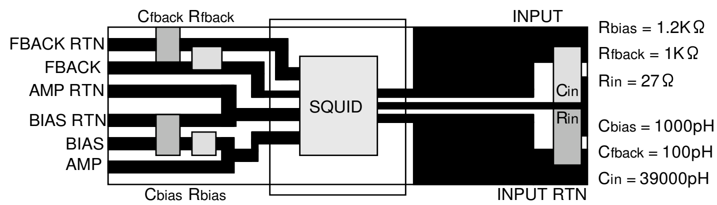


図 3.3: 使用した SQUID 素子。基板はガラスエポキシ。

Amp 端子間	568 [Ω]
Bias 端子間	1765 [Ω]
Fback 端子間	1560 [Ω]
Input 端子間	12.23 [KΩ]

表 3.1: 常温における SQUID 基板上での抵抗値

臨界電流：I_c	34 μA
フィ-ドバックコイルと SQUID の相互インダクタンス：M_{ms}	80 pH
インプットコイルと SQUID の相互インダクタンス：M_{is}	0.3 pH
電流感度	750000 V/A
ホワイトノイズレベル	5.3 pA/$\sqrt{Hz}$

表 3.2: セイコ-インスツルメンツによる SQUID のスペック

SQUID 基板はガラスエポキシでできていて SQUID 素子および配線は基板上にある 0.5 mm×0.5 mm のシリコンウェハの基板の上に蒸着している。 SQUID 素子は SQUID ワッシャー、フィードバックコイル、インプットコイルからなり、コイルを含めた SQUID の配線には全て Nb を使用している。

SQUID ワッシャーは 2 つのジョセフソン接合からなるリングであり SQUID の核となる部分である。また、そのシャント抵抗として Al を使用しているため SQUID の動作温度は Nb が超伝導になり、かつ Al 常伝導である 1.2 K から 9.23 K の間に保つ必要がある。

SQUID ワッシャーに磁場を与えるフィードバックコイルとインプットコイルの巻数はそれぞれ 1 巻と 8 巻である。インプットコイルは、その端子間における信号電流を SQUID ワッシャーに入力するためのコイルである。インプットコイルは静電破壊防止要に SQUID ワッシャーのグランドと、 7 Ω の抵抗と 39000 pH のコンデンサで接地している。これはローパスフィルタの役割を果たすことになるが、コンデンサの電気容量が 39000 pH と小さいことから TES カロリメータによる X 線信号の読み出し (< 75000Hz) には支障をきたすことはない。フィードバックコイルは、その端子間に SQUID を Flux Locked Loop(2.6.2 章) で動作させるための変調電流とフィードバック電流を流して、 SQUID ワッシャーに入力するためのコイルである。このようにインプットコイル、フィードバックコイルともに磁気的に SQUID ワッシャーと結合している。

駆動装置の役割は SQUID のバイアス供給、入力磁束のオフセット調節、 Slew Rate の調節である。また変調電流を調節することにより ϕ-V 特性を測定することができる。

図 3.4は SQUID のノイズレベルを測定したものである (セットアップは [15] を参照)。このときの動作温度は $\sim 1\ K$、 SQUIDN のインプット端子間は 60 Ω の金属皮膜抵抗でショートしている。式 (2.86) を用いてジョンソンノイズを見積もると $\sim 0.96 \times 10^{-12}$ pA/$\sqrt{\mathrm{Hz}}$ であることからこのパワー

スペクトルは、ほぼ SQUID のノイズによるものであると考えられる。この図より SQUID のノイズ電流密度は $\sim 10\ \mathrm{pA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ であり、表 3.2のホワイトレベルよりも factor 1-2 程度までノイズレベルを抑えることに成功している。これより先は特に断らない限り SQUID のノイズ電流密度は $i_{\mathrm{n}} = 10\ \mathrm{pA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ であるとして話を進める。

また、このとき SQUID 読み出しシステムのカットオフ周波数 (フラットなノイズレベルが $1/\sqrt{2}$ になる周波数) は ~ 10 kHz である。このことから、この読み出しシステムの時定数は

$$\tau_{\mathrm{SQUID}} = \frac{1}{2\pi f_{cut}} \sim 16\ \mu sec \tag{3.1}$$

となる。

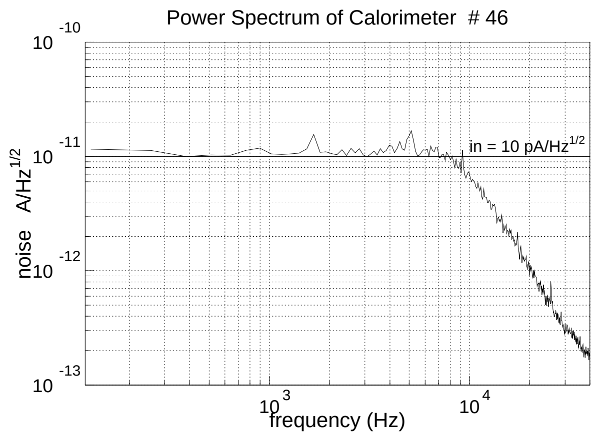


図 3.4: SQUID のノイズスペクトル

3.3 モニター

波形のモニターには、ソニーテクトロニクス社製のオシロスコープ「TDS 3012」をノイズスペクトルの取得には、 Hewlett Packard 社製 の FFT アナライザ「35670A」を使用した。前者の信号入力はグランドに落ちていて一方、後者は選択することができ、本論文では float で使用した。またオシロスコープの出力は GPIB 制御でパソコンに取り込んだ。

第 4 章

カロリメータの基本的な特性

本章では、実際に用いた TES 型 X 線マイクロカロリメータの構造と、その特性 (見積もり) について考察し、実際の特性評価の実験結果との比較・評価を行う。また、この素子を用いて X 線検出を行ったときに期待できるエネルギー分解能を見積もる。

4.1 構造と特性 (見積もり)

4.1.1 構造

本論文で用いたカロリメータ (写真：図 4.1) は都立大、宇宙研、そして早稲田大学庄司研究室で共同製作したものである。

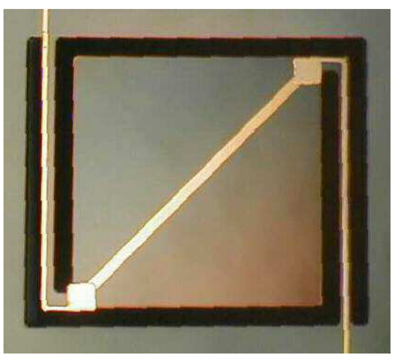


図 4.1: カロリメータの写真

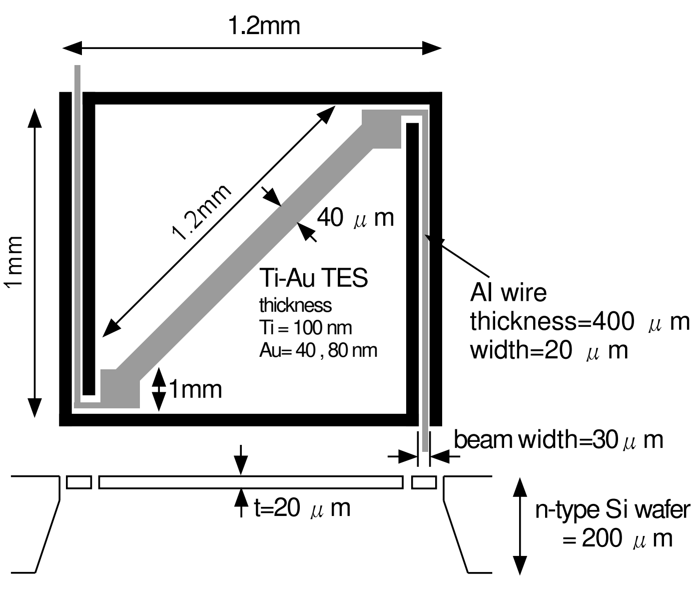


図 4.2: カロリメータの構造の摸式図

素子の構造は模式図 4.2に示すように、 1 mm×1 mm の Si ピクセル上に、幅:40 μm、長さ:1.2 mm の Ti-Au からなる二層薄膜 (Ti、 Au の順に電子ビーム蒸着) が取り付けてある。この Si ピクセルは 1.2 mm×30 μm ×20 μm の 2 本の腕 (ビーム) によってのみ支えられていて、断面で見ると中に浮いた状態となる。このように 2 本の細い腕で素子を支える構造をとった理由は熱浴であるシリコン基板とカロリメータとの熱伝導度を適度な値に保ち、かつ素子の重みや内部応力に耐えうる機械的構造を追求した結果である。カロリメータは厚さ 200 μm、 2 cm 角のシリコンウェハに 4 つの素子がのるようになっている。

本論文では 2 種類のカロリメータ (#46, #48) を使用している。その構造は、どちらも模式図 4.2に

示されたものであり、 TES の材質も Ti-Au であることに変わりはないが、その膜厚が異なる (表 4.1)。表 4.2 にカロリメータに使用された物質の諸パラメータを示す。

元素	面積	厚さ	
		#46-B	#48-A
Si	1 mm×1 mm	20 μm	
Ti	1.1 mm×40 μm	100 nm	
Au	1.1 mm×40 μm	80 nm	40 nm
Si (腕)	1.2 mm×30 μm (×2 本)	20 μm	
Al (腕)	1.2 mm×20 μm (×2 本)	400 nm	

表 4.1: カロリメータ各部の大きさ

元素	原子量 [g/mol]	γ[mJ/mol/K^2]	密度 ρ[g/cm^3]	デバイ温度 θ_D[K]	転移温度 [K]
Si	28	0	2.33	645	×
Ti	48	3.35	4.51	420	0.39
Au	197	0.689	19.28	165	×
Al	27	1.35	2.70	428	1.20

表 4.2: カロリメータに使用された物質の諸パラメータ

4.1.2 熱特性

ここではカロリメータの特性と理論的な性能限界を見積もるために製作したカロリメータ各部の熱容量、熱伝導度を見積もる。

熱容量

式 (2.2) ∼ 式 (2.4) と表 4.1, 表 4.2 を用いて温度 T[K] におけるカロリメータ各部の比熱を見積もると表 4.3 のようになった。ここで Ti については超伝導状態と常伝導状態について見積もった。ま

元素	格子比熱 c_s[J/cm^3/K]	電子比熱 c_e[J/cm^3/K]
Si	$6.03\times10^{-7}\times T^3$	0
常伝導 Ti	$2.47\times10^{-6}\times T^3$	$3.15\times10^{-4}\times T$
超伝導 Ti	$2.47\times10^{-6}\times T^3$	$1.12\times\exp(-604.8/T)$
Au	$4.23\times10^{-5}\times T^3$	$6.74\times10^{-5}\times T$
Si (腕)	$6.03\times10^{-7}\times T^3$	0
常伝導 Al (腕)	$2.48\times10^{-6}\times T^3$	$1.35\times10^{-4}\times T$
超伝導 Al (腕)	$2.48\times10^{-6}\times T^3$	$0.491\times\exp(-616.3/T)$

表 4.3: カロリメータの各部の比熱

た、この表 4.3と表 4.1からカロリメータ各部の熱容量を求めると表 4.4のようになった。腕の部分は 2 本分の値を表示している。ここで、 T =0.2 K におけるそれぞれの値も見積もった。このように Ti が超伝導であるか常伝導であるかによってカロリメータの熱容量は異なることが分かる。

元素	熱容量 [J/K]	0.2 K における熱容量 [J/K]
Si	$1.21{\times}10^{-11} \times T^3$	0.97×10^{-13}
常伝導 Ti	$1.11{\times}10^{-14} \times T^3 + 1.39 \times 10^{-12} \times T$	2.8×10^{-13}
超伝導 Ti	$1.11{\times}10^{-14} \times T^3 + 4.93 \times 10^{-9} \exp(-604.8/T)$	8.9×10^{-17}
Au(膜厚 80 nm)	$1.49{\times}10^{-13} \times T^3 + 2.37 \times 10^{-13} \times T$	0.48×10^{-13}
Au(膜厚 40 nm)	$7.44{\times}10^{-14} \times T^3 + 1.19 \times 10^{-13} \times T$	0.24×10^{-13}
Si (腕)	$8.68{\times}10^{-13} \times T^3$	6.9×10^{-15}
常伝導 Al (腕)	$4.76{\times}10^{-14} \times T^3 + 2.59 \times 10^{-12} \times T$	5.2×10^{-13}
超伝導 Al (腕)	$4.76{\times}10^{-14} \times T^3 + 9.43 \times 10^{-9} \exp(-616.3/T)$	3.8×10^{-16}

表 4.4: カロリメータの各部の熱容量

熱伝導度

表 4.3における比熱を用いてカロリメータを支える腕の熱伝導度 (2 本分) を見積もる。

まず始めに Si の場合を考える。表 4.1に示すように、カロリメータの腕 (2 本) は長さ l=1.2 mm、幅 w=30 μm、厚さ t=20 μm であることから、式 (2.11) において D$\sim$ 20 μm として熱伝導率 $K(T)$ を求めると

$$\begin{aligned} K(T) &= (6.61-10.2)\times 10^{-2} \times \left(\frac{c}{6.03\times 10^{-7}\ \mathrm{J/cm^3K}}\right) \times \left(\frac{v}{5483-8433\ \mathrm{m/s}}\right) \\ &\quad \times \left(\frac{D}{20\ \mu m}\right) \times T^3 \qquad [\ \mathrm{W/m/K}\ ] \end{aligned} \tag{4.1}$$

ここで、 Si の常温での音速は縦波が 8433[m/s]、横波が 5483[m/s] であることを用いた。この結果より熱伝導率 $K(T)$ は縦波のとき $0.102 \times T^3$[W/m/K]、横波のとき $0.0661 \times T^3$[W/m/K] となる。

また、このとき熱伝導度 $G(T)$ は表 4.1の各値を用いて

$$\begin{aligned} G(T) &= (6.61-10.2)\times 10^{-8} \times \left(\frac{l}{1.2\ \mathrm{mm}}\right)^{-1} \times \left(\frac{w}{2\times 30\ \mu\mathrm{m}}\right) \\ &\quad \times \left(\frac{t}{20\ \mu\mathrm{m}}\right) \times T^3 \qquad [\ \mathrm{W/K}\ ] \end{aligned} \tag{4.2}$$

と求めることができる。

同様に腕のアルミ配線の部分における、熱伝導率 K と熱伝導度 G を見積もると表 4.1に示すように長さ l=1.2 mm、幅 w=30 μm、厚さ t=400 nm であることから、式 (2.11) において D$\sim$ 400 nm として

- 常伝導のとき ($T > 1.2$ K)

$$K(T) = (3.02-6.37)\times 10^{-3} \times T^3 + (1.64-3.47)\times 10^{-1} \times T \qquad [\ \mathrm{W/m/K}] \tag{4.3}$$

$$G(T) = (4.03-8.49)\times 10^{-11} \times T^3 + (2.19-4.63)\times 10^{-9} \times T \qquad [\ \mathrm{W/K}] \tag{4.4}$$

- 超伝導のとき ($T < 1.2$ K)

$$K(T) = (3.02-6.37)\times 10^{-3} \times T^3 + (597-1261)\times \exp(-616.3/T) \times T \qquad [W/m/K] \tag{4.5}$$

$$G(T) = (4.03-8.49)\times 10^{-11} \times T^3 + (7.96-16.8)\times 10^{-6} \exp(-616.3/T) \times T\ [W/K] \tag{4.6}$$

のようになる。ここで Al の常温での音速は縦波が 6420[m/s]、横波が 3040[m/s] であることを用いた。表 4.5 に 1.0 K での熱伝導度 $G(1\ K)$ ($\equiv G_0$) と 0.2 K での熱伝導度 $G(0.2\ \mathrm{K})$ の値をのせておく。このように Si の熱伝導度が支配的となり、 Al の熱伝導度は無視しても構わないことが分かる。

元素	1 K での熱伝導度 [W/K]($\equiv G_0$)	0.2 K での熱伝導度 [W/K]
Si	$(6.61-10.2)\times10^{-8}$	$(5.29-8.16)\times10^{-10}$
超伝導 Al	$(4.03-8.49)\times10^{-11}$	$(3.22-6.79)\times10^{-13}$

表 4.5: 1 K と 0.2 K における腕の熱伝導度

4.2 熱特性の測定

実際にカロリメータ #46,#48(膜厚はそれぞれ表 4.1参照) を希釈冷凍機の Experimental Platform に組み込み、その熱特性を測定した。

4.2.1 セットアップ

希釈冷凍機

カロリメータは図 4.3のようなホルダを用いて希釈冷凍機の Experimental Platform に組み込んだ。また、図 4.3に示すように 1 度に 4 つの素子を組み込むことができる (素子 A,B,C,D)。ホルダの材質には熱伝導度を良くするために OFC (無酸素銅) を使用している。配線はボンディングでおこない、図 4.4に示すように、カロリメータと Bonding Pad を Al のワイヤで結んでいる。Bonding Pad から希釈冷凍機までの配線は銅皮膜付きの NbTi 線 (ϕ 10μm) をツイストにして用いているが、サンプルステージ上でしっかりとサーマルアンカーをとり、カロリメータへの直接の熱流入を防いでいる。

サンプルの温度測定は酸化ルテニウム温度計 (図 4.3の RuO_2 Sensor) を用い、温度コントロール用に 400 Ω の金属皮膜抵抗 (図 4.3の Heater) を使用している。測定時には Experimental Platform の温度を固定し、ヒータに流す電流を調節することによってカロリメータの温度をコントロールする。このとき 5 mm の厚い OFC でできたサンプルステージ内の熱流入に比べて 1 mm の OFC でできた spacer の熱伝導度は十分に小さいためにステージ上での温度勾配は極めて小さく、カロリメータと RuO_2 温度計の温度はほとんど同じと考えることができる。

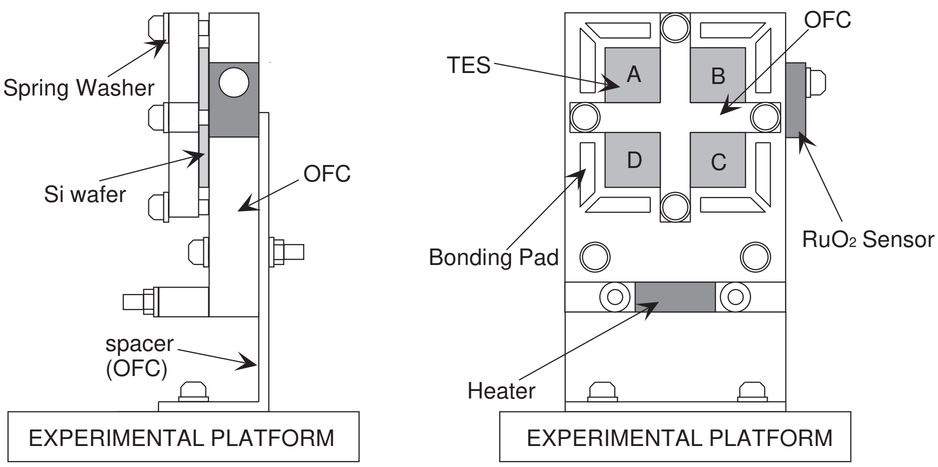


図 4.3: カロリメータのサンプルステージ

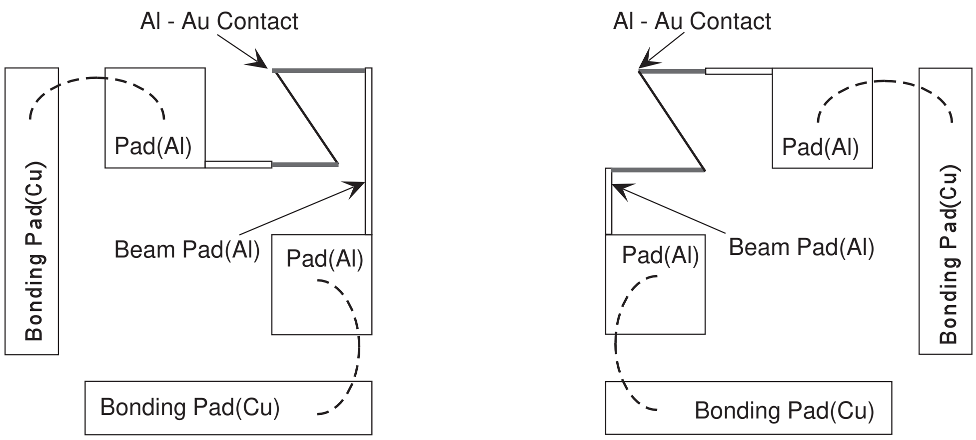


図 4.4: カロリメータのボンディングの様子

測定系

測定系の配線は図 4.5, 図 4.6の通りである。 Conductus の LTC-20 でサンプルホルダに取り付けられた RuO_2 温度計の抵抗測定と、ヒータコントロールを同時に行う。

サンプルの抵抗は Linear Research の交流ブリッジ LR-700 で測定した。このブリッジは約 16 Hz の交流電流をサンプルに流して抵抗を測定する。この時、電流は抵抗のレンジ (R_{Range}) と Excitation のレンジ (V_{Range}) で決まり、実行値で

$$I_{RMS} = \frac{V_{Range}}{R_{Range}} \tag{4.7}$$

のようになる。従ってサンプルの抵抗が R のとき、サンプルのジュール発熱 P_s は

$$P_s = I_{RMS}^2 R = \left(\frac{V_{Range}}{R_{Range}}\right)^2 R \tag{4.8}$$

で表される。

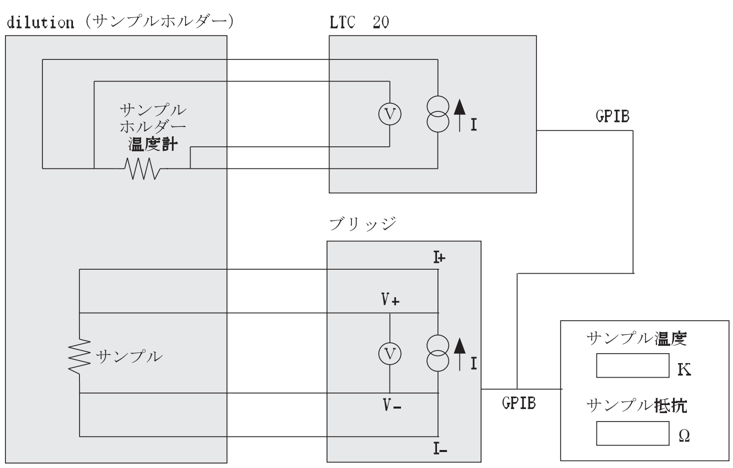


図 4.5: 測定系の配線図

また、ヒータとして取り付けた 400 Ω の金属皮膜抵抗に流す電流のコントロールを微小に行うために、図 4.6のような分流回路を用いた (この図よりヒータには $\sim \frac{1}{200}$ の電流が流れることになる)。

ヒータとして用いた 400 Ω の金属皮膜抵抗のジュール発熱は $\sim 1 \times 10^{-9}$ の単位でコントロールすることができる。

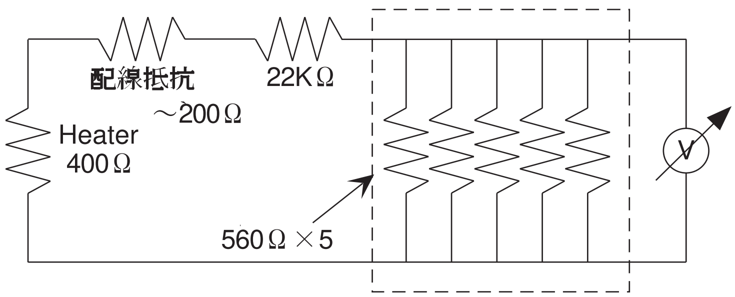


図 4.6: ヒータの分流回路

カロリメータ素子

今回の測定で使用した素子は表 4.1 に示す膜厚の異なる 2 種類の素子であり #46 が A,B,C の 3 素子、 #48 が A の 1 素子を用いた。

4.2.2 R-T 特性

カロリメータ #46 の A,B,C の R-T 特性を図 4.7に、カロリメータ #48 の A の R-T 特性を図 4.8に示す。いずれの素子の測定も温度上昇時と下降時の両方で測定を行ったが、ヒステリシスは見られないことから測定時のサンプルステージ内の温度ムラは無視できるほど小さいものと考えられる。

また図 4.9∼ 4.12では、各々のカロリメータの抵抗と同時に α をプロットしてある。ただし α は

$$\alpha \equiv \frac{T}{R}\frac{dR}{dT} \tag{4.9}$$

で定義されるパラメータである。この α は得られた R-T 特性から隣あった 3 点を 2 次曲線でつなぎ合わせて、その中間の接線の傾きを式 4.9に適用することによって求めている。

以上の R-T 特性から得られた各々のカロリメータのパラメータを表 4.6にまとめる。

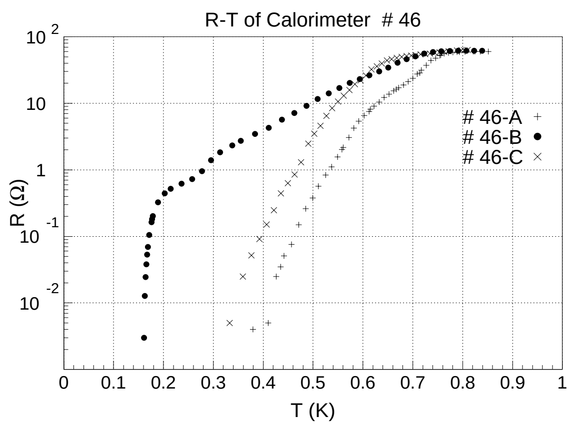


図 4.7: カロリメータ #46 の R-T 特性

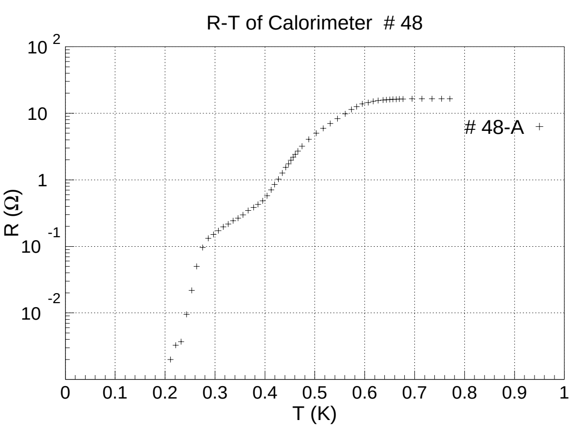


図 4.8: カロリメータ #48 の R-T 特性

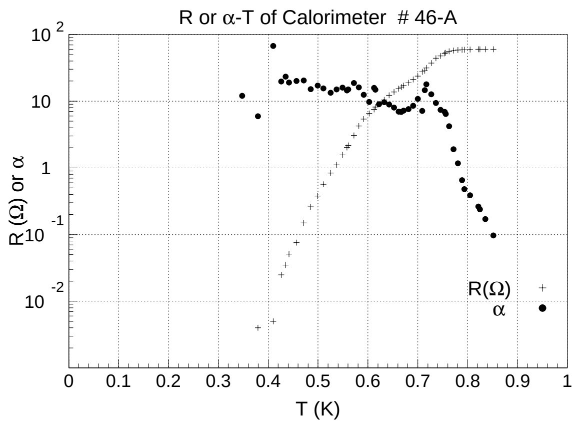


図 4.9: カロリメータ #46-A の R-T 特性と α

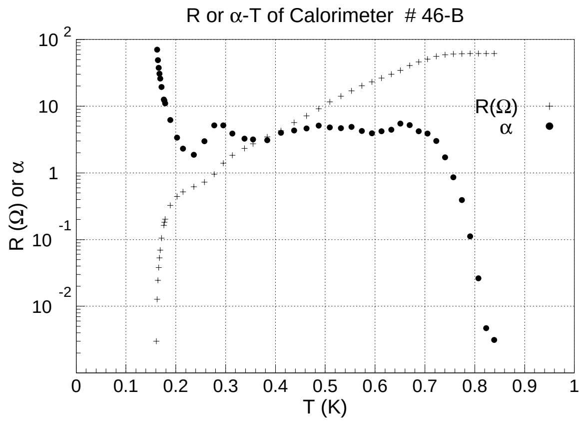


図 4.10: カロリメータ #46-B の R-T 特性と α

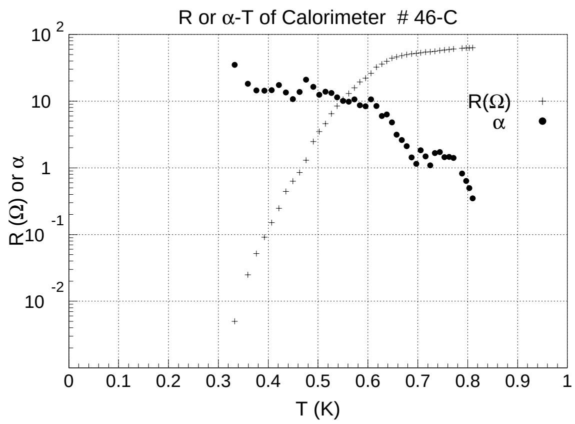


図 4.11: カロリメータ #46-C の R-T 特性と α

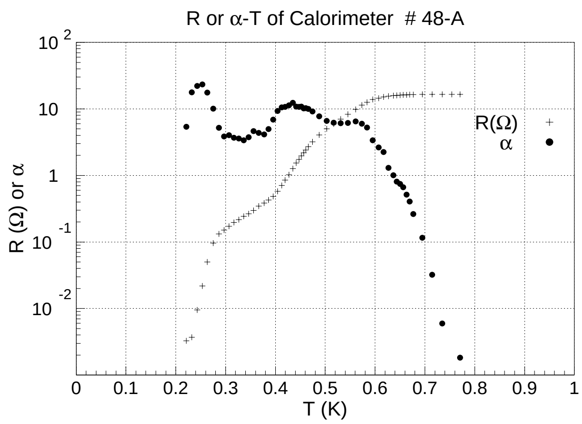


図 4.12: カロリメータ #48-A の R-T 特性と α

	#46-A	#46-B	#46-C	#48-A
Ti 膜厚 [nm]	100	100	100	100
Au 膜厚 [nm]	80	80	80	40
残留抵抗 $R_n[\Omega]$	60.2	61.6	63.2	16.5
転移温度 T_C[mK]	715	635	615	420
転移幅 ΔT_C[mK]	160	275	195	170
α	7.2	3.7	5.0	4.0

残留抵抗 R_n	カロリメータが転移し始める前の抵抗値
転移温度 T_C	R_n の 50% での温度
転移幅 ΔT_C	R_n の 10% から 90% の温度範囲

表 4.6: カロリメータの R-T 特性のまとめ

今回の測定結果からは、どの素子にもオフセット抵抗は見られなかった。しかし #46 のカロリメータ A,B,C は全て同じ時期、同じ製作条件で製作されたものであるにも関わらず図 4.7から分かるように素子の特性にばらつきが見られる。例えば、 #46-A と #48-C は R-T 曲線の様子がほぼ同じで転移温度が異なっているだけであるが、 #46-B に関しては R-T 曲線の形が全く異なり、かつ転移が二段になっている。

ただ、今回は紹介していないが製作条件をそろえた素子の R-T 特性を同様のセットアップで調べた時に、それらの素子間の R-T 曲線はほぼ同じものが得られたこともある。そのため今回の素子ごとの特性のばらつきの原因が測定方法にあるとは考えられない。よって今回の結果 (素子の特性のばらつき) は使用した TES そのものに起因していると考えられる。

その主な原因としては次の 3 つが考えられる。

1. 蒸着時のむら (局所的な膜厚の違い、不純物の混合など)

2. 薄膜に加わった応力の影響

3. カロリメータに加工する際のプロセスの影響 (アッシングなど)

以上の原因のうち、応力の問題に関しては肉眼でも素子が反っている (凸型に) ことが確認できたことからも、少なからず素子に影響を与えていると考えられる。ただ、このことから #46-B に見られるような 2 段の転移が生じるとは考えられずこの 2 段の転移をもつ原因に関しては現時点では TES 蒸着時のむらにあると考えらるれ、むしろ応力の影響は #46-A と #46-C に見られるような同様の R-T 特性を持つが転移温度が異なるという結果に現われるのであろう。

またカロリメータのプロセス時にアッシングによって TES の表面が削られる可能性は確かに考えられるが、これは全ての素子に均等に作用することから素子間の特性の違いには大きな影響を及ぼすことはないと思われる。このプロセス時の影響に関しては今後カロリメータに加工はしないがアッシングを施した TES を測定することにより明確になるであろう。

4.2.3 I-R 特性

I-R 特性はカロリメータにバイアス電流をかけていき自己発熱によって温度を上昇させ、そのときの素子の抵抗値を測定することにより得ることができる。交流電流値を $0.1\ \mu\mathrm{A} \sim 10\ \mu\mathrm{A}$ の範囲で変化させてその抵抗値の変化を測定する。

この測定結果からカロリメータの熱伝導度 G を求めることができる。定常状態において、 TES のジュール発熱 $P = I^2 R$ は熱浴に逃げていくエネルギーと釣り合うことから熱浴の温度を T_s、 TES の温度を T とすれば式 (2.23) より

$$I^2 R = \frac{G_0}{n}(T^n - T_s^n) \tag{4.10}$$

となる。この式において I-R 特性から I と R の値を決め、 R-T 特性の結果を用いて R から T を決めることができる。これにより G_0 を求めることができることになる。

特に、 $\Delta T \equiv T - T_s \ll Ts$ のときは G の定義式 $G \equiv dP/dT$ において、 $(\Delta T)^2$ の項を無視することにより

$$I^2 R = G(T_s)\Delta T + O\left((\Delta T)^2\right) \simeq G(T_s)\Delta T \tag{4.11}$$

となり、 n の不確定性なしに直接 $G(T)$ を求めることができる。

以上の方法によって求めたカロリメータ #46-A,B,C の熱伝導度 G と温度 T の関係を図 4.13から図 4.15に示す。ここでサンプルの温度は精度 0.5 mK で固定している。図中の直線は計算した G のうち誤差の小さいものを $G = G_0 \times T^3$ に従ってフィッティングしたものである。

また図中の破線は式 4.2における Si の音速が横波である場合の熱伝導度 (理論的な見積もり) を示したものである。理論値と実測値との熱伝導度を比較すると、誤差の大きい #46-A を除いて、その違いは factor $2 \sim 3$ 程度となっている。このことからも熱伝導度の見積りは比較的に正確であったと言える。

図 4.16は #46-A を除いた #46-B,C の熱伝導度と温度の関係をまとめたものである。このフィッティングの結果、 1 K での熱伝導度 G_0 は $2.45(\pm 0.2) \times 10^{-8}$[W/K] と得られた。よってこれからは特に断らない限り

$$G(T) = G_0 \times T^3 \simeq 2.45 \times 10^{-8} \times T^3 \qquad [\mathrm{W/K}] \tag{4.12}$$

であるとして話をすすめる。

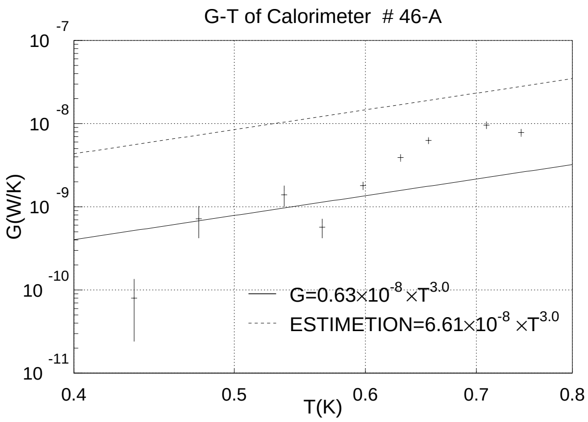


図 4.13: カロリメータ #46-A の G-T 特性

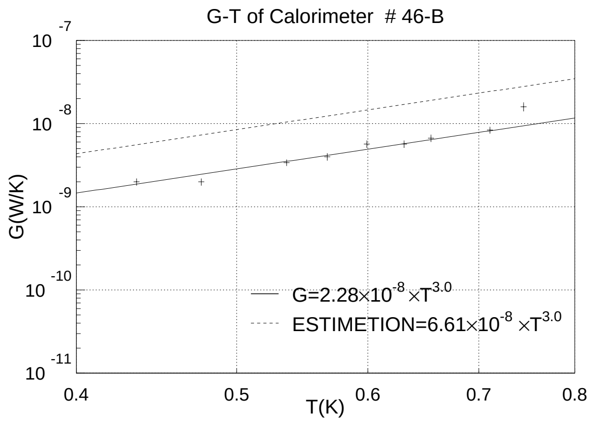


図 4.14: カロリメータ #46-B の G-T 特性

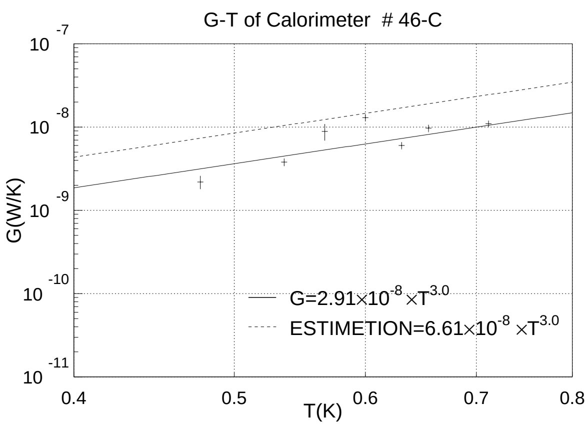


図 4.15: カロリメータ #46-C の G-T 特性

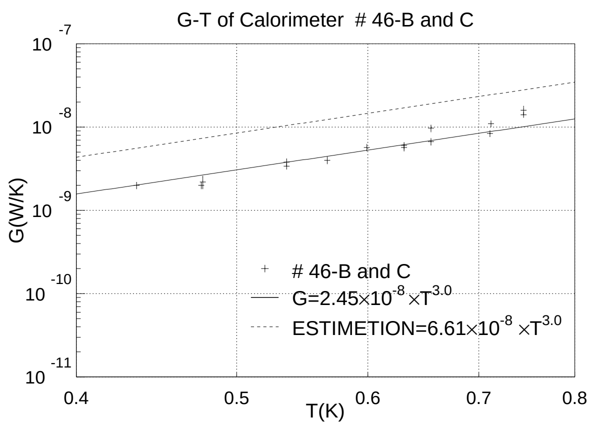


図 4.16: カロリメータ #46-B,C の G-T 特性

4.3 カロリメータの性能の見積もり

これまでの測定より得られたカロリメータの熱特性から最適な動作点を決定し、その動作点で X 線を照射させた時の素子のエネルギー分解能を見積もる。

4.3.1 動作点の決定

カロリメータの最適な動作点におけるパラメータ (温度 R、抵抗値 T) を見積もる。

ここでは熱浴の温度を固定して、カロリメータの動作点を決めていない場合を考える。このときカロリメータのエネルギー分解能は、式 (2.109) より

$$\Delta E_{int} = 2.35\xi\sqrt{k_b T_s^2 C(T_s)} \tag{4.13}$$

で表される。ただし k_b はボルツマン定数、 T_s は熱浴の温度である。また ξ は式 (2.108) で示されたパラメータである。

熱容量 C は表 4.4における Si, Ti, Au の値を用いることになる (腕の部分による寄与は無視することができる) が、 Ti に関しては常伝導状態から超伝導状態の中間状態にあり転移温度 T_c が明確に定義できないことから、比熱異常であるときを考える。 2.1.2 章で述べたように、このとき超伝導状態の熱容量 C_{Se} は常伝導状態での熱容量を C_{Ne} として

$$C_{Se} = 2.43\ C_{Ne} \tag{4.14}$$

と表すことができる。ただしここで注意しなくてはならないことは比熱異常は電子比熱に対してのみ存在するものであり、格子比熱は中間状態でも変化はない。

また Ti が中間状態にあるとき、 Ti が持つ抵抗値には常伝導状態のみが寄与すると考えると超伝導状態と常伝導状態の割合は残留抵抗 R_n(転移し始める前の抵抗) で規格化することができ、抵抗が R であるときの Ti の (電子比熱が寄与する) 熱容量 C_{Tie} は

$$C_{Tie} = \frac{R}{R_n}C_{Ne} + \left(1 - \frac{R}{R_n}\right)C_{Se} \tag{4.15}$$

と表すことができる[1]。

例として、このように見積もったカロリメータ #46-B における各部の熱容量のうち 0.6 K, 0.4 K, 0.2 K における値を表 4.7に示す。この表から分かる通り温度が下がれば下がるほど Ti の熱容量が支配的となる。

元素	$C_{0.6\mathrm{K}}$[J/K]	$C_{0.4\mathrm{K}}$[J/K]	$C_{0.2\mathrm{K}}$[J/K]
Si	2.61×10^{-12}	7.74×10^{-13}	9.68×10^{-14}
Ti	1.52×10^{-12}	1.26×10^{-12}	6.51×10^{-13}
Au	1.74×10^{-13}	1.04×10^{-13}	4.86×10^{-14}
Si (腕)	1.87×10^{-13}	5.56×10^{-14}	6.94×10^{-15}
超電導 Al (腕)	1.03×10^{-14}	3.05×10^{-15}	3.81×10^{-16}
合計	4.3×10^{-12}	2.1×10^{-12}	8.0×10^{-13}

表 4.7: カロリメータ #46-B における 0.6 K, 0.4 K, 0.2 K での各部の熱容量

このようにして得られたカロリメータ全体の熱容量 C を式 (4.13) に代入し、図 4.9から図 4.12で得られた α, T を用いてエネルギー分解能に対する動作点の温度の依存性をプロットしたものが図 4.17であり、動作点の抵抗の依存性をプロットしたものが図 4.19 である。ただし、これはカロリメータの intrinsic なノイズであり、読みだしノイズ、温度揺らぎなどについては考慮していない (つまりは、この値がエネルギー分解能の下限値となる)。ただし熱浴の温度 T_s は 0.15 K としている。

ここでカロリメータが温度 T_s の熱浴に固定して動作させる場合にカロリメータに流す電流について考える。動作点におけるカロリメータの温度を T、抵抗を R、かかる電圧 (バイアス電圧) を V_b、熱伝導度を G とすると平衡状態における TES のジュール発熱量と熱浴へ流れる熱量とが釣り合うことから

$$\frac{V_b}{R(T)^2} = \frac{G_0}{n}(T^n - T_s^n) \tag{4.16}$$

が成り立つ。これを変形すると

$$V_b = \sqrt{\frac{G_0 R}{n}(T^n - T_s^n)} \tag{4.17}$$

[1]厳密には R_n, R の値には Au の抵抗値の寄与があることを考慮する必要がある。

となり、動作温度 T を固定した場合の温度とバイアス電圧との関係が得られる。

またのときのカロリメータの有効時定数 $\tau_{\rm eff}$ は式 (2.57) より

$$\tau_{\rm eff} = \frac{\tau_0}{1+\mathcal{L}_0} \tag{4.18}$$

と表すことができる。 $\mathcal{L}_0$ は式 (2.52) で定義したループゲインである。

ここでカロリメータにエネルギー E を持つ X 線光子が入射した場合を考える。 X 線光子による素子の温度上昇が TES の応答速度にくらべて十分に速い場合は、電流変化 $I(t)_{|t=0}$ は バイアス電圧 V_0、有効時定数 $\tau_{\rm eff}$ を用いて 式 (2.66) より

$$I(0) = \frac{E}{\tau_{\rm eff} V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{1+\mathcal{L}_0} \tag{4.19}$$

と示すことができる。

以上のことを用いて カロリメータの動作点の温度と抵抗に対するバイアス電圧 $V-b$、カロリメータの動作点の温度に対する有効時定数 $\tau_{\rm eff}$ と電流変化 $I(0)$ をプロットしたものが図 4.20 〜 図 4.22 である。ただし、ここでの電流変化は 5.9 keV の X 線が入射した場合のものを見積もっている。

またこのときの X 線信号を SQUID で読み出すことを考えると SQUID によるエネルギー分解能への寄与は、式 (2.123) より

$$\Delta E_{SQUID} = 2.35 \frac{1+\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0} V_b i_{in} \sqrt{\tau_{\rm eff}} \tag{4.20}$$

である。ここで i_{in} は SQUID のノイズ電流密度密度である。これまでの SQUID の特性結果から $i_{in} \sim 10[{\rm pA}/\sqrt{\rm Hz}]$ として動作温度に対するエネルギー分解能をプロットしたものが図 4.18である。

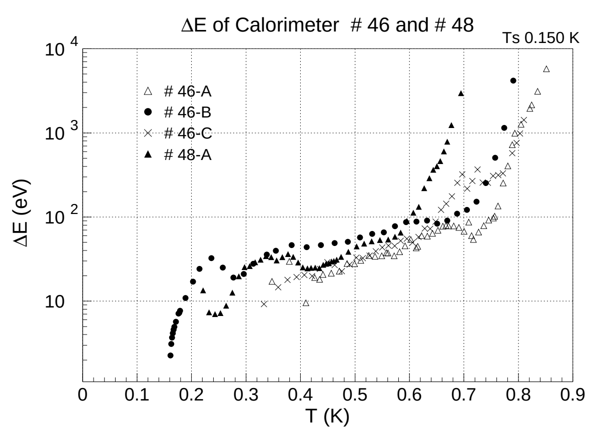


図 4.17: 動作点温度に対するカロリメータのエネルギー分解能

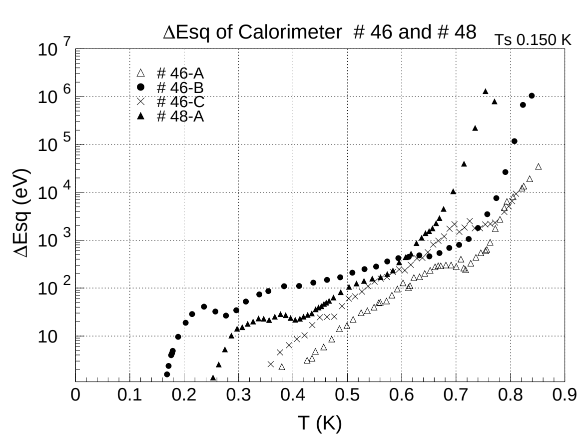


図 4.18: 動作温度に対する SQUID のエネルギー分解能

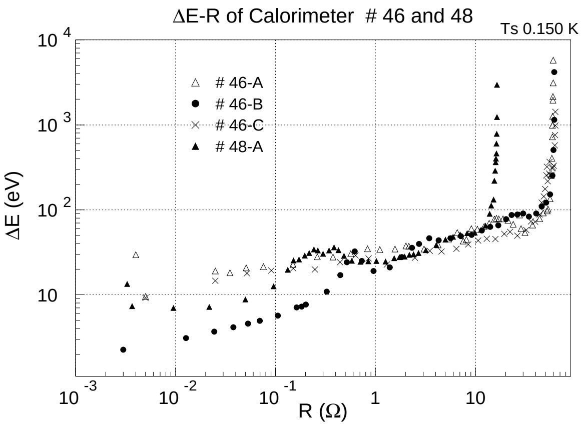


図 4.19: 動作点抵抗に対するエネルギー分解能

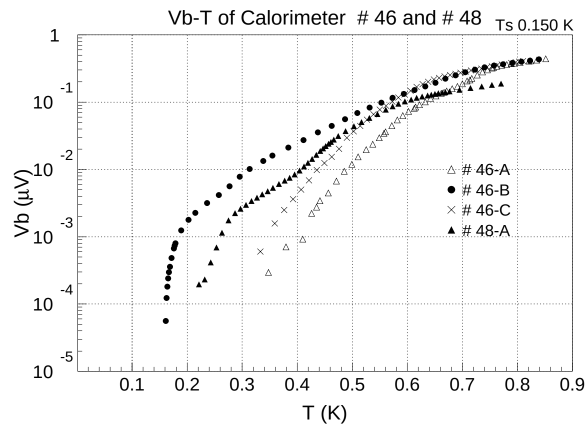


図 4.20: 動作点温度に対するバイアス電圧

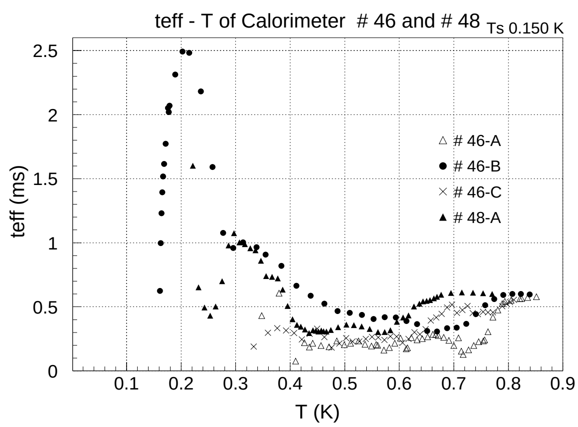


図 4.21: 動作点温度に対する有効時定数

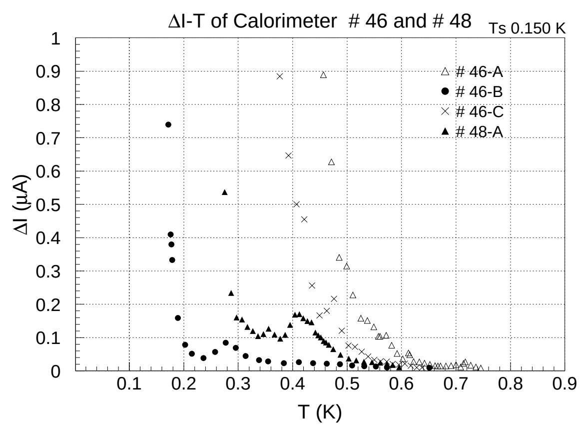


図 4.22: 動作点温度に対する電流変化

以上から得られた結果を元に、各々の素子における動作温度での特性をまとめたものが表 4.8である。ここでは比較のために抵抗値が 100 mΩ 付近のもので最もエネルギー分解能が期待できる点を動作点の候補として選出した。この結果からエネルギー分解能への寄与は素子によるものに比べて読みだし系である SQUID による寄与が非常に大きいことが分かる。

	#46-A	#46-B	#46-C	#48-A
熱浴温度 T [K]	0.15	0.15	0.15	0.15
動作温度 T [K]	0.471	0.172	0.407	0.275
抵抗 $R[\Omega]$	0.150	0.105	0.151	0.096
感度 α	20.5	19.4	14.6	10.1
熱容量 C [J/K]	2.9×10^{-12}	6.6×10^{-13}	2.2×10^{-12}	1.2×10^{-12}
熱伝導度 G [W/K]	2.6×10^{-9}	1.2×10^{-10}	1.7×10^{-9}	5.1×10^{-10}
有効時定数 τ_{eff}[ms]	0.19	1.8	0.30	0.70
素子のエネルギー分解能 ΔE_{int}	22.7	5.7	20.5	12.6
SQUID のエネルギー分解能 $\Delta E_{\mathrm{squid}}$	8.55	2.26	8.53	5.17
電流変化 $I(0)[\mu\mathrm{A}]$	0.74	0.44	0.048	0.54

表 4.8: カロリメータの動作点の候補

この表の各々のカロリメータを比較すると 素子 #46-B と #48-A は比較的に低温で使用でき、そのエネルギー分解能も他の素子よりも高く見積もられる。そのため今後は、この 2 つの素子で X 線を検出することを考えることにする。そこで #46-B と #48-A における、いくつかの動作点候補を表 4.9にまとめる。以後はこの表に示す動作点候補で X 線を検出した場合のカロリメータの特性を調べていくことにする。

	#46-B			#48-A
熱浴の温度 T [K]	0.15	0.15	0.15	0.15
動作温度 T [K]	0.172	0.176	0.215	0.275
抵抗 $R[\Omega]$	0.105	0.163	0.518	0.096
感度 α	19.4	12.6	2.31	10.1
熱容量 C [J/K]	6.60×10^{-13}	6.80×10^{-13}	8.67×10^{-13}	1.18×10^{-12}
熱伝導度 G [W/K]	1.24×10^{-10}	1.33×10^{-10}	2.42×10^{-10}	5.09×10^{-10}
有効時定数 $\tau_{\rm eff}$[ms]	1.77	1.97	2.53	0.701
素子のエネルギー分解能 $\Delta E_{\rm int}$	5.70	6.87	25.4	12.6
SQUID のエネルギー分解能 $\Delta E_{\rm squid}$	2.26	3.56	28.5	4.87
電流変化 $I(0)[\mu$A]	0.74	0.78	0.048	0.54

表 4.9: カロリメータ #46-B と #48-A の動作点の候補

4.3.2 カロリメータの特性

表 4.9の動作点で使用することを考えたときに式 (4.17) における素子に流す電流についての関係を調べたものが図 4.25である。カロリメータをこれらの動作点で使用する際には、この図から得られるバイアス電流以上を最大電流として配線に流せることを考慮する必要がある。

また、表 4.9の動作点で使用した場合に、熱浴の温度に対するカロリメータの性能を見積もったものが図 4.24から図 4.28である。

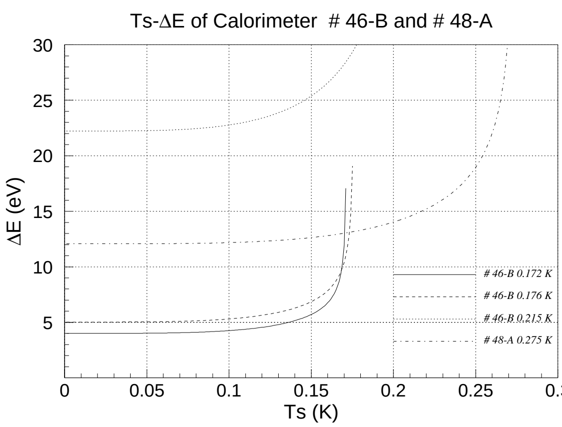


図 4.23: 熱浴の温度とカロリメータのエネルギー分解能の関係

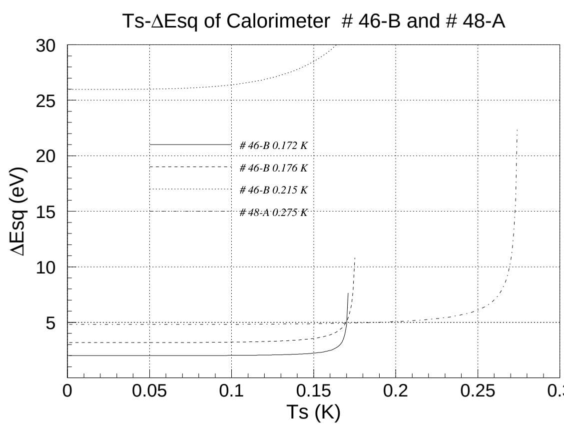


図 4.24: 熱浴の温度と SQUID のエネルギー分解能の関係

図 4.23 と図 4.24 からエネルギー分解能は熱浴の温度を下げれば下げるほど良くなるものの、熱浴の温度が $\sim$0.1 K まで下がれば、それ以下では、ほとんどエネルギー分解能の向上は見られないことが分かる。つまり希釈冷凍機の冷却能力 (最低到達温度: $\sim$ 0.05 mK) によって素子の性能を十分に発揮することができる。

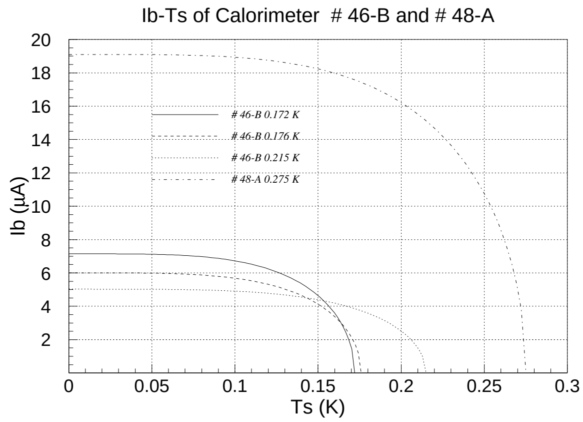


図 4.25: 熱浴の温度とバイアス電流の関係

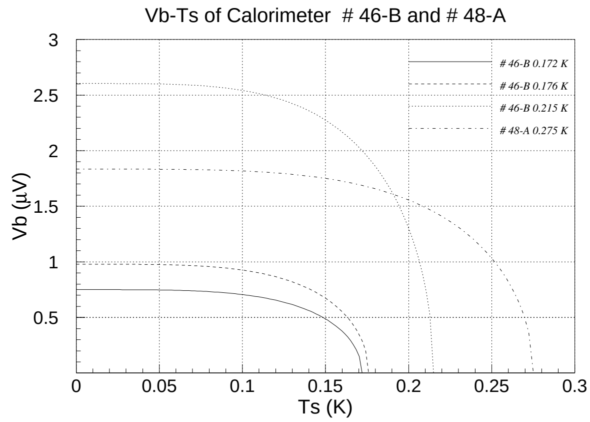


図 4.26: 熱浴の温度とバイアス電圧の関係

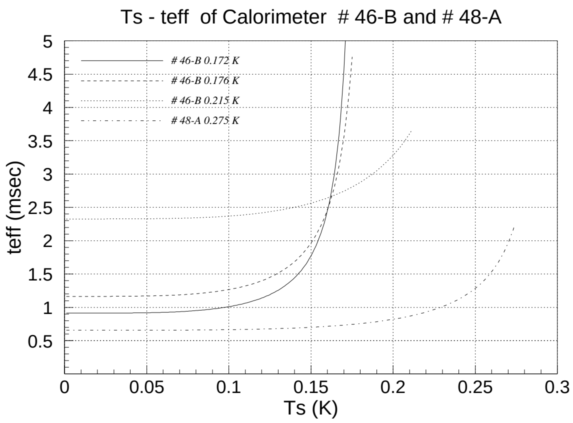


図 4.27: 熱浴の温度と有効時定数の関係

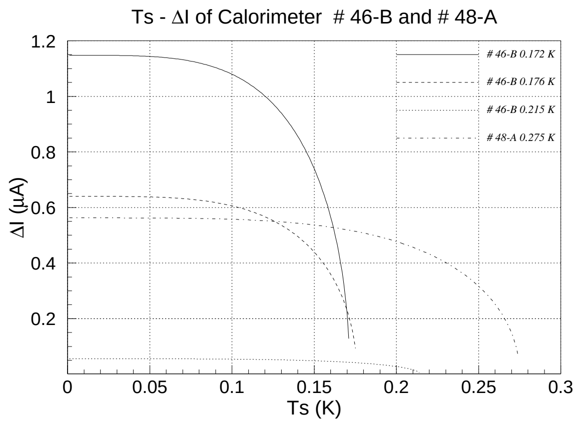


図 4.28: 熱浴の温度と電流変化の関係

ここでカロリメータの電流変化を SQUID で読み出すことを考える。

図 4.27から X 線信号の予想される時定数は十分に長く (> 0.4 ms)、 SQUID(帯域: ∼5.0 kHz) でも十分に読み出し可能である。

しかし仮にパルスの立上りが SQUID の Slew Rate を上回るようならば立上りを鈍らせる、もしくは動作点を変更する必要があると考えられる。

今回、製作したカロリメータ素子は、本論文の初めに述べた目標値 1 eV には及ばないものの動作点次第では ∼ 4 eV を達成することが見込まれる。これは半導体カロリメータの性能 ∼ 10 eV を上回っており、ほぼ目標に近い素子の作成に成功したと言えるであろう。ただし、このエネルギー分解能には温度の揺らぎ、熱化のプロセスの不確定性は考慮していないために、この値は現段階で考えられるエネルギー分解能の最小値である。

次章では実際に、この素子を用いて X 線信号の検出を行う。ただし、この際には 2.7 章で述べた通り TES を定電圧バイアスで使用することは難しいためシャント抵抗を用いて疑似的な定電圧バイアスを実現する。このときシャント抵抗による疑似的な定電圧バイアスを考慮した補正はループゲイン $\mathcal{L}_0$ を (2.129) 式のように、またフィードバック量 b を式 (2.130) のように置き換える必要がある。

図 4.29から図 4.32は表 4.9の動作点候補でカロリメータを用いることを考えたときのシャント抵抗 R_s に対する動作特性の見積もりである。

これらの曲線は式 (2.132) から式 (2.135) を用いて求めた理論的な曲線である。ただし、熱浴の温度 T_s は 0.15 K、入射 X 線のエネルギーは 5.9 keV の場合を見積もっている。この見積もりからカロリメータの性能を最大限に発揮するためには、シャント抵抗を極力小さくすることが必要であること

が分かる。

また 表 4.10は、シャント抵抗 R_s を 0.5 Ω とした場合のそれぞれの動作特性をまとめたものである (熱浴の温度は 0.15 K)。

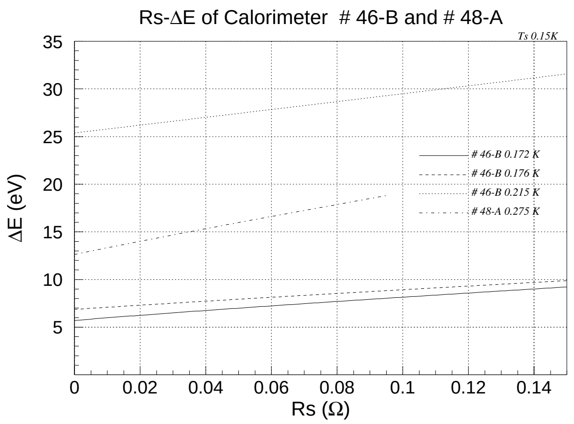


図 4.29: シャント抵抗とカロリメータのエネルギー分解能の関係

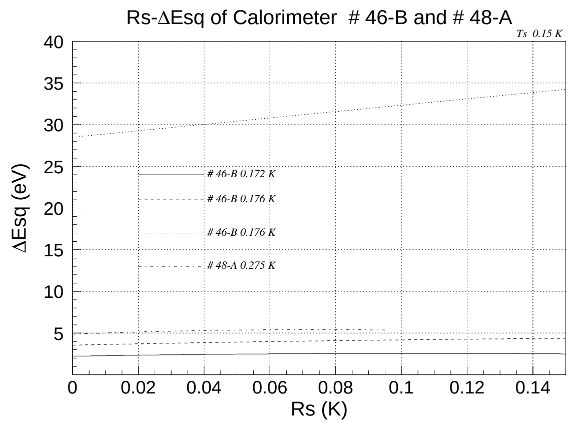


図 4.30: シャント抵抗と SQUID のエネルギー分解能の関係

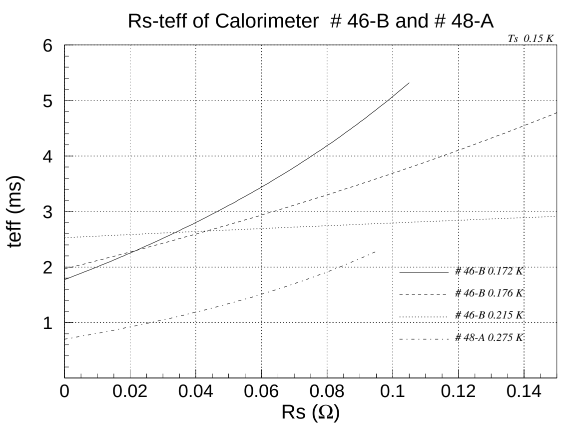


図 4.31: シャント抵抗と有効時定数の関係

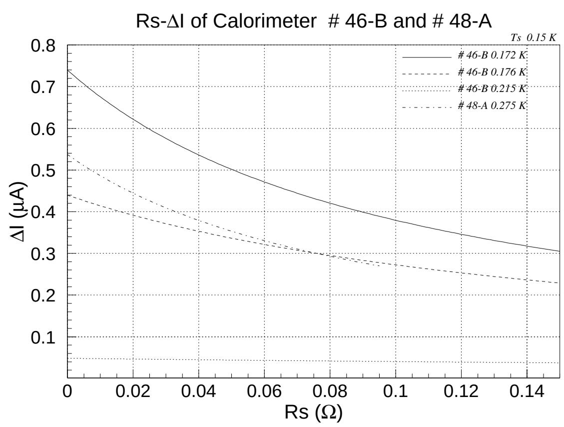


図 4.32: シャント抵抗と電流変化の関係

	#46-B			#48-A
熱浴の温度 T [K]	0.15	0.15	0.15	0.15
動作温度 T [K]	0.172	0.176	0.215	0.275
抵抗 $R[\Omega]$	0.105	0.163	0.518	0.096
シャント抵抗 $R_s[\Omega]$	0.05	0.05	0.05	0.05
有効時定数 $\tau_{\mathrm{eff}}[\mathrm{ms}]$	3.11	2.76	2.67	1.34
素子のエネルギー分解能 ΔE_{int}	6.994	7.93	27.4	16.0
SQUID のエネルギー分解能 $\Delta E_{\mathrm{squid}}$	2.48	3.92	30.4	5.36
電流変化 $I(0)[\mu\mathrm{A}]$	0.502	0.336	0.044	0.353

表 4.10: シャント抵抗が 0.05Ω のときの動作点候補の特性

第 5 章

X 線イベントの検出

前章で述べたカロリメータ #46-B, #48-A を動作させ、 X 線を照射する実験を行った。その結果、X 線を検出し、そのスペクトルの取得に成功した。本章では、これらの実験結果について述べるとともに理論的な見積もりとの比較・考察を行う。

5.1 実験 1: カロリメータ # 46-B を用いた X 線スペクトルの取得

5.1.1 セットアップ

今回の X 線照射実験における測定系の回路図は図 5.1の通りである。カロリメータは熱特性の測定と同様にサンプルホルダを用いて E/P に固定した。また図 5.1に示す通り、カロリメータとシャント抵抗を並列に配線することにより疑似的な定電圧バイアスを実現している。並列回路のバイアス源には 9 V 角型アルカリ電池を用いた電池ボックスを使用している。この電池ボックスは可変抵抗を用いることによってバイアス電流を調節することができ、この回路では最大で約 90 μA 流すことができることになる。そのバイアス端子間には並列回路に流れる電流 (バイアス電流) を適度に抑えるためにバイアス抵抗として 100 kΩ の金属皮膜抵抗を配線している。このバイアス抵抗は、バイアス電流を流した際の発熱による熱浴の温度上昇を考慮して 1 K Pot に置かれている。さらに万全を期すために、バイアス抵抗とカロリメータとは熱伝導度の悪いホルマル皮膜のみ (銅皮膜なし) の NbTi 線 (ϕ 0.1) を介して接続し、この NbTi 線を 1 K Pot にしっかりとサーマルアンカを取っている。

一方、 SQUID 素子をシールドしたニオブ (Nb) とクライオパームからなる 2 重シールドは 1.5 K Pot に置かれている。その Input 端子間とカロリメータを接続する配線も上記と同様の理由でホルマル皮膜のみの NbTi 線を使用している。これらのセットアップによって熱浴の温度 (E/P の温度) の最低到達温度として 50 mK を達成することができた。

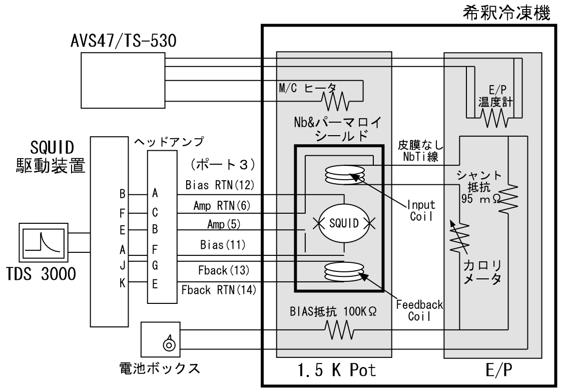


図 5.1: X 線照射実験の回路図

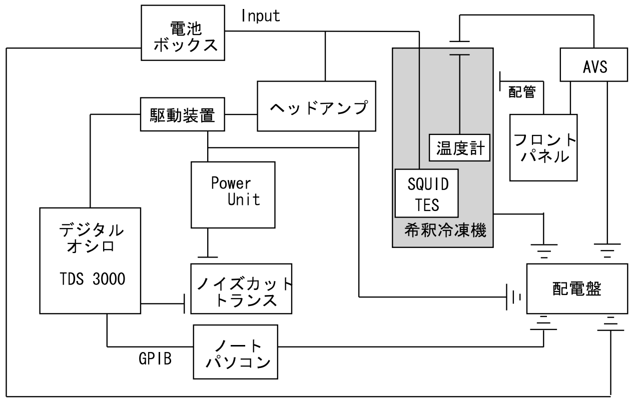


図 5.2: 測定系のグランドまわり

カロリメータに X 線を照射する線源には低温用の特殊パッケージに入った ^{55}Fe (Mn-Kα: 5.9 keV) を使用した。線源の位置はカロリメータからおよそ 1 cm ほど離して固定している。この線源の強度は ~4 MBq ほどであり、カロリメータの Si ピクセル (1 mm × 1 mm 角) で吸収される X 線のカウントレートは ~ 数 c/s であると期待できる。今回の測定においてはコリメータは一切使用していないため、 X 線はカロリメータを支える 2 本の腕 (ビーム) にも照射されることになる。図 5.3は、希釈冷凍機に SQUID とカロリメータ #46-B を組み込んだときの写真である。この図に示す通り 線源は移動シャッターの開閉により素子への照射の有無を選択することができる。

これらの測定系のグランドまわりは図 5.2の通りである。グランドは配電盤としている。また、デジタルオシロと SQUID 駆動装置の POWER UNIT はノイズカットトランスを用いることによりグランドからは浮かしている。

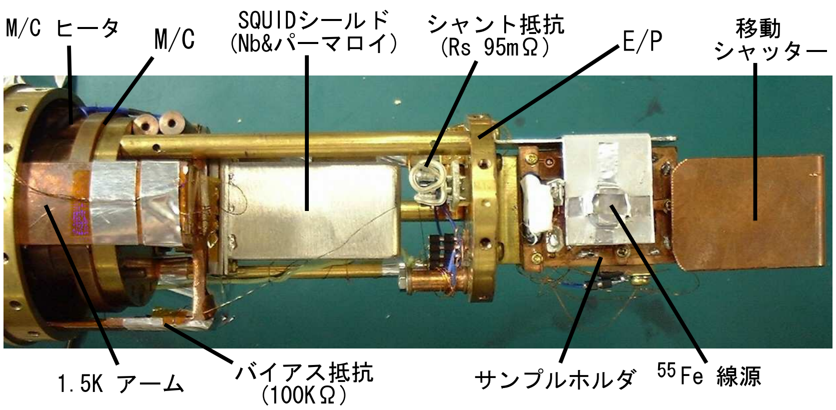


図 5.3: 希釈冷凍機の組み込みの写真

4.2 章におけるカロリメータの熱特性の測定では熱浴の温度の測定・調節は LTC-21 を使用していたが、 LTC-21 を接続することにより SQUID の出力ノイズが増加してしまった。そのため、熱浴の温度の測定は E/P に備え付けてある RuO_2 温度計を、その温度コントロールには M/C に備え付けてあるヒータを固定値に設定することにより行った。この温度の測定・制御は AVS47/TS-530 を使用した。サンプルホルダの RuO_2(LTC) と E/P の RuO_2(AVS) の温度の補正は換算式はデータを 2 次関数でフィットして

$$\begin{aligned}\mathrm{LTC} &= 0.31226(\pm0.036866)\times\mathrm{AVS}^2 + 0.93905(\pm0.015266)\times\mathrm{AVS}\\ &\quad -0.036430(\pm0.0013982)\end{aligned} \tag{5.1}$$

と得られた。この換算式は 0.08 K から 0.5 K の範囲で 0.5 mK 程度の精度がある。この結果より AVS 温度の方が LTC 温度よりも、およそ 40 mK ほど高くなることが分かった。これ以降特に断らない限り AVS から得られた温度は、この換算式を用いて LTC に変換した値を示すことにする。

今回の測定におけるシャント抵抗には ϕ 0.5 mm, 長さ 4.95 cm のマンガニン線を使用した。その抵抗は常温で 120 mΩ であった。シャント用マンガニン線とは別に、冷却時におけるマンガニン線の抵抗率の変化をしらべるために ϕ 0.5 mm, 長さ 4.90 cm のマンガニン線をサンプル用として組み込んだ。このサンプル用マンガニン線の常温における抵抗値は 119 mΩ であった。サンプル用マンガニン線の温度による抵抗率の変化を表 5.1にまとめる。この結果から、シャントとして用いたマンガニン線の抵抗値は 1 K 以下では ~95 mΩ であると考えることにする。

温度 [K]	抵抗 [mΩ]	抵抗率 [mΩ/m]
300	119	6.01
98	108	5.46
4.2	95.6	4.83
1.7	94.3	4.76
0.1	94.2	4.76

表 5.1: サンプル用マンガニン線の温度に対する抵抗率の変化

5.1.2 カロリメータの動特性

カロリメータの動特性を知るために、熱浴の温度を一定に保ったままバイアス電圧とカロリメータに流れる電流の関係を調べる。これによりカロリメータの動作点での温度、抵抗、熱伝導度が分かる。

カロリメータに流れる電流は SQUID を用いて以下の方法で測定することができる。カロリメータに流れる電流を $I_{\rm cal}$、バイアス電流を $I_{\rm b}$ とすれば $I_{\rm cal}$ は

$$I_{\rm cal} = \frac{R_{rms}}{R_{rms} + R_{\rm cal}} I_{\rm b} \tag{5.2}$$

と表すことができる。ここで $R_{\rm s}$ はシャント抵抗値、 $R_{\rm cal}$ はカロリメータの抵抗値である。

$I_{\rm cal}$ の値は SQUID を用いて測定することができる。 SQUID の出力 $V_{\rm out}$ と $I_{\rm cal}$ との関係式は SQUID の電流電圧換算係数 Ξ を用いて

$$I_{\rm cal} = \frac{V_{\rm out}}{\Xi} \tag{5.3}$$

と書くことができる。式 (5.2) と式 (5.3) からカロリメータの抵抗 $R_{\rm cal}$ は

$$R_{\rm cal} = R_{\rm s}\left(\frac{I_{\rm b}}{V_{\rm out}}\Xi - 1\right) \tag{5.4}$$

と求めることができる。ただし、この SQUID からの出力 $V_{\rm out}$ はカロリメータに流れた電流の変化を出力するために、ゼロ点が分からないときはその電流の絶対値を測定することはできない。

図 5.4に回路構成の模式図を示す。バイアス電流は 9 V 電池を用いた電池ボックスを使用し、バイアス電流の最大値は $\sim 90\ \mu$A となる。測定は熱浴 (E/P) の温度が 0.08 K, 0.117 K, 0.14 K, 0.16 K の 4 種類の場合に行った。その結果が図 5.5である。ただし SQUID の電流電圧係数は 750000 [V/A] とした。

この結果、熱浴の温度が 0.08 K のときは バイアス電流を 90 μA 流してもカロリメータの超伝導が壊れることはなかった。また、熱浴の温度が 0.12 K と 0.14 K のときはカロリメータが超伝導状態から常伝導状態になる際の急激な電流変化により、 SQUID の出力が振り切れてしまいバイアス電流の絶対量を測定することができなかった。それに対して熱浴の温度が 0.16 K のときはバイアス電流ゼロの時点でカロリメータが常伝導状態にあったことから、その抵抗値を測定することができた。

熱浴の温度が 0.16 であるときのカロリメータの抵抗値とバイアス電圧の関係を示したものが 図 5.6である。この図中の点線は式 (4.17) を用いて理論的に見積もったものである。測定結果とくらべて、factor $\sim$ 2-3 程度異なる。

このときの熱伝導度は、平衡状態においてジュール発熱が熱浴へ流れる熱量とつり合うことから式 (2.17) を用いることにより求めることができる。そのようにして求めたものが図 5.7である。図中の点線は式 (4.17) から理論的に見積もったものである。ただしカロリメータの動作温度 T は図 4.9の R-T 特性から求め、 1 K での熱伝導度 G_0 は式 (4.12) を用いた。この結果、実測と見積もりでは factor $\sim$ 2-3 程度異なった。

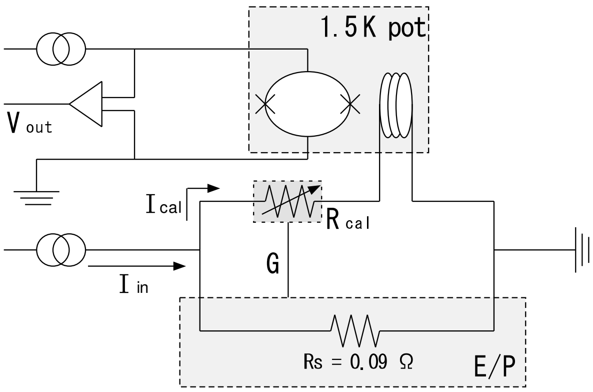


図 5.4: 動特性を測定する回路構成の模式図

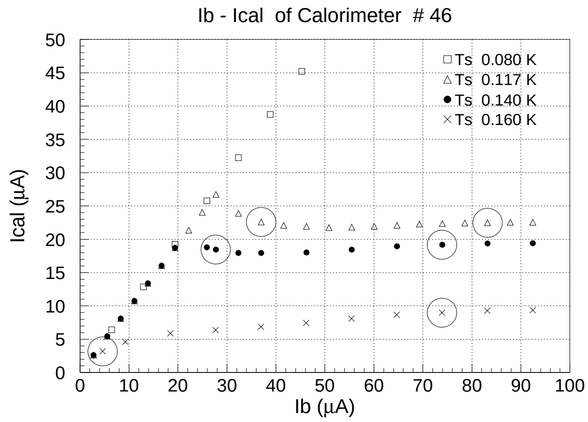


図 5.5: バイアス電流 I_b とカロリメータに流れる電流 I_cal の関係

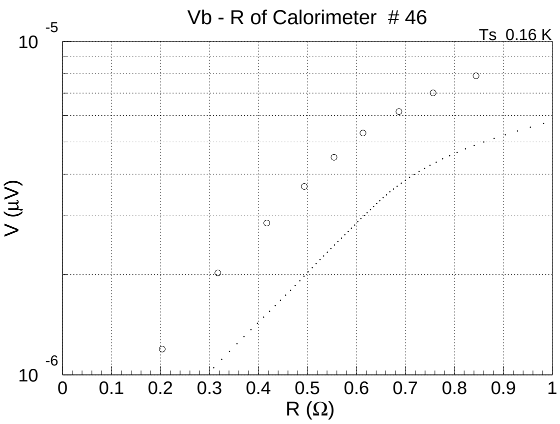


図 5.6: 抵抗とバイアス電圧の関係

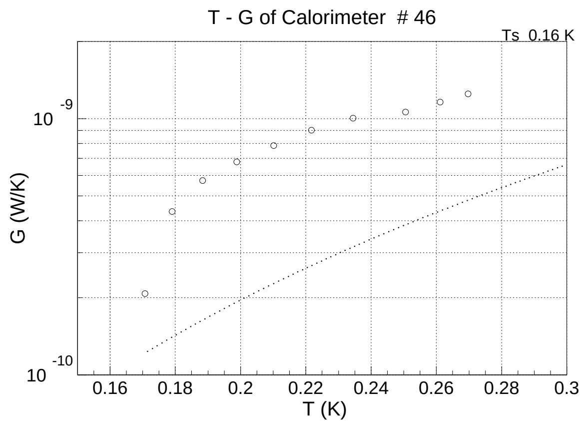


図 5.7: 温度と熱伝導度の関係

また熱浴の温度 T_s であるときの、カロリメータと熱浴の間の平均の熱伝導度を $\bar{G}_{T_\mathrm{s}}$ とすると

$$P_\mathrm{b} = \bar{G}_{T_\mathrm{s}}(T - T_\mathrm{s}) \tag{5.5}$$

という関係がある。この平均の熱伝導度と温度の関係を表したものが図 5.8である。図中の点線は熱浴の温度 T_s を 0.16 K としたときの理論的な見積もりである。

図 5.9は X 線を照射したときに得られたパルスの最大値とバイアス電流の関係である。この図中の丸で囲んだプロットは図 5.5の丸で囲んだプロットの点と同じである。

次節では、図 5.9の丸で囲んだ動作点で X 線を照射させて得られたパルスをもとに、 X 線のスペクトルを取得する。

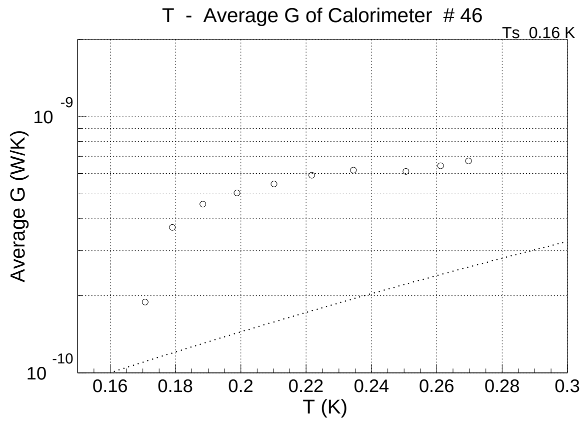


図 5.8: 温度と平均の熱伝導度の関係

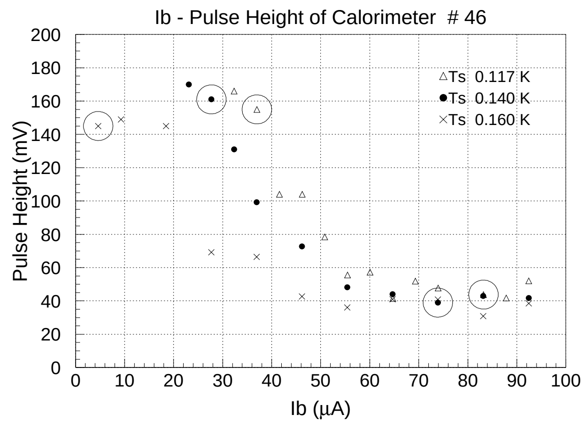


図 5.9: バイアス電流とパルスハイトとの関係

5.1.3 X 線スペクトルの取得

前節で述べた通りカロリメータに X 線を照射させて X 線スペクトルの取得に成功した。測定回路は図 5.1の通りである。

表 5.2にその結果をまとめる。

熱浴の温度 [K]	0.117		0.140		0.160	
バイアス電流 [μA]	36.9	83.2	27.7	73.9	4.62	73.9
測定時間 [sec]	854	710	914	634	856	848
イベント数	5000	4377	5000	4013	5000	5000
パルスハイト [mV]	154	47.2	162	47.4	140	35.8
時定数 [ms]	0.790	0.657	0.922	0.731	1.32	0.716
立上り時間 [V/s]	614	516	562	450	625	318
ベースノイズ [eV]	83.1	194	83.9	209.4	122.1	277.5
エネルギー分解能 [eV]	329.2	342.6	424.7	406.8	464.2	418.1

表 5.2: X 線照射実験 1 の結果

ここで X 線パルス取得から、そのスペクトル取得までの一連の流れを一通り説明することにする。以下は熱浴の温度 0.117 K、バイアス電流 36.9 μA における場合のものである。

図 5.10は、その典型的なパルスである。このパルスの取得はデジタルオシロスコープ TDS3000 を使用した。時間軸 (横軸) のサンプリング数は 500/10ms であり、そのトリガー位置は 55 % としている。出力電圧 (縦軸) はフルスケールで 8 bit/200mV でデジタイズされている。

図 5.11はパルスハイトの時間に対する変化の様子を示したものである。途中のデータが途切れている点は SQUID 出力が振り切れてしまったためにデータを取得できなかった時間帯である。

以下、 X 線パルスの解析を行うにあたって様々なパラメータを定義する。その一覧は表 5.3にまとめる。本論文では、これらのパラメータが X 線パルスの解析に非常に重要であるため、その得られた分布と説明を一通りしておく。

時間軸が 5 ms~7 ms の範囲における X 線パルスの最大値を PULSE HEIGHT (PH)、 5 ms~7 ms の 範囲の X 線パルスの面積を SUM と定義する。このとき図 5.19は PH の分布である。図 5.13は PH と SUM の関係である。この図の○で囲んだ部分には、いくつかのデータが集中しているが、この部分のデータを見ると図 5.14のようなダブルパルスであった。このようなダブルパルスはデータの解析から抜いた。

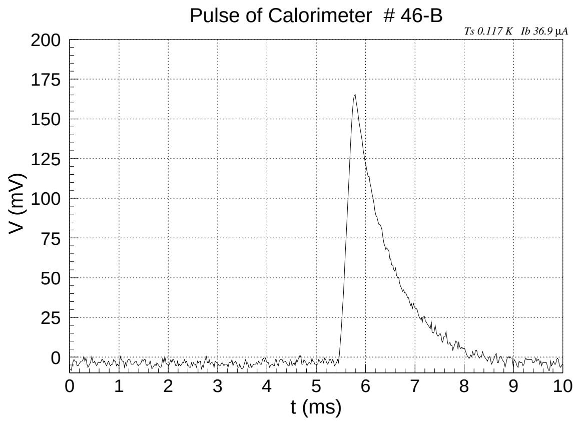


図 5.10: 典型的な X 線パルス

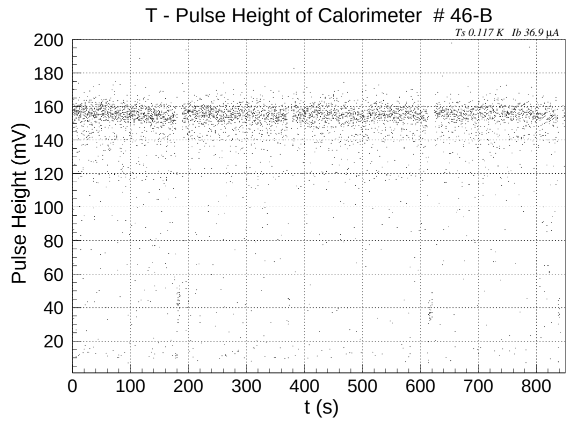


図 5.11: PH の時間変化

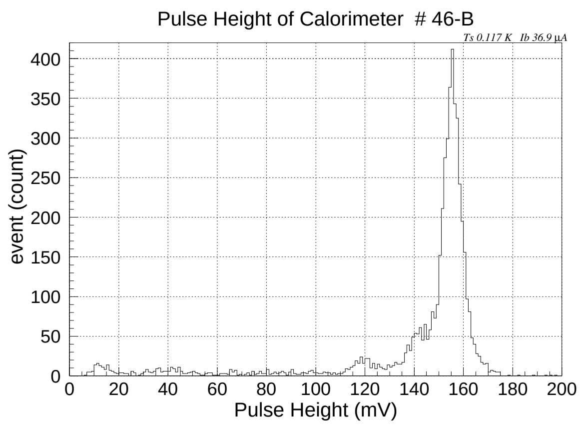


図 5.12: PH の分布

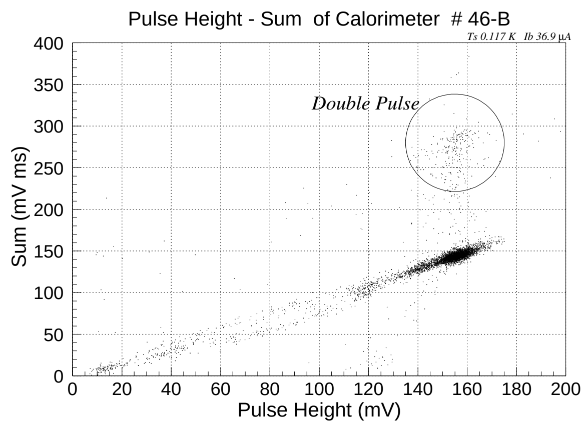


図 5.13: PH と SUM の関係

ここでパルスが立ち上がる前の時間軸 500 サンプルリング数のうち 1∼256 のデータをベースラインだと考え、その平均値を求めたものを OFFSET と定義する。このとき図 5.15は X 線パルスの OFFSET の分布を示したものである。この図の点線は OFFSET の分布を

$$y(x) = N_\sigma \mathrm{exp} \frac{(x - y_\sigma)^2}{2\sigma^2} \tag{5.6}$$

という関数 (ガウス関数) でフィットしたものである。

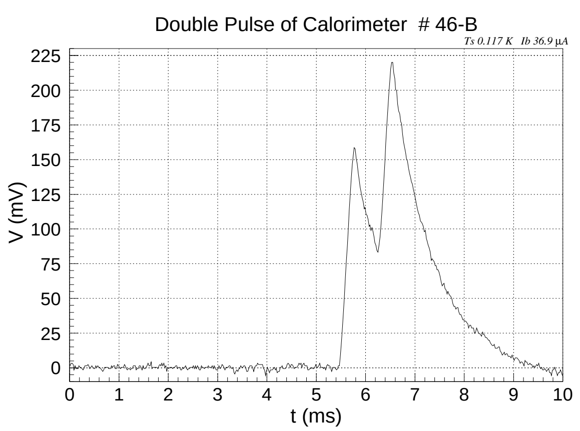


図 5.14: ダブルパルス

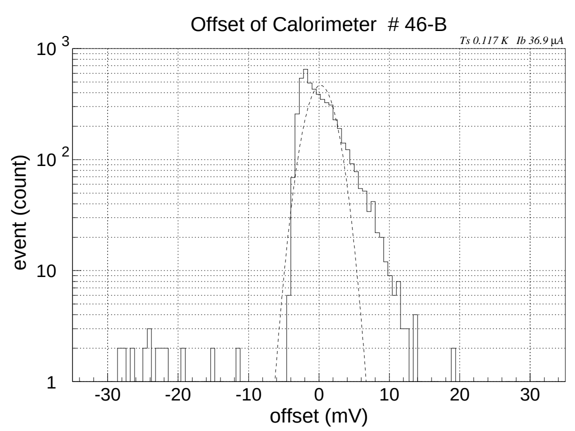


図 5.15: OFFSET の分布

このガウシアン分布から外れた部分は時間軸のトリガー位置より前にパルスが立ち上がったものを多数含む。そのため PH の変化には依存しないと考え $-8 \sim 8$ の範囲にあるデータを選択した。

X 線のパルスが最大となる時間 t から、半分程度になる時間 t' の範囲で

$$V = \exp(A + B \times t) \tag{5.7}$$

という指数関数でフィットして求めたときの減衰パラメータ B を DECAY(単位は msec^{-1}) と定義する。図 5.16は $-1/\mathrm{DECAY}$ (有効時定数) の分布である。 OFFSET の場合と同様に図中の点線は、この分布にガウス関数をフィットさせたものである。このとき単位は msec である。 DECAY も PH の変化には依存しないと考え、この図の $0.7 \sim 0.9$ の範囲のデータを選択した。

パルスが立ち上がる直前のビンから、その最大値までを直線でフィットし、その傾きを求めたものを RISE TIME(RT) と定義する。図 5.17はパルスの RT の分布である。このとき、単位は V/sec である。 RT も PH の変化には依存しないと考え $550 \sim 700$ の範囲のデータを選択した。

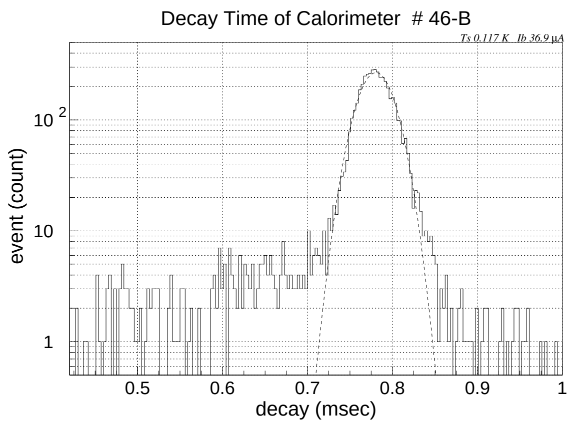


図 5.16: $-1/\mathrm{DECAY}$ の分布

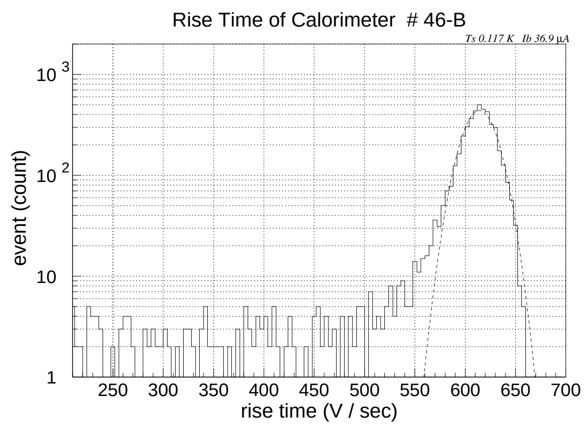


図 5.17: RT の分布

PULSE HEIGHT (PH) [mV]	X 線パルスの最大値
SUM [mV msec]	X 線パルスの面積
OFFSET [mV]	X 線パルスが立ち上がる前のベースラインの平均値
DECAY [msec^{-1}]	X 線パルスの減衰パラメータ
RISE TIME (RT) [V/sec]	X 線パルスの立ち上がり時間

表 5.3: X 線パルスにおいて定義したパラメータ

以上のデータの選択を行った結果 データ数は 5000 から 4319 となり、およそ 13.6 % のデータが取り除かれた。

これらのデータから平均パルスを求め、デジタルフィルタ処理に必要な最適フィルタテンプレートを作成する。この最適フィルタテンプレートに用いる平均パルスは極力きれいなデータから作成することが望ましい。そのためもう一つの選択を行う。図 5.18は X 線パルスのうち $\sigma = 4$ ビンをガウス関数でスムージングしたときの X 線パルスの最大値の分布である。曲線は式 (5.6) のようなガウス関数をフィットさせたものであり、ピークから が $\pm\ 1\sigma$ の範囲 (図 5.18の直線で囲まれた範囲) にあるデータを選択した。

このように選んだパルスから得られた平均パルスが図 5.19である。そのパルスハイトは 154 mV、時定数は 0.78 msec、立ち上がり時間は 154.5 V/sec となった。

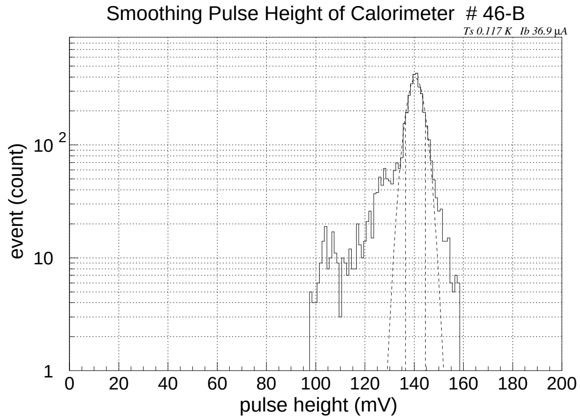


図 5.18: スムージングしたときのパルスハイトの分布

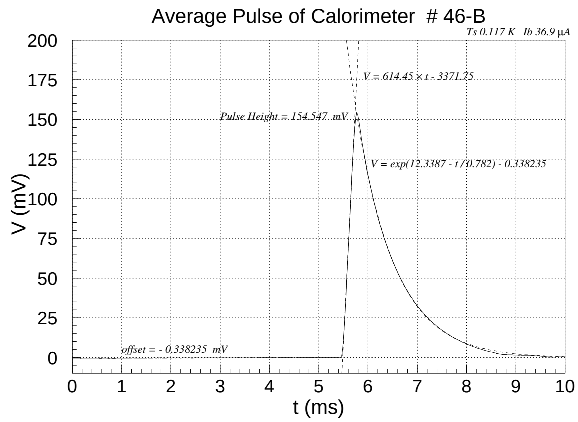


図 5.19: 平均パルス

図 5.20はベースラインと平均パルスを周波数空間で表示したもの (パワースペクトル) である。ベースラインはオフセットと同様にパルスが立ち上がる前 $1 \sim 256$ ビンのデータを使用して求めたものである。

この平均パルスとベースラインのデータを用いて得られた最適フィルタテンプレートが図 5.21である。このテンプレートの作成にあたっては S/N 比の大きい周波数帯を使用するために図 5.20において、平均パルスのパワースペクトルが $10\ \mu\mathrm{V}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ 以上の周波数領域 (~ 4 kHz) を用いた。また X 線の平均パルス (図 5.19) にこのテンプレートを適用させた時に Mn-Kα のエネルギー 5894.2 eV となるように規格化している。

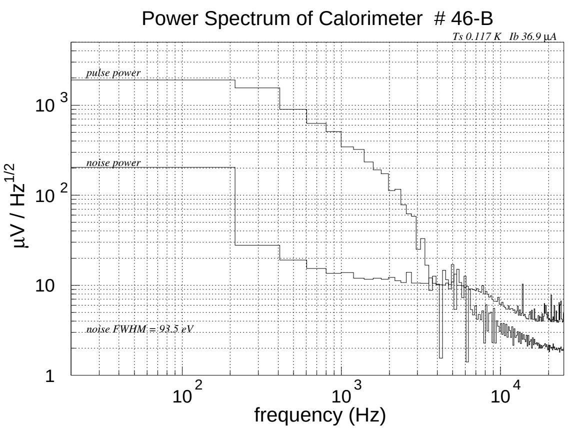


図 5.20: ノイズとパルスのパワースペクトル

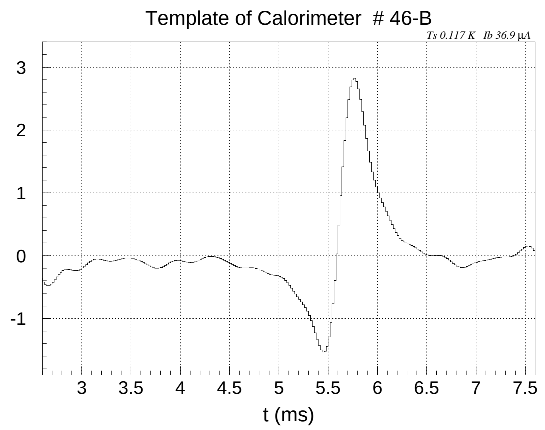


図 5.21: 最適フィルタテンプレート

以上のようにして得られた最適フィルタテンプレートを X 線パルスに適用させる。その結果得られた X 線スペクトルが図 5.22である。この図の点線で示したものはスペクトルのピークに対してガウス関数をフィットさせたものである。本来は Mn-Kβ を考慮して二つのガウス関数でフィットするべきであるが、この図を見ると分かるように分離できていないことから 1 つのガウス関数でフィットした。パルスハイトがゼロの点から、スペクトルのピークの点までは直線性が保たれていると仮定して、そのエネルギー分解能 (FWHM) を求めると 329.2 eV となった。

上記の X 線パルスに適用させたものと同じ最適フィルタテンプレートをベースラインに適用させたものが図 5.23である。また、図中の点線はこのヒストグラムに 1 つのガウス関数をフィットさせたものである。このフィットからベースライン (測定系) によるエネルギー分解能への寄与を求めると

FWHM で 83.1 eV であった。

このことから、この測定でから得られたエネルギー分解能は測定系のノイズではなく他の要因がある考えられる。

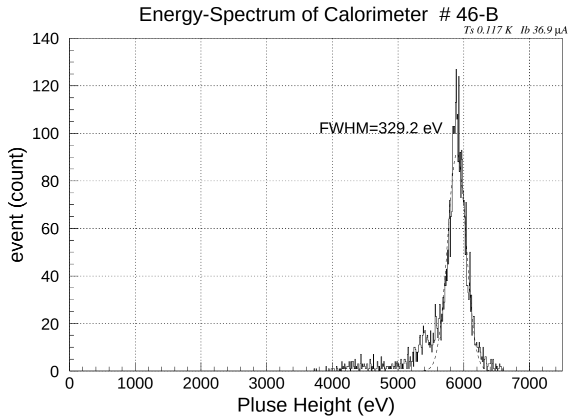


図 5.22: X 線スペクトル

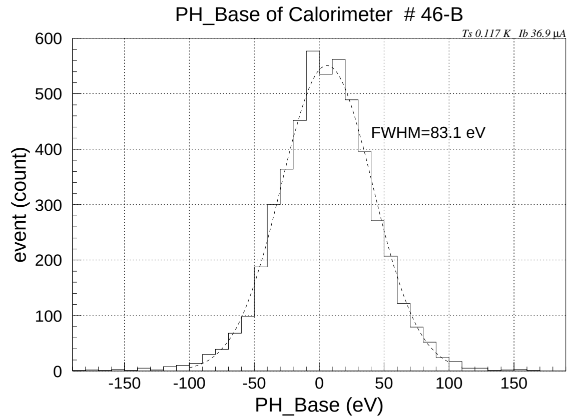


図 5.23: ベースラインのノイズによる寄与

5.1.4 考察

熱伝導度と時定数

実際の測定から得られた熱伝導度と、その見積もりは 5.1.2 章で述べた通り、 factor $\sim$ 2-3 程度異なる結果となった。

その理由の 1 つとして 1 K での熱伝導度が異なることが考えられる。そこで、式 4.17を用いて各々のプロットから得られる G_0 を求めると図 5.24のようになった。ここで温度 T のべき n は 4 とした。図中の直線は式 (4.12) で求めた G_0 の値と今回の測定から見積もられた G_0 の値である。この図より、今回の測定からは $G_0 \sim 6.0[\mathrm{W/T^4}]$ であると見積もられる。ここでは、この値を G_0 であると考えてカロリメータの実際の特性との比較を行う。

図 5.25は熱浴の温度が 0.16 K のときのパルスの最大値と動作温度の関係を示したものである。ここでも同様に、動作温度 T は 抵抗 R を用いて R-T 特性の結果から求めた。

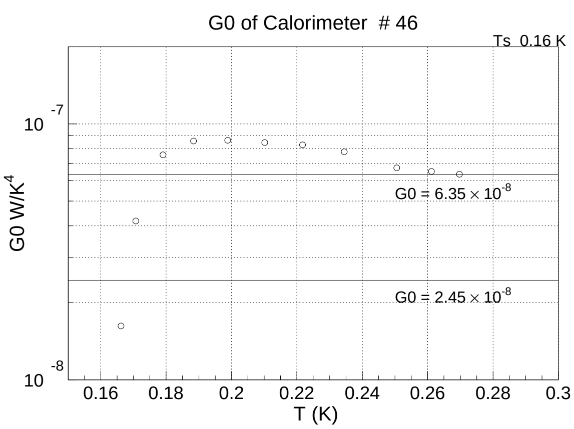


図 5.24: G0 のプロット

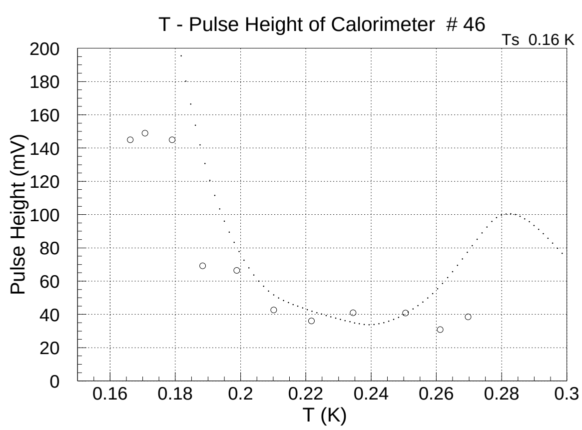


図 5.25: 熱浴の温度が 0.16 K におけるパルスの最大値と見積もりとの比較

図 5.26は熱浴温度 $T_s = 0.16\ K$ のときの、カロリメータの動作温度と有効時定数の関係である。

プロットは実際に X 線照射実験から得られた平均パルスを用いて求めた有効時定数である。点線は式 (4.12) の $G_0(2.45{\times}10^{-8}\ \mathrm{W/K^4})$ を用いた見積もりと、図 5.24から得られた $G_0(6.35{\times}10^{-8}\ \mathrm{W/K^4})$ を用いた見積もりである。この図から分かるように式 (4.12) で得た G_0 よりも、図 5.24で得た G_0 の方が良く合うことが分かる。この G_0 の違いが現われた原因として考えられることは、希釈冷凍機で用いている温度計の値が絶対温度から多少のズレがある、熱伝導度 G が式 (2.15) のように簡単な温度 T のベキでは表されないなどが上げられる。

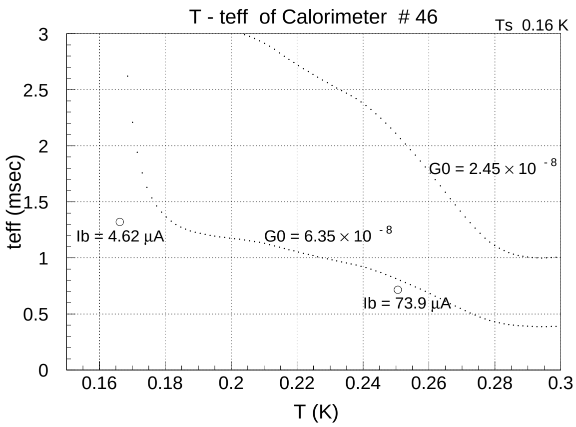


図 5.26: 有効時定数

電子・ホール対の影響

ここではエネルギー分解能がベースラインからの寄与に比べて悪化している原因を考察する。

結論から言えば、X 線を吸収する物質が主にシリコンであることがその主な原因であると考えられる。X 線がシリコンで光電吸収されると光電子となり、さらには二次電子が形成される。これらの電子のエネルギーは電子 - ホール対の生成とフォノンの励起に転換され最終的には全て熱的なフォノンとなってシリコン温度の温度上昇として検出される。一組の電子 - ホール対を生成するのに必要な平均エネルギーは約 3.65 eV であるのに対し、バンドギャップエネルギーは約 1.205 eV である。つまり入射した X 線のエネルギーのうち約 30% が電子 - ホール対に渡され、残りはフォノンの生成に使用されることになる。

シリコン中での電子・ホールの寿命は、室温で 100μs、低温ではさらに長いと考えられる。そのためカロリメータの信号のピーク付近では、電子 - ホールは再結合していない。よって X 線光子のエネルギーが E は、電子 - ホール対とフォノンの両方に分配されフォノンにいったエネルギー E_{phonon} のみをカロリメータは測定していることになる。電子 - ホール 1 対が持っているエネルギーを ϵ_{eh}、電子 - ホール対の数を N とすると

$$E = N\epsilon_{\mathrm{eh}} + E_{\mathrm{phonon}} \tag{5.8}$$

である。N とそのゆらぎ $\sigma(N)$ は、平均イオン化エネルギー $\overline{\epsilon_{\mathrm{i}}}$ と Fano factor F により、

$$N = \frac{E}{\overline{\epsilon_{\mathrm{i}}}} \tag{5.9}$$

$$\sigma(N) = FN \tag{5.10}$$

と表される。N のゆらぎは、フォノンに渡されるエネルギー E_{phonon} がゆらぐことで発生するので、両者の関係は、

$$\sigma(E_{\mathrm{phonon}}) = \sigma(N)\epsilon_{\mathrm{eh}} \tag{5.11}$$

である。$\sigma(E_{\rm phonon})$ によって決まるカロリメータのエネルギー分解能は、

$$\Delta E = 2.35E\frac{\sigma(E_{\rm phonon})}{E_{\rm phonon}} = 2.35\frac{\epsilon_{\rm eh}\sqrt{FE/\overline{\epsilon_{\rm i}}}}{1-\epsilon_{\rm eh}/\overline{\epsilon_{\rm i}}} \tag{5.12}$$

となる。$\epsilon_{\rm eh}$ は、バンドギャップエネルギー $\epsilon_{\rm g}$ と電子 - ホールの最小運動エネルギーの和である。$\epsilon_{\rm g} = 1.205$ eV である。ある論文によると $\epsilon_{\rm eh} = 3/2\epsilon_{\rm g}$ が適当であると述べられている。表 5.1.4に、$\epsilon_{\rm eh} = \epsilon_{\rm g}$ の場合と、$\epsilon_{\rm eh} = 3/2\epsilon_{\rm g}$ の場合の、5.9keV に対する電子 - ホールで決まる分解能を示した。

	$\epsilon_{\rm eh} = \epsilon_{\rm g}$	$\epsilon_{\rm eh} = 3/2\epsilon_{\rm g}$	
$\overline{\epsilon_{\rm i}}$	3.65	3.65	(eV)
$\epsilon_{\rm g}$	1.205	1.205	(eV)
$\epsilon_{\rm eh}$	1.205	1.808	(eV)
FWHM@5.9keV	59	117	(eV)

表 5.4: 電子 – ホール対で決まるエネルギー分解能

この表から、シリコンの吸収体では電子ホール対にいくエネルギーのため、分解能は 60eV あるいは 120eV（すなわち CCD 程度）を超えられないことがわかる。

$\epsilon_{\rm eh}$ にゆらぎがあるとさらに分解能は悪くなる。現在のカロリメータでは、さらに、$E_{\rm phonon}$ の一部が thermalize する前に、non-thermal phonon としてシリコンビームから逃げていると考えられ、むしろこちらのほうが分解能への寄与が大きい可能性が高い。そのため次節ではカロリメータに吸収体を付けて X 線照射して、その特性を調べることにする。

5.2 実験 2: カロリメータ # 46-B を用いた X 線スペクトルの取得 – 吸収体 1

前節の結果からシリコンを吸収体として用いている限り、電子・ホール対の影響からカロリメータのエネルギー分解能は制限されてしまうことが分かった。そこで今回はカロリメータに吸収体を取り付けて X 線を照射させ、その特性を調べることにする。

吸収体の選出の際に注意しなくてはならないことは、X 線を吸収した際における吸収体の熱化の時間を考慮する必要があるということである。吸収体の熱化が素子から熱浴への熱流の流出よりも遅いと熱のロスが大きいためエネルギー分解能の悪化の原因となっていしまう。そのため吸収体として用いる物質には、高い吸収効率、小さい熱容量、速い熱化といった条件を満たす必要がある。このことは、原子番号が大きく、デバイ温度も高い物質ということを意味する。

一般的に絶縁体と半導体はバンドギャップの不純物準位に電子が束縛されて準安定な状態を生み出すために、熱化という点では問題がある。また、常伝導金属の場合は熱化のスピードは十分に速いが電子比熱が大きいために ($\propto T$)、そのサイズが限られてしまう。それに対して、超伝導体は超伝導温度よりも十分低温ならば電子比熱は式 (2.8) のように十分に小さくなり格子比熱 ($\propto T^3$) が支配的となる。そのため原子番号が大きくデバイ温度の高い物質を吸収体として選択することにより比熱が小いながら高い検出効率を達成することができる。

このような理由から X 線検出器の吸収体のとしてはビスマス、水銀テルル、スズなどを使用している実績がある。本論文では比較的に簡単に入手できること、安価であることからすずを吸収体として選出した。表 (5.5) にスズの諸パラメータと比熱を示す。

原子量 [g/mol]	γ[mJ/mol/K^2]	密度 ρ[g/cm^3]	デバイ温度 θ_D[K]	転移温度 [K]
118.7	1.78	7.28	199	3.72

格子比熱 c_s[J/cm^3/K]	電子比熱 c_e[J/cm^3/K]		0.2 K での比熱 [J/cm^3/K]
	常伝導	超伝導	
$1.51\times10^{-5}\times T^3$	$1.09\times10^{-4}\times T$	$0.185\times\exp(-\frac{286.56}{T})$	1.21×10^{-7}

表 5.5: スズの諸パラメータと比熱

5.2.1 セットアップ

今回、吸収体として使用したスズ泊の大きさは 1 mm × 1 mm × 15 μm である。表 5.6に 0.2 K, 0.3 K, 0.4 K でのカロリメータとスズ吸収体の熱容量をのせておく。この表を見て分かるようにカロリメータ全体の熱容量はスズが支配的となる。カロリメータに固有なノイズは式 (2.108) で定義したパラメータ ξ を用いて

$$\Delta E_{int}(FWHM) = 2.35\xi\sqrt{k_b T_s^2 C(T)} \tag{5.13}$$

と表されることからカロリメータの熱容量 C が大きくなるとエネルギー分解能はその分、悪化することになる。そのため表 4.9で述べたカロリメータ # 46-B の動作点候補の特性はスズ泊を用いたとき表 5.7のようになる。ただしここでは熱浴の温度 $T_s = 0.15$ K, シャント抵抗 $R_s = 95$ mΩ のときの場合を見積もっている。

温度 [K]	カロリメータ [J/K]	スズ吸収体 [J/K]	合計 [J/K]
0.2	0.80×10^{-12}	1.82×10^{-12}	2.62×10^{-12}
0.3	1.37×10^{-12}	6.13×10^{-12}	7.50×10^{-12}
0.4	2.13×10^{-12}	14.5×10^{-12}	16.6×10^{-12}

表 5.6: カロリメータとスズ吸収体の熱容量

動作温度 T [K]	0.172	0.176	0.215
抵抗 $R[\Omega]$	0.105	0.163	0.518
感度 α	19.4	12.6	2.31
熱容量 C [J/K]	1.81×10^{-12}	1.92×10^{-12}	3.11×10^{-12}
熱伝導度 G [W/K]	1.24×10^{-10}	1.33×10^{-10}	2.42×10^{-10}
有効時定数 $\tau_{\rm eff}$[ms]	13.8	11.2	2.53
電流変化 $I(0)[\mu$A]	0.109	0.081	0.011
パルスハイト V[mV]	81.5	60.5	8.14
素子のエネルギー分解能 $\Delta E_{\rm int}$[eV]	15.9	17.1	58.1
SQUID のエネルギー分解能 $\Delta E_{\rm squid}$[eV]	5.76	8.60	67.1
エネルギー分解能合計 ΔE[eV]	16.9	19.1	88.7

表 5.7: カロリメータ #46-B の動作点の候補の特性

吸収体として用いるスズ泊の取り付けは全て手作業で行った。スズ泊は TES の上にスタイキャス

トを用いて一点接着するようにした。図 5.27にスズ泊の取り付けの様子を示す。まず始めに $\phi\, 0.1$ mm のマンガニン線を折り曲げて図のような輪をつくり、その先端に微小のスタイキャストを付けて、 TES の上にゆっくりと付ける。これにより TES の上の ϕ 40 μm の範囲だけにスタイキャストをのせる。スタイキャストが固まりだすまで多少待ってから空気ピンセットでスズ泊をゆっくりと持ち上げて TES の上に持って行き、その位置調整を十分にしてから吸収体をゆっくりと落して TES に接着させる。

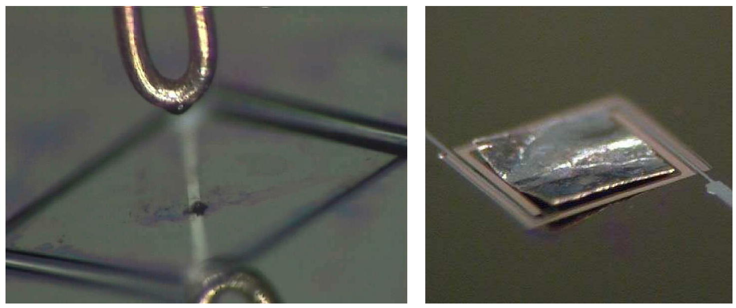


図 5.27: 吸収体取り付けの様子

このようにして取り付けられたスズ泊はシリコンピクセルを全て覆っている。厚さ 15 μm のスズは 5.9 keV の X 線に対して 98.9 % の阻止能力を持つことから照射された X 線はほとんど全てスズ泊で吸収されることになる。厚さ 20 μm のシリコンの阻止能力は 52.4 % であることから、 X 線イベントのカウントレートは前回よりも多くなるため、線源の前に厚さ 10μm の銅泊を 3 重にしたもの (厚さ 30 μm) を取り付けてカウントレートを落すようにした。それ以外のセットアップは X 線照射実験 1 と全て同じである。

5.2.2 動特性

前回の実験と同様にカロリメータの動特性を調べるために、バイアス電流とカロリメータに流れる電流の関係を調べたものが図 5.28である。また X 線パルスの最大値とバイアス電流の関係が図 5.29である。これらの図中にある丸で囲んだ部分は共に同じ動作点である。今回の測定ではこの丸で囲んだ動作点で X 線を照射させ、その特性を調べることにする。

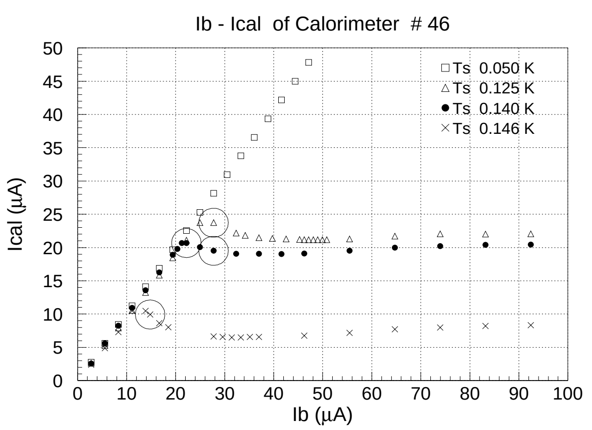


図 5.28: バイアス電流 I_b とカロリメータに流れる電流 I_cal の関係

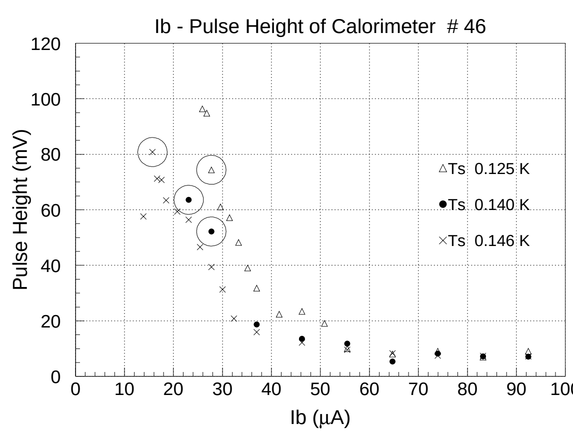


図 5.29: バイアス電流と X 線パルスの最大値との関係

5.2.3 X 線スペクトルの取得

以上のようなセットアップで ^{55}Fe(Mn-Kα: 5.9 keV) をカロリメータに照射させたところ、 X 線スペクトルの取得に成功した。表 5.8にその結果を示す。

熱浴の温度 [K]	0.125	0.140		0.160
バイアス電流 [μA]	27.7	22.2	27.7	14.8
測定時間 [sec]	3138	3486	3272	3250
イベント数	5000	5000	5000	5000
パルスハイト [mV]	75.5	64.2	45.5	90.6
時定数 [ms]	4.76	4.13	3.38	6.95
立上り時間 [V/s]	223	146	172	267
ベースノイズ [eV]	118.3	152.0	366.1	81.7
エネルギー分解能 [eV]	160.0	169.5	353.7	118.1

表 5.8: X 線照射実験 2 の結果

今回の測定により、前回よりも格段に優れたエネルギー分解能を得ることができ Mn-Kα($\sim$5.9 keV) と Mn-Kβ($\sim$6.5 keV) を分離することができた。ここでは熱浴の温度 Ts =0.148 K、バイアス電流 I_{b} =14.8 μA のときの例を紹介する。

図 5.30はこのときの典型的なパルスである。また図 5.33は得られた X 線パルスからダブルパルスを除き、かつ

- $-3.4576 \leq \mathrm{OFFSET} \leq -0.6724$
- $-0.5 \leq \mathrm{DECAY} \leq 0.1$

という条件で選択したデータから得られた平均パルスである。この平均パルスから有効時定数は$\sim$ 6.95 msec と得られ、立上り時間は$\sim$267 V/sec と得られた。前回の測定と比べて有効時定数は大きく立上り時間はゆるやかになっている。有効時定数が大きくなっていることはスズ吸収体を取り付けたことによりカロリメータの熱容量が大きくなったためである。また立上り時間がゆるやかになっているのは X 線がスズで吸収され、その後スタイキャストを通じてカロリメータに有限の時間で熱が流れるためであると考えられる。

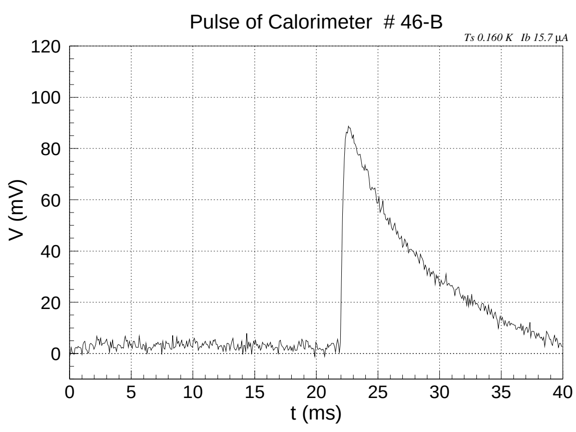


図 5.30: 典型的な X 線パルス

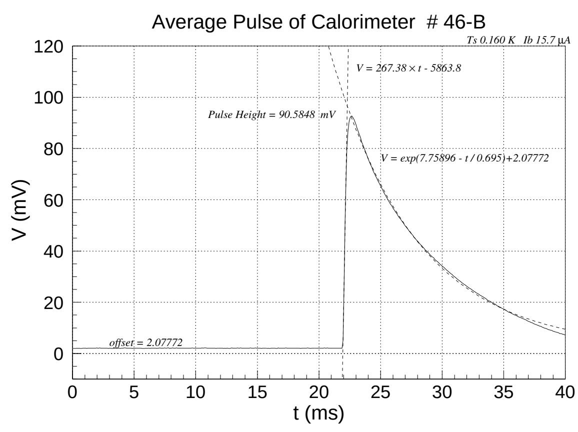


図 5.31: 平均パルス

図 5.32はベースラインと平均パルスのパワースペクトルであり、このデータを用いて得られた最適

フィルタのテンプレートが図 5.33である。ここでも前回と同様に $10\ \mu\mathrm{A}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ 以上のデータを用いた。

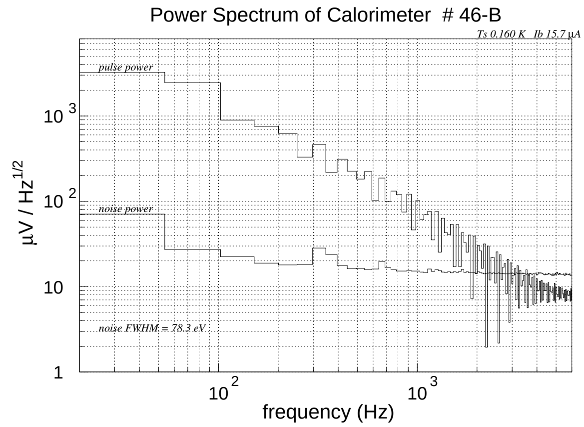


図 5.32: ノイズとパルスのパワースペクトル

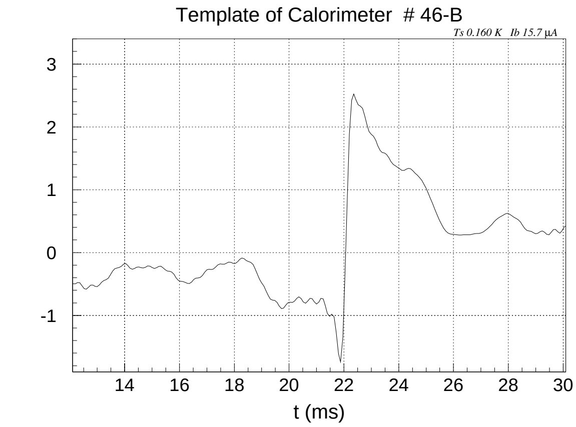


図 5.33: パルスのテンプレート

以上から得られた最適フィルタのテンプレートを X 線パルスに適用させて得られた X 線スペクトルが 図 5.34である。この図を見て分かるように Mn-Kα(∼5.9 keV) と Mn-Kβ(∼6.5 keV) が分離できている。そのエネルギー分解能 (FWHM) は ~ 118.1 eV であった。

また図 5.35は最適フィルタのテンプレートをベースラインに適用して得られたものである。この測定系のエネルギー分解能への寄与は ~ 81.7 eV であった。

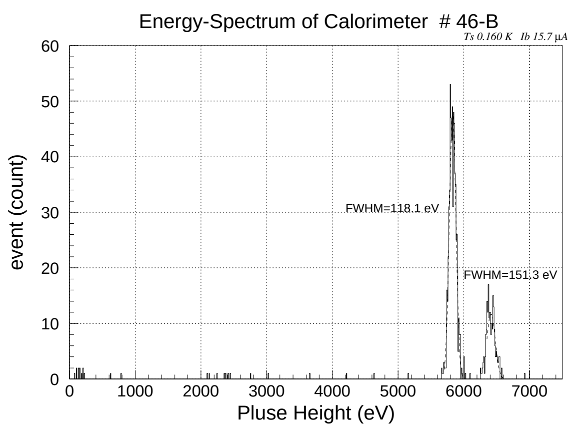


図 5.34: X 線スペクトル

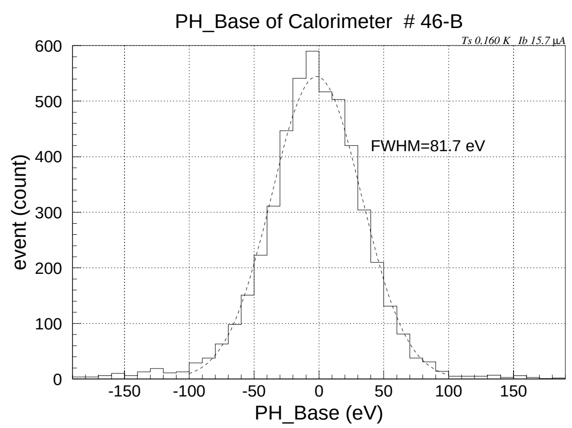


図 5.35: ベースラインのノイズによる寄与

5.3 実験 3: カロリメータ # 46-B を用いた X 線スペクトルの取得 – 吸収体 2

今回の測定では前回に用いたスズ吸収体よりも小さい吸収体を用いることによりカロリメータの熱容量をできるだけ小さくしエネルギー分解能を改善しようと試みる。

5.3.1 セットアップ

今回使用したスズ泊の大きさは $0.5\ \mathrm{mm}\times 0.5\ \mathrm{mm}\times 15\ \mu\mathrm{m}$ である。図 5.36に吸収体を取り付けた様子を示す。その取り付け方法は前回と同様である。この図に示す通り、スズ泊の大きさをカロリーメータのピクセルよりも小さくしたために、カロリメータに照射された X 線はスズ吸収体とシリコンピクセルの両方で吸収されることになる。そのため X 線パルスはスズイベントとシリコンイベントの

両方で検出されることが予想される。しかし、前回までの結果から両者のパルスの立上り方には違いが見られることから、それらのイベントを切り分けることは可能だと考える。

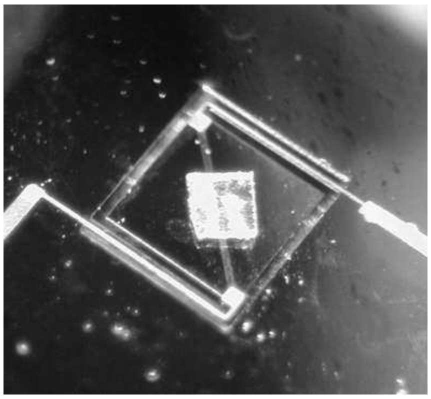


図 5.36: 吸収体を取り付けた様子

今回の測定では 1.5 K Pot にあるバイアス抵抗を 10 kΩ に変更した (前回までは 100 kΩ)。これによりカロリメータには最大で $\sim 900\ \mu$A の電流を流すことが可能となる。そのため、熱浴の温度を今までよりも低くしてカロリメータを動作させることが可能となる。熱浴の温度をより低くすることで、得られるエネルギー分解能はより改善されると期待できる。

またシャント抵抗の値を 28.7 mΩ(常温) のマンガニン線 (ϕ 0.5) に変更した (前回までは 120 mΩ)。表 5.1に示した結果を用いると、このマンガニン線は ^{4}He 温度以下では 22.7 mΩ であると見積もられる。よって以後はシャント抵抗の値を 22.7 mΩ として考える。シャント抵抗を小さくしたことにより、式 (2.129) に示した通りループゲイン $\mathcal{L}_0$ は前回までよりも大きくなる。そのため得られるエネルギー分解能は、より改善されると期待できる。

5.3.2 動特性

これまでの実験と同様にカロリメータの動特性を調べるために、バイアス電流とカロリメータに流れる電流の関係を調べたものが図 5.37である。また X 線パルスの最大値とバイアス電流の関係が図 5.38である。

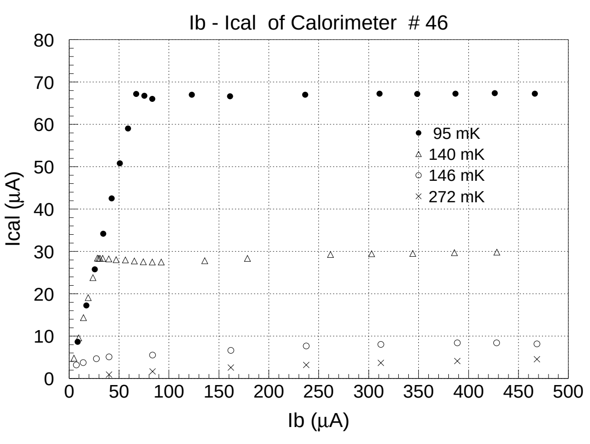


図 5.37: バイアス電流とカロリメータに流れる電流の関係

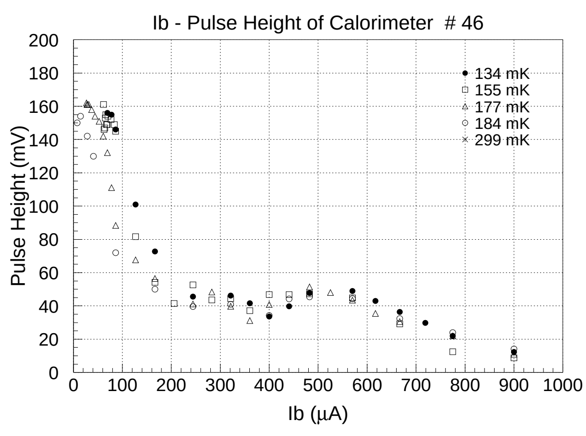


図 5.38: バイアス電流と X 線パルスの最大値との関係

ここで熱浴の温度が 0.146 mK と 0.272 mK のデータは SQUID の出力が振り切れることなく連続

したデータの取得を行うことができた。そこで、ここでも 1 K の熱伝導度 G_0 の見積もりを行う。その結果が図 5.39である。この図には X 線照射実験 1 の熱浴の温度が 0.16 K のときの結果もプロットしてある。これまでよりもバイアス電流を流せるような回路にしたため、収束する値をより正確に見積もることができている。この結果から、これよりカロリメータの G_0 は 4.3×10^{-8} W/K^4 として考えていくことにする。

図 5.40熱浴の温度 0.147 mK のときのバイアス電圧とパルスハイトの関係を示したものである。また、この図中の点線は上記の G_0 を用いた見積もりである。

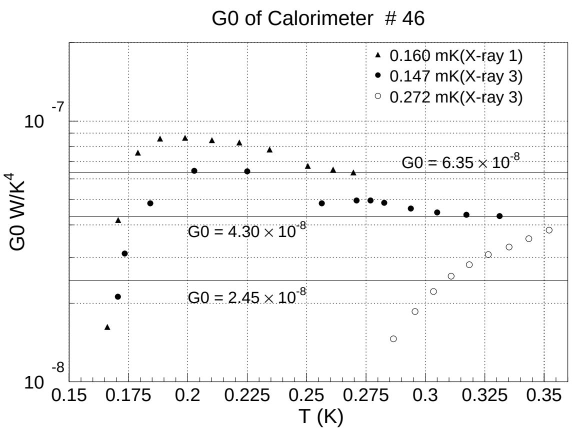


図 5.39: G0 のプロット

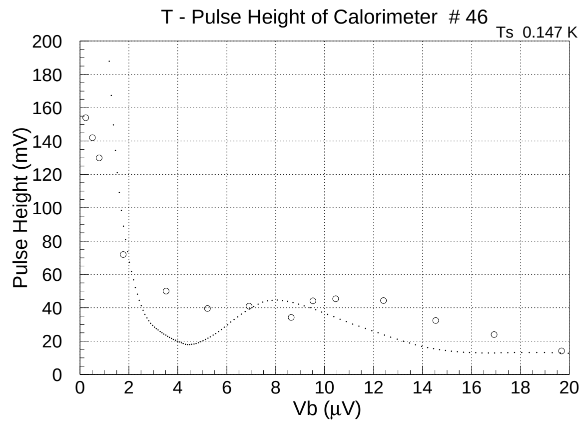


図 5.40: バイアス電圧とパルスハイトの関係

ここで表 4.9で述べた動作点候補の特性を表 5.9に示す。ただし熱浴の温度 0.1 K、シャント抵抗 22.7 mΩ のとしている。

動作温度 T [K]	0.172	0.176	0.215
抵抗 $R[\Omega]$	0.105	0.163	0.518
感度 α	19.4	12.6	2.31
熱容量 C [J/K]	0.946×10^{-12}	0.989×10^{-12}	1.43×10^{-12}
熱伝導度 G [W/K]	2.17×10^{-10}	2.34×10^{-10}	4.25×10^{-10}
有効時定数 $\tau_{\rm eff}$[ms]	1.90	1.92	2.43
電流変化 $I(0)[\mu$A]	0.562	0.352	0.037
パルスハイト V[mV]	421	263	20.1
素子のエネルギー分解能 $\Delta E_{\rm int}$[eV]	7.56	8.88	33.8
SQUID のエネルギー分解能 $\Delta E_{\rm squid}$[eV]	3.00	4.77	40.0
エネルギー分解能合計 ΔE[eV]	8.13	10.1	52.3

表 5.9: カロリメータ #46-B の動作点の候補の特性

5.3.3 X 線スペクトルの取得

以上のようなセットアップで ^{55}Fe (Mn-Kα: 5.9 keV) をカロリメータに照射させたところ、X 線スペクトルの取得に成功した。表 5.10にその結果を示す。結論から述べると、得られたエネルギー分解能は 100 eV を切ることができたが表 5.9に述べたような、期待されるエネルギー分解能を得ることはできなかった。

また、この節の始めに述べた通り X 線イベントとしてシリコンイベントとスズイベントの両方を検

出することになった。そこでこの 2 つのイベントの性質を述べておく。ここでは熱浴の温度 80 mK、バイアス電流 83.9 μA の場合を紹介する。

熱浴の温度 [K]	0.063	0.080		0.095	0.117	0.140			0.146
バイアス電流 [μA]	102.6	83.9	88.1	86.1	69.0	32.9	52.5	69.4	44.0
測定時間 [sec]	5096	4064	3020	4020	4350	5004	4076	2206	4054
イベント数	10000	10000	10000	10000	10000	6000	10000	6000	10000
パルスハイト [mV]	94.5	107	100	99.8	108	118	102	70.8	81.8
時定数 [ms]	1.50	1.56	1.55	1.58	1.67	2.05	1.78	1.80	2.45
立上り時間 [V/s]	580	616	611	597	625	607	597	591	415
ベースノイズ [eV]	141.9	75.0	91.7	104.5	79.5	87.6	106.7	130.4	170.8
エネルギー分解能 [eV]	207.4	98.5	109.5	104.9	99.2	111.1	108.9	139.8	260.7

表 5.10: X 線照射実験 3 の結果

図 5.41, 図 5.42はそれぞれスズイベントとシリコンイベントの典型的な X 線パルスである。これらの図を見て分かるように、スズイベントの方がパルスの立上り方がゆるやかであり、それに対してシリコンイベントのパルスの立上りは極めて速い。

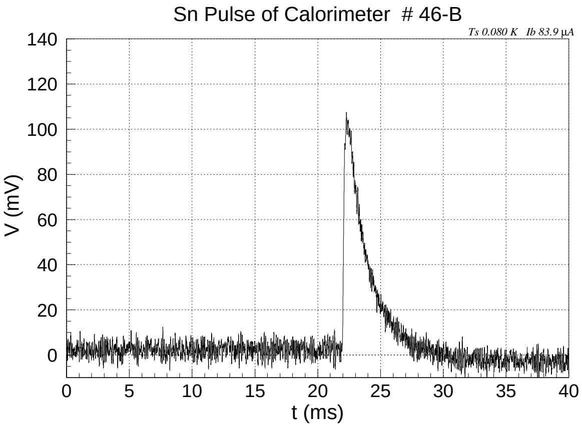


図 5.41: Sn イベントの典型的な X 線パルス

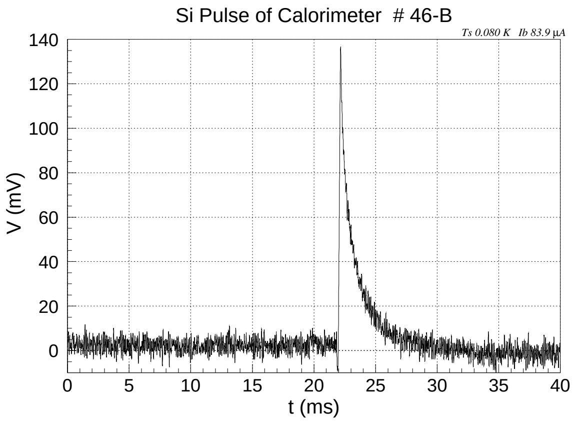


図 5.42: Si イベントの典型的な X 線パルス

図 5.43は PH とそのカウント数の関係である。この PH と SUM の関係を示したものが図 5.44である。この図を見て分かるように、シリコンイベントとスズイベントは分離されている。シリコンイベントは PH が大きく SUM は小さい。それに対しスズイベントは PH が小さく SUM が大きい。これはスズが X 線を吸収して熱化してから TES に伝わるまでに有限の時間を持つことから図 5.41のように、 X 線パルスのピークがなまり、その結果面積が大きくなるためであると考えられる。

図 5.44からダブルパルスを除き、スズイベントとシリコンイベントのそれぞれで、得られてた平均パルスが図 5.45と図 5.46である。ここでシリコンイベントの方は 1 つの指数関数でフィットすることができず、

$$V = N_0 \mathrm{exp}\ (A + B \times t) + N_1 \mathrm{exp}\ (A' + B' \times t) \tag{5.14}$$

という 2 つの指数関数でフィットした。

このようにして得られた平均パルスのパワースペクトルが図 5.47と図 5.48である。また、この平均パルスのパワースペクトルから得られた最適フィルタテンプレートが図 5.49と図 5.50である。

以上の最適フィルタテンプレートをそれぞれの X 線イベントに適用させて得られた X 線スペクトルが図 5.51と図 5.53である。この結果、スズイベントのエネルギー分解能 (FWHM) は 98.5 eV となった。またベースラインのノイズの寄与は、それぞれ図 5.52 , 図 5.54のようになった。

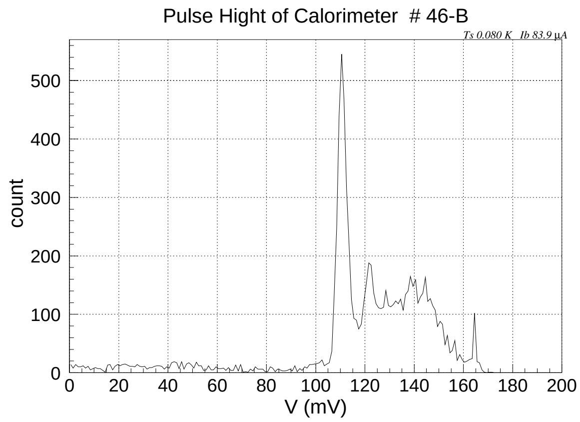


図 5.43: PH とカウント数

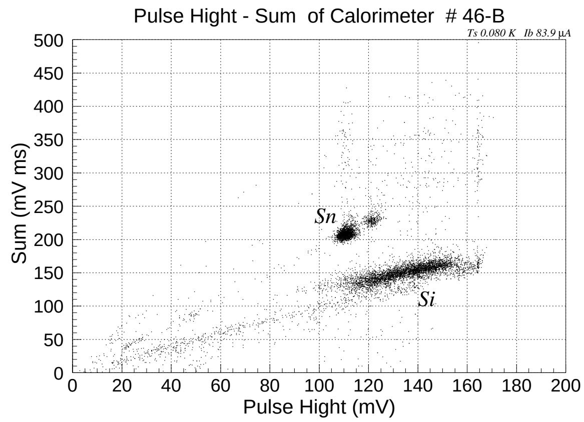


図 5.44: PH と SUM の関係

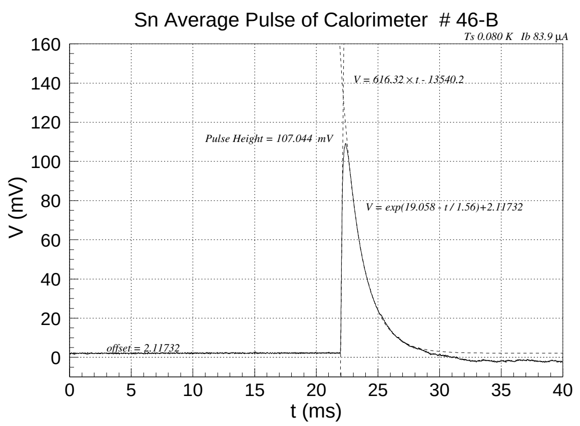


図 5.45: スズイベントの平均パルス

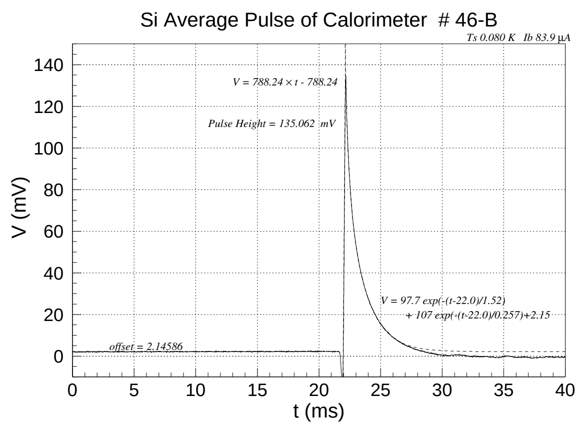


図 5.46: シリコンイベントの平均パルス

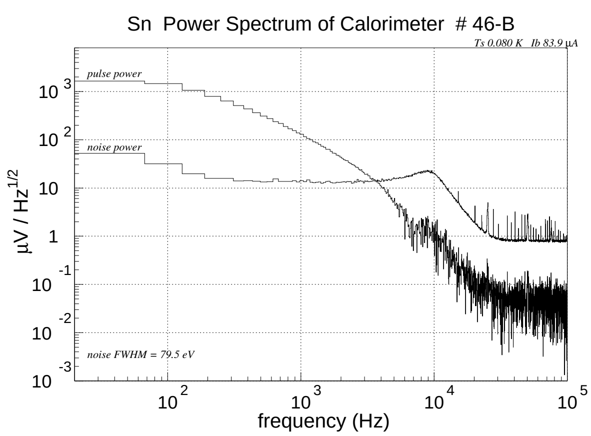


図 5.47: スズイベントのノイズとパルスのパワースペクトル

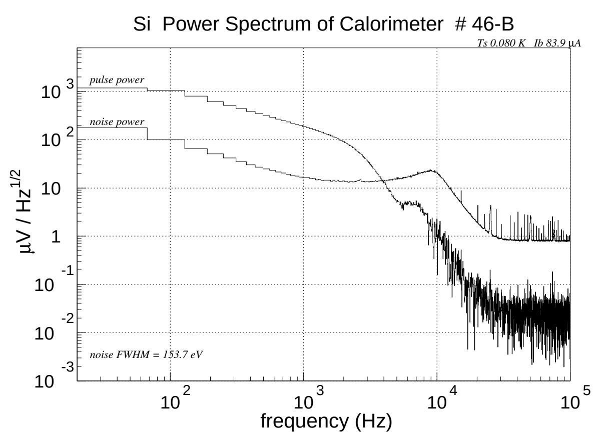


図 5.48: シリコンイベントのノイズとパルスのパワースペクトル

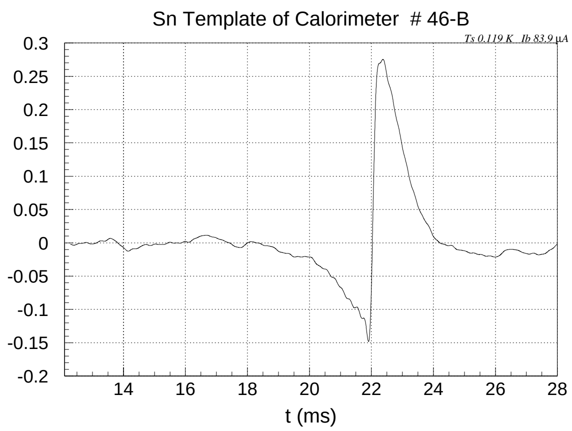


図 5.49: スズイベントの最適フィルタテンプレート

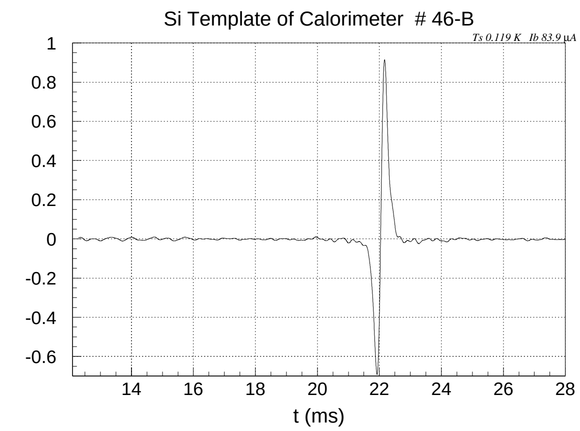


図 5.50: シリコンイベントの最適フィルタテンプレート

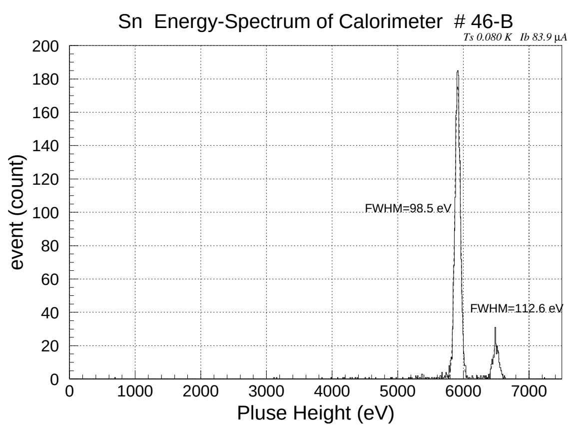


図 5.51: スズイベントの X 線スペクトル

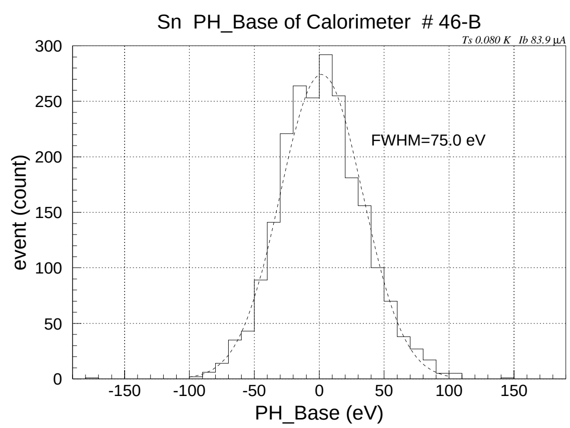


図 5.52: スズイベントのベースラインによるノイズの寄与

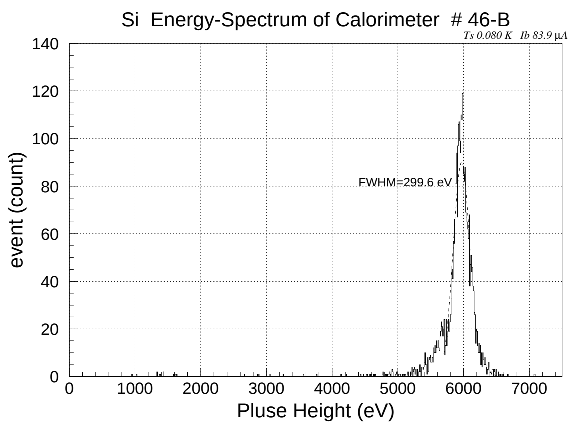


図 5.53: シリコンイベントの X 線スペクトル

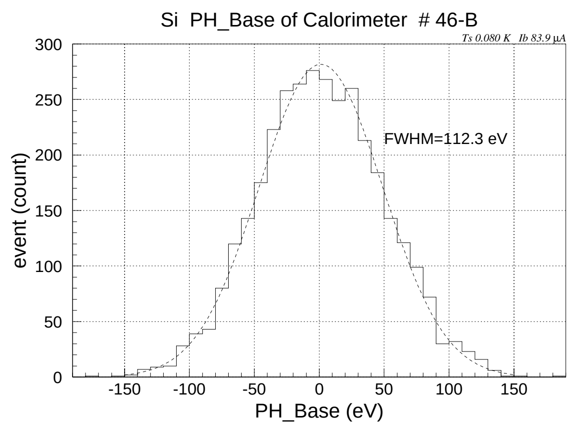


図 5.54: シリコンイベントのベースラインのノイズの寄与

5.3.4 考察

今回の測定で得られたエネルギー分解能は最良のもので 98.5 eV(そのうち測定系で 75.0 eV) であった。これは表 5.9で見積もった動作点候補のものよりも格段に悪い結果となった。ここではその要因について考察する。

測定系のエネルギー分解能の悪化原因

測定系のエネルギー分解能への寄与は表 5.9の動作点候補で用いれば ~ 10 eV が期待できるはずである。それに反し実測から得られた値は 75.0 eV と大幅な開きがある。その原因を知るためには、カロリメータの動作点を知る必要がある。実験: 1, 実験: 2 では特に動作点について触れることはなかったが、ここでは動作点の考察を行うことにする。

しかし実際に用いた動作点を明確に知ることは、動特性評価において SQUID の出力が振り切れてしまうために難しい。そのため動作点は理論的な見積もりのみから得られることになる。そこで、ここでは理論的に見積もられる動作点で期待できるカロリメータの特性と実測との比較を行う。ここでは熱浴の温度を 0.08 K、バイアス電流 86.9 μA の場合の動作点を考察することにする。

図 5.55はバイアス電流とカロリメータの動作温度の関係を見積ったものである。この図からバイアス電流 $I_{\mathrm{b}} = 83.9\ \mu$A のときの動作温度は 0.185 K であると見積もられる。

また図 5.56はバイアス電流とエネルギー分解能の関係である。丸で囲んだ部分は実際に今回の実験で得られた点である。動作温度が 0.18 K であるときエネルギー分解能への寄与は式 (2.134), 式 (2.135) を用いて

$$\Delta E_{\mathrm{int}}(\mathrm{FWHM}) = 9.55\ \mathrm{eV} \left(\frac{\xi}{0.915}\right) \left(\frac{C}{1.08\ \mathrm{pJ/K}}\right)^{1/2} \left(\frac{T}{0.185\ \mathrm{K}}\right) \tag{5.15}$$

$$\Delta E_{\mathrm{SQUID}} = 15.8\ \mathrm{eV} \left(\frac{i_{\mathrm{n}}}{10.0\ \mathrm{pA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}}\right) \left(\frac{V_{\mathrm{b}}}{1.82\ \mu\mathrm{V}}\right) \left(\frac{\tau_{\mathrm{eff}}}{1.54\ ms}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{5.16}$$

$$\Delta E(\mathrm{FWHM}) = \sqrt{\Delta\mathrm{E}_{\mathrm{int}}^2 + \Delta\mathrm{E}_{\mathrm{SQUID}}^2} = 18.4\ \mathrm{eV} \tag{5.17}$$

と見積もられる。しかし実測では $\Delta E(\mathrm{FWHM}) = 75.0$ eV となっており、この見積もりと比較すると極めて悪い。

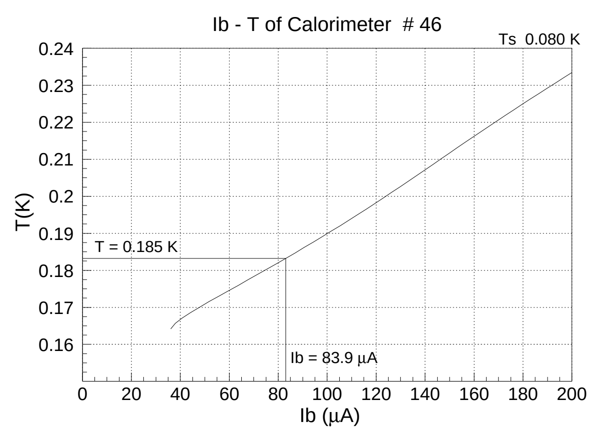


図 5.55: バイアス電流と動作温度の関係

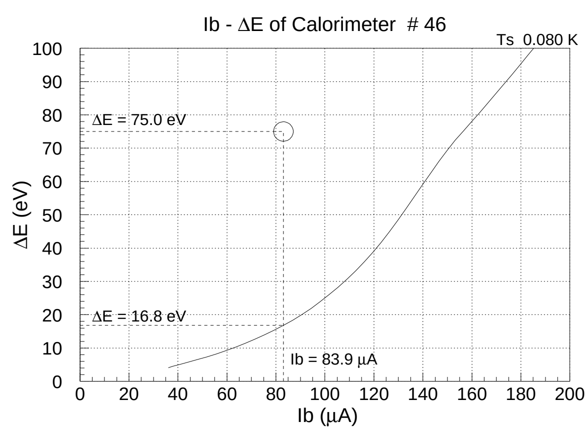


図 5.56: バイアス電流とエネルギー分解能の関係

次にパルスハイトの比較を行う。しかしその前に補正を行う必要がある。測定で得られたパルスハイトは図 5.45のように先がなまっている。そのため図 5.45の平均パルスを

$$V = N_0 \left(\exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_{\mathrm{eff}}}\right) - \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_{\mathrm{epo}}}\right) \right) + C \tag{5.18}$$

という関数でフィットした。ここで $\tau_{\rm sti}$ はスタイキャストの熱伝導度であり、定数 C は OFFSET である。また t_0 はパルスが立ち上がる瞬間の時間としている。その結果、図 5.57のようになり、パルスハイトはなまった分を補正すると $\sim$159 mV であると考えられる。また、カロリメータと熱浴の間の実効的な時定数 $\tau_{\rm eff}$ は $\sim$1.45 msec となり、もう 1 つのパルスをなまらせる時定数は $\tau_{\rm sti}$ は $\sim$ 0.175 msec と得られた。この値は式 (3.1) の SQUID 読み出しシステムの時定数 ($\sim$ 16μsec) と比べて十分に大きいため、パルスは全て取りきれていると考えられる。そのため、この時定数は以前にも述べたが、吸収体と TES を接着しているスタイキャストが有限の熱伝導度を持つためのものだと考えられる。

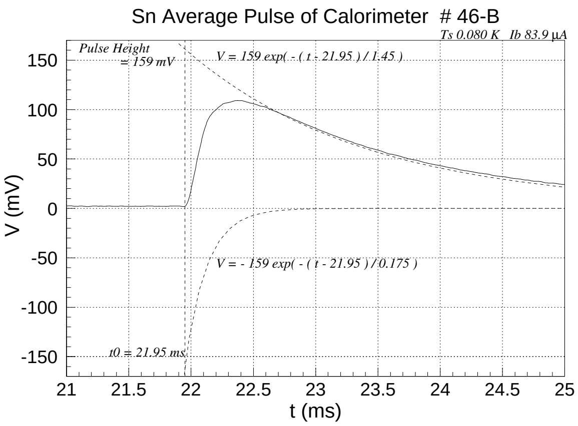


図 5.57: 二つの指数関数でフィットした平均パルス

ここで吸収体と熱浴の間の有効時定数を見積もってみることにする。カロリメータの熱容量を $C_{\rm cal}$、スズ吸収体の熱容量を $C_{\rm sn}$、カロリメータの腕の熱伝導度を $G_{\rm cal}$、スタイキャストの熱伝導度を $G_{\rm epo}$ とすると平衡状態における熱流の方程式は

$$\frac{d\Delta T}{dt} = -\frac{G_{\rm cal}}{C_{\rm cal}}\Delta T + \frac{G_{\rm epo}}{C_{\rm cal}}(\Delta T' - \Delta T) \tag{5.19}$$

$$\frac{d\Delta T'}{dt} = -\frac{G_{\rm epo}}{C_{\rm sn}}(\Delta T' - \Delta T) \tag{5.20}$$

となる。ただし $\Delta T = T_{\rm cal} - T_s$, $\Delta T' = T_{\rm sn} - T_s$ であり $T_{\rm cal}$ はカロリメータの温度、 $T_{\rm sn}$ はスズ吸収体の温度、 T_s は熱浴の温度である。この 2 つの微分方程式を解くと、 $G_{\rm epo} >> G_{\rm cal}$ の場合は

$$\tau_{\rm epo} \simeq \frac{C_{\rm cal}C_{\rm epo}}{(C_{\rm cal}+C_{\rm epo})G_{\rm epo}} \tag{5.21}$$

となる。これに表 5.11のパラメータを代入することにより吸収体とカロリメータの間の有効時定数 τ_{epo} は $\tau_{\rm epo} \sim 0.036\,\mu$sec となる。ただしスタイキャストのサイズは不明確であるため、ここでは半径 20 μm、高さ 20μm の円柱として見積もった。この値は図 5.57で得られた $\sim$0.175 msec と比較して 5 倍程度異なる結果となった。

図 5.58は、熱浴の温度を 0.08 K としたときのバイアス電流とパルスハイトとの関係であり、点線はこのときの見積もりである。丸で囲んだ部分 ($Ib = 83.9\ \mu$A, パルスハイト = 159 mV) が X 線のスペクトルを取得した点である。パルスハイトは、見積もりと実測がよく合っていることが分かる。

また図 5.59はバイアス電流と有効時定数の関係である。この図中の丸で囲んだ部分 ($I_{\rm b} = 83.9\ \mu$A, $\tau_{\rm eff}$ = 1.45 ms) が X 線のスペクトル取得した点である。実効的な時定数も見積もりと実測がよく合っていると言える。

熱浴温度 T_s	0.08 K
動作温度 T	0.185 K
カロリメータの熱容量 C_{cal}	7.18×10^{-13}
スズの熱容量 $C_{\rm sn}$	3.59×10^{-13}
スタイキャストの熱伝導度 $G_{\rm epo}$	6.61×10^{-9} W/K

表 5.11: カロリメータの諸パラメータ

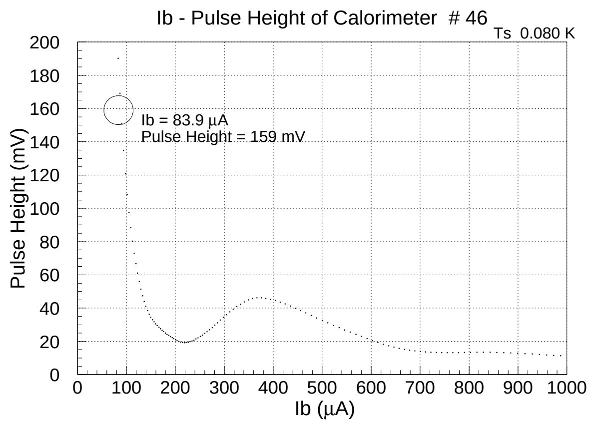


図 5.58: バイアス電流とパルスハイトの関係

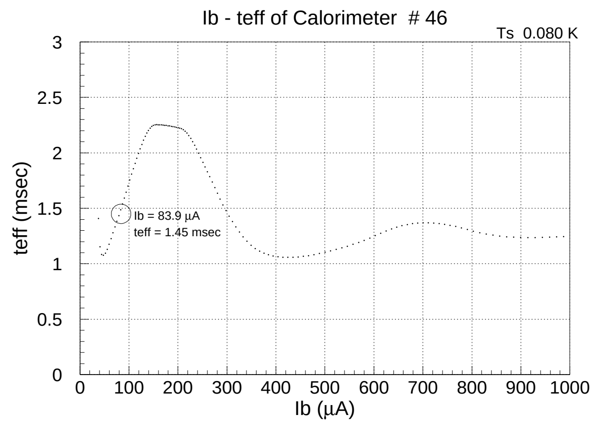


図 5.59: バイアス電流と有効時定数の関係

ここで図 5.48のベースラインのパワースペクトルを用いて、測定系のノイズを見積もることにする。測定系のノイズはフォノンノイズ、ジョンソンノイズ、SQUID ノイズを考える。式 (2.82) よりフォノンノイズを、式 (2.88) よりジョンソンノイズを見積もることができる。また SQUID ノイズは図 3.4の結果を用いて $i_{\rm n} = 10.0\ \mu{\rm V}/\sqrt{\rm Hz}$ とした。このようにして見積もった測定系ノイズのパワースペクトルと実測から得られたパワースペクトルを示したものが図 5.60である。ただし縦軸は SQUID の電流電圧換算係数 75000 V/A を用いて電流密度 ${\rm pA}/\sqrt{\rm Hz}$ で表示している。

図中の点線はフォノンノイズによる寄与を表しているが、この図を見ると明らかに見積もられる寄与よりも大きく出ている。そのためフォノンノイズを 11 倍するとパワースペクトルに良く合う結果となった。ただしデータ取得のビンが大きく、低周波に特定のノイズが存在することにより (50 Hz など)、低周波側のデータが均されて全体として盛り上がっている可能性も否めない。

また、SQUID のノイズは 10 ${\rm pA}/\sqrt{\rm Hz}$ では実測値に足りないため表 3.2のスペック値の 3 倍である 15.9 ${\rm pA}/\sqrt{\rm Hz}$ とすることにより、見積もりと実測が非常に良く合う結果となった。

動作温度の不確定性のために、他の動作温度であった場合を考慮することにする。図 5.61は熱浴の温度を $T_s = 0.08\ K$、バイアス電流を $I_b = 83.9\ \mu$A としたときの、3 つの動作温度でのフォノンノイズの寄与を示したものである。これらの温度での見積もられる特性を表 5.12にまとめる。図 5.61を見ると、動作温度が 0.164 K であるときにはフォノンノイズは実測と良く合うものの表 5.12で示す特性を見ると、パルスハイトが大きくかけ離れていることが分かる。また動作温度が 0.176 K のときはフォノンノイズを $\sim$6 倍することにより実測と良く合うことが分かった。これら全ての温度において、SQUID のノイズ電流密度を $i_{\rm n} \simeq 15.9$ pA $/\sqrt{\rm Hz}$ とすることにより実測と良く合う結果となった。

フォノンノイズを 6 倍し、SQUID ノイズの電流密度を $i_{\rm n} = 15.9\,{\rm pA}/\sqrt{\rm Hz}$ とすると動作温度 0.185 K としたときのエネルギー分解能は

$$\Delta E_{\rm int} = 65.3\ {\rm eV} \tag{5.22}$$

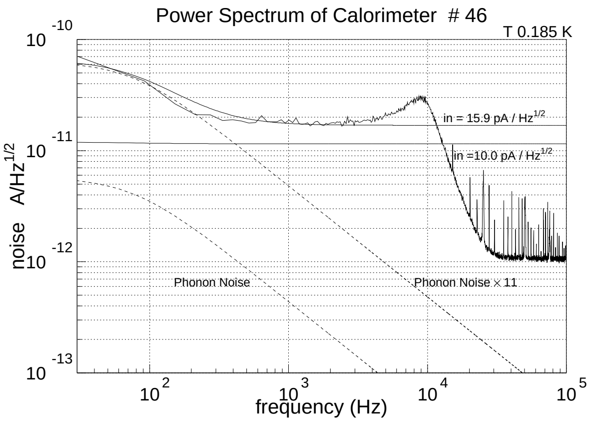


図 5.60: ベースラインのパワースペクトル

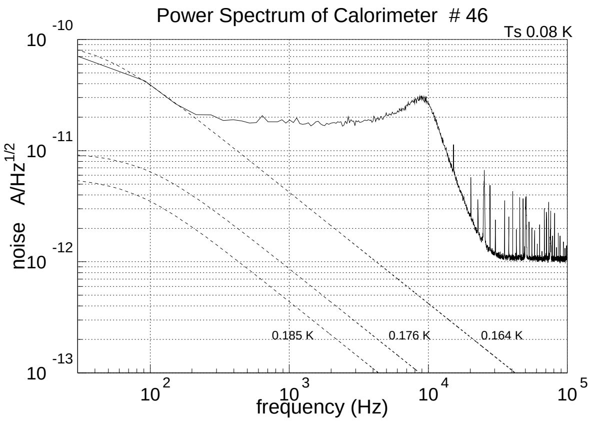


図 5.61: フォノンノイズと動作温度の関係

動作温度 T [K]	0.164	0.176	0.185	実測値
抵抗 $R[\Omega]$	0.025	0.163	0.275	測定不能
感度 α	48.8	13.5	7.76	測定不能
熱容量 C [J/K]	0.878×10^{-12}	0.989×10^{-12}	1.08×10^{-12}	測定不能
熱伝導度 G [W/K]	1.90×10^{-10}	2.34×10^{-10}	2.71×10^{-10}	測定不能
有効時定数 $\tau_{\rm eff}$[ms]	3.23	1.23	1.54	1.45
パルスハイト V[mV]	2160	375	169	159
素子のエネルギー分解能 $\Delta E_{\rm int}$[eV]	3.98	6.64	9.55	測定不能
SQUID のエネルギー分解能 $\Delta E_{\rm squid}$[eV]	0.85	7.90	15.6	測定不能
エネルギー分解能合計 ΔE[eV]	4.00	10.3	18.4	79.5

表 5.12: 各々の動作点での特性

$$\Delta E_{\rm SQUID} = 24.9 \text{ eV} \tag{5.23}$$
$$\Delta E(\text{FWHM}) = \sqrt{\Delta \text{E}_{\rm int}^2 + \Delta \text{E}_{\rm SQUID}^2} = 69.9 \text{ eV} \tag{5.24}$$

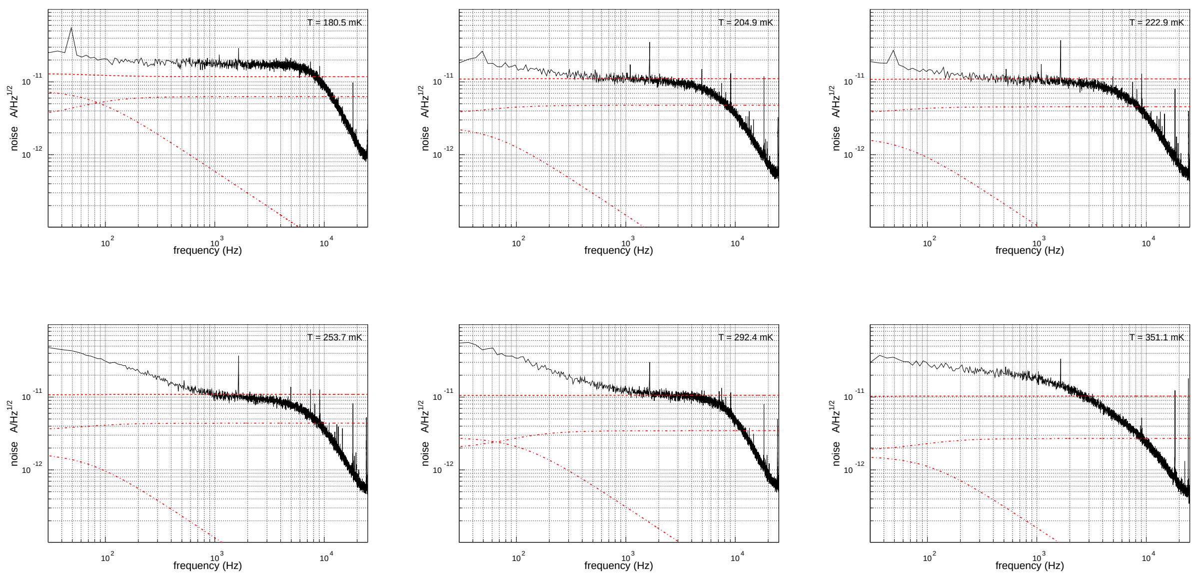
となる。ただし実際に得られたパルスハイトは 159 mV、見積もられるパルスハイトは表 5.12に示す通り 169 mV である。そのためパルスハイトが $\frac{159}{169} = 0.94$ 倍になったことから S/N も ~ 0.94 倍となる。このため 69.9 eV と見積もられた測定系のエネルギー分解能は

$$\Delta E = 69.9 \times \frac{1}{0.94} \sim 74.4 \text{ eV} \tag{5.25}$$

となり、ほぼ見積もりに近い値となる。

フォノンノイズの寄与の見積もりが実測よりも足りないということは異なるセットアップ、異なる素子においても同様の結果が報告されている。山崎修論 (宇宙科学研究所 2000) でも、フォノンノイズを 6 倍することによってパワースペクトルの見積もりが良く合うと報告されている。このことは我々が用いているモデルでは、今回使用したカロリメータを説明するには不完全なものであるということを意味すると考えられる。

そこでノイズの温度依存性を調べた。ノイズデータは ADC ボードを用いてベースラインをサンプリングして取得した。図 5.62は熱浴の温度 117 mK においてカロリメータの動作温度を 181 mK, 205 mK, 223 mK, 254 mK, 292 mK, 351 mK としたときのノイズパワースペクトルである。また、これら図中の破線はノイズの合計の見積もり、1 点鎖はそれぞれフォノンノイズとジョンソンノイズの見積もりである。なお、SQUID のノイズ電流密度 $i_{\rm n}$ は 10 pA/$\sqrt{\rm Hz}$ とした。



測定系以外のエネルギー分解能の悪化原因

図 5.51, 図 5.47より測定系以外のものが、実測から得られたカロリメータのエネルギー分解能の悪化原因となっていることがわかる。 X 線スペクトルのエネルギー分解能が $\sim$98.5 eV、そのうち測定系の寄与が $\sim$ 75.0 eV であることから、測定系以外の寄与は (測定系によるものとは独立であると考えて)

$$\Delta E_R \simeq \sqrt{(98.5 \pm 1.95)^2 - (75.0 \pm 1.33)^2} \sim 63.9\ (\pm 3.39)\ \mathrm{eV} \tag{5.26}$$

であると見積もられる。

この主な原因としてはスズ吸収体の熱化のばらつきにあると考えられる。 5.1.4 章で述べたようにシリコン内では光電子および二次電子によって電子 - ホール対とフォノンが生成される。それに対して超伝導体では電子 - ホール対の変わりに Cooper 対が破壊されて準粒子 (quasiparticle) が生成される[1]。超伝導体がシリコンの場合と大きく異なっているのはエネルギーギャップ 2Δ がフェルミエネルギー E_F や、フォノンの最大エネルギーに相当するデバイエネルギー E_D に比べて十分に小さいことである。例えばスズでは $2\Delta = 1.18$ eV であるのに対して、 $E_F = 10.03$ eV, $E_D = 17.23$ meV である。エネルギーが 2Δ よりも大きなフォノン (もしくは電子) は直ちに準粒子を生成する。したがって、ごく短い時間 (Zehnder 1995 によれば数 ns) の後に準粒子とギャップエネルギー 2Δ 以下のフォノン (subgap phonon) だけが残ることになる。準粒子は、ある寿命で再結合し最終的にはフォノンとなる。一般的に極低温 ($T \sim 0.1\ T_C$) においては準粒子の再結合の時定数は長く (Zehnder 1995 によれば数 ms)、熱化されるエネルギーにばらつきが生じる原因となる可能性がある。 Cosulich et al. (1993) によれば、少なくともいくつかの超伝導体では温度が $T > 2 \times 10^{-4} T_D$ 以上では完全に熱化されるのに対して、この温度以下では熱化が著しく不完全になると報告されている。また Stahle et al. (1993, 1994) によると、蒸着でつけたスズ薄膜の場合には時定数が 6 ms 程度の非常に遅い成分が検

[1] 実際には X 線吸収によって局所的なホットスポットが形成される。ホットスポット内では、その周辺よりも超伝導のエネルギーギャップが小さく、フォノンや準粒子の振舞いはさらに複雑なものとなる (Zehnder 1995)。

図 5.62: カロリメータの動作温度は、上図 左: 181 mK, 中: 205 mK, 右: 223 mK、下図 左: 254 mK, 中: 292 mK, 右: 351 mK

出されており、これを準粒子の寿命だと結論されている。このように X 線を吸収したときのスズの熱化のばらつきが生じることがエネルギー分解能の悪化の要因の 1 つと考えられる。

またその他の要因として考えられることは本論文で使用している TES の形状である。我々が用いている TES は長方形状のものであり、フォノンの走る経路に異方性がある。そのため場所による依存性を無視できなくっていると考えられる。

ただし以上の要因については現在のところ、有意な確証を得るにはいたっていない。

5.4 実験 4: カロリメータ # 48-A を用いた X 線スペクトルの取得– ^{55}Fe 線源

次にカロリメータ #48-A に X 線を照射させ、その動特性を調べ X 線スペクトルを取得する。 X 線線源には ^{5}5Fe を用いた。

5.4.1 セットアップ

カロリメータ # 46-B と同様の方法で # 48-B にもスズ吸収体を取り付けた。そのサイズとしては、およそ 0.63 mm×0.53 mm×15 μm である。 0.25 K, 0.3 K, 0.4 K でのカロリメータ #48 - A と表 5.5を用いて求めたスズ吸収体の熱容量を表 5.13にのせておく。この表を見て分かるようにカロリメータ全体の熱容量はスズが支配的となる。

また、シャント抵抗として 28.7 mΩ(常温) のマンガニン線 (ϕ 1.0) を使用した。表 5.1に示した結果を用いると、このンガニン線は ^{4}He 温度以下では 22.7 mΩ であると見積もられる。

温度 [K]	カロリメータ [J/K]	スズ吸収体 [J/K]	合計 [J/K]
0.25	1.03×10^{-12}	1.18×10^{-12}	2.2×10^{-12}
0.30	1.34×10^{-12}	2.04×10^{-12}	3.4×10^{-12}
0.40	2.13×10^{-12}	4.87×10^{-12}	7.0×10^{-12}

表 5.13: カロリメータとスズ吸収体の熱容量

5.4.2 動特性

カロリメータの動特性を調べるために、バイアス電流とカロリメータに流れる電流の関係を調べたものが図 5.63である。また X 線パルスの最大値とバイアス電流の関係が図 5.64である。

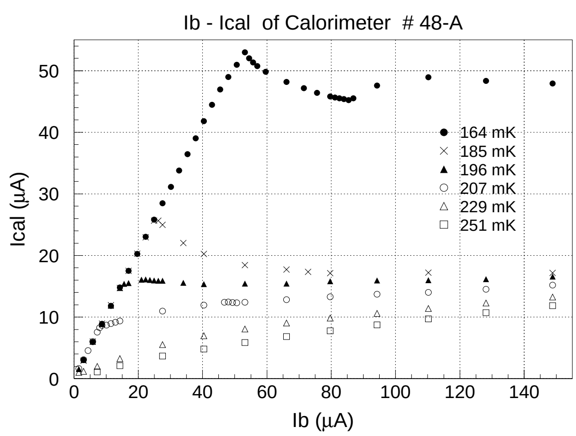


図 5.63: バイアス電流とカロリメータに流れる電流の関係

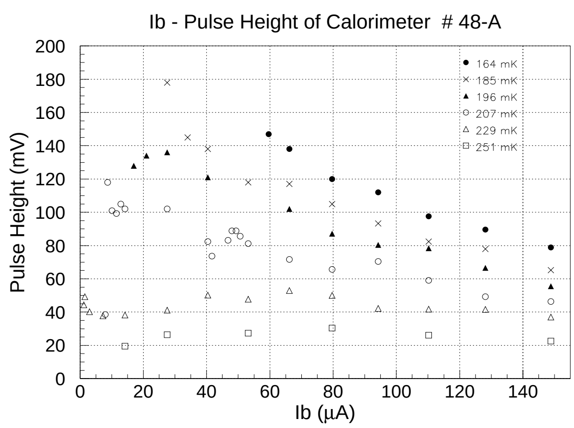


図 5.64: バイアス電流と X 線パルスの最大値との関係

5.4.3 X 線スペクトルの取得

^{55}Fe (Mn-Kα: 5.9 keV) をカロリメータに # 48 - A に照射させたところ X 線スペクトルの取得に成功した。表 5.14にその結果を示す。結論から述べると、得られたエネルギー分解能はカロリメータ #46 - B には及ばず最良のもので、 $\sim 120\ eV$ 程度であった。

また、全節までの結果と同様に X 線イベントとしてシリコンイベントとスズイベントの両方を検出することとなった。表 5.14の時定数の値はスズイベントの平均パルスから全節の式 5.18で表される 2G モデルを用いて計算した値であり、パルスハイトも、式 5.18を用いて補正した値である。

なお、温度 Ts =0.185 K、バイアス電流 $I_{\rm b}$ =27.6 μA のときのデータはスズイベントのパルスハイトがシリコンイベントと同程度まで高く、これらの 2 つのイベントを切り分けることが出来なかった。そのため表 5.14にある時定数やパルスハイトは適正な値を得ることができなかった。

熱浴の温度 [K]	0.164		0.185		0.196	
バイアス電流 [μA]	79.7	128	27.6	66.1	27.6	66.1
測定時間 [sec]	1500	1566	758	7004	1618	2272
イベント数	4000	4000	2000	10000	4000	5519
パルスハイト (スズ) [mV]	114	65.0	141	102	130	80.9
時定数 (アーム) [ms]	1.93	1.66	3.79	2.01	2.73	2.01
時定数 (エポキシ) [ms]	0.117	0.111	0.0225	0.110	0.108	0.111
立上り時間 [V/s]	562	382	702	550	620	355
ベースノイズ [eV]	107.1	130.0	191.9	129.0	101.8	118.3
エネルギー分解能 [eV]	121.6	140.9	709.0	138.5	132.3	122.9

熱浴の温度 [K]	0.207						
バイアス電流 [μA]	8.68	10.1	23.6	40.4	66.1	94.3	149
測定時間 [sec]	4938	2220	2284	3932	3352	2270	2436
イベント数	10827	5504	5529	8993	7809	5511	5855
パルスハイト (スズ) [mV]	103	100	92.8	73.0	56.9	50.8	27.6
時定数 (アーム) [ms]	2.76	2.75	2.50	2.25	2.06	1.91	1.68
時定数 (エポキシ) [ms]	0.123	0.144	0.135	0.145	0.125	0.112	0.143
立上り時間 [V/s]	405	369	340	262	207	188	70.0
ベースノイズ [eV]	156.8	169.9	166.9	184.5	194.4	194.5	307.3
エネルギー分解能 [eV]	296.2	215.7	169.7	189.7	200.9	179.8	302.2

表 5.14: X 線照射実験 4 の結果

ここでは熱浴の温度 Ts =0.164 K、バイアス電流 $I_{\rm b}$ =79.7 μA のときの例を紹介する。図 5.65は PH と SUM の関係である。この図を用いてスズイベントとシリコンイベントを切り分け、シリコンイベントのデータのみを抽出する。それを用いてベースライン ノイズとエネルギースペクトルを求めたものが、それぞれ図 5.66と図 5.67である。

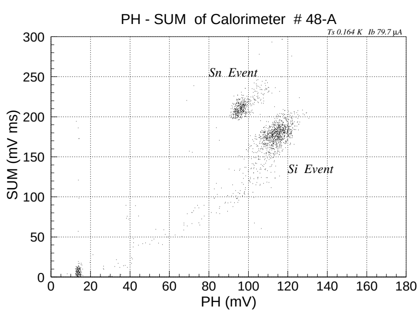


図 5.65: PH と SUM の関係

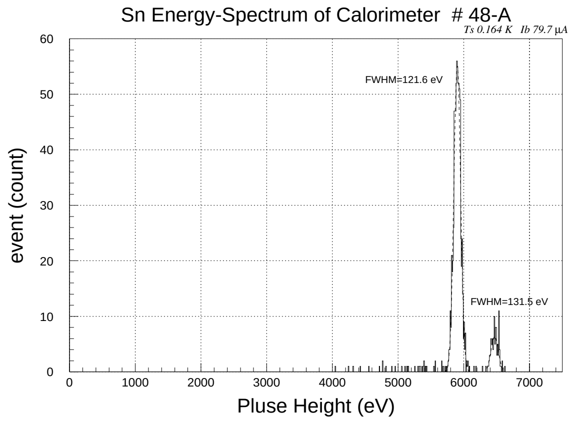


図 5.66: スズイベントの X 線スペクトル

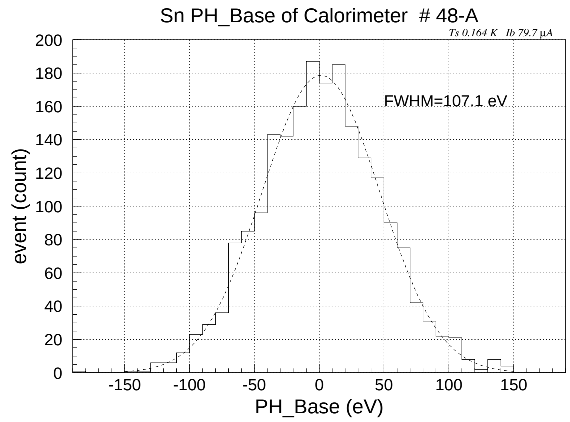


図 5.67: スズイベントのベースラインによるノイズの寄与

このときの動作温度は図 5.68から ∼257 mK であると想定され、このときのエネルギー分解能への寄与は式 (2.134), 式 (2.135) を用いて

$$\Delta E_{\rm int}(\mathrm{FWHM}) = 15.5\ \mathrm{eV}\left(\frac{\xi}{0.721}\right)\left(\frac{C}{2.36\ \mathrm{pJ/K}}\right)^{1/2}\left(\frac{T}{0.257\ \mathrm{K}}\right) \tag{5.27}$$

$$\Delta E_{\rm SQUID} = 4.48\ \mathrm{eV}\left(\frac{i_{\rm n}}{10.0\ \mathrm{pA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}}\right)\left(\frac{V_{\rm b}}{1.09\ \mu\mathrm{V}}\right)\left(\frac{\tau_{\rm eff}}{1.95\ ms}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{5.28}$$

$$\Delta E(\mathrm{FWHM}) = \sqrt{\Delta \mathrm{E}_{\rm int}^2 + \Delta \mathrm{E}_{\rm SQUID}^2} = 16.2\ \mathrm{eV} \tag{5.29}$$

と見積もられる。しかし、ここでも前節と同様に、実測の値 (ベースノイズ: 107.1 eV) はこの見積もり (ΔE(FWHM): 16.2 eV) よりも悪い結果となった。

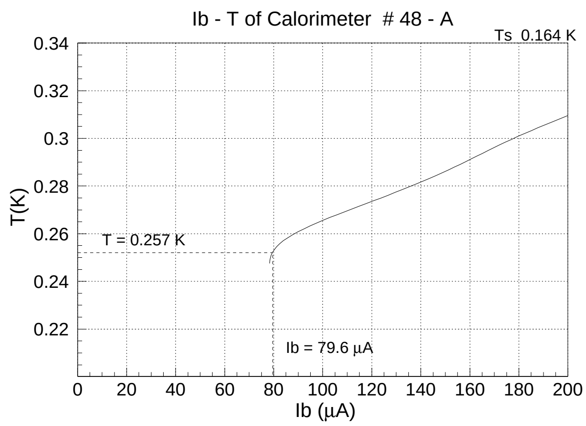


図 5.68: バイアス電流と動作温度の関係

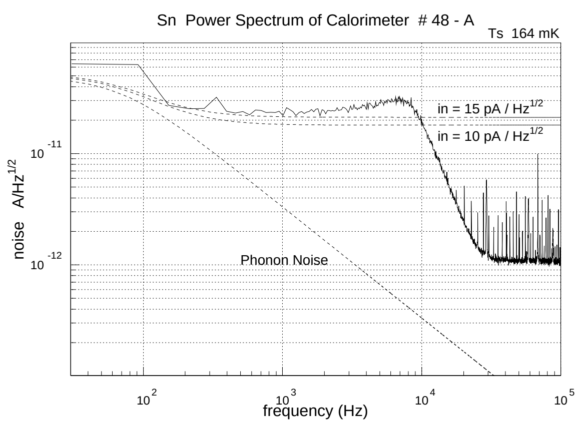


図 5.69: ベースラインのパワースペクトル

また表 5.14の熱浴の温度 207 mK においてバイアス電流 66.1 μK, 94.3 μK, 149 μK のときのデータを用いて、ベースラインのノイズの温度依存性を調べたものが図 5.70である。このときの温度はそれぞれ、 255 mK, 260 mK, 292 mK と見積もられる。

なお、図中の破線はそれぞれノイズ合計とフォノンノイズの見積もりである。

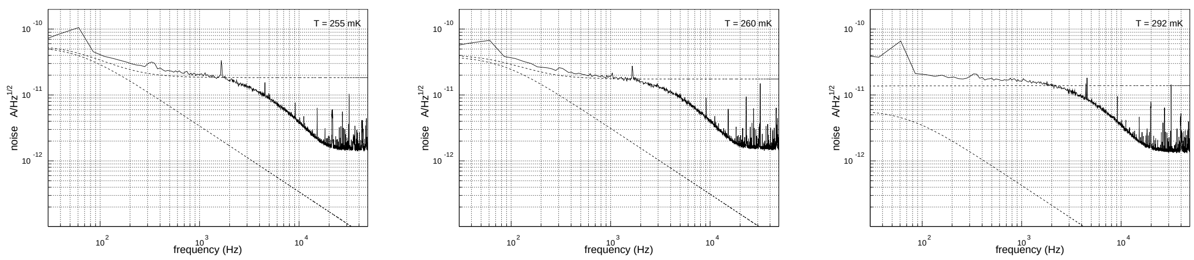


図 5.70: カロリメータの動作温度は、左: 181 mK, 中: 205 mK, 右: 223 mK

5.5 実験 4: カロリメータ # 48-A を用いた X 線スペクトルの取得– ^{109}Cd 線源

次に線源を ^{5}5Fe から ^{109}Cd に変えて、カロリメータ #48-A に X 線照射させそのスペクトルを取得する。シャント抵抗は 15.1 mΩ(常温) のマンガニン線 (ϕ 1.0) を使用した。表 5.1に示した結果を用いると、このンガニン線は ^{4}He 温度以下では 12.0 mΩ であると見積もられる。他のセットアップは全節と全て同じである。 ^{109}Cd を照射させたときに、期待される X 線のエネルギーを表 5.16に示す。

また、 X 線を照射させて得られたパルスの特性を表 5.15に示す。この表のエネルギー分解能は Ag Kα 線に対するものを載せている。その最適なエネルギー分解能は 365 eV であった。また、スズイベントとシリコンイベントの両方を検出し、全節と同様に時定数の値はスズイベントの平均パルスから式 5.18で表される 2G モデルを用いて計算した値であり、パルスハイトも、式 5.18を用いて補正した値である。

熱浴の温度 [K]	0.207		0.229	0.296		0.319	
バイアス電流 [μA]	831	896	807	429	517	221	303
測定時間 [sec]	43370	2660	12588	5208	13946	3004	2778
イベント数	2000	2000	9770	4000	10000	2000	2000
パルスハイト (スズ) [mV]	140	141	76.7	76.7	64.2	33.6	33.6
時定数 (アーム) [ms]	1.23	1.21	1.69	1.69	1.65	1.86	1.86
時定数 (エポキシ) [ms]	0.115	0.124	0.0925	0.0924	0.102	0.0838	0.0844
立上り時間 [V/s]	751	681	680	611	549	291	291
ベースノイズ [eV]	271.5	290.0	257.5	293.6	376.9	518.4	507.7
エネルギー分解能 [eV]	408.5	369.4	365.9	399.4	495.8	604.5	581.1

表 5.15: X 線照射実験 5 の結果

図 5.71は表 5.15の熱浴の温度 229 mK, バイアス電流 807 μA において取得した X 線スペクトルと、そのエネルギー範囲を細かく区切ったときのそれぞれのラインである。この図から分かるようにスペクトルラインは全部で 6 種類を検出できている。

動作温度は ∼385 mK であると想定され、このときの Ag Kα 線に対するエネルギー分解能への寄与は式 (2.134), 式 (2.135) を用いて

$$\Delta E_{\rm int}({\rm FWHM}) = 66.7\ {\rm eV}\left(\frac{\xi}{1.26}\right)\left(\frac{C}{6.30\ {\rm pJ/K}}\right)^{1/2}\left(\frac{T}{0.385\ {\rm K}}\right) \tag{5.30}$$

$$\Delta E_{\mathrm{SQUID}} = 97.9\ \mathrm{eV}\left(\frac{i_{\mathrm{n}}}{10.0\ \mathrm{pA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}}\right)\left(\frac{V_{\mathrm{b}}}{9.33\ \mu\mathrm{V}}\right)\left(\frac{\tau_{\mathrm{eff}}}{1.30\ ms}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{5.31}$$

$$\Delta E(\mathrm{FWHM}) = \sqrt{\Delta \mathrm{E}_{\mathrm{int}}^2 + \Delta \mathrm{E}_{\mathrm{SQUID}}^2} = 118\ \mathrm{eV} \tag{5.32}$$

と見積もられる。

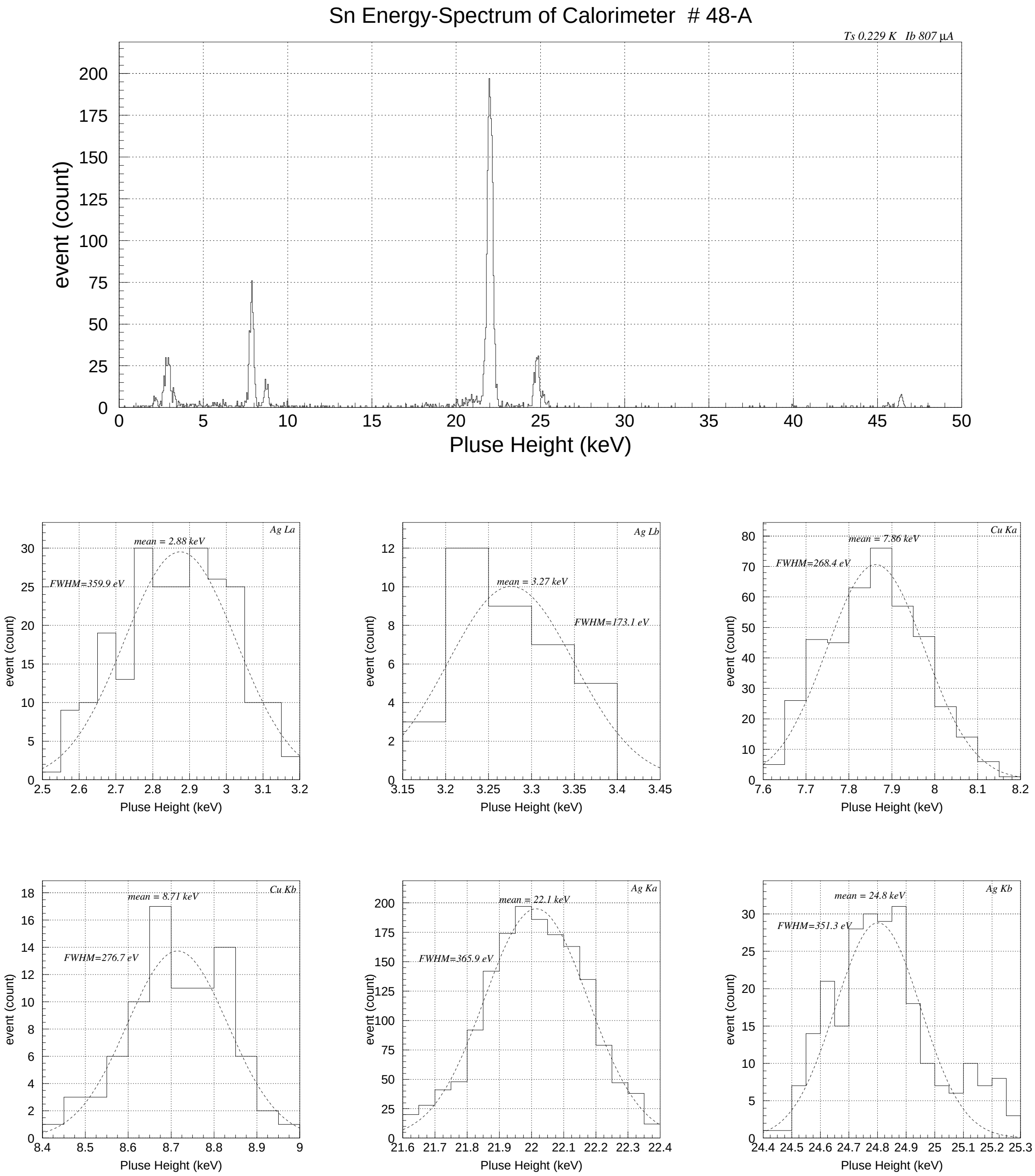


図 5.71: ^{109}Cd を照射して取得した X 線スペクトル

表 5.16に、このとき期待されるエネルギーと実測との比較を示す。この表を見ると核 γ 線以外は、実測から得られたエネルギーは期待されるそれとほぼ等しい値が得られている。核 γ 線のエネルギーが低い理由は、オシロスコープのレンジ (パルスハイト) が小さいためである。図 5.72は図 5.71で得られた X 線スペクトルのうち、 46.4 keV 付近のイベントの一つを示したものである。この図を見て明らかなように、パルスの最大値まで取り込むことができていない。

種類	エネルギー [keV]	実測値 [keV]	分解能 [eV]
Ag Lα	2.98	2.88	359.9
Ag Lβ	3.15	3.27	173.1
Cu Kα	8.04	7.86	268.4
Cu Kβ	8.91	8.71	276.7
Ag Kα	22.10	22.1	365.9
Ag Kβ	24.95	24.8	351.3
核 γ 線	88	46.4	235.2

表 5.16: ^{109}Cd を照射させたときに期待されるエネルギーと実測との比較

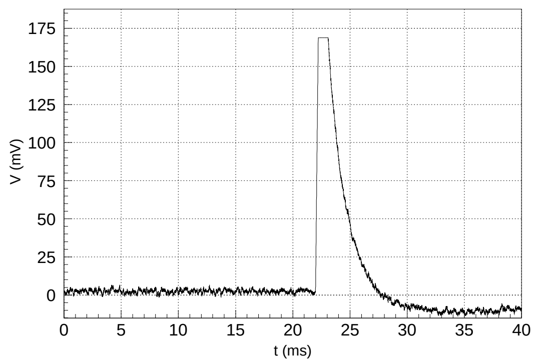


図 5.72: 46.4 keV 付近にある X 線イベント

図 5.73の左図は表 5.16において核 γ 線を除いたデータを用いて、期待されるエネルギー (x 軸) と実測 (y 軸) をプロットし直線でフィットしたものである。この結果、

$$y = 0.9979(\pm 0.0469) \times x - 0.0610(\pm 0.6834) \tag{5.33}$$

となり、直線性を見出すことができている。

また、図 5.73の右図は 5.16において核 γ 線を除いたデータにおけるエネルギーに対する分解能のプロットである。

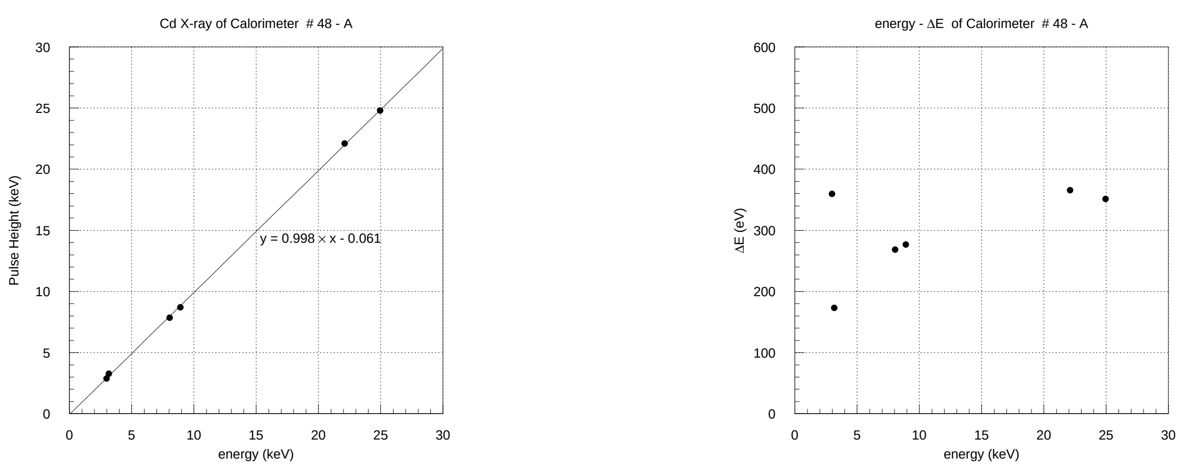


図 5.73: 実測との比較

第 6 章

まとめと課題

本修士論文では人工衛星搭載を目的とした次世代検出器の開発を目指して新しいタイプのカロリメータとして TES を用いたカロリメータの開発・性能評価を行った。そのために希釈冷凍機内に dc-SQUID を使用したカロリメータの読み出し系を構築し、実際にカロリメータに X 線を照射させ特性を調べた。その取り組みの結果のまとめと今後の課題を以下に述べる。

6.1 カロリメータの静特性と性能の見積もり

TES 温度計部分にマイクロマシーニングを用いて作成された Ti–Au 二層薄膜を用いたカロリメータの静特性を調べた。その結果、転移温度 63.5 mK、転移幅 275 mK、温度計の感度を表すパラメータ α は ~ 10 という特徴を持つことが分かった。このカロリメータに 5.9 keV のエネルギーを持つ X 線を照射させた際に期待できるエネルギー分解能は熱浴の温度を $T_s = 80$ mK として、カロリメータの動作温度を $T = 186$ mK とすると

$$\Delta E_{\mathrm{cal}}(\mathrm{FWHM}) = 9.55\ \mathrm{eV}\left(\frac{\xi}{0.915}\right)\left(\frac{C}{1.08\ \mathrm{pJ/K}}\right)^{1/2}\left(\frac{T}{0.185\ \mathrm{K}}\right) \tag{6.1}$$

$$\tag{6.2}$$

である。ただし実際には読み出し系である SQUID の電流性ノイズによっても制限されており、その寄与は

$$\Delta E_{\mathrm{SQUID}} = 15.8\ \mathrm{eV}\left(\frac{i_{\mathrm{n}}}{10.0\ \mathrm{pA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}}\right)\left(\frac{V_{\mathrm{b}}}{1.82\ \mu\mathrm{V}}\right)\left(\frac{\tau_{\mathrm{eff}}}{1.54\ ms}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{6.3}$$

であった。これによりカロリメータと SQUID 読み出し系を合わせた測定系によるエネルギー分解能への寄与は

$$\Delta E(\mathrm{FWHM}) = \sqrt{\Delta \mathrm{E}_{\mathrm{int}}^2 + \Delta \mathrm{E}_{\mathrm{SQUID}}^2} = 18.4\ \mathrm{eV} \tag{6.4}$$

と予想された。

6.2 X 線照射実験の結果

実際に、カロリメータと SQUID を希釈冷凍器に組み込み X 線 (Mn-Kα: 5.9 keV) を照射したところ、 X 線スペクトルの取得に成功した。カロリメータに吸収体を取り付ける前は X 線スペクトルのエネルギー分解能 (FWHM) は 330 eV であったのに対し、吸収体を取り付けることにより Mn-Kα と Mn-Kβ のラインを分離することができた。ただし、そのエネルギー分解能は 98.5 eV であり、そのうち測定系で 75 eV の寄与があることが分かった。この結果は上記で見積もられた 18.4 eV よりも

悪く、その要因はカロリメータのフォノンノイズ (サーマルノイズ) が見積もりの ~ 11 倍ほど大きくなっていると考えられる。また SQUID ノイズの流密度もスペック値よりも 3 倍ほど悪い $15.9\ \mathrm{pA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ であった。その結果、測定系のエネルギー分解能への寄与は

$$\Delta E_{\mathrm{int}} = 65.3\ \mathrm{eV} \tag{6.5}$$

$$\Delta E_{\mathrm{SQUID}} = 24.9\ \mathrm{eV} \tag{6.6}$$

$$\Delta E(\mathrm{FWHM}) = \sqrt{\Delta \mathrm{E}_{\mathrm{int}}^2 + \Delta \mathrm{E}_{\mathrm{SQUID}}^2} = 69.9\ \mathrm{eV} \tag{6.7}$$

となっていることが分かった。

測定系以外のエネルギー分解能悪化の主な要因はカロリメータに取り付けたスズ吸収体にあると考えられる。それは、 X 線を吸収した際のスズの熱化の時間がカロリメータと熱浴の温度の時定数と比べても無視できないスケールであるからだと思われるが、その理由を有意に確証することはできなかった。

6.3 今後の課題

6.3.1 カロリメータ

カロリーメータのフォノンノイズが見積もりよりも非常に大きい結果となったことは我々の用いているモデル (John C. Mather, 1982) が、本論文で用いたカロリメータには不適当であったと考えられる。そのため新たなモデルを考察する必要があるかもしれない。

ただ、本論文で使用したカロリメータには以下の問題があると思われる。

- 吸収体であるスズの熱化にばらつきがある。
- 中間状態にある Ti の比熱が支配的であるため、カロリメータの比熱に不確定性が生じている。
- TES の形状が細長いためにフォノンが走る経路に異方性が生じる。

このような理由でモデルに合わない可能性も考えられる。そのため Ti の膜厚を抑えそのため、さらに新たな TES の形状として正方形状の TES の作成を構想中である。この TES によって上記の不確定性を取り除き、モデルに合った結果が得られるかもしれない。また吸収体の問題に対しては、スズ吸収体の表面に薄い銅を蒸着によって取り付けるという案も考察中である。

6.3.2 SQUID

カロリメータの読み出しとして dc-SQUID を用いたが、そのノイズレベルはスペック値に比べて 3 倍ほど高い。そのためさらなるノイズ対策が必要である。また、より感度の高い (エネルギー分解能の良い) 動作点でのカロリメータを考えるなら、 SQUID 駆動装置のスルーレートが追い付かない可能性が考えられる。そのため SQUID よりもスルーレートが格段に速い SQUID-AMP を使用すべきであろう。 SQUID-AMP の利点はスルーレートだけでなく、 SQUID のノイズ電流密度がスペック値 i_{n} =5.3 $\mathrm{pA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ であるのに対し、 SQUID-AMP は i_{n} =2.4 $\mathrm{pA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ である。このことからカロリメータの読み出し系のノイズを半分以下 (~ 0.45 倍) に抑えられると期待できる。そのため、現在 SQUID-AMP の立ち上げを行っている。

付録 A

データ一覧

A.1 X 線照射実験 1：8 月 11 日 (素子 #46 - B、吸収体なし)

データ名	AVS 温度 [mK]	LTC 温度 [mK]	ベースライン [eV]	分解能 [eV]
data155k400s1	155	117	83.1	329
data155k900s1	155	117	194	343
data177k300s1	177	140	83.9	425
data177k800s1	177	140	209	407
data195k50s1	195	160	122	462
data195k800s1	195	160	278	418

A.2 X 線照射実験 2：9 月 1 日 (素子 #46 - B、吸収体 大)

データ名	AVS 温度 [mK]	LTC 温度 [mK]	ベースライン [eV]	分解能 [eV]
data163k290b	163	125	118	160
data177k250	177	140	152	170
data177k300	177	140	366	354
data183k170-4ms	183	160	81.7	118

A.3 X 線照射実験 3 : 12 月 08 日 (素子 #46 - B、吸収体 小)

データ名	AVS 温度 [mK]	LTC 温度 [mK]	ベースライン [eV]	分解能 [eV]
data103k9v120-4ms	103	63	142	207
data119k15v650-4ms	119	80	75.0	98.5
data119k15v680-4ms	119	80	105	105
data134k9v100-4ms	134	95	105	105
data155k15v540-4ms	155	117	79.5	99.2
data177k15v250-4ms	177	140	87.6	111
data177k9v60-4ms	177	140	107	109
data177k9v80-4ms	177	140	130	140
data184k15v50-4ms	184	146	171	261

A.4 X 線照射実験 4 : 10 月 25 日 (素子 #48 - A、^{55}Fe 線源)

データ名	AVS 温度 [mK]	LTC 温度 [mK]	ベースライン [eV]	分解能 [eV]
data200k600-4ms	200	164	107	122
data200k900-4ms	200	164	130	141
data220k200	220	185	192	710
data220k500	220	185	129	134
data230k200	230	196	102	132
data230k500	230	196	118	123
data240k60	240	207	157	296
data240k70	240	207	170	215
data240k170	240	207	170	170
data240k300	240	207	185	190
data240k500	240	207	194	201
data240k700	240	207	195	180
data240k1000	240	207	307	302

A.5 X 線照射実験 5 : 11 月 8 日 (素子 #48 - A、^{109}Cd 線源)

データ名	AVS 温度 [mK]	LTC 温度 [mK]	ベースライン [eV]	分解能 [eV]
data240k9v900-4ms	240	207	272	409
data240k9v950-4ms	240	207	290	369
data260k9v880-4ms	260	229	258	366
data320k9v500-4ms	320	296	294	399
data320k9v600-4ms	320	296	377	496
data340k9v250-4ms	340	319	518	605
data340k9v350-4ms	340	319	508	581

謝辞

本研究において指導教官である大橋先生には大変お世話になり、また多大なる御迷惑をおかけしましたことをお詫びいたします。また、実りの多い 2 年間を過ごさせていただきまして誠にありがとうございました。都立大の山崎助手には、様々な質問をさせていただきました。私は、いつもいつもヘンな質問をしていましたが嫌な顔せず的確な解答をいただきました。山崎さんに質問をさせていただくことは私にとって非常に重要なことであり、また楽しみな時間でもありました。本当にお世話になりました。

ここで本論文の成果は都立大学の石崎助手の存在なくして得ることは出来なかったことを断っておきます。石崎さんには本当にお世話になり、心より感謝しております。また多大なる御迷惑をおかけしまして本当に申し訳ありませんでした。この場を借りて感謝・お詫びをさせていただきます。私がこうして謝辞を書けているのも石崎さんあってのことだと強く感じております。石崎さんからは数え切れないほど多くのことを学ばさせていただきました。

古庄さんには計算機のイロハを教えていただきました。いつも御迷惑をかけてばかりで結局、最後まで何もお返しができない自分が無力に感じてなりません。本当にありがとうございました。久志野さんには、いつもいつもくだらない質問をしてしまいました。私の質問のたびに御自分の仕事を中断して答えていただき申し訳ありませんでした。同じ部屋で学ばせて頂いたことを大変嬉しく思っております。同期の石川くんには物理の初歩的な質問をよくさせていただきました。いつも真剣に答えてくれる、本当に嬉しかったです。これからも頑張って下さい。 4 年生の 村上くんには、いつも笑わせていただきました。 9742 に行っても頑張って下さい。期待しております。都立大の皆様、外部から来た私を暖かく迎え入れていただき本当にありがとうございました。とても貴重な 2 年間でした。

宇宙科学研究所の満田先生、藤本助手には御迷惑ばかりおかけしました。本当に申し訳ありませんでした。得に藤本さんには深く感謝しております。また同研究所の宮崎さん、大島さんには色々なことを学ばせて頂きました。極めて優秀なお二人の存在があったからこそ、私はここまでたどりつくことができたと思っております。

私の根本にある物理学に対する考え方は学習院大学のスタッフ、同期の皆様からご教授いただきました。皆様のこれからのご活躍、期待しております。

自分の力不足から、まだまだやり残したことは多々ありますが 都立大 M1 の広池くん、宇宙科学研究所 M1 の二元くんに託したいと思います。どうぞ頑張って下さい。

最後に。同期の宇宙科学研究所の山崎くんにお礼をさせて頂きます。色々と大変な 2 年間でしたが、いつも楽しく過ごすことができたのは山崎くんの存在があったからに他なりません。勉強から私生活に至るまで、あらゆることでお世話になりました。またこれからもよろしくお願い致します。

その他、大勢の皆様のお力添えがあったからこそ、今の私があると思っております。皆様、本当にありがとうございました。

参考文献

[1] IrwinD 論, Irwin

[2] M.Tinkham, 超伝導現象, 産業図書, 1995,

[3] C.D.Tesche and John Clarke, 1977, J. Low Temp. Phys , **29**, 301

[4] Bolometer Noise:Nonequilibrium, 1982, John C. Mather, Applied Optics

[5] ジョセフソン効果の物理と応用, 1988, Antonio Barone & Gianfranco, 近代科学社

[6] 低温工学ハンドブック, 1982, VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE, 内田老鶴圃新社

[7] 低温, 1974, 田沼 清一, 共立出版株式会社

[8] X 線結像光学, 1999, 波岡武 山下広順, 培風館

[9] 物性測定の進歩 II, 1996, 小林俊一, 丸善

[10] キッテル固体物理学入門 上, 1998, Charles Kittel, 丸善

[11] 熱力学, 2000, 田崎晴明, 培風館

[12] 修士論文「TES X 線マイクロカロリメータと SQUID アンプ読み出し系の開発」, 1999, 大島泰, 東京大学

[13] 修士論文「Ti 薄膜を用いた X 線マイクロカロリメータの開発研究」, 1998, 前神佳奈, 東京大学

[14] 修士論文「マイクロカロリメータ X 線検出の開発研究」, 1998, 宮崎利之, 東京大学

[15] 修士論文「SQUID を用いた X 線マイクロカロリメータの信号検出システムの開発」, 1999, 藤本 弦, 都立大学

[16] 理科年表 国立天文台編, 1997, 小平桂一, 丸善