北里大学大学院理学研究科 2019年度修士論文

太陽アクシオン探査に特化した 57Fe 吸収体を持つ TES 型マ イクロカロリメータの研究

紺野 良平 MS - 18813

指導教授:量子物理学山崎典子

Development of TES microcalorimeters with solar-axion converter

R. Konno^{1,2}, K. Maehisa^{1,7}, K. Mitsuda¹, N. Y. Yamasaki¹, R. Yamamoto^{1,8}, T. Hayashi¹, H. Muramatsu^{1,9}, Y. Nakashima^{1,3}, K. Maehata⁴, T. Homma^{5,6}, M. Saito^{5,6}, M.Sugie⁵, · R.Sato⁵

the date of receipt and acceptance should be inserted later

Abstract Several issues in developing TES (Transition Edge Sensor) microcalorimeters for the search of monochromatic solar axions expected at 14.4 keV are studied. The potential problem of developing TES's of this purpose is in that an axion absorber of ⁵⁷Fe must be placed in close vicinity of a TES. We estimated the minimum distance to avoid magnetic interference from iron using magnetic FEM simulations, and found it 30 μ m for an iron of 5 μ m thickness. We fabricated a TES with a 10 μ m thick iron membrane separated by 60 μ m. We confirmed the superconducting transition for this TES. However, both the residual normal resistance and the transition temperature was different from those of TES without iron. We also estimated the low-temperature thermal conductivity of an iron membrane by measuring the low-temperature electrical resistance and by applying the Wiedemann-Franz law. We estimated the pulse-shape dependency on the interaction position within the ⁵⁷Fe converted using thermal FEM simulations. We found that the pulse-shape variations will limit the energy resolution to about 30 eV FWHM.

Keywords Sensors, Microcalorimeters, TES, Solar axions, Monochromatic emission

¹Department of Space Astronomy and Astrophysics, Institute of Space and Astronautical Science, Japan Aerospace Exploration Agency

²Department of Physics, School of Science, Kitasato University

³Department of Physics, Graduate School of Science, University of Tokyo

⁴Department of Applied Quantum Physics and Nuclear Engineering, Graduate School of Engineering, Kyushu University

⁵Department of Applied Chemistry, School of Advanced Science and Engineering, Waseda University ⁶Research Organization for Nano & Life Innovation, Waseda University

⁷Present address: Nippon Steel Sumitomo Metals Co., Ltd, ⁸present address: National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), ⁹present address: NASA/Goddard Space Flight Center E-mail: konno@ac.jaxa.jp

1 Introduction

Axion is a hypothetical elementary particle proposed to solve the strong CP problem in QCD and is one of dark-matter candidates. The sun is considered to emit axions of a continuum spectrum similar to that of blackbody emission with $kT \sim 1.3$ keV by the Primakoff effect. In addition, line emission is expected through M1 transitions of nuclei; an example is 14.4 keV from ⁵⁷Fe [1]. The mass of an axion is constrained by several astronomical and cosmological observations. There is a narrow window in \sim 10 to \sim 20 eV in the mass constraint from the supernova 1987A[2, 3]. Although there is argument about this window[4], we consider it is worth investigating experimentally. If the mass is in this window, the intensity of the monochromatic solar axion emission is expected to be in the range which ground experiments may be able to reach. Among a few candidates nuclei (⁵⁷Fe[1], ⁷Li[5], ⁸³Kr[6], ¹⁶⁹Tm[7]), ⁵⁷Fe is most suitable for TES since it is possible to attach to a TES by a micro fabrication process. 14.4 keV γ -rays from a thin ⁵⁷Fe film were searched for by a semiconductor detector and the upper limit of 145 eV (at a 95% confidence limit) for QCD axions has been obtained so far[8, 9, 10, 11], and an upper limit of 100 eV was reported[12] from an experiment using gas chamber filled with ⁸³Kr. Those upper limits are still high compared with the axion window. The other approach to search for the monochromatic axion emission is to use magnetic field as converter such as the CERN Axion Solar Telescope (CAST)[13]. However, the search is limited to a small mass range because of the length of the magnetic field.

The sensitivity is expected to improve to a meaningful level by using a largeformat microcalorimeter array because of two reasons: (1) the detection efficiency improves from 9% to about 95 % since a microcalorimeter is sensitive to all forms of energy output including conversion electrons and low energy X-rays, while the conversion probability to 14.4 keV γ -ray is only 9%, (2) because of the good energy resolution, the sensitivity is limited by Poisson statistics of the signal events and not by the background event rates. The draw back of using microcalorimeters is small converter mass. This problem can be solved by using a large format array of > 10 k pixels, which we consider possible by applying the microwave frequency domain multiplex for readout [14, 15]. The other problem is in use of iron, High energy resolution is not expected if the specific heat is high and the thermal conductance is low. Moreover, the ferro magnetization of iron may cause serious effect on the superconducting-transition property of a TES.

In this paper, several problems which we expect when we attach iron axion converter to a TES are studied, but issues related to a large-format array are out of scope. We first discuss a structure of a TES microcalorimeter in which the TES and iron converter are placed separately with a certain distance and connected to each other thermally with a gold thermal strap. We then estimate the minimum distance of the two using an FEM (finite element method) simulations of magnetization and magnetic field. Thermal conductance of iron is also a concern of this design. We deposit an iron membrane on Si subtrate and measure the low-temperature electrical conductance to estimate the thermal conductance. We then perform a thermal FEM simulation to find the degradation of energy resolution by the position dependence of the signal. We also fabricate TES's to investigate experimentally the dependence of

iii

the superconducting transition properties on with and without an iron membrane in vicinity.

2 Microcalorimeter design and magnetic simulation



Fig. 1 Schematic diagram of the TES-microcalorimeter structure for the present solar-axion search. The ⁵⁷Fe axion converter is placed with a distance to the TES to avoid the magnetic field from the iron membrane, while they are connected by a gold thermal strap to transfer the heat generated by an axion to the TES.

For the present purpose we need to connect thermally an iron axion converter to a TES. Magnetic fields are known to modify the superconducting-transition temperature and to degrade the temperature sensitivity of the TES. In order to reduce the magnetic filed on the TES, we adopted a design shown in Figure 1. To determine the minimum distance between the iron and the TES, we used Femtet, an FEM (finite element method) simulation software provided by the Murata Manufacturing Company. For this purpose we tentatively assumed the pixel size of the iron axion convert to be $100 \times 100 \mu m^3$. We first simulated the magnetization of the iron membrane, M(H), neglecting the hysteresis of the magnetization, where H) is the external magnetic field strength. We placed the iron membrane in three different configurations against the direction of the Earth's magnetic filed, $H_{\rm E}$. Figure 2 (a) shows magnetic flux density B when $H_{\rm E}$ was in the direction shown in the figure. The TES microcalorimeter array will be placed inside a magnetic shield box and the external magnetic. The magnetization in 0 filed strength, M_0 , will be determined by the hysteresis, and in general $|M_0| < |M(H_E)|$. In the second step, we calculated the magnetic flux density created by the magnetization of the iron membrane using Femtet. In this calculation we used $M(H_E)$ instead of M_0 , then the simulation will show us an upper limit for B. We calculated for three different directions of magnetization.

The sensitivity of a TES performance to magnetic field may depend on the TES material and fabrication process. The response to magnetic field has already been investigated for our TES microcalorimeters which use a Ti/Au bi-layer [16]. According to the results, the TES is most sensitive to magnetic field which perpendicular to the TES membrane, but the change in the superconducting transition was not observed if $B < 1\mu$ T. Figure 2 (b) shows the case in which the component of *B* perpendicular to the TES membrane is most extended. The blue curve shows this component, and we



Fig. 2 (a) Example of the FEM simulations for the magnetization of an iron membrane by the Earth's magnetic filed (a). The magnetic field density B, which is the sum of the magnetic filed strength H and the magnetization M, is shown with a color scale. We simulated for three external-magnetic-field directions. The direction for this figure is shown by the black arrow on the left bottom. (b) Example of the FEM simulations for B created by M. The direction of the magnetization is shown with the thick arrow in the top panel. The bottom panel shows the magnetic flux density B along the dotted line in the top panel. Position 0 of the graph is the center of the iron membrane and the y axis of is expanded to show the behavior for small B values. Four different curves show the three components of the vector B and its absolute value. (color on line)

find that at a distance of 30μ m from the edge of the iron membrane the the component decreases to 1 μ T. On the other hand the absolute value of *B* becomes 1 μ T at about 220 μ m from the edge of the iron membrane.

3 Thermal conductance of iron membrane at low temperature



Fig. 3 Photographs of two structures deposited on a silicon substrate to measure the electrical resistance of an iron membrane. For the left photograph, 100 nm gold was deposited on Si and etched to form the pattern. A thin titanium (10 nm) was deposited underneath Au as a binding layer. For the right photograph, the iron membrane of 1.62 μ m thickness was deposited on top of Au for the central narrow rectangle part.

The thermal conductance of an iron membrane may also dependent on the fabrication process. We selected electrodeposition process so that we can re-use iron in the electrolyte or removed by the lift-off process. We fabricated membranes using iron of the natural isotope abundance as shown in Figure 3 and estimated the thermal conductance from measurements of the electric-resistance. The sample consists of two different structures. One sample (Figure 3 left) consists of Au (100 nm thickness) patterned on a Si substrate with very thin Ti as a binding layer between Au and Si. The other sample (Figure 3 right) has an exactly same structure as before but with Fe deposited on the central rectangle part of Au. The electric resistance of two samples were measured at 300 K and 4 K using the LR-700 AC resistance bridge of Linear Research Inc. The results are shown in Table 1. The resistance of iron was estimated assuming Au/Ti and Fe layers are connect in parallel to the bonding pads on the both ends. The Fe membrane size was measured to be $1.62 \times 100 \times 1000 \ \mu m^3$ and the resistivity at 4K is estimated to be $3.8 \times 10^{-8} \ \Omega m^{-1}$. Then from the Wiedemann-Franz law the thermal conductivity, κ , at 4K is estimated. At temperature lower than ~ 10 K, the thermal conductivity is expected to be proportional to the temperature. Thus $\kappa = 2.53 \left(\frac{T}{4K}\right) WK^{-1}m^{-1}$. This value is by a factor of ~ 30 smaller than the value reported for bulk iron (72WK⁻¹m⁻¹ at 4K) [17], but is consistent with the small RRR (Residual Resistance Ratio) of this sample (~ 3).

 Table 1 Resistance measurements

T(K)	Resistance (Ω)		
	without Fe	with Fe	Fe estimated
300	3.71	0.65	0.79
4	1.25	0.20	0.24

4 Thermal simulation

We first estimated the energy resolution of the TES microcalorimeter of Figure 1 using the equation we used for X-ray microcalrimeters (reference: Ezoe ***). The energy resolution is determined by the operating temperature, the heat capacity of the components supported by thermal link, the TES resistance dependence on the temperature and the current, the temperature dependence of the thermal link, and the amplitude of the excess noise. We used the parameter for the X-ray TES except for the heat capacity. In the estimation we assumed the specific heat of iron to be 9.1×10^{-6} J K⁻¹ g⁻¹ extrapolating the values in 1 to 10 K[17], which are approximated with $0.911 \times 10^{-4} (T/K) + 1.97 \times 10^{-7} (T/K)^3$ J K⁻¹ g⁻¹. The heat capacity was dominated by that of iron, and the FWHM energy resolution was estimated to be 10 eV for the iron axion converter size of $100 \times 100 \times 5 \ \mu m^3$ operated at 100 mK. The energy resolution is likely degraded from this value unless the thermal conductances of both iron and gold are enough large. We estimated this effect by a thermal FEM simulation. We used the Thermal Desktop software from C& R Technologies. In Figure 4, the FEM model is schematically shown, and in Table 2 the material properties and sizes used for the simulations are summarized. In addition to the parameters shown in Table 2, we assumed the interface thermal conductivities between Fe and Au, and between Au and TES, respectively. The value was 100 μ W K⁻¹ in total for both. The thermal conductance from the TES to the thermal sink is estimated to be G = 100 nW K⁻¹ for our X-ray microcalorimeters. Since our simulation does not take the electro-thermal feedback (ETF) into account, we will obtain a pulse decay time which is about 10 times longer than a real pulse. Since the pulse decay time constant is important when we estimate the effect of thermal conductance inside the device to

5

6 Please give a shorter version with: \authorrunning and \titlerunning prior to \maketitle

the energy spectrum. We set G to a value about 10 times larger value than real value so that the pulse decay time take a realistic value. The value of G was distributed to all the nodes which are connected to the thermal link, i.e. SiN_x/SiO₂ membrane. We obtain the temperatures of all nodes as functions time after an instantaneous heat input at one of the node of the iron converter. Then the resistances of the all the TES nodes are calculated from the temperatures using the R - T relation and then the combined resistance of the TES nodes is obtained as a function of time. Assuming a bias circuit with a shunt resister, we obtain the TES current as a function of time. We obtained such current pulse profiles for heat inputs at 25 different nodes of the iron converter separately. We then added white noise to the pulse profile to obtain 1000 simulation pulses for each nodes. We apply the optimum filter to those pulse records to obtain the pulse-height histogram. We estimated the effect of the position dependence by comparing the pulse-height histograms when all heat input was on the center nodes of the iron converter and that when heat input was distributed over the iron converter. From the quadrature difference of the pulse-height histograms, we estimate that the energy resolution degrades in FWHM by 32 eV by the position dependence. Thus this factor will limit the energy resolution of the device. We performed the same simulations assuming twice or three times larger iron thermal conductivities. The results show that the degradation will be reduced to 23 and 17 eV, respectively. The value was 3 eV, which is enough small compared to the 10 eV energy resolution. A 30 eV energy resolution is already much better than typical semiconductor-detector resolutions ($\sim 200 \text{ eV}$). However, we consider the thermal conductivity can be improved by a factor of a few by some modifications in the electrodeposition process because the present RRR is small.



crocalorimeter thermal FEM model. Some of nodes TES pixels deposited on Si substrate. Both the tranare drawn separated but actually are not. For example, thermal strap is shown in three separated parts. TES with Fe at 60 μ m distance are different from However, it is actually a continuous Au membrane. those of the TES without Fe in vicinity.

Fig. 4 Schematic diagram of the TES mi- Fig. 5 Resistance-temperature relations of four sition temperature and the normal resistance of the

5 Superconducting transition of TES

We have fabricated several TES's on a Si substrate and attached iron membrane close to some of the TES's. Because of some problem in the TES sputtering process, the

		Fe ^a	Au ^b	TES^{c}
		Converter	Thermal strap	
Specific heat	$J K^{-1} g^{-1}$	$9.1 imes 10^{-6}$	$3.5 imes 10^{-7}$	3.9×10^{-6}
Thermal conductivity	$W K^{-1} m^{-1}$	$6.3 imes 10^{-2}$	$3.7 imes 10^{-2}$	$3.3 imes 10^{-1}$
Size	μm^3	$100 \times 100 \times 5$	100 imes 220 imes 1	$180 \times 180 \times 0.15$
			$+140 \times 140 \times 1$	

 Table 2
 Material properties and sizes for thermal simulation

^{*a*} Membrane deposited with electrodeposition

^b Membrane deposited with EB deposition

^c Ti/Au bilayer deposited with sputter deposition

transition temperature was about 280 mK, which is higher than the designed temperature (100 mK). We, however, measure the resistance-temperature (R-T) relation of some of the TES's. As shown in Figure 4, we found difference in the R-T relation of the TES's which have no Fe membrane within 1 mm distance and the TES which has iron membrane with 60 μ m gap. Since the thickness of the iron membrane was 10 μ m, which is by a factor of two thicker than the simulation value. Thus 60 μ m gap is equivalent to 30 μ m gap in the simulation which we concluded the minimum allowable distance in section 2. The result indicates that 30 μ m gap is not a safe number for an iron membrane of 5 μ m thickness. We need to find the appropriate distance experimentally among several different distances.

6 Summary and future prospects

In this paper, we studied two major potential problems of using an iron membrane as an axion converter of a TES microcalorimeter: modification of superconducting transition due to magnetic field from iron, and degradation of energy resolution by absorption-position dependence of the signal pulse profile. For the former issue, we estimated the minimum distance using FEM simulations. We attached an iron membrane at the minimum distance (when we scale with the thickness) for which the TES performance will not be affected according the magnetic field simulations and previous measurements. However, we observed change in the R-T relation. There are two possibilities for this explanation: the magnetic filed at the TES was larger than the simulation, and/or the TES of this experiment was more sensitive to magnetic filed than the TES's previously tested. In the latter case, the high transition temperature of this device might be relevant. We will fabricate new TES's after refurbishing the sputter equipment for TES's. We also plan to apply magnetic field to check the sensitivity of the TES to the magnetic filed and also to cancel the magnetic field from the Fe membrane. For the latter issues, we found that the RRR of our iron membrane is as small as ~ 3 and the thermal simulations showed the small thermal conductance estimated from the electric conductance degrades the energy resolution. The RRR is likely related to the grain size of the iron membrane. We consider that we can improve the membrane property by changing some of the electrodeposition parameters.

7

8 Please give a shorter version with: \authorrunning and \titlerunning prior to \maketitle

Acknowledgements The authors are grateful to S. Moriyama for stimulating discussion and his suggestions about solar axion searches. This work was supported by JSPS KAKENHI Grant Number 18H01244.

References

- 1. Moriyama, S., Phys. Rev. Lett. 75, 3222, 1995
- 2. Engel, J., Seckel, D. Hayes, A. C., Phys. Rev. Lett. 65, 960, 1990
- 3. Raffelt, G.G., Lect. Notes Phys. 741, 51, 2008
- 4. Changa, J.H., Essiga, R., & McDermott, S.D., arXiv:1803.00993, 2018
- 5. Krcmar et al. 2001, Phy. Rev. D, 64, 115016
- 6. Jacovcic et al. 2004, Rad Phys & Chem 71, 793
- 7. Derbin, A. V., Bakhlanov, S. V., Egorov, A. I. et al., Phys. Lett. B 678, 181 (2009).
- Krčmar, M., Krečak, Z., Stičević, M. Ljubičić, A., Bradley, D.A. 1998, Phys Lett B, 442, 38
- 9. Namba, T., Phys. Lett. B, 645, 398, 2007
- Derbina, A.V., Egorov, A.I., Mitropol šky, I.A., Muratova, V.N., Semenov, D.A., Unzhakov, E.V. Eur. Phys. J. C (2009) 62: 755
- Derbin, A.V., Muratova, V. N., Semenov, D. A., Unzhakov, E. V., Phys. At. Nucl. 74, 596 (2011)
- 12. Gavrilyuk, Y.M., Gangapshev, A.N., Derbin, A.V. et al. Jetp Lett. (2015) 101: 664. https://doi.org/10.1134/S0021364015100069
- 13. CAST collaboration et. al., J. of Cosmology and Astroparticle Physics, P12(2009)002
- 14. Mates, J.A.B., Hilton G.C., Irwin, K.D., Vale, L.R., & Lehnert, K.W., Appl. Phys. Lett., 92, 023514 (2008).
- Nakashima. Y., Hirayama, F., Kohjiro, S., Yamamori, H., Nagasawa, S., Sato, A., Yamasaki, N.Y., & Mitsuda, K. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 29, 2100705 (2019)
- Ishisaki, Y., Kurabayashi, H., Hoshino, A., Ohashi, T., Yoshino, T., Hagihara, T., Mitsuda, K., Tanaka, K., Journal of Low Temperature Physics, 151, 131 (2008)
- 17. BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY SELECTED CRYOGENIC DATA NOTEBOOK, BNL 10200-R, VOLUME I, Compiled and Edited by J.E. Jensen et al., 1980

viii

目 次

第1章	イントロダクション	1
1.1	太陽アクシオン	1
1.2	太陽アクシオン検出方法	3
第2章	TES 型マイクロカロリメータの原理	4
2.1	TES 型マイクロカロリメータとは................................	4
	2.1.1 吸収体	4
	2.1.2 温度計	5
2.2	超伝導遷移端温度計(TES: Transition Edge Sensor)	5
2.3	電熱フィードバック (ETF: Erectro thermal feedback)	6
	2.3.1 電熱フィードバックのもとでの温度変化に対する対応	6
	2.3.2 電熱フィードバックの一般論と電流応答性	8
2.4	固有ノイズ	11
2.5	最適フィルター処理とエネルギー分解能	14
2.6	吸収体と TES が有限の熱伝導度で繋がれている場合	16
	2.6.1 温度変化を表す方程式	16
	2.6.2 X 線入射後の波形	18
	2.6.3 周波数応答を用いた定式化	18
第3章	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの開発	20
第 3章 3.1	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの開発 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係	20 20
第 3 章 3.1	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの開発 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係	20 20 22
第 3章 3.1 3.2	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの開発 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係 3.1.1 Fe 吸収体の物性値について 磁性体吸収体の磁場による TES への影響について	20 20 22 22
第 3章 3.1 3.2	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの開発 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係 3.1.1 Fe 吸収体の物性値について 磁性体吸収体の磁場による TES への影響について 3.2.1 磁気シミュレーション 仮定・条件	 20 20 22 22 23
第3章 3.1 3.2 3.3	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの開発 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係 3.1.1 Fe 吸収体の物性値について 磁性体吸収体の磁場による TES への影響について 3.2.1 磁気シミュレーション 仮定・条件 検討すべき問題について	 20 20 22 22 23 24
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの開発 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係 3.1.1 Fe 吸収体の物性値について 磁性体吸収体の磁場による TES への影響について 3.2.1 磁気シミュレーション 仮定・条件 検討すべき問題について 吸収体 - 熱パス - TES 構造の熱シミュレーション	 20 20 22 22 23 24 25
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの開発 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係 3.1.1 Fe 吸収体の物性値について 磁性体吸収体の磁場による TES への影響について 3.2.1 磁気シミュレーション 仮定・条件 検討すべき問題について 吸収体 - 熱パス - TES 構造の熱シミュレーション シミュレーション方法	 20 20 22 22 23 24 25 25
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係 3.1.1 Fe 吸収体の物性値について 磁性体吸収体の磁場による TES への影響について 3.2.1 磁気シミュレーション 仮定・条件 検討すべき問題について 吸収体 - 熱パス - TES 構造の熱シミュレーション シミュレーション方法 4.1.1 太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの熱数学モデル	 20 20 22 23 24 25 26
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの開発 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係 3.1.1 Fe 吸収体の物性値について 磁性体吸収体の磁場による TES への影響について 3.2.1 磁気シミュレーション 仮定・条件 検討すべき問題について 吸収体 - 熱パス - TES 構造の熱シミュレーション シミュレーション方法 4.1.1 太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの熱数学モデル 4.1.2 各構成要素の初期設定	 20 20 22 23 24 25 26 26
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの開発 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係 3.1.1 Fe 吸収体の物性値について 磁性体吸収体の磁場による TES への影響について 3.2.1 磁気シミュレーション 仮定・条件 検討すべき問題について 吸収体 - 熱パス - TES 構造の熱シミュレーション シミュレーション方法 4.1.1 太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの熱数学モデル 4.1.2 各構成要素の初期設定 4.1.3 熱入力条件	 20 20 22 23 24 25 26 26 27
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係	 20 20 22 23 24 25 26 26 26 27 28
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係 3.1.1 Fe 吸収体の物性値について 磁性体吸収体の磁場による TES への影響について 3.2.1 磁気シミュレーション 仮定・条件 検討すべき問題について 吸収体 - 熱パス - TES 構造の熱シミュレーション シミュレーション方法 4.1.1 太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの熱数学モデル 4.1.2 各構成要素の初期設定 4.1.3 熱入力条件 4.1.4 温度から抵抗値への変換 4.1.5 抵抗ネットワーク	 20 20 22 23 24 25 26 26 27 28 28
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係3.1.1 Fe 吸収体の物性値について3.1.1 Fe 吸収体の物性値について磁性体吸収体の磁場による TES への影響について3.2.1 磁気シミュレーション 仮定・条件4.1.1 磁気シミュレーション 仮定・条件検討すべき問題について4.1.1 太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの熱数学モデル4.1.1 太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの熱数学モデル4.1.2 各構成要素の初期設定4.1.3 熱入力条件4.1.4 温度から抵抗値への変換4.1.5 抵抗ネットワーク4.1.6 TES 温度変化 → TES 抵抗変化 → 電流パルスの変換について	 20 20 22 23 24 25 26 26 26 27 28 28 29
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係	 20 20 22 23 24 25 26 26 27 28 28 29 29 29
第3章 3.1 3.2 3.3 第4章 4.1	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係	 20 20 22 23 24 25 26 26 27 28 28 29 30

	4.2.2 熱パスの幅
	4.2.3 熱パスの長さ
4.3	熱入力位置による TES 出力パルスの位置依存性の確認
	4.3.1 TES エネルギー分解能の位置依存性による劣化について
4.4	シミュレーションモデルの最適化によるエネルギー分解能の改善の試み 34
	4.4.1 位置依存性が生じる理由について
	4.4.2 熱パスの幅を変更した場合 35
	4.4.3 Fe 吸収体の熱伝導度を変更した場合
4.5	熱シミュレーション まとめ 38
第5章	Fe 薄膜の製作および残留抵抗測定 39
5.1	熱伝導度と残留抵抗比
5.2	Fe 薄膜成膜方法
	5.2.1 真空蒸着法
	5.2.2 スパッタ法
	5.2.3 電析法
5.3	Fe 吸収体の最適な成膜方法について
	5.3.1 パルス電析法
5.4	RRR 測定パターンの製作プロセス 41
	5.4.1 電析基板製作プロセス 41
	5.4.2 フォトリソグラフィ 42
	5.4.3 Fe 薄膜形成 パルス電析条件
	5.4.4 seed 層エッチング 47
	5.4.5 Fe 薄膜 RRR 測定方法 47
	5.4.6 抵抗測定結果
5.5	<i>RRR</i> 測定のまとめ・考察 49
第6章	太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータ製作プロセスについて 51
6.1	製作プロセス
	6.1.1 使用ウェハー 52
	6.1.2 フォトリソグラフィ条件 52
	6.1.3 アライメントマーク形成 52
	6.1.4 メンブレンパターン形成について
	6.1.5 Ti / Au の成膜と TES 形成プロセス
	6.1.6 Al 成膜、配線パターニング 55
	6.1.7 熱パスの形成
	6.1.8 seed 層形成 57
	6.1.9 パルス電析による Fe 吸収体形成 58
	6.1.10 レジストパターン、seed 層除去プロセス
6.2	Fe 吸収体の膜厚
6.3	まとめ
	6.3.1 Fe 吸収体レジストパターンのシワについて

х

第7章	RT 測定	63
7.1	RT 測定のセットアップ	63
7.2	RT 測定結果	63
<u></u>		
第8章	まとめと今後	69
8.1	本修士論文のまとめ..................................	69
8.2	今後の課題	70

第1章 イントロダクション

1.1 太陽アクシオン

アクシオンは量子色力学における強い CP 問題を解決するために提唱された仮想の素粒子であり、 暗黒物質粒子候補の1つとされている。暗黒物質粒子候補の中では、WIMP(Weakly Interacting Massive Particles) が最有力候補であると考えられているが、過去に行われた加速器実験において WIMP として期待されるエネルギー領域 (GeV - TeV)のほとんど領域の探査が行われたにも関 わらず、発見には未だ至っていない。一方でアクシオンは µeV - keV の広い領域で質量を持つ可 能性があり、多種多様な探査方法が考えられる。その探査方法の1つとして暗黒物質として存在 するのではなく、太陽で生成されるアクシオンの検出が挙げられる。アクシオンは、磁場を介して フォトンと相互変換する効果(プリマコフ効果)によって生成・消滅されると予測されており、太 陽中心において、磁場を介して光子からアクシオンが生成される。その生成率は光子のエネルギー には依存しないので、太陽アクシオンのエネルギースペクトルは光子と同じ形、すなわち、kT~ 1.3 keV の黒体放射の形になると予想される [1]。太陽アクシオン検出実験で有名な CAST(CERN Axion Solar Search) 実験は、太陽で生成され地上に到達した太陽アクシオンに、再度磁場を与え て光子に変換し、その光子を捉えることで太陽アクシオンの連続スペクトルの検出を試みた実験 である [2]。このような実験では,印加する磁場の長さで高い感度で検出できる質量の上限が決ま り、CAST 実験では約1meV である。これまでに、アクシオンの有意な信号は検出されていない。 これに対して、アクシオン質量が $m_a \sim eV$ 領域であれば、太陽中の磁気双極子遷移を持つ原子核 とそのエネルギー準位差に等しいフォトンが反応することで、原子核の M1 遷移を通じて (図 1.1) のような線スペクトルが放出されることが Moriyama (1995) によって示唆された [1]。

アクシオンの質量はいくつかの天文学的な、また宇宙論的な観測結果によって質量制限が課されているが、超新星 1987A からの質量制約 (Borrows+ 1990 より) では、10 - 20 eV にアクシオンが存在可能な狭いウィンドウがある [3]、[4]。仮に太陽アクシオンの質量がこのウィンドウ内にある場合、太陽アクシオン放射の強度は地上実験で検出できる範囲内であることが期待出来る。過去の地上実験による太陽アクシオン探査では、太陽中の ⁵⁷Fe によって生成されたアクシオンを地上の ⁵⁷Fe 薄膜で捉え、太陽アクシオン + ⁵⁷Fe で放出される 14.4 keV の γ 線を半導体検出器によって検出する実験が行われた。この実験では QCD アクシオンの質量制限に 145 eV の上限 (95% confidence limit) を与えた [6]。また、 ⁸³Kr を満たしたガス室を用いた実験では、質量制限 に 100 eV の上限が報告された。しかし、アクシオン窓と比較するとこれらの実験で得られた質量制限の上限は高く、より上限の低い質量制限を与える必要がある。

アクシオンの探査としては 10 eV 台まで探査したいが、線スペクトル強度は質量の - 1/4 乗 に比例するので感度を4桁向上する必要がある。それを達成するために検出効率の改善が求めら れる。



図 1.1. 太陽アクシオンのスペクトル [1]。連続成分に加えて、原子核の磁気双極子遷移に対応する線スペクトルが期待 される。その代表の l つが ⁵⁷Fe の 14.4 keV ラインである。他に ⁷Li の 0.745 keV、 ⁸³Kr の 9.4 keV ラインが予想 される。

1.2 太陽アクシオン検出方法

磁気双極子遷移を持つ原子核と反応する太陽アクシオンの線スペクトル検出は、連続スペクト ル検出を行う大規模な実験と比べて、比較的小さな規模の table - top 実験で可能である。これま でに ⁵⁷Fe、⁷Li、⁸³Kr、の原子核の励起による線スペクトル検出実験が行われ、上限値が得られて いる。Namba らによって行われた ⁵⁷Fe と半導体検出器を用いた実験では、厚さ 25 μ m の ⁵⁷Fe 薄板の直近に γ 線検出器を置き、太陽アクシオン+ ⁵⁷Fe で放射される 14.4 keV の γ 線検出を試 みた。しかし γ 線の変換効率は小さく、更に薄膜へ自己吸収されてしまい、検出効率が1%程度 まで下がり、自然放射線によるバックグラウンドに埋もれてしまう。

そこで我々の研究室では、自己吸収されるエネルギーを熱としてカロリメータで捉えようと試 みて、太陽アクシオンの検出に⁵⁷Fe と TES(Transition Edge Sensor) 型マイクロカロリメー ターを組み合わせた検出器が考案した。ここで太陽中心に存在する磁気双極子遷移の原子核の候 補の中で ⁵⁷Fe を使用する理由は、安定金属の同位体であり、微細加工プロセスによって直接 TES に成膜することが出来るためである。TES 型マイクロカロリメータを用いれば、従来の太陽アク シオンの検出方法よりも2つの理由で検出感度の向上が期待できる。第一の理由は、検出効率の 問題である。⁵⁷Fe とアクシオンの反応で生成される 14.4 keV の γ 線の変換効率は 9% 程度で、 残りは conversion 電子と低エネルギーの X 線として放出される。この conversion 電子と X 線は 薄膜中に自己吸収されてしまい、半導体検出器では捉えることが出来ない。また γ 線自身も一部 自己吸収されてしまい、自然放射線によるノイズの高く、これらの理由から検出効率は1%程度 であった。一方で TES 型マイクロカロリメータを用いて熱として捉えた場合、 ⁵⁷Fe 吸収体に自 己吸収される X 線等を熱として検出することが可能となる。conversion 電子と L 殻以下の X 線 は全て自己吸収され、14.4 keV の γ 線と K 殻 X 線はどちらも 60 % の確率で ⁵⁷Fe 薄膜自身に 自己吸収され、残りは外へ放出される。この自己吸収されたエネルギーを捉えるため、検出効率 は 87 % まで高めることが可能となる。第二の理由は、TES のエネルギー分解能が優れているこ とにある。太陽アクシオンの検出感度を高めるためには、⁵⁷Feの量が重要である。だが⁵⁷Feの 量が大きくなると荷電粒子バックグラウンドが大きくなり、検出感度に影響を及ぼす。しかし検 出器自体のエネルギー分解能が優れている場合、バックグラウンドイベントレートによる影響は 軽減され、検出した信号イベントによって検出感度を決定することが出来る。

しかし、TES と ⁵⁷Fe を組み合わせたカロリメータには、単素子では受容面積が小さく検出感 度が低いという問題と、磁性体である ⁵⁷Fe から発せられる磁場による TES の超伝導遷移特性に 影響を与えエネルギー分解能を悪化させてしまう問題が挙げられる。前者は例えば 1 万程度に多 素子化し、また、マイクロ波を用いた信号多重化による数ピクセルの信号読み出し技術を用いる ことで、高い検出感度の達成することが出来る。後者に関しては、磁性体を TES に組み合わせた という前例がなく、磁気シミュレーションによる見積もりや、実際に磁性体と組み合わせた試作 素子製作を行い、磁性体を設置することが出来る最短距離を検証する必要がある。先行研究では、 シミュレーションによる磁性体 ⁵⁷Fe を吸収体として TES に組み合わせるための検出器の構造が 提案された [16]。

本研究では、先行研究で得られた TES カロリメータの構造について、熱的なシミュレーション を行い、現在の太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータのデザインで、どれだけの エネルギー分解能が達成できるか評価を行い、エネルギー分解能と設計パラメータの依存性を整 理し、その最適化を行う。そして磁性体を吸収体とした場合の TES への影響を調査するために、 Fe 吸収体を取り付けた試作素子の製作を行い、磁性体による TES の超伝導遷移特性への影響に ついて評価を行なう。

第2章 TES型マイクロカロリメータの原理

2.1 TES 型マイクロカロリメータとは

TES 型マイクロカロリメータとは、入射光子のエネルギーを熱として捉え、素子の温度上昇から光子を検出する非分散型の分光検出器である。TES は超伝導遷移時の急激な電気抵抗の変化を利用した温度計で、 $\alpha = \frac{\text{dlog}T}{\text{dlog}R}$ で定義される温度計の感度 α は 1000 に達する。熱雑音の低い極低温 (~100 mK)で動作させることで、原理的には ~ 1 eV の高いエネルギー分解能を達成することが出来る。TES カロリメータは図 2.1 のような構造であり、吸収体、温度計 (TES)、サーマルリンク、熱浴から構成されている。吸収体に入射した X 線は光電効果によって吸収され、そのエネルギーは熱に変換される。この時入射 X 線のエネルギー E に対する温度変化 ΔT は、カロリメータの熱容量を C とした時、

$$\Delta T = \frac{E}{C} \tag{2.1}$$

と書ける。温度計はこの微弱な温度変化を抵抗値の変化として測定する。またカロリメータは熱浴 (100 mK) と弱いサーマルリンクで繋がっており、吸収体で発生した熱はサーマルリンクを通じ て熱浴へと逃げていき、ゆっくりと定常状態に戻る。これは

$$C\frac{\mathrm{d}\Delta T}{\mathrm{d}t} = -G\Delta T \tag{2.2}$$

のように表される。ただし G はサーマルリンクの熱伝導度である。したがって、素子の温度上昇 は時定数

$$\tau_0 = \frac{C}{G} \tag{2.3}$$

で指数関数的に減衰していく。X 線マイクロカロリメータのエネルギー分解能は素子の熱揺らぎによって制限される。カロリメータピクセル中のフォノン数は $N \sim CT/k_BT = C/K_B$ と書けるので、素子の熱揺らぎは、

$$\Delta U \sim \sqrt{N} k_{\rm B} T = \sqrt{K_{\rm B} T^2 C} \tag{2.4}$$

となる。一般的には、X 線マイクロカロリメータの intrinsic なエネルギー分解能は

$$\Delta E_{\rm FWHM} = 2.35\xi \sqrt{k_{\rm B}T^2C} \tag{2.5}$$

と書ける [11]。ただし *ξ* は温度計の感度や動作条件などによって決まるパラメータである。熱容 量の温度依存性を考慮すると、エネルギー分解能は温度に強く依存し、極低温 (~ 0.1 K) で非常 に高いエネルギー分解能が達成されることが分かる。

2.1.1 吸収体

X線は光電効果によって吸収体内部で吸収される。エネルギー分解能を向上させるためには、(2.5) 式から分かるように、熱容量 C を小さく、つまり吸収体を小さくすれば良い。一方で、検出効率を



図 2.1. TES 型マイクロカロリメータの構造

高くするためには、吸収体を大きくし光子の受光面積を増やす必要がある。吸収体の大きさはこれ らのトレードオフで決定する。これとは別に、吸収体の重要な性質として、熱化(thermalization)、 熱拡散(diffusion)の早さがある。熱化、熱拡散が遅いとカロリメータに伝わる前に熱が逃げてし まい、エネルギー分解能が悪くなる。また吸収体の X 線入射位置によって、熱化、熱拡散過程が バラついてしまうと、イベントごとの波形のばらつきが生じ、S/N 比とは別にエネルギー分解能 を悪化させてしまう。熱化、熱拡散過程を一様にするには、カロリメータ にエネルギーが移動す るまでに吸収体内で熱化、熱拡散が一様に起こる必要がある。これらから吸収体として用いるべ き物質は、高い吸収効率、小さい熱容量、高い熱拡散率、を満たすものが望ましい。従来の TES 型マイクロカロリメータでは、スズ、ビスマス、金、銅などがよく用いられる。太陽アクシオン 探査の吸収体に用いる ⁵⁷Fe の物性値については 3.1.1 節に記載する。

2.1.2 温度計

温度計は、半導体や金属の抵抗値が温度に依存して変化することを利用したものである。温度 計の感度 α (無次元)を、

$$\alpha = \frac{\mathrm{dlog}R}{\mathrm{dlog}T} = \frac{T}{R}\frac{dR}{dT}$$
(2.6)

と定義する。T は温度計の温度、R は温度計の抵抗値である。温度計の感度 α を大きくすれば、 カロリメータのエネルギー分解能を改善することが出来る。半導体温度計を用いた Astro-h や XRISM で使用される半導体型 X 線マイクロカロリメータでは ~ 6 であるが、次節で述べる超伝 導端遷移を用いた温度計 TES では感度 α を高い数値にすることが出来る。

2.2 超伝導遷移端温度計(TES: Transition Edge Sensor)

遷移端温度計 (TES: 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は数 mK という非常に狭い温度範囲で起こり、 図 2.2 で定義される温度計の感度 α は 1000 にも達する。そのため、TES を用いたカロリメータ



図 2.2. 超伝導遷移特性

は従来の半導体温度計のカロリメータに比べ、原理的には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。それゆえ、TES カロリメータでは吸収体の熱容量の大きさに対するマージ ンが大きくなり、熱化の早い常伝導金属を使用したり、大きな吸収体を用いて受光面積を増やすと いったことも可能になる。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 は二層薄膜構造することで近接効果 (proximity effect) による臨界温度のコントロールが可 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。

2.3 電熱フィードバック (ETF: Erectro thermal feedback)

TES は温度計として非常に高い感度を持っているが、感度を持つ温度域が非常に狭い(~mK) ため、動作点を遷移端中に保つ必要がある。これは TES の定電圧バイアスを作動させ、強いフィー ドバックをかけることで実現する。これを電熱フィードバック(ETF: Electro-Thermal-Feedback) と呼ぶ [9]。本節では電熱フィードバック中のカロリメータの動作について述べる。

2.3.1 電熱フィードバックのもとでの温度変化に対する対応

図 2.3 (左) に示す様な定電圧バイアスで TES を動作させた場合を考える。熱入力によって温度 が上昇すると、TES の抵抗値は急激に増加する。定電圧なので電流は減少し、ジュール発熱も減 少する。このように、熱入力を打ち消す方向にジュール発熱量が急激に変化して負のフィードバッ クが働くので、素子の温度も安定に保たれる。実際には室温からの配線抵抗があるため、TES と 並列にシャント抵抗をつないで疑似的に定電圧バイアスを実現する (図 2.3 (右))。以下では理想 2.3. 電熱フィードバック (ETF: Erectro thermal feedback)

的な定電圧バイアスで動作しているものとする。熱伝導度は

$$G \equiv \mathrm{d}P/\mathrm{d}T\tag{2.7}$$

で定義される。一般的に熱伝導度は温度依存性を持ち、

$$G = G_0 T^{n-1} \tag{2.8}$$

と温度に対するべき n を用いて表される。電子が熱伝導度を担う場合 n = 2、格子振動が熱伝導度を担う場合 n = 4 となる。熱浴と TES との間の熱伝導度を考える。一般に $T \gg T_{\text{bath}}$ であるので、熱浴との熱伝導度による熱の流れは

$$P = \int_{T_{\text{bath}}}^{T} G \mathrm{d}T = \frac{G_0}{n} (T^n - T_{\text{bath}}^n)$$
(2.9)

と (2.7) 式を積分して計算できる。平衡状態では、TES の温度を T_0 として、TES におけるジュー ル発熱 $P_b \equiv V_b^2/R_0$ とカロリメータピクセルから熱浴へ流れる熱量とが釣り合っているので、

$$P_b = \frac{G_0}{n} (T_0^n - T_{\text{bath}}^n)$$
(2.10)

と書ける。ただし、 V_b はバイアス電圧、 G_0 は $G = G_0 T^{n-1}$ を満たす定数 (G は熱伝導度)、 R_0 は動作点での TES の 抵抗値、 T_{bath} 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、

$$C\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = \frac{V_b^2}{R(T)} - \frac{G_0}{n}(T^n - T_{\mathrm{bath}}^n)$$
(2.11)

が成り立つ。温度上昇 ΔT は1次の近似で

$$C\frac{\mathrm{d}\Delta T}{\mathrm{d}t} \sim -\frac{V_b^2}{R_0^2}\Delta R - G_0 T^{n-1}\Delta T$$
$$= -\frac{P_b\alpha}{T}\Delta T - G\Delta T$$

となる。最後の項の G は TES の温度 T での熱伝導度 G(T) を表す。 以後単に G と書いた場合 は TES の温度 T での熱伝導度を表すこととする。(2.11) 式の解は、

$$\Delta T = \Delta T_0 \exp(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}) \tag{2.12}$$

と書ける。ただし、

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{C/G}{1 + \frac{P_b \alpha}{GT}} = \frac{\tau_0}{1 + \frac{P_b \alpha}{GT}}$$
(2.13)

は有効時定数である。(2.10) 式と(2.13) 式より、_{てeff} は

$$\tau_{\rm eff} = \frac{\tau_0}{1 + \frac{\alpha}{n} (1 - (\frac{T_{\rm bath}}{T})^n)}$$
(2.14)

のように書ける。さらに、熱浴の温度が TES の温度よりも十分に低い場合 $(T_{hath}^n \ll T^n)$ は、

$$\tau_{\rm eff} = \frac{\tau_0}{1 + \frac{\alpha}{n}} \approx \frac{n}{\alpha} \tau_0 \tag{2.15}$$

と近似できる。ただし、(2.15) 式は α/n ≫ 1 の場合である。このように、α が大きい場合は、電 熱フィードバックによって応答速度が非常に速くなることがわかる。また、X 線のエネルギーは 電流値の変化として読み出され、

$$\Delta I = \frac{V_b}{R(T_0 + \Delta T)} - \frac{V_b}{R(T_0)}$$
(2.16)

$$\simeq -\frac{\Delta R}{R}I\tag{2.17}$$

$$\simeq -\alpha \frac{E}{CT}I \tag{2.18}$$

となる。



図 2.3. (左) 定電圧バイアス、(右) シャント抵抗を使って擬似的に作る定電圧バイアス

2.3.2 電熱フィードバックの一般論と電流応答性

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 $\delta Pe^{i\omega t}$ が入射したときの応答について考える。系の応答は線形であり、入射 $\delta Pe^{i\omega t}$ に対する温度変化は $\delta Te^{i\omega t}$ で表されるとする。フィードバックがかかってないときは、

$$P_{bqd} + \delta P e^{i\omega t} = \overline{G}(T - T_{bath}) + G\delta T e^{i\omega t} + i\omega C\delta T e^{i\omega t}$$
(2.19)

が成り立つ。ただし P_{bad} はバックグラウンドパワー、 \overline{G} は平均の熱伝導度である。定常状態では、

$$P_{bgd} = \overline{G}(T - T_{bath}) \tag{2.20}$$

である。(2.19) 式と (2.20) 式より δT は δP を用いて、

$$\delta T = \frac{1}{G} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0} \delta P \tag{2.21}$$

2.3. 電熱フィードバック (ETF: Erectro thermal feedback)

と表せれる。ここで、 $\tau_0 = C/G$ は系の固有時定数である。

電熱フィードバックがかかった状態では、エネルギー保存の式は、

$$P_{bgd} + \delta P e^{i\omega t} + P_b + \delta P e^{i\omega t} = \overline{G}(T - T_{bath}) + G\delta T e^{i\omega t} + i\omega C\delta T e^{i\omega t}$$
(2.22)

となる。また定電圧バイアスでは以下の関係が成り立つ。

$$\delta P_b e^{i\omega t} = \frac{\mathrm{d}P_b}{\mathrm{d}I} \delta I e^{i\omega t} = V_b \delta I e^{i\omega t}$$
(2.23)

$$\delta I e^{i\omega t} = \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}R} \delta R e^{i\omega t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}R} (\frac{V_b}{R}) \delta R e^{i\omega t} = -\frac{V_b}{R^2} \delta R e^{i\omega t}$$
(2.24)

$$\delta R e^{i\omega t} = \frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}T} \delta T e^{i\omega t} = \alpha \frac{R}{T} \delta T e^{i\omega t}$$
(2.25)

これらを使うと (2.22) 式は、

$$P_{bgd} + \delta P e^{i\omega t} + \frac{V_b^2}{R} - \frac{V_b^2}{R^2} \frac{dR}{dT} \delta T e^{i\omega t} = \overline{G}(T - T_{\text{bath}}) + G\delta T e^{i\omega t} + i\omega C\delta T e^{i\omega t}$$
(2.26)

と書き換えられる。(2.26) 式の解は、

$$\delta T e^{i\omega t} = \frac{1}{\alpha \frac{P_b}{T} + G + i\omega C} \delta P e^{i\omega} t$$
(2.27)

$$= \frac{1}{G} \frac{1}{1 + \frac{\alpha P_b}{GT}} \frac{1}{1 + i\omega \tau_{\text{eff}}} \delta P e^{i\omega t}$$
(2.28)

(2.29)

ここで、

$$\tau_{\rm eff} \equiv \frac{1}{1 + \frac{\alpha P}{GT}} \frac{C}{G} \tag{2.30}$$

は、電熱フィードバックがかかった状態での実効的な時定数である。一般的にフィードバックの 理論に当てはめると、電熱フィードバックの系は図 2.4 のように表すことができる。フィードバッ ク量 b と系のループゲイン $\mathcal{L}(\omega)$ はそれぞれ、

$$b = -V_b \tag{2.31}$$

$$\mathcal{L}(\omega) = \frac{1}{G(1+i\omega\tau_0)} \times \alpha \frac{R}{T} \times (-\frac{I}{R}) \times (-V_b) = \frac{\alpha P_b}{GT} \frac{1}{1+i\omega\tau_0} \equiv \frac{\mathcal{L}_0}{1+i\omega\tau_0}$$
(2.32)

と書ける。ただし、

$$\mathcal{L}_0 \equiv \frac{\alpha P_b}{GT} \tag{2.33}$$

は周波数0のループゲインである。ループを閉じた場合の伝達関数

$$S_I(\omega) \equiv \frac{\alpha P_b}{GT} \tag{2.34}$$

は *L*(*ω*) を使って、

$$S_I(\omega) = \frac{1}{b} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)}$$
(2.35)

$$= -\frac{1}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1 + i\omega\tau_0}$$
(2.36)

$$= -\frac{1}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}}$$
(2.37)

と書ける。ただし、

$$\tau_{\rm eff} \equiv \frac{\tau}{\mathcal{L}_0 + 1} \tag{2.38}$$

である。ループゲインが十分に大きい場合 ($\mathcal{L}_0 \gg 1$) は、

$$S_I(\omega) = -\frac{1}{V_b} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}}$$
(2.39)

となる。さらに $\omega \ll 1/\tau_{\text{eff}}$ を満たす周波数範囲では、

$$S_I = -\frac{1}{V_b} \tag{2.40}$$

と表され、電圧 V_b の逆数になる。 $S_I(\omega)$ のことを特に電流応答性 (current responsivity)と呼ぶ。 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。角周波数空間 ($-\infty < \omega < +\infty$) での入力は、

$$P(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{\infty}^{-\infty} E\delta(t) e^{i\omega t} dt \qquad (2.41)$$

$$= \frac{E}{2\pi} \tag{2.42}$$

であるので、出力はそれに電流応答性をかけて、

$$I(\omega) = S_I(\omega)P(\omega) \tag{2.43}$$

$$= -\frac{E}{2\pi V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega \tau_{\text{eff}}}$$
(2.44)

と表される。これを逆フーリエ変換して時間軸に戻すと、

$$I(t) = \int_{\infty}^{-\infty} I(\omega)e^{-i\omega t}d\omega \qquad (2.45)$$

$$= -\frac{1}{2\pi} \frac{E}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \int_{\infty}^{-\infty}$$
(2.46)

$$= -\frac{E}{V_b \tau_{\text{eff}}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \exp(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}})$$
(2.47)

$$= -\frac{\alpha E}{CT} I_0 \exp(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}})$$
(2.48)

となり、(2.16) 式と一致する。ただし、 I_0 は平衡状態で TES を流れる電流である。一方で、入力 $P(t) = E\delta(t)$ による温度上昇は周波数空間で、

$$\Delta T(\omega) = \frac{1}{G(1+i\omega\tau_0)} \frac{1}{1+\mathcal{L}(\omega)} P(\omega)$$
(2.49)

$$= \frac{1}{2\pi} \frac{E}{G} \frac{1}{1 + \mathcal{L}_0} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}}$$
(2.50)

と書けるので、時間軸に直すと、

$$\Delta T(t) = \int_{\infty}^{-\infty} \Delta T(\omega) e^{-i\omega t} d\omega$$
(2.51)

$$= \frac{1}{2\pi} \frac{E}{G} \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \int_{\infty}^{-\infty} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}}$$
(2.52)

$$= \frac{E}{G\tau_{\text{eff}}} \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \exp(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}})$$
(2.53)

$$= \frac{E}{C} \exp(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}})$$
(2.54)

である。ループゲインが一定であるとみなせる時、(2.47)式より、

$$\int V_b I(t) dt = -\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} E \tag{2.55}$$

したがって、X 線入射に伴うジュール発熱の積分量は入射エネルギー *E* に比例することになる。 入射エネルギーのうち $\mathcal{L}_0/(\mathcal{L}_0+1)$ はジュール発熱の変化で補償され、 $1/(\mathcal{L}+1)$ が熱浴に逃げて いくことになる。特に $\mathcal{L}_0 \gg 1$ の場合は X 線入射に伴うジュール発熱の変化の積分量は入射エネ ルギーに一致する。



図 2.4. 電熱フィードバックのダイアグラム

2.4 固有ノイズ

エネルギー分解能を見積もるためにはノイズレベルを評価しなければならない。ノイズには、 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 ノイズなど様々な起源 のものが存在する。その中でも、ジョンソンノイズとフォノンノイズは X 線マイクロカロリメー タを使う限り避けることができず、原理的なエネルギー分解能はこれらで制限される。本節では、 ジョンソンノイズとフォノンノイズについて述べる。ここでは、理想的な定電圧バイアスの場合 を定式化する。

マイクロカロリメータには2種類の固有ノイズ源がある。1つは、温度計の抵抗で発生するジョ ンソンノイズ、もう1つは熱浴と熱伝導度が有限であるために発生する熱揺らぎ(フォノンノイ ズ)である。図 2.6 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。これに対して、ジョンソ ンノイズは TES カロリメータの抵抗に起因するので、フォノンノイズとは伝達の仕方が異なる。 微小な熱揺らぎ δP_{ph} がもたらす電流の揺らぎは、

$$\delta I_{\rm ph} = -\frac{I}{V_b} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)} \delta P_{\rm ph}$$
(2.56)

である。これよりフォノンノイズの電流密度は、

$$\delta I_{\rm ph} = |S_I|^2 \delta P_{\rm ph}^2 \tag{2.57}$$

$$= \frac{1}{V_b^2} \left(\frac{\mathcal{L}_{\prime}}{\mathcal{L}+1}\right) \frac{1}{1+\omega^2 \tau_{\text{eff}}^2} \delta P_{\text{ph}}^2$$
(2.58)

となる。[14] によると、フォノンノイズのパワースペクトル密度は $0 \leq f \leq \infty$ 空間で、

$$\delta p_n^2 = 4k_B G T^2 \frac{\int_{T_{\text{bath}}}^T (\frac{t\kappa(t)}{T\kappa(T)})^2 dt}{\int_{T_{\text{bath}}}^T (\frac{\kappa(t)}{\kappa(T)}) dt}$$
(2.59)

$$\equiv 4k_B G T^2 \Gamma \tag{2.60}$$

と表される。ただし、 $\kappa(T)$ はサーマルリンクを構成する物質の熱伝導率である。 $\theta \equiv T_{\text{bath}}/T$ とし、 $\kappa(T)$ は $\kappa(T_{\text{bath}})\theta^{-(n-1)}$ と表されると仮定すると、 Γ は、

$$\Gamma = \frac{n}{2n+1} \frac{1 - \theta^{(2n+1)}}{1 - \theta^n}$$
(2.61)

となる。(2.59) 式を(2.57) 式に代入すると、フォノンノイズの電流密度は、

$$\delta I_{ph}^2 = 4k_B G T^2 \Gamma |S_I|^2 \tag{2.62}$$

$$= \frac{4k_B G T^2 \Gamma}{b^2} (\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1})^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{\text{eff}}^2}$$
(2.63)

$$= \frac{4k_B G T^2 \Gamma}{V_b^2} (\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1})^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{\text{eff}}^2}$$
(2.64)

(2.65)

と表される。

一方で、ジョンソンノイズ δV_J による電流揺らぎ δI_J^0 は、

$$\delta I_J^0 = \frac{\delta V_J}{R} \tag{2.66}$$

であり、この揺らぎが系に入力されると、出力の揺らぎは、

$$\delta I_J = \frac{1}{1 + \mathcal{L}(\omega)} \delta I_J^0 \tag{2.67}$$

$$= \frac{\frac{1}{\mathcal{L}_{0}+1} + i\omega\tau_{\text{eff}}}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \frac{\delta V_J}{R}$$
(2.68)

$$= \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1 + i\omega\tau_0}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \frac{\delta V_J}{R}$$
(2.69)

(2.70)

となる。ジョンソンノイズの電圧密度は $0\leq f\leq\infty$ 空間では、 $\delta V_J^2=4k_BTR$ と与えられるので、出力電流密度は、

$$\delta I_J^2 = \frac{4k_B T}{R} (\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1})^2 \left| \frac{1 + i\omega\tau_0}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \right|^2$$
(2.71)

$$= \frac{4k_BT}{R} (\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1})^2 \frac{1 + i\omega^2 \tau_0^2}{1 + i\omega^2 \tau_{\text{eff}}^2}$$
(2.72)

$$= \begin{cases} \frac{4k_BT}{R} (\frac{1}{\mathcal{L}_0+1})^2 & if \quad \omega \ll \tau_0^{-1} \\ \frac{4k_BT}{R} & if \quad \omega \gg \tau_{\text{eff}}^{-1} \end{cases}$$
(2.73)

となる。これより $\omega \ll \tau_0^{-1}$ 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、 $\omega \gg \tau_{\text{eff}}^{-1}$ の周波数範囲では元の値に戻ることがわかる。

これらすべての電流密度は自乗和によって与えられ、0 ≤ f < ∞ 空間では、

$$\delta I^2 = \delta I_J^2 + \delta I_{ph}^2 \tag{2.74}$$

$$= \frac{4k_BT}{R} (\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1})^2 \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_{\text{eff}}^2} + 4k_B T G \Gamma^2 \frac{1}{V_b^2} (\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1})^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{\text{eff}}^2}$$
(2.75)

$$= \frac{4k_BT}{R} \frac{\frac{1+\Gamma\alpha\mathcal{L}_0}{(\mathcal{L}_0+1)^2} + \omega^2\tau_{\text{eff}}^2}{1+\omega^2\tau_{\text{eff}}^2}$$
(2.76)



図 2.5. ノイズ電流密度。左が $\alpha = 100$ 、右が $\alpha = 1000$ の場合を示す。実線が信号、破線がジョンソンノイズ、点線 がフォノンノイズを表す。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。

となる。これは、強い電熱フィードバックの極限では、

$$\delta I^{2} = \frac{4k_{B}T}{R} \frac{n/2 + \omega^{2} \tau_{\text{eff}}^{2}}{1 + \omega^{2} \tau_{\text{eff}}^{2}}$$
(2.77)

となる。図 2.5 にノイズ電流密度と信号の周波数関数特性を示す。フォノンノイズとジョンソンノ イズの関係を見るために両者の比を取ると、

$$\frac{\delta I_{ph}^2}{\delta I_I^2} = \frac{\alpha \mathcal{L}_0 \Gamma}{1 + \omega^2 \tau_0^2} \tag{2.78}$$

したがって、低い周波数ではジョンソンノイズが抑制され、フォノンノイズが $\alpha \mathcal{L}_0 \Gamma$ 倍だけ大き いが、 $\omega > \tau_0^{-1}$ ではジョンソンノイズの寄与が大きくなり始め、 $\omega \gg \tau_{\text{eff}}^{-1}$ ではジョンソンノイ ズが支配的になる。一方、パルスとフォノンノイズの比は、

$$\frac{\delta P_{\text{signal}}^2}{\delta P_n} = \frac{2E^2}{4k_B G T^2 \Gamma} \tag{2.79}$$

となり、周波数に依存しない。これは両者が全く同じ周波数特性をもつためである。 (2.47) 式と (2.73) 式より、ジョンソンノイズは電流応答性 *S*_I を用いて

$$\delta I_J^2 = \frac{4k_B T}{R} \frac{b^2 (1 + \omega^2 \tau_0^2)}{\mathcal{L}_0^2} |S_I|^2 \tag{2.80}$$

と書ける。(2.62) 式と(2.73) 式から、固有ノイズは

$$\delta I^2 = \frac{4k_B T}{R} \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{\mathcal{L}_0^2} b^2 |S_I|^2 + 4k_B G T^2 \Gamma |S_I|^2$$
(2.81)

となる。雑音等価パワー (noise equivalent power) NEP(f) は、信号のパワーと NEP(f) の比が S/N 比となる値として定義され、

$$NEP(f)^2 = \left|\frac{\delta I}{S_I}\right|^2 \tag{2.82}$$

と計算される。固有ノイズに対する *NEP*(*f*) は

$$NEP(f)^2 = \left|\frac{\delta I}{S_I}\right|^2 \tag{2.83}$$

$$= \frac{4k_BT}{R} \frac{b^2}{\mathcal{L}_0^2} \frac{b^2}{\mathcal{L}^2} (1 + (2\pi f)^2 \tau_0^2 + \frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2} RGT\Gamma)$$
(2.84)

$$= 4k_b T P_b \left(\frac{1 + (2\pi f)^2 \tau_0^2}{\mathcal{L}_0^2}\right) + \frac{\alpha \Gamma}{\mathcal{L}_0}$$
(2.85)

となる。



図 2.6. 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

2.5 最適フィルター処理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形されるため単純にパルスのピーク値を取っ ただけではよい分解能を得ることが出来ない。一般的には最適フィルタ処理を行うことで、この 誤差を小さくできると考えられている。最適フィルタ処理では全てのパルスが相似形であること を仮定して以下のようにエネルギーを決定する。測定によって得られたパルスを *D*(*t*) として、周 波数空間では、

$$D(f) = A \times M(f) + N(f) \tag{2.86}$$

のように表せられるとする。ただし *M*(*f*) と *N*(*f*) はそれぞれ理想的なパルス(電流応答性 *S*_I と 同等のもので、ここではモデルパルスと呼ぶ)とノイズのスペクトルであり、*A* は振幅を表す。 相 似形を仮定しているので、*A* × *M*(*f*) と書ける。実際に得られたパルスとモデルパルスの差が少な 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。実際に得られたパルスとモデルパル スの差を、

$$\chi^{2} = \int \frac{|D(f) - A \times M(f)|^{2}}{|N(f)|^{2}}$$
(2.87)

と定義すると、 χ^2 を最小にする A は、

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^* + D^*M}{2|N|^2} df}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|M|^2}{|N|^2} df}$$
(2.88)

で与えられる。 $D(f) \ge M(f)$ は実関数のフーリエ成分であるから、 $D(-f) = D(f)^*$ 、 $M(-f) = M(f)^*$ を満たす。したがって、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(f)M(f)^*}{2|N|^2} df = -\int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(-f)M(-f)^*}{2|N|^2} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{M(f)D(f)^*}{2|N|^2} df$$
(2.89)

が成り立つので、Aは

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^{*}}{|N|^{2}} df}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|M|^{2}}{|N|^{2}} df}$$
(2.90)

あるいは、

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{D}{M} \left| \frac{M}{N} \right|^2 df}{\int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{M}{N} \right|^2 df}$$
(2.91)

となる。(2.91) 式から、A は S/N 比 $[N(f)/B(f)]^2$ を重みとした場合の D(f)/M(f) の平均値担っていることがわかる。(2.91) 式はさらに

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} D(t) \mathcal{F}^{-1}(\frac{M(f)}{|N(f)|^2}) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \left|\frac{M}{N}\right|^2 df}$$
(2.92)

と変形できる。ただし、 F^{-1} は逆フーリエ変換を表し、 $T(t) \equiv F^{-1}(\frac{M(f)}{|N(f)|^2})$ を最適フィルタの テンプレートと呼ぶことにする。したがってテンプレートを用いるとパルスハイト *H* は

$$H = \int_{-\infty}^{\infty} D(t)T(t)dt$$
(2.93)

あるいは離散的なデータ点に対して

$$H = N \sum_{i} D_i(t) T_i(t) \tag{2.94}$$

となる。ただし、N は最適な規格化定数、 $D_i(t)$ と $T_i(t)$ はそれぞれデジタイズされたパルスデー タとテンプレートである。最適フィルターテンプレートを作成するためのモデルパルスとしては、 実際に得られた X 線パルスの平均(平均パルスと呼ぶ)を用いればよい。最適フィルタ処理を施 した場合のエネルギー分解能の限界 (1 σ エラー) は、(2.87) 式の χ^2 が最適値より1 だけ増える A の変化分で計算でき、これは雑音等価パワー NEP(f) を用いて

$$\Delta E_{\rm rms} = \left(\int_0^\infty \frac{4df}{NEP^2(f)}\right)^{-\frac{1}{1}}$$
(2.95)

と表される [11]。固有ノイズによるエネルギー分解能を計算する。(2.83) 式を (2.95) 式に代入す るとエネルギー分解能は

$$\Delta E_{\rm rms} = \left(\int_0^\infty \frac{4df}{\frac{4k_B T}{R} \frac{b^2}{\mathcal{L}_0^2} \left((1 + (2\pi f)^2 \tau_0^2) + \frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2} RGT\Gamma \right)} \right)^{-\frac{1}{2}}$$
(2.96)

$$= \sqrt{\frac{4k_BT}{R} \frac{b^2}{\mathcal{L}_0^2} \tau_0^2 \sqrt{1 + \frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2} RGT\Gamma}}$$
(2.97)

$$=\sqrt{4k_BT^2C\frac{b^2}{RGT\mathcal{L}_0^2}\sqrt{1+\frac{\mathcal{L}_0^2}{b^2}RGT\Gamma}}$$
(2.98)

となる。 σ を

$$\sigma = 2\sqrt{\frac{b^2}{RGT\mathcal{L}_0^2}\sqrt{1 + \frac{\Gamma}{\frac{b^2}{RGT\mathcal{L}_0^2}}}}$$
(2.99)

と定義すると、エネルギー分解能は半値全幅(FWHM)で

$$\Delta E_{\rm FWHM} = 2.35\sigma \sqrt{k_B T^2 C} \tag{2.100}$$

となる。(2.100) 式に(2.31) 式と(2.33) 式を代入すると、

$$\sigma = 2\sqrt{\frac{1}{\alpha \mathcal{L}_0}\sqrt{1 + \alpha \mathcal{L}_0 \Gamma}}$$
(2.101)

のように書ける。 $T_{\text{bath}} \ll T$ の場合は、 $\Gamma \sim 1/2$ 、 $P_b \sim GT/n$ 、 $\mathcal{L}_0 \sim \alpha/n$ であり、 $\sigma = 2\sqrt{\sqrt{n/2}/\alpha}$ となる。 α が大きい場合は、固有ノイズにようなエネルギー分解能は $\alpha^{-1/2}$ に比例してよくなることがわかる。例えば $\alpha \sim 1000$ では σ が0.1以下にもなる。実際は読み出し系ノイズ、熱浴の温度揺らぎ、これらとは別の原因不明なノイズなどによりエネルギー分解能が制限されることがあり、一般的にはエネルギー分解能は(2.100)式とは異なる依存性を持つ。また、パルス波系がイベントごとにばらつく場合には、S/N比から計算されるエネルギー分解能より実際のエネルギー分解能は劣化する。

2.6 吸収体と TES が有限の熱伝導度で繋がれている場合

吸収体と TES の間の熱伝導度が有限の場合を考える。この場合、TES と吸収体は図 2.7 のようなモデルで表される。このような場合、吸収体で生じたエネルギーが TES に伝わるまでに有限の時間がかかり、それまでの時間は TES と吸収体に温度差が生じる。また、TES と吸収体の熱伝導度 *G*₂ に伴い熱揺らぎによるノイズが発生する。

2.6.1 温度変化を表す方程式

この系での熱の流れを表す微分方程式は、

$$\frac{d\Delta T_2}{dt} = -\frac{G_2}{C_2} (\Delta T_2 - \Delta T) \tag{2.102}$$

$$\frac{d\Delta T_1}{dt} = -\frac{G_1}{C_1}\Delta T_1 + \frac{G_2}{C_2}(\Delta T_2 - \Delta T_1) - \frac{P_b\alpha}{C_1T_1}\Delta T_1$$
(2.103)

のようになる。ただし、 G_1 は TES と熱浴間の熱伝導度、 G_2 は TES と吸収体間の熱伝導度、 C_1 、 T_1 は TES の熱容量と温度を、 C_2 、 T_2 は吸収体の熱容量と温度を示す。ここで、(2.103) 式の 最後の項は電熱フィードバックによるジュール発熱の変化を表す。これらの式を変形すると、

$$\frac{d}{dt}(\Delta T_2 - \Delta T_1) = -(\frac{G_2}{C_2} + \frac{G_2}{C_1})(\Delta T_2 - \Delta T_1) + \frac{G_1}{C_1}(1 + \mathcal{L}_0)\Delta T$$
(2.104)



図 2.7. TES と吸収体の間に有限の熱伝導度が存在する場合のモデル

$$\frac{d}{dt}(\Delta T_1 + \frac{C_2}{C_1}\Delta T_2) = -\frac{G_1}{C_1}\Delta T_1$$
(2.105)

となる。ここで系全体の温度が変化する時間に比べて、 ΔT_2 は短い時間で ΔT_1 に一致すると仮定 する。すなわち $G_2 \gg G_1(1 + \mathcal{L}_0)$ が成り立つとする。すると (2.103) 式の右辺第二項は無視する ことが出来る。

$$\frac{d}{dt}(\Delta T_2 - \Delta T_1) = -(\frac{G_2}{C_2} + \frac{G_2}{C_1})(\Delta T_2 - \Delta T_1)$$
(2.106)

となる。この式は簡単に解くことができ、

$$\Delta T_2 - \Delta T_1 \propto \exp[-(\frac{G_2}{C_{\text{int}}})t]$$
(2.107)

となる。ここで、C_{int}は、

$$\frac{1}{C_{\rm int}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_1}$$
(2.108)

で定義した。したがって時定数 72 は

$$\tau_2 = \frac{C_{\text{int}}}{G_2} = \frac{CC_2}{(C+C_2)G_2} \tag{2.109}$$

となる。 τ_2 経過後は $\Delta T_2 \rightarrow \Delta T_1$ となるので、(2.105) 式より

$$(1 + \frac{C_2}{C_1})\frac{d}{dt}\Delta T_1 = -\frac{G_1}{C_1}(1 + \mathcal{L}_0)\Delta T_1$$
(2.110)

$$\frac{d}{dt}\Delta T_1 = -\frac{G_1}{C_1 + C_2} (1 + \mathcal{L})\Delta T_1$$
(2.111)

$$\Delta T_1 \propto \exp(-\frac{G_1}{C_1 + C_2}(1 + \mathcal{L}_0)t)$$
 (2.112)

と計算できる。したがって時定数 T1 は

$$\tau_1 = \frac{C_1 + C_2}{G} \frac{1}{1 + \mathcal{L}_0} \tag{2.113}$$

となる。以上より TES と吸収体の温度は時定数 $\tau_2 = C_{int}/G_2$ の後に一致し、その後は時定数 $\tau_1 = \frac{C+C_2}{G(1+\mathcal{L})}$ で定常状態の温度に戻っていくことになる。この τ_1 はカロリメータの有効時定数に 対応する。

2.6.2 X 線入射後の波形

X 線に吸収体が吸収された場合、TES で吸収された場合の温度変化をそれぞれ考える。温度変化は出力電流の変化に対応するので、TES の出力波形を考えることに相当する。X 線が吸収体に入射すると、吸収体の温度は、 $\Delta T_2 = E/C_2$ だけ上昇する。その熱は、時定数 τ_2 で吸収体からTES に流入する。その後、時定数 τ_1 でTES、吸収体の温度は定常状態の温度に戻る。このことから、TES の温度は、まず時定数 τ_2 の指数関数で立ち上がり、時定数 τ_1 で定常状態に戻る。そこで、TES の温度は、

$$\Delta T_1 \propto \left(\exp(-\frac{t}{\tau_1}) - \exp(-\frac{t}{\tau_2})\right) \tag{2.114}$$

となる。一方、X 線が TES に入射した場合、TES の温度がまず $\Delta T_1 = E/C_1$ だけ上昇する。その熱は、時定数 τ_2 で吸収体に移動し、TES と吸収体の温度が等しくなった後に時定数 τ_1 で両者の温度は定常状態の温度に戻る。そこで、TES の温度はまず τ_2 で減衰し、吸収体と温度が等しくなった後に τ_1 で減衰すると考えられる。 TES の温度は、

$$\Delta T_2 \propto (\exp(-\frac{t}{\tau_1}) + \exp(-\frac{t}{\tau_2}))$$
 (2.115)

となる。次に微分方程式を数値的に解くと、 $C_2/C_1 = 4$ 、 $\tau_2/\tau_1 = 20$ とした時の、吸収体に X 線が入射した場合(t = 0 で $\Delta T_1 = 0$ 、 $\Delta T_2 = E/C_2$)の TES の温度変化を 図 2.8(左) に、TES に入射した場合(t = 0 で $\Delta T_1 = E/C_1$ 、 $\Delta T_2 = 0$)を図 2.8(右) に示す。この波形は上の考察と良くあっている。



図 2.8. モデルから計算される TES の温度。横軸は時間。吸収体に X 線が入射した場合(左)と、TES に X 線が入 射した場合(右)を示す。

2.6.3 周波数応答を用いた定式化

次に TES の周波数応答を用いて、吸収体に X 線が入射した際の波形を考える。2.3.2 節では、 TES への熱入力は入射 X 線エネルギー E がデルタ関数的に入射するとして $P(t) = E\delta(t)$ とし た。吸収体と TES の間に有限の熱伝導度が存在する場合、熱入力は

$$P(t) = \frac{E}{\tau_2} \exp(-\frac{t}{\tau_2}) (t \ge 0)$$
(2.116)

だと考えればよい。ただし吸収体に X 線が入射した時刻を t = 0 とする。2.3.2 節と同様に計算 を行うと、周波数空間での熱入力 $P(\omega)$ は、

$$P(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{E}{\tau_2} \exp(-\frac{t}{\tau_2}) e^{-i\omega t} dt = \frac{E}{2\pi} \frac{1}{1+i\omega\tau_2}$$
(2.117)

となり、周波数空間での出力電流 $I(\omega)$ は、

$$I(\omega) = P(\omega)S_I(\omega)$$

$$E \ 1 \ \mathcal{L}_0 \qquad 1 \qquad 1 \qquad (2.118)$$

$$= -\frac{2}{2\pi} \frac{1}{V_b} \frac{20}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_2} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}}$$
(2.119)

と表される。これを逆フーリエ変換をして実空間に戻すと、

$$I(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega)e^{i\omega t}d\omega \qquad (2.120)$$

$$= -\frac{E}{2\pi} \frac{1}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + i\omega\tau_2} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} e^{i\omega t} d\omega \qquad (2.121)$$

$$= \frac{E}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{\tau_{\text{eff}} - \tau_2} (\exp(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}) - \exp(-\frac{t}{\tau_2}))$$
(2.122)

と表される。これは時刻 t = 0 では最大値を取らず、

$$t_{\rm peak} = \ln \frac{\tau_{\rm eff}}{\tau_2} (\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_{\rm eff}})^{-1}$$
(2.123)

となる。 t_{peak} で最大値をとる。また、

$$\int V_b I(t)dt = -\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1}E\tag{2.124}$$

となり、(2.55) 式と同様 $\mathcal{L}_0 \gg 1$ では X 線エネルギーに一致することがわかる。

第3章 太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカ ロリメータの開発

本研究の目的は、太陽中の ⁵⁷Fe で生じた太陽アクシオンと、地上の ⁵⁷Fe が反応することによっ て放出される γ 線等を熱として捉えるための TES カロリメータの開発である。しかし TES の超 伝導遷移特性は磁場に対して感度を持っており、磁場の影響によって遷移特性が変化することが わかっている [5]。そのため、従来のような TES 型 X 線マイクロカロリメータのような TES の 直上に吸収体を配置するのではなく、強磁性体である ⁵⁷Fe の磁場による影響が無視できる新たな 構造を持つ TES 型マイクロカロリメータが必要である。吸収体による磁場の影響を考慮したアク シオン探査用の TES 型マイクロカロリメータは、前久氏の修士論文「太陽アクシオン探査をめざ した TES 型マイクロカロリメータの基礎的研究」において新たなデザインが考案されている。本 章では、太陽アクシオン探査を目的とした TES 型マイクロカロリメータの開発における課題につ いて記載する。まず TES の持つ磁場に対する感度について述べ、先行研究で考案された Fe 吸収 体による磁場の影響を抑えるアクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの設計を記載する。 その後、この検出器について残っている検討すべき問題について議論する。

3.1 TES 型マイクロカロリメータのエネルギー分解能と磁場の関係

超伝導薄膜を温度計として用いる TES 型マイクロカロリメータは、薄膜面を垂直方向に貫く磁 場の大きさが μT (10 mG)のオーダーに対して感度を持つことがわかっている [7]。一般に超伝導 体の超伝導特性は磁場による影響を受ける。磁場による影響を受けると超伝導金属を用いる TES の温度計としての特性が変化し、超伝導遷移温度が低下する。これと同時に、遷移端の抵抗と温 度の相関関係が変化することで温度計感度に相当する $\alpha = d \ln R / d \ln T$ が小さくなりエネルギー分 解能が劣化することが予測される。また、TES の抵抗変化の読み出し配線には超伝導金属を使用 している。TES 型マイクロカロリメータの動作中は、超伝導配線がある抵抗値を持つので、超伝 導-常伝導-超伝導となり、 SNS 構造の Josephson junction になっている。そのため TES に磁場 が印加されると Josephson 電流が生じて雑音源になる。図 3.1 に TES を極低温で動作させつつ、 薄膜面に垂直方向、水平方向に磁場を印加した場合の、TES を流れる電流の変化の例を示す。こ れは SPICA 衛星の SAFARI 検出器用の TES ボロメータであるが、 TES としては我々と同じ Ti/Au の二層薄膜を使用している。垂直方向に磁場が印加された場合は 10 mG の磁場を印加す ると電流値が2%変化するのに対して、水平方向に20mG大きさの磁場が印加された場合の電流 変化は 0.2% 以下であった [7]。ボロメータとしての応答特性の評価のため、TES の一定の電流値 に対して変化分を評価しているが、カロリメータの場合はパルス波形の入力信号がきた場合の影 響について評価する必要がある。

我々の研究グループが開発してきた Ti/Au の二層薄膜を使用した TES カロリメータについて も、これまでの研究で磁場に対する応答が調査されてきた。Mn-Kα (5.9 keV)の X 線照射試験 において、TES 電流のパルスハイトの磁場依存性を図 3.1 に示す。 [12] の設計では異なる二つの TES カロリメータについて、それぞれ外部磁場がパルスハイトに及ぼす影響を比較している。ど



図 3.1. 外部から磁場を印加した場合の TES の電流応答の割合を示した図。左が TES に対して垂直に磁場を、右が水 平方向に磁場を印加した場合を示す。プロットマークの違いは TES の動作抵抗の違いを示す。ノーマル抵抗に対して ($R_n = 103 \text{ m}\Omega$) に対して 9 ~ 57% まで動作点を変化させている。標準的な動作点は黒線である ($R = 0.3 R_n$) [7]。



図 3.2. Mn-Ka (5.9 keV) の X 線パルスハイトの磁場依存性。二つのプロットは設計パラメータ (Ti /Au の厚み、大きさなど)の違いを表す。



図 3.3. 図 3.2 の黒プロットの TES マイクロカロリメータを用いた場合の Mn-K α (5.9 keV) のエネルギースペクトル。 印加磁場の強度を左から 0 μ T 、200 μ T 、300 μ T の場合を示す。赤線はデータ、青線はスペクトルの微細構造を示 す。得られたエネルギー分解能は、9.8 eV、12.5 eV、24.8 eV であった。

ちらの場合も 300 μT で TES 出力信号は半分以下になっている。磁場のパルスに及ぼす影響が小 さい TES を用いて、磁場強度が 0 μT 、 200 μT 、 300 μT の場合のエネルギースペクトルとエ ネルギー分解能を図 3.3 に示す。エネルギースペクトルから推定したエネルギー分解能はそれぞれ 左のプロット図から、9.8 eV 、12.5 eV、24.8 eV であった。 これは図 3.2 のパルスハイトの減少 分とコンシステントな結果である。このため、TES 型マイクロカロリメータの高エネルギー分解 能を達成させるには、理想的には磁場のないことが望ましく、我々の研究グループの TES で 10 eV 以下の分解能を目指す場合は、垂直に貫く磁場を 100 μT 以下にする必要がある。

3.1.1 Fe 吸収体の物性値について

TES 型 X 線マイクロカロリメータでは Au を X 線吸収体として用いるが、本研究で用いる Fe は磁化を持ち、 Au と比べ余分な自由度があるため、その自由度の分だけ比熱が大きいことにな る。マイクロカロリメータのエネルギー分解能は熱容量 C の 1/2 乗に比例するので、比熱が大き すぎると 10 eV ほどの高いエネルギー分解能の達成が難しくなってしまう。本節では、マイクロ カロリメータの中でも重要な比熱と熱伝導度を文献値から調べ熱容量を見積もり、10 eV のエネ ルギー分解能を得るために必要な吸収体の大きさを記載する。

Fe の比熱は、1 K から 10 K までの文献データが存在する [8]。これを温度の多項式でフィット すると、

$$C_{\rm Fe} = 0.911 \times 10^{-4} (T/K) + 1.97 \times 10^{-7} (T/K)^3 J/(gK)$$
(3.1)

となり低温ではフォノンの寄与(T^3)は小さくなり、電子比熱(T)が大きく影響することが分かる。また Au の比熱も 3 K から 15 K の実測値 [10] が存在し、

$$C_{\rm Au} = 0.729(T/K) + 0.4504(T/K)^3 - 0.0048(T/K)^5 mJ/(molK)$$
(3.2)

という近似式が与えられている。これらの近似式を用いることで表 3.1 のように極低温での熱容 量を見積もることが出来る。

		Au	Fe
密度	g/cc	19.32	7.874
比熱 (100 mK)	J/(g K)	$3.72 imes 10^{-7}$	9.11×10^{-6}
吸収体 厚み	$\mu { m m}$	1	5
吸収体 表面積	$\mu { m m}$	150×150	150×150
質量	g	4.35×10^{-7}	8.86×10^{-7}
熱容量	J/K	1.62×10^{-13}	8.07×10^{-12}

表 3.1. Au および Fe の 100 mK での物性値見積もり

これまで製作してきた X 線マイクロカロリメータから、10 eV のエネルギー分解能を得るため に必要な X 線吸収体の熱容量は C \leq 8 pJ / K (100 mK) であることが分かっている。 Fe 吸収 体の場合、体積が 150 × 150 × 5 μ m³ ~ 100 × 100 × 10 μ m³ を満たせばよい。

3.2 磁性体吸収体の磁場による TES への影響について

本研究では、アクシオンの吸収体として強磁性体である⁵⁷Fe を使用する。強磁性体は磁化 M が磁場の強さ H に対してヒステリシスを持つため、外部磁場が印加していない状態でも磁場を発 生する。従来の TES 型 X 線マイクロカロリメータは、吸収体を TES の上に直接とりつける構 造を取っている。しかし、この構造では強磁性体を吸収体とした場合、TES が受ける磁場の量が 大きくなり、 超伝導遷移特性に影響を及ぼす。そのため何らかの方法で磁場の影響を抑える必要 がある。磁気シールドを用いた磁場の遮蔽は、TES の上に吸収体を置く構造をとる限り不可能で ある。コイルを各カロリメータに取り付けて、TES 上の磁場を打ち消すよう方法も考えられるが、 最終的に多素子することを考慮すると磁場の制御が煩雑となるため難しい。そのため、先行研究 では TES を貫く Fe 吸収体で生じる磁場の強度が低くなるまで物理的に離し、吸収体と TES を Au の熱を運ぶための構造(以下、熱パスと呼ぶ)で接続する設計が考案された [16]。この方式で あれば、必要に応じて Fe 吸収体付近に磁気シールドを配置することも可能となる。 この構造につ いて、TES が Fe 吸収体の磁場の影響を無視できるのに必要な吸収体 - TES 間の距離について磁 気的なシミュレーションが行われ、30 μm 離せば問題ないという結果が得られている。(図 3.4)



図 3.4. TES 型マイクロカロリメータのピクセル構造模式図。長さはスケール通りではなく誇張して書いてある。(右) が従来の X 線用の TES 構造。(左) が太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの設計案 [16]。Fe 吸収体 と TES に距離をおいて設置し、それらを Au の熱パスで繋いでいる

3.2.1 磁気シミュレーション 仮定・条件

Fe 吸収体は、地球磁場環境で製作され、TES マイクロカロリメータに取り付け動作させる際 には、高透磁率を持つ A4K と呼ばれる材料で作られた磁気シールド内に設置される。我々の研究 室で実際に用いられている磁気シールドは、シールド内部の TES カロリメータを、 $|B| = 1\mu$ T 以 下となるように設計され、この値を下回ることを確認して使用している [17]。磁気シールドによっ て地球による外部磁場を小さくすることはできるが、強磁性体である Fe 吸収体はヒステリシスに よる磁化を持ちうるため、磁気シールド内部で磁場が発生してしまう。強磁性体における磁化と 磁場の強さのヒステリシスについて、図 3.5 を示す。一般に強磁性体は、初期状態(図 3.5 点 O) から外部の磁場を受けると磁化される。磁場を受け続け飽和状態(点 C)になると、外部からの 磁場を取り除いても初期状態に戻ることはなく、一定の磁化を持った状態を保持する。そのため 磁場を印加した後に元に戻しても磁化は初期状態に戻らず、強磁性体自身がこの磁化によって周 囲に磁場を生み出す。

この磁場による影響は、前久氏の修士論文「太陽アクシオン探査をめざした TES 型マイクロカ ロリメータの基礎的研究」において検討されている。磁気シミュレーションは、Fe の磁化の保持 率を正確に見積もることは困難であることから、磁気シールド内部でも地磁気による磁化を全て 保持すると仮定し、周囲に作る磁場の大きさをシミュレーションした。このシミュレーションに よって、Fe 吸収体の作る磁場が、 TES の薄膜面を垂直に貫く磁束密度が、TES の無視できる 1 µT を下回るためには最低でも 30 µm 離す必要があるという結論が得られている。



図 3.5. 強磁性体における磁化 M と磁場の強さ H の関係図

3.3 検討すべき問題について

太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータは、磁気的な問題だけでなく熱的な問題に ついても検討する必要がある。TES の上に吸収体が直接設置される従来の構造であれば、吸収体 で生じた熱は全て TES を通過して熱浴に逃げていく。しかし、 TES と Fe 吸収体を離し、その 間を熱パスで接続する場合、吸収体で発生した一部の熱は TES に伝達する前に熱パスから熱浴に 逃げることが考えられる。熱浴から逃げる熱によって TES の検出する熱の大きさが異なる場合、 出力パルスの波形に影響を及ぼしエネルギー分解能を劣化させる可能性がある。

我々の研究室では、吸収体と TES を離して設置したカロリメータを製作した実績はなく、位置 依存性の有無や、検出器として動作が可能であるか分からない。そのため、現在のアクシオン探 査用の TES カロリメータの構造について熱シミュレーションを行い、TES カロリメータ構造の 最適化と十分なエネルギー分解能を達成するための理想的な各要素の物性値について最適化する 必要がある。また、磁性体を吸収体として用いる場合 TES と吸収体を最低でも 30 μm 離した構 造にすることで、TES を垂直方向に貫く磁場の影響を無視できる結果が先行研究で得られている が、Fe が磁気シールド内でどれだけ磁化を保持するか明確ではない。そのため、実際に TES 付 近に Fe を成膜した試作素子を製作し、実際の Fe の設置可能最短距離を確定する必要がある。こ の試作素子には高価な ⁵⁷Fe を用いる必要はない。本論文にて製作した Fe 薄膜は全て自然同位体 の Fe を用いている。以降の章より、熱シミュレーションによる TES カロリメータ構造の最適化 と、試作素子製作およびそれを用いた冷却試験による Fe 吸収体と TES に持たせるべき距離につ いてまとめる。
第4章 吸収体 - 熱パス - TES 構造の熱シミュ レーション

3.3 節で述べたように、吸収体と TES を離して設置し熱パスでそれらを接続する構造では、吸 収体で生じた熱が熱パスから熱浴へと逃げていく場合が考えられる。熱浴への逃げ方に入射位置 依存性がある場合、エネルギー分解能を劣化させ、TES 型マイクロカロリメータとして十分な性 能を発揮できない可能性がある。本章では、有限要素法を用いた熱シミュレーションを行い、太 陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータが、この形状で検出器として成立するか、更 に、この太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータが、TES 検出器として十分なエネ ルギー分解能が達成することが出来るか、熱入射位置による影響によってエネルギー分解能が劣 化が起こるか確認する。位置依存性による影響がある場合、影響をより小さくするための必要な 物性値およびカロリメータの構造の最適化について議論する。4.1 節において、吸収体への熱入力 から TES 出力パルスを取得するまでのシミュレーション方法について示し、以降の節で各シミュ レーション結果について記載する。

4.1 シミュレーション方法

本節では離れた吸収体と TES を Au 熱パスで接続した構造を有限要素法を用いた熱数学モデ ルにより記述する。さらに、 TES の内部の温度分布変化による TES の抵抗変化を計算し、そ れによって吸収体にデルタ関数的な熱入力があった後に、TES に生じる信号パルスを求める。有 限要素法によるシミュレーションを行なうツールとして Thermal Desktop を使用した。Thermal Desktop は AutoCAD のアドインソフトウエアとして使用できる統合解析ツールであり、単一環境 に、CAD・FEM(有限要素法モデル)・FDM(差分法モデル)・輻射計算が統合されている。Thermal Desktop は、系のモデリングに AutoCAD の 3 次元 CAD 機能用い、熱解析ソルバー (SINDA) と流体解析ソルバーである (FLUINT) を統合した SINDA/FLUINT によって、熱流体ネットワー クの解析を行なう事ができる。これにより、形状モデル作成→ 熱ネットワークモデル作成 → 温 度計算 → 結果表示までグラフィカルに行なう事ができる。温度計算の後には TES の温度分布を 抵抗分布に変換し、その抵抗ネットワークの全抵抗値を計算する必要があるが、これは、Thermal Desktop では行えないので、 電気回路シミュレータである LTSpice を用いて抵抗ネットワーク の作成を行い、TES の出力パルスの再現を行う。最後に出力パルスに最適化フィルタ処理を行う ことで、太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの達成できるエネルギー分解能を見 積もる。 TES の抵抗を測定するために TES に電流を流す必要があるが、この電流により熱が発 生する。第 2.3 章で述べたように、その電流により発生した熱は TES の動作に影響を与える (電 熱フィードバック)。TES 型マイクロカロリメータの動作をより完全にシミュレーションするため には、電熱フィードバックの効果まで考慮する必要がある。これを実施するには、SPICE による 電気計算の結果を Thermal Desktop の熱計算にフィードバックしてイテレーションを行う必要が ある。電熱フィードバックを含まないと、信号の decay の時定数がオーダーで長くなってしまい、 アクシオン吸収位置依存性の影響を小さく見積もってしまう。そこで、後述するように、熱浴と

の各要素の間の熱伝導度を恣意的に調整し時定数を電熱フィードバックを含む場合にあわせるようにした。この場合、熱浴との熱伝導度が大きくなるため、TES に伝わる熱量は減少し、この観点ではエネルギー分解能は不利になる。これについて補正はせず、最悪値を与えるものと考えることにした。

Thermal Desktop を用いたシミュレーションは我々の研究グループでは、吉野友崇氏の 2005 年 度の修士論文、「超伝導遷移端型 X 線マイクロカロリメータの熱数学モデルの構築と設計の最適 化 [15]」と、2018 年度の前久景星氏の修論、「太陽アクシオン探査をめざした TES 型マイクロ カロリメータの基礎的研究 [16]」で取り扱われている。本論文の熱シミュレーションは上記論文の モデル、数値を引き継いだものである。

4.1.1 太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの熱数学モデル

TES 型マイクロカロリメータは、吸収体 - 熱パス - TES - 熱浴の4つから構成されている (図 4.1)。Thermal Desktop では構成要素に、大きさ、熱伝導度、比熱を与え、それぞれを適切にノー ド分割し、要素間を指定した熱伝導度で結合する。後述するように、吸収体、熱パス、TES のよ うな実体を持つものは密度も与えている。



図 4.1. 太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータのモデル。吸収体、熱パス、TES、熱浴で構成される。

4.1.2 各構成要素の初期設定

Thermal Desktop で作成したアクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータのモデル (図 4.2) について、各構成要素に与えた大きさ、熱伝導度の初期設定を記載する。吸収体の大きさ は 100 × 100 × 5 μ m の' block ' とし、5 × 5 × 5 = 125 個のノードに分割し、TES は大きさ 140 × 140 × 0.15 μ m の' surface ' で、9 × 9 × 1 = 81 個のノードに分割した。熱パスは 'surface' で設定し、吸収体と重なっている熱パス部分の大きさは吸収体と同じ 5 × 5 × 1 = 25 個のノード に、TES の直上にある熱パスは大きさは TES と同じ 8 × 8 × 1 = 64 個のノードに分割し、TES と吸収体に重なっていない箇所の熱パスは、大きさを 100 × 100 × 5 μ m として 5 × 5 × 1 = 25 個 のノードに分割した。後述の熱シミュレーションで、最適化のために一部熱パスの大きさを変更 できるよう、熱パスを吸収体と TES と重なっている箇所で分割している。 熱浴は、比熱が ∞ である 'boundary node' を用い、初期温度を 0.1 K に設定した。熱浴 - TES 、熱浴 - 熱パス間は 'boundary node' と分割した TES と熱パスのノードを 'conductor' で全て接続し、熱伝導度を与えている。

各構成要素に与えた熱伝導度については、極低温 (@100 mK) の Fe 吸収体の熱伝導度と Au 熱パスの熱伝導度は、電子ビーム蒸着で実際に製作した Au で得た熱伝導度 3.72×10^{-7} W/m/K から見積もり、 Fe 吸収体は 0.1 W/m/K とし、熱パスの熱伝導度は 3.72×10^{-7} W/m/K とした。TES (下層の熱パス) - 熱浴間、吸収体 - 熱浴間の熱伝導度は、シリコン基板の窒化膜、酸化膜の二層を通した熱伝導度である。この熱伝導度は、この二層薄膜のフォノンの性質から薄膜の長さに依存せず、薄膜と接する TES などの面積と温度にのみ依存する。我々の TES 型 X 線マイクロカロリメータでは、その特性測定から全熱伝導度の値を 1 nW/K と見積もっている。しかし本シミュレーションでは電熱フィードバックを再現することが難しく、正しい熱伝導度を与えてしまうと、信号の decay 時定数が、TES の感度 α 分だけ長くなってしまう。TES の感度 $\alpha \sim$ 100 であるので、熱伝導度を 100 nW/K とすることで時定数を合わせることが出来る。本シミュレーションでは熱パス及び TES と熱浴間の熱伝導度が 100 nW/K になるように数値を与えた。

熱パス - TES 間、熱パス - 吸収体間の熱伝導度は、吉野修論 [15] を参考に、 $G_{\text{path-abs}} = G_{\text{path-TES}} = 100 \ \mu\text{W/K}$ と決定し、熱パス - 熱パス間の熱伝導度はノード間が 20 μm と考えて Au の比抵抗値より 0.8 $\mu\text{W/K}$ の熱伝導度を与えた。また吸収体、熱パス、 TES 、熱浴の 初期温度は全て 100 mK である。以上の各要素に与えた条件を表 4.1 に示す。

要素	種類	大きさ [$\mu { m m}^3$]	ノード数	熱伝導度 [W/m/K]	比熱 [J/g/K]	密度 [g/m ³]
吸収体	block	$100\times100\times5$	25	0.1	9.11×10^{-6}	7.874
熱パス(吸収体の下)	surface	$100\times100\times5$	25	$4.0 imes 10^{-2}$	$3.72 imes 10^{-7}$	19.32
熱パス	surface	$100\times100\times5$	25	$4.0 imes 10^{-2}$	3.72×10^{-7}	19.32
熱パス (TES の上)	surface	$140\times140\times5$	49	$4.0 imes 10^{-2}$	$3.72 imes 10^{-7}$	19.32
TES	surface	$180\times180\times1$	81	$0.33 imes 10^{-1}$	$3.9 imes 10^{-6}$	19.32
熱浴	boundary node	_	1	_	∞	_
吸収体 - 熱パス間	conductor	_	_	$100 \ \mu W/K$	_	
TES - 熱パス間	conductor	_	_	$100 \ \mu W/K$	_	
熱パス - 熱パス間	conductor	_	_	$0.8~\mu { m W/K}$	_	
熱浴 - 熱パス間	conductor	_	_	100 nW/K	_	
TES - 熱浴間	conductor	_	-	$100 \ \mathrm{nW/K}$	_	

表 4.1. TES カロリメータモデルの各要素および要素間の設定パタメータ

4.1.3 熱入力条件

吸収体がアクシオンを捉えることで起きる熱入射の再現には、'heat load on node'による熱入 力を用いた。これは任意の1つのノードに発熱量 [W] を時間の関数で与えることが出来る。今回 の熱シミュレーションでは、TES 型マイクロカロリメータの出力パルスの立ち下がり時定数であ る ~ 100 μ s よりも十分に短く、 δ 関数として見做すことが出来る時間内に太陽アクシオン相当 のエネルギー 14.4 keV =2.3 × 10⁻¹⁵ J を吸収体に与えた。熱入力には一次関数である (4.1) 式を 用い、熱入力が $t = 10^{-8}$ sec までに終了するように設定した。

$$W = 4.6 \times 10^{-7} t \ (t < 10^{-8}) \tag{4.1}$$



図 4.2. Thermal Desktop で作成したアクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータモデル

4.1.4 温度から抵抗値への変換

Thermal Desktop は計算結果として、全ノードの温度を出力する。実際の TES カロリメータ のパルス取得の方法は、 TES にバイアス電圧をかけ、TES の温度変化による抵抗値の変化を電 流として読み出している。なので Thermal Desktop のシミュレーション結果から TES の出力パ ルスを再現するには、温度変化のデータを抵抗変化に変換する必要がある。まず、TES の中で熱 パスが乗っていない箇所について考える。超伝導 - 常伝導転移の抵抗値変化をフェルミ関数で近 似し、TES の常伝導抵抗を R_n 、超伝導 - 常伝導の温度を T_c として、温度 T での抵抗値 R(T) を

$$R(T) = \frac{R_n}{1 + \exp(-A(T - T_c))}$$
(4.2)

と表す。転移点の温度の幅を ΔT とすると、

$$\frac{dR}{dT}(T_c) = \frac{\Delta R}{\Delta T} \tag{4.3}$$

である。典型的な値として、 $\Delta T = 0.005 \text{ K}$, $\Delta R = 0.1 \Omega$,を代入すると A = $80/R_n$ と求められる。よって以下の計算では各ノード i の抵抗値 $R_i(\mathbf{T}_i)$ を、

$$R_i(T_i) = \frac{R_n}{1 + \exp(-80(T_i - T_c)/R_n)}$$
(4.4)

として抵抗値を求める。ただし、 $R_n = 70 \text{ m}\Omega$ とする。次に TES の中で熱パスが乗っている箇所については、Au 熱パスの近接効果によって超伝導遷移を起こさないものとして考え、その箇所は全て常伝導状態であるとする。この部分の抵抗値は常に $R_n = 70 \text{ m}\Omega$ である。

4.1.5 抵抗ネットワーク

4.1.4 節で計算した各ノードの抵抗を接続し、TES に流れる電流を計算する。電流計算に用いる 抵抗ネットワークは電気回路シミュレータ LTspice を用いて作成されたものを使用した [16]。電 流が i 番目のノードを通過する際に R_i の抵抗を受ける必要があるため、各ノードは図 4.3 に示す ように、あるノード i (抵抗値 $R(T_i)$)が隣接する j (抵抗値 $R(T_j)$)と抵抗値 $R = \frac{R(T_i) + R(T_j)}{2}$ で 前後左右に接続する。この 81 個のノードで作られる合成抵抗は TES の抵抗を示す。TES 抵抗に シャント抵抗を並列に接続して擬似的に定電流源を与えている。シャント抵抗は 3.9 m Ω 、定電 流値は約 270 μ A である。



図 4.3. LTspice で用いた抵抗ネットワーク

4.1.6 TES 温度変化 → TES 抵抗変化 → 電流パルスの変換について

4.1.5節の抵抗ネットワークを用いて、TES の出力パルスを計算する。ここで Thermal Desktop では 10⁻⁸ sec 毎に各ノードの温度データを取得するよう設定しており、ノードの抵抗変化も 10⁻⁸ sec 毎のデータになっているのだが、LTspice でこのデータを使って TES の電流変化を計算する と、出力されるパルスデータの時間間隔が自動的に補正されてしまう。これは LTspice の仕様で あり、非常に短い時間に急激な電流変化が起きると、その間の時間を自動的に補完することがあ り、元のデータの総数と TES の出力パルスのデータの総数が一致しないことが確認できた。しか し、本仕様による補正によって電流変化データに問題がないことが確認できており、TES の出力 パルスから算出したエネルギー分解能は、仕様によって補正された電流変化データを用いて行っ ている。

4.1.7 エネルギー分解能の計算

エネルギー分解能の計算は、作成したパルスにランダムノイズを乗せて任意の個数の(ノイズ + パルス)データを作成し、章 2.5 にある最適フィルタ処理を行う事で求めた。生成した(ノイ ズ + パルス)データは、全てのシミュレーションで 5000 個作成しそれぞれに最適フィルタ処理 を行っている。生成するホワイトノイズの 1 σ の数値は吸収体中心に熱入力を行なった場合に、エ ネルギー分解能が TES の持つ理想的な 10 eV になるように調整して与えた。今回のシミュレー ションでは 1.2 × 10⁻⁸ A/ $\sqrt{\text{Hz}}$ と設定した。また Fe 吸収体の中心に熱入力を行った場合に得られ るパルス信号のセンターエネルギーは観測目標である ⁵⁷Fe + 太陽アクシオンで発生するエネル ギーの 14.4 keV とした。中心に 14.4 keV 相当の入射があったと仮定した時、吸収体中心以外の 入射位置の場合のセンターエネルギーを計算し、位置依存性によるエネルギー分解能の影響について検討する。

4.2 熱パスサイズの検討

熱パスの初期値は表 4.1 に記載した通りであるが,吸収体と TES の間の部分では設計に自由度 がある。長さについては,磁気シミュレーションから最短長さが決まるが,熱的にそれが許され るかは自明ではない。一方で厚みや幅を変えれば熱伝導と熱損失が変化し,出力パルスの時定数 および波高値は変化する。本節では、熱パスの形状を変化させたシミュレーション結果の比較を 行い、TES の出力パルスがより大きくなるような熱パスの形状の最適化を行う。熱パスの最適化 を行なった箇所は、吸収体および TES と重なっていない箇所である。

4.2.1 熱パスの厚み

Au の熱パスを介して吸収体と TES を熱的に接続する構造では、TES に伝わる前に熱パスから熱浴へと逃げていく熱が存在する。熱パスからの損失を抑えるには、熱パスの熱伝導度を大きくするため熱パスは厚くするべきである。しかし、熱パスを厚くするとカロリメータ全体の熱容量を増やすことになり、TES の出力パルスが小さくなることが予想される。このトレードオフを考慮した最適な厚みを調べた。吸収体と TES に重なっている熱パスも含めた全ての厚みを 1 μ m、3 μ m、5 μ m、7 μ m、10 μ m、と変化させた場合の TES 出力パルスの結果を図 4.4 に示す。熱パスを厚くするほど出力パルスが大きくなっているが、5 μ m を超えた厚みになるとパルスハイトの減少が確認できた。これは熱伝導度をよくすることで出力パルスが大きくなる効果より、熱容量が大きくなることで熱を失う効果がより影響を与えるようになったためと予想出来る。製作プロセス上、成膜できる Au の厚みの最大値は 5 μ m 程度であるため、熱パスの厚みは 5 μ m を上限とする。



図 4.4. 熱パスの厚みを 1 µm、3 µm、5 µm、7 µm、10 µm に変化させた場合の出力パルスの結果

4.2.2 熱パスの幅

熱パスの幅も厚みと同様に、熱パスで損失する熱量を減らすため熱伝導度を可能な限り大きく したいので、幅は出来るだけ太くしたほうがよい。しかし、太くすることで熱容量の増加に加え、 熱浴との接触面積が増えることが考えられる。熱パスの幅は、20 µm、50 µm、100 µm と変化さ せた場合のシミュレーションを行った。図 4.5 に熱パスの幅についてのシミュレーション結果を示 す。熱パスを太くするに従って、パルスハイトは増加している。熱パスの幅を狭めたことで、TES に伝達する熱流量を制限し一部の熱が熱浴へと逃げたためと考えられる。TES に伝わる熱を減少 させる効果に利点は無いが、幅を大きくしすぎると熱容量が増加してしまう。出力パルスがあま り減少せず、熱容量が大きくならないように熱パスの幅を選択すべきである。



図 4.5. 熱パスの幅を 20 µm 、50 µm、100 µm に変化させた場合の出力パルスの結果

4.2.3 熱パスの長さ

熱パスの長さは、Fe 吸収体から TES までの熱伝導率を高めつつ熱容量を減らし、熱浴との接触面積を小さくすることが出来るため、可能な限り短いことが望ましい。しかし、熱パスの長さを短くするほど Fe 吸収体による磁場の影響を強く受ける。図 4.6 に熱パスの幅を 20 µm、50 µm、100 µm 変化させた場合のシミュレーション結果を示す。短くするほどパルスハイトが大きくなっていることが分かる。磁気シミュレーションの結果では、最低 30 µm だけ TES と Fe を離せば磁場による影響を無視できるが、最終的にカロリメータ化する際にどれだけ長さを持たせるかは、実験的に決める必要がある。そのため、このシミュレーション結果だけで熱パスの長さに制限を設けることは出来ない。以降のシミュレーションでは、熱パスの長さを 100 µm として扱うことにする。

4.3 熱入力位置による TES 出力パルスの位置依存性の確認

次に熱入射位置による TES 出力パルスの依存性について検討する。実際の TES 型マイクロカ ロリメータを用いた太陽アクシオン探査実験では、吸収体のどの位置で太陽アクシオンを吸収でき るか分からない。熱拡散により、出力パルスが変化しエネルギー分解能を劣化させる恐れがある。 そこで太陽アクシオンの入射位置によってパルス波形が変化するのか、どれだけエネルギー分解



図 4.6. 熱パスの幅を 20 µm 、50 µm、100 µm に変化させた場合の出力パルスの結果

能が劣化するかを調べる。本節では、吸収体の熱入力を異なる位置で行った場合の TES の出力パ ルスがどのように変化するか比較し、位置依存性の傾向を調べる。シミュレーションに使用した Thermal Desktop model の要素である吸収体、熱パス、TES、熱浴、それらを繋ぐ 'conductor' の条件は表 4.1 を用いた。ただし、これ以降の熱シミュレーションでは、吸収体の熱伝導度を電析 法で製作した Fe 薄膜の RRR 測定実験で得られた比抵抗値 (@ 4 K) から Wiedermann - Franz 則を用いて得た数値 6.3×10^{-2} W/m/K を使用する。

熱入力位置は、図 4.7 (左) に示す 9 箇所で行い、その位置で熱入力を行なった場合に得られた 各熱入力位置ごとの TES の出力パルスの結果を図 4.8 に示す。熱入力位置による TES 出力パル スの立ち上がりまでを比較すると TES までの距離が離れるにつれて遅くなっている(TES から 遠い case1,2,3 が最も立ち上がりが遅い)。また、TES との距離に対して吸収体上で垂直方向に変 化させた場合には (case 1 に対して case 2 、 case 3 に熱入力位置を変えた場合)出力パルスの 立ち上がり方、波形の変化が TES との距離が変わった場合と比べて少ない。このことから、TES のエネルギー分解能は熱入力位置と TES までの距離に依存することが分かった。次の章で、この 位置依存性による影響が TES の検出器にどれだけ影響を与えるか確認を行う。

4.3.1 TES エネルギー分解能の位置依存性による劣化について

出力パルスの熱入力位置の依存性は、熱入射位置と TES との距離が変化することで TES 出力 パルスに影響があることが分かった。そこで熱入力位置と TES 間の距離の変化による TES のエ ネルギー分解能の関係について議論するためのシミュレーションを行う。熱入力位置を図 4.7 右 のように変更し、 TES と熱入力位置との距離の違いによる TES の温度変化を取得し、出力パル スからエネルギー分解能を計算した。図 4.9 の左に熱入力位置を変化させ、取得した出力パルスに 最適フィルター処理を行って得られたエネルギー分解能の結果を示す。吸収体の中心 (図 4.7 右 の 3 に該当) に熱入力して得た出力パルスのセンターエネルギーを太陽アクシオン相当のエネルギー 14.4 keV としている。この中心に熱入力した結果を基準とした時、熱入力位置を変更して得た出 カパルスのセンターエネルギーがどれだけ変化するか示した結果である。図 4.9 の右は図 4.9 左の 5 箇所の熱入力位置毎のヒストグラムを足し合わせた図であり、 Fe 吸収体に熱入力が分配された 場合に得られるエネルギースペクトルを示す。シミュレーションでは、有限サイズのノード分割を 行い、かつ5 箇所をサンプルして熱入力位置を作っているが、実際には、吸収体全面に連続的に



図 4.7. Thermal Desktop TES モデルの吸収体熱入力位置。(左) 9箇所熱入力した際の位置。(右) TES と熱入力位 置の間の距離を変化させた5箇所の熱入力位置



図 4.8. 熱入射位置を 1~9 に変化させた場合の TES 出力パルスの結果

入力位置は分布するはずである。本シミュレーションで吸収体のある1点のノードに熱入力して 得られる TES のエネルギー分解能(FWHM)は~10 eV である。図 4.9(右)のヒストグラムを 単純に計算で標準偏差を求め、理想的な TES のレスポンスがガウシアンの形であるとした時、エ ネルギー分解能は 33.6 eV という数値が得られた。熱入力位置が吸収体上で分配された場合のエ ネルギースペクトル(図 4.9(右))と、吸収体中心の1点のみに熱入力があった場合のエネルギース ペクトル(図 4.9(左))を比較する事で、熱入射位置の依存性による TES のエネルギー分解能への 影響を推定が出来る。吸収体上で熱入射が分配された場合の TES エネルギー分解能 33.6 eV と、 1つのノードに熱入力された場合の TES のエネルギー分解能 10 eV より、位置依存性によるエネ ルギー分解能の劣化は

$$\sqrt{33.6 \text{ eV}^2 - 10 \text{ eV}^2} = 32 \text{ eV} \tag{4.5}$$

と書ける。位置依存性による影響は TES のエネルギー分解能を ~ 32 eV 劣化させることが分かった。半導体検出器の持つエネルギー分解能は ~ 200 eV であるので、30 eV でも半導体検出器よりも優れたエネルギー分解能の達成ができる。ただし、TES カロリメータとして見るとエネルギー分解能は 10 eV 台が必要であるため、位置依存性による影響を抑える必要がある。



図 4.9. 左図が中心に熱入力をした時、center energy が 14.4 keV であると仮定して、他の位置の場合のエネルギー分 解能を計算した結果を重ね書きしたものである。右図が左のプロットを全て重ね合わせ、ランダムに熱入力が起きた場 合を再現しガウス関数でフィッティングしたものである。

4.4 シミュレーションモデルの最適化によるエネルギー分解能の改善の 試み

熱シミュレーションの結果より、Fe 吸収体(100×100×5µm)に、熱入力(14.4 keV)を 行なった場合、TES 自体の持つエネルギー分解能(~10 eV)は、熱入射位置による依存性の影 響で 30 eV 以上劣化することが分かった。位置依存性によってエネルギー分解能が悪くなってし まうと、マイクロカロリメータの利点である高いエネルギー分解能によるバックグラウンドの無 視ができなくなるため、熱入射位置によるエネルギー分解能への影響を抑える必要がある。本節 では、位置依存性によるエネルギー分解能が劣化する原因について議論し、その影響を抑えるた めに、太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの最適化を試みる。

4.4.1 位置依存性が生じる理由について

4.3節より、TESのエネルギー分解能は吸収体の熱入力位置依存性によるエネルギー分解能の 劣化の影響を受けることが分かった。パルスの位置依存性による影響を抑えるためには、パルス が立ち上がる前に吸収体で熱が十分早くに拡散していることが望ましい。 我々の研究室で開発さ れた Au の吸収体を持つ TES カロリメータは、ある測定環境でパルスの典型的な立ち上がり時 定数は ~ 3 µs である。このパルスの立ち上がり時間よりも十分速い時間に、吸収体および熱パ スで熱拡散が完了していれば熱入力位置依存性による影響は小さくなる。アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータは吸収体 - TES 間を熱パスで接続しているため、TES に熱が伝達する 前に吸収体および熱パス中で熱が十分に拡散するには、従来の TES カロリメータ構造より熱拡散 に時間がかかる可能性がある。これにより TES に伝達する熱が均一でなくなり、出力パルスの波 形が熱入力位置によって変化しているのではないかと考えた。

これを改善するために以下の2種類の方法が挙げられる。1つは、吸収体と TES を繋ぐ熱パス の幅を狭める方法である。熱入力位置によって TES に伝達する熱量の依存性を、吸収体と TES を繋ぐ熱パスの幅を狭めることで熱流入を制限し、どの位置に熱入射が起きても最終的に TES に 伝わる熱量を統一化するという試みである。もう1つは、Fe 吸収体と Au 熱パスの熱伝導度を 改善する方法である。熱入力位置から TES までの熱伝導率を改善することで、熱拡散を早めて 位置依存性による影響を軽減することが出来る。この2つの方法で位置依存性による影響を低減 することが可能か、TES モデルの設計パラメータを変更し 4.3.1 節と同様のシミュレーションを 行いエネルギー分解能の計算を行う。これらのシミュレーションを行う際に使用した熱伝導度は 6.3×10-2 W/m/K である。

4.4.2 熱パスの幅を変更した場合

図 4.10 の熱パスの幅を 60 µm、20 µm に変更し 4.3.1 節と同様のシミュレーションで求めた熱 入力位置毎の出力パルスのセンターエネルギーの変化を示す。図 4.11 には、このヒストグラムを 足し合わせることで、吸収体上で熱入力が分配された場合を再現し、その時 TES で得られるエネ ルギースペクトルを示す。熱パスの幅が 60 µm の場合のエネルギー分解能は、

$$\sqrt{55.0 \text{ eV}^2 - 10 \text{ eV}^2} = 54.08 \text{ eV} \tag{4.6}$$

となり、熱パスの幅を 20 µm とした場合のエネルギー分解能は

$$\sqrt{90.0 \text{ eV}^2 - 10 \text{ eV}^2} = 89.44 \text{ eV}$$
(4.7)

と書ける。熱パスの幅を狭めて熱の伝達を制限すると、熱入力位置による TES の温度変化の差が 大きくなり、エネルギー分解能がより劣化することが分かった。4.2.2 節で、熱パスの幅を狭める ほど伝わる熱が減ることが分かっており、熱流入を均一にしエネルギー分解能を向上させる効果 よりも、熱浴へ熱が逃げることでエネルギー分解能が劣化する影響が大きかったと考えられる。

4.4.3 Fe 吸収体の熱伝導度を変更した場合

熱入力位置から TES までの熱伝導度(Fe 吸収体、Au 熱パス)が十分に高ければ、吸収体中の 熱拡散が早くなり吸収体のどこで熱入力がおきても位置依存性の効果は小さくなることが期待で きる。図 4.12 に吸収体の熱伝導度 6.3×10⁻² W/m/K を2倍、3倍にして、4.3.1 節と同様のシ



図 4.10. Au 熱パスの幅を狭めた場合の熱入力位置毎のエネルギー分解能の結果。左が熱パスの幅を 60 µm にしたもので、右が熱パスの幅を 20 µm にしたもの。



図 4.11. 図 4.10 のヒストグラムを足しわせ、吸収体上で熱が分配された場合に得られるエネルギー分解能。左が熱パスの幅を 60 µm にしたもので、右が熱パスの幅を 20 µm にしたもの。

ミュレーションで求めた熱入力位置毎の出力パルスのセンターエネルギーの変化を示す。熱入力 位置は図4.7(右)の1~5の箇所で行なった。図4.13は図4.12のヒストグラムを足し合わせ、 Fe 吸収体上で熱入力が分配された場合に得られるエネルギースペクトルを示す。この結果から位 置依存性によるエネルギー分解能への影響を見積もると、吸収体の熱伝導度を2倍にした場合は、

$$\sqrt{25.4 \text{ eV}^2 - 10 \text{ eV}^2} = 23.34 \text{ eV}$$
(4.8)

となり、熱伝導度を3倍にした場合のエネルギー分解能の劣化は、

$$\sqrt{19.6 \text{ eV}^2 - 10 \text{ eV}^2} = 16.85 \text{ eV}$$
 (4.9)

と書ける。熱入力位置から TES までの熱伝導度を高くすることで位置依存性による TES のもつ エネルギー分解能への影響を抑えることが出来ることが分かった。吸収体の成膜方法を改善する ことが出来れば、熱伝導度を高めることは可能である。



図 4.12. Fe 吸収体の熱伝導度を高めた場合の熱入力位置毎のエネルギー分解能の結果。左が熱伝導度を2倍にした結果。右は熱伝導度を3倍にした結果。



図 4.13. 図 4.12 のスペクトルを足し合わせて、吸収体上で熱入力が分配された場合に得られるエネルギー分解能。左 が熱伝導度を 2 倍にした結果。右は熱伝導度を 3 倍にした結果。

4.5 熱シミュレーション まとめ

本章では熱シミュレーションによって、太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの 構造の最適化、吸収体のアクシオン入射位置依存性による TES のエネルギー分解能の影響を調べ た。熱パスの厚みは厚くするほど熱伝導度は良くなるが、熱容量とのトレードオフから厚くしす ぎると TES に伝わる熱が減少することが分かった。このトレードオフを考慮し、熱パスの厚みの 上限値を 5 µm とした。

熱パスの幅は、狭くするほど TES に伝達する熱を減少させパルスハイトを低くするため、ある 程度まで幅を大きくした方がよい。しかし、幅を大きくすると熱容量の増加と熱浴との接触面積 が増える。今回は、吸収体と同じ幅である 100 µm まで大きくすることにした。

熱パスの長さは熱容量を減らしつつ熱伝導度を向上させ、熱浴との接触面積を減らせるため、 TES のエネルギー分解能を高める点からすると可能な限り短くした方が良い。しかし磁気的な問 題があるため、本シミュレーションだけでは確定することは出来ない。実験的に吸収体設置可能 最短距離を検証して、その後に熱パスの長さを決定する必要がある。

次に、アクシオン探査 TES 型マイクロカロリメータの達成できるエネルギー分解能を、シミュ レーションから計算した。吸収体への熱入射位置依存性は、1 つのノードに熱入力した時 TES が 10 eV のエネルギー分解能を持つと仮定して、吸収体上で熱入力が分配された場合と比較すると、 位置依存性による効果で 32 eV 程エネルギー分解能が劣化することが分かった。半導体検出器の もつエネルギー分解能(~ 200 eV)に比べれば十分小さいが、TESのエネルギー分解能劣化する ほど、マイクロカロリメータの利点を失ってしまうので、位置依存性によるエネルギー分解能へ の影響を抑えるため、2つのシミュレーションを行いカロリメータ構造の最適化を検討した。初 めに熱パスの幅を狭め、TES への熱流量を制限し TES に伝わる熱を均一にする方法を検討した。 元の TES モデルで得られたエネルギー分解能がより悪化してしまった。これは、熱パスの幅を狭 めることで TES に伝達する熱が均一化される効果を期待したが、熱浴へ逃げる熱が多くエネル ギー分解能が劣化したと考えられる。次に吸収体の熱伝導度の値を大きくし TES まで経路の熱 拡散率を向上させることで、位置依存性によるエネルギー分解能への影響を抑えることが出来な いか試みた。吸収体の熱伝導度を2倍にした場合、位置依存性によるエネルギー分解能の劣化は 23.3 eV 、吸収体の熱伝導度を3倍にした場合には、エネルギー分解能の劣化は 16.8 eV にまで 減少した。以上から熱入力位置依存性によるエネルギー分解能の劣化を抑えるためには、TES ま での熱伝導度を高くすることが重要であることが分かった。本シミュレーションで使用した Fe の 熱伝導率は、実験的に求めた数値である。低温における熱伝導度は成膜手法に依存するので、 Fe 薄膜の成膜手法を検討する必要がある。

第5章 Fe 薄膜の製作および残留抵抗測定

熱シミュレーションの結果、アクシオンの入射位置依存性の影響でエネルギー分解能が ~ 30 eV 劣化することが分かった。これは入射位置から TES までの熱伝導度を高くすることで、エネル ギー分解能の劣化を抑えることが出来る。そのため ~ 10 eV のエネルギー分解能を達成するため には、Fe 吸収体の熱伝導度を出来るだけ高くする必要がある。しかし、低温における熱伝導度は 成膜手法に依存するため、実際に作ってみなれば分からない。本章では、極低温における Fe の熱 伝導度を推定するため、測定用の Fe 薄膜を製作し残留抵抗測定を行う。初めに極低温の熱伝導度 の計算方法について述べ、Fe 薄膜の成膜方法・条件を示す。その後、冷却試験の結果から得られ た残留抵抗比を記載する。また Fe 薄膜の成膜実験は、早稲田大学のナノテクノロジー研究セン ター (Nano Technology Reserch Center :NTRC)の協力のもと行った。

5.1 熱伝導度と残留抵抗比

TES 型マイクロカロリメータの吸収体には優れた熱伝導度 κ を持つものが好ましい。これは吸収体の熱拡散過程がエネルギー分解能の劣化に影響を与えるためである。吸収体の熱容量を c とした時、ある長さスケール x を熱が拡散するのに必要な時間尺度は τ は

$$\tau = \frac{c}{\kappa}x^2\tag{5.1}$$

と見積もることが出来る。一方、熱伝導度 κ は、Wiedermann Franz 則より、比抵抗 ρ 、温度 T、ローレンツ数 $L_n = 2.45 \times 10^{-8} \text{ W}\Omega \text{K}^{-2}$ を用いて、 (5.2) 式と関係付けられる。

$$\kappa = \frac{L_n T}{\rho} \tag{5.2}$$

ここでローレンツ数 *L_n* は、

$$L_n = \frac{\pi^2}{3} (\frac{k_B}{e})^2 \tag{5.3}$$

と表せる定数である。(5.2) 式より $\kappa \propto T/\rho$ であるから、室温の κ_{300K} とヘリウム温度 κ_{4K} の比は、

$$\frac{\kappa_{4\mathrm{K}}}{\kappa_{300\mathrm{K}}} = \frac{\rho_{300\mathrm{K}}}{\rho_{4\mathrm{K}}} \frac{4\mathrm{K}}{300\mathrm{K}} \tag{5.4}$$

のように書ける。室温と液体ヘリウム温度での抵抗値の変化割合を残留抵抗比 RRR(Residual Redistance Ratio) と言い、(5.5) 式で定義できる。

$$RRR = \frac{\rho_{300\mathrm{K}}}{\rho_{4\mathrm{K}}} \tag{5.5}$$

100 mK での熱伝導度 $\kappa_{0.1K}$ は、 $\rho_{0.1K} \simeq \rho_{4K}$ と仮定すれば、残留抵抗比 *RRR* を用いて、

$$\kappa_{0.1\mathrm{K}} = RRR \times \frac{0.1\mathrm{K}}{300\mathrm{K}} \times \kappa_{300\mathrm{K}} \tag{5.6}$$

と書ける。そのため、極低温状態で高い熱伝導度を達成するには,*RRR* の値の大きい Fe 薄膜を 製作する必要がある。

5.2 Fe 薄膜成膜方法

金属薄膜を製作するプロセスには、スパッタ法、真空蒸着法、電析法が考えられる。本研究に おいて Fe を成膜するのに最適な手法を検討する。

5.2.1 真空蒸着法

真空蒸着法とは高真空のチャンバー内で、成膜したい試料を加熱し蒸発させ、その蒸着分子が 基板に衝突し凝着することで薄膜を生成する方法である。試料を加熱させるための蒸発源は抵抗 加熱式、高周波加熱式、電子加熱式などがあり、宇宙研は電子ビーム加熱式の蒸着装置を有してい る。これは試料のみを加熱するため同じ蒸着法の抵抗加熱式と比べて、高い温度の融点を持つ金 属を蒸着する事が可能である。しかし 基板に大きな熱負荷が加えられるため、TES 型カロリメー タ製作においては二層薄膜界面で合金化が起き、TES の超伝導遷移特性に影響を及ぼす可能性が ある。

5.2.2 スパッタ法

個体表面の原子に当たるイオンのエネルギーが閾値以上の場合に、試料の原子が飛び出す現象 をスパッタリング現象と呼ぶ。この現象で飛び出てきた原子を基板に蓄積させることで薄膜を製 作するのがスパッタ法である。他の成膜方法と比べると基板と薄膜間の密着力に優れており、成 膜速度が一定であるため膜厚制御に優れている。原理的には膜厚を数 ~ 10⁻¹⁰ m で調整すること が可能であるが、厚い金属膜の成膜には向いていない。一方で、プラズマの発生に使用するスパッ タガスがスパッタ中に試料に取り込まれやすく、純粋な金属膜の生成は難しい。

5.2.3 電析法

試料を陽極にして電解溶液中の金属イオンを還元し、陰極とした基板に対象の試料を析出させ る成膜方法である。上記2つの成膜方法とは異なり室温・大気圧で成膜することが可能で、TES への熱による負荷は他の成膜方法に比べてほとんど無い。しかし、電解溶液中に導入する添加剤 などが不純物として薄膜中に取りこまれる事が考えられる。

5.3 Fe 吸収体の最適な成膜方法について

真空蒸着法・スパッタ法では、膜厚のコントロールが比較的に容易く、密着性の高い金属膜が 生成しやすい利点がある。ただし、蒸着法は基板に長時間の熱負荷がかけられるため、TES の二 層薄膜界面の原子の合金化を促すことによる超伝導遷移特性への影響が懸念される。また、最終 的に TES に取り付ける ⁵⁷Fe は非常に高価である。蒸着、スパッタでは基板全面に成膜が行われ るため莫大なコストがかかる。しかし電析法であれば、被メッキ箇所だけに堆積可能であり、⁵⁷Fe を溶かした溶液を還元することも可能である。これまでの経験から、電析で製作した薄膜はスパッ タや蒸着で製作した薄膜と比べて、高い残留抵抗比の薄膜を製作することができる。これらの点 から、太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータに Fe 吸収体を成膜するには、電析法 が適していると考えられる。本研究では、通常の電析より高い残留抵抗比の達成が期待できるパ ルス電析法という成膜方法を用いる。

5.3.1 パルス電析法

電析法は、成膜したい物質を含む電解溶液にアノードとカソードを浸して電圧をかけることで、 陰極付近で金属イオンが電子を受け取ることで起きる還元反応を利用した成膜法であり、一般的 な電析法では、被メッキ側に常に電流を流し続けることで薄膜形成を行う。しかし従来の方法で は、どうしてもメッキの析出過程で気泡として水素が発生し、これが薄膜中へと入り込むことで 膜厚制御や密着性の向上を阻害を引き起こす。パルス電析法は常に電流を流さずに、電流を流す on-time と、電流を流さない off-time を交互に繰り返すことでメッキを成膜する技法である。パ ルス電析は水素発生を抑制するため、通常の電析よりも緻密で均一な膜を形成しやすく薄膜の比 抵抗を低減することが可能である。

5.4 RRR 測定パターンの製作プロセス

本節ではパルス電析による Fe 薄膜のプロセス条件と、残留抵抗比 RRR 測定用のパターン (図 5.1) の製作プロセスを示す。



図 5.1. 残留抵抗比測定用のパターンのポンチ絵。35 mm 角基板の中に 5.2 mm 角基板のパターンを 9 個製作し、A ~ I の ID 付けをした。図の黄色の箇所は seed 層という Au / Ti の二層薄膜構造が残る箇所で、黒い箇所は Fe が seed 層の上に成膜されている。実際に製作した素子とこの図のサイズスケールは一致していない。

5.4.1 電析基板製作プロセス

今回、残留抵抗比測定用の電析基板は早稲田大学で用意していただいた。基板は大きさ 4 inch 、厚さは 500 µm の酸化膜付きのシリコンウェハーを用い、電析に必要な電極となる seed 層とし て、 Ti / Au を早稲田大学ナノ理工学研究機構の EB 蒸着装置 (図 5.2) により蒸着した。全面に seed 層を蒸着した後にダイシング装置を用いて、35 mm 角まで分割した。RRR 測定用の電析パ ターンの生成はフォトリソグラフィを用いた。フォトリソグラフィの詳細のついては 5.4.2 節で説 明する。基板製作プロセスをまとめたものを表 5.1 に記載する。

表 5.1. 早稲田大学 基板製作プロセス

プロセス名	プロセス条件
電子ビーム seed 層蒸着	Ti / Au = 10 nm / 100 nm
レジスト塗布	TSMR-V90-27cp をスピンコータで塗布
ベーキング	$100~\degree$ C / 2 min
ダイシング	$4 \text{ inch} \rightarrow 35 \text{ mm}$ 角 × 4
洗浄	アセトン、IPA、純水



図 5.2. NTRC EB 蒸着装置

5.4.2 フォトリソグラフィ

早稲田大学で Fe 薄膜を形成後、宇宙科学研究所のクリーンルームを利用して RRR 測定用の パターンの形成を行なった。RRR 測定パターン形成に用いたフォトリソグラフィの条件について まとめる。フォトリソグラフィとは基板上にフォトレジストを塗布し、フォトマスクのパターン を紫外線露光、現像により固化することで転写しパターンを現像する技術である。基板は大気中 の水分との反応により親水性になっているため、疎水性であるフォトレジストと密着性が悪くな る。密着性が不十分な場合、そこから現像液が侵入することでレジストがマスクとしての役割を 果たせなくなる。そのため、HMDS をレジストの前処理として塗布している。(5.7) 式のように、 HMDS は水分と反応し、アンモニア発生する。

$$\mathrm{Si}(\mathrm{CH}_3)_3 - \mathrm{NH} - \mathrm{Si}(\mathrm{CH}_3)_3 + 2\mathrm{OH}^- \rightarrow 2\mathrm{SiO}(\mathrm{CH}_3)_3^- + \mathrm{NH}_3 \uparrow$$
(5.7)

レジストは AZ ECI 3012 を使用した。これはカタログ上では 1.2 µm 程度のレジスト厚みになる。 レジストの塗布には厚みを均一にするためスピンコータ (図 5.3(左))を用いた。レジスト塗布後は 硬化促進と残留溶剤の蒸発のため、ホットプレート (図 5.3(中央))を用いたベーキングを行い、基 板を熱を逃すため数分間放置し露光と現像を行った。露光にはミカサ社製両面マスクアライナー MA-101(紫外線露光)(図 5.3(右))を用いた。表 5.2 に、スピンコータ条件、ベーキング時間、露光 時間、現像時間をまとめたものを示す。

	時間 [sec]	回転数 [rpm]	温度 [°C]
スピンコータ	$0 \rightarrow 5$	$0 \rightarrow 500$	室温
	$5 \rightarrow 10$	500	
	$10 \rightarrow 15$	$500 \rightarrow 3000$	
	$15 \rightarrow \!\!45$	3000	
	$45 \rightarrow 50$	$3000 \rightarrow 0$	
ベーキング	150		100
リービング	600		室温
露光	6		室温
現像	900		室温

表 5.2. AZ ECI 3012 フォトリソグラフィ条件



図 5.3. フォトリソグラフィに用いた装置。(左) スピンコータ。(中央) ホットプレート。(左) マスクアライナーと紫外 線装置。

5.4.3 Fe 薄膜形成 パルス電析条件

フォトリソグラフィを用いて製作した RRR 測定用の電析パターンに Fe 薄膜の成膜を行う。Fe 電析プロセスの浴組成、電析前基板処理条件、パルス電析条件は表 5.3、表 5.4、表 5.5 に記載す る。図 5.4 に電析に使用した実験装置のセットアップを示す。基板の固定に使用した固定具を図 5.5 に示す。電析で Fe 薄膜を形成した後に、電析パターンのレジストをアセトン、IPA、純水で取 り除き、Fe 薄膜の厚みを測定した。厚みの測定には ULVAC 社の触針式表面形状測定器 Dektak を用いた。図 5.6 にレジストを洗浄した後の Fe 電析パターンの顕微鏡写真を示し、この Fe 薄膜 の厚み測定の結果を図 5.7、表 5.6 にまとめたものを示す。

表 5.4. 電析前基板処理

表 5.3. 浴	組成	前処理工程	時間
試薬	濃度 /M	O ₂ アッシング	$3 \min$
$FeCl^2 \cdot 4H_2 O$	1	塩酸洗浄	$1~{\rm min}~30~{\rm s}$
H_3BO_3	0.4, 0.5	シアン溶液浸漬	10s
		Au ストライクめっき	20 s

表 5.5. パルス電析条件

ID	Fe 濃度 (M)	浴温度 (℃)	浴 pH	電流密度 (mA/cm ²)	off time - on time	on time 合計
69	1	50	1.50	-14	$10~\mathrm{ms}$ - $5~\mathrm{ms}$	$2 \min$
70	1	50	1.50	-14	$10~\mathrm{ms}$ - $5~\mathrm{ms}$	$3 \min$
71	1	50	1.50	-16	$10~\mathrm{ms}$ - $5~\mathrm{ms}$	$3 \min$
72	1	50	1.50	-18	$10~\mathrm{ms}$ - $5~\mathrm{ms}$	$3 \min$



図 5.4. (左) 成膜基板を除いた電析装置のセットアップ。(右) 電析プロセス中の写真。



図 5.5. 35 mm 角基板用の電析ジグ



図 5.6. Fe 成膜後に周囲のレジストを洗浄した状態。Fe が成膜されている箇所以外は、seed 層(Au / Ti)で覆われ ている。



図 5.7. Dektak を用いた Fe 薄膜厚み測定の結果で、上から基板 ID 69,79,71,72 に対応している。(左) 図 5.1 A の Fe 薄膜を測定した結果。(中) 図 5.1 E の Fe 薄膜を測定した結果。(右)図 5.1 I の Fe 薄膜を測定した結果。

ID	膜厚平均值 (μm)
69	0.6
70	$1.0\sim 2.5$
71	0.9
72	0.7

表 5.6. 電析 Fe 膜厚測定結果

5.4.4 seed 層エッチング

測定用パターンを製作後、形成したパターン以外の seed 層のをエッチングで除去する。Ti の エッチングには 60°C に加熱した過酸化水素水を、Au のエッチングには Aurum302 を用いた。Ti のエッチングレートは 500 nm /min 、Au のエッチングレートは 20 nm/min である。それぞれ のエッチングの反応は以下の式に示す。

$$Ti + 2H_2O_2 + 4H^+ \rightarrow KI + 4H_2O + Ti^{4+}$$
 (5.8)

$$2\mathrm{Au} + 3\mathrm{KI}^3 \to \mathrm{KI} + 2\mathrm{AuI} \cdot \mathrm{KI}^3 \tag{5.9}$$

表 5.7 に各エッチング条件を示す。エッチング終了後にアセトン、IPA、純水で洗浄を行いレジ ストパターンを除去を行い (図 5.8)、ダイシング装置で 35 mm 角基板から 5.2 mm 角を切り出 した。

表 5.7. seed 層エッチング条件

	エッチング液	エッチングレート [nm/min]	エッチング時間 [sec]
Ti	$H_2O_2~(60^{\circ}C)$	500	300
Au	Aurum302	20	300



図 5.8. seed 層のエッチング後の RRR 測定用パターン (5.2 mm × 5.2 mm)

5.4.5 Fe 薄膜 RRR 測定方法

電析箇所には Fe と seed 層の2層構造が形成されているため Fe の抵抗値を測定すると seed 層 の抵抗も含まれる。 そのため本測定では、Fe を成膜した箇所の測定で得られた抵抗値を seed 層 + Fe の並列抵抗であると考え、図 5.9 の左側にあるような Fe が成膜されていない、全く同じ構 造のパターンを製作し、seed 層のみの抵抗値、seed 層 + Fe の合成抵抗値の2つを測定すること で、2つの測定結果から Fe 薄膜のみの抵抗値を推定した。 RRR 測定の冷却試験では、宇宙科学研究所の希釈冷凍機 (図 5.10(左)) を用いてヘリウム温度 (4 K) で抵抗測定を行い、室温 (300 K) の測定結果と合わせて RRR を算出した。測定には Fe を 成膜した基板、シール配線、基板の温度制御を行うための温度計(RuOX)を Cu ステージ上に ワニスで固定し、Al ボンディングによって電気的に冷凍機配線に接続している。抵抗測定器には、 Linear Research 社の AC レジスタンスブリッジ LR-700 (図 5.10(右))による 4 端子抵抗測定法 を用いて測定を行なった。4 端子測定法とは、測定箇所にある電流値を流してその両端に生じる電 圧を測定することで、配線抵抗をキャンセルし、対象の抵抗値を正確に測定する方法である。た だし、励起電流による抵抗内での発熱によって、測定中の温度が熱浴から一定の差分をもつこと には注意が必要であるすなわち、小電流ではノイズによる誤差が大きいが、大電流では測定温度 が正確ではなく、励起電流値の選択には注意を要する。測定素子を基板を搭載したステージのセッ トアップを図 5.11 に示す。



図 5.9. Fe 薄膜の電気抵抗を測定するために Si 基板に成膜した 2 つの測定用パターンの顕微鏡写真。図の左のパター ンは Si 基板の上に Au を 100 nm 電子ビーム蒸着によって成膜し、ウェットエッチングによって形成したパターンであ る。Au の下には結合層として Ti が 10 nm 成膜している。右のパターンは、左と同じパターンの中心部分(100 µm ×1000 µm)に Fe 薄膜を電析によって成膜したパターンである。





図 5.10. (左) 希釈冷凍機ホルダー部分。(右) AC レジスタンスブリッジ LR 700



図 5.11. Fe 薄膜 RRR 測定セットアップ

5.4.6 抵抗測定結果

表 5.6 より Fe 薄膜の厚みは得られており、図 5.9 より成膜した Fe の長さと幅は、1000 μ m、100 μ m である。低温と室温で Fe の抵抗値が得られれば、比抵抗値を推定することによって、*RRR* と合わせて (5.5) 式より極低温 (100 mK) における熱伝導度を求めることが出来る。表 5.8 に基板 ID ごとの室温 (300 K) とヘリウム温度 (4 K) の seed 層と Fe 薄膜の抵抗測定結果と、推定され る各温度の比抵抗値と熱伝導度、*RRR* の値を示す。以前に電析法で成膜した Fe 薄膜の残留抵抗 比測定実験で得られた極低温 (100 mK) の熱伝導度は、6.3 ×10⁻² W/m/K である (*RRR* ~ 3) 。パルス電析によって成膜した Fe の極低温 (100 mK) の熱伝導度と *RRR* は、以前の試験結果 で得られた数値を上回っていることが分かった。また、室温の抵抗値から計算される Fe の比抵抗 値はバルクの値 (10 ×10⁻⁸ Ωm) より低い値となっている。

基板 ID	温度 (K)	seed 層 抵抗值 (Ω)	seed \mathbb{B} + Fe (Ω)	Fe (推定值)	(Ω)	Fe 比抵抗值 (推定值) (Ω m)	熱伝導度 (推定値 [0.1 K])(W/m/K)	RRR
69	300	3.81	0.85	1.11		$6.65 imes 10^{-8}$	1.54×10^{-1}	4.26
	4	1.08	0.21	0.26		1.58×10^{-8}		
70	300	3.51	0.71	0.90		$13.4 imes 10^{-8}$	8.74×10^{-2}	4.81
	4	0.98	0.16	0.19		$2.79 imes 10^{-8}$		
71	300	3.71	0.91	1.21		$10.9 imes 10^{-8}$	1.02×10^{-1}	4.59
	4	1.06	0.21	0.26		2.38×10^{-8}		
72	300	3.63	0.85	1.12		7.82×10^{-8}	1.42×10^{-1}	4.54
	4	1.02	0.20	0.25		1.72×10^{-8}		

表 5.8. 抵抗測定結果

5.5 *RRR* 測定のまとめ・考察

熱シミュレーションの結果から、エネルギー分解能を向上させるには Fe の熱伝導度をより高く する必要があることが分かった。低温における熱伝導度は、成膜手法に依存するので実際に製作し て低温下での物性値を測定する必要がある。熱シミュレーションでは 0.1 あるいは 0.063 W/m/K を仮定していたが、これより高い熱伝導度を持つ Fe 薄膜を作らなければならない。そこで、通常の電析法よりも緻密で均一な膜の形成がしやすいパルス電析法を用いることで、Fe 薄膜の比抵抗を低減させ熱伝導度の改善を試みた。 残留抵抗測定の結果、パルス電析を用いた Fe 薄膜は、 RRR ~ 4.5 程度に、熱伝導度は 8.74 ×10⁻² ~ 1.54 × 10⁻¹ W/m/K にまで向上させることが出来た。

一方で、室温 (300 K) の Fe 比抵抗値の推定値がバルク値より小さかった。これはバルク金属 の方が一般には均一で低い抵抗値を持つことからすると逆であり、抵抗値の絶対値を小さく見積 もっている可能性がある。また、抵抗の絶対値が小さい場合、熱伝導度が大きく見積もられてい ることが考えられる。比抵抗値計算で用いる Fe の膜厚は、図 5.7 の測定した箇所の平均値を使っ ている。成膜した Fe 薄膜の表面はサンプルによっては 1 µm 以上の凹凸が存在しており、実際に 電流が流れる面積が推定と大きく異なっていた可能性がある。手元にある膜厚の測定データを積 分して、より正確な厚みを推定し比抵抗計算を行ったが、バルク値より低い比抵抗値がバルク値 を超えることはなかった。Dektak は高い分解能で膜厚測定を行うことが出来るが、一度に成膜箇 所全ての膜厚を測定することは出来ない。何らかの方法で、Fe 成膜部分全体の膜厚を取得して比 抵抗測定を行うことで、この問題を解決できるかもしれない。

第6章 太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカ ロリメータ製作プロセスについて

前章では、Fe 薄膜の熱伝導度を高めるために Fe 成膜の電析法について検討を行ない、低温に おける熱伝導度の測定を行った。本章では、得られた成膜条件を用いて、Fe 吸収体と TES 間の 設置可能最短距離を実験的に確定するための、アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの 試作を行う。従来の TES カロリメータとは異なり、吸収体と TES を繋ぐ熱パスの形成があり、 電析で吸収体を製作するために必要な seed 層という電極となる層を成膜する必要がある。本修士 論文では、TES カロリメータのメンブレン構造の形成は行わずに Fe 吸収体を成膜するプロセス までについて記載する。図 6.1 に Fe 吸収体を取り付ける電析プロセスまでの一連の製作プロセス フローを示す。



図 6.1. アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの製作プロセス(実際のスケールとは異なる)

52 第6章 太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータ製作プロセスについて

6.1 製作プロセス

6.1.1 使用ウェハー

素子製作は両面に SiO₂ / SiN_x = 0.5 / 1.0 μ m の膜付きの厚さ 300 μ m の 4 inch Si ウェハー を使用した。カロリメータ素子は最終的に熱浴(Si 基板)と弱い熱伝導度で繋がるような構造を 形成する。この構造は製作の最終段階で裏面から素子周辺の Si をドライエッチングで削り、窒化 膜上に素子が形成されている構造にすることで達成される。酸化膜は Si をドライエッチングで削 る際のストッパーとして Si と窒化膜の間に成膜してある。窒化膜は、低圧下において気相での化 学反応による薄膜成長法、LPCVD(Low Pressure Chemical Vapor Deposition)によって成膜さ れている。このプロセスによる窒化膜の成長では、700 ~ 800 °C の温度でジクロロシランとアン モニアによる以下の反応が一般的に用いられ、膜の均一性が良い事が利点として挙げられる。化 学反応式は以下の (6.1) 式の通りである。

$$3\mathrm{SiCl}_{2}\mathrm{H}_{2} + 4\mathrm{NH}_{3} \rightarrow \mathrm{Si}_{3}\mathrm{N}_{4} + 6\mathrm{HCl} + 6\mathrm{H}_{2}$$

$$(6.1)$$

6.1.2 フォトリソグラフィ条件

5.4.2 節の残留抵抗比測定用パターンを形成する際に行ったプロセスと同じである。現像するパ ターンの用途によって、表 6.1 にあるレジストから適切なものを使用している。

レジスト名	厚み(カタログスペック)	使用プロセス
AZ ECI 3012	$1.2~\mu{ m m}$	TES 形成、Al 配線現像、seed 層蒸着
AZ ECI 3027	$2.7~\mu{ m m}$	ダイシング保護
AZP 4620	$7.0~\mu{ m m}$	吸収体生成
AZ 5200 NJ	$7.0~\mu{ m m}$	熱パス

表 6.1. 使用したレジストの種類とカタログ上の厚み

6.1.3 アライメントマーク形成

4 inch ウェハーの両面にアライメントマークを形成する。アライメントマークは十字のマーク で(図 6.2)、両面のプロセスを進めるために必要であり、それ以外にも素子をチップ化した後に向 きを定義するための "JAXA" マーク、形成する熱パスの長さの記載、そして 35 mm 角基板にダ イシングするためのガイド線も同時に形成する。また、表面と裏面のアライメントマークは数 μm で一致させる必要があるので、アライメントマークの位置は両面アライナー装置(図 5.3(右))のカ メラで動作する範囲内でできるだけ離れた位置にとり、アライメントの精度の向上をはかった。 アライメントマークはフォトリソグラフィによる保護レジストパターンと、RIE(Reactive Ion Etching) によるドライエッチングプロセスで形成される。今回の製作では住友精密工業製の誘 導結合プラズマ(Inductivity Coupled Plasma: ICP)式 RIE 装置を使用して、窒化膜の除去を 行った。基本的な反応機構は Si に順ずるため、詳細は後述する。窒化膜のみの除去のため、アラ イメントマークの深さは 0.5 μm 程度であるが、このアライメントはメンブレンパターンと TES パターニングのみに必要であり(以降のアライメントマークはプロセスを行うたびに重ね書きされ ていくため)、TES の厚みは ~ 100 nm 程度であることからレジストパターニングの際に、アラ イメントマークが見えないということはない。



図 6.2. アライメントマーク。以降のプロセスでマスクパターンの位置の決定は、このマークを目印に決める。

6.1.4 メンブレンパターン形成について

メンブレン構造のパターンは、先に裏面の SiN_x を ICP 装置によるドライエッチング、 SiO_2 を バッファードフッ酸を用いたウェットエッチングで除去する。フッ酸処理を行う際に、4 inch ウェ ハーのままプロセスを行うと大量の薬品を使用することになる。そのため、ダイシング装置を用 いて 4 inch ウェハーを 35 mm 角 × 4 枚に切り分けてから酸化膜の除去を行なった。以降のプロ セスは 35 mm 角基板で行っている。ドライエッチングのエッチングガスとして導入される SF₆ は、ICP 装置のチャンバ内で高電圧、高周波数の変動磁場が印加される子で温度が 10⁴ K にも至 る ICP となり、ラジカル F* を生成する。一方で基板は高周波電圧が印加された陰極にセットさ れるので、この電位差によってプラズマが加速し、基板と衝突する。F 原子の衝突によって基板 表面ではスパッタリングが起こり、Si 原子同士の結合手が F* と反応する化学プロセスが同時進 行するので、最終的に SiF₄ となって気化する。ここでサイドエッチングによる侵食を防ぐため、 エッチングガス SF₆ と Si 基板側面のエッチングを抑制する保護用 C₄F₈ ポリマーを数秒単位で 交互に供給しながら進めている。一般に SF₆ との反応速度は Si > SiN_x \gg SiO₂ となっており、 窒化膜を除去する場合、長時間のエッチングにかける必要があるので基板への熱負荷が大きくな る。TES 形成後に窒化膜と酸化膜の除去は、熱やフッ酸処理によって TES に影響を与える恐れ があるため、Ti / Au 成膜前にあらかじめ窒化膜と酸化膜のエッチングプロセスを行う。今回製 作した TES カロリメータは、メンブレン化まで行なってはいないが、裏面の SiN $_x$ 、SiO $_2$ の除去 プロセスを行なった。

6.1.5 Ti / Au の成膜と TES 形成プロセス

TES となる Ti と Au の二層薄膜構造を首都大の DC マグネトロンスパッタリング装置 (図 6.3) を用いて形成する。圧力が 10⁻⁸ Pa の高真空チャンバー内で Si 基板とターゲットを対向させ、Ar ガス中でターゲットに負の高電圧を印加してグロー放電を発生させる。その際、一部の Ar ガスが 正イオンとなり、負の電位のターゲットに衝突し原子を叩き出す。この叩き出された原子を基板上 に堆積させることで薄膜にする手法をスパッタ法という。だが、DC スパッタでは成膜した金属が スパッタガスと反応することや、成膜の際に薄膜中に閉じ込められ、また試料も高温のプラズマ にさらされ損傷を受ける可能性があるという欠点がある。そこでマグネトロンスパッタを使用す ることで、ターゲット裏にセットされた磁石の磁場により、プラズマをターゲット付近に遮蔽する 事が可能となる。これにより試料付近にプラズマが発生せず、基板と成膜した金属へのダメージ を軽減している。TES の超伝導遷移温度は超伝導金属と常伝導金属の間で生じる近接効果を利用 して制御しているため、二層薄膜間は密に接している事が望ましい。そこで、まずゲッター効果 により他物質との密着性が良い Ti をスパッタし、その後 Au のスパッタを同一のチャンバー内で 行う。Ti スパッタ後から基板を搬送し、Au スパッタの開始にかかる時間は2~3分程度である。

TES の加工は薬品を用いたエッチングで行う。TES のエッチャントは、5.4.4 節の seed 層の エッチングで用いた薬品と同じものを使用した。ただし、超伝導金属である Ti が Au に覆われ ていない箇所が存在すると、二層薄膜構造が形成できず薄膜内の超伝導遷移温度が均一にならな いことが考えられる。遷移温度が薄膜の端で他の場所より高くなっている場合、電気的な超過ノ イズが大きくなる。薄膜内での超伝導遷移温度を一様にするため、Ti のエッチング時間を 3 時間 と長めに設定し、サイドのオーバーエッチングを十分に行う。図 6.4 に Ti / Au をエッチングし、 TES を形成した写真を示す。本製作で使用しているマスクパターンは、Fe 吸収体の設置距離を変 えるため、素子毎に製作する熱パスの長さが異なっている。図 6.4(右) に形成する熱パス長さが、 60 µm と 20 µm の形成された TES の写真を示す。



図 6.3. Ti / Au の成膜に用いた首都大の DC マグネトロンスパッタ装置





図 6.4. (左) TES 形成後の写真。(右) 左の図の拡大図。記載されている数字は熱パスの長さを表す。

6.1.6 Al 成膜、配線パターニング

Al 配線形成にはエッチングとリフトオフの混合プロセスを用いている。まず図 6.6(左)の様に、 TES の配線が乗る箇所以外に保護レジストを塗布する。次に、 RF マグネトロンスパッタリング 装置 (CANON ANELVA 社製 L-210-FH (図 6.5)) によって Al を基板全体に成膜する。Al の成膜 前には逆スパッタを行い、保護レジストが塗布されていない部分の TES の Au を取り除いてい る。逆スパッタを行わずに Au の上から Al 配線を成膜した場合、TES の遷移特性が変化してい たことが過去の研究で分かっている [18]。これは Al / Au / Ti の超伝導 / 常伝導 / 超伝導の構 造になっていることが原因であり、本プロセスではこの現象を防ぐために、成膜前に逆スパッタ で Al 配線を形成する箇所の Au を全て削っている。逆スパッタレートは、印加電圧 50 W の時、 1.0 nm /sec である。逆スパッタでは熱負荷による TES への影響やレジスト発泡現象および変質 が考えられる。そのため、逆スパッタで印加する電圧は最大 50 W、逆スパッタを行う時間は最 大 30 秒とし、インターバルを3分間設けている。印加電圧として 13.56 MHz の高周波電源を用 いる RF (Radio Frequency)スパッタでは、プラズマ中のイオンは重いため電圧の時間変化に不 感となっており、電子のみが運動を制限される。このためターゲット表面が正電位のときは電子 が引き寄せられるものの、負電位に転じてもイオンは動けず、電子ばかりが集まることでターゲッ トは平均的に負電位になる。RF スパッタでは安定した高プラズマ出力を得られるため、早い成膜 レートを実現することができ、宇宙研の装置では 1 分間のスパッタで ~ 200 nm の Al が堆積さ れる。Al 成膜後、配線レジストパターンを塗布し、レジスト現像液の TMAH で現像を行う。Al は現像液でエッチングされるのでレジスト現像後に Al 配線が形成される (図 6.6(中央))。その後、 TES の保護レジストの除去を行う。Al スパッタの熱負荷によってレジストの変質してしまい、ア セトンでは除去することが難しく、ICP 装置による O2 アッシングを行うことでレジストを除去 している。図 6.6(右) に O₂ アッシングを5分行なった後の TES を示す。



図 6.5. RF アルミスパッタ装置



図 6.6. (左) TES 保護レジスト形成後。(中央)Al 配線現像後。(右) ICP 装置によってレジストを取り除いた後。

6.1.7 熱パスの形成

Fe 吸収体と TES を熱的に接続するための熱パスを、蒸着法を用いて形成する。蒸着装置は SANYU 電子製の EB (Electron Beam) 蒸着装置 SVC-700LEB(図 6.7(左)) を使用した。始めに 10⁻⁴ Pa の高真空下でフィラメントを高温に加熱し、熱電子を放出させる。熱電子の挙動はフィ ラメントを加熱するフィラメント電流、電子を飛ばすための電圧、固定されたマグネットによる ローレンツ力で電子の出力と軌道が制御されている。このようにして加速、集束した電子線を成 膜物質の入った坩堝に照射すると、照射された箇所が局所的に加熱され成膜物質が蒸発し、坩堝 の対面に配置した基板に蒸発した原子が堆積されることで、薄膜の形成が行われる。堆積する物 質の膜厚は、水晶振動子の圧電効果を利用した膜厚計を用いることで、蒸着中に膜厚を確認する ことが出来る。Al スパッタと同様に熱負荷による TES の特性への影響が考えられるため、プロ セスを複数回に分けて行なった。4.2.1節の熱シミュレーションで、熱パスの厚みの最適化を行い 上限値を 5 μm とした。熱負荷を考慮して複数回に蒸着プロセスを分割しているが、5 μm の厚 みの熱パスを堆積するには、長時間の蒸着を行う必要がある。本製作では TES への熱負荷を考慮 して、熱パスの目標厚みは 2 μm とし、蒸着プロセスを 2 回に分けて熱パス形成を行なった。 2 度目の蒸着の前に、基板を冷却するためのインターバルを 30 分設けている。太陽アクシオン探査 用 TES 型マイクロカロリメータの構造上、熱パスを Si 基板上に直接成膜する必要がある。しか し、試作段階で Si 基板と Au の密着性が悪く、直接成膜すると Si に蒸着した部分の熱パスが剥 離してしまった。本製作では、Ti (~ 100 nm) を Au と Si の間に成膜し、密着力を高めることで 剥離を防ぐことにした。熱パスを形成後、基板を AZ Remover という薬品に漬け、リフトオフす ることで不要箇所の Au を除去する。リフトオフは、レジストパターン上に金属を蒸着した後に、 レジストを取り去るとレジストがなかった部分にだけ金属を残せるという手法である。表 6.2 に成 膜した物質と、蒸着条件をまとめたものを記載する。図 6.7(左) に熱パスのレジストパターンを載 せる。

表 6.2. 蒸着条件

成膜物質	目標厚み	坩堝種類
Ti	100 nm	アルミナ
Au	$2~\mu{ m m}$	アルミナ



図 6.7. (左) 宇宙研 EB 蒸着装置。(右) 熱パスのレジストパターン。

6.1.8 seed 層形成

吸収体を電析するための作用極として必要な seed 層の形成を行う。seed 層は Ti / Au で構成 されており、seed 層の成膜には早稲田大学のナノテクノロジー研究センター (Nano Technology Reserch Center : NTRC) にある EB 蒸着装置 (図 5.2) を用いた。seed 層の膜厚は Ti / Au = 10/100 nm である。図 6.8(左) に蒸着層に組み込むセットアップを示し、図 6.8(右) に seed 層蒸 着後の基板を示す。初めに、seed 層形成用のレジストパターンを塗布し seed 層成膜を行い、その 後 Fe 吸収体電析用のパターンレジストの塗布を行った。試作素子では、Fe 吸収体用レジストパ ターンを塗布した後に seed 層にシワのようなものが出来てしまった (図 6.9(右))。 Fe を成膜後に レジスト及び seed 層の除去を試みたが、シワの箇所が原因のためか綺麗にリフトオフすることが 出来ず、基板上に残留してしまった (図 6.10)。 これは Fe 吸収体電析パターンレジストのベイキ ングプロセスの際に、下層の seed 層パターンレジストが熱によって収縮したことで seed 層に圧 力が掛かり、現像箇所を中心にシワが発生したと考えた。

そこで、seed 層レジストパターンに使用するレジストのベーキングプロセスの温度を高くし、 レジストに熱耐性を持たせることで、シワの発生を防ごうと試みた。seed 層のレジストパターン ではベーキングを 115 °C / 150 sec 、Fe 吸収体用のレジストパターンは 100°C/ 150 sec で行っ た結果を図 6.11 に示す。ベーキング温度を変更しレジストに熱耐性を持たせても、シワの発生を 防ぐことが出来なかった。この現象が起きてもレジストパターンの現像が出来ないという事態に はなっていない。本製作では Fe 吸収体を取り付けるには影響がないと考え、図 6.11(右) の状態 からプロセスを続行した。



図 6.8. (左) 蒸着基板セットアップ。(右)seed 層蒸着後基板





図 6.9. (左) seed 層を蒸着後。(右) Fe 吸収体電析用レジストパターン形成後。レジスト下層が歪みうまくパターニングが出来ていない。

6.1.9 パルス電析による Fe 吸収体形成

早稲田大学の NTRC にてパルス電析による Fe 吸収体を成膜を行う。Fe 吸収体の電析面積は、 RRR 測定用パターンと比べて非常に狭い。そのため、電界集中が発生し狙った膜厚に制御するこ とが難しい。そこで、電析面積が同等であるダミー基板をいくつか用意し、それを用いて電析時 間と形成される平均膜厚の相関を調査していただいた。電析中の水素発生を抑制する条件は電流 密度が -12 mA cm⁻² 以下の時であり、この電流密度の時の電析時間と Fe 膜厚の関係を表 6.3 に 示す。

表 6.3. 電流密度 -12 mA cm ⁻² での
--

on time 合計 (min)	平均膜厚 (μm)	印加電圧 (V)
2	0.4 程度	-0.85
10	1.8	-0.83
20	7 程度	-0.83
25	10	-0.84



図 6.10. (左) Fe 吸収体を電析後。(右) 下層のレジスト、seed 層の除去後。残留物が残ってしまい、上手くリフトオフ 出来なかった。



図 6.11. 超伝導遷移特性の測定に使用した素子。(左) seed 層レジストパターン形成後。(中央)seed 層蒸着後。(右) Fe 吸収体レジストパターン形成後。

この時、on time 合計が 20 min 以上の場合では、ジグと基板の接触部分の電析によって固着され、基板をジグから取り外せなくなった。本製作ではジグと基板の接触部周辺をマスキングテー プで覆い、電析による基板とジグの接着を防ぐ手法をとった。しかし Fe 吸収体を電析するマイク ロパターンが µm オーダーであるのに対して、マスキングテープで覆ったジグとの接触部分の面 積は mm オーダーである。したがって、電析面積が大きく減少することになり電流密度 -12 mA cm⁻² では、電流値が小さすぎるために Fe 電析が出来なくなってしまった。この状態でも Fe 電 析が可能である電流密度で、Fe 吸収体を成膜した。その際の電析浴組成を表 6.4、電析前基板処 理の条件を表 6.5、電析条件を表 6.6 に示す。定電流パルス電析の実施には、電気化学測定装置 (ポ テンシオスタット/ガルバノスタット)(HZ7000,北斗電工製)を使用した。

表	6.4.	浴組成
1	0.1.	111/11/20

表 6.5. 電析前基板処理

試薬	濃度 /M	前処理工程	時間
$FeCl^2 \cdot 4H_2 O$	1	O ₂ アッシング	$1 \min$
H_3BO_3	0.4	塩酸洗浄	$1~{\rm min}~30~{\rm s}$

6.1.10 レジストパターン、seed 層除去プロセス

レジストパターンと不要箇所の seed 層の除去を行う。Fe 吸収体を成膜後は、基板の上層から 順にレジストと seed 層をエッチングによって取り除く予定であった。しかし、Fe 吸収体レジス

参照極	Ag/AgCl
作用極	TES 基板
対極	Pt メッシュ
電析温度	50 °C
On time - Off time	$5~\mathrm{s}$ - $10~\mathrm{ms}$
pН	約 1.50
撹拌速度	$300 \mathrm{rpm}$
電流値	-16 mA
On time 合計	330 s (150 s + 180 s)

表 6.6. パルス電析条件

トパターンの除去と同時に seed 層のレジストパターンも一部除去されてしまい、Fe 吸収体レジ ストパターン付近でピンホールが形成されていることが分かった。この状態で seed 層エッチング を行ない、ピンホールから抜けたエッチング溶液によって TES がエッチングされた場合、超伝導 遷移特性に影響を及ぼす可能性が考えられる。そこで、AZ remover というレジスト剥離液に長時 間漬け、 seed 層のレジストパターンごとまとめてリフトオフすることで、不要な seed 層の除去 を試みた。

Fe 吸収体を成膜した後の TES を図 6.12(左) に、Fe 成膜後のリフトオフした TES を図 6.12(中 央)(右) に示す。一部の素子は綺麗に seed 層の除去を行うことができたが、図 6.12(右) のように 完全にリフトオフすることが出来ず、配線上に残留してしまった素子が存在する。残留した seed 層は、再密着状態になってしまい除去が困難となってしまった。使用しているマスクパターンは リフトオフプロセスによる seed 層の除去を想定していないため、ピンホールからエッチング溶液 の浸透を考慮した適切なプロセスを行う必要がある。



図 6.12. (左) Fe 吸収体を成膜後。(中央) リフトオフプロセス後。(右) リフトオフプロセス後の別素子、seed 層の除 去が出来なかった。

6.2 Fe 吸収体の膜厚

リフトオフプロセス後、Fe 吸収体の膜厚測定を行なった。Dektak のような接触式の測定方法 では、Fe 吸収体を剥がしてしまう恐れがあるため、膜厚測定には KEYENCE VK-9710 Violet Laser を用いて非接触の膜厚測定を行なった。図 6.13 に使用したレーザー顕微鏡と、それを使用 して測定した膜厚測定箇所とその 3D イメージを記載する。7 章の測定に使用した素子の Fe 吸収 体の膜厚を表 6.7 に示す。


図 6.13. (左)Fe の膜厚測定に使用したレーザー顕微鏡。(右) による Fe 吸収体の膜厚測定データ。

6.3 まとめ

Fe 吸収体の設置可能な TES までの最短距離を実験的に調べるために、アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの試作を行った。本素子は、従来の X 線 TES 型マイクロカロリメータ と異なり、熱パスの形成、電析用の seed 層を形成する必要がある。

熱パス形成は、Si に直接 Au を成膜すると剥離してしまう問題があったが、Si と Au の間に Ti を成膜することで密着力を高め、熱パスを形成することに成功した。seed 層の形成も問題なく行 えたが、seed 層の上にレジストを塗布すると seed 層にシワのようなものが発生した。seed 層の 下層のレジストが熱によって収縮している可能性を考慮し、レジストに熱耐性を持たせる試験を 行ったが解決することは出来なかった。原因は不明であるがシワが発生した素子には共通点があ る。それについて 6.3.1 節で記載する。Fe 吸収体の電析プロセスは、長時間の電析を行った場合 にジグと基板の接触部分が電析によって固着してしまうため、それを防ぐために接触部分をマス キングテープで覆うことにした。電析面積が大きく変化することで、一様な厚みの Fe の成膜は困 難となってしまったが、磁性体である Fe 吸収体を TES に取り付けることは成功した。Fe 吸収体 後に、各レジストパターンと seed 層の除去を試みた。レジストパターンの開口部付近にピンホー ルが確認されたため、seed 層をエッチング溶液を用いた除去は、TES に影響を与える可能性が考 えられる。本製作では、seed 層をリフトオフによって除去することで TES への影響を抑えよう と試みたが、一部の素子は seed 層の完全な除去が出来ずに残留することになった。

Fe 吸収体成膜時にジグと基板が密着してしまう問題や、seed 層の除去方法は今後の課題としたい。

素子種類	膜厚 (μm)
熱パス長さ 0 μm	4.383
熱パス長さ 20 μm	5.028
熱パス長さ 60 μm	4.032
熱パス長さ 100 μm	4.066
熱パス長さ 200 μm	3.463
熱パス長さ 300 μm	8.234
平均值	4.867

表 6.7. Fe 膜厚

6.3.1 Fe 吸収体レジストパターンのシワについて

図 6.11(右) でシワのようなものが起きる素子はランダムではなく、 Fe 吸収体成膜前の RT 測 定を行なった素子だけでこの現象が起きており、同じ基板内の RT 測定に使用していない素子で は起きていないことが分かった。RT 測定を行った素子は Al ボンディングによって冷凍機配線に 接続し、RT 測定を行う際に電流を流している。このことから本現象が起きる要因として、極低 温中で電流を流したこと、電流による発熱などが考えられるが、明確に何が原因であるかは特定 できていない。現状では Fe 吸収体を成膜するプロセスには影響がないように見えているが、seed 層の除去プロセス上で何らかの問題となる場合には改善する必要がある。

第7章 RT 測定

6章で製作した試作素子を用いて、Fe 吸収体による TES の RT 特性に影響について調べ、Fe 吸収体の最短設置可能距離の確定を試みた。本章ではまず測定のセットアップについて述べ、Fe 吸収体成膜前と後の RT 測定結果を記載する。Fe 吸収体成膜前の RT 測定は 6.1.7 節の熱パス形成プロセス後に行い、Fe 吸収体成膜後の RT 測定は 6.1.10 節のプロセス後に行なった。

7.1 RT 測定のセットアップ

図 7.1 に RT 測定の基板のセットアップを示す。基板は Cu ステージに TES 基板を固定し、ワ ニスで温度計 (RuOx)とシール基板を固定し、Al ボンディングで冷凍機配線と接続した。Al ボ ンディングを行なった TES を写真を図 7.2(左)に、Al ボンディングで TES と抵抗測定器を接続 した冷凍機配線のポンチ絵を図 7.2(右)に示す。基板の冷却には宇宙科学研究所の希釈冷凍機 (図 5.10(左))を用い、抵抗測定器には LR700(図 5.10(右))を用いた 4 端子測定法によって TES の超 伝導遷移特性の測定を行なった。



図 7.1. (左) Fe 吸収体成膜前の RT 測定セットアップ。(中央)(右) Fe 吸収体成膜後の RT 測定セットアップ。

7.2 RT 測定結果

図 7.3 に熱パス形成後に行なった RT 測定の結果と、Fe 吸収体を成膜した後の RT 測定の結果 を図 7.4 に示す。プロットのラベルは形成した熱パスの長さを示す。

RT 測定では LR 700 の Excitation Voltage と Resistance Range を選択し、TES に流れる電 流を 10 μ A (Excitation Voltage 20 μ V 、Resistance Range 2 Ω)、30 μ A(Excitation Voltage 60 μ V 、Resistance Range 2 Ω)とした。Fe 吸収体成膜前の RT 測定では、異なる長さの熱パスを



図 7.2. (左) Al ボンディングを行なった TES 基板の写真。(右) 抵抗測定に使用した冷凍機配線のポンチ絵。



図 7.3. 熱パス形成後で Fe 吸収体成膜前の TES 転移特性 (180 mK ~ 250 mK)。プロットのラベルは熱パスの長さを示す。(左) TES に 10 μ A の電流を与えた時の結果 。(右) TES に 30 μ A の電流を与えた時の結果 。



図 7.4. Fe 吸収体成膜後の TES の転移特性 (180 mK ~ 300mK)。プロットのラベルは熱パスの長さを示す。(左) TES に 10 μA の電流を与えた時の結果 。(右) TES に 30 μA の電流を与えた時の結果 。

持った TES を6素子測定することに成功した。図7.3 では TES に流した電流値に関係なく、210 mK 付近で急激な抵抗変化が起きており、TES の超伝導遷移だと考えられる。RT 測定を行なっ た素子はすべて同一のプロセスで製作したものであるが、TES の超伝導遷移後の抵抗値が一定で はない。熱パスの長さによって遷移後の抵抗値が高くなりやすいといった傾向も無く、何らかの 原因で素子ごとの遷移特性が異なっている可能性がある。

Fe 吸収体成膜後に行った RT 測定では、3素子だけ測定することに成功した。 これは冷却試験 中に Al ボンディングが外れてしまったことや、リフトオフできなかった seed 層が Al 配線上で ショートするように残留していたことで超伝導遷移を確認することが出来なかったためである。図 7.4 を見ると、熱パスの長さが 60 μ m と 100 μ m の素子で超伝導状態の抵抗値にオフセットが数 百 mΩ 乗っていることが分かる。また、Fe 成膜前と同様に 210 mK の超伝導遷移とは別に、300 mK 付近で 2 度目の抵抗変化が起きているように見える。 測定できた 3 素子のうち 2 素子 (熱パ スの長さ 60 μ m、100 μ m)は、図 6.12(右)のように Al 配線をショートさせてはいないが、TES 上に seed 層が残留している。この seed 層と重なっている部分の TES は超伝導状態になっていな いと考え、その場合の TES + seed 層の抵抗を計算すると 200 ~ 300 mΩ 程度の抵抗値を持つ。 この抵抗値は図 7.4(左)の熱パスの長さが 60 μ m の超伝導温度で TES が持つオフセット抵抗に近 い。 しかし、図 7.4(左)の熱パスの長さが、100 μ m の転移特性を見ると、オフセットが 400 mΩ 以上存在する。残留した seed 層によって一部の TES が超伝導状態になれず数百 mΩ のオフセッ トとなった可能性があるが、それ以外の要因によるオフセットの存在も考えられる。

次に図 7.5 に Al 配線形成プロセスから各プロセスごとの配線の状況を示す。赤い線で囲われて いる箇所の Al 配線形成後と Fe 吸収体成膜後を比較すると、 Al 配線の形状が違うことが確認で きる。また黄色の線で囲った箇所を見ると、熱パス形成プロセス後から TES の上に配置された Al 配線が削られ、Ti が剥き出しになっているように見える。このため TES 製作プロセス中に何 らかの要因によって、Al 配線が影響を受け損耗してしまったことが考えられる。Ti が剥き出しに なっている箇所がある場合、Au 近接効果が働いていない Ti の層が存在する。Ti のみの層が超伝 導遷移は 390 mK と言われており、TES の超伝導遷移の後に Ti の超伝導遷移が見られる可能性 がある。TES の Ti 層の予測厚みは ~ 10 nm、幅は ~ 140 μ m である。剥き出しになっている部 分の長さが 1 - 2 μ m 程度だとすると、Ti のバルクの比抵抗値 (4.27 ×10⁻⁷ Ωm)を用いて計算す ると、 300 - 600 mΩ の抵抗値を持つ。図 7.4(右)の熱パスの長さ 20 µm の素子の結果を見ると、 2度目の遷移で 500 mΩ ほど抵抗値が上昇している。これは Ti の常伝導で持ちうる抵抗値とし て矛盾はしていない。このことから Fe 吸収体を取り付けた後で見られた 2 回目の超伝導遷移は、 剥き出しになった Ti の超伝導遷移であると考えられる。Ti の露出は両面アライナーで保護レジ ストを形成する際に、マスクパターンと基板がズレてしまい、本来保護するべき Al 配線がエッチ ングされた可能性が考えられる。



図 7.5. 各プロセスごとの Al 配線の状況をまとめたもの。赤い線で囲っている箇所は Al 配線成膜後と Fe 吸収体成膜 後と比較して形状が変化している。黄色の線で囲われている箇所は熱パス形成プロセスから Al が削られ、Ti が剥き 出しになっているように見える。

次に、Fe 吸収体成膜前と後の RT 測定結果を比較する。オフセットの存在による TES の遷移 温度、感度への影響は不明であるため、オフセットが存在する測定結果では純粋な比較を行うこ とが出来ない。オフセットの存在を考慮せずに Fe 吸収体の有無による RT 測定の比較が出来る ものは、熱パスの長さが 20 μ m の 1 素子だけである。熱パスの長さが 20 μ m の TES の Fe 吸収 体成膜前後の RT 測定結果の比較を図 7.6 に載せる。Fe 吸収体をつける前より、遷移温度が ~ 5 mK が変化しているように見える。TES の動作点を考慮した時、この転移温度の違いが感度 α に 影響を及ぼすか考える。TES の動作点を常伝導抵抗の 20 - 80 % 以内とした時、その範囲の測定 データで Fe 吸収体成膜後の TES の遷移端の傾きを両対数グラフでプロットすると、図 7.7 の緑 色の実線のように書ける。この Fe 吸収体成膜後の超伝導遷移による抵抗変化が、 Fe 吸収体成膜 前の遷移温度で起きる場合の傾きを計算したものが、赤い点線のプロットである。水平に引いた 2本の黄色の線は Fe 成膜前の TES の常伝導抵抗の 20 %、80 % を表している。この図から点線 のプロットと Fe 吸収体成膜前の遷移端の傾きは、ほとんど変化していないことが分かる。また、 5 mK の転移温度の変化が、温度計の再現性、温度計 - 素子間の温度差によるものなのか、真に遷 移温度が変化したか特定することは難しい。しかし、少なくとも、何らかの要因で起きた数 mK の遷移温度の変化は、 TES カロリメータの感度に大きな影響は与えないと推測できる。

[16] で行われた磁気シミュレーションでは、30 μ m 以上離さなければ Fe 吸収体で生じる磁場を TES が無視できなくなるという結果であったが、本測定では Fe 吸収体の厚みが約 5 μ m で Fe 吸 収体 - TES 間が 20 μ m の時、TES の動作に影響を及ぼすほどの遷移特性の変化は見られなかっ



図 7.6. Fe 吸収体成膜前後の TES の転移特性を比較した図。熱パスの長さは 20 μ m。(左) TES に 10 μ A の電流を与えた時の結果 。(右) TES に 30 μ A の電流を与えた時の結果 。

た。ただし、この TES の転移温度や感度の変化が Fe 吸収体の磁場による影響でないかは分から なかった。また Fe 吸収体成膜前後の RT 特性が比較可能なサンプルは1つしか残らなかったた め、TES と Fe 吸収体の設置間隔の違いによる RT 特性を比較することで、 Fe 吸収体の最短設 置可能距離の確定は出来なかった。



図 7.7. 図 7.6(左)の TES の転移箇所を拡大し、転移後の抵抗の 20 ~ 80 % で温度計の感度 α をプロットしたものを示す。緑色の実線は Fe 吸収体成膜後の TES の感度を計算したものである。この時の TES の α は ~ 137 である。点線のプロットは Fe 吸収体成膜前の RT 曲線に合うように、同じく $\alpha = 137$ の線を引いたものである。

第8章 まとめと今後

8.1 本修士論文のまとめ

本修士論文では、太陽中の⁵⁷Fe で生じる太陽アクシオン探査に特化した吸収体を持つ TES 型マ イクロカロリメータの開発を行った。アクシオンの吸収体には強磁性体である Fe を用いる。TES は超伝導遷移を利用した温度計であるため、磁場に対して感度を持っており、 Fe で生じる磁場の 影響を受けることが予想される。先行研究 [16] では、TES と吸収体を離して配置し熱パスで熱的 に接続する構造が考案された。

まず、従来と異なる太陽アクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの構造について、吸収 体で捉えた熱を TES に伝達するための熱パスの形状の最適化について検討を行ない、アクシオン 入射位置依存性を受けて TES のエネルギー分解能が劣化しないか、熱シミュレーションによって 確認した。熱パスのサイズは、熱伝導度と熱容量などのトレードオフを考慮して、厚みの上限値 を 5 µm に、幅は 100 µm 程度の大きさを持たせることにした。熱パスの長さは可能な限り短い 方が TES のエネルギー分解能の観点から望ましいが、熱パスを短くしすぎると Fe の発する磁場 が TES の転移特性に影響を与える恐れがある。長さは、熱シミュレーションだけでは確定するこ とが出来ないため、冷却試験を行い実験的に吸収体設置可能最短距離を確定する必要がある。ま た、現在の TES カロリメータデザインではアクシオン入射位置依存性によって、TES の持つエ ネルギー分解能 (~ 10 eV)を 32eV ほど劣化させることが分かった。出力パルスの位置依存性 による影響を低減するには、パルスの立ち上がり時間(~3 μs)よりも十分早く、吸収体および 熱パスで熱の拡散ができれば良い。位置依存性による影響を低減させるために、熱パスの幅を狭 め TES に伝達する熱を均一化する方法を試みたが、エネルギー分解能はより劣化してしまった。 これは、熱パスの幅を狭めることで伝達する熱量を均一にする効果より、熱伝導度が下がり熱浴 へ逃げる効果が強く影響してしまったためと考えられる。次に Fe 吸収体の熱伝導度を増加させ TES までの熱伝導度を向上させることで、発生した熱の拡散を早くする方法を試みた。熱伝導度 を2倍にした場合、位置依存性による劣化は 23.3 eV に、3倍にした場合はエネルギー分解能の 劣化は 16.8 eV まで減少した。この結果、吸収体の熱伝導度を向上させることで位置依存性によ るエネルギー分解能の劣化は低減することが出来ることが分かった。

熱シミュレーションの結果より、~ 0.1 W/m/K よりも高い熱伝導度を持つ Fe 吸収体を製作す る必要があることが分かったため、極低温における Fe 薄膜の熱伝導度の調査を行なった。そこ で、通常の電析法よりも緻密で均一な薄膜を形成しやすい、パルス電析法を用いることで Fe 薄膜 の熱伝導度の改善を試みた。パルス電析で製作することで Fe 薄膜の残留抵抗比は RRR ~ 4.5 程 度、低温の熱伝導度は 8.74 ×10⁻² ~ 1.54 ×10⁻¹ W/m/K まで改善することが出来た。しかし、 室温で Fe 薄膜の比抵抗の推定値がバルク値より小さい値となってしまった。何らかの要因で比抵 抗の絶対値を低く見積もっている場合、熱伝導度を高く算出している可能性が考えられる。Fe 薄 膜全体の構造を分析し、正確な比抵抗計算を行うことができれば、この問題は解決できるかもし れない。

次に、パルス電析法を採用したアクシオン探査用 TES 型マイクロカロリメータの試作を行っ

た。従来の TES 型マイクロカロリメータと異なり、熱パスの形成と電析用の seed 層を形成する 必要がある。熱パスは Si 上に直接 Au を成膜すると密着力が弱く剥離することが分かった。そこ で、Ti を Si と Au の間に成膜し密着力を高めることで、剥離を防ぎ熱パスを形成することに成 功した。seed 層の形成まで問題はなかったが、その後の Fe 吸収体レジストパターンを塗布する と熱パスを中心に seed 層にシワのようなものが発生した。熱パス形成後に RT 測定を行なった 素子のみで、この現象が発生しているが原因は分かっていない。Fe 吸収体の成膜の際に、長時間 の電析を行うとジグと TES 基板の接触部で起きた Fe 電析によって基板を取り外すことが出来な くなってしまった。これを防ぐため接触部分をマスキングテープで覆い接着を防ぐことにしたが、 電析面積が大きく減少したことで電析条件が変化してしまい、一様な膜厚の Fe 吸収体の形成は困 難となった。また Fe 吸収体成膜後、本製作ではリフトオフプロセスによる seed 層の除去を選択 した。いくつかの素子で seed 層の完全な除去ができず残留してしまった。これらの製作で起きた 問題のため、歩留まり率は高くはないが Fe 吸収体を TES に取り付けた試作素子の製作には成功 した。

最後に Fe 吸収体成膜前後で TES の RT 測定を行い、Fe 吸収体を取り付けた TES の遷移温 度が Fe 吸収体成膜前と比べて 5 mK 程変化していることが分かった。残念ながら最終的な歩留 まり率のため、Fe 吸収体と TES 間の長さが異なる素子で RT 測定の結果を比較することが出来 ず、Fe 吸収体の最短設置可能距離を確定することは出来なかった。測定できた熱パスの長さ 20 µm の TES の Fe 吸収体成膜前後の RT 特性を比較した結果、5 µm の膜厚の Fe 吸収体を TES から 20 µm 離して設置した場合では、TES の動作に影響を及ぼすほどの遷移特性の変化はない ことが分かった。しかし、数 mK の転移温度の変化が、温度計の再現性、温度計 - 素子間の温度 差によるものなのか、真に遷移温度が変化したか特定することは難しく、何らかの要因で起きた 数 mK の遷移温度の変化が、Fe の磁場の影響によるものかどうかは分からない。

8.2 今後の課題

まず、Fe 吸収体の磁場による TES への影響について結論づけるために、TES 製作プロセスの 最適化が最も優先的な課題であると考えている。本製作では、特に seed 層の除去プロセスで素 子の歩留まりが悪くなってしまい、Fe 成膜前後で RT 測定の比較を行える素子が1つしか残らな かったため、歩留まり率の良い seed 層の除去プロセスだけは確立する必要がある。SRON では 電析で吸収体を形成した後、 seed 層の除去を RIE で行なっているらしく、宇宙研の RIE で試し てみる価値はあるかもしれない。TES 製作プロセスの歩留まり率が改善できれば、改めて Fe 吸 収体を取り付けた TES の製作を行い、Fe 成膜前後の RT 測定の結果から吸収体の設置可能な最 短距離を決定することができるだろう。本修士論文では到達できなかったが、その後 TES のメン ブレン構造を形成しカロリメータ化を行い、⁵⁷Fe で放出される太陽アクシオンのエネルギー 14.4 keV の放射線源である ⁵⁷Co のガンマ線源を用いた特性評価試験が完了すれば、自然同位体の Fe を用いた試作素子の製作はほぼ完了すると思われる。

関連図書

- S. Moriyama. Proposal to Search for a Monochromatic Component of Solar Axions Using 57Fe. Physical Review Letters, 75:3222-3225, October 1995.
- [2] S. Andriamonje, et al., An improved limit on the axion-photon coupling from the CAST experiment, J. Cosmol. Astropart. Phys. vol 2007 (2007) 010-010. G. Carosi, A. Friendland, M. Giannotti, M. J. Pivibaroff, J. Ruz, J. K. Vogel, Probing the axion-photon coupling: phenomenological and experimental perspectives. A snowmass white paper, 2013arXiv1309.7035C (2013) http://cast.web.cern.ch/CAST/CAST.php
- [3] Engel, J., Seckel, D. Hayes, A. C., Phys. Rev. Lett. 65, 960, 1990
- [4] Raffelt, G.G., Lect. Notes Phys. 741, 51, 2008
- [5] H. Kurabayashi Y. Ishisaki. Effect of On- Chip Magnetic Shielding for TES Microcalorimeters. Journal of Low Temperature Physics, January 2008
- [6] Gavrilyuk, Y.M., Gangapshev, A.N., Derbin, A.V. et al. Jetp Lett. (2015) 101:664. https://doi.org/10.1134/S0021364015100069
- [7] R. A. Hijmering, P. Khosropanah, M. Ridder, M. Lindeman, L. Gottardi, M. Bruijn, J. Kuur, P. Korte, J.-R. Gao, H. Hoevers, and B. Jackson. Effect of Magnetic Fields on TiAu TES Bolometers for the SAFARI Instrument on the SPICA FIR Telescope. Journal of Low Temperature Physics, 167:242-247, May 2012.
- [8] Brookhaven National Laboratory Selected Cryogenic Data Notebook.
- [9] Kent D. Irwin. Phonon-mediated particle detection using superconducting tungsten transition-edge sensors. PhD thesis, Stanford University, 1995.
- [10] L.L.Isaacs. Journal of Chemical Physics, 43(307), 1965.
- [11] S H Moseley, J. C. Mather, and D McCammon. Thermal detectors as x-ray spectrometers. Journal of Applied Physics, 56(5):1257-1262, September 1984.
- [12] H. Kurabayashi Y. Ishisaki. Effect of On-Chip Magnetic Shielding for TES Microcalorimeters. Journal of Low Temperature Physics, 151(1):131 - 137, January 2008.
- T. Namba. Results of a search for monochromatic solar axions using 57Fe. Physics Letters B, 645:398-401, February 2007.
- [14] John C. Mather. Bolometer noise: nonequilibrium thoery. Applied Optics, 21(6):1125-1129, March 1982.

- [15] Tomotaka Yoshino. 超伝導遷移端型 X 線マイクロカロリメータの熱数学モデルの構築と設計 の最適化. Master's thesis, University of Tokyo, 2005.
- [16] Keisei Maehisa . 太陽アクシオン探査をめざした TES 型マイクロカロリメータの基礎的研究
 . Master's Thesis, University of Tokyo, 2018
- [17] Akira Chiba. TES 型 X 線マイクロカロリメータアレイの実用化に向けた低音フロントエン ド部の開発. Master's thesis, University of Tokyo, 2015.
- [18] Tasuku Hayashi. TES 型 X 線マイクロカロリメータアレイの検出効率向上を目指した多層 膜 X 線吸収体の研究.Master's thesis, University of Tokyo, 2015.