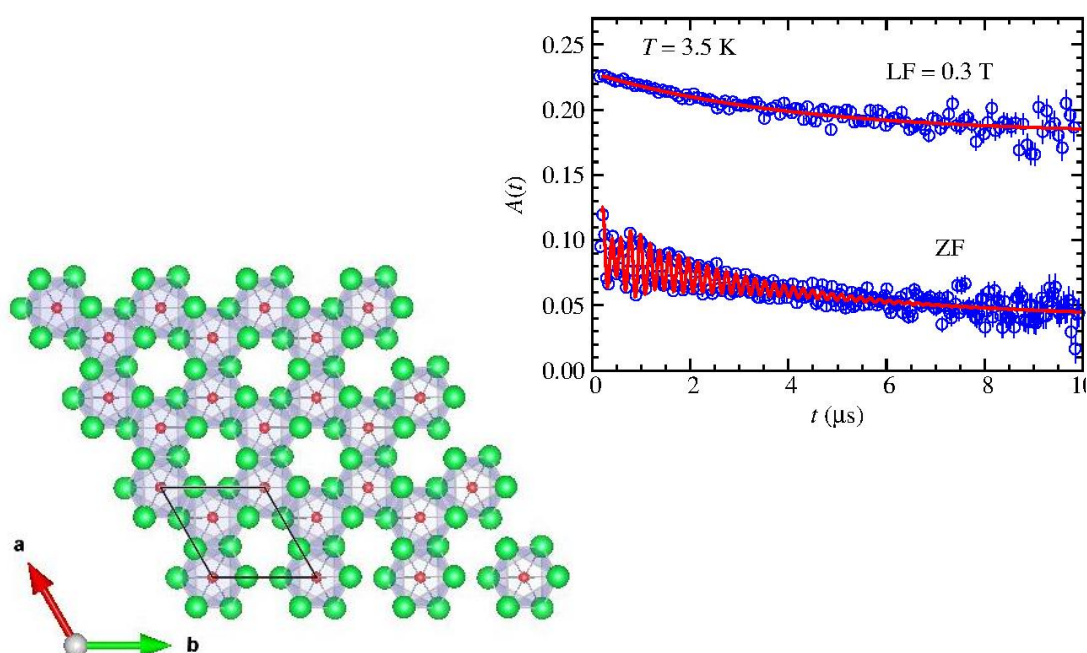


Teaching Portfolio

2021



第17回 佐賀大学 ティーチング・ポートフォリオ・更新ワークショップ
2021年9月21日 (火)

佐賀大学 理工学部 理工学科 物理学コース
氏名 山内 一宏
ichihiro@cc.saga-u.ac.jp

内容

1. 教育の責任.....	1
2. 教育の理念.....	2
2.1. 主体的に研究し、意思決定をすることができる.....	2
2.2. 問題に対して科学的なアプローチができる.....	2
2.3. 科学リテラシーを身に付けている.....	3
2.4. 現代物理学が獲得した世界観や物質観を身に付けている.....	3
3. 教育の方法.....	4
3.1. 研究スタイル、研究テーマの選定.....	4
3.2. 1対1での研究相談.....	5
3.3. 学生に判断させ、良い判断は褒める.....	5
3.4. 教員自身が研究を楽しんでいる姿を見せる.....	5
3.5. 学外の共同利用実験施設における実験.....	6
4. 教育の成果・評価.....	6
5. 今後の目標.....	7
5.1. 短期目標.....	7
5.2. 長期目標.....	8
6. 添付資料・参考資料.....	8

1. 教育の責任

自然界には、硬いもの、電気を流すもの、磁石に引き付けられるもの、透明なものなど多種多様な性質を示す物質が存在している。これらの物質は全て、原子が集まってできている。原子1個の性質は物理学によって明らかにされているが、物理学を拡張し、原子の集まりである物質の性質を明らかにする営みが、私が専門としている物性物理学である。私は、この物性物理学の研究を学生と共にを行い、自然界の理解を深めること、および、それを通じて学生の成長を促すことを仕事としており、大きなやりがいと責任を感じている。私は、佐賀大学に准教授として赴任して4年を経た時点で書いており、その中で以下のような教育を担当してきた。これらの教育のシラバスを添付資料の(1)として示した。

◆ 卒業研究（卒研配属された4年生、通年）

先行研究から興味深い性質を示すことが期待されている物質、もしくは、未知の物質の合成を行う。合成した物質を用いて様々な実験を行い、その物質が何故そのような性質を示すのかを明らかにする。また、実験装置の開発にも取り組んでいる。1年間に行った研究を取りまとめて、年度末に行われる卒業研究発表会でポスター発表もしくは口頭発表を行う。

◆ 科学英語 I（3年生、前期）

英文の読解力を上げるため、毎回物理学に関する英文を読み、問題を解いてもらう。

◆ 科学英語 II（卒研配属された4年生、後期）

英語で書かれた教科書、もしくは、論文を少人数で輪講する。学生は、担当箇所の英訳を行い、内容を発表する。

◆ 理工学基礎科目（2年生、前期）

理工学部その他学科所属の学生に物理学の考え方を学んでもらう。

◆ 物理学概説（1年生、前期）

理工学部理工学科の一年生向けに広い範囲の基礎的な物理学（力学、波、熱、電磁気学、現代物理学）を学んでもらう。

◆ 原子の発見（教養教育科目、後期）

人類がどのように原子の存在を明らかにしたかを、歴史に沿って学んでもらう。

◆ **Introduction to Science（教養教育科目、後期）**

英語で行うオムニバス形式の授業で、15回の授業の中の1回を担当している。学生には、私の専門である固体物理学とはどのようなものを学んでもらう。

◆ **現代物理学（1年生、後期）**

オムニバス形式の授業で、15回の授業の中の3回を担当している。学生には、私の専門である、固体物理学や磁性とはどのようなものを学んでもらう。

◆ **物理学実験Ⅰ・基礎物理学実験（2, 3, 4年生、前期集中）**

理工学部機能物質化学科、機能物質化学コースの教職を希望する学生向けの授業。基礎的な実験を通じて、物理学に対する理解を深めてもらう。

◆ **固体物理学特論（博士前期課程、前期）**

固体物理学の基本的な内容から発展的な内容まで広く学んでもらう。

また、同じ物理科学科の教員との共同研究において、大学院生と共に学外の共同利用実験施設における実験を行っている。このような実験では学生に対して、各種手続き、実験作業、実験データ解析の指導を行い、実験データの解釈に関する議論などを行っている。

2. 教育の理念

学生が在学している間は、我々指導教員が学生の研究活動をバックアップすることができるが、学生が卒業した後は、逆に物理の専門家として周りから頼られるようになる。私は、私の研究室で卒業研究を行った学生には、周りからのそのような期待に応えられるような人間であってほしいと考えている。私が担当しているような、少人数で行う教育・研究活動は、そのような専門家として活躍できる力を身に付けるために最も重要な機会であると考えている。ここでいう専門家として活躍するというのは、必ずしも研究者、技術者になって物理の知識を活用していることとは限らない。研究を通じて身に付けることができるのは、具体的な物理の知識だけではなく、科学的なものの見方、データの取り扱いに関する知識、コンピュータや測定装置に対する基本的な知識などがある。これらは多くの職業において有用であると信じている。それぞれの持ち場で、これら研究を通じて身に付けたものを活用していることを、専門家として活躍すると考えている。以下に、どのような力を学生に身に付けて欲しいかを挙げる。

2.1 主体的に勉強や研究を行い、意思決定を行うことができる

言い古されたことではあるが、私は、学生には主体的に勉強や研究を行う姿勢を身に付けて欲しいと考えている。その理由は、自身の経験から、人から教わったことよりも、自分自身で能動的に調べたこと、計算したこと、実験したことの方が、より強く自分の中に残っており、普段の研究生活の中で役に立っていると感じているからである。

また、研究は答があらかじめ用意されているのではなく、自分で答を見つけていく作業である。そのためには、自分の知性を信じて研究の方向付けを行うこと、得られたデータを解釈し自分の結論を主張することなど、自分で意思決定を行うことが重要となる。

ここに挙げたような研究に対する姿勢を身に付けることは、学生が卒業後に行う仕事においても役に立つと考えている。

2.2 問題に対して科学的なアプローチができる

私は、学生には研究活動を通じて、データを取ること、取得したデータは統計的な処理を施すことで有意義な結論を引き出せること、データを比較する場合には条件を一つだけ変えて行った実験データを比較することなど、科学的な方法論を身に付けて欲しいと考えている。このような方法論は物理学に限らず、社会科学を含めた科学一般で用いられている手法であり、企業や官公庁などにおけるデータを扱う活動においても、必ず必要な能力であると考えているためである。私は、私の研究室を卒業した学生が、このような能力を発揮することを職

場で求められた場合には、それに応えられるようになってほしいと考えている。さらには、仕事で直面する様々な問題に対して、学生自らが科学的なアプローチが必要であるかを判断し、それを実行できるようになってほしいと考えている。

2.3 科学リテラシーを身に付けている

理工系の学生の中にもオカルトやニセ科学の類を信じている学生がまれに見受けられる。このような科学的に不確かな言説も、フィクションとして楽しむ場合や個人的な宗教・信条とする場合には問題はないと思う。しかし、企業活動や教育の場に持ち込まれた場合には、消費者が実際には宣伝で言われているような効果・効能がないものを買わされる、先生が科学的に怪しいものを科学であると教えることで生徒・児童が誤った科学観を持ってしまう、また、後に誤りであることが明らかになり先生に対する信頼が失われるなど、実害があると考えている。私が指導した学生には、そのような不確かな科学的言説を見抜けるような眼を持った人物になり、ニセ科学がそのような場に持ち込まれることを事前に防げるようになってほしいと考えている。

そのために、学生には研究を通じて、科学的な手続きを踏んで他の科学者に認められるような主張をすることの大変さを味わってほしい。また、教科書を鵜呑みにすることは良くないが、教科書に載るような物理学の法則は、過去の偉人の言葉だから正しいのではなく、その法則が膨大な実験結果と矛盾がないために、世界中の科学者から認められていることを理解してほしい。科学的に怪しい言説を目にした場合、その主張がこれまで読んできた教科書を大幅に変更するようなものかどうか、もしそうであれば、それだけの強い主張を裏付けるような実験的証拠があるかどうかを常に考える人間になってほしいと考えている。

2.2 に書いたような科学的な問題解決へのアプローチや、2.3 に書いた科学リテラシーは、講義や演習も習得に効果的かもしれないが、実際にその方法論やリテラシーを自分で活用し、自然界の未知の姿が明らかになる現場（研究）を体験することが、学生に最も強く印象付けることができると考えている。

2.4 現代物理学が獲得した世界観や物質観を身に付けている

ここまでの私の理念を読まれると、私が科学的な考え方を身に付けることに比べれば、具体的な科学の知識の習得は些末なことと考えているかのように思われるかもしれないが、そうではない。やはり、具体的な物理学の知識をできるだけ多く身に付けてほしいと考えている。科学を用いて解決しなければいけない問題に取り組むには、現代物理学が獲得した世界観や物質観を前提として持っていなければいけない。極端な話かもしれないが、地動説を理解していない人間に宇宙開発をすることはできないであろうし、原子の存在を知らない人間に

材料開発はできないであろう。しかし、そのような世界観や物質観は、日常生活の中での体験だけでは到底たどり着けるものではない。人類の歴史は数千年以上あるが、人類が地動説に気づいたのは約500年前、原子の存在に気づいたのは約100年前であり、かなりの時間がかかっている。これは、相当な修練と高度な実験を通してでなければ、そのような世界観や物質観を手に入れることはできないことを意味している。物理科学科で学ぶ学生には、その日常生活の中では決して得られない体験をする機会が設けられているので大いに利用してほしいと考えている。

それでは、将来、科学の問題を取り扱わない人々、研究者や技術者にはならない学生が物理学を学ぶ意義はどこにあるか。一つは、科学は芸術と同じように文化としての側面があることを強調したい。現代物理学が示す世界観を専門家以外の方も共有しているというのは、ある種の豊かさであると考えている。また、物理学のような基礎研究は、ある知識が明らかにされてから、応用研究がなされ実際の生活の中で役に立つまでは、数十年の歳月が必要な場合があり、一人の物理学者の力でなされるものではない。応用に至るまでの間、物理学の知識が社会に共有され、継承されなくては、ついには日の目を見ることがないまま、忘れ去られてしまうこともあり得ると思う。将来、物理学が社会に還元されることを目指すには、そのような知識の継承や裾野の広さが必要であると考えている。

3. 教育の方法

3.1 研究スタイル、研究テーマの選定

協調性やコミュニケーション能力の向上のため、複数人の卒研究生が一つの研究テーマを協力して研究するスタイルの卒業研究も考えたが、学生が研究活動を通じて主体的に学ぶ姿勢を身に付けるために、1人の学生が一つの研究テーマを担当し、責任を持って研究するというスタイルを選択した。

また、卒研究生として研究室配属される時点では、学生が自分で具体的な研究テーマの選定をすることは難しい。ほとんどの場合、学生は私が提案する複数の研究テーマから選び、自分の研究テーマの意義を十分に理解しないまま研究を開始することになる。そのような場合に、学生が主体性を持って研究に取り組むことを動機付けるには、自分の研究テーマが周囲の注目を集めていると感じられることであると考えた。そのためには、学会でも注目されるような魅力ある研究テーマ、教員が本気で面白がっている研究テーマを学生に提案しなければいけない。そこで、私は、多少4年生には荷が重いと感じられるテーマでも、提案することにした。これまでに私の研究室で卒業研究に取り組んだ学生は、それぞれ異なる物質の研究を行ったが、いずれの物質も過去2年以内に関連論文があるものを取り上げた。これらの論文の情報を添付資料(2)として示した。

3.2 1対1での研究相談

「教育の理念」にも書いたように、科学的な方法論やリテラシーを身に付けるには、実際にその方法論やリテラシーが活用されて、自然界の未知の姿が明らかになる現場(研究)を目の当たりにすることが最もよいと考えている。そのため、私は1対1での研究相談を日常的に行うことを心掛けている。特に研究を開始して間もないころは、指導教員がかなり研究をサポートしなければいけない。その際、次に行うことを学生に指示するだけでなく、学生と共に研究対象となる物質の現在の研究状況を調べ、自分がどのような方法論や考え方に基づいて次の作業を行うのかを、丁寧に説明するよう心掛けた。

3.3 学生に判断させ、良い判断は褒める

主体的に研究する態度を身に付けてもらうため、ある程度実験の作業に習熟してきた学生には、どのような解析をしなければいけないか、データの解析結果から何が読み取れるかなど、研究上の判断を少しずつ行ってもらうようにした。これは、自分で意思決定を行うことで、卒業研究が自分の研究であるという意識を持ってもらうためである。その際、その判断の根拠も説明してもらうようにした。これは、学生が科学的方法論を身に付けているかのチェックを行うためである。また、学生が良い判断をした場合には、大いに称賛した。これは、自分も大

大学院生の頃、研究上の判断を自分で下すことに恐れを感じていたが、自分の判断が正しかったという成功体験を積むことで、少しずつ自信を付けていったという経験があるためである。学生にもそのような成功体験を積むことで、自信を持ってほしいと考えている。

3.4 自分が研究を楽しんでいる姿を見せる

主体的に研究を行う態度を身に付けてもらうためには、主体的に研究を行っている人物を日常的に見て刺激を受けることが効果的であると考えている。そのために、私が研究指導において最も心掛けていることは、指導教員自身が学生との研究に本気で取り組み、研究を楽しんでいる姿を見せることである。私は、主体的に学ぶことによって、何かを計算できるようになる、これまでできなかった実験ができるようになる、これまで理解できなかったものが理解できるようになるということは、大変楽しいということを学生に理解してほしいと考えている。それを伝えるには、研究を通して計算や実験ができるようになったはずの人間である私が、目の前の研究を楽しんでいなければいけないと考えている。

3.5 学外の共同利用実験施設における実験

教育の理念 2.4 に関わることとして、大学院生と共に学外の共同利用実験施設において行う実験が挙げられる。このような実験では、一つの大学では維持・管理することができないような、高価で大型の実験装置を用いて実験を行うことになる。このような装置を用いて得られる高精度な実験データに触れて物理学を学ぶことは、日常生活では決して体験することができないものである。また、このような実験装置を維持管理するスタッフは、その実験手法のスペシャリストである。大学院生は自分の研究を進めるために、そのスペシャリストと研究者として向き合い共同研究を行わなければいけない。これは、大学院生が研究者としての自覚を持ち、主体性を持って研究する態度を身に付ける良い機会であると考えている。大学院生と共に行った、学外の共同利用実験施設における実験を記録した実験ノートや得られたデータの一部、実験風景の写真を添付資料(3)として示した。

4. 教育の成果・評価

多くの学生は私と一緒に実験を行っているが、中には自分の判断で実験を行ったり、自分なりの解釈を主張する学生が出てきた。そのような学生の実験ノート、実験結果の解析結果を添付資料(4)として挙げた。

私の指導の下で卒業研究を行った学生は全員が年度末に行われた卒業研究発表会においてポスター発表を行い、卒業することができている。学生が作成したポスターの一つを添付資料(5)として挙げた。

これまでに、1人の学生が博士前期課程を修了し、学位を取得した。その学生の修士論文を添付資料(6)として挙げた。

5. 今後の目標

5.1 短期目標

「教育の方法」で書いたように、多少4年生には荷が重いと感じられる研究テーマでも、挑戦してもらった。そのためか、最後まで研究テーマを消化不良のまま、卒業研究を終えることになる者もいた。今後は、「卒業研究はこれまでの学部での勉強と研究の間をつなぐもの」という考えのもとに、研究の新奇性としては十分ではなくても、高い教育的効果が望めるテーマも考え、卒研生の適正を見極めた上で提案することも検討したい。具体的には、実験装置の開発を考えている。実験装置の開発は、新奇な物質の性質を明らかにする研究テーマではないが、実験装置自体が物理学で明らかにされた法則を用いて作られているため、体験を通じて現代物理学を学ぶ良い機会になると考えられる。2021年度には、実際に実験装置の開発を中心とした卒業研究も行った（添付資料6の一部）。

「教育の成果・効果」に書いたように、卒業研究を通じて主体性を身に付けてもらうことには、ある程度成功したと思われる。しかしながら、学生が科学的な方法論やリテラシーを身に付けたかどうかはわからなかった。今後は、学生がそのような力を身に付けられるように、また、その効果がどれくらい現れているかをチェックするように心がけた指導を行いたいと考えている。

学外実験施設での実験では、学生が初めて触れる実験装置が多いこと、装置の利用時間が限られていることから、学生の自主性に任せる場面を十分に作ることができないこともあった。今後は、実験の効率と教育のバランスを取ることが課題であると考えている。

今後は、自分の研究を第三者に伝える力を身に付けてもらうことにも力を入れた指導を行っていきたいと考えている。そのため、国内外での学会における発表や論文の執筆を重視する。

研究に必要な基礎学力を十分に付けるための講義形式の授業にも取り組みたいと考えている。近年、インターネットを通じて、国内外の質の高い授業の動画を見ることができるが、特に印象に残ったのが、マサチューセッツ工科大学のウォルター・ルウィン教授が行う物理学の授業である。印象的な実験のデモンストレーションを毎回行い、物理学が自然現象を説明できる学問であることを伝えることに成功している。私も効果的なデモンストレーションを開発し、授業で行いたいと考えている。

5.2 長期目標

現時点では十分な指導は行えていないが、私の専門とは全く異なる分野で、研究を通じて身に付けた科学的な方法論を十分に発揮して、人類が抱える問題の解決に活躍する人物が出てくるのが目標である。

6. 添付資料・参考資料

- (1) オンラインシラバス。
- (2) 卒業研究で取り上げた物質に関する最近の論文の情報。
- (3) 学外共同利用施設での実験活動の記録。
- (4) 学生が自発的に行った実験の実験ノート。
- (5) 卒研発表のポスターの一つ。
- (6) 修士論文。

確定状態	確定済
タイトル	2021年度
フォルダ	教養教育科目
開講年度	2021年度
コースナンバー	1-400x000
科目コード	G1311013
科目名	Introduction to Science
曜日・校時	木 2
単位数	2.0
開講時期	3 クォータ
担当教員(所属)	山岡 禎久,馬渡 俊文,長谷川 裕之,大渡 啓介,長田 聡史,加藤 孝盛,高橋 智,山内 一宏,上田 俊,ナルモン,三島 悠一郎
授業担当コマ数	長田 聡史(理工学部)[1.00]、山岡 禎久(理工学部)[3.00]、加藤 孝盛(理工学部)[2.00]、ナルモン(理工学部)[1.00]、三島 悠一郎(理工学部)[1.00]、長谷川 裕之(理工学部)[1.00]、高橋 智(理工学部)[1.00]、馬渡 俊文(理工学部)[1.00]、大渡 啓介(理工学部)[1.00]、上田 俊(理工学部)[2.00]、山内 一宏(理工学部)[1.00]
外部参照用のURL	https://lc2.sc.admin.saga-u.ac.jp/lcu-web/SC_06001B00_22/referenceDirect?subjectID=026800241120&formatCD=1
学士力番号	1(1)
曜/限追記	木2
講義形式	講義
講義概要	理工学の7つの分野（数理学、物理学、知能情報システム学、化学、機械システム工学、電気電子工学、都市工学）の概要や研究内容、最近の話題などを英語を用いて紹介する。
開講意図	アカデミックな英語力育成の一環として、理工学の各分野の概要や研究内容、最近の話題などを英語を用いて講義をする。
到達目標	各分野の概要を簡単な英語で記述できる。
聴講指定	
履修上の注意	
授業計画(内容)	<ul style="list-style-type: none"> 1 Guidance 2 Introduction to Mathematics (Introduction) 3 Introduction to Mathematics (Application) 4 Introduction to Physics (Cosmology) 5 Introduction to Physics (Condensed Matter Physics) 6 Introduction to Information Science (Artificial Intelligence) 7 Introduction to Information Science (Multi-agent Systems) 8 Introduction to Chemistry and Applied Chemistry (Securement of Critical Metals) 9 Introduction to Chemistry and Applied Chemistry (Protein Chemistry) 10 Introduction to Mechanical Engineering (Surface Treatment) 11 Introduction to Mechanical Engineering (Lubrication) 12 Introduction to Electrical and Electronic Engineering (Optical Engineering) 13 Introduction to Electrical and Electronic Engineering (Biomedical Applications) 14 Introduction to Civil Engineering and Architecture (Environmental Pollution) 15 Introduction to Civil Engineering and Architecture (Water Quality Control)
授業計画(授業以外の学習)	<ul style="list-style-type: none"> 1 講義で指示された課題を行う☑ 2 講義で指示された課題を行う☑ 3 講義で指示された課題を行う☑ 4 講義で指示された課題を行う☑ 5 講義で指示された課題を行う☑ 6 講義で指示された課題を行う☑ 7 講義で指示された課題を行う☑ 8 講義で指示された課題を行う☑ 9 講義で指示された課題を行う☑ 10 講義で指示された課題を行う☑ 11 講義で指示された課題を行う☑ 12 講義で指示された課題を行う☑ 13 講義で指示された課題を行う☑ 14 講義で指示された課題を行う☑ 15 講義で指示された課題を行う☑

成績評価の方法と基準	各分野毎に課すレポート課題等が、到達目標に達しているかを総合的に評価・判定し、60点以上で合格とする。
開示する試験問題等	レポート課題、評点
開示方法	希望する者(履修登録者に限る)は、開講学期の末日までに授業担当教員に申し出ること。
教科書	なし <input checked="" type="checkbox"/>
参考図書	
リンク	
オフィスアワー	担当教員に問い合わせること。
カテゴリー4	0
カテゴリー3	0
カテゴリー2	0
カテゴリー1	30
カテゴリー0	70
その他	授業計画の内容を、9月上旬、更新します。確認下さい。

確定状態	確定済
タイトル	2021年度
フォルダ	理工学部
開講年度	2021年度
コースナンバー	2-830x-232
科目コード	52619000
科目名	科学英語Ⅰ
曜日・校時	時間割外
単位数	1.0
開講時期	1クォータ
担当教員(所属)	山内 一宏
授業担当コマ数	山内 一宏(理工学部)[15.00]
外部参照用のURL	https://lc2.sc.admin.saga-u.ac.jp/lcu-web/SC_06001B00_22/referenceDirect?subjectID=026800242988&formatCD=1
学士力番号	佐賀大学学士力1(3)
曜/限追記	
講義形式	講義(遠隔授業)
講義概要	科学英語を読むのに必要な基礎知識を伝える。英語で書かれた教科書や論文を読んでもらい、それに関する小テストを行う。
開講意図	物理科学科の学生は、卒業研究や大学院での研究を行う際に、英語で書かれた論文や教科書を読む機会が数多くある。また、卒業後に技術者、研究者として仕事を行う際にも、英語文献を読む力は必須となる。本講義では、英語文献の読み方を身に付ける。
到達目標	物理に関連した科学英語の読解力を身につける。☑ 本授業は、佐賀大学学士力1(3)に対応している。
聴講指定	
履修上の注意	本講義はオンデマンド型(資料配布および動画配信)による遠隔授業である。
授業計画(内容)	1 1. 本講義の概要☑ 2 2. 位置に関する英語☑ 3 3. 速度に関する英語☑ 4 4. 加速度に関する英語。☑ 5 5. 運動量に関する英語☑ 6 6. 運動エネルギーに関する英語☑ 7 7. エネルギー保存に関する英語☑ 8 8. 力に関する英語☑ 9 9. 英語で書かれた力学の問題を解く☑ 10 1 0. 量子力学に関する英語☑ 11 1 1. 量子力学に関する英語の問題を解く☑ 12 1 2. 量子力学の非局所性に関する英語☑ 13 1 3. 量子力学の非局所性に関する英語の問題を解く☑ 14 1 4. 不確定性原理に関する英語☑ 15 1 5. 不確定性原理に関する英語の問題を解く☑
授業計画(授業以外の学習)	1 講義時間外の学習として、Webテストを行う。☑ 2 講義時間外の学習として、Webテストを行う。☑ 3 講義時間外の学習として、Webテストを行う。☑ 4 講義時間外の学習として、Webテストを行う。☑ 5 講義時間外の学習として、Webテストを行う。☑ 6 講義時間外の学習として、Webテストを行う。☑ 7 講義時間外の学習として、Webテストを行う。☑ 8 講義時間外の学習として、Webテストを行う。☑ 9 講義時間外の学習として、Webテストを行う。☑ 10 講義時間外の学習として、Webテストを行う。☑ 11 講義時間外の学習として、Webテストを行う。☑ 12 講義時間外の学習として、Webテストを行う。☑ 13 講義時間外の学習として、Webテストを行う。☑ 14 講義時間外の学習として、Webテストを行う。☑ 15 講義時間外の学習として、Webテストを行う。☑
成績評価の方法と基準	毎回のWebテストで到達目標である科学英語の読解力を評価する。60点以上を合格とする。
開示する試験問題等	希望者には、採点したWebテストを開示する。
開示方法	開示を希望する場合は、オフィスアワーに居室に来ること。

	教科書は使わない。適宜プリントを配布する。☒
教科書	
参考図書	
リンク	
オフィスアワー	金曜2校時
カテゴリー4	0
カテゴリー3	0
カテゴリー2	0
カテゴリー1	30
カテゴリー0	70
その他	

確定状態	確定済
タイトル	2021年度
フォルダ	理工学部
開講年度	2021年度
コースナンバー	3-830x-232
科目コード	52619100
科目名	科学英語Ⅱ
曜日・校時	木 6
単位数	1.0
開講時期	3クォータ
担当教員(所属)	河野 宏明(工),船久保 公一,青木 一,杉山 晃,鄭 旭光,石渡 洋一,岡山 泰,高橋 智,橘 基,房安 貴弘,真木 一,山内 一宏,山本 勇
授業担当コマ数	岡山 泰(理工学部)[15.00]、山内 一宏(理工学部)[15.00]、山本 勇(シンクロトロン)[15.00]、房安 貴弘(理工学部)[15.00]、高橋 智(理工学部)[15.00]、鄭 旭光(理工学部)[15.00]、船久保 公一(理工学部)[15.00]、石渡 洋一(理工学部)[15.00]、青木 一(理工学部)[15.00]、杉山 晃(理工学部)[15.00]、真木 一(理工学部)[15.00]、橘 基(理工学部)[15.00]、河野 宏明(工)(理工学部)[15.00]
外部参照用のURL	https://lc2.sc.admin.saga-u.ac.jp/lcu-web/SC_06001B00_22/referenceDirect?subjectID=026800240602&formatCD=1
学士力番号	<input checked="" type="checkbox"/> (3)
曜/限追記	
講義形式	少人数ゼミ形式
講義概要	各学生の卒業論文のテーマに関する英語のテキストまたは原著論文を輪講することにより、科学的な英語の文章の読解力を身につける。
開講意図	科学的な英文の読解力や作文能力を身につけるには、英語の論文やテキストを熟読することが必要である。この授業では、各自の卒業研究のテーマに関する基礎的な英語のテキストまたは論文を輪講することで英語の読解力を養うとともに、卒業論文に関する基礎を英語の文献で学ぶ。
到達目標	<ul style="list-style-type: none"> ・英語による科学的な文章の読解力を身につける。 ・卒業研究のテーマに関する基本的な英語表現を身につける。
聴講指定	
履修上の注意	
授業計画(内容)	<p>1 各教員が定める英語のテキストまたは論文を輪講形式で学ぶ。</p> <ul style="list-style-type: none"> ・参加する学生は各自が和訳・内容の理解を予習する。 ・ゼミにおいては担当する学生の発表内容について、参加する学生全員で議論する。 ・卒業研究に関する英語表現だけでなく、物理的内容を理解する。 <p>以上を15回のゼミ形式で行う。<input checked="" type="checkbox"/></p>
授業計画(授業以外の学習)	
成績評価の方法と基準	授業の予習(準備状況)と発表の内容、議論の参加状況に基づいて達成目標の到達に応じた評価をする。自分の担当する文章の和訳をすることを最低限として100点満点で採点し、60点以上を合格とする。
開示する試験問題等	各教員が定めた成績評価基準と評価結果を開示する。
開示方法	各教員に適切な時期に開示を要求することによって行われる。
教科書	共通の教科書は指定しない。 <input checked="" type="checkbox"/>
参考図書	
リンク	

	青木一：火3 河野宏明：金2 杉山晃：火3 鄭旭光：月2 船久保公一：木2 石渡洋一：木2 岡山泰：木4 高橋智：火2 橘基：木3 房安貴弘：金2 真木一：金2 山内一宏：金2 山本勇：月5
オフィスアワー	
カテゴリー4	0
カテゴリー3	50
カテゴリー2	50
カテゴリー1	0
カテゴリー0	0
その他	

確定状態	確定済
タイトル	2021年度
フォルダ	教養教育科目
開講年度	2021年度
コースナンバー	1-420x-000
科目コード	G1311015
科目名	原子の発見
曜日・校時	水 2
単位数	2.0
開講時期	3 クォータ
担当教員(所属)	山内 一宏
授業担当コマ数	山内 一宏(理工学部)[15.00]
外部参照用のURL	https://lc2.sc.admin.saga-u.ac.jp/lcu-web/SC_06001B00_22/referenceDirect?subjectID=026800244772&formatCD=1
学士力番号	1-(1), 1-(2)③
曜/限追記	
講義形式	講義
講義概要	<p>この世界にあるすべての物質は、原子という小さな粒子が多数集まってできています。これは、現代では常識です。しかし、我々は普段の生活の中で原子の存在を意識することはありません。原子はとても小さいので、その一つ一つを直接目で見ることはできないからです。理科の時間に使った光学顕微鏡を使っても見えません。原子を見るには電子顕微鏡が必要です。☒</p> <p>原子は今から100年ほど昔の20世紀初頭に、その存在が確立されました。その時代には、電子顕微鏡はありませんでした。電子顕微鏡は、原子の存在が確かめられ、原子がさらに小さな原子核と電子からできていることがわかった後に開発されたからです。虫眼鏡や光学顕微鏡しかない時代に、どのようにして原子の存在を確かめたのでしょうか？☒</p> <p>この授業では、人類がどのようにして原子の存在を確かめたのかを、じっくりと講義します。人類の原子をめぐる冒険は古代ギリシャ時代から始まります。アリストテレス、ガリレイ、ニュートン、アインシュタインなどの哲学者・科学者がこの冒険の登場人物です。歴史に名を残すような偉大な学者も、たくさんの失敗や間違いをしました。先人達の試行錯誤を知ることで、科学的に考えるとどのようなことなのかについても話します。☒</p> <p>講義は板書、スライド、動画などを使って行います。理解を助けるために実験や解析の疑似体験も行います。</p>
開講意図	原子の存在がどのように確立されたかを学ぶことで、科学的に思考するとどのようなことを理解する。
到達目標	原子論がどのように確立されたかを説明できる。ブラウン運動とその解析方法について理解する。科学的思考ができる。
聴講指定	
履修上の注意	
授業計画(内容)	<ul style="list-style-type: none"> 1 ブラウン運動☒ 2 原子論の始まり☒ 3 真空の発見☒ 4 大気圧の発見☒ 5 ボイルの法則☒ 6 帰納と演繹☒ 7 ニュートン力学☒ 8 気体の重さを測る☒ 9 錬金術から化学へ☒ 10 ドルトンの原子論☒ 11 ジュールの気体分子運動論☒ 12 マクスウェルの気体分子運動論☒ 13 アインシュタインのブラウン運動の理論☒ 14 ペランの実験☒ 15 その後の物理学とブラウン運動研究の発展☒

	1 学んだことをノートにまとめる。☑ 2 オンラインテストもしくはレポート☑ 3 学んだことをノートにまとめる。☑ 4 学んだことをノートにまとめる。☑ 5 オンラインテストもしくはレポート☑ 6 学んだことをノートにまとめる☑ 7 学んだことをノートにまとめる。☑ 8 オンラインテストもしくはレポート☑ 9 学んだことをノートにまとめる。☑ 10 まなんだことをノートにまとめる。☑ 11 学んだことをノートにまとめる。☑ 12 オンラインテストもしくはレポート☑ 13 学んだことをノートにまとめる。☑ 14 学んだことをノートにまとめる。☑ 15 オンラインテストもしくはレポート☑
授業計画(授業以外の学習)	
成績評価の方法と基準	オンラインテストとレポートで、到達目標の達成度を評価する。60点以上を合格とする。
開示する試験問題等	希望者にはオンラインテストとレポートの点数を公開する。
開示方法	居室で公開する。
教科書	特に指定しない。講義ノートなどを配布する。☑
参考図書	ブラウン運動☑ だれが原子をみたか☑
リンク	
オフィスアワー	金曜2校時
カテゴリー4	0
カテゴリー3	0
カテゴリー2	0
カテゴリー1	10
カテゴリー0	90
その他	

確定状態	確定済
タイトル	2021年度
フォルダ	理工学部
開講年度	2021年度
コースナンバー	1-420x-238
科目コード	R0051082
科目名	現代物理学
曜日・校時	月 2
単位数	2.0
開講時期	3 クォータ
担当教員(所属)	杉山 晃,青木 一 ,橘 基,高橋 智,山内 一宏
授業担当コマ数	橘 基(理工学部)[3.00]、山内 一宏(理工学部)[3.00]、高橋 智(理工学部)[3.00]、青木 一 (理工学部)[3.00]、杉山 晃(理工学部)[3.00]
外部参照用のURL	https://lc2.sc.admin.saga-u.ac.jp/lcu-web/SC_06001B00_22/referenceDirect?subjectID=026800229345&formatCD=1
学士力番号	1-(3)
曜/限追記	
講義形式	講義
講義概要	物理学の発展の歴史から、人類が何を求めてきたのか、物理学はどのようにそれを達成してきたのか、物質、素粒子、宇宙の観点からオムニバス形式で紹介していく。現代物理学の根底には、20世紀初頭に現れた量子論や相対論など“古典的”な考え方と相容れない概念があり踏み込みにくい。それらをわかりやすく解説しながら現代物理学のおかれた状況を説明し、今後さらに解明すべき問題を紹介する。
開講意図	科学技術の進展により我々が日常的に触れる物事と物理の接点が見えにくくなってきている。現在物理で扱っているテーマがどのようなものか、また高校で習った物理がどのようにして現代物理学に至ったのかについて解説する。物理学のテーマへのアプローチの仕方や考え方についても触れて欲しい。
到達目標	20世紀以降に急激に発展した物理学の根底に何があるのかを知り、現代物理学の扱うテーマを学び、現代科学技術との関連を考える。
聴講指定	
履修上の注意	
授業計画(内容)	
授業計画(授業以外の学習)	
成績評価の方法と基準	到達目標に記載されている内容に関する定期試験成績などにより評価する。 合計が60点以上を合格とする
開示する試験問題等	小テストや期末試験
開示方法	担当教員の部屋に直接来ること。開示期間は試験終了後から一週間とする。
教科書	
参考図書	
リンク	
オフィスアワー	火3校時(杉山)
カテゴリー4	
カテゴリー3	
カテゴリー2	
カテゴリー1	
カテゴリー0	
その他	

確定状態	確定済
タイトル	2021年度
フォルダ	理工学研究科
開講年度	2021年度
コースナンバー	4-428x-702
科目コード	S0015100
科目名	固体物理学特論
曜日・校時	火 3
単位数	2.0
開講時期	1 クォータ
担当教員(所属)	山内 一宏
授業担当コマ数	山内 一宏(理工学部)[15.00]
外部参照用のURL	https://lc2.sc.admin.saga-u.ac.jp/lcu-web/SC_06001B00_22/referenceDirect?subjectID=026800243995&formatCD=1
学士力番号	
曜/限追記	
講義形式	講義
講義概要	我々の身の回りにある物質の性質は、それを構成する原子・分子の性質だけを調べても理解することはできない。それは固体が示す様々な物性は、多数の原子・分子が絡んだ協力現象だからである。本講義では、固体物理学の基礎について講義する。講義は黒板とスライドを用い、理解度を深めるためにレポートを課す。必要な量子力学、統計力学など基礎物理学の復習も行う。
開講意図	固体物理学にも様々な研究分野があるが、この授業ですべての分野で必要となる固体物理学の基礎を身に付ける。また、学部で学んだ物理学の基礎が固体の性質の理解に役に立つこと、および、物理学が現代の科学技術に役に立っていることを理解する。
到達目標	結晶構造、原子間の結合、固体の熱的、電気的性質など、固体物理学の基礎を理解する。
聴講指定	
履修上の注意	
授業計画(内容)	1 第1回：結晶構造（1）格子と基本構造☑ 2 第2回：結晶構造（2）ミラー指数、代表的な結晶構造☑ 3 第3回：逆格子☑ 4 第4回：結晶による回折☑ 5 第5回：固体中での原子の結合☑ 6 第6回：格子振動☑ 7 第7回：フォノン：格子振動の量子化☑ 8 第8回：固体の比熱と熱伝導☑ 9 第9回：自由電子論（1）自由電子の量子力学、統計力学☑ 10 第10回：自由電子論（2）自由電子の性質☑ 11 第11回：バンド理論（1）周期ポテンシャル中の電子☑ 12 第12回：バンド理論（2）金属と絶縁体の違い☑ 13 第13回：半導体☑ 14 第14回：金属におけるフェルミ面☑ 15 第15回：レビュー☑
授業計画(授業以外の学習)	1 講義時間外の学習としてレポートを課す。☑ 2 講義時間外の学習としてレポートを課す。☑ 3 講義時間外の学習としてレポートを課す。☑ 4 講義時間外の学習としてレポートを課す。☑ 5 講義時間外の学習としてレポートを課す。☑ 6 講義時間外の学習としてレポートを課す。☑ 7 講義時間外の学習としてレポートを課す。☑ 8 講義時間外の学習としてレポートを課す。☑ 9 講義時間外の学習としてレポートを課す。☑ 10 講義時間外の学習としてレポートを課す。☑ 11 講義時間外の学習としてレポートを課す。☑ 12 講義時間外の学習としてレポートを課す。☑ 13 講義時間外の学習としてレポートを課す。☑ 14 講義時間外の学習としてレポートを課す。☑ 15 講義時間外の学習としてレポートを課す。☑
成績評価の方法と基準	レポートで達成目標である固体物理学の基礎の理解を評価する。100点満点で60点以上を合格とする。
開示する試験問題等	希望者には採点したレポートを開示する。

開示方法	居室で開示する。
教科書	特に使用しない。☒
参考図書	初歩から学ぶ固体物理学☒
リンク	
オフィスアワー	金 2
カテゴリー 4	0
カテゴリー 3	0
カテゴリー 2	0
カテゴリー 1	10
カテゴリー 0	90
その他	

確定状態	確定済
タイトル	2021年度
フォルダ	理工学部
開講年度	2021年度
コースナンバー	3-420x-232
科目コード	52639000
科目名	卒業研究
曜日・校時	時間割外
単位数	12.0
開講時期	1クォータ
担当教員(所属)	河野 宏明(工),船久保 公一,青木 一,杉山 晃,鄭 旭光,石渡 洋一,岡山 泰,高橋 智,橘 基,房安 貴弘,真木 一,山内 一宏,東 純平
授業担当コマ数	岡山 泰(理工学部)[180.00]、山内 一宏(理工学部)[180.00]、房安 貴弘(理工学部)[180.00]、東 純平(シンクロトロン)[180.00]、高橋 智(理工学部)[180.00]、鄭 旭光(理工学部)[180.00]、船久保 公一(理工学部)[180.00]、石渡 洋一(理工学部)[180.00]、青木 一(理工学部)[180.00]、杉山 晃(理工学部)[180.00]、真木 一(理工学部)[180.00]、橘 基(理工学部)[180.00]、河野 宏明(工)(理工学部)[180.00]
外部参照用のURL	https://lc2.sc.admin.saga-u.ac.jp/lcu-web/SC_06001B00_22/referenceDirect?subjectID=026800239586&formatCD=1
学士力番号	2-(2),(3)および3-(1),(2)
曜/限追記	
講義形式	ゼミ・実験形式
講義概要	各学生と相談して卒業研究のテーマを設定し、1年間を通して自主的な学習・研究を計画し遂行させる。 各学生には、計画に沿って課題設定、問題解決、学習・研究成果のプレゼンテーションを行わせ、卒業論文等の成果物としてまとめさせる。
開講意図	各学生は指導教員と相談の上、卒業研究のテーマを決定し、1年間の学習・研究計画を立案する。 計画に沿って、研究遂行のための基礎的能力(計算、実験、論文読解)を身に付け、課題解決ができるようになること。 自主的に学習・研究を行うと共に、他者との議論や協力を通して研究の遂行を経験する。 学習・研究の内容を十分に理解し、その成果を他者に分かりやすくプレゼンテーションする能力を養う。
到達目標	・各自の研究テーマに沿った課題の設定ができる。 ・卒業研究の計画を立案し、課題解決のための基礎的能力(計算、実験、論文読解)を身につける。 ・学習・研究の内容を十分理解し、他者にわかりやすくプレゼンテーションができる。
聴講指定	
履修上の注意	
授業計画(内容)	1 指導教員と相談して定めた計画に沿って1年間、継続的に学習・研究を遂行する。 各学生は、ゼミなどでの発表のため周知な準備をしプレゼンテーションを行うだけでなく、他者との議論や協力を行う。 卒業研究の内容を、卒業論文などの成果物としてまとめる、または発表を行う。☑
授業計画(授業以外の学習)	
成績評価の方法と基準	各指導教員によって定められた基準に従い、毎回のゼミや実験の取組、卒業研究の成果物によって成績評価を行う。 総合評価を100点満点とし、60点以上を合格とする。
開示する試験問題等	各教員が定めた成績評価基準と評価結果を開示する。
開示方法	各教員に適切な時期に開示を要求することによって行われる。
教科書	共通の教科書は指定しない。☑
参考図書	
リンク	

	青木一：火3 河野宏明：金2 杉山晃：火3 鄭旭光：月2 船久保公一：木2 石渡洋一：木2 岡山泰：木4 高橋智：火2 橘基：木3 房安貴弘：金2 真木一：金2 山内一宏：金2 東純平：月5
オフィスアワー	
カテゴリー4	20
カテゴリー3	50
カテゴリー2	30
カテゴリー1	0
カテゴリー0	0
その他	

確定状態	確定済
タイトル	2021年度
フォルダ	理工学部
開講年度	2021年度
コースナンバー	1-420x-238
科目コード	R0011031
科目名	物理学概説
曜日・校時	木 4
単位数	2.0
開講時期	1 クォータ
担当教員(所属)	山内 一宏
授業担当コマ数	山内 一宏(理工学部)[15.00]
外部参照用のURL	https://lc2.sc.admin.saga-u.ac.jp/lcu-web/SC_06001B00_22/referenceDirect?subjectID=026800240235&formatCD=1
学士力番号	1-(3)
曜/限追記	
講義形式	講義
講義概要	物理学は自然科学の一分野であるだけでなく、理工系において基礎となる学問である。本講義では物理学の基本的事項（力学、波動、熱、電磁気学、原子物理学）に関する概論的な講義を、板書とスライドを用いておこなう。
開講意図	物理学の基礎的概念について学ぶ。
到達目標	物理学の基礎的知識を身につけること。
聴講指定	理工学部学生
履修上の注意	
授業計画(内容)	1 第1回：はじめに 物理学の学び方☑ 2 第2回：力学 運動☑ 3 第3回：力学 力と運動1 ニュートンの運動の法則☑ 4 第4回：力学 力と運動2 運動方程式☑ 5 第5回：力学 仕事とエネルギー☑ 6 第6回：力学 周期運動1 等速円運動☑ 7 第7回：力学 周期運動2 単振動☑ 8 第8回：波動 波動の基礎☑ 9 第9回：熱 熱と温度1 熱とは☑ 10 第10回：熱 熱と温度2 熱力学の法則☑ 11 第11回：電磁気学 電荷と電流☑ 12 第12回：電磁気学 静電場☑ 13 第13回：電磁気学 静磁場☑ 14 第14回：原子・原子核物理学 原子・原子核物理学の基礎☑ 15 第15回：全体のまとめ☑
授業計画(授業以外の学習)	1 第1回の内容を復習しておくこと☑ 2 第2回の内容を復習しておくこと☑ 3 第3回の内容を復習しておくこと☑ 4 第4回の内容を復習しておくこと☑ 5 第5回の内容を復習しておくこと☑ 6 第6回の内容を復習しておくこと☑ 7 第7回の内容を復習しておくこと☑ 8 第8回の内容を復習しておくこと☑ 9 第9回の内容を復習しておくこと☑ 10 第10回の内容を復習しておくこと☑ 11 第11回の内容を復習しておくこと☑ 12 第12回の内容を復習しておくこと☑ 13 第13回の内容を復習しておくこと☑ 14 第14回の内容を復習しておくこと☑ 15 テスト勉強☑
成績評価の方法と基準	到達目標に記載されている内容に関する定期試験成績により評価する。60点以上を合格とする。
開示する試験問題等	期末試験など
開示方法	担当教員の居室に直接来ること。開示期間は試験期間終了後から一週間とする。
教科書	物理学入門☑

参考図書	
リンク	
オフィスアワー	金曜 2 校時
カテゴリー 4	0
カテゴリー 3	0
カテゴリー 2	0
カテゴリー 1	10
カテゴリー 0	90
その他	JABEEに対する学習・教育到達目標：応用化学コース(A-1)、機械エネルギー工学コース(3-5)、メカニカルデザインコース(3-5)

確定状態	確定済
タイトル	2021年度
フォルダ	理工学部
開講年度	2021年度
コースナンバー	2-420x-230
科目コード	50504000
科目名	物理学実験 I
曜日・校時	集中講義
単位数	1.0
開講時期	1 クォータ
担当教員(所属)	山内 一宏
授業担当コマ数	山内 一宏(理工学部)[15.00]
外部参照用のURL	https://lc2.sc.admin.saga-u.ac.jp/lcu-web/SC_06001B00_22/referenceDirect?subjectID=026800240582&formatCD=1
学士力番号	1-(2)
曜/限追記	
講義形式	実験
講義概要	最初に、実験や実験結果をまとめる上で必要な基本的な技術や知識を講義する。その後、受講者を2、3人一組のグループに分け、各グループに2つの実験テーマを行ってもらう。下の授業計画にある実験テーマは一例で、テーマは受講者数を見て決定する。最後にレポートの書き方について説明する。
開講意図	実験を通じて物理学の理解を深める。物理学実験の基本的な技術を身につける。
到達目標	自ら工夫して基本的な物理学実験を行うことができるようになる。得られたデータを統計処理してグラフを描くことができるようになる。科学的なレポートを書けるようになる。
聴講指定	
履修上の注意	実験を行う前に、必ず実験テーマについて予習を行うこと。
授業計画(内容)	<p>1 第1回：基本的な測定装置の使い方☑</p> <p>2 第2回：誤差論☑</p> <p>3 第3回：実験ノートの書き方、グラフの書き方、レポートの構成☑</p> <p>4 第4回：実験テーマ1の実験原理の理解：振り子を用いた重力加速度の決定☑</p> <p>5 第5回：実験テーマ1の実験装置の準備：ケーターの振り子、ボルダの振り子の準備☑</p> <p>6 第6回：実験テーマ1の測定：重力加速度の測定（パソコンを用いたグラフ作成）☑</p> <p>7 第7回：実験テーマ1のデータ解析：重力加速度の計算☑</p> <p>8 第8回：実験テーマ1の実験ノート、グラフの添削☑</p> <p>9 第9回：実験テーマ2の実験原理の理解：物質の比熱☑</p> <p>10 第10回：実験テーマ2の実験装置の準備：加熱装置、水熱量計の準備☑</p> <p>11 第11回：実験テーマ2の測定：銅およびアルミの比熱測定（パソコンを用いたグラフ作成）☑</p> <p>12 第12回：実験テーマ2のデータ解析：比熱の計算☑</p> <p>13 第13回：実験テーマ2の実験ノート、グラフの添削☑</p> <p>14 第14回：レポートの書き方☑</p> <p>15 第15回：レポート作成☑</p>
授業計画(授業以外の学習)	<p>1 講義で説明したことを実験ノートに自分の言葉でまとめる。☑</p> <p>2 講義で説明したことを実験ノートに自分の言葉でまとめる。☑</p> <p>3 講義で説明したことを実験ノートに自分の言葉でまとめる。☑</p> <p>4 講義で説明したことを実験ノートに自分の言葉でまとめる。☑</p> <p>5 講義で説明したことを実験ノートに自分の言葉でまとめる。☑</p> <p>6 実験データの整理☑</p> <p>7 実験データの解析☑</p> <p>8 グラフ作成☑</p> <p>9 講義で説明したことを実験ノートに自分の言葉でまとめる。☑</p> <p>10 講義で説明したことを実験ノートに自分の言葉でまとめる。☑</p> <p>11 実験データの整理。☑</p> <p>12 実験データの解析。☑</p> <p>13 グラフ作成☑</p> <p>14 レポート作成☑</p> <p>15 添削に基づいてレポートの修正☑</p>
成績評価の方法と基準	実験レポートを用いて到達目標の達成度を評価する。60点以上を合格とする。
開示する試験問題等	希望者には採点したレポートを開示する。
開示方法	オフィスアワーに居室で開示する。

	自作のテキストを用意する。☑
教科書	
参考図書	
リンク	
オフィスアワー	金曜 2 校時
カテゴリー 4	0
カテゴリー 3	0
カテゴリー 2	50
カテゴリー 1	30
カテゴリー 0	20
その他	

参考資料(2) 卒業研究で取り上げた物質に関する最近の論文の情報。

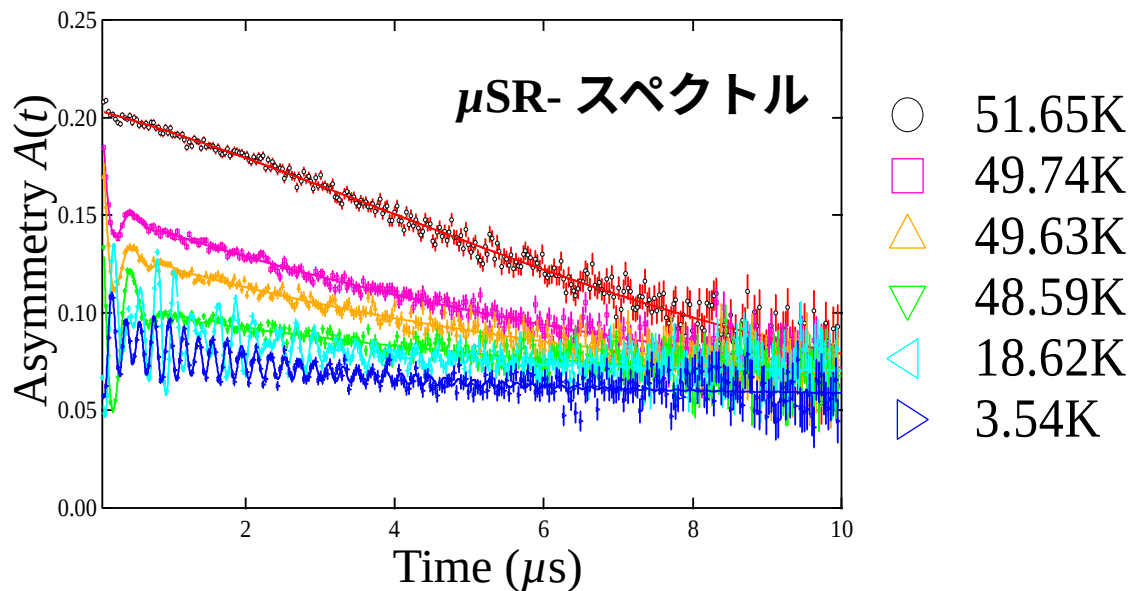
R. Zhong *et al.* Physical Review B **98**, 220407(R) (2018).

J. Chamorro *et al.* Physical Review Materials **2**, 034404 (2018).

A. V. Zakrzewski *et al.* Physical Review B **97**, 214411 (2018).

添付資料・参考資料（3）

学外共同利用実験施設での実験活動の記録



学外共同利用実験施設で測定した二次元磁性体 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ のミュオンスピン回転／緩和実験の結果。

MUon Data access

Logged in as 2018A0076 -

Top · Search runs · Result

μSR Runs:
Displaying runs 1 - 100 of 230 in total

Number of runs per page:

Year	Area	Proposal ID	Type	Run Number	Select	Title	Num Hists	Events(M)
2018	MS1	2018A0076	TD	112526	<input type="checkbox"/>	test	8	8.63 M
2018	MS1	2018A0076	TD	112528	<input type="checkbox"/>	Ba(Ni1-xMgx)2V2O8 (x=0.05) LF=3000.0 G 38.17306(0.01713) K	8	49.6 M
2018	MS1	2018A0076	TD	112529	<input type="checkbox"/>	Ba(Ni1-xMgx)2V2O8 (x=0.05) ZF 38.24710(0.00000) K	8	0.28 M
2018	MS1	2018A0076	TD	112530	<input type="checkbox"/>	Ba(Ni1-xMgx)2V2O8(x=0.2) ZF 3.78294(0.00208) K	8	50.91 M
2018	MS1	2018A0076	TD	112531	<input type="checkbox"/>	Ba(Ni1-xMgx)2V2O8(x=0.2) TF=20.0 G 3.78874(0.00061) K	8	5.16 M
2018	MS1	2018A0076	TD	112532	<input type="checkbox"/>	Ba(Ni1-xMgx)2V2O8(x=0.2) LF=3000.0 G 3.81255(0.00505) K	8	30.66 M
2018	MS1	2018A0076	TD	112533	<input type="checkbox"/>	Ba(Ni1-xMgx)2V2O8(x=0.2) ZF 4.98954(0.02953) K	8	50.9 M
2018	MS1	2018A0076	TD	112534	<input type="checkbox"/>	Ba(Ni1-xMgx)2V2O8(x=0.2) TF=20.0 G 4.95422(0.01119) K	8	5.22 M
2018	MS1	2018A0076	TD	112535	<input type="checkbox"/>	Ba(Ni1-xMgx)2V2O8(x=0.2) LF=3000.0 G 4.97487(0.01210) K	8	30.55 M
2018	MS1	2018A0076	TD	112536	<input type="checkbox"/>	Ba(Ni1-xMgx)2V2O8(x=0.2) ZF 6.14577(0.08576) K	8	50.89 M
2018	MS1	2018A0076	TD	112537	<input type="checkbox"/>	Ba(Ni1-xMgx)2V2O8(x=0.2) TF=20.0 G 6.30183(0.00718) K	8	5.18 M
2018	MS1	2018A0076	TD	112538	<input type="checkbox"/>	Ba(Ni1-xMgx)2V2O8(x=0.2) LF=3000.0 G 6.38974(0.03511) K	8	30.81 M
2018	MS1	2018A0076	TD	112539	<input type="checkbox"/>	Ba(Ni1-xMgx)2V2O8(x=0.2) ZF 7.50680(0.09560) K	8	50.97 M

図3. 学外共同利用実験施設(J-PARC)において行った、ミュオンスピン回転／緩和実験のオンライン実験ノート。

2021 / 9 / 30 石化率の再測定

13:00 前日と同条件で、少くも液体窒素をこぼさず測定を行う。

13:40 液体窒素を慎重にこぼす。測定開始。

13:55 天弁をOにする。(今回は上から漏れる可能性あり)

石化場をかける (13.1Ac 23.6V)

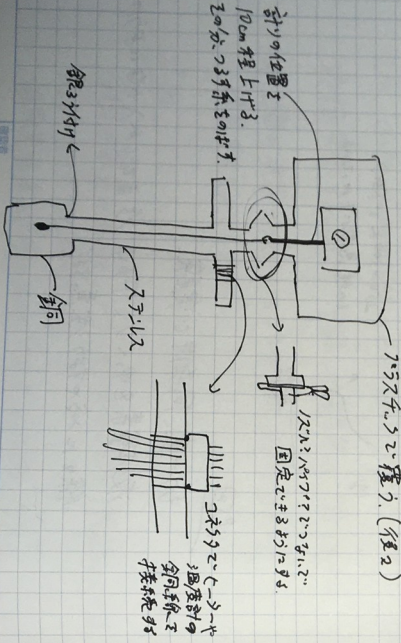
14:00 温度計開始 (80K → 300K)

18:05 測定終了 (13.1Ac 24.1V)

0.047g

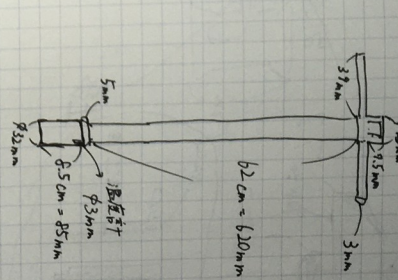
温度計が
感度低

次回
70Dの長工等を測定し、イメージ図を作成する。



2021 / 10 / 6 70Dの設計

13:10 現在の70Dの長工等を計測。

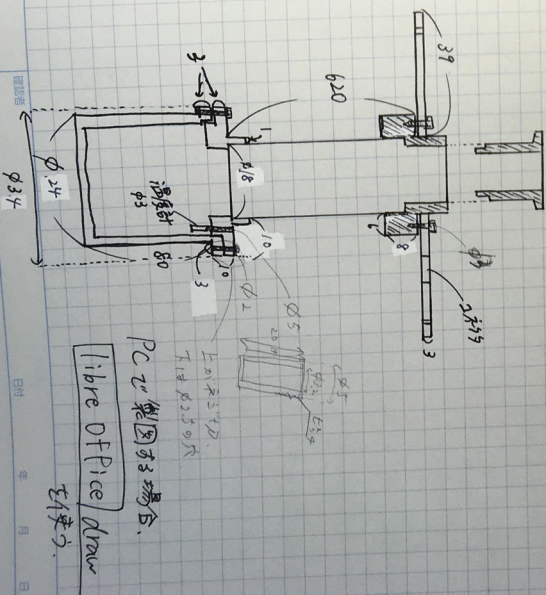


巻いたリールに石化は
上部が下部(底)が
劣化していた。
上部は酸化が
小さい

(覆法ビンの内側)
φ42mm

620 + 5 + 85 = 710
90

14:00 新しい70Dのイメージ①

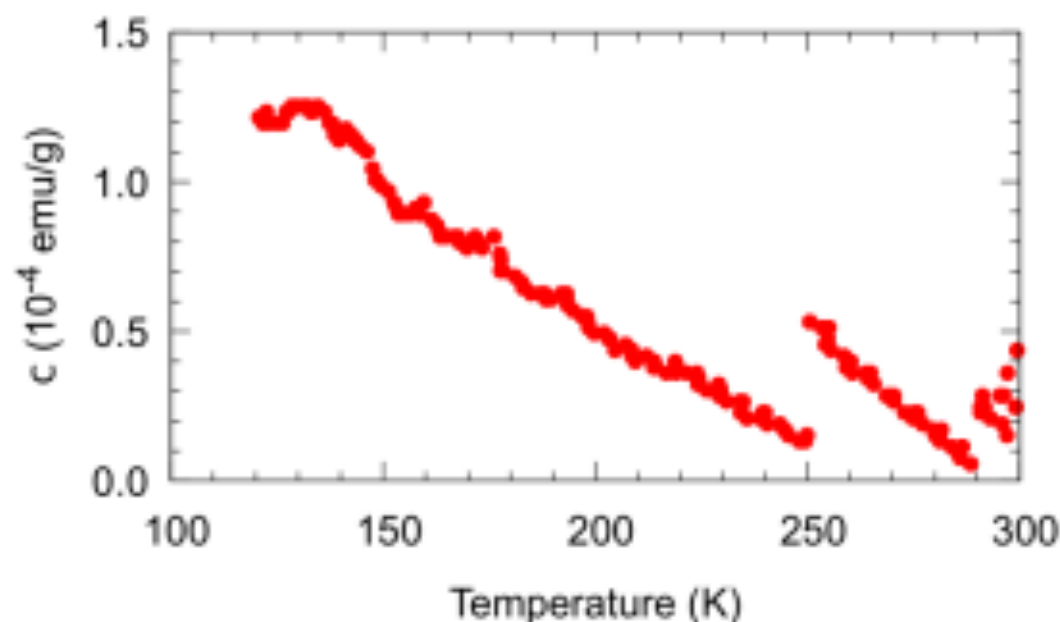


電子天秤を用いた 磁化率測定装置の開発

17232027 中澄向日葵

研究背景

- 磁化率の温度依存性を測定した際、データに原因不明のバックグラウンドが載ってしまう。
- 磁化率の温度変化による試料の重さの変化以外に、何か重さが変化しているように見える。



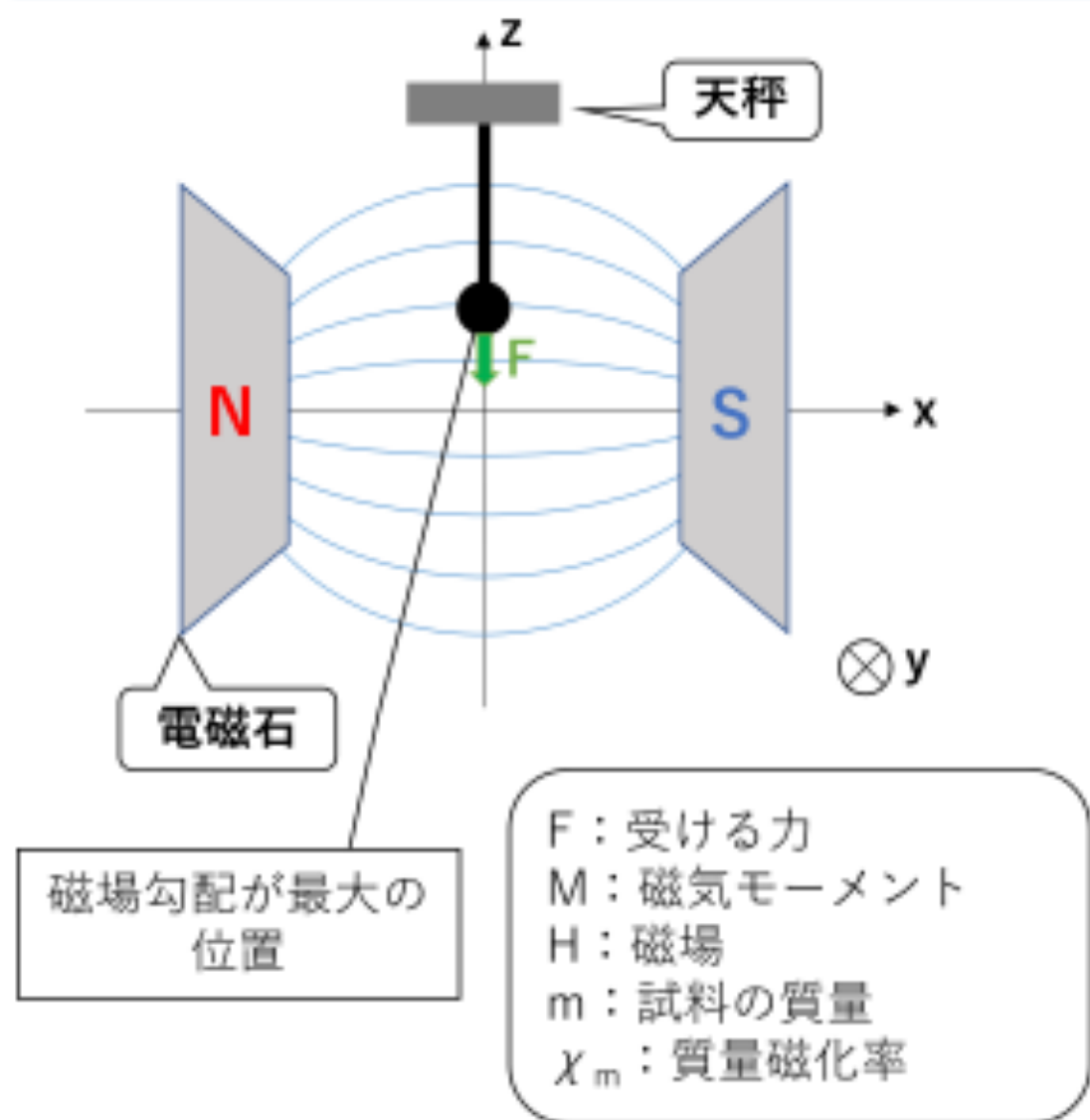
Fe(NH₄)₂(SO₄)₂ · 6H₂Oの磁化率測定結果
(キュリーワイスの法則に従う)

研究目的

- バックグラウンド特定のための実験。
- バックグラウンドを除去するための装置改良。



測定手法・原理



試料にかかる力Fは次のように表せる。

$$F_z = M_x \frac{\partial H_x}{\partial z}$$

また、 $M_x = m\chi_m H_x$ より

$$F_z = m\chi_m H_x \frac{\partial H_x}{\partial z}$$

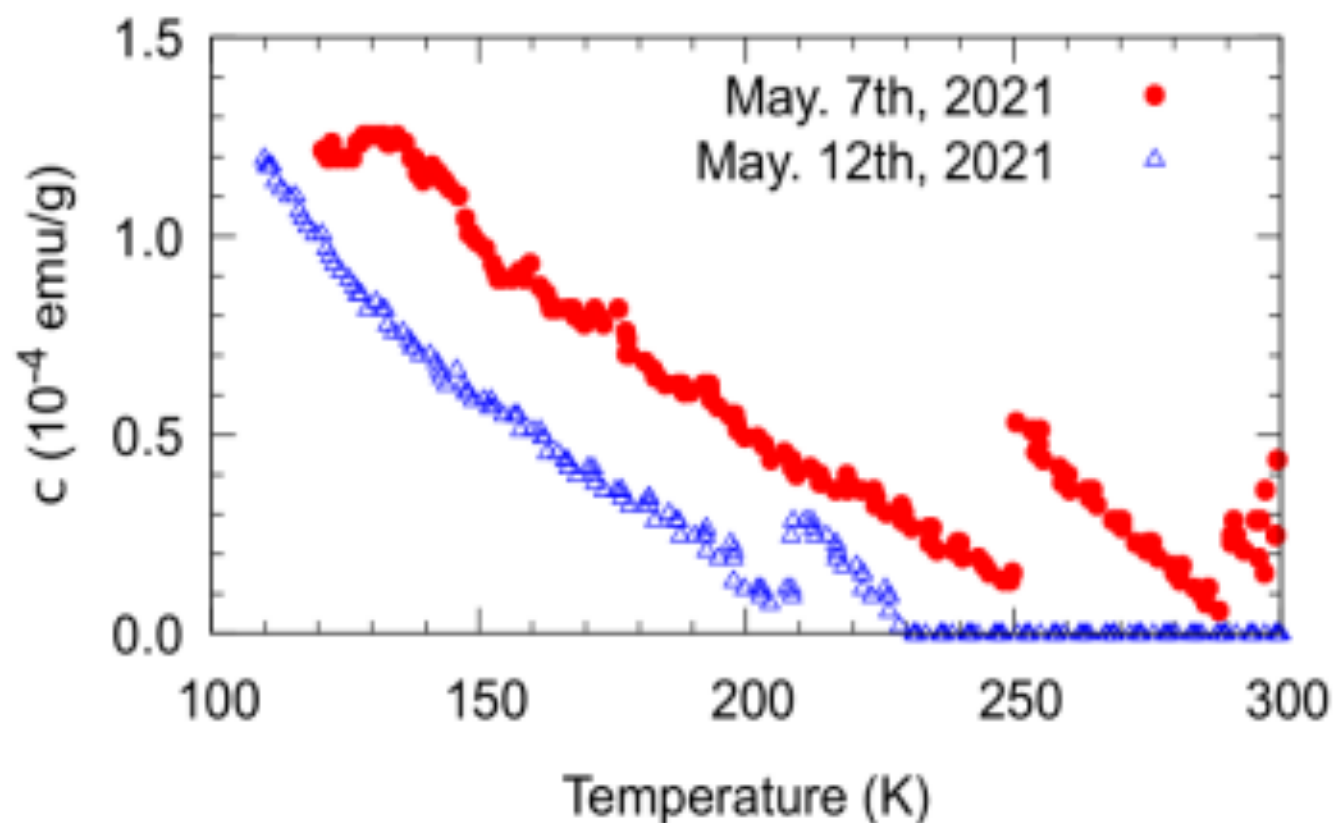
したがって、

$$\Delta m = -\frac{1}{g} m\chi_m H_x \frac{\partial H_x}{\partial z}$$

$\text{Fe}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ の磁化率測定

問題点

- ① 120 K以下での安定度が悪い
- ② 200~250 Kでデータの飛び
- ③ 室温付近まで上がると安定度が悪い



$\text{Fe}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ の磁化率測定

考察

①液体酸素とくんだ液体窒素がサンプルに当たっているため？

②200～250 Kには、 CO_2 の融点がある。

液体窒素によって凝固していた CO_2 が融解し、
サンプルから落下したため急激に変化した？

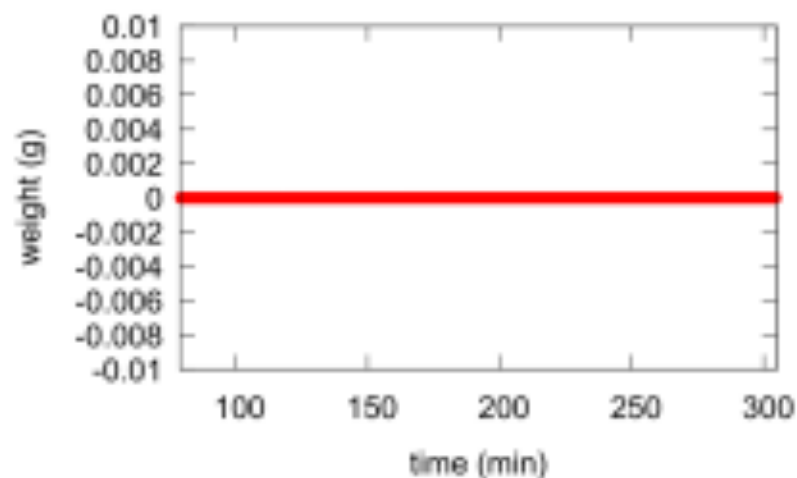
③120 K以下でのデータのばらつき

空気中の水分が凝固していた可能性。
氷が融解してサンプルから落下した？

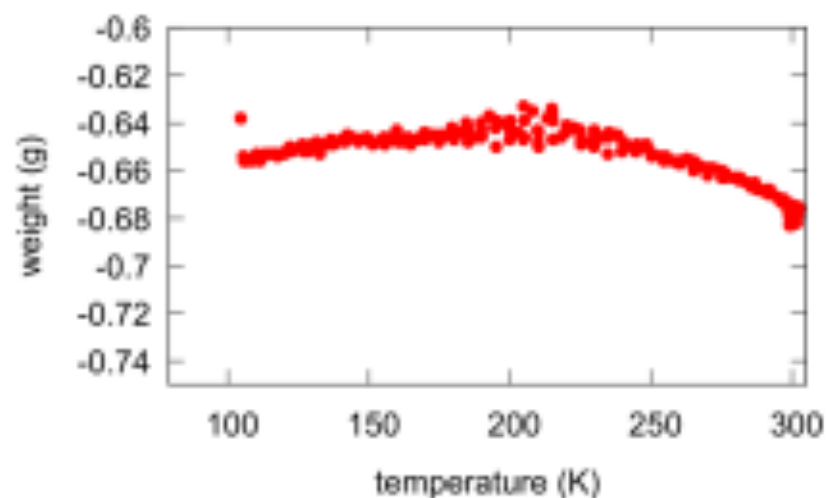


天秤の安定度測定

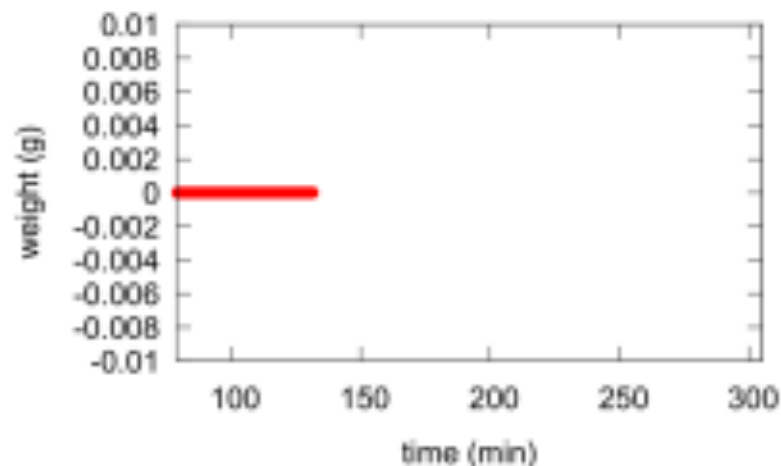
①磁場・温度変化ともになし



③磁場なし・温度変化あり



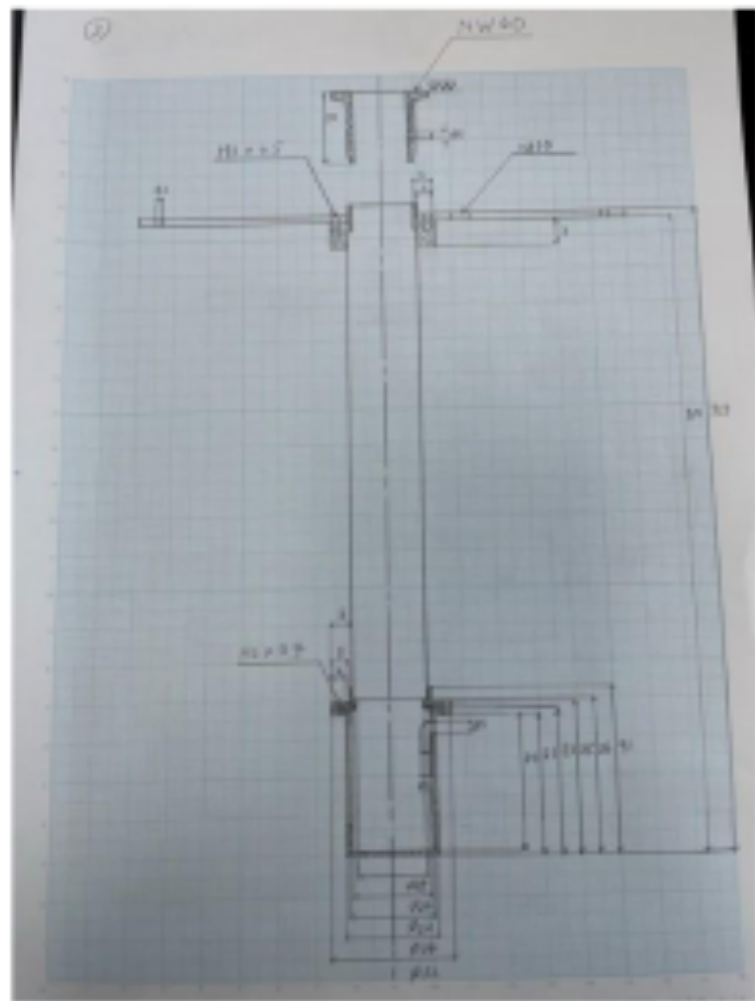
②磁場あり・温度変化なし



天秤は安定している。

③において、200~250 Kで数値がばらつき、250~300 Kで下がっている。

プローブ改良①設計

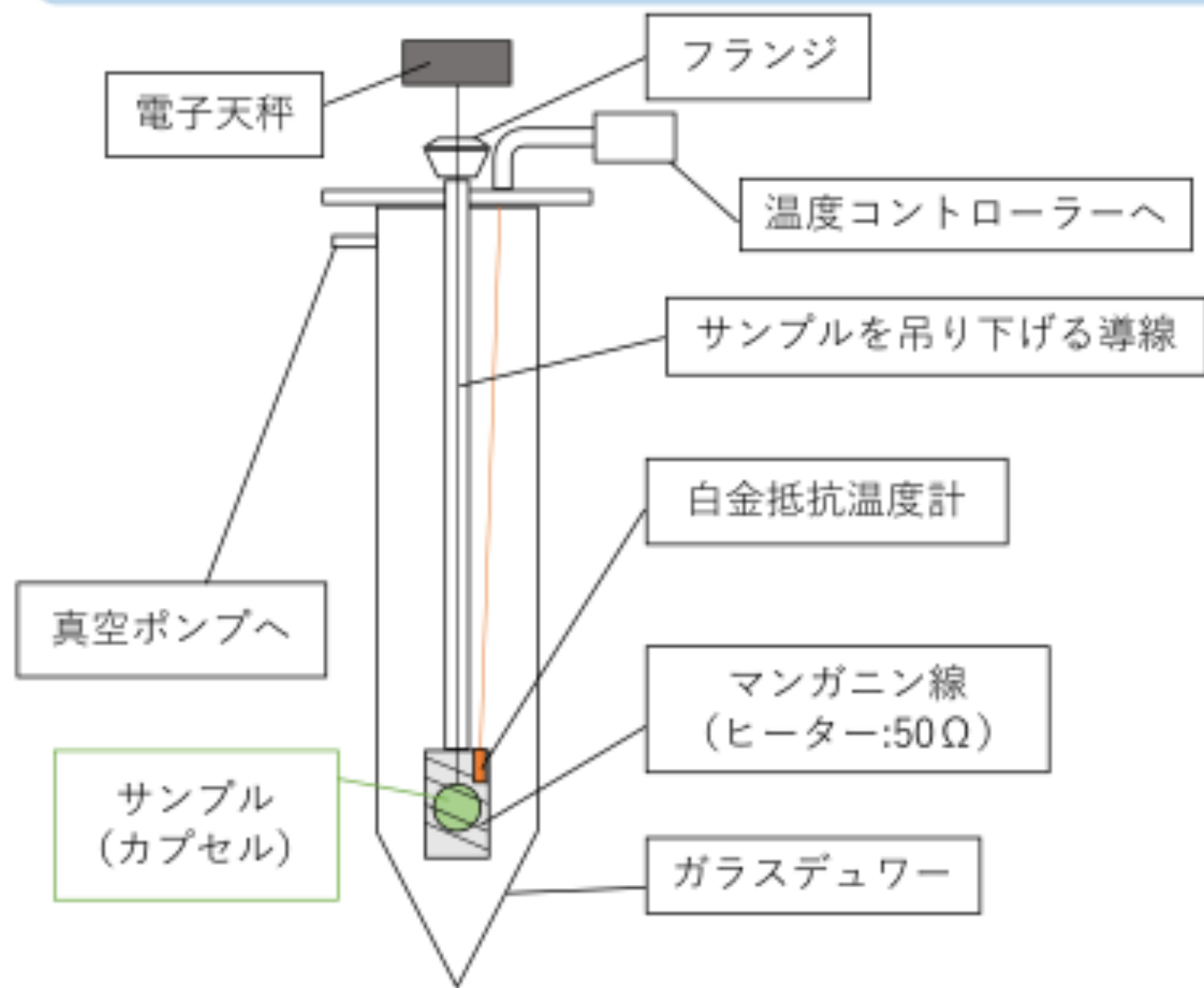


全体イメージ※



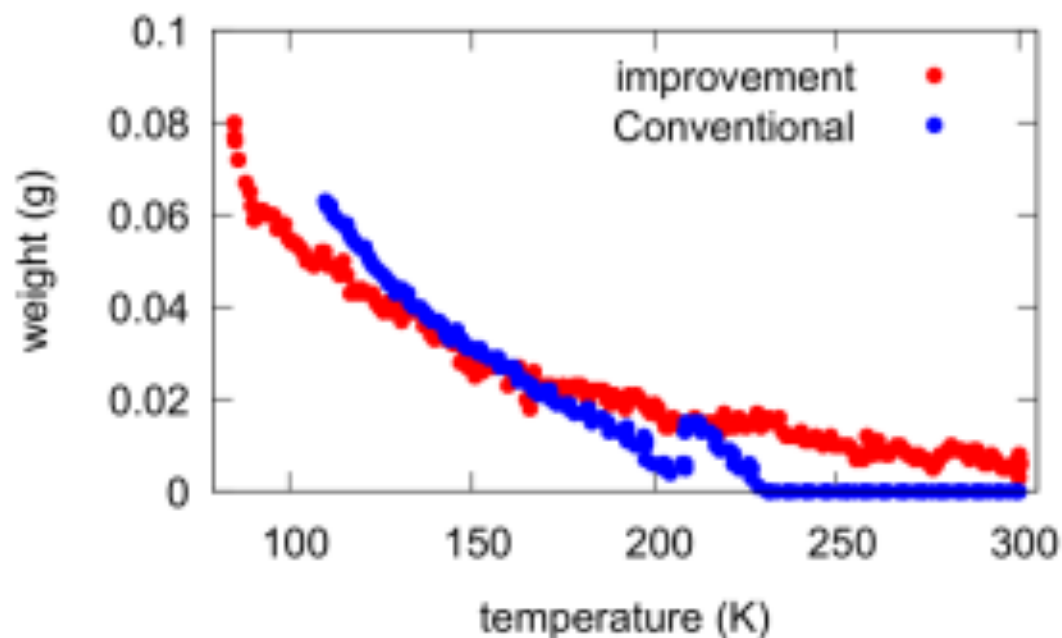
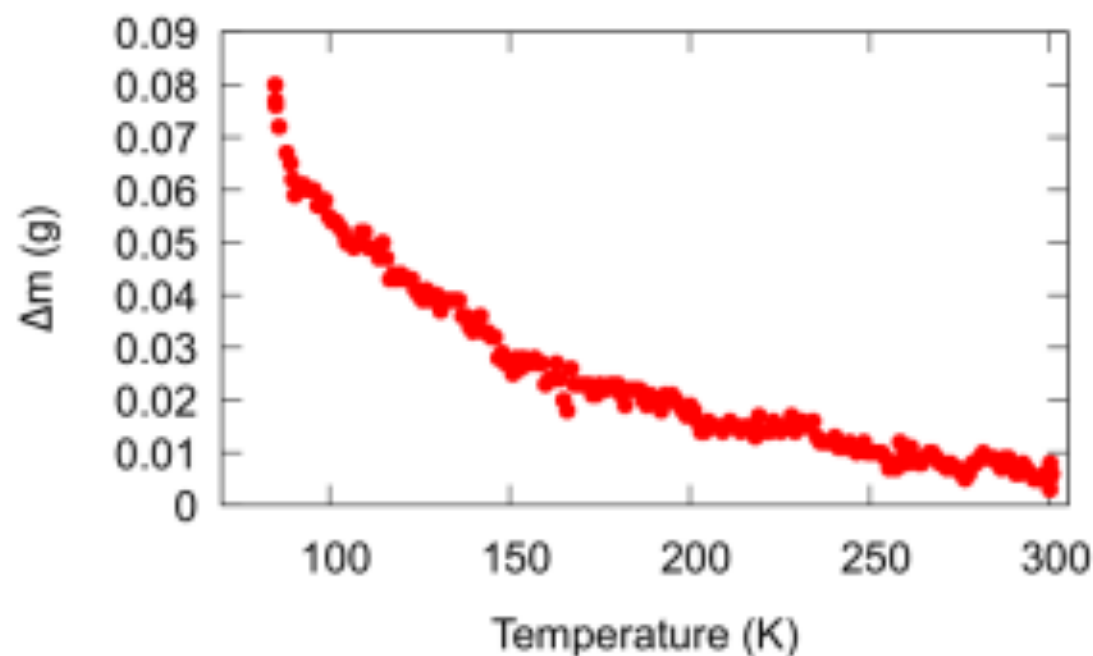
←真空を引き、窒素ガスで置換するため

プローブ改良②概念図



プローブ改良③最終実験

窒素ガスをプローブ内にひいた状態で磁化率測定



200~250 K、また室温付近でのデータの飛びはなくなり、120 K以下における安定度も上がった。

改良前後の比較

まとめ

- バックグラウンドの正体は、空気である可能性が極めて高い。
- 窒素ガスをプローブ内に満たすことで改善する。

質量磁化率 χ_m

$$M = m\chi_m H$$

M：磁気モーメント
m：試料の質量
H：磁場

磁化率 χ ： $M = \chi H$

磁気モーメントMの値は試料の量にも比例するため、同じ物質でも量が違くとMの値も違うため、 χ の値も変わってしまう。

→ 単位質量あたりの磁化率 χ_m に直す。

Δm の導出

マクスウェル方程式の一つ

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial D(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \mathbf{i}(\mathbf{r}, t)$$

試料位置には電場はなく電流も流れていないため

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = 0$$

y成分より $\frac{\partial H_x}{\partial z} = \frac{\partial H_z}{\partial x}$ であるから

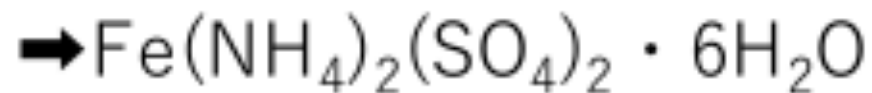
$$\mathbf{F} = (0, 0, Mx \frac{\partial H_x}{\partial z})$$

また、試料が受ける重力を F_g とすると、磁場がかかるとき試料に加わる合力は

$$F_g + F_z = -(m + \Delta m)g$$

試料選び

キュリーワイスの法測に従う物質を採用した。



室温において磁場 (23.0(V),13.1(Acc)) をかける。

→ 天秤の値は0.01g

このとき磁場を0にすると天秤はマイナスの値を示したが、この現象はゆっくり磁場を下げると起こらないことが後に判明。

キュリーワイスの法則

強磁性体や反強磁性体のキュリー点以上の温度における磁化率の振る舞いを説明する法則。

$$\chi = \frac{C}{T - \theta_p}$$

χ : 磁化率
 C : 物質固有のキュリー一定数
 T : 物質の絶対温度(K)
 θ_p : 常磁性キュリー温度(K)

キュリー点はキュリー温度のことであり、強磁性体が常磁性体に変化する転移温度である。

磁場の安定度の算出

13.1(A)、13.2(A)の場合の Δm と磁場の値を計算する。

理科年表より、

$$\chi_m : 32.57 (/10^{-6}(\text{cm}/g))$$

$$\text{重力加速度 } g : 980.665(\text{cm}/\text{s}^2)$$

$\frac{\partial H_x}{\partial z}$ と H の値は、先輩の実験結果から拝借する。

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = -32.58 I(A) - 2.48$$

$$H(\text{G}) = 218.78 I(A) - 59.71$$

よって、

$$M = m\chi_m = 0.9097 \times 32.57 (/10^{-6}) \cong 29.63$$

磁場の安定度の算出

13.1(A)の場合

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = -32.58 \times 13.1 - 2.48 = \boxed{-429.278}$$

$$H = 218.78 \times 13.1 - 59.71 = 2806.308$$

$$\begin{aligned} \Delta m &= -\frac{1}{980.665} \times 29.63 \times 10^{-6} \times 2806.308 \times (-429.278) \\ &= \boxed{0.036398622} \end{aligned}$$

磁場の安定度の算出

13.2(A)の場合

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = -32.58 \times 13.2 - 2.48 = \boxed{-432.536}$$

$$H = 218.78 \times 13.2 - 59.71 = 2828.186$$

$$\begin{aligned} \Delta m &= -\frac{1}{980.665} \times 29.63 \times 10^{-6} \times (-432.536) \times 2828.186 \\ &= \boxed{0.0369607865} \end{aligned}$$

磁場の安定度の算出

以上より、0.1(A)のずれでは、

天秤の値は

$$0.0369607865 - 0.036398622 = \boxed{0.0005621645}$$

磁場は

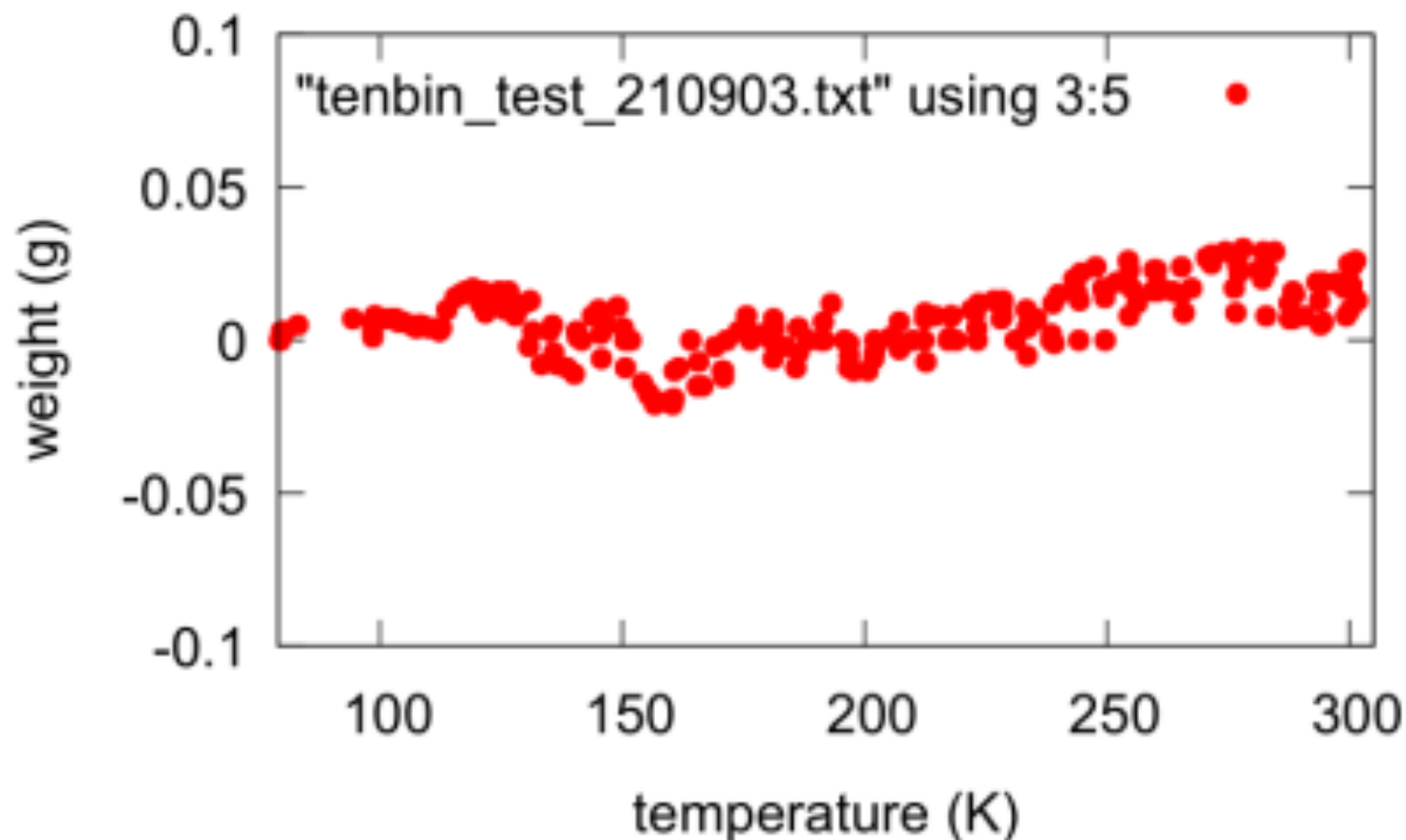
$$2828.186 - 2806.308 = \boxed{21.878}$$

のずれが生じるが、いずれも微小な値である。

磁場に関しては、**約20(G)は保証される。**

これは十分な安定度と考える。

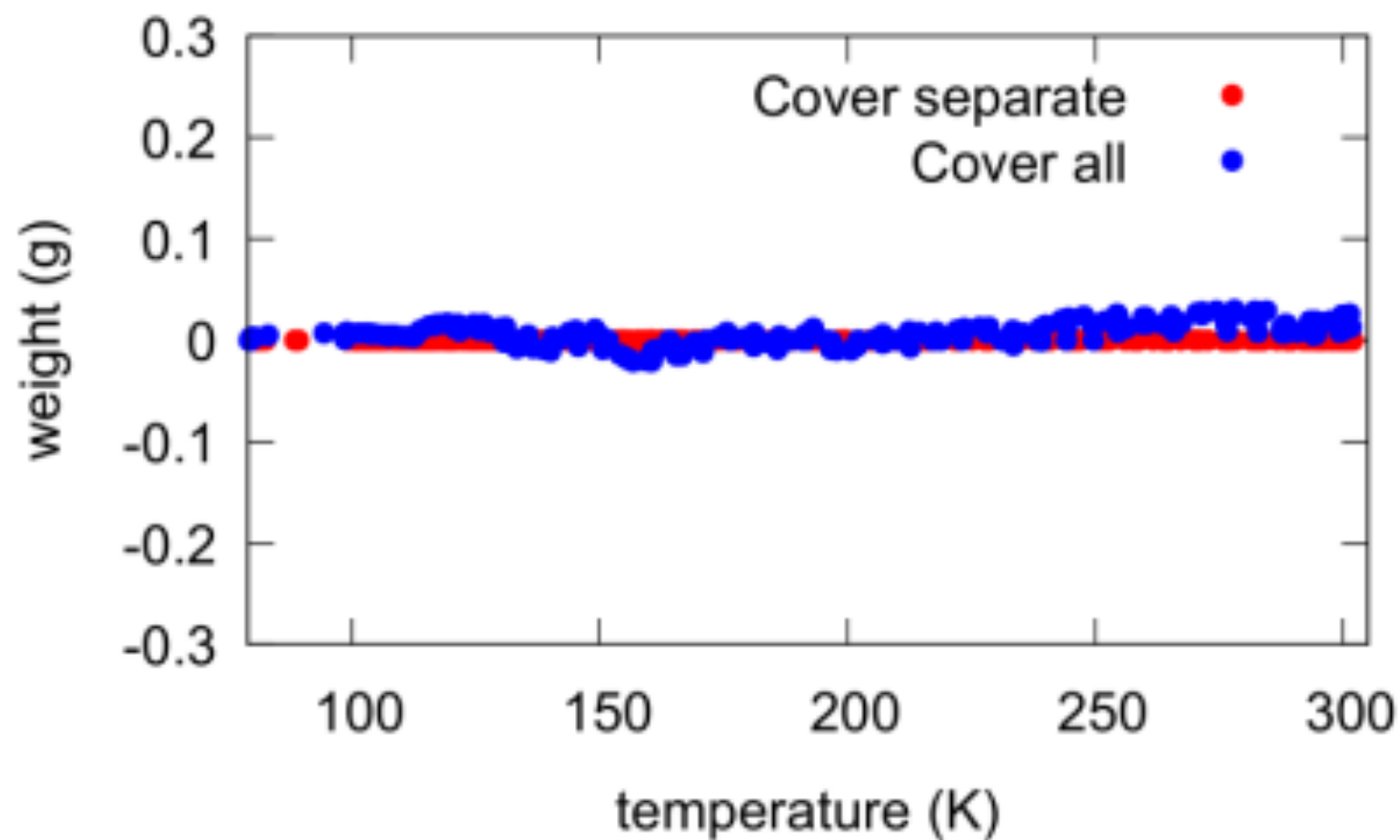
装置改良：アルミ1枚で巻く



- ①装置にセットする際、
天秤の値にふらつきが
あった。
- ②試しに室温で磁場をかけた
ときは0.022(g)だったが、
そのまま液体窒素を
汲むと0.064(g)になった。
(測定開始前に磁場、天秤
ともに0にした)
→液体窒素がどこかから
内部に入った可能性

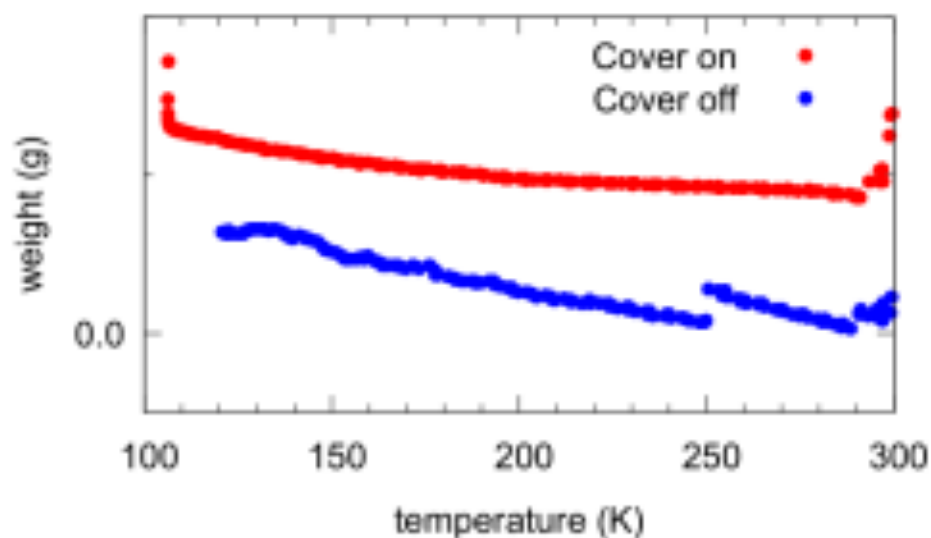
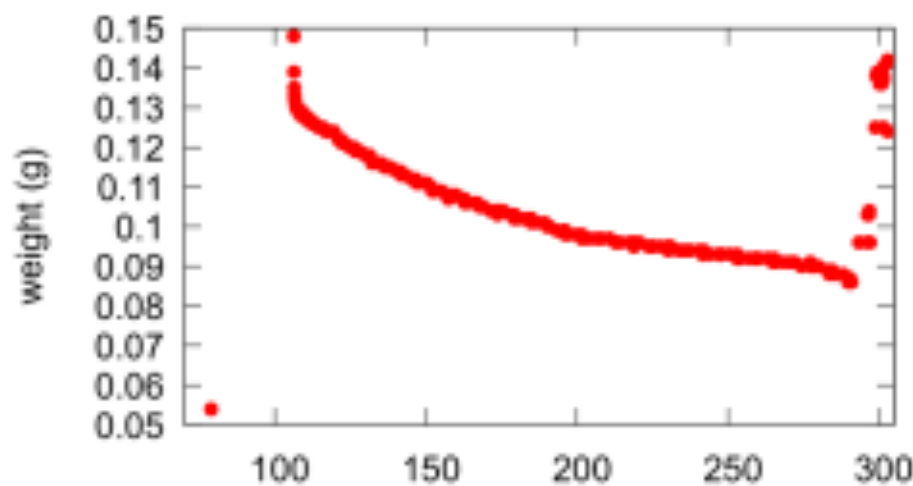
装置改良：アルミ1枚で巻く

上下別に巻いた場合との比較



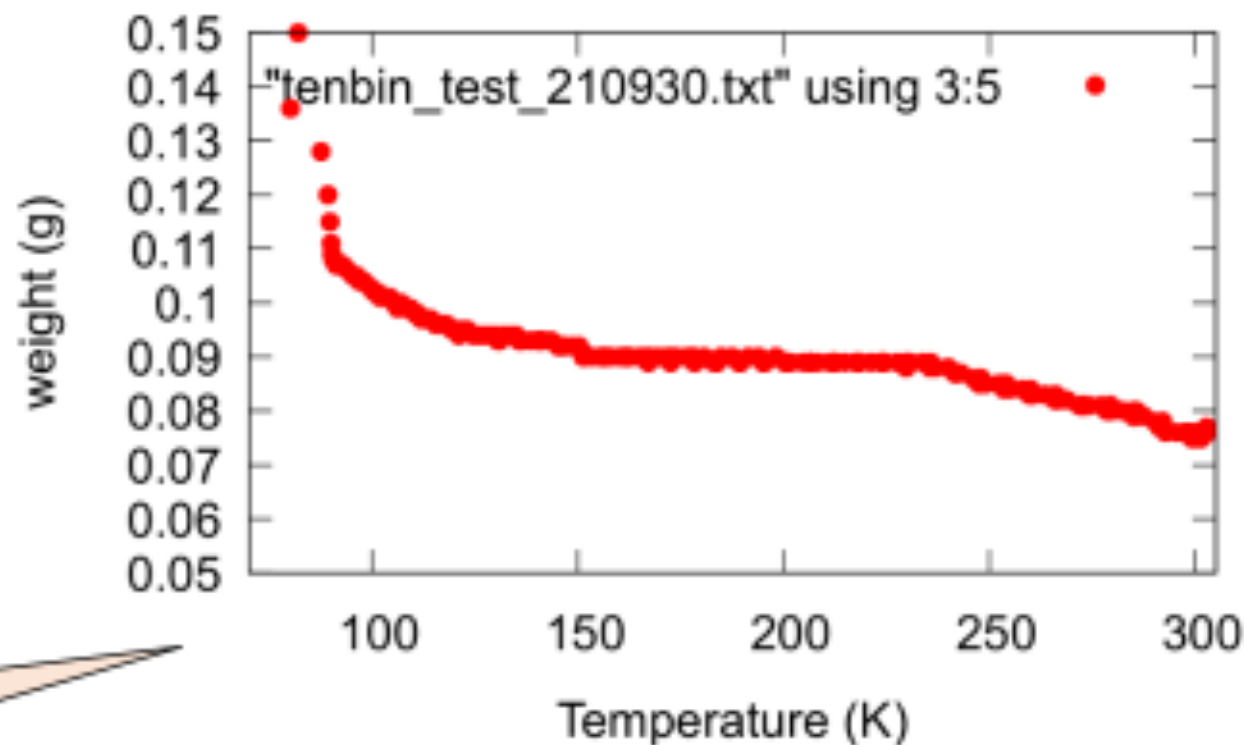
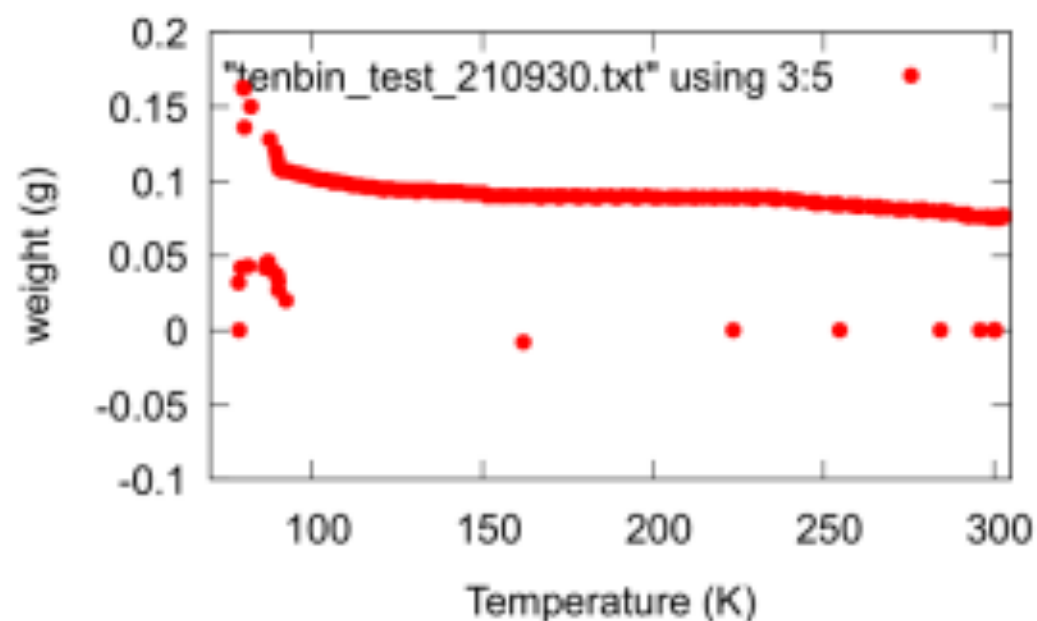
装置改良：アルミを巻く

液体窒素がサンプルに直接当たらないようにアルミを巻く。



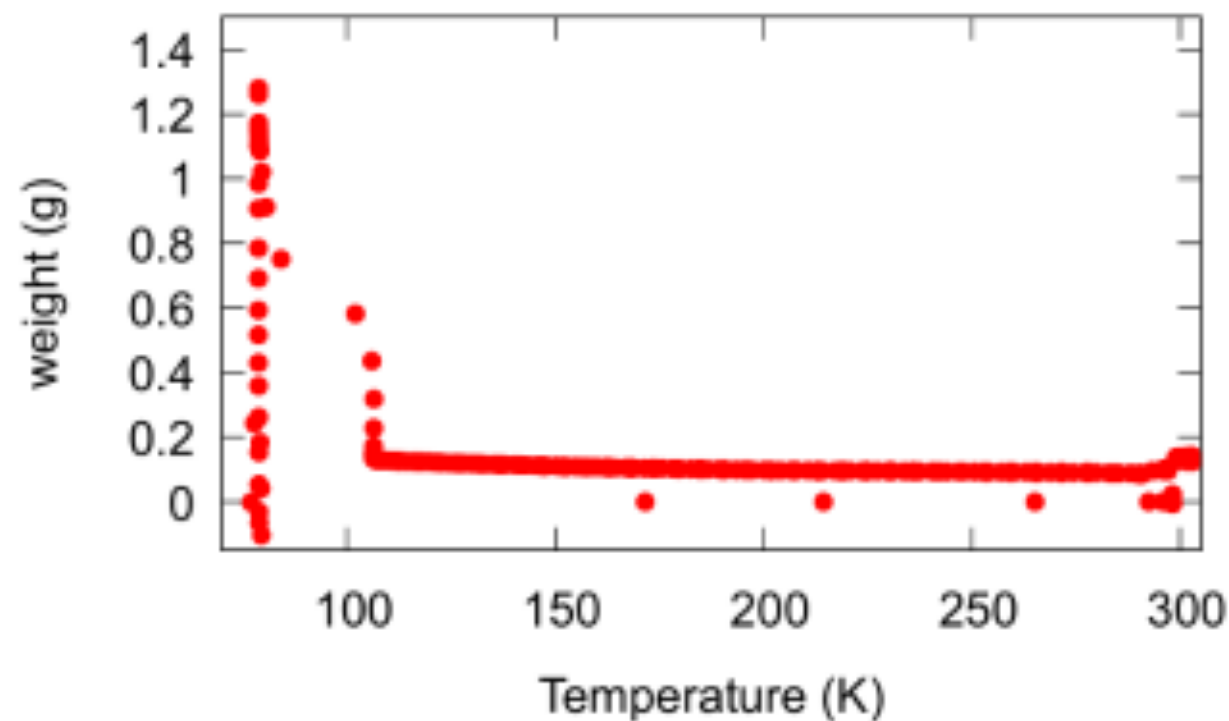
装置改良：アルミを巻く

念のため再度実験したが、劣化が進んでおり、液体窒素を汲む際に温度変化が急激だった。



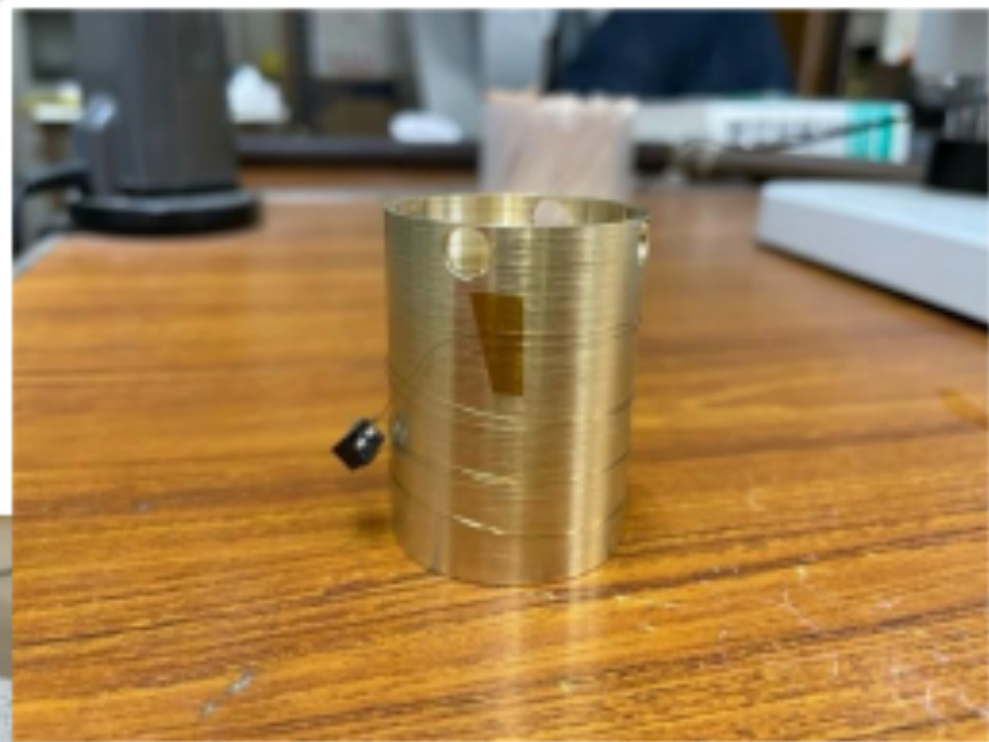
0.05~0.15(g)の範囲を拡大

装置改良：アルミを巻く



銅部分の底から8割ほど液体窒素を吸んだところで、天秤の値が変化した。
劣化による破損（右）が原因？

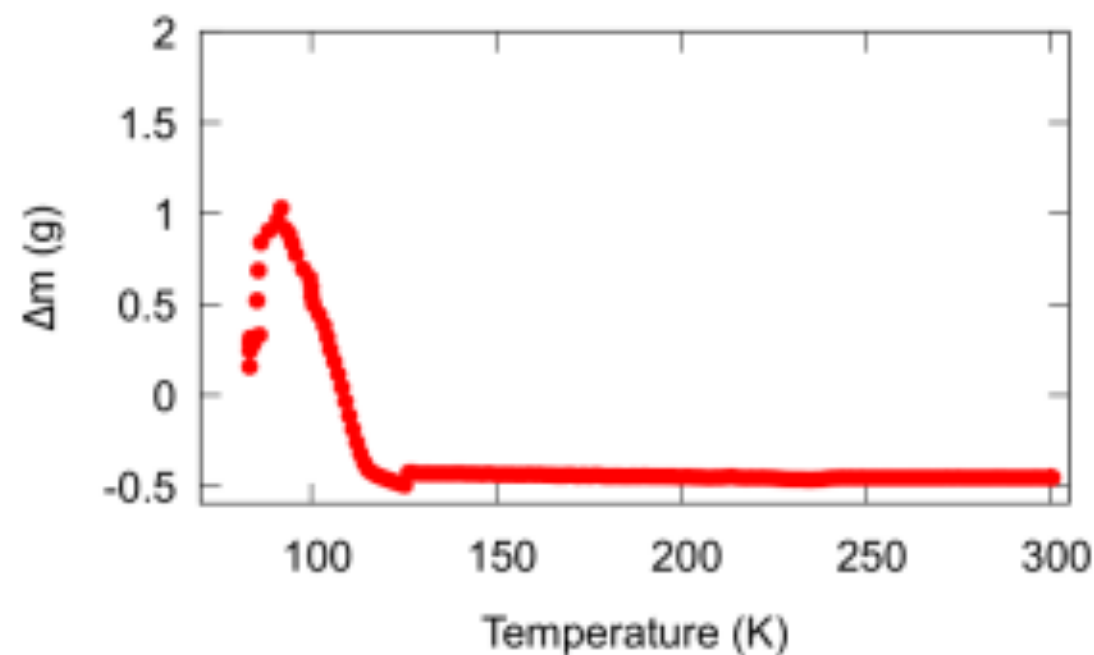
プローブ改良②組立



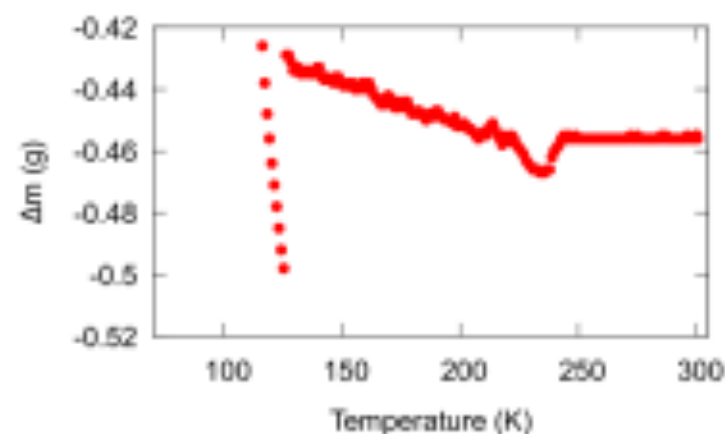
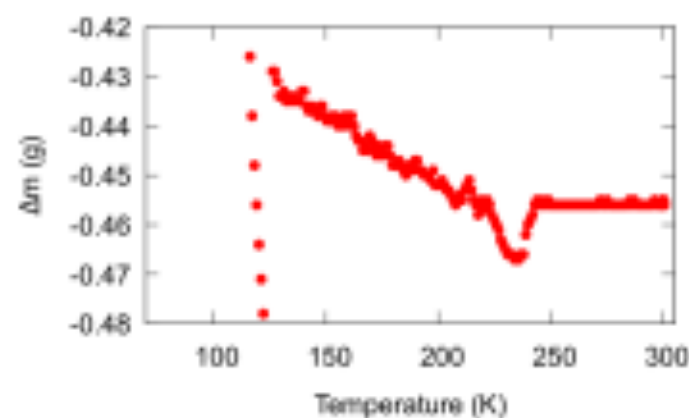
銀ろう付けによって
組み立てた。

プローブ改良③最終実験

磁化率測定 {窒素ガス (ふた) なし}



下部が完全密閉構造
→より空気が流れ込んだ？



平成 30 年度修士論文

二次元磁性体 $\text{Ba}(\text{Ni}_{1-x}\text{Mg}_x)_2\text{V}_2\text{O}_8$ の磁気秩序

佐賀大学大学院工学系研究科

物理学専攻

17572002 石橋 大樹

指導教官 山内 一宏

目次

概要	1
第1章 研究背景	2
1.1 磁性について	2
1.1.1 磁性の歴史	2
1.1.2 磁性体	3
1.2 超交換相互作用	7
1.3 二次元における磁性	8
1.4 相転移	9
1.4.1 磁気相転移	9
1.4.2 Kosterlitz-Thouless 相転移	9
1.5 Landau 理論と臨界指数	11
1.6 スピン波とブロッホ $T^{3/2}$ 則	13
1.7 フラストレーション	15
1.8 BaNi ₂ V ₂ O ₈ について	16
1.8.1 BaNi ₂ V ₂ O ₈ の結晶構造と物性	16
1.8.2 BaNi ₂ V ₂ O ₈ に類似した物質に磁性	21
1.8.3 理論モデルの磁性	22
1.9 研究の目的	24
第2章 試料作製と実験方法	25
2.1 試料作製	25
2.1.1 多結晶体 BaNi ₂ V ₂ O ₈ の作製	25
2.1.2 多結晶体 Ba(Ni _{1-x} Mg _x) ₂ V ₂ O ₈ (x = 0.05, 0.1, 0.2 の3種類) の作製	25
2.2 実験方法と原理	27
2.2.1 X線回折による試料評価	27
2.2.2 SQUID 磁束計による磁化率測定	28
2.2.3 μ SR による磁気秩序の観測	29
第3章 実験結果と考察	31
3.1 X線回折の結果	31
3.2 SQUID 磁束計による磁化率測定の結果	33
3.3 BaNi ₂ V ₂ O ₈ の μ SR	35
3.3.1 ZF- μ SR スペクトル	35
3.3.2 LF- μ SR スペクトル	39

3.4 Ba(Ni _{1-x} Mg _x) ₂ V ₂ O ₈ の μ SR	40
3.4.1 ZF- μ SR スペクトル	40
3.4.2 LF- μ SR スペクトル	44
第4章 解析と考察	47
4.1 μ SR 実験における解析と考察	47
4.1.1 臨界指数 β	47
4.1.2 副格子磁化の温度依存性の解析	50
第5章 まとめ	52
第6章 今後の課題	52
付録 μ SR 実験について	51
参考文献	56
謝辞	57

概要

ハニカムスピン系において最隣接スピン間での反強磁性相互作用のみを考える場合、フラストレーションは生じない。しかし、第2、第3隣接スピン間にも反強磁性相互作用が働くと考えた場合には、フラストレーションが生じる。本研究では二次元磁性体として知られている $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ に注目した。この物質は Ni^{2+} が $S=1$ を持ち、ハニカム構造を形成している。また、転移点 $T_N \approx 50\text{K}$ で反強磁性磁気秩序を示すことが知られており、中性子回折実験により Ni^{2+} の磁気モーメントが $1.55\mu_B$ と見積もられている。これは予期されていた $2\mu_B$ よりも小さい値で量子揺らぎに起因すると報告されている^[1]。また、電子スピン共鳴や核磁気共鳴の実験から、Kosterlitz-Thouless 転移的な振る舞いも示唆されている^{[2][3]}。

本研究では、 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ の磁気秩序の詳細を探るため、多結晶を用いてミュオンスピン回転/緩和法(μSR)実験を行った。 μSR 実験は、物質に 100% スピン偏極したミュオンを打ち込み、そのミュオンスピン偏極度の時間依存性を見ることで、物質のミクロな磁性を見る手段である。

磁気秩序状態では、ミュオンの磁気モーメントは、秩序した磁気モーメントが作る内部磁場 B の下で、ラーモア歳差運動を行う。そのため、スペクトルには歳差運動の回転成分を反映した周期的な振動が観測される。本研究では、3.8 K で測定したゼロ磁場(ZF)の下での μSR スペクトルにおいて磁気秩序に由来する 2 成分の回転成分が観測された。これらに加えて、ZF- μSR スペクトルには指数関数型の緩和が観測された。指数関数型の緩和の起源としては、静的なランダム内部磁場もしくは遅い残留磁気揺らぎ(特性周波数 $\sim 10^4$ - 10^{10} s⁻¹) が考えられる。緩和の起源を明らかにするには、ミュオンスピン偏極方向に磁場を加えて行う縦磁場(LF) μSR 実験が有効である。本研究では、LF = 0.3 T における μSR 実験において指数関数型の緩和が観測された。これは、磁気秩序状態において遅い残留磁気揺らぎが存在していることを示している。

第1章 研究背景

1.1 磁性について

1.1.1 磁性の歴史

磁石の歴史は非常に古く、人類が、鉄を吸いつける奇妙な石があることに気づいたのは紀元前7世紀頃と考えられている^[4-7]。このような磁石を初めて本格的に研究したのは、英国の医者であったギルバートである。彼は、磁石や磁性体および巨大な磁石・地球について多くの実験を行い、1600年「磁石論」を出版し、現代にも通じる学問として磁石学を確立した。その後1820年、デンマークの学者であったエルステッド(Oersted, CGS単位系における磁場の単位 Oe は、この人物に由来する)は、導線に電流を流すと、近くに置いた方位磁石の針が振れることを発見した。1845年、電磁誘導の法則を発見したファラデーは、巨大な電磁石を使って実験中、磁性を持たないガラスが磁場によって動くことを発見した。鉄などの強磁性体とは反対の方向に動くため、このような物質を反磁性と名付け、反磁性を示す物質を反磁性体と定めた。1895年、フランスのピエール・キュリーは「常磁性体の磁化率は絶対温度に反比例する」というキュリーの法則を発見した。その後、ピエール・ワイスがキュリーの法則の理論を発展させ、強磁性体におけるキュリー・ワイスの法則を確立させた。1915年、ドイツの物理学者アインシュタインとド・ハースにより、磁化の反転に応じて強磁性体が回転する現象、磁気回転効果が発見された。1925年、アメリカの物理学者ウーレンベックとハウトスミットは、この原因が電子の回転にあると考察した。電子が回転すると回転軸に沿って電流が流れることにより、電子自体が磁石になり得ると考え、スピン磁気モーメントという理論を発表した。そして、このスピン磁気モーメントこそが、磁性の主な源であると提唱し、現在もその考えは引き継がれている。

1.1.2 磁性体

磁性体と聞くと磁石を思い浮かべる人が多いと思うが、磁石だけではなく、全ての物質(孤立原子や原子核も)が何らかの磁性を示す。つまり全ての物質が磁性体と言える。しかし、必ずしも磁石の性質を示すわけではない。以下では磁性体の種類を紹介するために磁気的な相互作用を考える^[5]。

まず、磁気モーメントの導出について考える。古典電磁気学において磁気モーメントは環状電流と等価とみなすことができる。環状電流は1つまたは複数の電荷の運動によるものであり、面積 $d\mathbf{S}$ の環状素片(ループ)に電流 I が流れるとき、磁気モーメント $d\boldsymbol{\mu}$ は

$$d\boldsymbol{\mu} = I d\mathbf{S}$$

である。ベクトル $d\mathbf{S}$ の大きさはループの面積に等しい。磁気モーメント $d\boldsymbol{\mu}$ は環状電流の面に垂直であり、ループを巡る電荷が担う角運動量ベクトルに平行または反平行である。大きさが有限のループが持つ磁気モーメントを計算するには、そのループを等価な微小ループに分割し、最小環状電流がつくる磁気モーメントを足し合わせればよい。図 1.1.2-a に微小環状電流がつくる磁気モーメント、図 1.1.2-b に微小環状電流がつくる磁気モーメントの足し合わせの模式図を示す。隣接する微小ループの電流は全て相殺し、外周を流れる電流だけが残る。したがって、磁気モーメントの和は

$$\boldsymbol{\mu} = \int d\boldsymbol{\mu} = I \int d\mathbf{S}$$

と表すことができる。

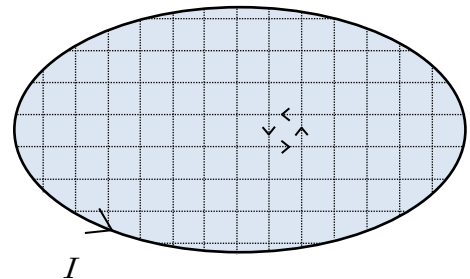
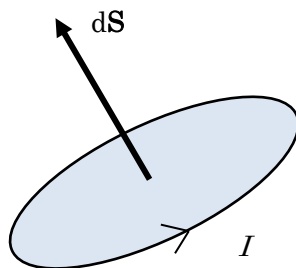


図 1.1.2-a 微小環状電流がつくる磁気モーメント

図 1.1.2-b 磁気モーメントの足し合わせの模式図

次に、磁気モーメント間の磁気双極子相互作用を考える。ベクトル \mathbf{r} で結ばれた2つの磁気モーメント $\boldsymbol{\mu}_1, \boldsymbol{\mu}_2$ のエネルギーは

$$E = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \left[\boldsymbol{\mu}_1 \cdot \boldsymbol{\mu}_2 - \frac{3}{r^2} (\boldsymbol{\mu}_1 \cdot \mathbf{r})(\boldsymbol{\mu}_2 \cdot \mathbf{r}) \right]$$

であり、これは $\boldsymbol{\mu}_1$ と $\boldsymbol{\mu}_2$ 間の距離とそれらがなす角度に依存する。 $\mu \approx 1\mu_B$ の2つの磁気モーメントが距離 $r \approx 1\text{\AA}$ にあるとき、そのオーダーは $\mu^2/4\pi r^3 \sim 10^{-23}\text{J}$ である。これは温度に換算すると約 1K であり、多くの物質はもっと高い温度で磁気秩序をもつ(1000K 程度に及ぶものもある)。したがって、それら磁性体の秩序を説明するには磁気双極子相互作用は小さすぎる。そこで交換相互作用の考えを適用する。

ここで、1つの電子をもつ2つの原子 a,b(波動関数が重なるほど近いものとする)における交換相互作用を考える。図 1.1.2-c に原子位置を示す。それらの電子の状態を

原子 a に e_1 がある状態 $\varphi_a(\mathbf{r}_1)$

原子 a に e_2 がある状態 $\varphi_a(\mathbf{r}_2)$

原子 b に e_1 がある状態 $\varphi_b(\mathbf{r}_1)$

原子 b に e_2 がある状態 $\varphi_b(\mathbf{r}_2)$

と定め、空間関数として

$$\text{対称} \quad \Phi_s = \frac{1}{\sqrt{2}} [\varphi_a(\mathbf{r}_1)\varphi_b(\mathbf{r}_2) + \varphi_a(\mathbf{r}_2)\varphi_b(\mathbf{r}_1)]$$

$$\text{反対称} \quad \Phi_a = \frac{1}{\sqrt{2}} [\varphi_a(\mathbf{r}_1)\varphi_b(\mathbf{r}_2) - \varphi_a(\mathbf{r}_2)\varphi_b(\mathbf{r}_1)]$$

と表す。また電子 e_1, e_2 のスピンの Z 成分 \hat{J}_z の固有値 m が $m = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$ の状態の波動関数を

$$\alpha_1\left(\frac{1}{2}\right), \alpha_1\left(-\frac{1}{2}\right), \beta_2\left(\frac{1}{2}\right), \beta_2\left(-\frac{1}{2}\right)$$

と定め、スピン関数 $\chi(J,m)$ として

$$\text{対称} \quad \chi_t \begin{cases} \chi(1,1) = \alpha_1\left(\frac{1}{2}\right) \beta_2\left(\frac{1}{2}\right) \\ \chi(1,0) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\alpha_1\left(-\frac{1}{2}\right) \beta_2\left(\frac{1}{2}\right) + \alpha_1\left(\frac{1}{2}\right) \beta_2\left(-\frac{1}{2}\right) \right] \\ \chi(1,-1) = \alpha_1\left(-\frac{1}{2}\right) \beta_2\left(-\frac{1}{2}\right) \end{cases}$$

$$\text{反対称} \quad \chi_s \begin{cases} \chi(0,0) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\alpha_1\left(-\frac{1}{2}\right) \beta_2\left(\frac{1}{2}\right) - \alpha_1\left(\frac{1}{2}\right) \beta_2\left(-\frac{1}{2}\right) \right] \end{cases}$$

と表す。ここで χ_t を三重項状態、 χ_s を一重項状態と呼ぶ。

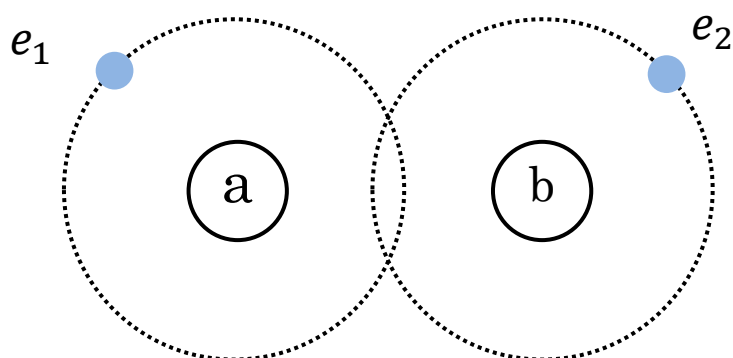


図 1.1.2-c 原子位置

波動関数は空間関数とスピン関数の積で表わすことができる。しかし、積として許される状態は、粒子の交換操作が正しく成立する対称化または反対称化されたものだけである。

フェルミ粒子では、波動関数は全体として反対称でなければならないので、空間関数が対称のときはスピン関数は反対称一重項状態 χ_s 、逆に、空間関数が反対称のときはスピン関数は対称三重項状態 χ_t でなければならない。一重項および三重項の波動関数 Ψ_s, Ψ_t は、それぞれ

$$\Psi_s = \Phi_s \chi_s$$

$$\Psi_t = \Phi_a \chi_t$$

である。これら2つの許される状態のエネルギーは、それぞれ

$$E_s = \int \Psi_s^* \hat{H} \Psi_s d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2$$

$$E_t = \int \Psi_t^* \hat{H} \Psi_t d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2$$

であり、そのエネルギーの差は

$$E_s - E_t = 2 \int \varphi_a(\mathbf{r}_1)^* \varphi_b(\mathbf{r}_2)^* \hat{H} \varphi_a(\mathbf{r}_2) \varphi_b(\mathbf{r}_1) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2$$

である。

一重項状態では $\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 = -\frac{3}{4}$ 、三重項状態では $\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 = \frac{1}{4}$ であることを考慮してハミルトニアンを計算すると

$$\hat{H} = \frac{1}{4}(E_s + 3E_t) - (E_s - E_t)\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2$$

の形に書かれる。これは定数項とスピン依存項との和になっている。定数部分は他の項に含めることができるので、注目すべきは第2項である。ここで、交換定数 J を

$$J = \frac{E_s - E_t}{2} = \int \varphi_a(\mathbf{r}_1)^* \varphi_b(\mathbf{r}_2)^* \hat{H} \varphi_a(\mathbf{r}_2) \varphi_b(\mathbf{r}_1) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2$$

で定義すると、ハミルトニアンのスピン依存部分は

$$\hat{H}^{\text{スピン}} = -2J\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2$$

と書かれる。このスピン依存部分のハミルトニアンをハイゼンベルグモデルのハミルトニアンとして拡張すると

$$\hat{H} = -2 \sum_{i>j} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$$

と表すことができる。 J_{ij} は i 番目と j 番目のスピン間の交換定数である。 $J_{ij} > 0$ なら $E_s > E_t$ となり三重項状態($S=1$)が安定である。これは互いのスピンを平行に向けるよう働く。一方 $J_{ij} < 0$ なら $E_s < E_t$ となり一重項状態($S=0$)が安定である。これは互いのスピンを反平行に向けるよう働く。

(a)強磁性

強磁性体(FM : Ferro Magnet)は、磁気モーメントが外場をかけなくても自発磁化をもち、

全ての磁気モーメントが同じ方向に配列している状態のものである。上の理論では $J_{ij} > 0$ に対応する。Fe, Co, Ni などの一部の遷移金属は単体で強磁性を示す。

(b)反強磁性・フェリ磁性・らせん磁性

反強磁性体(AFM : Anti Ferro Magnet)は、局所的(ミクロ)には磁気モーメントを有するが、全体(マクロ)として、大きさの同じ up スピン、down スピンが互いに打ち消し合い、自発磁化をもたない磁性体のことである。上の理論では $J_{ij} < 0$ に対応する。反強磁性は、化合物で多く見られる(例外も存在する)。また、反強磁性は格子内において、up スピンのみを考慮した強磁性的格子、down スピンのみを考慮した強磁性的格子の 2 つの副格子が互いに入れ子になったものとも考えることもできる。

一方、フェリ磁性は、反強磁性体と同様に 2 つの副格子を有するが、その 2 つの副格子が等価ではない点において反強磁性体とは異なる。等価ではない 2 つの副格子を有するため、磁化は相殺しない。したがって全体として有限の磁化を持つこととなる。

らせん磁性は、ある軸長において隣り合う原子の磁気モーメントの向きが、一定の角度 $2\pi/N$ (N は整数)で互いに傾いており、 N 原子進むと 1 回転し、らせんを描くような磁気モーメント集団における磁性のことであり、希土類金属において見られる。希土類金属の多くは六方最密構造をとり、らせん軌道の軸は六方最密面に対して垂直な方向(c 軸)である。らせん軌道を描くようにスピンの配列するため、容易軸方向を向いたスピンは面に垂直な成分を持ち、らせん軸周りの面内成分も持つ。らせん磁性の原因としては、最隣接する原子の相互作用が反強磁性的かつ第二隣接する原子の相互作用も反強磁性的である場合、スピンのエネルギーの利得のため、磁気モーメントは c 軸を中心にらせんを描くと考えられている。

(c)常磁性・反磁性

常磁性とは、外部磁場が無いときには熱ゆらぎによるスピンの乱れが強く、自発的な磁気モーメントの配向が無く磁化を持たないが、磁場を印加すると磁場方向に磁化する磁性のことである。磁化の大きさは磁場の強さに依存する

反磁性は、磁場によってその向きとは反対方向に磁気モーメントが誘起される磁氣的性質であり、原子から成る全ての物質は多かれ少なかれ反磁性を示す。

1.2 超交換相互作用

隣接する磁性原子においてそれぞれの電子軌道が重なり合うことで相互作用が生じ、これを直接交換相互作用という。しかし、多くの場合隣接する磁性原子の軌道間には十分な重なりがないので、直接交換相互作用が磁気的性質を決定することは少ない。

超交換相互作用は間接相互作用の一種であり、互いに隣接しない磁性イオン間の間接相互作用で非磁性イオンが媒介するものである。超交換相互作用は、多くの場合、反強磁性的なときに運動エネルギーに利得があるために生じる。図 1.2 に超交換相互作用の概要を示す^[5, 8, 9]。

図 1.2 は酸素イオン O^{2-} を介して隣接する 2 つの遷移金属イオンを表す。簡単のため、遷移金属イオンの磁気モーメントは不対電子 1 個がつくと仮定する。系が完全なイオン結晶ならばそれぞれの遷移金属イオンでは d 軌道に 1 個の不対電子があり、酸素では最外殻占有状態に 2 つの電子がある。隣り合うイオン間には波動関数の重なりがわずかに存在するため、軌道間を電子が飛び移ることができる。また、同一軌道に電子同士が存在する場合には、クーロン斥力のためエネルギーが U だけ高くなる。電子はフェルミ粒子なので電子のスピンの向きが平行の場合には、パウリの原理のため同一軌道上で同じ電子状態をとることはできず、他方のイオンに移動できない。しかし、反平行の場合には、エネルギー U の損失があるにもかかわらず電子は他方のイオンに飛び移るほうが、全体として $4t^2/U$ だけエネルギーが下がる (t : 飛び移り積分)。したがって、2 つの電子のスピンの向きが反平行の場合が安定となる。すなわち、スピン間には反強磁性相互作用が存在することになる。

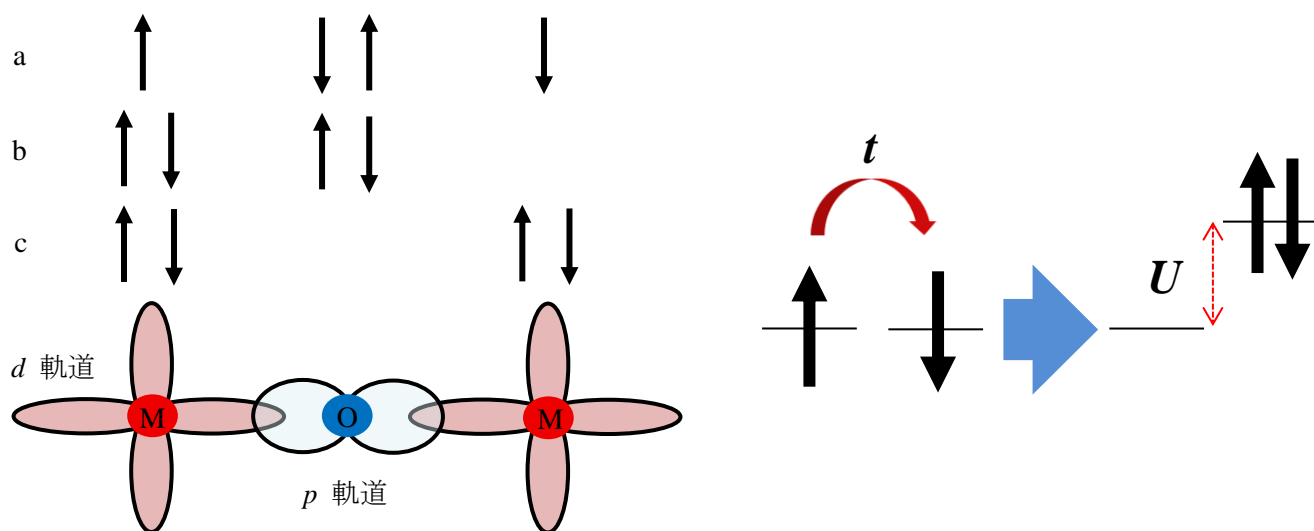


図 1.2 超交換相互作用の概念図

遷移金属イオンと酸素イオン間における電子移動(a→b→c)

1.3 二次元における磁性

磁気モーメントは、点電荷をもつ電子と異なり、磁気単極子(モノポール)を持たないことが知られている。それゆえ一般的な棒磁石(N極、S極)を半分に切断すると、両端にN極、S極を持つ棒磁石が2つできる。この作業を無限に繰り返すと、モノポールを持たないため、ごく薄い平面の磁石ができると想像される。しかし実際には、二次元的な磁石を作ることはできない。これは1966年に発表されたMermin-Wagner定理により説明できる^[5]。

Mermin-Wagner定理によると、二次元材料では自発的な対称性の破れがなく、電子スピンの特定の方向に配向して磁気異方性を示すことがないとされている。つまり磁石が切断され、平面に近づくにしがって磁気モーメントが受ける周りからの影響(磁気相互作用)が少なくなり、有限温度で長距離秩序を形成できずに、二次元材料は磁石になることができないということである。

ところが2017年6月学術誌Natureにて、ヨウ化クロム(III)という物質が二次元磁石であるという報告がされた。ヨウ化クロム(III)という物質は積層構造をしているが、外から弱いエネルギーを与えることで、この物質を一層まで薄くしても磁石であり続けたのである。つまり「二次元磁石」が発見されたのである。先ほど、Mermin-Wagner定理により、二次元材料は磁石になることができないと説明したにも関わらず、二次元磁石は発見された。この新発見はMermin-Wagner定理を覆す結果のように思われる。しかし実はそうではない。Mermin-Wagner定理は「電子から見ると左右・前後・上下は全て同じに見える(等方性)」という仮定もとに証明されたものである。一方で、二次元においては、「どの方向を向いても同じに見える」という前提が崩れてしまうので、Mermin-Wagner定理を満たすことができず、新発見に繋がったのである。本来、実空間に存在する三次元の物性を理解するために、次元を1つ下げた二次元での物性を理解しようとするのだが、科学が進歩した今日において、新しい現象が発見されるほど二次元での物性は興味深い領域である。

本研究では二次元磁性体として知られているBaNi₂V₂O₈において、低温(~60K)での物性について議論していく。

1.4 相転移

1.4.1 磁気相転移

磁性体を目に見えないくらい細かいスケールで見ると、電子に由来する磁気モーメント(スピン)がたくさん存在している。このスピンの一方向を向いて整列することで、磁石の性質を有するようになる。一方、スピンのバラバラの方向を向くことで、磁石の性質を持たない状態となる。また、このスピンは熱による影響を受け、ゆらゆらと揺らいでいる。そのため、低温では熱による揺らぎの影響が少なく、スピンは一方向を向いて整列しやすくなり、磁石の性質を有する状態となる。一方、高温では熱による揺らぎの影響を受け、スピンのバラバラの方向を向きやすくなり、磁石の性質を持たない状態となる。また、主にスピンが一方向を向いて整列している状態のことを磁気秩序状態と呼び、スピンのバラバラの方向を向いている状態を常磁性状態と呼ぶ。このように、熱によりスピンの配向の状態が、別の状態へ変化することを磁気相転移という。また、相転移が起きる際の、境界の温度を特に転移点(強磁性体の転移温度をキュリー温度 T_C 、反強磁性体の転移温度をネール温度 T_N)と呼び、転移点では2つの相がせめぎ合い、異常な物性を示すことが知られている⁹⁾。

1.4.2 Kosterlitz-Thouless 相転移

KT 相転移とは、アメリカの物理学者であるコステリッツ、サウレスによって提案された二次元におけるトポロジカルな磁気相転移である^{[2][3][5][10]}。これは、数学の考えであるトポロジーを物理に当てはめたことで二次元における相転移を発見し、2016年にノーベル物理学賞を受賞するに至った。まず、トポロジカルの語源であるトポロジーについて簡単に説明する。トポロジーとは、連続変形(切ったり、接合したりしない)しても保たれる性質のことである。例えば、野球ボールを連続変形させて紙コップにすることができるが、取っ手のついたマグカップやメガネに変形することはできない性質である。このトポロジーの考えを、二次元におけるスピン集団の連続変化に当てはめ、発見された新種(自発的対称性の破れが起こらない)の相転移が KT 相転移である。以下では KT 相転移の詳細を説明する。図 1.4.2-a に平面におけるスピンの連続変化を示す。図 1.4.2-a の中央に注目すると、穴のようなものが存在し、2つのスピンの渦(量子渦)が形成されていることが分かる。このスピンの渦は、スピンの連続変化により形成されたものであり、切り離さない限り取り除くことはできない。そのため、トポロジーの対象をスピンの渦と捉えることができる。図 1.4.2-b に穴の淵に沿ったスピンを取り出し、一列に並べたものを示す。図 1.4.2-b より穴の淵に沿ったスピンは時計回り、反時計回りを成すように分布していることが分かる。ここで、時計回りのスピンの渦を正のスピン渦、反時計回りのスピンの渦を負のスピン渦とする。高温相において、正のスピン渦と負のスピン渦が、離れて存在する方がエネルギー的に安定であり、この場合何ら秩序は示さない。一方、低温相において、正のスピン渦と負のスピン

ン渦が対を成し共存することで、ある種の磁気相転移を起こすようになる。このスピンの連続変化に伴い、正のスピンの渦と負のスピンの渦が、対を成し共存することで起きる、自発的対称性の破れが起こらない二次元での相転移こそが KT 相転移である。図 1.4.2-c にスピンの種類を示す。

理論的には XY 系において系の大きさを R 、格子定数を a とし、渦を作るのに必要なエネルギー $E = \pi J \ln(R/a)$ 、そして渦のエントロピー $S = k_B \ln[(R/a)^2]$ を用いて、渦の自由エネルギー F は

$$F = (\pi J - 2k_B T) \ln\left(\frac{R}{a}\right)$$

と表すことができる。この自由エネルギーが温度

$$T_{KT} = \frac{\pi J}{2k_B}$$

より高温で負となり、これを KT 転移と呼ぶ。

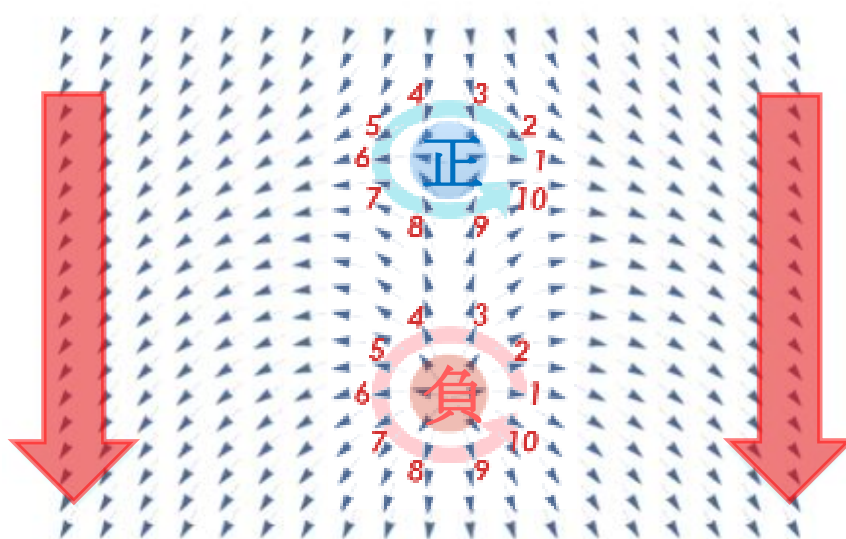


図 1.4.2-a 低温での平面におけるスピンの連続変化



図 1.4.2-b 穴の淵に沿ったスピンの羅列

図 1.4.2-c 穴の淵に沿ったスピンの羅列

1.5 Landau 理論と臨界指数

Landau 理論とは磁化 M をもつ強磁性体の自由エネルギーを磁化 M の関数として書き下し、対称性の考察のみにより相転移の現象を理論的に計算したもので、ロシアのランダウによって考案されたものである^{[5][9][11]}。磁化 M をもつ強磁性体の自由エネルギー $F(M)$ を M のべき展開で書き下す。スピン配向の'上向き'と'下向き'によって磁化の符号は変化するが、エネルギーには差が生じないため、 M の関数である自由エネルギー $F(M)$ は偶関数となる。また、臨界現象の記述であるため M は十分小さいとして、 $M = 0$ のまわりでべき展開でき、高次の項を無視すると自由エネルギー $F(M)$ は

$$F(M) = F_0 + a(T)M^2 + bM^4$$

と書き下すことができる。ここで、 F_0 と b は定数 ($b > 0$ と仮定)、 $a(T)$ は温度 T に依存するものとする。系の基底条件は自由エネルギー $F(M)$ が最小、すなわち $\partial F(M)/\partial M = 0$ となる解に対応する温度において実現される。転移点 T_C 近傍の温度域において $a(T) = a_0(T - T_C)$ と表すと、 $\partial F(M)/\partial M = 0$ は

$$2M\{a_0(T - T_C) + 2bM^2\} = 0$$

となり、解くと

$$M = 0 \quad \text{または} \quad M = \pm \left\{ \frac{a_0(T_C - T)}{2b} \right\}^{1/2}$$

となる。したがって、磁化 M は $T < T_C$ においてある値をとり、 $(T_C - T)^{1/2}$ に比例することが分かる。

実際の系では磁化は転移点近傍で $(T_C - T)^\beta$ に従い、指数 β は必ずしも $1/2$ ではない。この指数は臨界指数と呼ばれ、相転移の詳細によらず系の次元性や秩序変数の対称性など物理系の本質的な性質にのみ依存すると考えられている。また、臨界指数はさまざまなモデルで確立されており、実験的に相転移温度 T_C の近傍で

$$\chi \propto (T - T_C)^{-\gamma} \quad T > T_C$$

$$M \propto (T_C - T)^\beta \quad T < T_C$$

$$M \propto M^{1/\delta} \quad T = T_C$$

の関係が成り立つ。さまざまなモデルで求められた臨界指数の値を表 1.5-a に示し、 $2D$ - XY モデル (D :格子の次元、 XY : $d=2$, d :磁気モーメント容易方向)と考えられている物質の臨界指数 β を表 1.5-b に示す。

モデル	平均場	Ising	Ising	Heisenberg
D	任意	1	1	3
d	任意	2	3	3
β	1/2	1/8	0.326	0.367
γ	1	7/4	1.2378	1.388
δ	3	15	4.78	4.78

表 1.5-a さまざまなモデルにおける臨界指数の値

物質	タイプ	β
BaNi ₂ P ₂ O ₈	AF (反強磁性)	0.23
K ₂ CuF ₄	F (強磁性)	0.22
Gd ₂ CuO ₄	AF	0.23
Rb ₂ CrCl ₂ Br ₂	F	0.26
CoCl ₂ ·6H ₂ O	AF	0.18

表 1.5-b 2D-XY モデルにおける臨界指数 β の値

1.6 スピン波とブロッホの $T^{\frac{3}{2}}$ 則

磁気秩序状態における集団励起をスピン波という^[5]。スピン波理論は、1930年に、自発磁化が減少する要因として、ブロッホによって提唱されたものである。具体的には、低温において磁気秩序している磁気モーメントが、昇温に伴う熱エネルギーを享受することによって1つのスピンの励起された際、スピン間の交換相互作用によって1つのスピン励起が結晶中を波のように伝播することである。図1.6にスピン波の概念図を示す。また磁化 M の起源である磁気モーメントすなわちスピン角運動量は離散的な値をとるため量子化されており、磁化の集団励起状態であるスピン波も量子化される。この量子化されたスピン波をマグノンという。このマグノンはボーズ粒子として扱われる。

ここで、マグノンのモード数を調べる。マグノンの状態密度は角周波数 ω を用いて

$$\text{状態密度} = g(\omega)d\omega \quad (\text{低温において } \omega^{\frac{1}{2}} d\omega \text{ に比例する})$$

と表すことができる。またボーズ因子は

$$\frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}$$

と表すことができる。したがって、マグノンのモード数は

$$n_{\text{マグノン}} = \int_0^{\infty} (\text{ボーズ因子})(\text{状態密度})$$

より

$$n_{\text{マグノン}} = \int_0^{\infty} \left\{ \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1} \right\} \{g(\omega)d\omega\}$$

と表すことができる。ここで、以下の置換を用いてマグノンのモード数を計算すると

$$x = \frac{\hbar\omega}{k_B T} \quad \begin{array}{l} \omega : 0 \rightarrow \infty \\ x : 0 \rightarrow \infty \end{array}$$

$$n_{\text{マグノン}} = \int_0^{\infty} \left\{ \frac{1}{\exp(x) - 1} \right\} \left\{ \left(\frac{k_B T}{\hbar} \right)^{\frac{1}{2}} x^{\frac{1}{2}} \right\} \left\{ d \left(\frac{k_B T}{\hbar} x \right) \right\}$$

$$n_{\text{マグノン}} = \left(\frac{k_B T}{\hbar} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} \left\{ \frac{x^{\frac{1}{2}}}{\exp(x) - 1} \right\} dx$$

と表すことができる。したがって、マグノンのモード数は $T^{\frac{3}{2}}$ に比例することが分かり、マグノンのモード数はスピン波(磁化 M の励起状態)の割合に比例するので

$$n_{\text{マグノン}} \propto \frac{M(0) - M(T)}{M(0)}$$

$$\frac{M(0) - M(T)}{M(0)} \propto T^{\frac{3}{2}}$$

と表すことができ、この結果をブロッホの $T^{\frac{3}{2}}$ 則という。このブロッホの $T^{\frac{3}{2}}$ 則を満たすことで自発磁化の減少を確認することができる。

Spin Wave

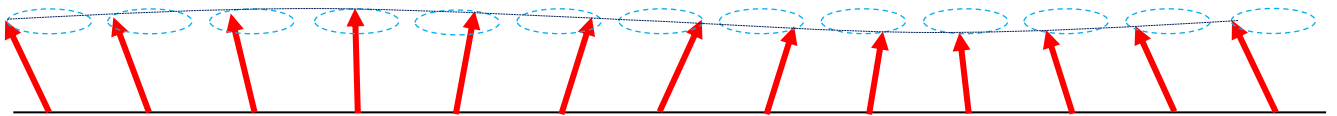


図 1.6 一次元スピン鎖におけるスピン波の透視図

1.7 フラストレーション

ある種の格子では、基底条件を見つけようとするとき、系の全ての相互作用の折り合いをつけられないことがある。結果として、系はしばしば 1 つの固有の基底状態をとることができず、多くの類似した低エネルギー状態が共存し、エネルギーを最小化できない状態をできるだけ多く周りと共有しようとする。このとき、系にはフラストレーションが生じる^[5]。例として、ハニカムスピン系において反強磁性相互作用を考える。最隣接するスピンのみを考慮する場合、スピン間の向きを互いに反平行にする要請を満たすことができる。一方、第 2、第 3 隣接スピン間において反強磁性相互作用が働くと考えた場合、格子は三角格子を形成し頂点にあるスピンにおいて、中央のスピンと 1 つの隣接スピンを反平行にすると、三角格子上における他方のスピンとジレンマに陥る。他方のスピンの向きを上方向・下方向に選んでも、中央のスピンと隣接スピンにおいて折り合いをつけることができず、エネルギーを下げるできない。したがって、系はスピン間の反強磁性相互作用の要請を完全に満たすことができず、等しく不満足な状態が重なり合った状態をとることになる。その結果として、フラストレーションが生じ、系は準安定性・磁気履歴・平衡への遅い緩和を示す。図 1.7-a にハニカムスピン系の最隣接スピン配置、図 1.7-b に第 2 隣接スピン配置を示す。

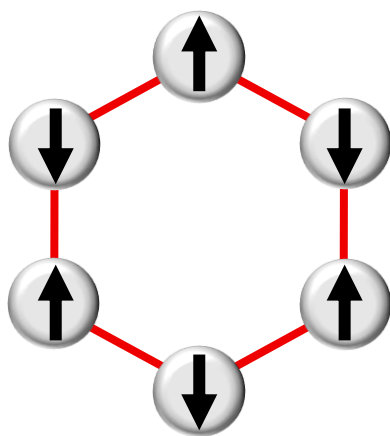


図 1.7-a 最隣接スピン配置

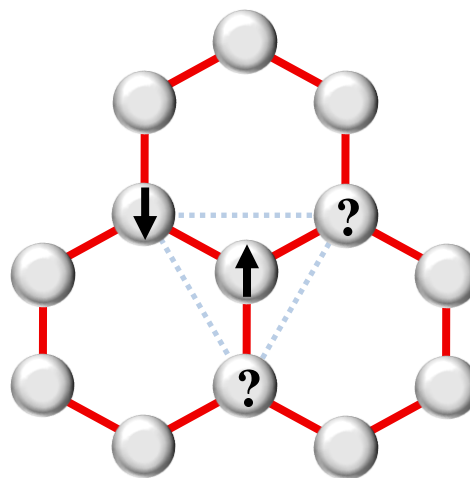


図 1.7-b 第 2 隣接スピン配置

1.8 BaNi₂V₂O₈ について

1.8.1 BaNi₂V₂O₈ の結晶構造と磁性

(a) BaNi₂V₂O₈ の結晶構造

図 1.8.1-a に結晶構造可視化プログラム VESTA を用いて作製した BaNi₂V₂O₈ の結晶構造を示す^[1]。VESTA における空間群、格子定数、原子座標を表 1.8.1 に示す。BaNi₂V₂O₈ は、三方晶系、空間群 R-3 の結晶構造を示す。Ni²⁺(3d⁸) がスピン $S=1$ を持ち、V⁵⁺(3d⁰) はスピンを持たない。NiO₆ 八面体が稜共有してつくられる磁性層と、Ba²⁺VO₄ 四面体を作る非磁性層が、 c 軸方向に交互に積層した結晶構造をしている。図 1.8.1-b に磁性の層を c 軸方向から見たものを示す。図 1.8.1-b で Ni²⁺ に注目すると、ハチの巣のようなハニカム構造を形成していることが分かる。

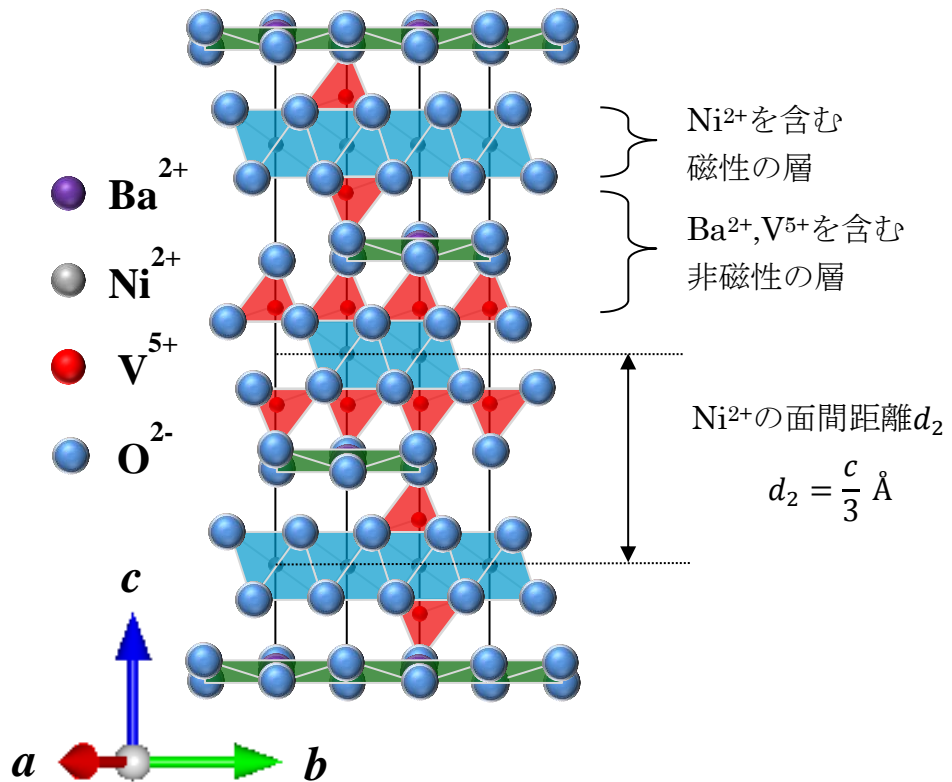


図 1.8.1-a BaNi₂V₂O₈ の結晶構造

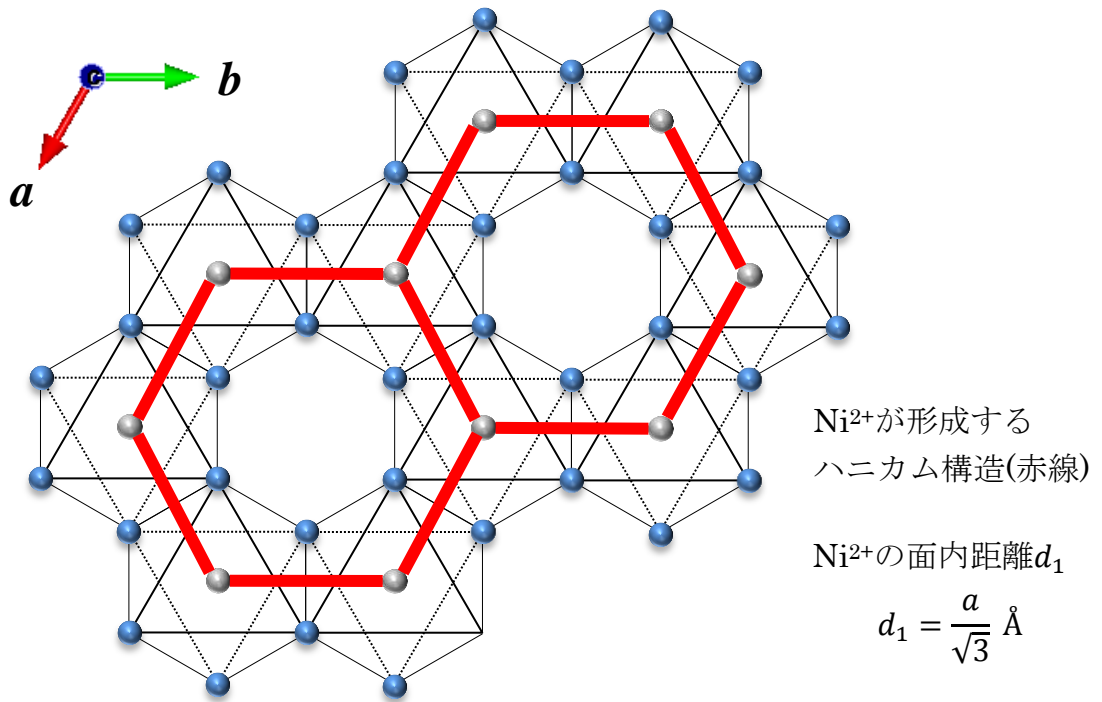


図 1.8.1-b c 軸方向から見た磁性の層

The space group	Trigonal R-3 (148)
格子定数 a	5.02049 \AA
c	22.2381 \AA
Volume	489.411 \AA ³

Atom	x	Y	Z
Ba	0	0	0
Ni	0	0	0.16957
V	0	0	0.42458
O(1)	0	0	0.34994
O(2)	0.65903	0.00473	0.21965

表 1.8.1 BaNi₂V₂O₈ の空間群、格子定数、原子座標^[1]。

(b) BaNi₂V₂O₈ の磁性

1. 中性子回折実験

中性子回折実験より、BaNi₂V₂O₈ は $T_N \sim 50\text{K}$ において反強磁性秩序を示すことが明らかにされた^[1]。反強磁性状態では、最隣接する磁気モーメントは互いに反平行な磁気構造を示す。図 1.8.1-c に最近接における Ni²⁺ の磁気モーメントの向きを示す。一般的に $S=1$ を持つ場合、磁気モーメント μ は $\mu = g\mu_B S$ より $\mu = 2\mu_B$ (μ_B : ボーア磁子 g : g 因子) となる。しかし、中性子回折実験で観測された磁気モーメント μ は $\mu = 1.55\mu_B$ となり、明らかに $2\mu_B$ よりも小さい値であった。これは正味の磁気モーメントの縮みが考えられる。予想よりも小さい磁気モーメント μ が観測されたことは興味深い点として挙げる事ができる。図 1.8.1-d に縮んだ磁気モーメントを示す。

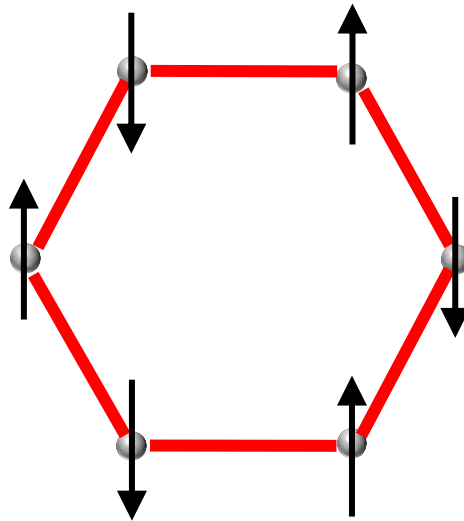


図 1.8.1-c 磁性の層における最隣接する Ni²⁺ の磁気モーメントの向き

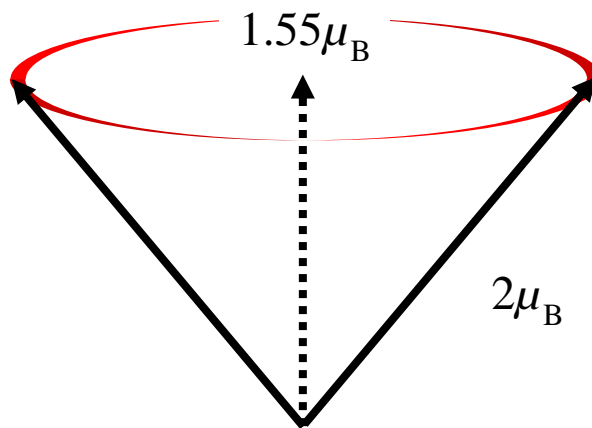


図 1.8.1-d 磁気モーメントの縮み

2.磁化率 χ

$\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ において、磁化率 χ の結果が報告されている。図 1.8.1-e に単結晶 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ の磁化率 χ の温度依存性を示す^[1]。図 1.8.1-e は単結晶の c 軸方向に対して垂直または平行に磁場をかけ磁化させたものである。約 150K で共にブロードなピークが観測される。この結果は、この物質の二次元性を反映していると考えられる。さらに約 100K を境に、磁気異方性が現れ、単結晶の c 軸方向に垂直に磁場をかけた場合、すなわち、 NiO_6 面内方向に磁場を加えた場合に、磁化率 χ が大きく低下することが図 1.8.1-e から分かる。これは NiO_6 面内方向で反強磁性相関が発達したことを示す。つまり、約 100K を付近において、 $2D$ -Heisenberg 系から $2D$ -XY 系への Cross over が生じたことを示している。また、中性子回折実験より定めた T_N においては、大きな異常が見えないことも興味深い。

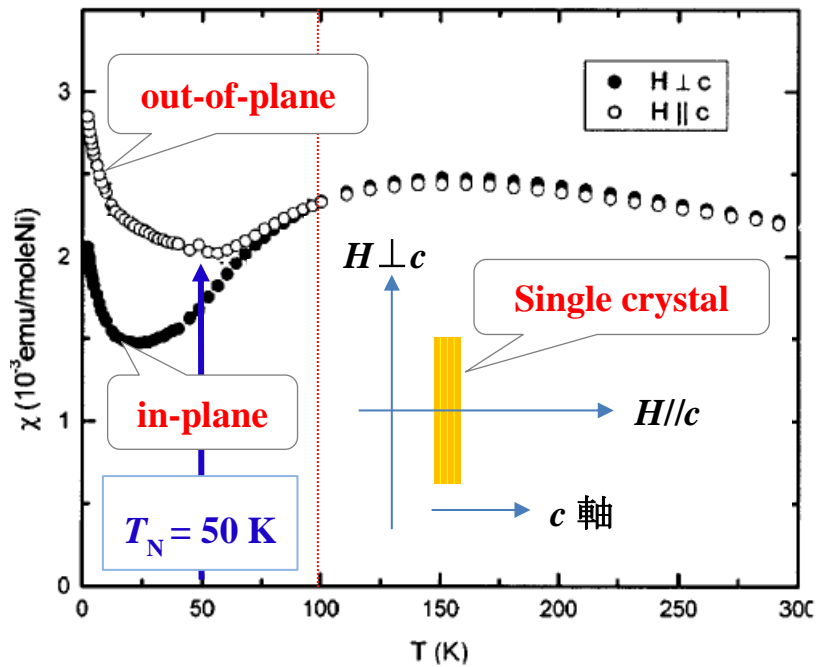


図 1.8.1-e 単結晶 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ の磁化率 χ の温度依存性^[1]。

3.比熱 C

図 1.8.1-f に比熱 C の温度依存性を示す^[1]。約 100K で緩やかなピークが見られた。この結果は、二次元磁性体によく見られる振る舞いである。また、 T_N においては大きな異常は無く、傾きが正から負へ変わったこと(変曲点)を示している(インセット: $\Delta C = \text{観測値} - \text{破線}$)。

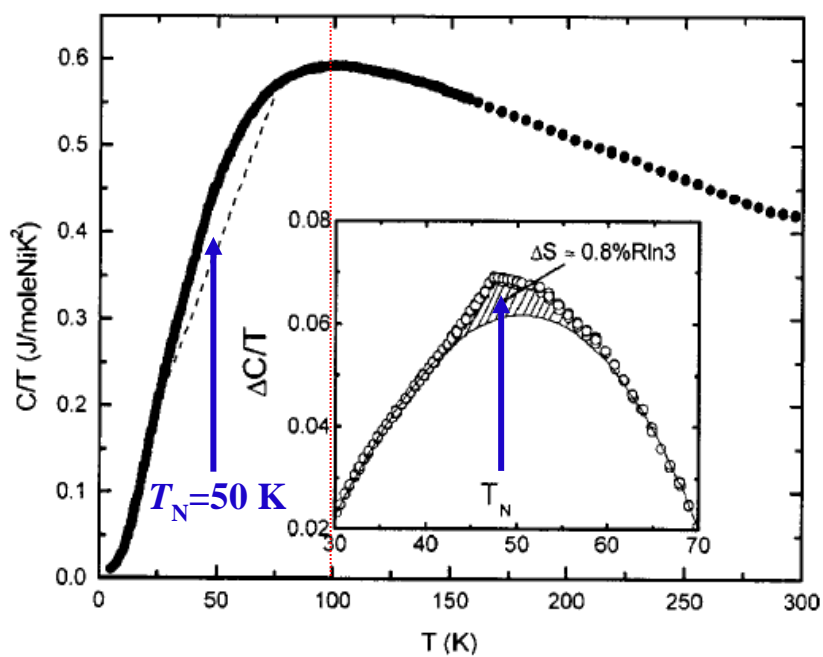


図 1.9.1-f 比熱 C の温度依存性^[1]。

1.8.2 BaNi₂V₂O₈に類似した物質の磁性

BaNi₂V₂O₈とよく似た結晶構造を持つ二次元磁性体 BaNi₂As₂O₈, BaNi₂P₂O₈の比熱 C の温度依存性を図 1.8.2 に示す^[12]。BaNi₂As₂O₈は $T_N = 19.0\text{K}$ を持ち、BaNi₂P₂O₈は $T_N = 24.0\text{K}$ を持つ。また BaNi₂As₂O₈, BaNi₂P₂O₈の比熱は BaNi₂V₂O₈と比べて T_N において鋭いピークを持つ。この鋭いピークは秩序状態が三次元的であることを示している。さらに、中性子回折実験より磁気モーメント μ は $\mu = 2\mu_B$ と観測された^[13]。磁性を担うNi²⁺は $S = 1$ を持つので、観測された磁気モーメント μ の大きさは妥当な値である。しかし、先述したように、BaNi₂V₂O₈において中性子回折実験より磁気モーメント μ は $\mu = 1.55\mu_B$ と観測された。同じ5価の陽イオンを置換し、結晶構造が類似しているにもかかわらず、これらの差異が生じたことも興味深い点として挙げるができる。

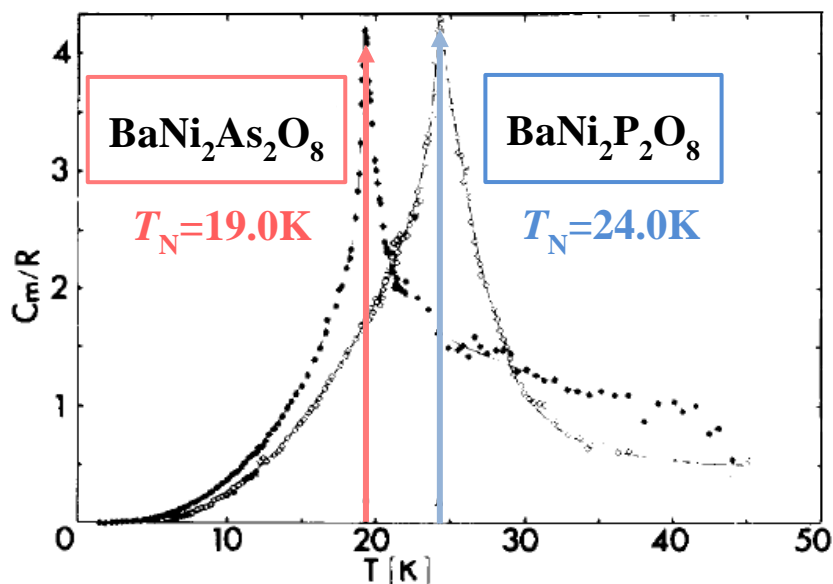


図 1.8.2 BaNi₂As₂O₈, BaNi₂P₂O₈の比熱 C の温度依存性^[12]。

1.8.3 理論モデルの磁性

図 1.8.3-a,b は、 $S = 1/2$ 正方格子(Square lattice)の二次元 Heisenberg 反強磁性スピンモデルに、弱い面内(XY)異方性を加えた場合の磁化率 χ と比熱 C の数値計算の結果である^[14]。図 1.8.3-a に磁化率 χ の温度依存性、図 1.8.3-b に比熱 C の温度依存性を示す。図 1.8.3-a の磁化率 χ の温度依存性に注目すると、ある温度を境に磁化率に異方性が見られることが分かる。これは先ほど紹介した、 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ の磁化率 χ の温度依存性の特徴と類似している。また図 1.8.3-b の比熱 C の温度依存性も、 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ の実験結果とよく似ており、転移点 T_N において目立ったピークを持たない。また、この数値計算から、 T_N 以下で反強磁性長距離秩序 (LRO : Long Range Order) と Kosterlitz-Thouless 相転移 (KT 相転移) が生じるという提案がなされた。 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ においても LRO や KT 相転移の共存が期待される。

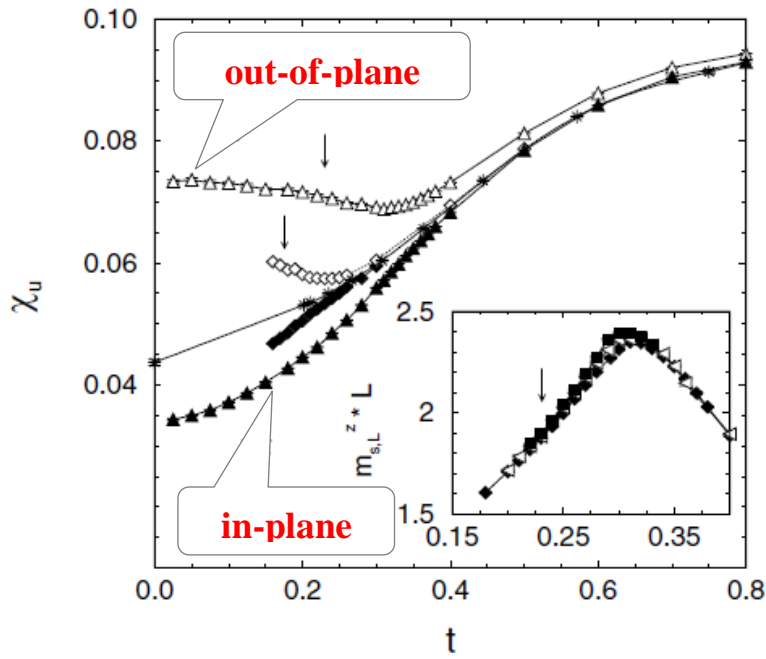


図 1.8.3-a $S = \frac{1}{2}$ 正方格子 2D-Heisenberg AFM に弱い面内(XY)異方性を加えたモデルの磁化率 χ の温度依存性の数値計算結果^[14]。

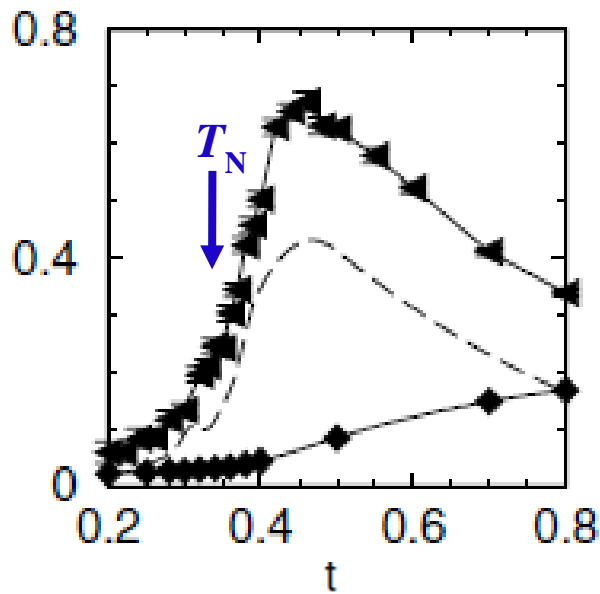


図 1.8.3-b $S = \frac{1}{2}$ 正方格子 2D-Heisenberg AFM に弱い面内(XY)異方性を加えたモデルの比熱 C の温度依存性の数値計算結果^[14]。

1.9 研究の目的

本研究では、転移点 T_N 近傍において特異な振る舞いを見せる $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ について磁気秩序状態を探ることを目的とする。磁気秩序状態を微視的視点で観測するために μSR (Muon Spin Rotation Relaxation: ミュオンスピン回転/緩和)実験と磁化率測定を行った。

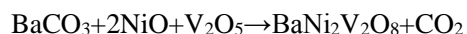
また、残留磁気揺らぎと格子欠陥に起因する自由な磁気モーメントとの関係を調べるため、 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ において磁気モーメントを担う Ni^{2+} サイトを非磁性の Mg^{2+} に置換した $\text{Ba}(\text{Ni}_{1-x}\text{Mg}_x)_2\text{V}_2\text{O}_8$ ($x = 0.05, 0.1, 0.2$)を作製し μSR 実験を行い、比較した。

第2章 試料作製と実験方法

2.1 試料作製

2.1.1 多結晶体 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ の作製

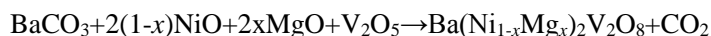
$\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ の多結晶体は固相反応法を用いて作製した^[1]。



予め、マッフル炉を用い図 2.1.1-a の温度ダイヤグラムで乾燥させた BaCO_3 , NiO , そして V_2O_5 (いずれも純度 99.9%) を 1 : 2 : 1 のモル比で秤量し、乳鉢・乳棒を用いて粉砕・混合した。混合物を Al_2O_3 のつぼに入れ、マッフル炉の中で図 2.1.1-b の温度ダイヤグラムで焼成した(1 度目の仮焼き)。その後、結晶性を高めるため焼結体を粉砕・研磨して Al_2O_3 のつぼに入れ、マッフル炉の中で再び図 2.1.1-b の温度ダイヤグラムで焼成した(2 度目の仮焼き)。2 度の焼成の後、焼結体を粉砕・研磨し、油圧機器を用いてペレット状に成形した試料を Al_2O_3 のつぼに入れ、マッフル炉の中で今度は図 2.1.1-c に示す温度ダイヤグラムで焼成した(本焼き)。作製した多結晶体の写真が図 2.1.1-d である。

2.1.2 多結晶体 $\text{Ba}(\text{Ni}_{1-x}\text{Mg}_x)_2\text{V}_2\text{O}_8$ ($x = 0.05, 0.1, 0.2$ の 3 種類) の作製

$\text{Ba}(\text{Ni}_{1-x}\text{Mg}_x)_2\text{V}_2\text{O}_8$ の多結晶体は $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ 同様に固相反応法を用いて作製した。



多結晶体 $\text{Ba}(\text{Ni}_{1-x}\text{Mg}_x)_2\text{V}_2\text{O}_8$ についても、予め、マッフル炉を用い図 2.1.1-a の温度ダイヤグラムで乾燥させた $\text{BaCO}_3, \text{NiO}, \text{MgO}$, そして V_2O_5 (いずれも純度 99.9%) を 1 : 2(1-x) : 2x : 1 のモル比で秤量し $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ 同様上記の手順で作製した。

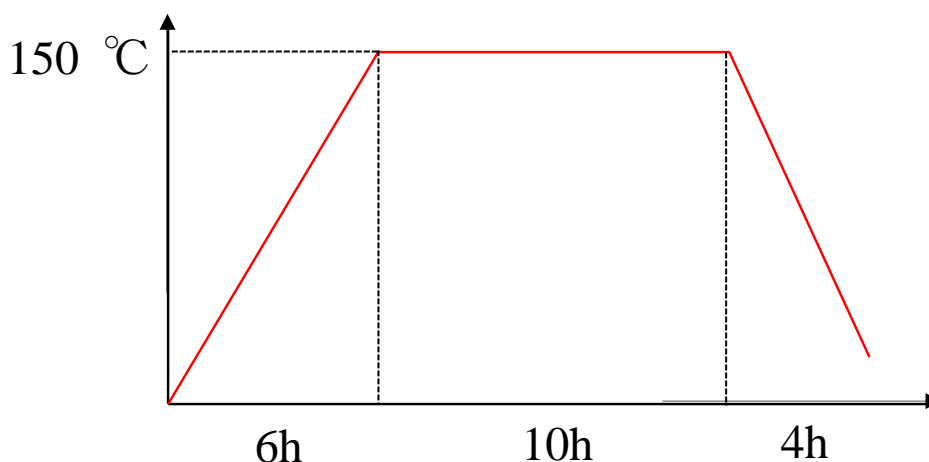


図 2.1.1-a 温度ダイヤグラム(BaCO_3 , NiO , MgO の乾燥)

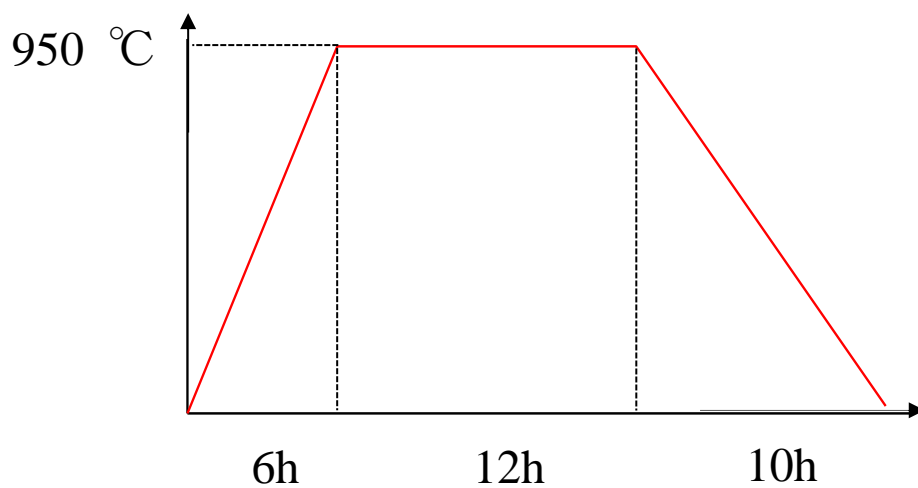


図 2.1.1-b 温度ダイヤグラム(仮焼き)

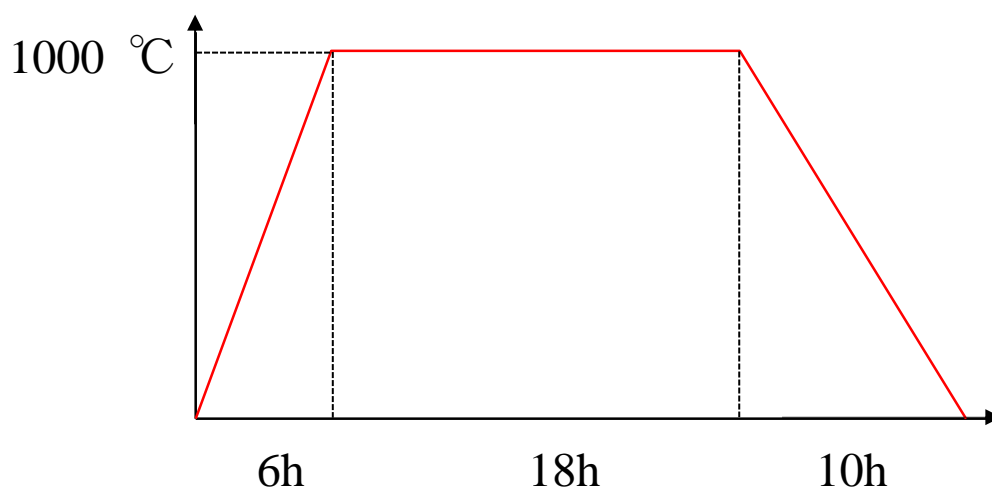


図 2.1.1-c 温度ダイヤグラム(本焼き)



図 2.1.1-d 作製した多結晶体の写真(研磨)

2.2 実験方法と原理

2.2.1 X線回折による試料評価

作製した多結晶は、ディフラクト法による粉末 X 線回折により評価した。本研究で使
用した回折装置の測定原理を図 2.2.1 に示す。単色 X 線を試料に照射すると、X 線はブラッ
グの条件式($2d\sin\theta = n\lambda$)を満たす方向に干渉しあい、強い回折 X 線をつくる。試料を中心に
X 線計数管を回転させて角度毎に計数を記録し、グラフは入射 X 線を軸に回折 X 線がなす
角 2θ に対して強度をプロットしている。測定条件は表 2.2.1 に示した。

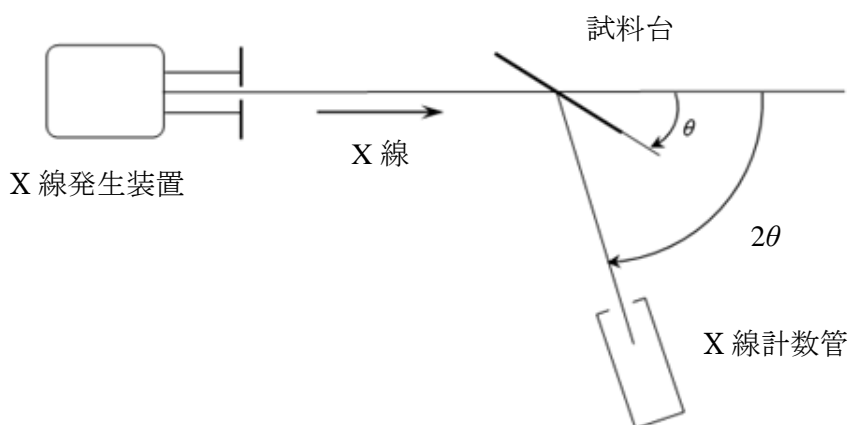


図 2.2.1 X 線ディフラクトメータの模式図。

線源	CuK α 線
管電圧	40.0 (kV)
管電流	30.0 (mA)
走査範囲	$10 < 2\theta < 70$ (deg)
走査速度	2.00 (deg/min)
測定間隔	0.02 (deg)

表 2.2.1 X 線回折パターンの測定条件。

2.2.2 SQUID 磁束計による磁化率測定

作製した多結晶体 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ における磁化率の温度依存性を調べる手段として、SQUID(Superconducting Quantum Interference Device:超伝導量子干渉素子)磁束計を用いた。SQUID は極めて弱い磁場の検出に用いられる非常に感度の高い磁気センサの一種である。今回 SQUID を用いた磁束計として Quantum Design 社製の MPMS(Magnetic Property Measurement System)を使用した。MPMS は液体 He で超伝導磁石と SQUID 素子を冷やしなが、磁場を任意に変え、高感度で磁性測定が可能な装置である。また試料がおかれている空間において、液体 He から蒸発してくる He ガスを加熱、あるいは減圧したりすることで、1.9 K~400 K の範囲で測定を行うことができる。

2.2.3 μ SR による磁気秩序の観測 ^[16]

作製した多結晶体 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ および $\text{Ba}(\text{Ni}_{1-x}\text{Mg}_x)_2\text{V}_2\text{O}_8$ ($x = 0.05, 0.1, 0.2$) において、ミュオンスピン回転/緩和(μ SR: Muon Spin Rotation / Relaxation)実験を行った。実験は茨城県にある J-PARC 物質生命科学実験施設において行った。図 2.2.3-a に μ SR 測定装置の模式図を示す。加速器中を飛来しているミュオンは 100% スピン偏極しており、100% スピン偏極されたまま試料に打ち込まれる。打ち込まれたミュオン(以下では正ミュオンとして扱う)は、試料の自発磁化に伴う内部磁場(双極子磁場)の下でラーモア歳差運動を始め、平均寿命 2.2 μs で、ニュートリノと陽電子にベータ崩壊する。図 2.2.3-b にミュオンのラーモア歳差運動を示す。陽電子の放出は、崩壊した時のミュオンの磁気モーメントの方向に生じやすいという性質がある。放出された陽電子を試料の前方、後方に設置された検出器で計測するというイベントを繰り返し行う。前方と後方の検出器の陽電子検出量の差(非対称度 $A(t)$)を見ると、ミュオンスピン偏極の時間依存性を知ることができる。試料の前方、後方の検出器によって計測された陽電子の個数を $F(t), B(t)$ として表すと、時間 t における非対称度 $A(t)$ は

$$A(t) = \frac{F(t) - \alpha B(t)}{F(t) + \alpha B(t)} \quad (\alpha: \text{前後の検出器の計測誤差を補正する因子})$$

で定義される。

図 2.2.3-c と図 2.2.3-d に常磁性状態および磁気秩序状態におけるゼロ磁場(ZF)- μ SR スペクトルの例を示す。

十分高温の常磁性状態において、電子の磁気モーメントはミュオン磁気モーメントのラーモア周波数よりも十分高い周波数で揺らいでいる。そのため電子の磁気モーメントが作る内部磁場は平均化されてしまい、スペクトルに影響しない。核磁気モーメントが作る静的でランダムな内部磁場に起因する緩やかな緩和が見られる。核磁気モーメントによる緩和は久保 - 鳥谷部関数、

$$G_z(t) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \{1 - (\sigma t)^2\} \exp\left\{-\frac{1}{2}(\sigma t)^2\right\}$$

で記述される。

一方、磁気秩序状態では、秩序した磁気モーメントが作る内部磁場の下で、ミュオンの磁気モーメントがラーモア歳差運動を行うため、ミュオンスピン偏極度が時間と共に振動する。歳差運動のラーモア周波数 ω は、ミュオン磁気モーメントの磁気回転比 $\gamma = 2\pi \times 135.5342$ (MHz/T) と内部磁場 B_{int} を用いて、

$$\omega = \gamma B_{int}$$

と表せる。

本研究では、ミュオンの入射方向に対して平行方向に磁場をかけて測定する縦磁場(LF: Longitudinal-Field)- μ SR 測定を行った。LF- μ SR では B_{int} の揺らぎをグラフの減衰より観測できる。

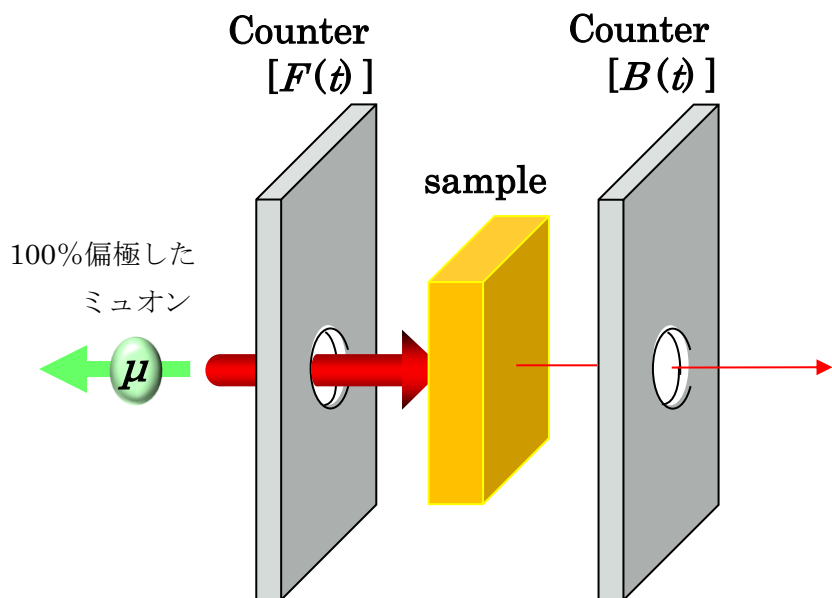


図 2.2.3-a μ SR 測定装置の模式図

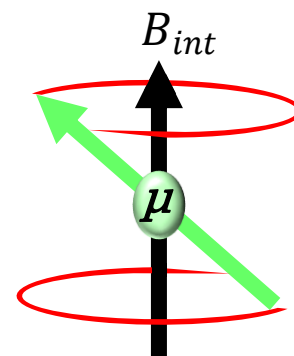


図 2.2.3-b ラーモア歳差運動の様子

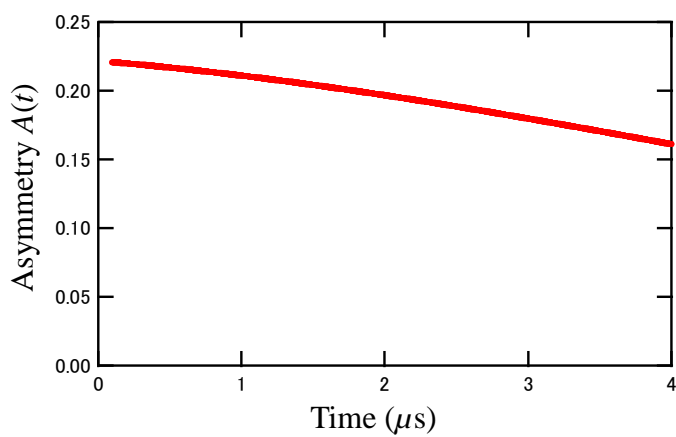


図 2.2.3-c 常磁性状態の μ SR スペクトルの例

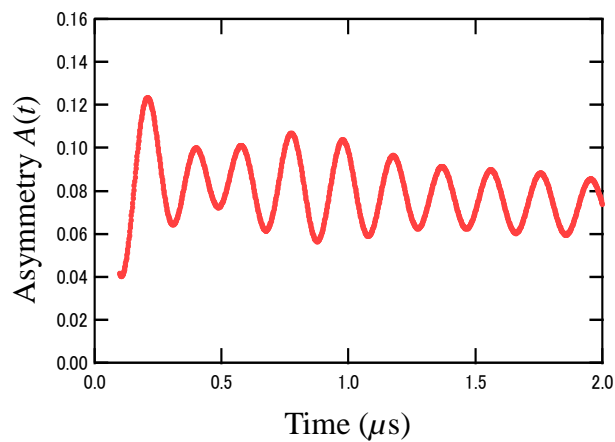


図 2.2.3-d 磁気秩序状態の μ SR スペクトルの例

第3章 実験結果と考察

3.1 X線回折の結果

作製した多結晶体 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ の X 線回折の結果を図 3.1 に示す。図 3.1 では、VESTA を用い構成原子の座標、空間群より理想的な回折ピーク(赤線)を概算した。また回折ピークにおける面指数付けも同様に VESTA を用いた。

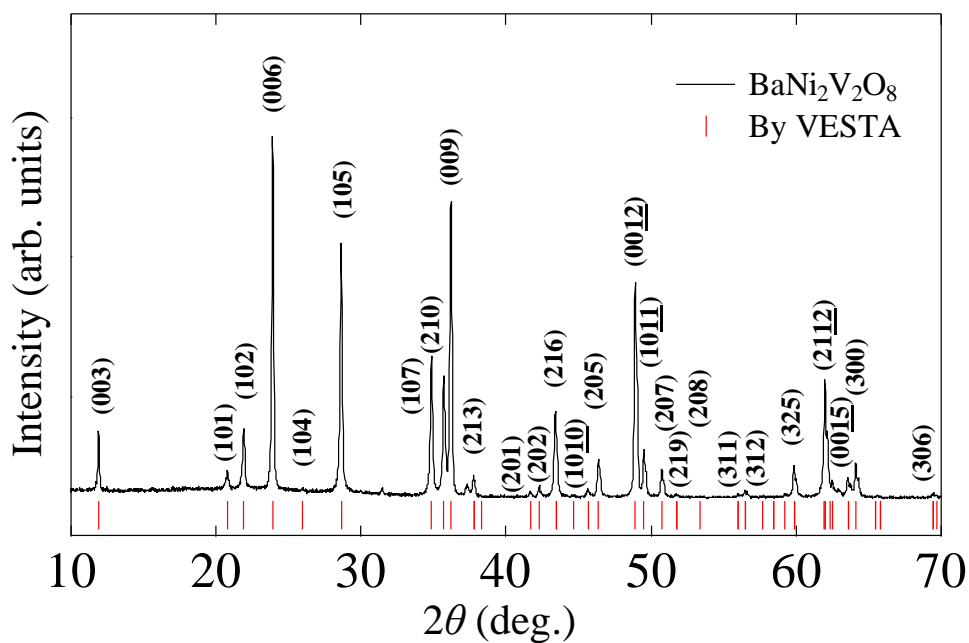


図 3.1 X 線回折パターン of 測定結果

多結晶体 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ の結晶構造は六方晶系における三方晶系に属する。六方晶系における結晶面 (hkl) と隣接する結晶面との距離 d との関係式は以下のように表すことができる。

$$\frac{1}{d^2} = \frac{4}{3} \left(\frac{h^2 + hk + k^2}{a^2} \right) + \frac{l^2}{c^2}$$

上記の式と、ブラッグ反射の条件式 $2d\sin\theta = n\lambda$ を用い、概算した格子定数 a 及び c の結果を表 3.1 に示す。参考文献[1]と比較した結果、同程度の値が得られた。VESTA によるピーク位置の比較、格子定数の値の比較より $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ の多結晶体作製に成功したと判断できる。先述したように、 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ は、磁性を担う層、非磁性を担う層がそれぞれ二次元的に広がり、積層する構造により形成されている。磁性の層の面内における Ni-Ni の距離 d_1 は $d_1 = a/\sqrt{3}$ と表せ、面間における Ni-Ni の距離 d_2 は $d_2 = c/3$ と表すことができる。X 線回折の結果を用いると、距離 $d_1 \approx 2.90 \text{ \AA}$ 、距離 $d_2 \approx 7.45 \text{ \AA}$ と見積もることができる。 $d_1 < d_2$ の結果より、面内における Ni-Ni の距離 d_1 が小さいことが分かる。

	概算	参考文献[1]
格子定数 a	5.02897 \AA	5.02899 \AA
c	22.3449 \AA	22.3450 \AA

表 3.1 格子定数

3.2 SQUID 磁束計による磁化率測定の結果

SQUID 磁束計(MPMS)を用いて磁化率 χ の温度依存性を測定した。直流磁化率測定においてゼロ磁場中の下、室温から 5K まで冷却(ZFC : Zero-Field-Cooling)を行った後、外部磁場 $H = 10000$ Oe (= 1T)の磁場中で冷却(昇温)(FC : Field-Cooling)を行った。直流磁化率測定の結果を図 3.2 に示す。

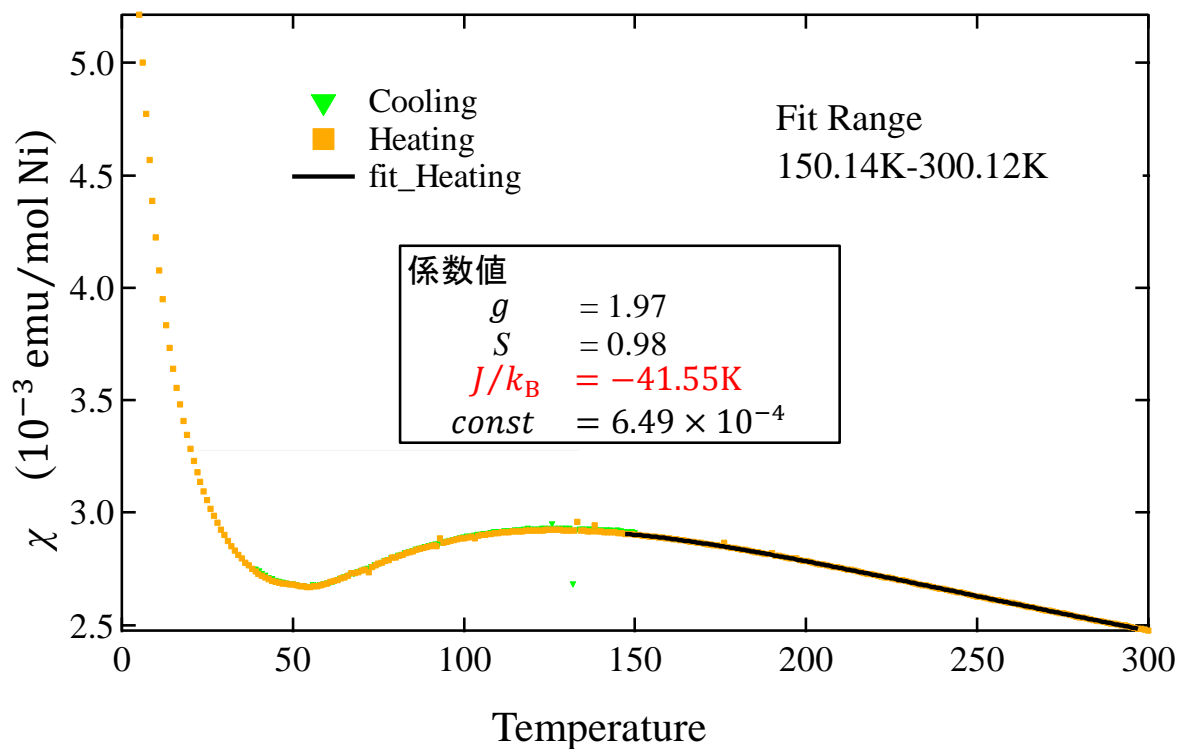


図 3.2 磁化率 χ の温度依存性

磁化率測定の結果より、約 130K を中心にブロードピークが観測されることが分かる。これは、先述したように、系の低次元性を示している。図 3.2 のインセットに示したように、約 50K で小さな異常が観測された。この温度が T_N であると予想される。さらに低温においては、磁化率 χ が上昇していることが分かる。これは、不純物由来の磁化率を示していると考えられる。この不純物は多価イオンである V^{4+} 由来と推測できる。

また、磁化率 χ の温度依存性の結果をもとに室温 300K から 150K において Ni^{2+} 同士の相互作用の大きさ J/k_B 、 g 因子の大きさ g 、スピンの大きさ S を見積もった。見積もりは、以下の二次元反強磁性モデルの磁化率の式を用いた^[1]。

$$\chi_{AFM} = \left(\frac{Ng^2\mu_B^2}{3k_B T} \right) \{S(S+1)\} (1 + Ax + Bx^2 + Cx^3 + Dx^4 + Ex^5 + Fx^6)^{-1} + const$$

ここで

$$x = \frac{|J|}{k_B T}$$

$$\text{ボルツマン定数 } k_B = 1.3807 \times 10^{-16} \text{ ergK}^{-1}$$

$$\text{ボーア磁子 } \mu_B = 9.274 \times 10^{-21} \text{ ergG}^{-1}$$

$$\text{アボガドロ定数 } N = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

$$A = 4$$

$$B = 7.333$$

$$C = 7.111$$

$$D = -5.703$$

$$E = -22.281$$

$$F = 51.737$$

とした。変数 g 、 S 、 J 、 $const$ (バックグラウンド) をフィッティングすることにより定めた。また、 g の値は一般的に $g \approx 2$ とされ、 S の値は磁性を担うイオンが $Ni^{2+}(3d^8)$ であることから $S = 1$ と予測される。フィッティングの結果より $g \approx 1.97$ 、 $S \approx 0.98$ という概ね予測通りの値を得ることができた。また $BaNi_2V_2O_8$ における相互作用の強さを示すパラメータ J/k_B は $J/k_B = -41.55K$ という値を得ることができた。同様な結晶構造をもつ二次元磁性体 $BaNi_2As_2O_8$ 、 $BaNi_2P_2O_8$ において相互作用の強さ J/k_B は、それぞれ $J/k_B \cong -7K$ 、 $J/k_B \cong -8K$ と見積もられている。したがって、 $BaNi_2V_2O_8$ の相互作用の強さ J/k_B は 5 倍程度大きく、より二次元的な磁気相互作用が強いことが分かる。

3.3 BaNi₂V₂O₈ の μ SR

3.3.1 ZF- μ SR スペクトル

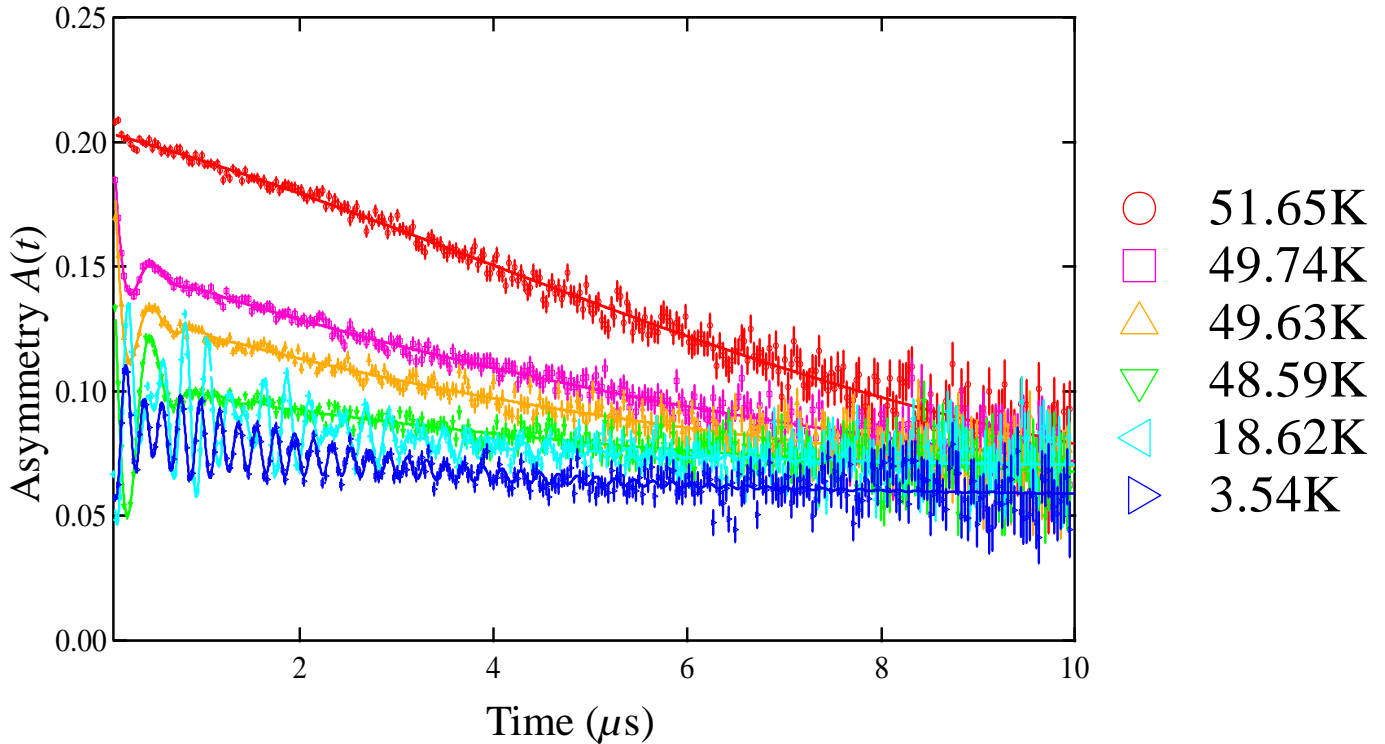


図 3.3.1-a ZF- μ SR スペクトル

図 3.3.1-a は、様々な温度で測定した ZF- μ SR スペクトルである。

常磁性状態の ZF- μ SR スペクトルは、以下の式でフィッティングを行った。

$$\text{ZF(常磁性状態)} \quad A(t) = A_1 G_Z(t) \exp(-\lambda_1 t) + C_1$$

ここで、 $G_Z(t)$ は核磁気モーメントによる緩和を表す久保-鳥谷関数である。 $\exp(-\lambda_1 t)$ の項は、電子の磁気モーメントの揺らぎによる緩和を示す。

磁気秩序状態になると、内部磁場の発生に伴うスペクトルの振動が観測された。49.74K ではグラフの落ち込みより、緩い振動が観測され、かろうじて秩序状態にあることが分かるが、51.65K ではグラフの落ち込みも観測されず、常磁性状態を示していることが分かる。したがって、49.74K から 51.65K の間に T_N があることが予想される。これは、中性子回折実験より見積もられた $T_N \approx 50\text{K}$ と合致している。なお、51.65K より高温でも測定を行ったが、スペクトルに変化はなかった。

磁気秩序状態における ZF- μ SR スペクトルを、以下の関数を用いて解析した。

$$\text{ZF(秩序状態)} \quad A(t) = A_2 \cos(\omega_2 t) \exp(-\lambda_2 t) + A_3 \cos(\omega_3 t) \exp(-\lambda_3 t) + A_4 \exp(-\lambda_4 t) + C_2$$

第 1 項、第 2 項目は静的な内部磁場によるラーモア歳差運動の回転成分に対応する。また、第 3 項目にあるような指数関数的な緩和成分が観測された。

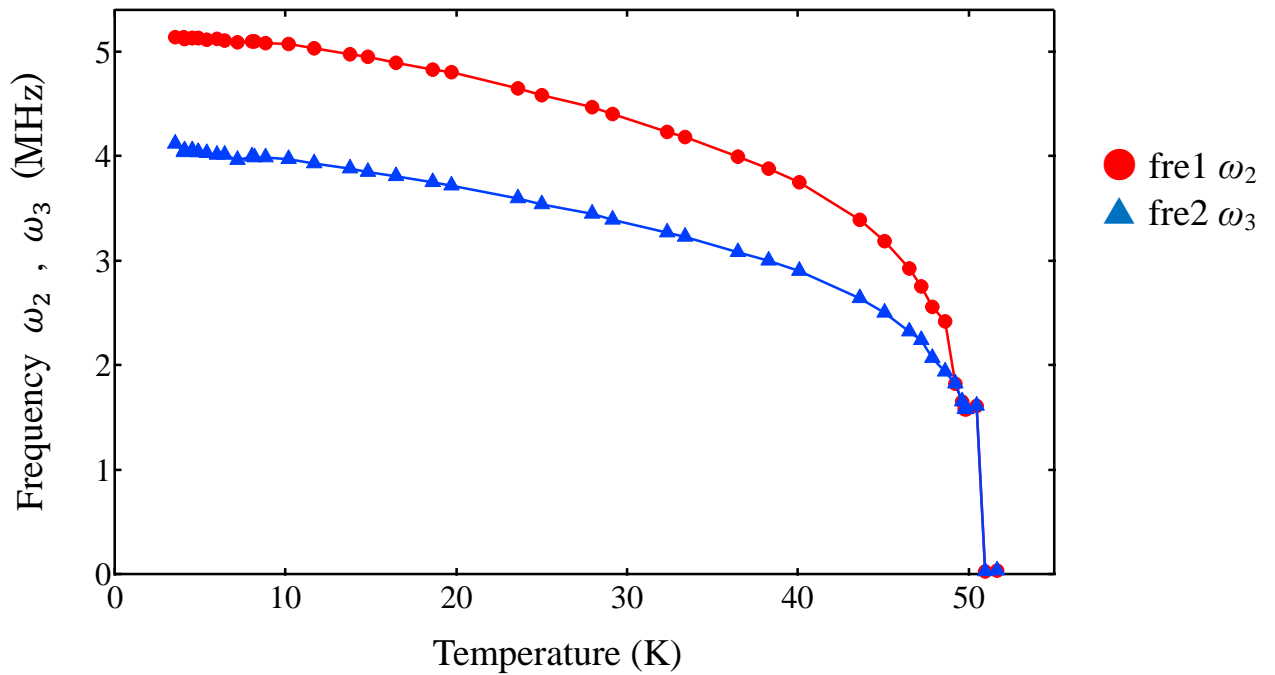


図 3.3.1-b ZF- μ SR のラーモア周波数 ω_2, ω_3 の温度依存性

図 3.3.1-b に ZF- μ SR におけるラーモア周波数 ω_2, ω_3 の温度依存性を示す。2つの異なるラーモア周波数を持つ回転が観測された。内部磁場の大きさが異なる 2つのミュオンサイトの存在を示している。最低温におけるラーモア周波数よりミュオンが感じる磁場 B の見積りを行った。ミュオンが感じる磁場 B を B_1, B_2 とすると $B_1 \approx 0.0060$ T、 $B_2 \approx 0.0048$ Tと見積もることができる。なお、50K 付近では、2成分の周波数を明確に区別し、観測することが困難であったため以下の関数を用い、1成分の周波数を観測した。

$$\text{ZF(秩序状態)} \quad A(t) = A_5 \cos(\omega_5 t) \exp(-\lambda_5 t) + A_6 \exp(-\lambda_6 t) + C_3$$

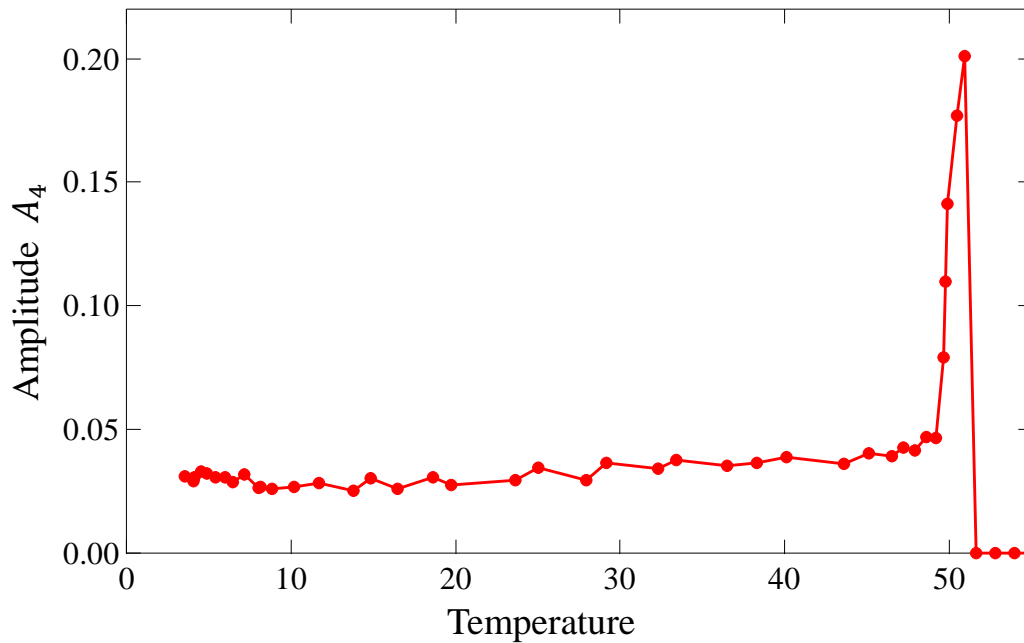


図 3.3.1-c ZF- μ SR における第 3 項目の振幅 A_4 の温度依存性

図 3.3.1-c に第 3 項の振幅 A_4 の温度依存性を示す。図 3.3.1-c において予測された T_N 近傍である約 50K で A_4 は最大値をとることが観測される。これは、多結晶体を用いて μ SR 測定する際の、ミュオンが感じる磁場の空間異方性が起因していると考えられる。多結晶体を用いて μ SR 測定すると、単結晶での方向が定まった磁気秩序とは異なり、多結晶体ゆえに磁気秩序しても、ミュオンが感じる磁場の方向はランダムとなる。そのため、三次元空間で磁場の方向は、ミュオンの入射方向に対して垂直(x 方向, y 方向)、平行(z 方向)方向を等確率で向くと近似した場合、100%偏極し打ち込まれたミュオンは z 方向の磁場を除いて歳差運動を行う。その結果、打ち込まれたミュオンの1/3分は、 $t = \infty$ において z 方向を向いたままベータ崩壊し、Asymmetry $A(t)$ は1/3に漸近する。また常磁性状態の $A(t)$ を上限とし、最低温では $A(t)$ の1/3を中心に振動する。したがって、高温相(常磁性状態)での動的なスピンによる緩和の項の緩和率は、 $A(t)$ の上限から1/3へ漸近するため大きな振幅をとる。一方、低温相(磁気秩序状態)での動的なスピンによる緩和の項の緩和率は、 $A(t)$ の1/3を中心に振動しているため小さな振幅をとると考えることができる。

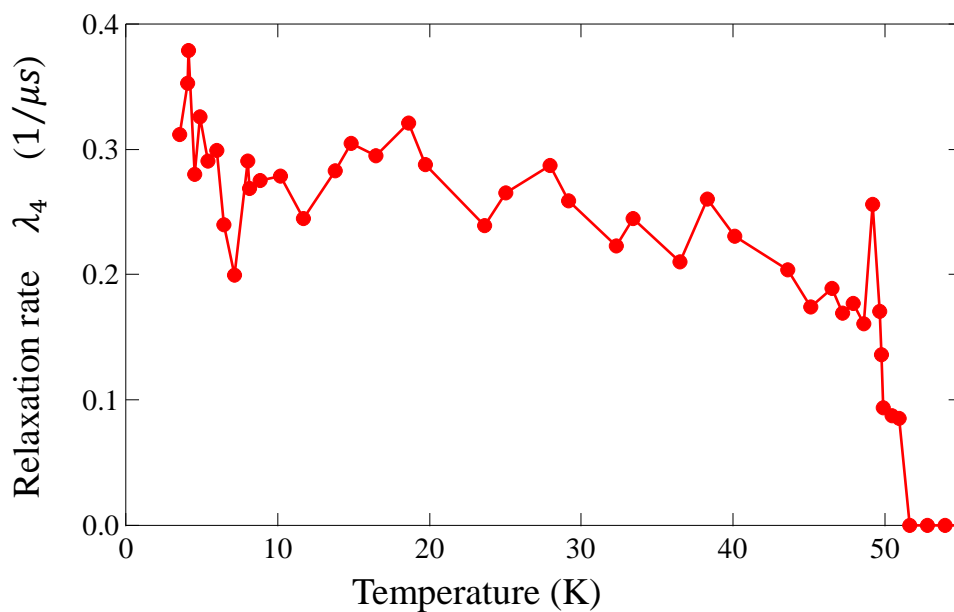


図 3.3.1-d ZF- μ SR における第 3 項目の緩和率 λ_4 の温度依存性

図 3.3.1-d に第 3 項の緩和率 λ_4 の温度依存性を示す。図 3.3.1-d より磁気秩序に伴い λ_4 の急激な上昇が観測される。また、 T_N 直下で上昇した緩和率 λ_4 は最低温にかけて顕著な温度依存性は示さなかった。これらの結果から、ZF- μ SR スペクトルより観測される指数関数的な緩和は磁気秩序に関係があると考えられる。

3.3.2 LF- μ SR スペクトル

ZF- μ SR で観測される指数関数的な緩和の起源としては、静的でランダムな内部磁場、もしくは、磁気揺らぎに伴う動的内部磁場の2つが考えられる。大きな縦磁場をかけることで、ミュオンが感じる静的な磁場は内部磁場と縦磁場のベクトル和となり、縦磁場の割合が大きいほどミュオンの歳差運動を抑制することができる。そのため、指数関数的な緩和の起源が静的な内部磁場によるものかスピンドYNAMICSによるものかを区別することができる。

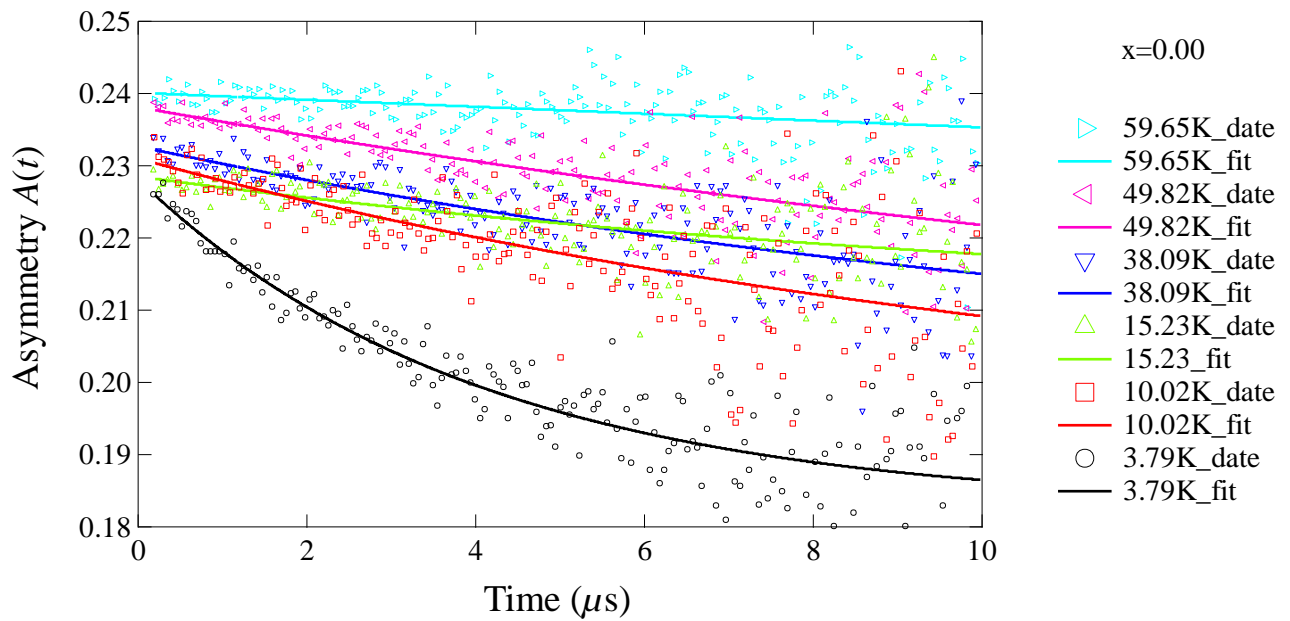


図 3.3.2-a LF- μ SR スペクトル

図 3.3.2-a に LF = 0.3T の μ SR スペクトルの時間依存性を温度別に見た図を示す。常磁性状態において指数関数的な緩和は見られないが、磁気秩序状態では指数関数的な緩和が見られた。これは、最低温度でさえ動的なスピンの揺らぎが存在していることを示している。これは中性子回折実験の磁気モーメントの縮み($\mu = 1.55\mu_B$)とも辻褄が合う。

LF- μ SR スペクトルは、以下のような式を用いて解析を行った。

$$\text{LF} \quad A(t) = A_7 \exp(-\lambda_7 t) + C_4$$

第 1 項目は動的なスピンの揺らぎによる緩和の項である。C は定数項である。

3.4 Ba(Ni_{1-x}Mg_x)₂V₂O₈ の μ SR

以下では、磁気秩序と動的なスピン揺らぎの共存において残留磁気揺らぎと不純物や格子欠陥に起因する自由な磁気モーメントとの関係調べるため、BaNi₂V₂O₈ において磁性を示す Ni²⁺ サイトを非磁性の Mg²⁺ に置換した Ba(Ni_{1-x}Mg_x)₂V₂O₈ ($x = 0.05, 0.1, 0.2$) で μ SR 実験を行い、比較した。

3.4.1 ZF- μ SR スペクトル

Ba(Ni_{1-x}Mg_x)₂V₂O₈ ($x = 0.05, 0.1, 0.2$) においても同様に μ SR 測定で得られた ZF- μ SR スペクトルに対し、各温度での成分を見積もった。見積もりは以下のような式を用いて解析を行った。

$$\text{ZF (秩序状態)} \quad A(t) = A'_1 \cos(\omega'_1 t) \exp(-\lambda'_1 t) + A'_2 \exp(-\lambda'_2 t) + C'_1$$

$$\text{ZF (常磁性状態)} \quad A(t) = A'_3 \left[\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \{1 - (\sigma t)^2\} \exp\left\{-\frac{1}{2}(\sigma t)^2\right\} \right] \exp(-\lambda'_3 t) + C'_2$$

Ba(Ni_{1-x}Mg_x)₂V₂O₈ ($x = 0.05, 0.1, 0.2$) のフィッティングにおいてノンドープでは明確に観測された 2 箇所のミュオンサイトでの異なる周波数の回転歳差運動が Mg²⁺ に置換したことで観測しづらくなったため、ZF でのフィッティング関数の静的な内部磁場による影響を反映した項を 1 つとし解析を行った。図 3.4.1-a,b,c に ZF- μ SR スペクトルの時間依存性を示す。図 3.4.1-d に ZF- μ SR におけるラーモア周波数 ω'_1 の温度依存性を示す。図 3.4.1-e に ZF- μ SR における第 3 項目の緩和率 λ'_2 の温度依存性を示す。

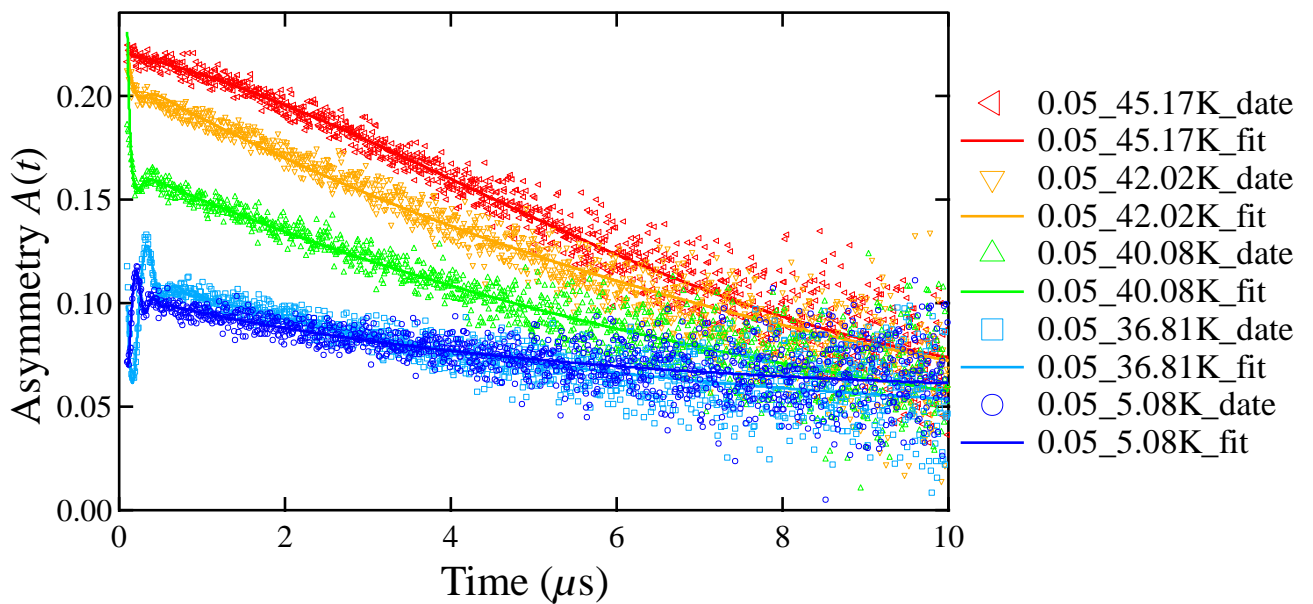


図 3.4.1-a $x = 0.05$ における ZF- μ SR スペクトル

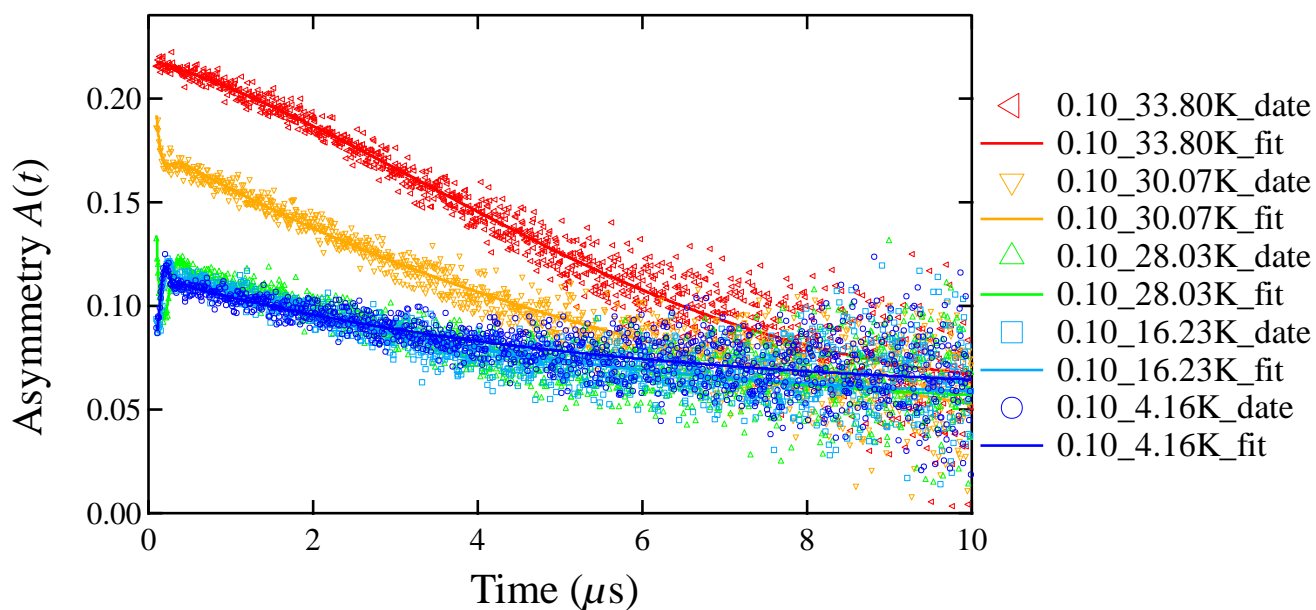


図 3.4.1-b $x = 0.1$ における ZF- μ SR スペクトル

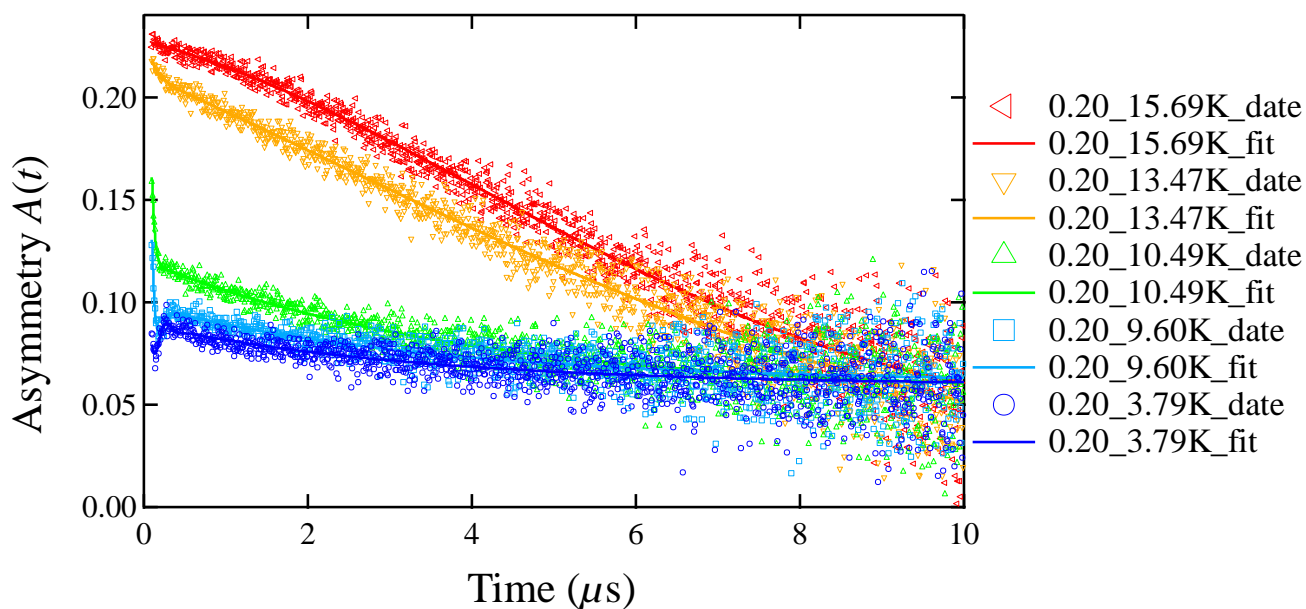


図 3.4.1-c $x = 0.2$ における ZF- μ SR スペクトル

図 3.4.1-a,b,c は ZF における温度別の時間依存性のグラフを置換量毎にプロットしたものである。それぞれのグラフの振舞いの変化より、図 3.4.1-a $x = 0.05$ の T_N は 42K~45K、図 3.4.1-b $x = 0.1$ の T_N は 30K~33K、図 3.4.1-c $x = 0.2$ の T_N は 13K~15K に存在すると観測できる。また、置換量増加に伴って最低温における正弦波的振動が観測しづらくなることが分かる。これは Ni^{2+} サイトに非磁性の Mg^{2+} を置換することで、 Ni^{2+} の総量が減少し、かつ均等に Mg^{2+} が分布しているとは限らないので、最低温においても観測される静的な内部磁場に幅(エラーバー)が生じることが考えられる。そのため、周波数(\propto 内部磁場)に幅のある波の重ね合わせにより、グラフの振動は鈍く観測される。 Ni^{2+} サイトに非磁性の Mg^{2+} を置換することで、 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ の ZF- μ SR における温度別の時間依存性と比較して、最低温におけるグラフの振る舞いの違いと T_N の差異が明確に観測された。

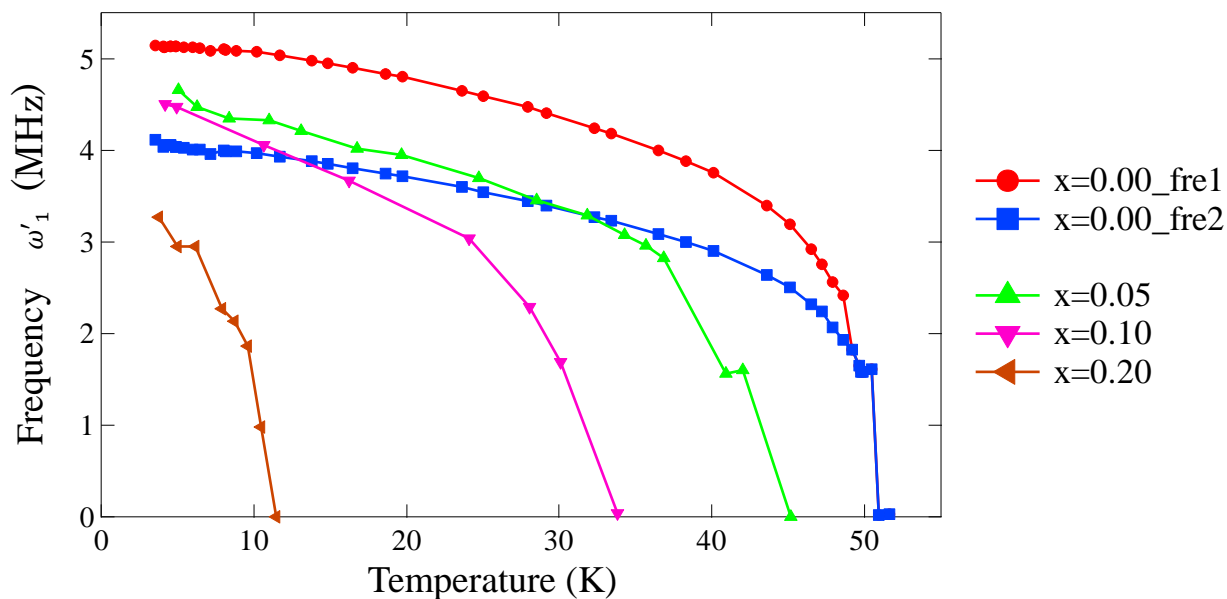


図 3.4.1-d ZF- μ SR のラーモア周波数 ω'_1 の温度依存性

図 3.4.1-d は ZF における置換量別のラーモア周波数 ω'_1 の温度依存性を示したものである。それぞれの置換量のグラフにおいて ω の立ち上がりを観測できる。 ω の立ち上がりの温度から T_N を予想できるが、図 3.4.1-a,b,c で予想した T_N ($x=0.05$ の $T_N=42\text{K}\sim 45\text{K}$ 、 $x=0.1$ の $T_N=30\text{K}\sim 33\text{K}$ 、 $x=0.2$ の $T_N=13\text{K}\sim 15\text{K}$)と概ね合致している。また、置換したそれぞれの ω'_1 に注目すると、 $x=0$ とは異なり、最低温においても ω'_1 の値が飽和していないことが分かる。

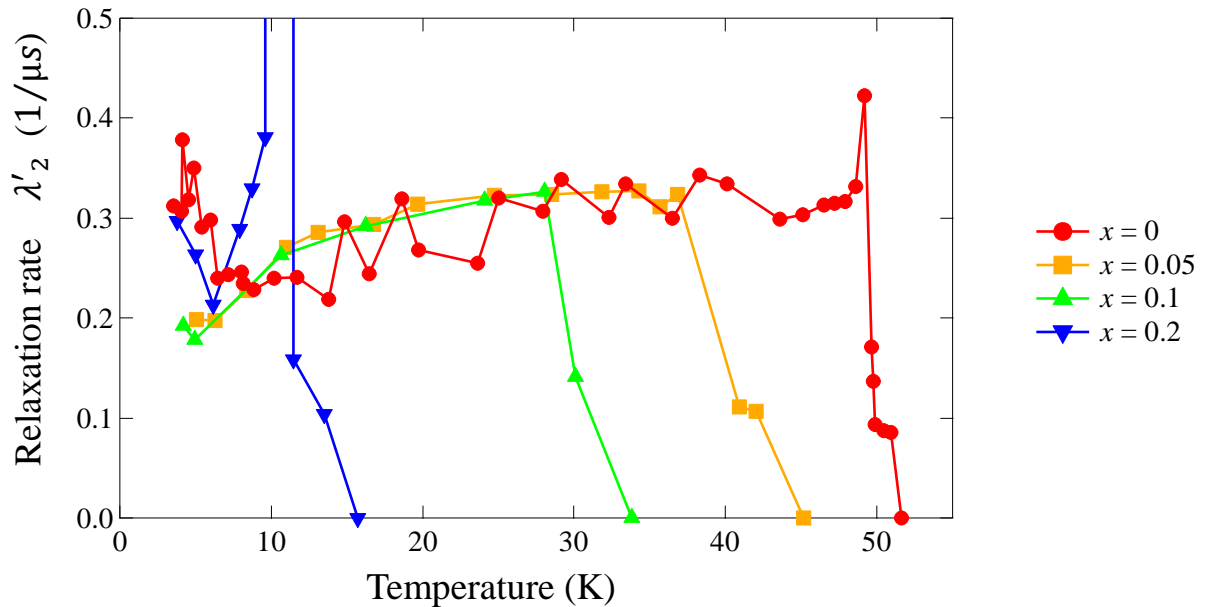


図 3.4.1-e ZF- μ SR における置換量別での第 3 項目の緩和率 λ'_2 の温度依存性

図 3.4.1-e に ZF- μ SR における置換量別での第 3 項目の緩和率 λ'_2 の温度依存性を示す。置換量別での λ'_2 は、予想される T_N 近傍において急激に上昇することが観測される。この急激な λ'_2 の上昇は $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ 同様に磁気秩序によるものと推測できる。

また、置換量の違いに注目すると、 $x=0.05$ と $x=0.1$ は T_N 近傍で一度上昇した後、 $x=0$ 同様な λ'_2 の振る舞いをし、最低温付近では λ'_2 の減少が観測される。

一方、 $x=0.2$ では約 10K で λ'_2 の発散を観測することができた。 Mg^{2+} 置換量を増加したことによって不純物サイトが増えるが、 $J/k_B = -41\text{K}$ 程度の相互作用を持つため、スピン間の相関は強い状態を保つ。そのため、スピンはある磁気秩序状態を保ちながらも多数の不純物サイトの影響で揃えきれずに、ゆっくりとした遅い磁気揺らぎが多数生じる。したがって、 $x=0.2$ において λ'_2 が臨界点付近で発散したと考えられる。その後 $x=0.2$ では降温に伴い臨界発散した λ'_2 はある値に収束し、 $x=0$ と同程度の λ'_2 をもつことが観測される。

$x=0.05, 0.1, 0.2$ における λ'_2 の振る舞いの違いから、 Mg^{2+} 置換量を増やすことで単調な緩和率の変化を示さないことが示唆される。

3.4.2.LF- μ SR スペクトル

LF- μ SR スペクトルは、以下のような式を用いて解析を行った。

$$\text{LF} \quad A(t) = A'_4 \exp(-\lambda'_4 t) + C'_3$$

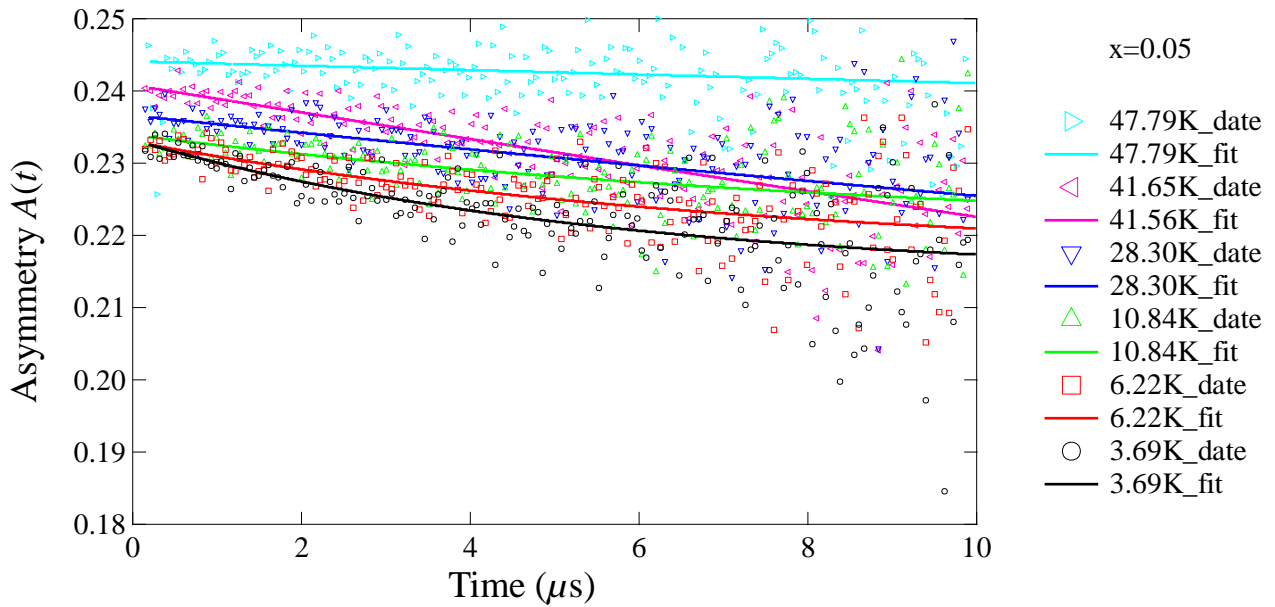


図 3.4.2-a $x = 0.05$ における LF- μ SR スペクトルの時間依存性

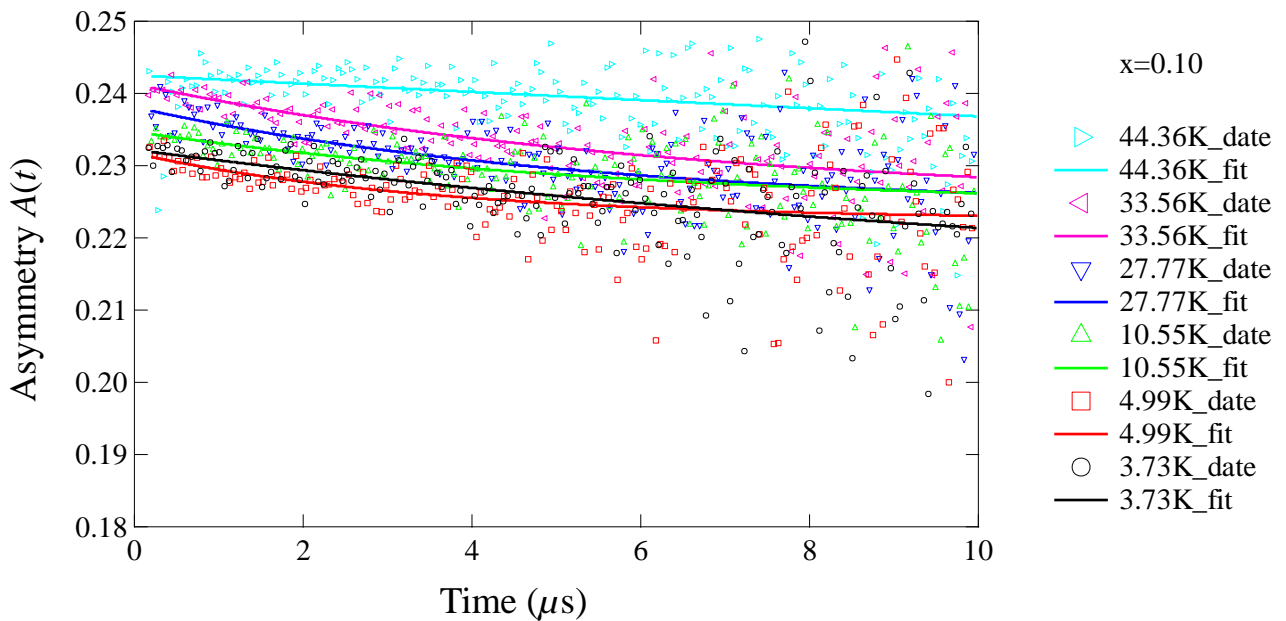


図.34.2-b $x = 0.1$ における LF- μ SR スペクトルの時間依存性

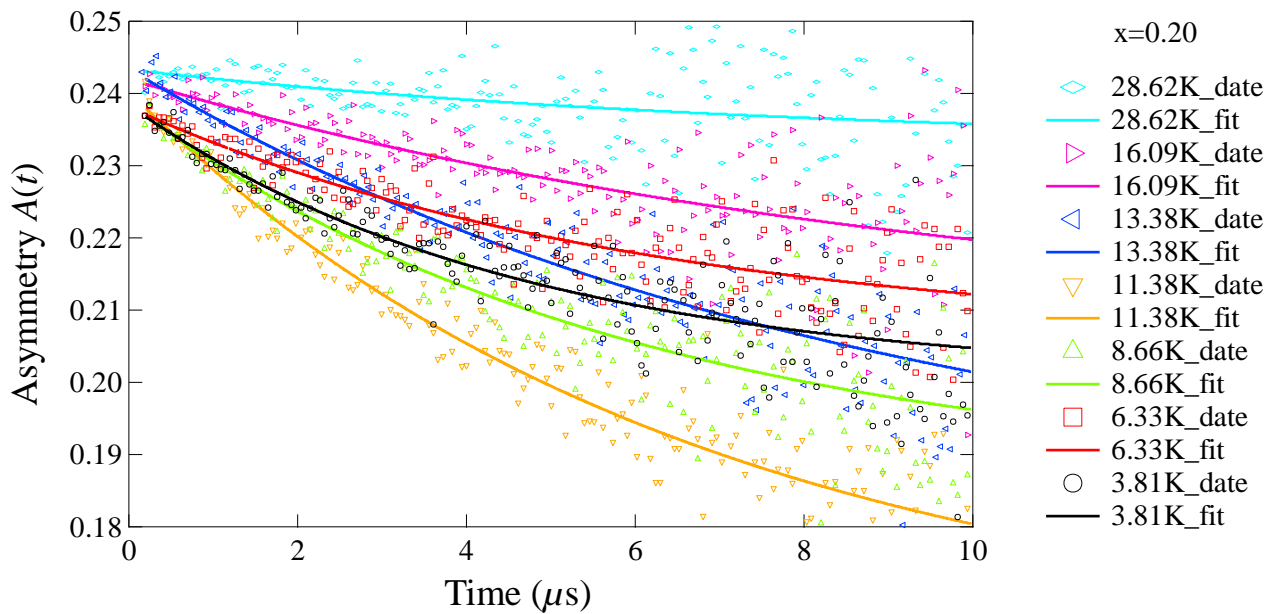


図 3.4.2-c $x = 0.2$ における LF- μ SR スペクトルの時間依存性

図 3.4.2-a,b,c に LF- μ SR での置換量毎における最低温から常磁性状態となる温度までの μ SR スペクトルの時間依存性を示す。 $x = 0.05$, $x = 0.1$ では $x = 0$ 同様、昇温に伴いグラフはフラットに近づくことが観測される。また $x = 0$ の μ SR スペクトルと比較して、最低温での指数関数的な緩和の抑制が観測されることから、置換量の増加に伴い $\text{Ba}(\text{Ni}_{1-x}\text{Mg}_x)_2\text{V}_2\text{O}_8$ の連続的な μ SR スペクトルの変化を観測できる。

一方、 $x = 0.20$ では、最低温で指数関数的な緩和の回復が観測され、さらに他の 3 つの μ SR スペクトルとは異なる振る舞いが観測された。予想される $T_N = 13\text{K} \sim 15\text{K}$ より少し低温で μ SR スペクトルの大幅な指数関数的な緩和が観測され、これは上記で述べた臨界発散が起因していると考えられる。その後、昇温に伴いグラフはフラットに近づくことが観測される。

この結果は $x = 0.10$ までは $\text{Ba}(\text{Ni}_{1-x}\text{Mg}_x)_2\text{V}_2\text{O}_8$ の指数関数的な緩和の抑制を観測できたが、 $x = 0.20$ では特異な振る舞いをすることを示している。

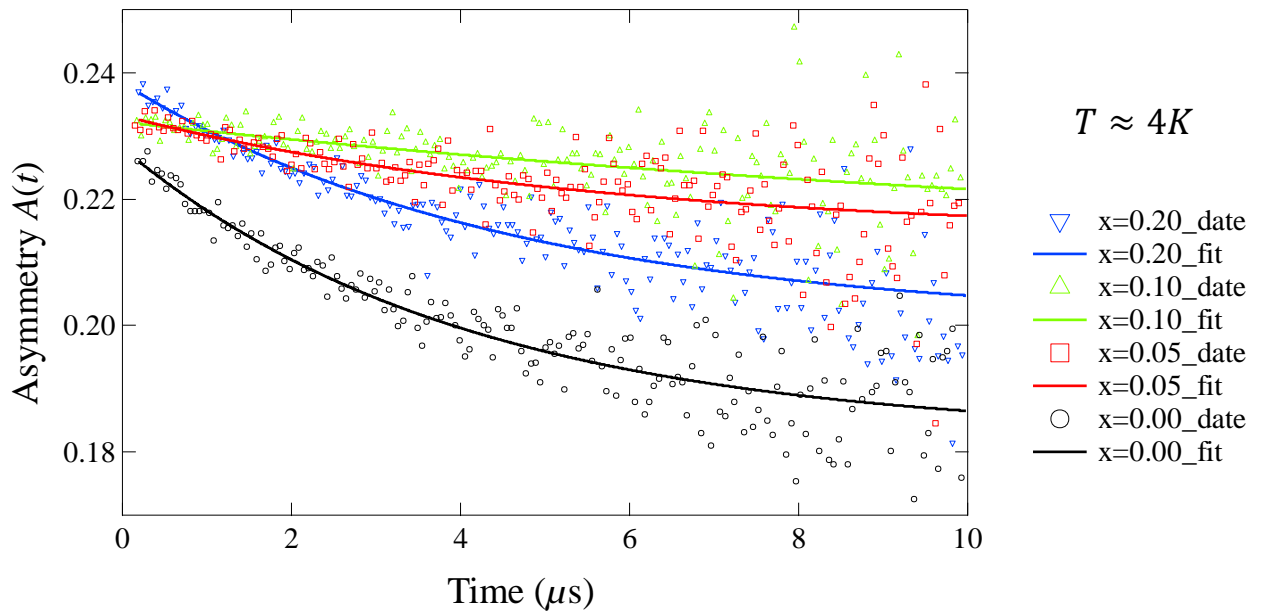


図 3.4.2-d LF- μ SR における 4K の μ SR スペクトルの時間依存性

図 3.4.2-d に 4K の μ SR スペクトルの時間依存性を置換量別に示す。図 3.4.1-e での ZF- μ SR の λ'_2 で述べたように 4K 近傍で $x=0.05, 0.1$ において λ'_2 の抑制が観測される。 $x=0.2$ では、 λ'_2 の回復が観測された。

また、 Mg^{2+} の置換量増加に伴い $A(t)$ の始点が高くなることを観測することができる。これは、置換量を増加することにより、内部磁場 B が抑制され、ミュオン崩壊時に放出される陽電子が前方の計数管でよりカウントされたからだと考えられる。図 3.4.2-e にミュオンが感じる磁場を示す。

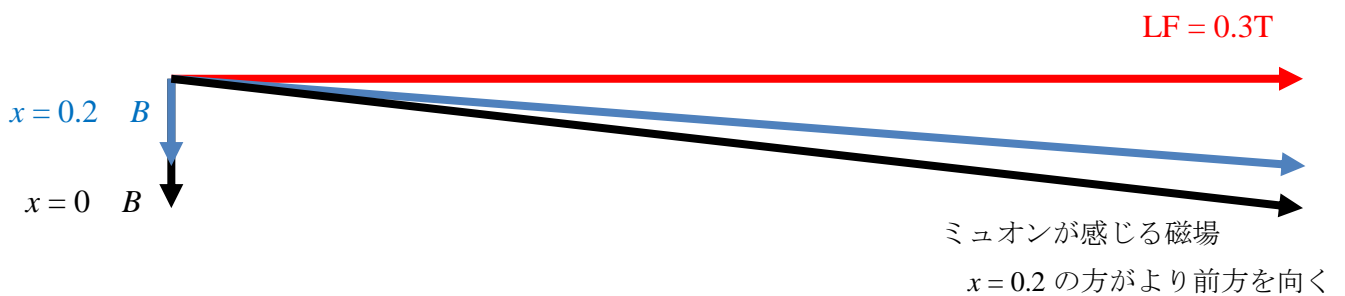


図 3.4.2-e ミュオンが感じる磁場

第4章 解析と考察

4.1 μ SR 実験における解析と考察

4.1.1 臨界指数 β

転移点 T_c 付近では、様々な物理量が温度や磁場などの外部パラメーターの冪に従う振る舞いを見せる。転移温度以下における秩序変数 m の臨界領域における温度依存性は、

$$m \propto (T_c - T)^\beta \quad T < T_c$$

と表される。

ZF- μ SR で観測した磁気秩序状態における内部磁場 B は、反強磁性状態の秩序変数である副格子磁化 m に比例している。 B は ω に比例しているので、臨界領域におけるラーモア周波数 ω は、

$$m \propto B \propto f(t) = A \left(1 - \frac{T}{T_N}\right)^\beta \quad (A: \text{比例定数})$$

と表される温度依存性を示す。 T_N 付近の様々な温度領域で、 A , T_N , β をフィッティングパラメータとして、以下の手順で臨界指数 β の見積りを行った。

フィットを行う温度範囲が臨界領域の中にあれば、フィットを行う温度範囲を変えても T_N や β は変化しない。しかし、温度範囲が臨界領域を逸脱すると、温度領域を変えることで得られる T_N や β は変化する。ある温度領域の解析で得られる仮の転移点と臨界指数を T_N^* と β^* と定義した。フィッティングを行う温度領域は、ラーモア周波数 ω の立ち上がりを観測することができる 49.854K を始点とし、温度範囲の最低温度を T_{min} とする。 T_N^* と β^* の温度範囲に対する依存性を見たところ、図 4.1.1-a,b のようになった。図 4.1.1-a は縦軸に仮の転移点 T_N^* 、横軸に $(1 - T_{min}/T_N^*)$ をプロットしたものであり、図 4.1.1-b は縦軸に仮の臨界指数 β^* 、横軸に $(1 - T_{min}/T_N^*)$ をプロットしたものである。横軸の値が小さい程、 T_{min} は T_N に近く、適切に臨界領域を表す。プロットした結果、温度範囲を狭くしても T_N^* と β^* が一定になることはなかったが、温度範囲を狭くすることで T_N^* と β^* の変化は減少する領域が見られた。これを外挿することで T_N と β を見積もった。

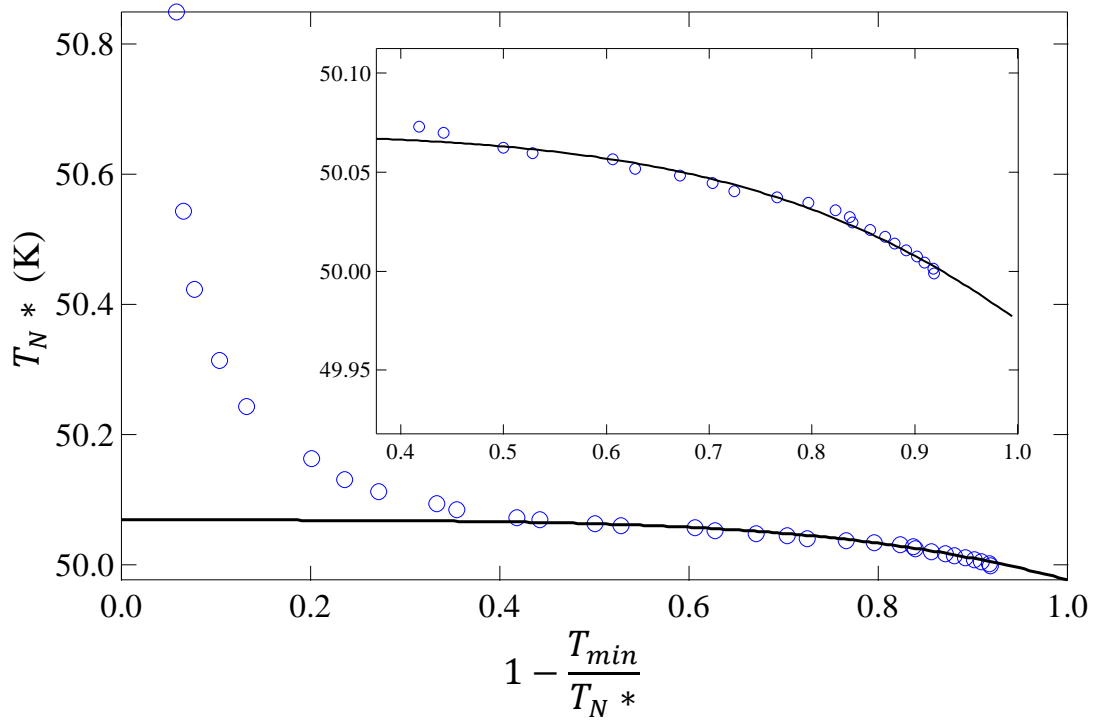


図 4.1.1-a T_N の見積もりのグラフ

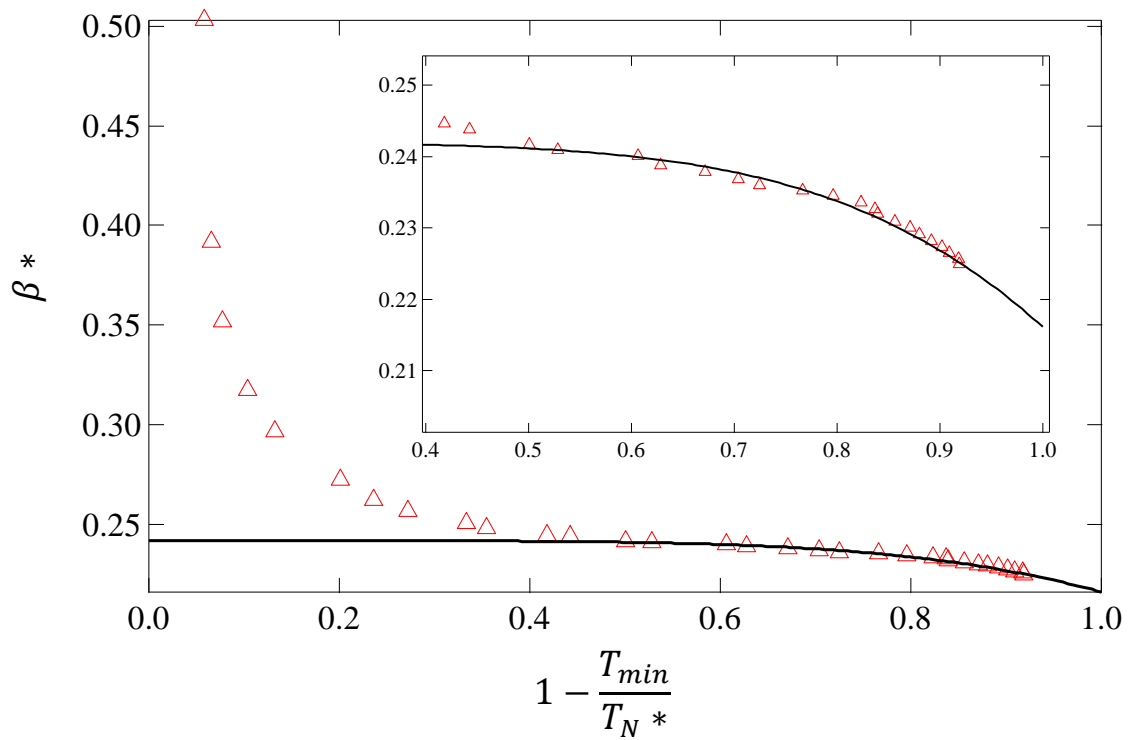


図 4.1.1-b β の見積もりのグラフ

フィッティングの結果より、横軸の値 0.4 程度で一度 T_N, β の変化が減少することが分かる(インセット)。これによると、 $T_N \approx 50.07\text{K}$ 、 $\beta \approx 0.257$ と特定することができる。

しかし、厳密には横軸の値 0.4 程度においても T_N, β の変化が一定にはなっておらず臨界領域を見つけるには至らなかった。

以下の式は、 T_N, β の変化が減少した領域 32.325K~49.864K においてラーモア周波数 ω の立ち上がり具合を記述している。

$$f(t) = A \left(1 - \frac{T}{T_N}\right)^\beta \quad (A: \text{比例定数}) \quad \dots\dots (1)$$

図 4.1.1-c に、ラーモア周波数 ω_2 に対して、式(1)を用いてフィットした結果を示す。

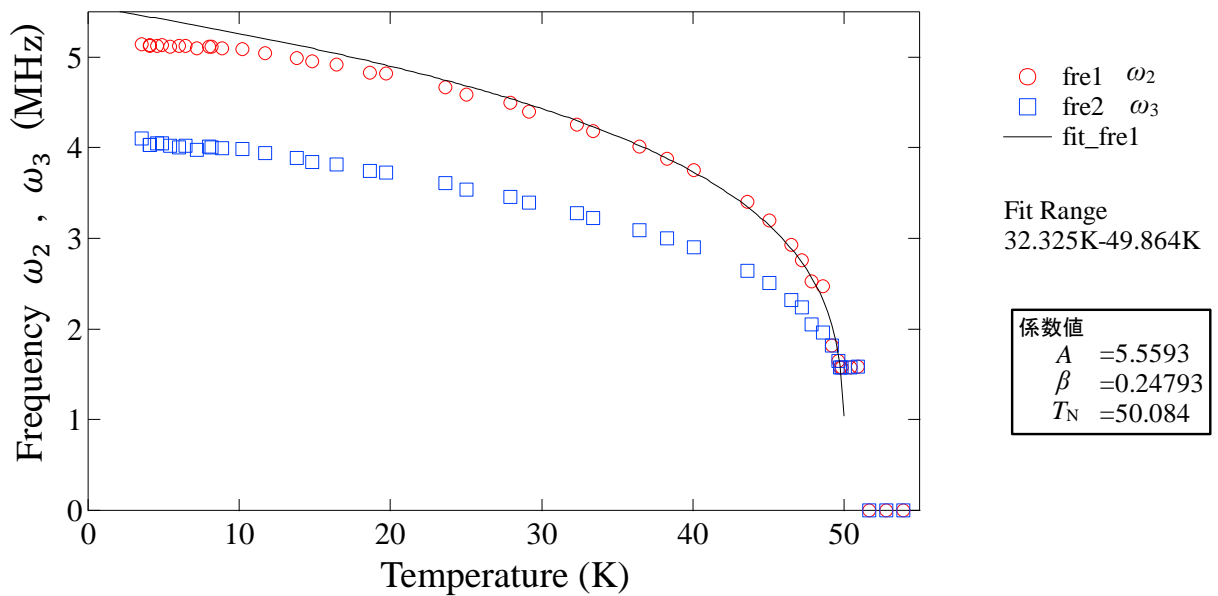


図 4.1.1-c ラーモア周波数 ω_2, ω_3 の温度依存性。実線は式(1)によるフィットの結果

4.1.2 副格子磁化の温度依存性の解析

スピン波理論を用いて副格子磁化の温度依存性の解析を行った。ブロッホの $T^{\frac{3}{2}}$ 則より

$$\frac{M(0) - M(T)}{M(0)} \propto T^{\frac{3}{2}}$$

$$M(0) - M(T) \propto M(0)T^{\frac{3}{2}}$$

$$M(T) = M(0) - M(0)T^{\frac{3}{2}}$$

と式変形することができる。磁化 M は内部磁場 B に比例し、ラーモア周波数 ω ($\omega = \gamma B$) より B は ω に比例するので、上記の式は

$$M(T) \propto f(T) = f(0) - AT^{\frac{3}{2}} \quad (A: \text{比例定数})$$

と表すことができる。上記の式は主に強磁性体に適する式であるので、以下では、反強磁性体にスピン波理論を用いて副格子磁化の温度依存性の解析を行った。解析は以下の関数を用いて行った。

$$f(T) = f(0) - AT^B \exp\left(-\frac{C}{T}\right) \quad \dots\dots (2)$$

ここで、定数 C は磁気異方性に伴うエネルギーギャップ E_G を用いて、

$$C = \frac{E_G}{k_B} \quad (E_G: \text{エネルギーギャップ}, k_B: \text{ボルツマン定数})$$

と表す。図 4.1.2 に ZF- μ SR におけるミュオンスペクトル解析で得られた ω に対して、式(2)を用いてフィットした結果を示す。

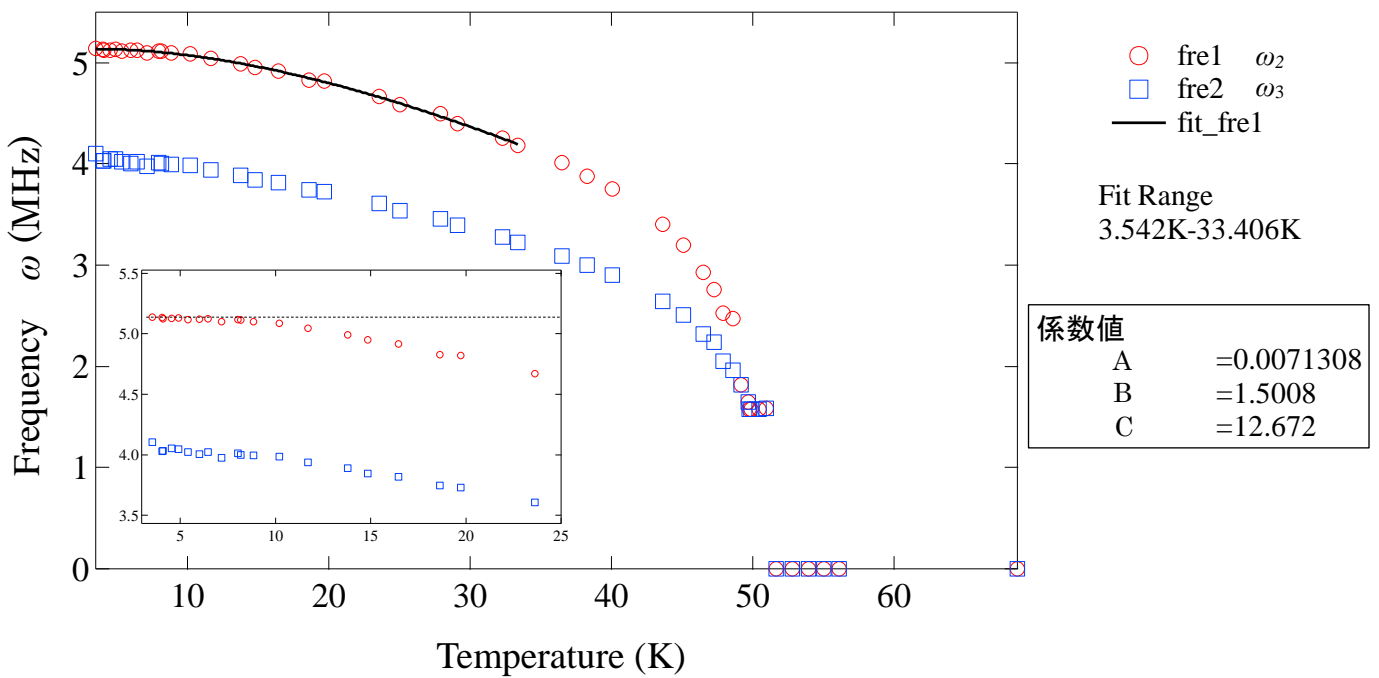


図 4.1.2 ラーモア周波数 ω の温度依存性。実線は式(2)によるフィットの結果

解析より、最低温から 33.406K の範囲でフィットを行うことができた。この結果から、 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ の磁気秩序状態における磁気励起にはエネルギーギャップがあることが示唆される。

一方、周波数の低い 2 成分目の周波数 ω に対しても同様な解析を行ったが、ギャップ的振る舞いは見られなかった。これは、 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ が単純な反強磁性のスピンの波理論では説明できないことを示している。

第5章 まとめ

本研究では、二次元磁性体として知られている $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ における磁気秩序状態を調べた。磁化率測定や μSR 実験を行い、スピン間の相互作用の強さの見積もりや μSR スペクトル解析を行った。

磁化率測定の結果、150.14K~300.12K において二次元反強磁性モデルの磁化率の式をフィッティングすることができ、 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ における相互作用の強さ $J/k_B = -41.551\text{K}$ を見積もることができた。

μSR 実験の結果、 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ は $50\text{K} \leq T_N \leq 50.9\text{K}$ で反強磁性秩序転移することを明らかにし、低温では反強磁性長距離秩序と磁気モーメントの量子揺らぎの共存が観測された。また、磁気秩序に伴い生じる内部磁場 B は2成分存在することを観測した。エネルギーギャップの有無により、 $\text{BaNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ が単純な反強磁性のスピンの波理論では説明できないことが確認された。臨界指数 β の見積もりにおいて、 $\beta \sim 0.26$ の値を得た。

さらに、磁気秩序と動的なスピン揺らぎの共存において、残留磁気揺らぎと不純物や格子欠陥に起因する自由な磁気モーメントとの関係調べた。 $\text{Ba}(\text{Ni}_{1-x}\text{Mg}_x)_2\text{V}_2\text{O}_8$ の μSR 実験結果より、最低温において $x = 0.05$, $x = 0.1$ では磁気モーメントの量子揺らぎの抑制が確認されたが、 $x = 0.2$ では緩和率の臨界発散に伴う特異な μSR スペクトルを観測することができた。

第6章 今後の課題

今後の課題として以下の項目を挙げる。

転移点近傍のデータを増やす。

増えたデータを基に臨界指数 β の決定を行う。

磁気秩序と KT 転移の関係性の探究。

Mg^{2+} 置換量を調節 ($x = 0.2$ 前後) した試料の緩和率の振る舞いの探究。

本研究で行えなかった常磁性状態の解析を行う。

単結晶作製と単結晶を用いたクロスオーバーの観測を行う。

付録 μ SR 実験について

μ SR 実験

μ SR 実験(ミュオンスピン回転/緩和/共鳴法)は、粒子が持つスピンという自由度を通して物質を眺める微視的な実験手法である。核磁気共鳴(NMR)や電子スピン共鳴(ESR)と似た実験手法であるが、利点として μ SR 実験で観測できる内部磁場の揺らぎの時間領域は 10^{-6} ~ 10^{-11} 秒であることが挙げられる。これは、中性子回折実験(10^{-10} ~ 10^{-12} 秒)や NMR ($> 10^{-6}$ 秒)で観測できない中間周波数領域となっている。

ミュオンの基本的性質

ミュオンは素粒子の一種で、第 2 世代のレプトンである。ミュオンは負の電荷、その反粒子は正の電荷を有するスピン $1/2$ の粒子である。またミュオンの質量は電子の質量の約 207 倍、陽子の質量の約 9 分の 1 である。加速器で通常得られるエネルギーでは、物質中にサブミリ~センチメートル程度の深さまで侵入出来るので、物質内部の磁場の情報を測定するマイクロで敏感なプローブである。

物質中にミュオンが停止

X 線や中性子といった量子ビームは、基本的に散乱あるいは回折現象を利用して物質の状態を探ることに用いられる。一方、 μ SR 実験の場合には、調べたい物質中にミュオンを一旦注入、停止させる。そのスピン偏極の時間変化からミュオンが止まっている位置で見た物質の状態を知るというミュオンスピン回転法が一般的である。

次にミュオンを物質中に停止させる方法であるが、一般に電子以外の重い荷電粒子が高エネルギーで物質に照射されると、当該粒子は主に対象物質中の原子をクーロン散乱により電子励起、イオン化することで運動エネルギーを失って減速していく。荷電粒子のエネルギーが電子励起エネルギーを下回ると、それ以降は弾性散乱が支配的になり、徐々にエネルギーを失って最後には格子間位置のどこかに停止すると考えられる。

ミュオン回転歳差運動

古典物理学においては、磁場 B 中に置かれた磁気モーメント M が B と平行でない場合、磁気モーメントには磁場と平行になるようにトルク $M \times B$ が働く。さらに、磁気モーメントが角運動量 L を伴う場合、磁場によるトルクに釣り合う歳差運動を起こすことが知られている。これは重力場中に置かれたコマの回転軸が重力と平行でない場合に見られる首振り運動と同じもので、ラーモア歳差運動と呼ばれる。(ここでは磁気モーメント M はミュオンのスピン磁気モーメント μ を、磁場は物質の磁気秩序状態に起因する内部磁場 H を想定している)

ミュオンの崩壊

ミュオンは正負いずれの電荷を持ち、弱い相互作用により平均寿命 $2.2\mu\text{s}$ (崩壊する粒子をたくさん集めたとき、その数の 63% が崩壊するまでの平均の時間のことをその粒子の「寿命」といい、ミュオンの寿命は 100 万分の 2 秒、1000 個のミュオンがいつの間にか 370 個になるまでの時間が、だいたい 100 万分の 2 秒ということ)で電子(または陽電子)と 2 つのニュートリノにベータ崩壊する。そしてベータ崩壊の際に放出する電子は、ミュオンの磁気モーメントの向きについて異方的な空間分布を持つ。ただし、ミュオンがもつ磁気モーメント方向に電子を放出する可能性が高いことが知られている。

ミュオンスピン偏極測定の実理

100%偏極したミュオン(以下については正のミュオンとして扱う)が自然崩壊の際に放出する陽電子はミュオンの磁気モーメントの向きについて異方的な空間分布を持つ。したがって、この空間分布の非対称度(asymmetry)を測定すれば、ミュオンスピン偏極度を知ることができる。具体的には、物質に多数のミュオンを打ち込み、打ち込んだ多数のミュオンにおける崩壊陽電子を計測し、統計平均としての空間分布を再構成することでミュオンスピン偏極度を観測することができる。さらに、ミュオンが生成されてから崩壊するまでの時間も一定ではないため、磁場中でミュオンのスピン偏極が運動する場合、非対称度の時間変化を測定することで運動の様子を観測することができる。

陽電子検出器の配置

非対称度の測定では(ミュオンビームのうち直流ビームを使う場合)雨粒のように連続して飛来する 1 個 1 個のミュオンを試料へ注入する時刻を試料直前に置かれたミュオンカウンター(ここにミュオンが止まらないよう薄いプラスチックシンチレーターを使用)により同定することから始まる。この信号を時間原点として測定する。次に、ミュオンが崩壊した際に放出された陽電子はミュオンスピンの初期偏極方向(z 軸)に対して前後に置かれたカウンター(厚めのプラスチックシンチレーター)で検出する。

測定方法の実理と種類

ミュオンが崩壊した際の陽電子を測定することで非対称度を知ることができる。具体的には試料前後に設置された膨大なカウンターを用いて、陽電子の空間分布非対称度を時間変化として観測する手法である。

次に測定の種類であるが、大きく 3 つに分類される。1 つ目はミュオンの入射方向に垂直方向に磁場をかけて測定する横磁場(Transverse-Field)TF と呼ばれる測定方法である。この測定で、実際に測定する際の測定機器の補正を行うことと、バックグラウンドを見積もることが出来る。次にゼロ磁場(Zero-Field)で測定する ZF と呼ばれる測定方法である。この測定

で試料由来のミュオンスペクトルが得られる。またフーリエ変換を用いることでミュオンのラーモア周波数なども観測することができる。最後にミュオンの入射方向に平行方向に磁場をかけて測定する縦磁場(Longitudinal-Field)LF と呼ばれる測定方法である。この測定で内部磁場のゆらぎをグラフの減衰から知ることができる。

参考文献

- [1] N. Rogado *et al.*, Phys. Rev. B **65**, 144443 (2002).
- [2] M. Heinrich *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 137601 (2003).
- [3] D. Waibel *et al.*, Phys. Rev. B **91**, 214412 (2015).
- [4] 志村忠夫・小林 久理眞 / したしむ磁性 朝倉書店(1999).
- [5] 中村祐之 / 固体の磁性 初めて学ぶ磁性物理 内田老鶴圃(2015).
- [6] 金森順次郎 / 磁性 培風館(1969).
- [7] 森隆嗣 / 佐賀大学大学院工学研究科物理科学専攻 修士論文(2004).
- [8] 井上順一郎・伊藤博介 / スピントロニクス 基礎編 共立出版(2010).
- [9] 西森秀稔 / 相転移・臨界現象の統計物理学 培風館(2005).
- [10] 大槻義彦 / パリティ Vol.31 No.12 丸善出版株式会社(2016).
- [11] Bramwell S T *et al.*, J.Phys: Condens. Matter. 5(1993) L53-L59.
- [12] L.P.REGNAULT *et al.*, J.Mag.Mag.Mater. 15-18(1980) 1021-1022.
- [13] L.P.REGNAULT *et al.*, J.Mag.Mag.Mater. 31-34(1983) 1205-1206.
- [14] Alessandro Cuccoli *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 167205(2003).
- [15] 徐興亮 / 佐賀大学大学院工学研究科物理科学専攻 修士論文(2013).
- [16] 門野良典 / ミュオンスピン回転法 共立出版(2016).
- [17] 中井泉・泉富士夫 / 粉末 X 線解析の実際 朝倉書店(2002).
- [18] Ichihiro Yamauchi *et al.*, Phys. Rev. B **97**, 134410(2018).
- [19] 網塚浩 / 日本中間子科学会誌「めそん」No.38 (2013).
- [20] R.Nath *et al.*, Physica B 369 (2005) 72-75.
- [21] A.Lombardi *et al.*, Phys. Rev. B 54, 1 (1996).

謝辞

本研究を進めるにあたり、様々な方に御世話になりました。この感謝の意を表します。

山内一宏准教授には、大学院の2年間を通して、一から磁性についての知識や実験の技術・結果の解釈などを丁寧に御指導賜りました。学外での研究施設実験や、学会発表など貴重な経験をさせて頂きました。また、教員採用試験の際にも助言して頂きました。深く感謝申し上げます。

真木一准教授には、研究に取り組む姿勢や論理的に考えることを御指導頂きました。また、時間があるときには、物理だけではなく様々な話をして頂きました。誠に感謝しております。

鄭旭光教授には、講義での御指導や研究内容について助言して頂きました。誠に感謝しております。

石渡洋一准教授には、講義での御指導をして頂きました。また学部4年時の教育実習では教職のチューターとしても御世話になりました。誠に感謝しております。

本研究は大強度陽子加速施設 J-PARC 物質・生命科学実験施設(MLF)の研究助成を受けて実施しました。

物理科学科の諸先生方には、講義で大変御世話になりました。感謝致します。

凝縮系研究室の先輩や後輩には、研究を進める上で協力をして頂きました。ありがとうございました。

進路実現に向けて **Yankeess!!**の皆様には、教職関係で大変御世話になりました。誠に感謝しております。

最後に、学生生活を続けることができるよう支えてくれた両親に深く感謝致します。