

物性研だより

第26卷
第3号

1986年9月

目 次

| | | |
|-----------------------------|------|-----|
| ○“超高压研究室”創始の頃 | 秋本俊一 | 1 |
| ○内と外から見た物性研 | 舛本泰章 | 6 |
| 研究室だより | | |
| ○表面物性 櫻井研究室 | 櫻井利夫 | 8 |
| 物性研究所短期研究会報告 | | |
| ○準結晶の構造と物性 | | 15 |
| 世話人 増本 健, 竹内 伸 | | |
| 二宮敏行, 小川 泰 | | |
| ○有機二次元系構造の凝縮機構 | | 38 |
| 世話人 岡田正和, 石黒武彦, 植田 夏 | | |
| 河津 璞, 国府田 隆夫, 斎藤省吾 | | |
| 高木俊宜, 村山洋一 | | |
| ○超強磁場下の物性 | | 53 |
| 世話人 三浦 登, 伊達宗行 | | |
| 後藤恒昭, 木戸義勇 | | |
| 物性研究所談話会 | | 105 |
| 物性研ニュース | | |
| ○東京大学物性研究所の助手公募の通知 | | 109 |
| ○1987年度日米協力事業「中性子散乱」研究計画の公募 | | 110 |
| ○人事異動 | | 111 |
| ○テクニカル レポート 新刊リスト | | 111 |
| 編集後記 | | |

東京大学物性研究所

ISSN 0385-9843

“超高压研究室”創始の頃

秋 本 俊 一

3月末に停年退官して数ヶ月、ようやく生活環境の変化にも馴れて、外から物性研を眺めることができるようになった。今、改めてこの25年間、協同研究者と研究環境に恵まれたわが身の幸運を感謝するばかりである。私の研究室は、周知のごとく、“超高压”的研究室ではあっても実態は相当深く固体地球科学に関わりをもった研究室であったから、物性研の中では特異な存在であったといえよう。25年間もこのような研究室が物性研に存在したことの功罪は誰方かに論じていただくとして、どういう経緯でこのような研究室が誕生したか、“超高压研究室”創始の頃の思い出を書いて見よう。私自身、過去の追憶にふけるほど、まだ老化していないつもりであるが、物性研には“物性研究資料室”も設けられていることでもあり、“超高压”という新しい分野の物性研究がわが国ではじまった事情を書き残すことでも私の責務の一つと考えた次第である。

私が本郷の地球物理学教室から物性研に移ったのは1961年5月であった。私を物性研に誘って下さったのは、今年の2月末残念なことに急逝された石川義和さんであった。当時、私は地球物理学教室の永田武先生の下で岩石磁気学や古地磁気学の研究に従事し、石川さんとはイルメナイト構造化合物の磁性研究で1950年代後半にいくつか共著の論文を発表していた。当時、物性研の磁気第一部門の助教授に就任されたばかりの石川さんは私に、今度物性研に“超高压”という部門のできること、そこでは地球物理にも深い関わりのある高温高圧下の物性研究も指向していることを説明され、私に思い切って方向転換して見ないかとすすめてくれたのであった。たまたま、岩石磁気の基礎研究も一区切りついた時期にあったことと、かねて、実験地球科学者として高温高圧実験は羨望的であったこともあって、私はすぐに石川さんに進退をまかせてしまった。

この3月退官するにあたって、古い資料を整理していたら、“超高压部門”創設当時の教官公募の通知ビラが出てきた。それによると、“超高压”的“教授または助教授1名”公募の研究分野の内容説明は、“超高压下の物性・相転移その他固体反応に関する研究、ならびに高温高圧下における人工鉱物の育成とその物性に関する研究を行う”とあり、公募〆切が1960年5月10日となっていた。石川さんから私に誘いがあったのは、どうもこの公募〆切の期限後であったように思う。恐らく、公募を〆切っても、当時わが国に超高压実験の経験者が実質的に存在しなかったこともあって、充分な数の応募者がなかったに違いない。それで、物性研の人事の慣行としての委員推薦の制度が生かされて私に石川さんから話があったのだろうと想像する。物性研で超高压部門の創設を主唱されていたのは、鈴木平先生であったから、石川さんはすぐに私を鈴木先生に紹介してくれた。ある時期に鈴木先生の面接を受けたことを覚えている。鈴木先生の前で、私は地球内部の研究に超高压高温実験が如何に重要な意義があるか、当面やりたい仕事として“かんらん石-スピネル転移”等を考えてい

ることなどをお話しした記憶がある。

私の人事がきまったとの報せを受けたのは1961年の3月頃だったと思う。実績のない研究者でしかも物性物理の専門家でもない者に新部門の創設をまかせようというのであるから、最終決定までにはいろいろの議論があったことであろう。勿論、この間の事情については何も知らされていないし、石川さんも何も教えてくれなかった。所員会の決定後、私はすぐに武藤所長に呼ばれて、就任後の抱負を求められた。私は地球内部の物性研究を指向した超高压高温実験室を建設したいこと、そして当面やりたいと考えている課題の内容をいくつか紹介した。その中に“かんらん石ースピネル転移”的験が含まれていたことはいうまでもない。さらに、私自身、純粹の物性物理の超高压研究では実績もなく、また能力に限界のあるものの、地球科学の分野だったら、設備さえととのえばすぐに先進国に追いつける自信のあることを率直に申し上げた。武藤所長は私の希望をすべて受け入れて下さり、所長公認の超高压地球科学実験室が物性研に誕生することになった。武藤所長はさらに私の転出が円滑に進むように色々と配慮して下さった。御自身で地球物理学教室に出向いて教室主任だった坪井忠二先生にお話しいただいたり、永田先生に物性研の超高压研究室の構想を御説明いただいたり、当時全く無名の研究者に対し、今から思うと恐縮するばかりの御心配りだったと思う。

こうして就任した物性研で、私を待っていた最初の仕事は、初期設備費を使って大型の超高压発生装置を建設することであった。実は、すでに前年度の予算で、100トン程度のプレスと最高圧力1万気圧程度の気体圧縮や液体圧縮の増圧器が発注されていて、これらの装置は私の就任後間もなく搬入されてきた。超高压部門の担当者のきまる前に、装置の発注がおこなわれたことはやや異常であるが、物性研設立時の予算施行上やむを得ない事情があったのであろう。これらの装置は、物性研の超高压部門の担当者が誰になっても、必ず役に立つ基本装置で、しかも所内外の積極的共同利用の期待できる装置という基準で鈴木先生と石川さんが選定されたと聞いている（実際は、その後の超高压研究に活用するためには、かなりの改造が必要であった）。当時、東北大学の金研では物性研に先行して超高压研究が開始されていたから、これらの初期設備の選定にあたって鈴木先生は金研の先生方、とくに前田清治郎さん（日立中研に移られて後亡くなられた）の御意見を参考にされたものと思う。

超高压部門の所員として、私が最初に建設した大型設備は、テトラヘドラル・アンビル型超高压発生装置であった。しかし、これとても、私の就任前に、大体の方針はきまっていたことであった。ここで、1960年代初めの超高压高温発生技術の一般的水準を回顧してみよう。超高压発生技術は、1955年に米国のG・E社がダイヤモンドの高圧合成を発表したことが契機になって急速に発展したが、当時大容積の空間に超高压力（当時の常識では2～3万気圧以上）を発生させる装置としては、ピストン・シリンダー方式がもっとも一般的であり、ダイヤモンド合成に成功した装置として名声のあがったベルト装置が漸く普及はじめた段階であった。たまたま、1958年にRev. Sci. Instr.誌にテトラヘドラル・アンビル装置が報告された。この装置は、圧力容器となる葉蠟石製の正四面体

の4面を同時に圧縮するという点に特徴があり、鈴木先生や石川さんは、固体を圧力媒体としても、静水圧に近い圧力環境が実現されそうなこの装置独特の加圧機構に注目されたようである。鈴木先生はさらに、多少の無理は覚悟のうえで、この複雑な加圧機構をもった装置を国産技術で製作することを意図されていた。わが国に本格的な超高压発生技術を育成することを考えられての深謀であった。こうして、私の就任時には、三菱原子力を窓口として三菱重工に製作を担当させる手筈までととのえられていたのであった。実際上、この装置の製作段階で私が果した役割は、装置の性能の目標値を10万気圧、2000°Cの同時発生において、仕様書の細目を決定することであった。

このような経緯で製作されたテトラヘドラル・アンビル装置が完成して、物性研に納入されたのは、1963年3月であった。正式の発注から完成まで、約1年半かかったことになる。この間、私自身は、もっぱら、超高压発生技術の基礎の勉強と、次々と外国で発表される超高压関係の最先端の文献を読んでいたように思う。また、1962年9月には箕村所員を超高压部門に迎えることができた。箕村さんは、超高压下の物性研究で当時世界の最先端にあったイリノイ大学のDrickamer教授の研究室で活躍されていたから、物性研の人事がきまってからは、超高压部門のこまごまとした初期設備についていろいろと米国から助言と指示を仰ぐことができた。超高压実験に経験も実績もない私にとって、どれだけ頼りになったかはかり知れないものがある。箕村さんは、米国の超高压研究の内情にも通じて居られたので、私が製作に踏み切ったテトラヘドラル・アンビル装置の性能についても、決して論文に発表されている程バラ色のことばかりではないことを色々と率直に忠告していただき。また、当時、工業技術院名古屋工業技術試験所でも、物性研の計画とは全く独立に小型のテトラヘドラル・アンビル装置を製作しているとの情報がつたわり、しかも、アンビルの同期運転に大変苦労されていることまで知らされた。今から思うと、物性研の計画はかなりの冒險であったといえよう。期待と不安の半ばした中で完成した物性研のテトラヘドラル・アンビル装置は、結果的には大成功で、すぐに期待通りの性能を発揮してくれた。やはり日本を代表する大企業の技術水準は高かったのである。鈴木先生が三菱原子力を通じて三菱重工に話しをつけておいて下さったことが正解だったことを思い知らされた。私自身は、約2年も待っていた実験にただちに取りかかった。武藤所長や鈴木先生に約束した“かんらん石-スピネル転移”的実験から始めたことはいうまでもない。この仕事の副産物として1963年末には、ferrosilite (FeSiO_3 輝石) の合成という当時世界中で期待されていた実験にはじめて成功することになった。この仕事は、超高压部門の教官公募の文章にあった“高温高圧下の人工鉱物の育成”分野で物性研の仕事を諸外国に認めさせることになった最初のものであった。10万気圧という仕様書にうたった性能が実現するまでにはなお数年かかったが、国産技術によるテトラヘドラル・アンビル装置の開発成功は、わが国の超高压研究に自信をもたせ、その後の発展に影響するところ多大であったと思う。

テトラヘドラル・アンビル装置の建設段階から私に協力してくれたのは、当時地球物理課程の大学

院生であった藤澤英幸君（現東大地震研）であった。4ヶのアンビルを一度に破壊したといっては悲嘆にくれ、珪酸塩スピネルが合成できたといっては喜んだりしたのも、創業時なればこそ共有できた苦楽であった。研究室の助手に庄野安彦君（現東北大金研教授）を迎えたのは1964年4月だったと思う。もっとも人手を必要とする研究室の建設段階を私は助手なしで過ごしたことになる。これは、物性研の助手の任期制とも関連して、私が敢てとった方策であった。物性研就任時に、武藤所長や鈴木先生から、物性研の助手には人事交流を促進するという見地から原則として5年の任期のあること、任期終了後の助手の転出は所員の責任であることをきびしく教えられた。このような制度をとるからには、所として助手の就職を斡旋する機関も整備されているものと思って、武藤所長に質問したら、そんなものはありません、すべて所員の責任ですといわれ、全国共同利用研究所のかかげる高い理想を説かれた。正直いって、これは大変なところへ来てしまったものだと思った。なぜなら、私の研究室では、物性研の大部分の研究室と違って、わが国にこれまで実績のなかった超高压下の物性研究を推進しようとしていること、その当然の帰結として、任期終了後の助手を受け入れてもらえそうな同学の研究室が殆んど存在しないこと、等が危惧されたからである。実験装置も完備しないうちに助手を採用しては、貴重な5年の任期のかなりの部分を浪費することになりかねないと考え、助手の採用には慎重にならざるを得なかった。実際、助手公募の手続きをとったのはテトラヘドラル・アンビル装置が完成して実験の目途がたってからであった。私の研究室の初代の助手となった庄野君は、当時地球物理学教室の永田研究室所属の大学院生であったが、実質的には物性研の磁気第一部門の石川研究室の留学研究生であり、石川さんの指導をうけて、 $\text{Fe}_3\text{O}_4-\text{Fe}_2\text{TiO}_4$ 系の単結晶を育成し、その磁気異方性や磁歪の測定に従事していた。博士課程の仕事の完成を待って、私の研究室に就任してもらったことになる。石川さんから物性実験家としてのきびしい指導を受けた庄野君を迎えて、私の研究室は断然強力なものになり、その後の順調な発展の基礎はすべて庄野君が物性研に在職した期間に確立されたといってよい。

以上、ながながと物性研の超高压部門創設当時の思い出を述べてきたが、真意はその創設につくされた先生方の先見性を明らかにしたかったことにある。殊に、私個人の気持として、亡くなられた石川義和さんの果たされた役割をこの“物性研だより”を通じて全国の物性研究者に知っていただきたかったのである。石川さんは東北大学へ移られてからも、機会あるごとに私を励まし、また、研究上多少の成果があがって私の研究室が世間から注目される度毎にともに喜んでいただいた。物性研の超高压部門は創設時に地球物理の分野から私を迎えてしまったために、固体地球科学にかなり傾斜した発展をしてしまった。また、超高压発生の技術面でも、物性研のテトラヘドラル・アンビル装置の成功が刺激となって、大阪大学基礎工学部に分割球型超高压発生装置の開発を促し、それが今日の多段式多数アンビル装置の全盛時代につながったといえよう。大容積の試料空間をもった超高压高温実験

では、今日、わが国の研究は疑いもなく世界の最先端に位置している。高エネルギー物理学研究所の放射光実験施設に建設されたキュービック・アンビル装置（MAX 80）は今や世界中の高圧研究者の羨望的である。亡くなられた石川義和さんこそこのような発展のきっかけをつくって下さった超高压研究の大恩人といえよう。ここに、わが国の超高压研究者とくに実験固体地球科学者を代表して感謝の言葉を捧げ、心から御冥福を祈りたい。

追記：物性研では、ここ数年創設時の所員の停年退官がつづき、所員の交替にともなって、かつて活躍した大型実験装置がいろいろと障害となる事例がたくさんでてきた。先輩の残された装置の嫁入り先を見付けるのに私自身努力したこと也有ったが、中には、やむなく解体されたり、廃棄されたりした装置も多数見てきた。私は、私自身の退官が近づくにつれてテトラヘドラル・アンビル装置の将来がだんだん心配になってきた。私の在任中は現役装置として最後まできわめて高い稼動率で共同利用されてきた装置ではあったが、近年はさすがに老朽化した箇所も目立ってきていた。幸いにして、私の後を継いだ八木健彦所員は、油圧系統にかなり大幅な改修工事をして、今後も使って下さるそうである。この装置の幸運はまだしばらくつづきそうである。わが国の超高压研究にとってモニュメンタルな装置の寿命が暫時延びたことは、私にとって本当に嬉しいことである。年間かなりの維持費を必要とするこの装置が新しい超高压研究室の重荷とならないよう切に祈る次第である。

内と外から見た物性研

筑波大学物理学系 夔 本 泰 章

早いもので、物性研を転出して4ヶ月が過ぎ去った。筑波に来て、東京からの転出組が全て味わう様に、最悪の通勤事情からは開放されたが、新しい情報には少々うとくなってきた。この間、通勤電車のつるし広告が意外に大きな情報源になっていたのだなと感じたり、新たに味わう講義ノート作りに頭を悩ましたり、遅々として進まない実験室の立ち上げに弧軍奮闘してきた。職場を変わった過渡期には、両職場を比較して、色々な事を考える好時期でもある。新鮮な印象の薄れないうちに、「物性研だより」の編集委員から課された「内と外から見た物性研」という題目で、筑波の印象を、物性研と比較しながら述べてみたい。

大学の学部（筑波大学では教育組織の学群・学類と研究組織の学系に分かれている）では、学生の教育は、研究と並び、最重要の課題である。先生方は大概週1～2コマの講義を担当しておられる。物性研では、物理系の場合、大学院の講義が数年に一度しかまわってこないのとは対照的である。物性研では、研究対象は物性に集中している為、自分の現在の研究に関しても、大概オーバーラップして仕事をしている人がいて話し相手には不自由なく、これが良い刺激になって、研究がはかどるということがあった。大学の学部ではそうはいかず、久方ぶりに、素粒子や原子核等を含めた物理全般に対する情報が多少入ってくる半面、研究の話し相手では、第3群の物理工学系や物質工学系の方まで含めても物性研程にはめぐまれていない。（私の所属する物理学系は第1学群に属している。）閲覧できる雑誌の種類にしても、物性研究に必要な雑誌が網羅的にある訳ではない。以前はレーザーの技術的な事を調べようとして、調べていた Optics Commun., Appl. Optics, Optics Lett. 等の新着雑誌を見るには、第3学群まで出向かねばならず一苦労である。物性研の24時間開いている共通文献室やコンテントサービス、最近実現された図書室の時間外使用は大変便利であった。こういう制度は筑波ではないが、図書館では、本に全てバーコードがついている。身分証明書にもバーコードがついていて、借りる時にはバーコードリーダーから大型計算機に情報が入っていき、コンピューターは一人一人の借用した本の冊数、返却遅延に伴うペナルティー等をチェックしており、物性研では返却遅延の常習犯であった私も、ここではピリピリしている。本については、学部の教科書的な本が一種類につき二十冊近くある事がある半面、専門書は網羅的ではないという印象をうけた。几帳面に真面目にやっている学部学生には、よくできた図書館だと感じた。

元来、出不精な私は、筑波に来てから初めて、高エネルギー研の放射光施設（P F）を見学した。筑波大から車で10分程で行ける。P Fの実験室の内部では文字通り、放射状にビームライン、分光器、計測器が並んでおり、各計測器は、概してコンピューターとつながっており、ユーザーは、データをディスクケットに入れて持って帰ればよい様になっている。こういう装置を動かして実験デー

タをとって帰るのも大変であろうと思うが存外うまくいっているという話であった。私が所属していた物性研の極限レーザー部門は、高出力、短波長、短パルスのコヒーレント光を作り、これを物性研究に使うという、P Fとは相補的な役割をなす目的が一つにはあった。しかし、レーザーは、窓を開けばビームが出てくる様なものではなく、ユーザーはP Fを利用するのと同じセンスでは、データをディスクケットに入れて帰るのは困難であろう。レーザーの特殊性、定員、資金、オペレーションシステム、一般的なユーザーの力量等、種々の問題があり、新しい型の共同利用の仕方を探る必要があると思う。

共同利用の場合では話は別であるが、筑波大学に来て、まわりの実験のやり方に不満に思っている点がある。それはパソコンの横行である。学部学生の学生実験（ボルダ振り子の実験）をも、パソコン化しようという動きには驚かされた。新しい実験の基本は新しいアイディアであるし、実験の大略はコンピューターなどなくてもわかる。そこへいくと、物性研の装置は、かけ声程コンピューター化されてはいなかった。私達も、パソコンにかける資金があれば、目一杯実験に必要なハードな装置につぎ込んだ。こういう点に関しては、物性研の方が、ずっと基本に忠実にやってきたという印象を持った。

私が物性研に在職した間、物性研ではいわゆる五つの柱の極限物性部門がスタートし、大変貌をとげた。私自身の所属していた光物性部門は、極限レーザー部門に吸収された。元来、光物性出身の私は、レーザー物理の多くを、この二つの部門で学ぶ事ができた。極限レーザーの設備費による設備の充実の時期は終わって、装置の品数は米国の一級どころ並みになってきたが、装置の実際の性能および物理に関しては、超先進国の米国にはグローバルに見てまだ大きく水をあけられている様に思う。又、米国のポテンシャルを考えてみる時、そう簡単には真正面からこの差を縮める事はむずかしいのではないかと思う。私自身は、少し斜にかまえて、筑波の性質を生かしながら、新しい方向を探していこうと思っている。

是非、真似をしたら良いと思う筑波大学の広報制度がある。それは「速報つくば」(University of Tsukuba Staff Bulletin)という名の広報冊子で1カ月当り4~5号の割で、学内の委員会、会議、センター運営、講習会、筑波地区での他研究機関での催し等のインフォーメーションが、速報的に記載されて配布されてくる。筑波大学の企画調査室というところで編集しており、その苦労は大変だとは思うが、種々の情報が極めて早く流れしており、大変良い制度だと思った。物性研でも「所内広報」があったように思うが、速報的性格は持ておらず、情報が遅れがちだった様に思う。

雑文になりましたが、筑波の印象を物性研と比較しながら、思いつくままに書いてみました。

研究室だより

表面物性 櫻井研究室

櫻井利夫

物性研究所の極限物性部門表面物性に私が二人目の所員として着任したのが1981年4月ですから、今年で丁度5年間が経過した事になり、ひとくぎりという事で編集委員の依頼を受け、研究室だよりを書く事になりました。

振り返ってみると本郷で学部、大学院と物理工学科に約5年いて渡米し、物性研にpositionを得るまでにPennsylvania State Universityに学生として4年、Bell Laboratoriesに研究員として4年、Pennsylvania State Universityに助教授として4年余り在籍し、合せて12年アメリカに滞在した事になります。Penn StateではMüller教授のもとでFIM (field ion microscopy), atom-probeの仕事をし、Bell LabsではDr. HagstrumのグループでINS (ion neutralization spectroscopy), UPS (ultraviolet photoemission spectroscopy) を用いた半導体表面の吸着の仕事に携わって表面科学の面白味、難しさと種々の手法の特徴及び限界を学んで、表面現象を詳しく正確に理解するにはいくつかの異種な手法をうまく組み合せて総合的に調べる事の必要性を痛感していました。ところがアメリカでは1960年代後半からベトナム戦争などを通じて科学に対する不信感が高まり始め、政府機関、軍関係からの大学への研究援助が減り続け(現在も余り変化はない様です)Penn Stateの物理工学科に着任して自分のグループをもった時機には、新しい研究設備を導入するのが大変困難な状態でした。アメリカでは、大学からは授業を受けもつ事に対してsalaryが支払われるだけで、日本に於る校費の様な研究に対する費用は全く存在せず、個々の教授、助教授(faculty member)がいろいろな財団、軍機関(NSF, DOE, ONR, DN ...)に研究助成の申請(proposals)をしてcontractを得、研究費をすべて都合する訳ですから最初は大変だった事を良く覚えています。ごく一部の例外を除いて、通常、大学は授業のある学期分(～9ヶ月)しかsalaryを支給しないので、残りの3ヶ月分のsalaryは個人的にcontractsからcoverする事になります。日本の研究者がアメリカの大学にpost-doc、やVisiting scientistsとして出かける時の費用は勿論、大学院生の授業料、奨学金(assistantship)などもすべてcontractsから支払われる訳です。したがって、contractsをもっているか否かは研究者としてまさしく死活の問題である訳です。proposalも内容はともかく、日本の科研費の申請書の様に簡単なものではなく、40～50ページにわたって詳しく、何が新しい着眼点でuniqueなのか、自分のproposalが他のに較べてどの様にすぐれているのかを強調して書かねば認められるchanceはまずない為、論文をまとめる以上に時間がかかり、大変な重荷になります。これだけ努力して認められても普通のcontractは一年間に\$80,000程度で、これから研究者自身の1、2ヶ月分のsalary、post-docの費用(一人当たり\$35,000)

の一部、大学院生の費用（1人当たり～\$ 16,000）、研究旅費、出版費などの必要経費を差し引くと、実際に新しい研究設備に使える fund は \$ 10,000/year 程度になり日本の大学の校費程度またはそれ以下という事になり、一寸した研究グループを維持、運営するには 3つ、4つ以上 contracts を絶えずもっていかなければ研究の継続も容易ならないのが事実です。唯、アメリカの contract は、merit system に沿ったものですから、成果をあげていれば毎年継続して contract を得ることができ（個々の project は大体 7～10 年が区切りになります）、日本の科研費の様に一度、申請が認められると成果には全く無関係に当分の間もらえないとか、重複しては申請も出来ないという様な悪平等は存在しません。勿論どちらの system にも長所・欠点があり個人的な preference がある訳ですが、アメリカの funding system が斬新さ originality を強調するのに対して日本のそれが共同歩調で一つの project について詳しく展開しようとしている様に私には思えます。

アメリカ紹介が長々となりましたが、Müller 教授の help もあって自分の group (post-doc: 1, 大学院生: 5～7 人, technician : 0.5 人) を創り一応軌道に乗り始め、少し経った 1979 年に物性研表面物性の話がありました。1980 年初め物性研助教授候補に内定しました。そのとき聞いたことは、村田所員が中心となって表面物性グループを創りあげる構想が進められ、約 3 億円の概算要求を行っているとの事でしたから、大いに興味をそそられました。この金額は実質はさておき名目上は \$ 1,500,000 にも相当するものでアメリカの大学においてはとても考えられない設備費用であり多少の躊躇と糺余曲折はあったものの offer を受け Pennsylvania の山奥 (black bears が時々でてきますし, deer の population は Penn State のある State College の人口をかなり上まわります) から、世界有数の大都会東京に 1981 年 4 月に赴任しました。躊躇した理由の一つに salary があります。物性研から offer があった時に salary について全く言及していない事に少なからず驚きましたが、物性研着任にあたってずい分御尽力下さった菅野、村田両先生に salary がいくらかと尋ねて逆にけげんな表情をされたのには二度びっくりしたものです。皆様も御存知の様にアメリカですと新しい position を考える時にまず交渉の最も重要な item が salary で、日本の偉い先生方は salary に全く無頓着の様子。あまりに安い salary にあきらめられているのか、“武士は食わねど高揚子” と達觀されているのでしょうか？ いずれにしましても salary が～1/3 になった私には只事ではありませんでしたが、これも 4 月中旬になって、初めて給料をもらってがく然としたのを今も苦い気持で思い起します。アメリカでは今夏の Ph. D. の初任給が \$ 40,000 ～ \$ 50,000 との事、日本の豊かさとアメリカの貧困、苦境の definition が違うのではないかと不思議に思います。

物性研に着任して当初は、所員室も temporary、研究室は全く存在せずという状態で多少不安もありましたが 10 月頃には 102, 104 を改装していた（その後 103, 本年 5 月に 106 を加えて）当研究室の所在が確立しました。その間に助手及び技官の採用が認められ、多くの方々の助言及び尽力で

公募によってその年の 10 月に酒井助手が、翌年 4 月に神保明子（新姓：小林）技官が研究室に加わり、私の着任と同時に研究室づくりに参画した大学院生橋詰富博君と合せて研究室の staff が一応備りました。

着任する前に一応まとめた研究計画では atom-probe FIM と INS-ABD (atomic beam diffraction) の二つの projects を同時に併行して始める予定でしたが、予定していた概算要求が認められなかっただ事、staff の sizeなどを考慮して、まずは atom-probe FIM の開発建設を初年度に start しました。これは曲率半径 1000 Å 程度の細い尖った needle 状試料表面の原子配列を atomic resolution で観察し、その個々の原子を電界蒸発という手法で表面から除々に蒸発させ化学同定しようとする手法で、表面研究手法の中でも unique な特異なもの一つと云えます。design をして真空関係の機器を発注しようとして驚いた事は、輸入品の国内価格の異常な高さでした。日本の商取引の unique な点の一つに輸入貿易商社・総代理店制なるものがあり、これが輸入に伴う種々の事務手続きを代行してくれる訳で大変に便利な訳ですがその代償として \$=¥400 又はそれ以上の rate を用いて国内価格を設定する為、もともと高価な真空関係研究用の機器が殊更に高くなる訳で、私にはアメリカで通常やる様に、どうして必要に応じて自分の希望するものを直接製造業者（国内外を問わず）から購入できないのか不思議に思われました。装置の設計の段階では、この様な国内価格を考慮していなかった為に最初の予算からかなり大巾に費用が超過し、研究計画の遂行の難かしさを味わいました。装置の開発にあたっての基本方針は、研究者によって何を強調するかいろいろと差異があり得る訳ですが、私が理念としているのは世界中で他の研究グループの追随を許さない “The best” のものを建設すべきという点です。最初の二年間をかけて超高真空 FIM と高性能の time-of-flight (TOF) atom-probe を完成させ、これを用いて、(1) 半導体一金属界面の微視的組成分析。(2) 二元合金に於ける表面偏析。(3) 結晶粒界への不純物偏析。(4) Al 系合金に於ける準安定相の微細分析。(5) 金属表面の化学反応などの研究 projects を start すると共に TOF atom-probe そのものの手法としての評価を研究対象としました。これらの研究はすべて、現在進行中でまだ preliminary results が得られているという段階です。atom-probe は、御存知の方も多いかとは思いますが一つ一つの原子の分析をする訳ですから data acquisition が極めて slow で（例えば世界中の atom-probe, FIM の研究グループが過去 30 年近くの間に分析した試料の総重量が 1mg にも満たないという試算もあります）、信頼度の高い data を得るに大変な時間が掛ります。従って検出効率を 100% にしたり、computers を駆使して sampling の速度をあげ、又、1 日 24 時間稼動を試みる等の改良にかなりの労力をつぎ込んでいます。又、最近、laser (YAG, N₂) を装置に導入し laser 照射の表面状態への効果を調べると同時に laser pulse による誘起電界蒸発を利用した atom-probe の評価をすすめています。

これらの研究結果はいくつかの論文に報告しておりますので、詳細はそれを参照していたゞく事に

します（末尾に publication list を添付しました）。

atom-probe, FIM 分野の今一つの project (科研試験研究) として従来の FIM の分解能 ($\sim 2 \text{ \AA}$) を別の結像原理を利用して 0.5 \AA 程度まで向上させようとの試みを行っております。表面で種々の問題となる原子の reconstruction は大体、その変位が 1 \AA 以下である事を考えると現在の FIM の分解能は不十分であり、この project を成功させて是非共高分解能 FIM を完成させたく考えています。

atom-probe の project が一段落した 3 年目 (1984) の後半から INS-ABD の project を start しました。この手法は、従来表面研究に広く用いられている UPS-LEED (low energy electron diffraction) に対比すべきものですが、UPS, LEED が共に表面だけでなく bulk の情報をも mix して測定するのに対し、表面第一層及びその真空側の情報にのみ敏感な INS と ABD を併用する事によって表面の電子状態を詳しく調べようとの考え方のもとに計画したものです。装置の設計の段階で 1983 年 11 月～ 1984 年 9 月に酒井助手が Bell Labs の M. J. Cardillo のグループに留学してこの分野の最先端の know how を入手し、これを参考にして beam 強度にすぐれた高性能の ABD 装置の開発をすゝめてきました。現在この装置の開発は最終段階で、予備実験が start しています。この分野の研究では、理論部門の高田研究室が関心をもっていて共同研究の計画がすゝんでいます。

今一つ最近 start した project に STM (scanning tunneling microscopy)-FIM の開発があります。STM は最近、週刊誌の記事になる程 shocking かつ popular な手法で多くの方が御存知と思いますが、FIM の試料にする様な sharp な needle を probe として、それからのトンネル電流が needle- 試料面間の距離に極めて敏感な事を利用し試料表面の凹凸を atomic scale で検出しようとする有力な手法ですが、data の再現性、probe となる needle 先端の characterization などに未だ克服しなければならない問題が残されており、大変に challenging な研究対象といえます。本 project は piezo-drive などの分野で世界の最先端の技術をもつ日本電気基礎研究所との共同研究で STM の probe の in-site characterization の為に FIM を組み込んだ unique な装置を開発しようとするものです。STM には、他の表面研究手法と異なり周期性の全くない表面の研究にも使え、大気中、水中でも作動するなどの特徴があり、その応用範囲は極めて広く、手法としての確立に大きな期待がもたれています。

staff の紹介：酒井明助手は東大物理 (B.S. '73, M.S. '75, Ph. D. '81) の鈴木秀次研究室の出身で He の低温での比熱に関する研究で Ph. D. を得、当研究室の研究分野とは無関係の研究者でしたが、多くの応募者中物理の background がきわどって秀でていた事で研究室に加わって貰いました。勿論、朝 7 時までに研究室に来て研究を始める事が可能である点も大きな plus factor でした。1983

年～84年にかけて約1年間、Bell Labsに滞在し、Dr. CardilloのグループでABDの研究に参加し、現在、INS-ABDの開発をすゝめています。記憶力の良さ、理解力の深さは抜群で、FIM, atom probeの研究にも多大の貢献があります。

神保技官はお茶大化学（B.S. '80, M.S. '82）の出身で松本研究室で生化学の分野の研究に参加していましたが、上級公務員試験合格者多数の中から選び研究に参加して貰いました。人柄の良さ、記憶力の良さに加えて頑張り屋としても定評があります。FIM, atom-probeの分野で大きな寄与があります。

大学院生としては、これまでに橋詰富博（Ph. D. '86）、神谷格（D1）、長谷川幸雄（M2）、丸山孝之（M1）の諸氏が在籍しています。橋詰さんは当研究室のstartと共に研究室に参加し、FIM, atom-probe projects の中心となって研究をすゝめ、二元合金の表面偏析の研究で博士課程を終了し、現在2年間の予定でBell LabsのDr. CitrinのグループでSEXAFSの研究に従事しています。神谷さんはAES, atom-probe を用いてNi-Cu合金表面組成と吸着ガスの関係を調べ修士論文にまとめ、現在は博士の研究課題としてINS-ABD projectに取りくんでいます。長谷川さんはatom-probe を用いた半導体-金属界面の組成分析を修士論文の課題にしており、丸山さんは物理工学科西研究室との共同研究で高分子のFIM, atom-probe研究をstartしています。

共同利用研としての物性研の性格上、多くの研究グループとの共同研究も進行中です。物理工学科の兵藤研究室、阪大産研の中村研究室、東工大総合理工の西川研究室、京大工学部の長村研究室、東北大工学部の平野研究室、大阪府大の坂田研究室などがその一例ですが、単に施設利用というだけでなく、いくつかの共同研究も活発に行われており、研究室のactivityに大きな寄与があり、末筆ながらお礼を申し上げます。

List of publications

1. T. Sakurai, T. Sakata and A. Jimbo
“ Semiconductor field ion micrographs,” Jpn. J. Appl. Phys. 22, L775–776 (1983).
2. T. Sakurai, T. Hashizume and A. Jimbo
“ High performance focusing-type time-of-flight atom-probe with a channeltron as a signal detector,” Appl. Phys. Lett. 44, 38–40 (1984).
3. A. Sakai and T. Sakurai
“ A numerical analysis of the Poschenrieder lens in conjunction with a time-of-flight atom-probe ” Jpn. J. Appl. Phys. 23, 93–96 (1984).

4. A. Sakai and T. Sakurai
"An effect of phonons on the surface segregation of random binary alloys,"
Surf. Sci. 138, 159-171 (1984).
5. M. Yamamoto, T. Hashizume & T. Sakurai
"An atom-probe FIM study of the short-range order in a Ni₄ Mo alloy,"
Scripta Metallurgica 19, 357-360 (1985).
6. T. Sakurai & T. Hashizume
"Determination of the absolute detection efficiency of a channelplate electron multiplier," Rev. Sci. Instrum. 57, 236 (1986).
7. T. Sakurai, T. Hashizume, A. Jimbo, A. Sakai & S. Hyodo
"A new result in surface segregation of Ni-Cu binary alloys," Phys. Rev. Letts. 55, 514 (1985)
8. T. Hashizume, A. Jimbo & T. Sakurai
"Surface segregation of Cu-Ni alloys : summary abstract," J. Vac. Sci. Technol., A3, 818 (1985).
9. T. Sakurai
"The high-performance focusing-type ToF atom-probe FIM: review,"
Butsuri, 40, 709 (1985). ---in Japanese---
10. A. Jimbo, T. Hashizume & T. Sakurai
"Surface segregation of Ti in Fe-Ti alloys," Sinku (Vacuum), 28, 515 (1985). ---in Japanese---
11. K. Osamura, T. Nakamura, A. Jimbo, T. Hashizume & T. Sakurai
"An AP-FIM study of metastable phases in Al-Ag binary alloys," Acta Met. (1986) in press.
12. T. Sakurai, T. Hashizume, A. Kobayashi, A. Sakai, S. Hyodo, Y. Kuk & H. W. Pickering.
"Surface segregation of Ni-Cu binary alloys studied by an atom-probe,"
Phys. Rev. B in press.

13. Hono, T. Hashizume, Y. Hasegawa, K. Hirano & T. Sakurai
“A study of multi-layer G. P. zones in an Al-1.7 at% Cu alloy by an atom-probe FIM,” Scripta Met. 20, 487 (1986).
14. A. Kobayashi, T. Sakurai, T. Hashizume & T. Sakata
“An atomistic study of the GaAs-Pd interfaces,” J. Appl. Phys. 57, 3448 (1986).
15. T. Hashizume, Y. Hasegawa, A. Kobayashi & T. Sakurai
“Pulse Field Evaporation of III-V semiconductors : Comparison of voltage pulse and laser pulse modes,” Rev. Sci. Instrum. 57, (1986).
16. S. Fukatsu, T. Hashizume, A. Sakai, T. Sakurai & S. Hyodo
Anomalous Permeation of Low Energy Neon Atoms in Tungsten at Low Temperatures,” Jpn. J. Appl. Phys. Lett. 25, L240–243 (1986).
17. S. Nakamura, T. Hashizume, Y. Hasegawa & T. Sakurai
Atom-probe Analysis of SiC,” Surf. Sci. Lett. in press.
18. T. Sakurai, A. Jimbo & A. Sakai
“Atom-probe Field Ion Microscopy and Its Applications, (Review) ”
Advances in Electronics and Electron Physics. in press.
19. T. Sakurai, A. Kobayashi, Y. Hasegawa, A. Sakai & H. W. Pickering
“Chemical Composition of Metastable Phases in Al-2wt. % Li-0.14wt. % Zr,”
Script. Met. 22 (8) (1986).
20. Y. Hasegawa, T. Hashizume, T. Sakurai & Y. Mizushima
“Detection Efficiency of A Flared-type Channelplate Image Intensifier,”
Rev. Sci. Instrum. 57, in press.

物性研究所短期研究会報告

準結晶の構造と物性

世話人 増本 健, 竹内 伸

二宮 敏行, 小川 泰

「準結晶」は、1984年秋に発表された正20面体の対称性をもつ合金相の発見に端を発して、急速に研究が盛んになった分野である。今回の研究会は、いろいろな分野の研究者が一堂に会して開催された我が国における初めての準結晶に関する研究会であった。

会は、まず世話人代表の増本教授より、合金準結晶の発見に至る経緯、その後の実験的な面での発展の概略について紹介があったのち、下記のプログラムに従って研究発表および討論が行われた。各講演概要をその下に掲載するが、全体の要約は以下のようである。

内容は大きく分けて、(1)準周期系における電子状態、(2)準結晶相の構造に関する実験、モデルおよび構造解析、(3)準結晶相の諸物性に関する実験、の3つであった。(1)に関しては、1次元、2次元の準周期構造がもたらす電子状態の特徴が明らかにされ、3次元への拡張が今後の課題として残された。(2)では準結晶相の記述の仕方に種々の可能性が指摘され、実験をかなり良く再現するモデルも提案されたが、まだ原子配列を正確に同定する決め手には欠けているのが現状である。(3)では種々の物性実験の結果が報告されたが、まだ準結晶に特有の性質というものは明確にされていない。

このように、今後の発展に期待される面が大きいというのが大方の現状認識であったと思われるが、この研究会は、普段は顔を合せる機会も殆んどない異なる分野の研究者間の討論を通じて、互に大きな刺激を受けることができた有意義な会であった。（文責 竹内）

プログラム

日 時 昭和61年6月9日（月）13:00～6月10日（火）17:20

場 所 東京大学物性研究所 旧棟1階講義室

6月9日（月）

13:00～14:30

世話人あいさつ (東北大金研) 増本 健

1次元準周期格子上の電子状態 (京大理) 藤田光孝, 町田一成

自己相似な系の電子状態 (東大理) 二宮敏行

1次元準結晶の電子状態と Lie 代数 (東大理) 大沢一人

1次元準周期系のエネルギー・スペクトルの特異性 (東大工) 時弘哲治

14:30 ~ 14:40 ————— 休憩 —————

14:40 ~ 16:00

ペンローズ格子上の電子状態について

(NTT茨城通研) 仙場浩一

2次元ペンローズ格子の電子構造

(東大工) 常次宏一, 藤原毅夫, 上田和夫, 時弘哲治

Al₈₀Mn₂₀の内部場分布の異常性と電子波動関数の特異性

(東大工) 常次宏一, 藤原毅夫, 上田和夫, 時弘哲治

準結晶とその周辺

(NTT基礎研) 新上和正

16:00 ~ 16:30 電子状態に関するディスカッション

16:30 ~ 16:40 ————— 休憩 —————

16:40 ~ 17:40

5回対称性と準結晶の関係について

(阪大理) 鈴木勝久

準結晶の構造と準周期模様

(京大工) 石原慶一, 新宮秀夫

計算機によるガラスの構造解析

(慶大理工) 能勢修一, 米沢富美子, 坂本昇一

6月10日(火)

9:00 ~ 10:40

二十面体秩序を持つ相の相転移理論

(東大教養) 堂寺知成

Incommensurate Structure of Alloys with Icosahedral Symmetry

NBS国立研究所 (USA) M. Kuriyama and G. G. Long

Al₇₄Si₆Mn₂₀ 準結晶の構造 (無機材研, 東北大金研[☆]) 山本昭二, 泉 富士夫, 平賀賢二[☆]

Al-Mn合金準結晶の構造と生成機構

(東北大金研) 鈴木秀次

準結晶に関する種々のモデル間の関係

(筑波大物質工) 小川 泰

10:40 ~ 10:50 ————— 休憩 —————

10:50 ~ 12:30

準結晶およびそれに関連する相の高分解能電子顕微鏡観察

(東北大金研) 平賀賢二, 服部康志, 平林 真, 井上明久, 増本 健

電子回析および収束電子線回析による準結晶の研究

(東北大理) 田中通義, 寺内正己, 平賀賢二, 平林 真

準結晶Pd-U-Si合金の構造

(東大生研, ペンシルバニア大[☆]) 七尾進, T. Egami[☆], D. Kofalt[☆]

準結晶微粒子

(名大工) 斎藤弥八, 竹本暁生, 田中信夫, 美浜和弘

準結晶の結晶成長

(京大工) 西谷滋人, 小林紘二郎, 新宮秀夫

12:30 ~ 13:00 構造に関するディスカッション

13:00 ~ 14:00 ————— 昼休み —————

14:00 ~ 15:20

A1-Cr 系準結晶の生成と性質 (東北大金研) 井上明久, 木村久道, 増本 健

A1-Mn 系非晶質相, 準結晶相, 結晶相の磁気モーメント, スピングラスおよび電気抵抗特性

(東北大金研, 東大物性研[☆]) 深道和明, 後藤恒昭[☆], 増本 健, 榊原俊郎, 小口昌弘, 木村久道, 東堂 栄[☆]

準結晶 A1-Mn 系の磁気抵抗効果

(東北大金研) 豊田直樹, 深道和明, 井上明久, 松崎邦夫, 増本 健

A1-Mn-Si, A1-V-Si 系準結晶の電気的性質

(東大物性研, 東大生研[☆]) 木村 薫, 山根浩敬, 橋本辰男, 井野博満[☆], 竹内 伸

15:20 ~ 15:30 ————— 休憩 —————

15:30 ~ 16:50

準結晶の磁化過程

(東大物性研, 東北大金研[☆]) 後藤恒昭, 深道和明[☆], 榊原俊郎, 小口昌弘[☆], 木村久道[☆], 東堂 栄, 増本 健[☆]

A1 合金結晶のNMRなど (東大物性研) 安岡弘志, 清水 稔, 古賀珪一, 木村 薫, 竹内 伸

A1-(Mn, Fe) 合金のメスバウアーフル

(東大生研, 阪大基礎工, 東大物性研^{☆☆}, 京大化研^{☆☆☆}) 井野博満, 那須三郎[☆], 木村 薫^{☆☆},
竹内 伸^{☆☆}, 新庄輝也^{☆☆☆}, 藤田英一[☆]

摂動角相関法 (PAC) による準結晶 A1-Mn の研究

(東京学芸大, 東大生研[☆]) 金沢育三, 桜井吉晴[☆], 岩下 彰, 七尾 進[☆]

16:50 ~ 17:20 準結晶の物性に関するディスカッション

1次元準周期格子上の電子状態

京大理 藤田 光孝, 町田 一成

準結晶の一次元版である Fibonacci 格子は, A と B の 2 種類の要素を A → AB, B → A の置き換えを繰り返し行なうことによって作られ, 各世代の数は $f_n = f_{n-1} + f_{n-2}$ ($f_1 = f_0 = 1$) の漸化式で与えられる Fibonacci 数 f_n である。この格子上の電子状態は拡がりも局在もせず, その中間状態(critical state) であると言われている。我々はこの電子状態を強結合モデル: $t_{n+1}C_{n+1} + t_nC_{n-1} + V_nC_n = \epsilon C_n$ に於いて, $\{t_i\}$ を t_A と t_B の Fibonacci 配列にとったもの (transfer model) と, $\{v_i\}$ を v_A と v_B の Fibonacci 配列としたもの (on-site model) を用いて調べた。周期的境界条件の下に各世代毎数值的にこれらの Hamiltonian 行列を対角化した結果, 次のことが明らかになった。それらの固有状態は, $f_n \rightarrow f_{n-2} + f_{n-3} + f_{n-2}$ ¹⁾ で表わされる固有値の分岐則に従うバンド構造をとる。また

そのバンド構造を特徴づけるレベル間隔の大きさはべき則に従う。即ち n 番目に大きいレベル間隔 $G(n)$ とすると $G(n) \propto n^{-\alpha}$ となる。²⁾

また色々な物理で顔を出す Harper モデル : $C_{n+1} + C_{n-1} + \lambda \cos(2\pi\theta n) C_n = \varepsilon C_n$ (θ は無理数) は $\lambda = 2$ で Anderson 転移を起こし、その転移点における状態は Fibonacci モデルと同様中間状態を示すと言われている。このモデルについてレベル間隔の統計分布を調べると、 $\lambda = 2$ でべき則が同じ様に見られ、その前後でレベル間隔の分布の様子が急激に変化することがわかった。²⁾

- 1) M. Fujita and K. Machida, to be published in Solid State Commun.
- K. Machida and M. Fujita, J. Phys. Soc. Jpn., 55 (1986) No. 6.
- 2) K. Machida and M. Fujita, submitted to Phys. Rev. B.

自己相似な系の電子状態

東大理 二宮敏行

一次元準周期系の電子状態は、Kohmoto, Fujita, Machida らによって計算機によって調べられ、バンド構造、波動関数について、面白い性質が明らかにされている。これらを大づかみに理解するために、Fibonacci sequence の構造の特徴を新しい見方でとらえ、それに基いて、電子状態の議論を行う。

- 1) Fibonacci sequence ABAABABA…… は、結晶 $X_1 X_1 X_1 X_1 X_1 \dots X_1$ ($X_1 = ABA$) から出発し、 $3X_1$, $3^2 X_1$, $3^3 X_1$, … の周期で、次ぎ次ぎに相似な形のモジュレーションを加えることにより得ることが出来る。
- 2) Fibonacci sequence に伴なう電子状態の特徴は、結晶 $X_1 X_1 \dots X_1$ のバンド構造が、周期的モジュレーションを繰り返すことによりどのように変化するかを考えればよい。

このようにして、計算機により見出されているバンド幅のサイズ依存性、レベル間隔の分布の逆巾則、branching rule などが説明される。

1次元準結晶の電子状態と Lie 代数

東大理 大沢一人

1次元準結晶のモデルとしてはフィボナチの01列がよく使われる。そこで01列に対応して井戸型ポテンシャルが並んでいる系の電子の固有エネルギーを考えた。(図1) シュレディンガー方程式を規格化して

$$-\nabla^2 \varphi = \{E - v(x)\} \varphi$$

クローニッヒペニイの井戸型モデル同様 φ と φ' は連続という接続条件を課すと、井戸と壁に対応して伝送行列をつくることができる。

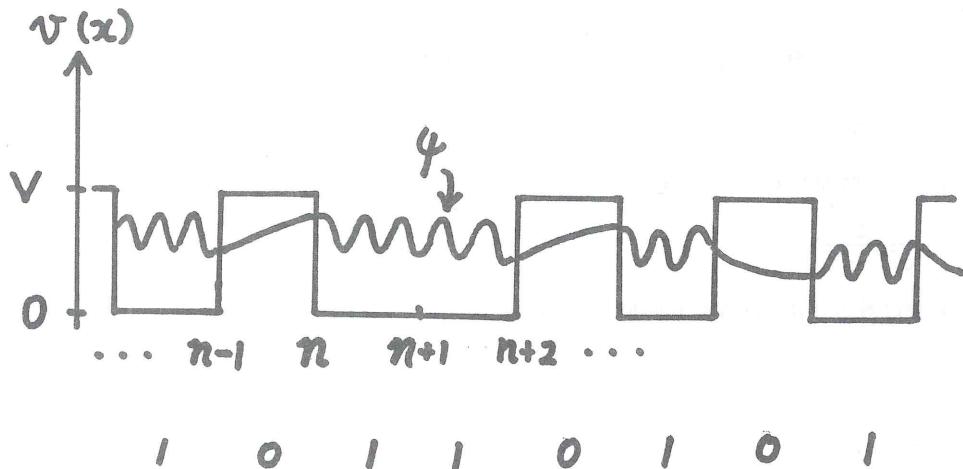


図 1

$$\text{井戸} \quad A \equiv \begin{pmatrix} \cos k & \frac{1}{k} \sin k \\ -k \sin k & \cos k \end{pmatrix}$$

$$\text{壁} \quad B \equiv \begin{pmatrix} \cos h\epsilon & \frac{1}{\epsilon} \sin h\epsilon \\ \epsilon \sin h\epsilon & \cos h\epsilon \end{pmatrix}$$

但し $k = \sqrt{E}$, $\epsilon = \sqrt{V - E}$

周期的境界条件を課すと

$$M = ABAAB \dots \quad |\operatorname{Tr} M| \leq 2$$

であるような固有エネルギーを持つ。

行列 A と B は次のような簡単な形になる。

$$A = e^{\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -E & 0 \end{pmatrix}} = e^\alpha \quad B = e^{\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ V-E & 0 \end{pmatrix}} = e^\beta$$

ハウスドルフの公式

$$\exp(X) \exp(Y) = \exp\left\{X + Y + \frac{1}{2}[X, Y] + \dots\right\}$$

何回もこの公式を使い伝送行列が

$$M = e^\alpha e^\beta e^\alpha e^\beta \dots = e^r$$

と表わせたとしよう。Lie 代数の定理を使って $|\operatorname{Tr} M| \leq 2$ と $\det r \geq 0$ が同値であることが示せる。

f_m を n 番目のフィボナチ数とする。フィボナチの 01 列に対応して井戸と壁が並んでいる時には、recursion 公式と

$$f_{n-1}^2 - f_n f_{n-2} = (-1)^n$$

というフィボナッチ数の性質より 2 次以上の交換項は小さい。よって

$$\gamma \sim \frac{\sqrt{5} + 1}{2} \alpha + \beta$$

$\det \gamma \geq 0$ の時固有エネルギーをもつから

$$E \geq \frac{2}{\sqrt{5} + 3} V$$

この結果は数値計算とは $V < 1$ の時よく合う。（図 2）

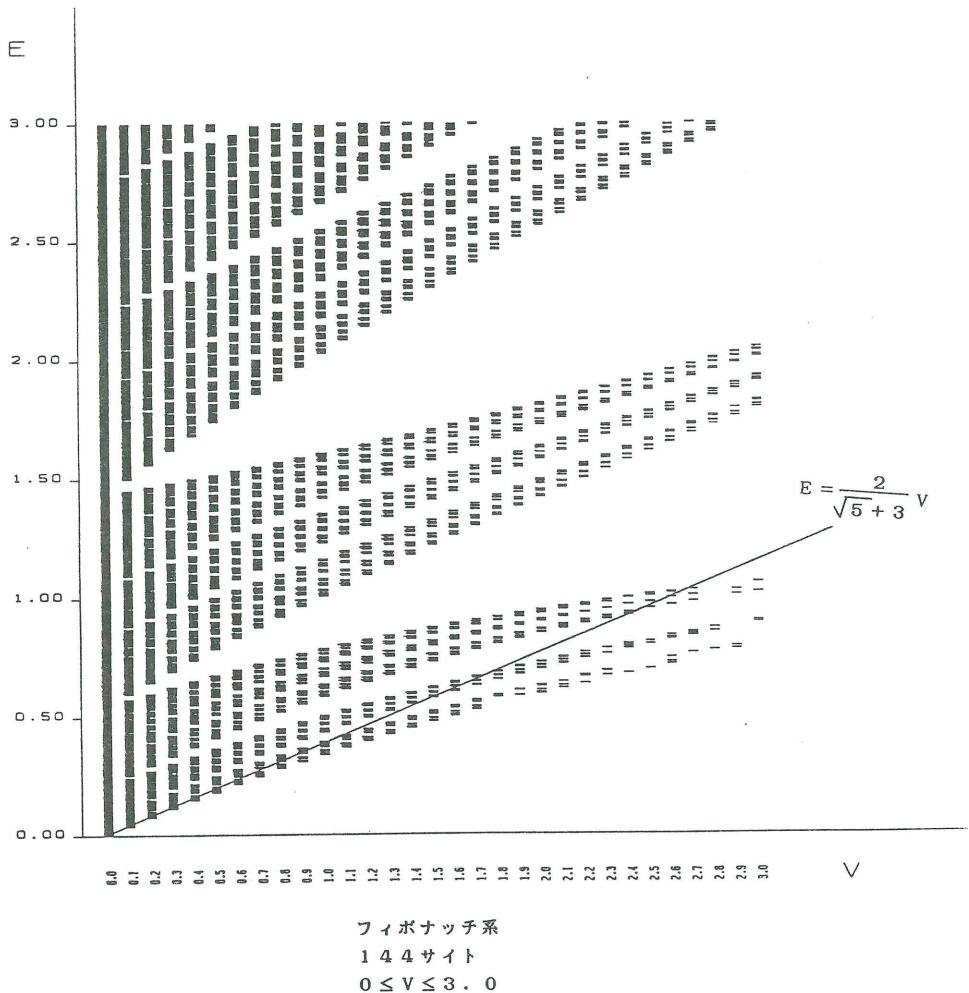


図 2

1 次元準周期系のエネルギー・スペクトルの特異性

東大工 時 弘 哲 治

1 次元準周期系のスペクトルについて、現在までになされている研究を紹介し、あわせて、いくつかの言葉の定義を示した。

- (1) limit periodic potential, $V(x)$, を持つ Schrödinger 作用素のスペクトルは、ほとんどの場合、絶対連続スペクトルであり、かつ正の Lebesgue 測度をもつカントール集合である。¹⁾
- (2) Almost Mathieu Hamiltonian の場合には、2つのパラメータの値によって、絶対連続、特異連続、純粹な点スペクトルが、現れる。²⁾
- (3) Maryland model (Almost Mathieu Hamiltonian で $\cos \rightarrow \tan$ としたもの) では、スペクトルは、実数全体であり、かつ、絶対連続スペクトルではなく、非周期性の程度を表わすパラメータの値によって、特異連続スペクトルか、稠密な純粹な点スペクトルになる。³⁾

参考文献

- 1) J. Avron and B. Simon Commun. Math. Phys. 82 101 ('81)
- 2) " Duke. Math. J. 55 369 ('83)
- 3) B. Simon Annals of Physics 159 157 ('85)

ペンローズ格子上の電子状態について

NTT茨城通研 仙場 浩一

二次元準周期系での電子帯構造の特徴を探るために、ポテンシャル乱れを考えない tight-binding Hamiltonian $H = -\sum_{i,j} |i><j|$ を用いて図-2に示す有限のクラスターで計算を行なった。¹⁾ $|i>$ は i site の Wannier 状態である。図-2の格子は Penrose tiling 図-1と dual な格子であり、どの site も 4つの最近接 sites をもつ。対応する周期格子は正方格子である。総 site 数は 440。境界 site では振幅 0 という境界条件を用いた。Penrose 格子での結果を図-3に、正方格子での結果を図-4に示す。共に有限のエネルギー幅 ΔE に落ちる状態数を数えて描いた。最近接 site 数は等しいが、状態密度は次の様に異なる。(1) Penrose 格子では高エネルギー側で状態が存在しない。(2) 正方格子は $E=0$ に、Penrose 格子は $E=2$ に特異点を持つが、両者の性質は全く異なるものである。²⁾

図-5に Penrose 格子の ring 統計を示す。この統計は膨張操作を無限に行なえる Penrose 格子について厳密である。²⁾ 統計より奇数員環が～87.6%を占めることが分るが、この高濃度に存在する奇数員環のため短波長(高エネルギー)状態が存在できないと考えられる。E=2 には全状態の約 6%が縮退しているが、それらに共通して干涉のため波動関数の振幅が 0 の sites (図-6に○で示す) が存在する。それらの sites に包囲された状態 (図-6 影) は E=2 の固有関数の部分空間を成すが、その次元は全状態数に比例して増大する。²⁾ このことより無限系では E=2 で状態密度は δ- 関数的に

発散していることが分った。

- 1) 仙場浩一 東京大学理学部物理修士論文(1985)
- 2) K. Sembra and T. Ninomiya, to be published.

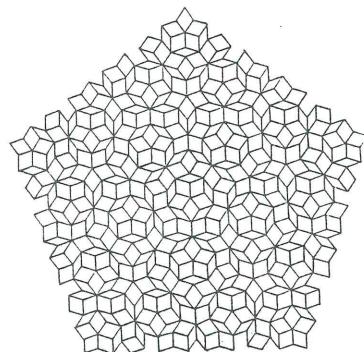


図-1

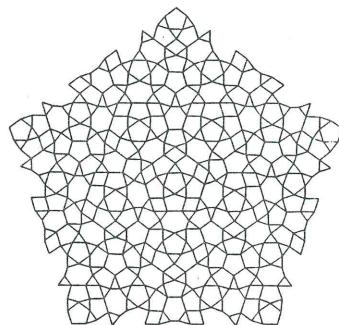


図-2

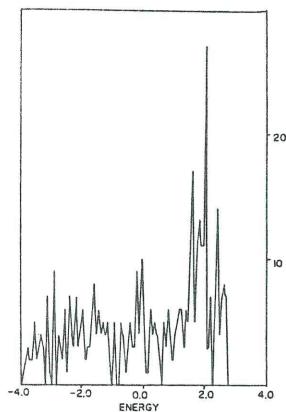


図-3

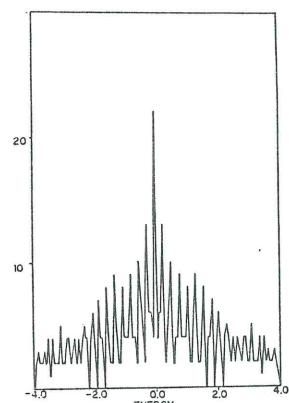


図-4

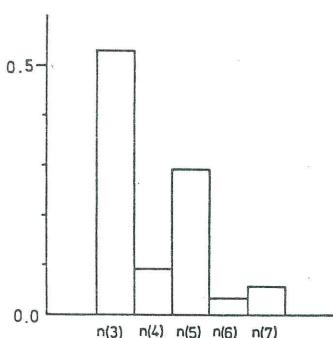


図-5

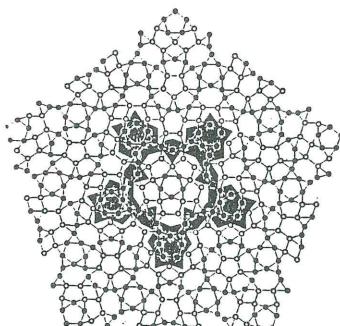


図-6

2 次元ペンローズ格子の電子構造

東大工 常次 宏一, 藤原 豊夫
上田 和夫, 時弘 哲治

一般に並進対称性のない巨視的系においては, Bloch の定理が存在しないため, 電子状態, 格子振動などを理解する上で様々な困難を生じる。特に Penrose 格子等の準周期系では, 並進対称性の欠如に加えて, Conway の定理(および自己相似性)という性質がある。Conway 定理は, 任意の大きさの有限のパターン(格子のパターン)があると, そのパターンの大きさと同じ程度の距離内に必ず同じものを見出すことが出来るということを述べている。このために従来の非周期系では見られなかつた性質が期待される。ここでは数値計算により次のような結論が述べられた。

- (1) 2 次元および 3 次元 Penrose 格子を最良近似する周期格子の系列が見出された。(この周期格子についてタイト・バインディング近似のもとで電子状態を計算し, その系依存性を調べた。)
- (2) エネルギー・スペクトルは特異連続であり, したがって普通の意味の状態密度は定義できない。
- (3) ほとんどの状態は全系に均等に拡がってもいらず, 又指數関数的に局在もしていらず, 波動関数の envelop は $r^{-\alpha}$ のような巾依存性を示す。 $(\alpha \sim 1/2)$

Ref. J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 1420.

Al₈₀Mn₂₀ の内部場分布の異常性と 電子波動関数の特異性

東大工 上田 和夫, 藤原 豊夫
常次 宏一, 時弘 哲治

準結晶 Al₈₀Mn₂₀ は同じ組成で結晶化した試料よりも大きな Curie - Weiss 則に従う帶磁率を示す。Curie 定数から求められた μ_{eff} は約 1 μ_B ある。最近の安岡達の NMR の実験によると, Mn が磁気モーメントを持つにもかかわらず, Al サイトでのナイトシフト (K) は零で, 内部場分布は K=0 に鋭いピークを持つ特異な形をしていることが示された。

一方我々の二次元ペンローズ格子上の電子状態の計算は, 特異なスペクトル・メジャーと波動関数になっていることを明らかにした。特に波動関数の振巾はベキ依存性を持っている。この波動関数の特異性は準周期性にもとづくと考えられ, 一次元, 二次元で共通であることから, 三次元でも同様であると期待できよう。

安岡達の観測した K=0 での鋭いピークは, フェルミ面付近の波動関数の振巾がベキ依存性を持ち, 大部分のサイトでの振巾がほとんど零になっていると考えると説明がつく。この機構による NMR スペクトルの巾は温度依存性を持つが, 実験の巾については eqQ によるものと磁気的な巾がありその分離が今後の課題である。NMR は低エネルギーですべてのサイトを同時にみるという意味で準結晶の

特徴の出やすい実験だと思われる。準結晶固有の物性は長距離相関を見て初めてあらわれると考えられるが、そのような現象が他にも見出されることを期待したい。

準結晶とその周辺

NTT通研 新上和正

固体物性論は、原子の結晶構造をアприオリに仮定することが多い。このため、結晶構造、又は、配置それ自身の研究は驚く程進んでいない。

この講演では、「相互作用する（古典的）多粒子系がどのような安定な配置をとり得るか」という問題を一次元格子気体模型に基づいて考察した。得られた結果から、（中間構造と呼ばれる）全く新しい配置の存在が予想できることを示した。準結晶は、この中間構造の例ではないかと示唆した。

講演内容は、次の様である。2体力 $J(x)$ ($J(x)$ の形は適当にとる) で相互作用する多粒子系の安定な配置を、一次元格子気体模型で調べた。そして、(i)周期構造、(ii)準周期構造、(iii)不規則構造の3種類が現われる。この結果から、(i)(ii)と異なり、一意的に構造が決まらなく（構造の非決定性）、かつ、(iii)と異なり、系の各部分の統計的独立性がない、一見して矛盾した性質を持つ中間構造の存在が予想できる。一次元格子気体模型では、相互作用 $J(x)$ をどのようにとろうと、レンジが有限である限り、中間構造は現実しない。中間構造の例が、2次元空間内に発見学的に構成された。又準結晶の構造モデルとして提出されている Penrose の非周期タイルは、この例であることを示唆した。

5回対称性と準結晶の関係について

阪大理 鈴木勝久

Dan Shechtman 等が 1984 年にアルミニウムとマンガンの合金で 5 回対称の長距離秩序をもつ相を発見したことは、百年間以上不動のものと信じられてきた結晶対称性の理論に反省の機会を与えた。若干の疑義にもかかわらず、以後 2 年弱にわたる多面な観測はこの相の普遍的存在を確立したと考えられる。同じ期間に、それを記述するための新しい概念も導入された。

この分野のキーワードとして「準結晶」、「黄金比」、「5回対称性」、「自己相似性」、「準周期性」、「フィボナッチ数列」、「ペンローズ模様」などが頻繁に用いられているが、その一部は厳密な定義も確立していないし、またそれら相互間の必然的関係も十分認識されているとは言えない。例えば、準結晶であるためには 5 回対称を示すことが必要ではない。（事実、12 回対称の準結晶も発見されている。）

現在までに知られている物質で 5 回対称がなぜ現われやすいのかはよく分らない。正多面体の対称要素のうち、並進対称と共に存しないものは 5 回回転だけであり、このことが等方的結合をしやすい原子では特別の意味を持つのかもしれない。

準結晶の構造と準周期模様

京大工 石原 慶一, 新宮 秀夫

Al-Mn 合金で 20 面体対称をもつ準結晶が発見されて以来, 2 次元準結晶とでも呼ぶべき 10 対称, 12 回対称を示す準結晶が Al-Mn, Al-Fe, Ni-Cr 合金で発見された。これらの準結晶も高次元の超立方体を 2 次元平面に投影した準周期を持つタイル貼り模様と何等かの関係があるものと考えられる。この関係について考察するためにまず 2 次元の 10 回対称をもついわゆるペンローズパターンを 10 回対称方向には周期性を有するように 3 次元に拡張した。この構造は 5 次元の超立方格子の投影と見ることもでき, 又 6 次元からの投影によって作られた 3 次元のペンローズパターンを 5 回対称方向に押し縮めた構造と見ることもできる。このことは 10 回対称を示す準結晶相が 20 面体対称をもつ準結晶相からの変態により容易に生成するという実験事実と関係があるとも思われる。この構造をフーリエ変換することにより電子線回折パターンを計算した結果, Al-Fe 系で見付かった 10 回対称相の回折パターンとある程度の一一致を示した。

計算機実験によるガラスの構造解析

慶大理工 能勢修一, 米沢富美子, 坂本昇一

準結晶においては, 並進対称性はないが, 2 つの近接粒子を結ぶベクトル(これを結合と呼ぶ)は, 特定の方向しか取らない。結合の配向の方向に秩序があるのである。この配向秩序の考え方方はガラス等のアモルファス固体の構造解析でも重要である。分子動力学シミュレーションにより, 希ガスを液体より急冷してつくったガラス状態において, 配向秩序の様子を調べた。

結合の方向を極座標 θ , φ で表わし, 球関数 Y_{lm} を結合について平均することにより配向秩序を求める。基準軸の取り方によらない 2 次又は 3 次の軸不変量を用いる。平均する結合を系全体に取ると, 結晶や準結晶で見られる全系にわたる配向秩序を知ることができる。アモルファス固体では, 結合を, ある特定の粒子から出ているものに限った局所的な配向秩序が重要である。

希ガスの場合, 結晶的な並び方と共に, 5 回対称を持つ正 20 面体配置が重要となる。微粒子では, 正 20 面体配置の方が, より安定なため, 急冷した時すぐ結晶化せず, ガラス状態になりやすいと考えられる。

シミュレーションで得られた配置で, 配向秩序を用いて各粒子の周りの環境を結晶的, 5 回対称的, それ以外に分類し, ガラス状態から結晶化した場合, ガラス状態を長い間保った場合の 2 例について, その時間的な変化をビデオにより示し, 比較を行なった。

二十面体秩序を持つ凝縮相の構造模型

東大教養 堂寺知成

過冷却液体あるいは金属ガラスに於いて近距離二十面体構造が注目されている。この観点は乱れた構造に新たな計算可能な物理を生み出しつつあり¹⁾、AlMn-I相(長距離二十面体秩序)との間接的関連も論じられている。長短両二十面体秩序の直接的関連を明らかにすることが本研究の目的である。²⁾³⁾⁴⁾

二十面体の外側のクラスターとして、二十または三十個の二種類を考える。五角形を共有するようにこの二種類のクラスターを連結することが基本である。この五角形に対し偶奇性が定義できる。大小二種の球を用いると密度の高い空間充填が可能である。小球は必ず二十面体の中心に置ける。構成単位は二十面体と考えることができ、糊付けをする球なしに重なり合いながら充填させることができるのである。

AlMn-I相のモデルとしてTEM、回折パターン、Mnの割合、密度とも矛盾なく構成できる。見かけ上 τ 倍のセルに充填されている。六次元空間からのマッピングとして二十面体的クラスターの充填を表現することができる。偶奇性が空間全体で保存しない時が実験に対応している。

阿部龍蔵先生、水上忍先生に感謝致します。

- 1) S. Sachdev and D. R. Nelson, PRB32, 1480(1985)
- 2) S. Sachdev and D. R. Nelson, PRB32, 4592(1985)
- 3) 堂寺知成、東大・相関理化学・修士論文
- 4) T. Dotera, unpublished

Incommensurate Modulated Structure of Al-Mn Alloys with Icosahedral Symmetry

National Bureau of Standards (USA)

Masao Kuriyama and Gabrielle Long

5回対称を示すAl-Mn合金の電子線回折像の解析から6個の独立な基本ベクトルが運動量空間でみつかる。これを実空間に変換して6個の基本原子相関位置ベクトルが定義できる。これらのベクトルの配置から原子配列のモチーフがきまる。このときよく知られた二種類の六面体が出て来る。この六面体の面上には中心からはずれた位置に原子が現れることになる。6個の自由度の内の3個を使って、六面体を単位胞の形にすることができる。これを出発点にして他の3つの自由度の役割を格子(原子位置)変調として実際の原子の位置を見出す。この変調は通常のものと異り、内部変調として現れる。しかしこれは前と同じ6つの基本ベクトルにもとづく非整合変調のUmklappの過程として理解出来る。この変調は4つの<111>方向の層状構造の積み重ねの法則を与える。これは原子の種類の入り方をきめるばかりか、必要なら各々の原子の変位をもきめる。特にこの法則がFibonacci

数列にもとづいていると全く無理なく原子位置がきまる。勿論この他の数列の可能性もある。この様にしてきめられた原子位置から動径関数, Wigner - Seitz 胞の大きさ, 形の分布が求められる。近接原子位置とその数などを包むこれらの結果は, Mass - density wave の模型及びメスバウアーフィルター, EXAFS の結果とよく合う。

Al₇₄Si₆Mn₂₀ 準結晶の構造

無機材研, 東北大金研* 山本 昭二, 泉 富士夫
平賀 賢二*

20面体対称性を有する Al - Mn 準結晶はその発見以来いくつかの結晶構造モデルが提案されているが, X線回折強度を定量的に説明するモデルは未だ見出されていない。我々は種々のモデルについてX線回折強度を計算し表題の組成をもつ準結晶の粉末X線強度を定量的に説明するモデルを見い出した。回折強度の計算およびモデルの記述には6次元超空間群論を用い, 6次元空間の周期的構造の3次元断面として現実の原子配置を得る方法をとった。このモデルではMnは3次元ペンローズ格子の頂点に位置する。ほとんどの Al/Si はペンローズ格子を形成する尖った菱面体と平たい菱面体の面上にあり, その面の菱形の長い対角線を $\tau : 1 : \tau$ (τ は黄金比) に分ける2点に位置するが, 2点とも Al/Si が占める場合, 1点のみを占める場合, 全く占めない場合がある。その他の Al/Si は Mn の 20 面体クラスターが出来る位置 (3次元ペンローズ格子では頂点の数の τ^{-6} の割合で 20 面体クラスターが出来る。) のクラスターの内部に 12 個入る場合と一部の尖った菱面体の内部に入る場合がある。これ等の様子は α (AlMnSi) 結晶 (α 相) 中の原子配置と似ている。それぞれの位置を占める Mn, Al/Si の割合も α 相と似ており, これ等のことから準結晶は局所的に α 相に似た原子配置を持ち, かつ 20 面体対称性をとる構造であると考えられる。

Al - Mn 合金 準結晶の構造と生成機構

東北大金研 鈴木秀次

準結晶の理論が発展してくるに従って, 20面体対称性をもつ Al - Mn 合金とは関係のないものになりつつあるように思われる。というのは平賀らによって撮られたこの合金の5回対称軸方向からの写真が直径 4 nm 程度の原子集団を構造の単位とすることを示唆しているが, 準結晶の理論はそのような構造を考慮していないからである。この相異は 20 面体対称構造の本質を考えたり, その生成機構を考えるさいに, 決定的な影響を与えるものであることを注意したい。

平賀らの最初の論文に出た写真には, 個別の原子又は原子列に対応する像は見られず, 正 20 面体配列をもつ原子集団の対称中心の位置が写っていると考えられる。またこの対称中心が特徴的な10回対称性をもって配列した図形が数多く見られる。正 20 面体がこの図形を与えるような配置としては,

中心に 2 原子層の 20 面体（原子数 55 個）が中心にあり、その各面上に同じ大きさの 20 面体をのせ（但し隣接 20 面体と重なり合う原子列を削る），その外側を 30 個の同じ大きさの 20 面体で取囲んだものがほとんど一意的に定まる。この表面の 20 面体は新しい中心の 20 面体になり得るので、前述の集合体と同じ方法で次の集合体が形成されるが、既に出来上っている部分と重なり合う部分を欠いたものとなる。写真の広い範囲にわたる 20 面体中心位置の配置はこの模型でよく説明される。

準結晶に関する種々のモデル間の関係

筑波大物理工 小川 泰

準結晶の定義は、通常結晶を含めた広義結晶の定義など、秩序配列の体系化の問題として考えるべきである。竹内等のように複数単位胞で定義すれば、方向秩序が保証され、N-grid 法とも同等となり、簡潔である。grid 法でいえば、間隔の選び方によって、高次元格子の射影でいえば、格子点の選別則によって、自己相似をもつもの、もたぬもの、さまざまな等級がある。2 次元 5 回対称に限り、A(72° - 108°), O(144° - 36°) の菱形を要素としても、自己相似性は決して一種類ではない。周期性を排除する本質的非周期とか、幾何学的な性質にはいろいろな観点がある。物理的観点からの意味との対応は必ずしも容易ではないが、現在の観測事実に密着しすぎずには自由に考えることも必要である。例えば、単位胞を充分大きくとれば周期性のある通常結晶と見なした解析が満足のゆく精度で実験事実を説明できるかもしれない。無理数であることなどは確定不能であろう。どうせ有効数字は有限だから、有理数だけで論じられる筈である。しかし無理数を使うことで、より高い立場に立ち、見通しをよくできる。所詮観測量が実数であっても、複素物理量が意味をもちうることを物理学は経験済みである。一見異って見える諸模型も、強調のし方は違っても、非常に近い関係にあるように思われる。もちろん、強調点の相違は重要であるが。

準結晶およびそれに関連する相の高分解能電子顕微鏡観察

東北大金研 平賀賢二、服部康志、平林 真
井上明久、増本 健

Al - 20 at% Mn 準結晶は、400°C 以上の高温にすると、中間相（T 相、2 次元の準結晶と考えられている）をへて安定相 Al₄Mn に変態することが知られている。準結晶、T 相、Al₄Mn 結晶の関係を調べるために、それらの高分解能電子顕微鏡および電子回折を行ったので、その結果を述べる。

1) T 相の 10 回対称軸から撮影した高分解能像には、準結晶にみられた明るい点を中心に 10 個の明るい点が 10 回対称に囲んだ、特徴ある集団を見ることが出来る。しかし、それらの集団の相対的位置関係は準結晶のそれとは異なる。

2) T 相の 10 回対称軸に垂直な電子回折パターンの 1 つは、Al₄Mn 六方晶結晶の c 軸に垂直なバタ

ーンと非常によく似ている。この方向の T 相の高分解能像には 2 層を周期とする配列が見られ、10 回対称軸にそった方向に周期構造の存在を示している。

電子回折および収束電子回折による準結晶の研究

東北大理, 金研* 田中 通義, 寺内 正己
平賀 賢二*, 平林 真*

Al₆Mn, Al₇₄Mn₂₀Si₆, (以上金研増本研作成), Al₇₁Mn₂₃Si₆ (NBS Bendersky 提供)について、1)開き角 $< 5 \times 10^{-5}$ rad の平行電子線で $< 100 \text{ nm} \phi$ の微少領域回折图形を撮り、2)開き角 $> 10^{-2}$ rad の収束電子線で $\sim 3 \text{ nm} \phi$ からの CBED 図形を撮って、これらの構造を調べた。

Al₆Mn: grain が小さい ($20 \sim 30 \text{ nm} \phi$)。grain 内の歪は大きく、回折斑点が原点から放射状の直線の上にのらず、内側の反射は $\sim 3^\circ$ ずれる。最も内側の 1.37 nm の反射が現われない(以下の二者では現われる)。CBED 図形は何の対称性も示さない。

Al₇₄Mn₂₀Si₆: grain 間の方位のずれは必ずしも小さくないが、grain 内の歪は少なくなった。CBED 図形は 5 回、3 回、2 回対称軸(これらの軸の支配する領域は局所的であるにも拘らず)があることを示した。動力学的回折効果が観察された。すなわち、5 回軸に平行な入射で、10 回対称ではなく本当に 5 回対称の図形が得られた。このことは、この準結晶が中心対称を欠き、点群は 235 と考えられる。

Al₇₁Mn₂₃Si₆: 試料のよさとしては、Al₇₄Mn₂₀Si₆ に幾分劣ると考えられる。真の 5 回対称を示す図形は得られず、10 回対称を示した。この事実が、この準結晶が中心対称をもつ点群 $m\bar{3}5$ であるのか、試料がまだ十分よいとはいはず、動力学的効果が不十分なためなのかは、まだ検討の余地がある。

準結晶 **Pd_{58.8}U_{20.6}Si_{20.6}** 合金の構造

東大生研*, ペンシルベニア大**, ヴァージニア大*** 上尾進*, D. D. Kofalt**, 江上毅**
K. M. Wong ***, S. J. Poon ***

単ロール法によって作成したアモルファス合金リボンに $430^\circ\text{C} \times 100\text{min}$ の焼鈍を加えて得た Icosahedral 相試料について、ブルックヘブン国立研究所でシンクロトロン X 線異常散乱の測定を行い、その部分動径分布を求めた。これと 3 次元ペンローズ・パターンを骨格としたモデルから求めた動径分布と比較しモデルの検討を行った結果、次のような結論を得た。

- (1) アモルファス相と I 相は、少なくとも第 3 近接原子までは局所構造が極めて類似している。
- (2) U 原子からみた部分動径分布のピーク位置は 3 次元ペンローズ・パターンを形成する菱面体の頂点の位置と一致する。しかし、分布密度は大きく異なる。
- (3) 3 次元ペンローズ・パターンを構成する 2 つの菱面体を独立な単位とするモデルでは動径分布密度の実験値を再現できる見込みがなく、いくつかの菱面体の組合せを単位とするモデルを構築する必要がある。

準 結 晶 微 粒 子

名大工 斎藤 弥八, 竹本 晓生

田中 信夫, 美浜 和弘

1. Al-Mn 準結晶微粒子の電子顕微鏡観察

ガス蒸発法によって Al-Mn 準結晶微粒子を得た。低圧の He あるいは Ar ガス中で, $Al_{90}Mn_{10}$ の合金を 1 つのタングステンボートから蒸発(蒸発温度: $1600 - 1700^{\circ}\text{C}$)する方法と, 隣接して平行に置いた 2 つのポートから Al と Mn をそれぞれ蒸発($2000 - 2200^{\circ}\text{C}$ for Al, $1500 - 1700^{\circ}\text{C}$ for Mn)する方法を用いた。どちらの方法においても不活性ガスの圧力が 100 Torr 以上のとき準結晶が生成された。その外形は球であり, 大きさは 200 から 3000°A にわたっていた。粒子の内部には歪をもつ試料に特徴的なもやもやとしたコントラストが観察された。暗視野像においても 100 から 200°A の不規則な小斑コントラストが観察され, その明暗領域は暗視野に用いる反射によって変化した。これらの結果は準結晶微粒子が, リボン試料と同様に, 微小に方位のずれた小さなドメインから成ることを示している。

2. 光学変換法を用いた準結晶のパターソン合成

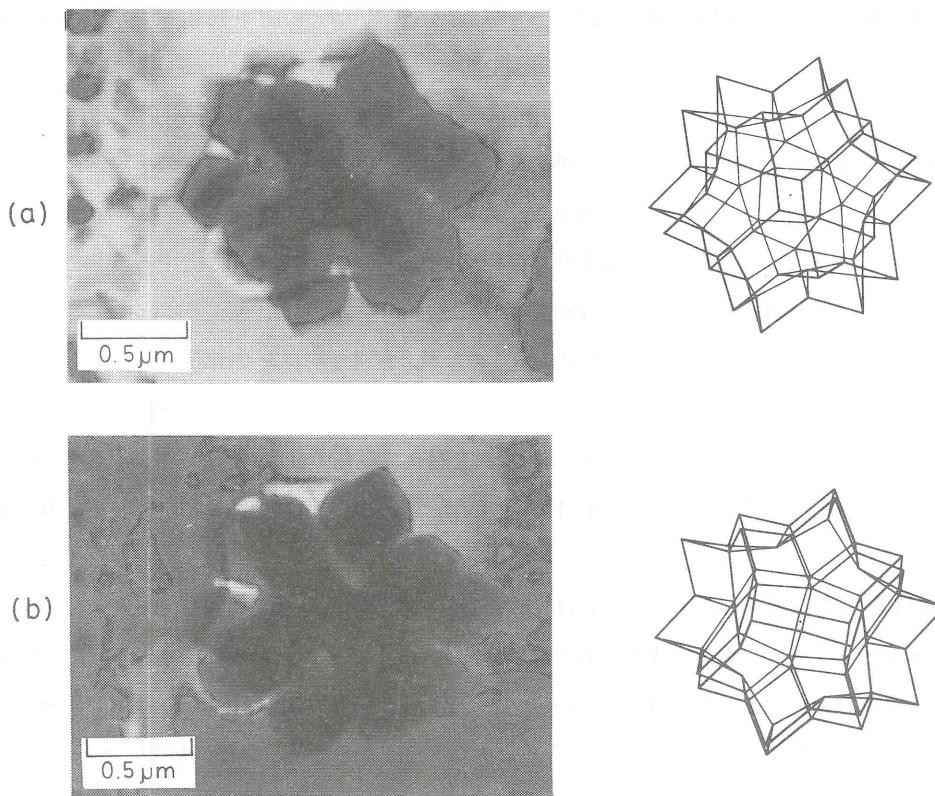
制限視野回折により得られた回折图形を基に, 2 次元パターソン合成を行なった。その結果, パターソン图形上のピーク位置は, 一边の長さが $4.66 \pm 0.10^{\circ}\text{A}$ の 2 種類の菱面体の頂点に重ねることができ, 頂点以外にも側面の対角線を $\tau : 1 : \tau$ に内分する 2 つの位置にピークがあることがわかった。ここで τ は黄金比である。さらに, τ^3 の相似比が見い出された。

準 結 晶 の 結 晶 成 長

京大工 西谷滋人, 小林紘二郎, 新宮秀夫

準結晶の結晶成長は, 凝固組織がデンドライト状であることより通常の結晶と同様にきまと成長容易方位があると見られる。しかし, 詳しい研究はなされていない。

我々は孤立した準結晶を得るために, Al-Mn 二元系で従来報告の多い準結晶形成組成領域($10 - 22 \text{ at\% Mn}$)よりも低濃度側の $Al - 6.2 \text{ at\% Mn}$ 合金を単ロール法により急冷凝固後, 透過型電子顕微鏡による観察を行なった。その結果, 準結晶の孤立粒が得られ, その外形と回折像との間の忠実な対応関係を明らかにすことができた。その外形は正 12 面体の 20 個の頂点方向(正 20 面体の面法線方向に延びた形をしており, 準結晶の優先成長方向が 3 回対称軸方向(Elser の指数付けによると $<111000>$ 方向であることが明らかになった。図は 1 個の準結晶粒を回転してそれぞれ(a) 3 回対称軸, (b) 2 回対称軸に近い方向から見た電顕写真とそのコンピューター概念図である。



Al - Cr 系準結晶の生成と性質

東北大金研 井上明久, 木村久道, 増本 健

急冷凝固した Al - Cr 合金中の約 5 ~ 16at% Cr の組成範囲で準結晶が生成するが, その単相の生成は約 15.5% Cr 近傍に限られた。準結晶中の Cr 濃度の分析値は一定ではなく, $\text{Al}_{96}\text{Cr}_6$ 合金での 9.0% Cr から $\text{Al}_{84.6}\text{Cr}_{15.4}$ 合金での 15.4% Cr まで連続的に増大する。準結晶単相組成は $\text{Al}_{11}\text{Cr}_2$ で近似的に表わされる。ビッカース硬さ (H_V) および電気抵抗 (ρ) は Cr 量の増加に伴い増大するが, その上昇は 14.5% Cr 近傍で著しくなる。 $\text{Al}_{84.6}\text{Cr}_{15.4}$ 準結晶の H_V , $\rho_{4.2}$ および ρ_{293} はそれぞれ 710 DPN, $4.73 \mu\Omega\text{m}$ および $5.84 \mu\Omega\text{m}$ である。準結晶から結晶相への変態開始温度 (T_t) および変態熱 (ΔH_t) は 14.5% Cr で 644K および 1805 J/mol の最大値を示し, 15.4% Cr では 625K および 550 J/mol に減少する。 $\text{Al}_{84.6}\text{Cr}_{15.4}$ 準結晶は T 相と呼ばれている準安定相を経て安定な斜方晶 $\text{Al}_{11}\text{Cr}_2$ に変態するが, 15% Cr 以下の Al - Cr 合金の準結晶 + Al 相は直接安定化合物と Al 相に変化する。準結晶の変態挙動の違いが約 15% Cr 近傍での T_t と ΔH_t の急激な変化の原因と考えられる。

Al-Mn系非晶質相, 準結晶相, 結晶相の磁気モーメントおよび電気抵抗特性

東北大金研, 東大物性研* 深道和明, 後藤恒昭*, 増本 健
* 榎原俊郎, 小口昌弘, 木村久道, 東堂 栄

非晶質相と結晶相の中間状態と思われる準結晶の磁気的, 電気的性質を前2者のデータと比較検討した。キュリーウィス則から求めた有効磁気モーメントは3相いずれの場合もMnの増加と共に大きくなるが, その大きさは非晶質相, 準結晶相が同程度で, 結晶相ではその約半分である。また, 前2者はスピングラスの性質を示し, スピン凍結温度の組成依存性も酷似し, Mn濃度と共に増加する。なお, 準結晶の議論においてAl結晶相が混在することが, 厳密な解析を妨げるが, Chenらによると, Siを添加し单相準結晶にした合金の有効磁気モーメントの値は, 2元合金のAl相を無視した場合と変わらない。他の報告によるとAl相にはMnが固溶限を越えて存在するが, それに相当する單一相は現在までのところ作製することはできず, 磁性も不明である。従って, 準結晶単相のみ厳密に取り出した議論はできない。

電気抵抗率の大きさおよび温度依存性は, 非晶質相および準結晶相で類似し, 数百~ $1000\mu\Omega\cdot cm$ の大きな値を示し, かつ, 低温で大きな負の温度係数を示す。一方, 結晶相の値は約半分程度になり, 温度係数は正になる。なお, 非晶質相において, よくZiman理論で議論されるが, 適用できそうなものは弱い常磁性か反磁性の合金でありAl-Mn合金のように, d電子の影響が大きい合金系で, 上記の理論を持ち出すことは不適当である。以上の結果より, Al-Mn準結晶の磁気的, 電気的性質は非晶質相のそれらと非常に類似し, 結晶相の性質とは異なることが明らかになった。

準結晶 Al-Mn 系の磁気抵抗効果

東北大金研 豊田直樹, 深道和明, 井上明久
松崎邦夫, 増本 健

液体急冷によって作製したAl-22.5 at% Mn準結晶合金と, 対応する組成に近い非晶質合金の電気抵抗, 磁気抵抗を, 1.8K-40K, 0-15Tの温度, 磁場のもとで測定した。これら2種類の状態での電気伝導現象を比較検討する事を試みた。しかし, 現在までに得られたデータは両者共に酷似しており, 準結晶状態特有の振舞を抽出するには到っていない。両者に共通してみられる特徴を以下に要約する。

- 1) 約4.50K以下の低温で抵抗($H=0$)は対数的温度依存性を示す。 $R/R_0 = 1 - A \cdot \log T$ というふうに整理したとき, Aの値は $(6-8) \times 10^{-2}$ である。
- 2) スピングラス凍結温度 $T_f (= 8.5K)$ に近い温度以下で, 抵抗は $\log T$ より少し弱い変化を示す。
(準結晶, 非晶質Al-Mnでのスピングラス転移は深道らによって発見された。)
- 3) T_f 以下の温度領域で負の磁気抵抗がみられる。その大きさは温度降下と共に大きくなり, 例え

ば 2.0K で 15T の磁場で $\Delta R(H)/R \cong -5 \times 10^{-3}$, $4 \sim 5 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ の変化を生じる。この様な磁気抵抗は縦磁場、横磁場ともほぼ同様の振舞が確認された。

以上の結果は、準結晶、非晶質双方に共通してみられるスピングラス状態での一種の近藤効果が支配的である事を示唆している。

Al-Mn-Sn, Al-V-Si 系準結晶の電気的性質

東大物性研, 東大生研* 木村 薫, 山根浩敬, 橋本辰男
竹内 伸, 井野博満*

準結晶の伝導機構の特徴を調べる目的で、低温での電気抵抗の温度・磁場依存性を測定した。試料としては、質の良い準結晶が得られることが知られている Al-Mn-Si 系と、磁性元素を含まないことが期待される Al-V-Si 系を用いた。Al-Mn-Si 系においては Mn : 20~22 at%, Si : 0.5~9 at%において、ほぼ単相の準結晶が得られた。Al-Mn 2 元系に近いものより Si の組成比が大きいもののほうが、X 線回折ピークの幅も狭く熱的安定性も増して、質の良い試料が得られたことが確認された。30 K~室温において比抵抗が大きく(数百 $\mu\Omega \cdot \text{cm}$)、温度係数が負で小さいことは Si の組成比に依らず同じであり、一般のアモルファス金属の傾向とも一致する。低温(1K~15K)での急激な抵抗上昇の温度依存性は、ほぼ 2 元系のものでは $\log T$ であり、3 元系では \sqrt{T} で良くフィットできた。磁気抵抗も 100KG 程度まで 2 元系では正だが、3 元系ではそれに比べるかに小さい。この低温での電気抵抗の振る舞いの原因については、まだ断定的なことは言えない。Al-V-Si 系においては、V : 22 at%, Si : 9 at% 付近でほぼ単相の試料が得られたが、Mn 系に比べるとはるかに準結晶になりにくい。この系の電気抵抗に関しては測定中であり、まだはっきりしたことは言えない。

Al-Mn 準結晶の磁化過程

東大物性研, 東北大金研* 後藤恒昭, 深道和明*, 柳原俊郎
小口昌弘, 木村久道, 東堂 栄, 増本 健*

Al-Mn 準結晶及びアモルファス相の磁場中冷却効果と強磁場磁化測定の結果が報告された。

Al-22.5%Mn 準結晶相及び Al-24.3%Mn アモルファス相で、スピングラス特有の磁場中冷却効果が観測され、これらの系は Mn 間の反強磁性直接交換相互作用と、強磁性的な間接相互作用の競合するランダム磁性体と考えられる。

強磁場磁化測定は、4.2K, 300KOe までの磁場中で行なわれた。準結晶では 14.3%~22.5%Mn, アモルファスでは 15.2%~24.3%Mn の試料について測定が行なわれた。両試料とも類似した傾向が見られるが、一般に準結晶の試料は、アモルファス試料に比べ、20KOe 以下の磁場中で、磁化の立

上りが大きく、準結晶相では、Mn 間の強磁性交換相互作用の寄与は、アモルファス相に比べて大きいと考えられる。Al-14.3%Mn 準結晶試料の磁化は 300KOe の磁場中でほぼ飽和し、Mn 当り平均 $0.08 \mu_B$ のモーメントを持つ。Mn の濃度が増すと準結晶試料の磁化は 18% 以上で急激に増加すると共に、300KOe の磁場中でも飽和しなくなり、14.3%Mn の磁化曲線と飽和の様子が異なる。アモルファス相でも同様の傾向が見られるが、300KOe における強磁場帶磁率は準結晶相に比べて大きい。

20% 以下の Mn を含む準結晶試料には fcc の Al が含まれるが、上記の結果は含まれる Al の量は少なく、準結晶相の Mn の割合は試料作製時の Mn の量に応じて連続的に変化し、Mn の増加と共に、Mn のローカルモーメント及び Mn 間の直接交換相互作用が増加するとして理解される。この結果はスピングラス転移温度の濃度依存性ともよく対応している。他方準結晶相の Mn の量は、作製時の Mn の量にあまりよらず、20% 近傍であるとの分析結果が報告されているが、疑問な点も多く、再検討を要すると思われる。

Al 合金準結晶の NMR と 帯磁率

東大物性研 安岡弘志、清水 穎、古賀珪一
木村 薫、竹内 伸

準結晶相における合金の磁性の特徴を明らかにするために、静帯磁率と NMR を用いて、 $Al_{80}Mn_{20}$ の準結晶相と結晶相、 $Al_{72}Si_6Mn_{22}$ の準結晶相、及び $Al_{86}Mn_{14}$ の準結晶相と結晶相を調べてきた。静帯磁率においては、準結晶相と結晶相は本質的な違いを示している。結晶相が温度変化なしの Pauli 常磁性であるのに対して、準結晶相は $50K < T < 300K$ で、Curie-Weiss 則によく従っている。準結晶相の NMR では裾の広がった、一本の Al のスペクトルを得た。Mn のスペクトル強度が Al のそれよりも非常に弱いことから、磁気モーメントは Mn に局在していることがわかる。Al のスペクトルの幅の主な原因是電場勾配の大きさの分布である。この幅の中から磁気的な原因をもつ部分を引き出すのが今後の実験上の課題である。準結晶相における Al の核スピン緩和時間 T_1 は 2K から 300K まで測定した。測定したどの温度でも T_1 は広く分布している。最も長い T_1 の温度変化は、 $T_1 \cdot T = \text{一定}$ を示した。この T_1 の大きさは、純金属 Al の T_1 と比べると、 $Al_{80}Mn_{20}$ では同じ、 $Al_{72}Si_6Mn_{22}$ では 5 倍大きい値を示している。Mn のスピンの揺ぎに起因する T_1 を引き出すことが今後の課題である。

Al-(Mn, Fe) および Al-Si-(Mn, Fe) 合金のメスバウアーフィル

東大生研, 阪大基礎工, 東大物性研^{**}, 京大化研^{***}井野博満, 那須三郎^{*}, 木村 薫^{**}, 竹内 伸^{**}枝川圭一, 永山勝久, 新庄輝也^{***}, 英田英一^{*}

Al-Mn ベース準結晶の局所的な原子構造および磁性を調べる目的で, $Al_{79}(Mn_{1-x}Fe_x)_{21}$, $x = 0.25, 0.5$ および $Al_{72}Si_6(Mn_{1-x}Fe_x)_{22}$, $x = 0.01, 0.25$ のメスバウアーフィルを行った。

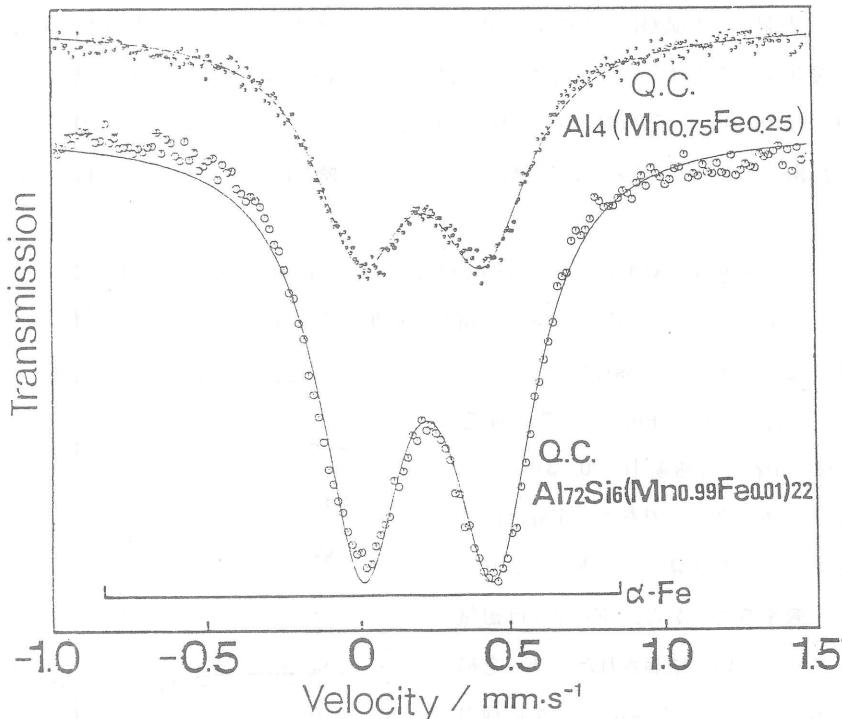


Fig. 1

Fig. 1 に常磁性 doublet で fit したときのスペクトルの例を示す。半値巾が純鉄 reference (0.22 mm/s) にくらべて広く、四重極分裂 (QS) に分布があり Fe 原子がいくつかの異なった環境にあることを示している。一方、スペクトルの対称性がよいので isomer shift (IS) がほぼ等しく、電子状態は似かよっている。IS の値は他の Al ベース金属間化合物とくらべて、そう違わない。

Table-1 Mössbauer parameters of Al-Mn base quasi-crystals
(at 290K)

| specimen | IS/mm s ⁻¹ | QS/mm s ⁻¹ | width/mm s ⁻¹ |
|--|-----------------------|-----------------------|--------------------------|
| $Al_{79}(Mn_{0.75}Fe_{0.25})_{21}$ | 0.214 | 0.402 | 0.364 |
| $Al_{79}(Mn_{0.5}Fe_{0.5})_{21}$ | 0.218 | 0.377 | 0.364 |
| $Al_{72}Si_6(Mn_{0.99}Fe_{0.01})_{22}$ | 0.231 | 0.434 | 0.325 |
| $Al_{72}Si_6(Mn_{0.75}Fe_{0.25})_{22}$ | 0.229 | 0.402 | 0.319 |

Table-2 Three sites fitting of a Mössbauer spectrum of
 $\text{Al}_{79}(\text{Mn}_{0.75}\text{Fe}_{0.25})_{21}$ quasi-crystal.

| Component | number of n.n. Mn | IS/mm s ⁻¹ | QS/mm s ⁻¹ | width/mm s ⁻¹ | Intensity |
|-----------|----------------------|-----------------------|-----------------------|--------------------------|-----------|
| A | 0 | 0.214 | 0.225 | 0.289 | 0.42 |
| B | 1 | 0.222 | 0.430 | 0.235 | 0.34 |
| C | 2 | 0.200 | 0.628 | 0.340 | 0.24 |

Table 1 は上記 4 つの試料についてのメスバウアー・パラメータを示したもので、 IS, QS の値の組成による変化は大きくはない。注目されるのは、 Si を含んだ試料では半値巾がせまくなっていることで、準結晶中の Fe 原子の環境が「きれい」になっていることを示すと考えられる。一方、半値巾は Fe 原子濃度にはあまり依らず、稀薄 Fe 原子(1%置換)ゆえの site selection はないと思われる。

室温スペクトルをどう分解するかは一意的ではないが、近接 Mn 原子の数によって QS が主に決まると仮定して、Mn = 0, 1, 2 の 3 site に分解した結果を Table 2 に示した。Mn が六面体ユニットの頂点を占めるモデルとは consistent である。

Fig. 2 は、 $\text{Al}_{79}(\text{Mn}_{0.75}\text{Fe}_{0.25})_{21}$ 準結晶を 4.2 K で γ 線に平行な外磁場 $H = 0, 3.0, 4.5$ T 中で測定したスペクトルである。実線は内部磁場ゼロとしたときの計算スペクトルであり、両者がよく一致することから、Fe 原子は磁気モーメントを持たないと結論された。Fe を稀薄に含む $\text{Al}_{72}\text{Si}_6(\text{Mn}_{0.99}\text{Fe}_{0.01})_{22}$ でも同様の結果が得られた、このことは、Mn 原子が磁気モーメントをもつという磁化率や NMR の結果と対比して興味深い。

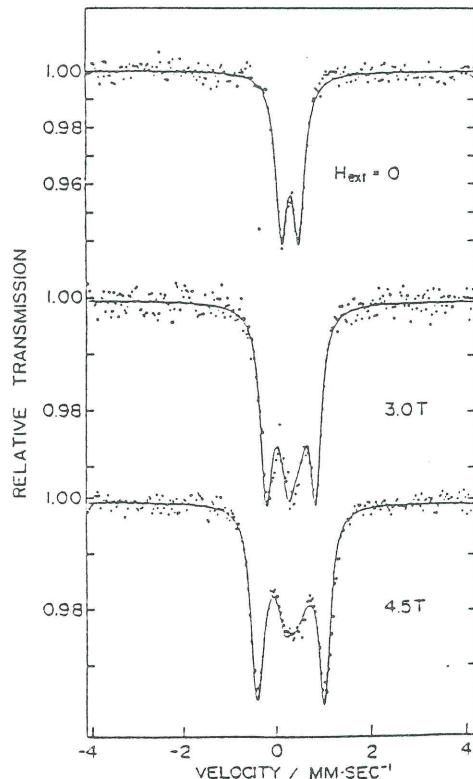


Fig. 2

摂動角相関法 (PAC) による準結晶 Al-Mn の研究

東学大物, 東大生研^{*} 金沢育三, 桜井吉晴^{*}

七尾 進, 岩下 彪

Hf¹⁸¹ を平衡相 Al₆Mn, 準結晶 Al₆Mn の Al 原子と置換し, それぞれの Al サイトから見た結晶構造を摂動角相関法 (PAC) により調べた。実験システムは 3 つの BaF² を使用したフォトマルにより構成された fast-fast 系で時間分解能は 700 psec であった。平衡相 Al₆Mn では Site I, Site II, Site III の 3 サイトの存在がみとめられ Site I は $V_{zz} \sim 0$, Site II は $V_{zz} = 90 \times 10^{16} \text{ V/cm}^2$, $\eta = 0.5$, Site III は $V_{zz} = 210 \times 10^{16} \text{ V/cm}^2$, $\eta = 0.4$ であった。これは平衡相 Al₆Mn の予想される Al サイトに対応した。準結晶 Al₆Mn において Al サイトが大きく 3 サイトに分離できることがわかった。

Site IV は $V_{zz} \sim 0$, Site V は $V_{zz} = 79 \times 10^{16} \text{ V/cm}^2$, $\eta = 0.1$, Site VI は $V_{zz} = 190 \times 10^{16} \text{ V/cm}^2$, $\eta = 0.6$ であった。

物性研究所短期研究会報告

有機二次元系構造の凝縮機構

期 日 : 1986年6月20日(金) am 9:30 ~ pm 8:00

21日(土) am 9:30 ~ pm 5:40

場 所 : 東京大学物性研究所

提案者代表 広島大 岡 田 正 和

新しい機能を有する有機分子固体の創出を目的とする研究における分子固体の形状は、原子・分子レベルの凝集力の制御によって形成されている二次元系構造である。

有機分子固体の低次元化の方法は、大別すると湿式法(LB法)と乾式法(真空蒸着系の方法)の2つが使用されている。

これらの2つの方法によって製膜された有機低次元系構造についての評価は、高品質分子集合体であるといえよう。

さて、分子設計を意識した機能性有機分子の二次元系構造の科学的研究では、その分子物性がまず注目されるため、二次元系構造での分子の規則的配列または積層の完全性についての議論が不足しているといえる。

そこで、有機二次元系構造を評価するため、有機分子集合体におけるstacking(集積秩序)とpacking(面内秩序)というパラメータを導入して、われわれは議論をしてきた。

ところで本短期研究会でコンサンセスをとりつけたい課題は、二次元系構造に作成法の特徴とその構造評価である。つまり湿式法と乾式法との2種類による低次元化の方法は、それぞれどのような特徴があるかということと、これら2種類の方法によって形成されたそれぞれの低次元化構造における、stackingとpackingについては論議をする余地が残されているということである。

プログラム

I. 有機二次元凝縮系の素過程と分子設計〔座長：岡田正和〕

<6月20日 9:30 ~ 18:20>

9:30 ~ 9:40 はじめに

広島大・生物生産 岡田 正和

I-1. 分子設計

[1] 9:40 ~ 10:10 凝縮系と分子設計

京大・工 米沢貞次郎

[2] 10:10 ~ 10:40 有機分子の凝縮機構

千葉大・薬 津田 穂， 笠川 節子

10:40 ~ 10:50 coffee break

I - 2. LB 法による凝縮化

- [3] 10:50 ~ 11:20 (I) LB 法による凝縮過程 東工大・国際交流センター 森泉 豊栄
[4] 11:20 ~ 11:50 (II) 非線形光学材料のLB膜 織高研 中西 八郎, 加藤 政雄
[5] 11:50 ~ 12:20 (III) 色素LB膜のJ会合体の凝集構造

電総研 黒田 新一, 池上 敬一, 杉 道夫

12:20 ~ 13:30 昼 食

I - 3. 蒸着法による凝縮化

- [6] 13:30 ~ 14:00 (I) 直線分子の蒸着素過程 広島大・生物生産 八瀬 清志
弓削商船高専 稲岡紀子生
[7] 14:00 ~ 14:30 (II) 有機分子薄膜の物性評価 東大・工 十倉 好紀, 国府田隆夫
[8] 14:30 ~ 15:00 (III) クラスターイオンビーム法 京大・工 高木 俊宜, 白井 博明, 山田 公
[9] 15:00 ~ 15:20 (IV) イオンプレーティング法による
有機-無機の複合薄膜 東洋大・工 村山 洋一, 吉田 泰彦
[10] 15:20 ~ 15:40 (V) OMBE法 理研 山田 瑛
15:40 ~ 15:50 coffee break

I - 4. 凝縮化機構と分子設計

- [11] 15:50 ~ 16:20 インターカレーション
(I) 黒鉛層間化合物 熊本大・理 佐野 瑞香
[12] 16:20 ~ 16:50 (II) 二次元層間の化学修飾 広島大・工 服部 信, 山中 昭司
[13] 16:50 ~ 17:20 低次元伝導性有機凝縮機構 東大・物性研 斎藤 軍治
[14] 17:20 ~ 17:50 磁性有機物の設計条件についての2~3の考察 東大・物性研 木下 実
[15] 17:50 ~ 18:20 分子の表面吸着現象の素過程 東大・工 河津 瑞
18:20 ~ 20:00 ad-hoc meeting

II. 二次元凝縮系の構造評価〔座長：菅野卓雄〕

<6月21日 9:30 ~ 17:00>

9:30 ~ 9:40 はじめに 東大・工 菅野 卓雄

II - 1. LB膜の評価

- [16] 9:40 ~ 10:20 X線定在波法によるLB膜評価

キャノン中研 中桐 孝志, 酒井 邦裕

| | | | |
|------|---------------|---------------|--------------------|
| [17] | 10:20 ~ 11:00 | 電導現象の評価 | 東芝総研 水島 公一 |
| | 11:00 ~ 11:10 | coffee break | |
| [18] | 11:10 ~ 11:30 | 低次元導体の評価 | 電総研 石黒 武彦 |
| [19] | 11:30 ~ 11:50 | タン白質膜の構造評価 | 理研 池上 明 |
| [20] | 11:50 ~ 12:10 | 光によるラングミュア膜評価 | 東北大・通研 宮野健次郎 |
| [21] | 12:10 ~ 12:30 | LB膜の電気物性と評価 | 千葉大・工 田中 国昭, 国吉 繁一 |
| | 12:30 ~ 13:30 | 昼 食 | |

II - 2. 蒸着膜の評価

| | | | |
|------|---------------|--------------------------|----------------------------|
| [22] | 13:30 ~ 14:10 | 吸着現象素過程の構造評価 | 東大・物性研 村田 好正 |
| | | | 東大・理 有賀 哲也 |
| [23] | 14:10 ~ 14:50 | 光電子分光法による電子構造評価 | 分子研 関 一彦 |
| [24] | 14:50 ~ 15:30 | ラマン分光法による構造評価 | 阪大・工 中島 信一 |
| | 15:30 ~ 15:40 | coffee break | |
| [25] | 15:40 ~ 16:00 | 低エネルギー電子散乱及び電子透過法による構造評価 | |
| | | | 千葉大・工 上野 信雄, 杉田 和之 |
| [26] | 16:00 ~ 16:20 | アトムプローブ法による有機薄膜の分析 | |
| | | | 東工大・総理工 西川 治, 加藤ひとし, 内古関修一 |
| [27] | 16:20 ~ 16:40 | 蒸着膜のレーザーによる構造制御と解析 | 日立基礎研 谷口 彰雄 |
| | 16:40 ~ 16:50 | coffee break | |

III. 総合討論〔座長：井口洋夫〕

<6月21日 16:50 ~ 17:30 >

凝集系と分子設計

京大工 米澤 貞次郎

分子設計には反応指向的、性質指向的な方向があり、主として分子レベルの問題にターゲットを置く狭義の分子設計と集団レベルまで拡張する広義の分子設計が存在する。凝集系の分子設計は広義の、物性指向的なものであるとして、この設計の考え方をフローチャートとして示し、この分子設計に関連する課題は

- (1) 何を出発物質に選ぶか。
- (2) どのように凝集させるか。
- (3) 集合体の配向の制御。
- (4) その結果として、いかなる物性が期待されるか。

をあげ、これに貢献しうると考える理論的研究として、イオンクラスターの構造と安定性、液晶の配列と界面相互作用、高分子の分子間相互作用、金属表面と分子の相互作用の例について説明した。

有機分子の凝縮機構

千葉大薫 筑川節子、津田 穣

特定の機能を発揮する分子デバイスの作動メカニズムのモデルとして、極めて特異的な分子間相互作用によって起こることが知られている生体細胞膜の凝集機構の解明を行った。分子間ポテンシャルには Fraga の Atomic Pair Potential を用いた。細胞凝集素の小麦胚芽レクチン (WGA) の糖結合サイト近傍の 5 ケのアミノ酸残基に対して、細胞膜糖鎖成分である N アセチルグルコサミンと、水酸基・N アセチル基の結合の仕方が異なる 3 種の糖との分子間相互作用エネルギー (E_{AB}) を計算し比較した。その結果、WGA 一糖との結合は、WGA の結合サイトにあるアミノ酸残基が、N アセチルグルコサミンの 3-OH, 4-OH 基、N アセチル基の配置と良く対応していて、双方の静電的相互作用によって安定構造が形成され、凝集反応が起こることがわかった。これに対して、官能基の結合の仕方が異なる他の糖は、各官能基が WGA と有効な結合を作ることが妨げられるため、安定構造を構築しないことがわかった。得られた各糖の E_{AB} の値は WGA との結合生成実験の結果と一致した。

L B 法による凝縮過程

東工大・理工学国際交流センター 森泉 豊栄

水面上単分子膜の展開状態を観測するため、同筒波を用いた表面張力波測定系を開発した。この系により、200 Åまでの振幅が測定可能になり、展開時の溶媒蒸発により流氷状の単分子膜ができることが示唆された。

非線形光学材料としての LB 膜

織高研 中西 八郎、加藤 政雄

光技術時代への基幹素材である非線形光学材料として共役・分極構造の有機・高分子化合物が、従来の無機強誘電体以上に注目されつつある。材料屋サイドで見た有機非線形光学材料分野の課題は、① Molecular Engineering, ② Crystal Engineering, ③ Morphological Engineering に大別できるが、LB 法は、これらいずれをも継ぐ有望な基盤技術として期待される。例えば、分子超分極率の大きな所望の分子構造ユニットに対して、凝集状態での感受率ができるだけ大きくなるような対称性をも制御した配列化を可能にすると同時に、種々の基板上に扱い易い薄膜形態を提供してくれる。このような LB 法を用いた有機非線形光学材料研究の現状について、交互累積法による極性構造の構築、色素およびポリジアセチレンを所望の分子構造ユニットとした場合の、他の凝集

状態に比べての材料設計上の優位性および問題点等を演者らの研究を中心に紹介する。

色素 LB 膜の J 会合体の凝集構造

電総研 黒田 新一, 池上 敬一, 杉 道夫

LB 膜における面内分子配向の問題は、将来の応用面から見ても興味深いが、これまで定量的に議論された例は少ない。われわれはベンゾチアゾル核を含むメロシアニン色素をアラキン酸に希釈した系の LB 膜で色素分子の J 会合体が形成される場合には暗状態でも強い ESR 信号を示すものを見出している。今回 2 つのマイクロ波周波数での実験から面内スペクトルに見られる構造が窒素核による超微細分裂であることを確認した。この結果に基づき膜面内における分子配向をスペクトルシミュレーションにより解析し、色素分子の $p\pi$ 軌道の方向が基板の dipping の方向と約 60° なしていることを見出した。¹⁾ この角度は光スペクトルにおける J バンドの解析から提案されている J 会合体の構造と相関のあることが示唆され、観測されているラジカルの起源が J 会合体における分子間電荷移動である可能性を支持する。

1) S. Kuroda, K. Ikegami, M. Sugi and S. Iizima, Solid State Commun.

58 (1986) 493.

(I) 直線分子の蒸着過程

広島大・生物生産 八瀬清志
弓削商船高専 稲岡紀子生

脂肪酸およびその誘導体の金属塩の蒸着薄膜の結晶構造と分子配向の評価法を明らかにし、選択配向薄膜作製の可能性について議論した。

分子配列の評価において、特に、直線分子の末端基のメチル基とアルキル鎖の側面に吸着するゲルマニウム蒸着粒子の粒状性に着目することによって、電子顕微鏡による決定が可能であることを明らかにした。また、連続的に薄膜試料を傾斜することによって得られた一連の電子線回折パターンを解析することによって、薄膜結晶の格子定数を決定した。

薄膜形成の素過程である蒸着の初期段階において、結晶中の分子配向を解析した。結晶成長の条件として、基板結晶の対称性とイオン性、および基板温度を可変パラメーターとした。蒸着条件の制御によって、選択的に分子配向を制御できることを明らかにした。

直線分子の凝縮過程においては、分子間相互作用と基板-分子の吸着力が拮抗して働いていると考えることができる。比較的、基板温度が低い場合には、後者が優勢になり、直線分子は基板結晶の対称性を反映して成長する。特に、KCl などの立方晶系結晶表面では、薄膜表面に平行な分子配向を有する結晶がエピタキシャル成長する。基板温度の上昇とともに、前者および蒸着分子の基板表面で

の自由な移動を可能にする分子配向を取るようになる。したがって、可能な分子配列としては、薄膜表面に垂直なものが優勢となる。このような薄膜形成機構を利用することによって、選択配向した薄膜結晶の作製が可能であることを明らかにした。

有機分子薄膜の物性評価

東大・工 十倉 好紀, 国府田隆夫

多くの有機分子は元来異方性の強い分子構造、結合構造を有する。ここでは、その典型例として共役ポリマー（ポリジアセチレン）の薄膜（真空蒸着膜、LB膜）をとりあげ、物性評価および分光的手法による構造評価の結果を示した。また、有機分子薄膜で二次元系に特有な物性、機能を発現させる処理法の一つとして、長距離クーロン力と電荷移動相互作用が密接に関連する系を創成することの重要性を指摘した。講演では、例として電荷移動錯体やある種の金属フタロシアニンで観測される相転移をとりあげ、これらの系の薄膜で期待される新しい物性的一面を紹介した。

クラスタイオンビーム蒸着法による 有機物薄膜の電気的特性の制御

京大工 高木 俊宜, 白井 博明, 山田 公

高機能有機薄膜デバイスを実現するためには有機分子の設計のみならず、薄膜形成プロセスが重要であり、特に膜の結晶配向性及び界面特性の制御が要求される。クラスタイオンビーム蒸着法(ICB法)では、イオンの持つ運動エネルギーと電荷の効果を利用して、特徴ある有機薄膜形成が可能である。これまでに、結晶配向性の高い銅フタロシアニンやポリエチレン薄膜を作成できる事を示して来たので、これらの薄膜の電気的特性について報告する。銅フタロシアニンでは、ICB法を用いる事によって膜中の不純物が減少し、導電率の活性化エネルギーが向上する。亦、マグネシウムをドープする事によって導電率を大幅に向上させる事も可能である。さらに、MIS型ダイオードのC-V特性及び薄膜形トランジスタの電界効果特性から、Si基板との間で良好な界面特性を有す事が示された。一方、ICB法で作成したポリエチレン薄膜は、バルクと等しい誘電率及び 10^7 V/cm 近い絶縁強度を持ち、誘電損失も低く、絶縁体薄膜として優れた特性を示す。イオンの加速電圧を印加する事により、Si基板との界面特性が改善される事も示された。これらの結果は、イオンによる結晶性改善に加え、表面クリーニング効果が大きな役割を果していると考えられる。

イオンプレーティング法による有機-無機の複合薄膜

東洋大・工 村山 洋一, 吉田 泰彦

高周波イオンプレーティング法を用いて、種々の機能性を有する有機薄膜・有機-無機の複合薄膜を作製し、その電気的特性について検討した。イオンプレーティング法により得られた有機スルホン酸や無水カルボン酸の有機薄膜はモノマーに由来するスルホニル基やカルボキシル基等の官能基を残し、表面に導電性がみられた。この薄膜の表面電気伝導度は大気中の湿度に大きな影響を受けた。

また、有機モノマーガスと金属を同時にイオンプレーティングすることにより、金属微粒子が均一に分布している有機薄膜が得られた。有機モノマーのガス圧を変化させることにより、金属の含有量・金属微粒子の大きさを制御できることが明らかとなった。この有機-無機の複合薄膜は通常のプラズマ重合膜とは異なり、導電性を示した。複合薄膜の電気抵抗値は薄膜作製時のガス圧に大きく影響された。複合薄膜の導電機構についても検討した。

O M B E 法

理研・高分子化学 山田 瑛, 原 正彦

従来、無機物質に対して行なわれて来たMBE法を、有機物質に適用し、超高真空中で、異種物質積層化ハイブリッド超薄膜を作成する新規の方法であるO(Organic)MBE法を検討した。

Ni フタロシアニン(Pc)をSi ウエハー上に積層した薄膜の表面中心線平均粗さは、基板上全域(約4 cm²)において10 Å以下で、微分干渉顕微鏡の観察でも、凹凸・濃淡・ピンホール・ひび割れ等は確認されず、従来の有機薄膜にない完璧な超平滑薄膜が形成された。

又、ITO/NiPc/Alのショットキー素子では、超平滑で密に詰まった形状を反映して、数10mA/cm²の通電に耐え得る良好な整流特性を例外なく示し、A1電極の破壊電圧まで印加しても、NiPc膜自体には、何ら変化は確認されなかった。

今後、超薄膜の構造解析のフィードバックを行ないながら、本OMBE法による無機原子・有機分子オーダーの構造配列制御を確立し、有機物質を中心とした新規の高機能特性を有する超薄膜の創製や、更には有機歪超格子や有機高温超電導物質の検討を試みる予定である。

黒鉛層間化合物

熊本大・理 佐野瑞香

黒鉛の層間にカリウム、ルビジウム、セシウムなどアルカリ金属を入れると、その層間距離は3.35 Åからそれぞれ5.40, 5.65, 5.94 Åに拡大し、層間に新たな空間が生じる。この空間に第3の成分を入れて、その空間に特有な反応を行わせたり、層間化合物の物性を制御したりすることができる。KC₂₄あるいはRbC₂₄にベンゼン蒸気を接触させると、ベンゼンは層間に吸収され、層間距離は9.3 Å

になる。しかもこのベンゼンは層間で効率よく重合し、ビフェニルの2価陰イオン、1価陰イオンを経てテレフェニル、さらにクアテルフェニルになることがラマンスペクトルの時間変化等から見出された。第3成分として水素を用いると、 KC_8 では原子に解離後水素化物イオンとして吸収されるが、 RbC_8 では水素原子のままで収容され、77Kにおける CsC_{24} では水素分子の状態で吸収されることがESR、陽電子消滅から見られた。 CsC_8 では水素吸収が起こらない。 $H_2 + D_2 \rightarrow 2HD$ 反応に対する KC_8 、 CsC_8 の触媒作用から水素の解離はまず試料表面で起こることがわかった。

二次元層間の化学修飾

広島大・工 服部 信・山中 昭司

二次元層状結晶の層間に有機分子を単に吸着させるだけでなく、層間表面と直接結合させて、無機層状結晶の有機誘導体を得ようとする試みは、以前から行なわれているが、層状結晶層間表面に付随する各種の制約から、実現できていなかった。筆者らは、リン酸ジルコニウムが、層間表面の化学修飾に適した層状構造を有することに着目し、有機誘導体の合成を行ない、種々の有機官能基を二次元層間に配列することに成功した。

リン酸ジルコニウムの層間化学修飾には、エポキシ化合物を層間で開環反応させ、有機基をリン酸基にエステル結合でグラフトする方法、および層間リン酸基をリン酸エステル基あるいはホスフォン酸基と直接イオン交換する方法がある。後者の方法によると、かなり自由度の高い層間表面の分子設計が可能である。その例として、長いn-アルキル鎖をエステル結合で層間表面に導入した誘導体を合成した。この層間のアルキル鎖は、二分子層を形成し、特異な相転移を示す。LB膜の構造に関連して、層間二分子層の熱的挙動について考察した。

低次元伝導性有機凝縮機構

東大・物性研 斎藤軍治

有機分子集合体の機能合成（ある特定の機能の出現を目的とする有機合成）に於いて、以下の操作が必要となる。1)まず、目的とする機能に必要な電子状態、構造を満足する一個の分子を設計する。2)次いで、結晶又は分子集合体中の分子の積み重なり様式（スタッキング、パッキング）を制御する分子相互作用及び手法の考えを分子設計に組み込む。3)合成のし易さ、収率（物性化学の研究〔本研究室での〕には約10gの目的物で充分），化学的安定性、精製のし易さなどを盛り込んで実際に機能発現に沿った分子を設計・合成する。4)種々の形成プロセスに沿って集合体を合成する。5)得られた集合体の物性、構造のデータを基にして分子集合体の機能の設計条件を確立し、再び分子設計にフィードバックする。本講演では分子集合体の電子状態に関する機能として電導性を、又集合のプロセスに関する機能制御としての分子間相互作用（電荷移動、水素結合他）、分子のコンフォメーシ

ヨン、 ファスナー効果について述べる。

磁性有機物の設計条件についての 2 ~ 3 の考察

東大・物性研 木 下 實

ガルビノキシル・ラジカルに少量の不純物を加えた混晶では、一次元的に並んだラジカルが不純物によって分断されたクラスターを形成している。このクラスター内のラジカル間に強磁的な相互作用が働いていることを、磁化及び磁化率の測定から明らかにした。この強磁的な相互作用の原因について考察を行い、有機強磁性体を作る方法として提案されている種々の原理とは異なる最も基本的な原理によるものである可能性を提案し、これに基づくラジカルの設計に言及した。

分子の表面吸着現象の素過程

東大・工 河 津 璞

最近、数原子層程度の膜厚の薄膜の物性を利用するデバイスの開発が進みつつある。このような薄膜を得るには、2次元的な成長をする Frank-van der Merwe の成長様式や、数層の2次元層がまず形成される、Stranski-Krastanov の成長様式に従う基板と薄膜の組み合わせが適している。これらの系に関しては成長条件を十分に制御して蒸着をおこなう必要があり、実用的な研究も行なわれている。然し、原子層程度の完全性の高い平滑な薄膜を得るという点に関しては、現在、多くの系において問題をかかえている。本講演においては、Frank-van der Merwe の成長様式における3次元的成長の傾向の発生、超格子構造における界面の急峻性、Stranski-Krastanov の成長様式における2次元層の完全性等の問題点について指摘し、完全性の高い有機薄膜の形式過程との関連についても言及した。

X線定在波法による LB 膜評価

キヤノン中研 中桐 孝志、酒井 邦裕

X線定在波法は表面上に吸着された原子の位置や基板とエピタキシャル層の間の界面構造を知る手段として有力であることが知られている。この方法をヘテロ構造LB膜に適用した。まず59層からなるステアリン酸鉛LB膜でX線定在波が発生することを確認した。この定在波を利用し、ステアリン酸鉛上に2層積層したステアリン酸マンガンのマンガン原子面位置を蛍光強度のX線入射角依存性から決定できることを認めた。更にステアリン酸マンガン上にアラキシン酸バリウムを2層積しバリウム原子面位置を±0.5 Åの精度で決められることを示した。X線定在波法がヘテロ構造LB膜の構造解析法として有力であり、応用面で注目されているフタロシアニンLB膜をはじめとする機能性をもったLB膜の構造を知る手法に活用されていくであろう。

L B 膜 の 電 導 現 象

東芝総研 水島 公一, 東 実

最も基本的で、これまで多くの研究がなされてきたステアリン酸LB膜についてその電導機構の解明を試みた。

ガラス上に蒸着されたCr, Alの金属基板及びn-GaAsP, p-GaP, p-Si基板上に1~31層のステアリン酸膜を形成した。上部電極にAu, Al, In, Pb, Hgを用いたサンドイッチ構造の電圧-電流特性、光電導特性を測定した。

主な結果を要約すると、

- i) Cr基板上に形成されたサンドイッチ構造は全てオーミックなV-I特性を示し、その抵抗値は、Cr基板及び上部電極の抵抗値の和にほぼ等しい。
 - ii) Al基板上ではオーミック特性を示さず、1V以下の低電圧領域から求めた抵抗値は $10^{10} \sim 10^{13}$ Ω cmである。この結果は従来報告されているデータにほぼ一致しているが、試料毎の再現性に欠け、又層厚依存性もはっきりしない。電導度の温度変化(77K~R.T.)は層数にかかわらず2倍以下と極めて小さい。
 - iii) Al/LB膜/Al基板とAl/アルミ酸化膜/Al基板構造のV-I曲線は、絶対値を除いて極めて類似している。さらに両者の光電導シキイ値はとくに~2.2eVと一致する。
 - iv) Au/LB膜/n-GaAsPとAu/n-GaAsPのV-I特性は、基板抵抗の影響のない低電流域で絶対値を除いて極めて類似している。
 - v) Au/LB膜/p-Si, Au/LB膜/p-GaPはそれぞれオーミックないしオーミックに近い特性を示す。
- 以上の結果から、
- i) LB膜中には短絡パスが存在する、
 - ii) V-I, 光電導特性は、短絡パスの断面積と本数及び金属酸化膜、半導体表面のショットキーボークンにより支配されている、
- ことが結論される。

低 次 元 導 体 の 評 価

電総研 石黒武彦

Barraudらは長鎖ピリジニウム・TCNQ錯体膜にヨウ素をドープして導電性LB膜を実現したが、川端らはドープを必要としない長鎖TCNQ・TMTTFなどの錯体膜の形成に成功している。これらの膜に対する当面の最大の課題は構造解析によって分子の配位関係を明らかにすることであろう。電気的性質を明らかにするためには高周波導電率、ホール係数、熱起電力、磁気抵抗の測定が必要とされる。面内における構造の乱れが予想されるからである。導電性錯体LB膜は内面に異方性のある二次

元導体（従って準一次元導体）とみなすことができる。この面内の異方性が約3以上あるときには開いた軌道を持つフェルミ面となりネスティングが生じ、CDW, SDWが現われる可能性がある。圧力、温度、磁場による dimensionality crossover, 孤立したシート内の電子間相互作用、ゆらぎ効果等が当面の研究課題となろう。また磁気秩序の形成とそのゆらぎも興味ある問題である。

膜蛋白質の構造評価

理研 池上 明

蛋白質膜の中には蛋白質が二次元の結晶状に配列している場合がある。これらの構造評価は普通電子顕微鏡像または電子線回折像の解析により研究されているが、一般に分解能が低い。X線や中性子線散乱による解析も行われているが、試料が微小なため原子レベルの解析は難しい。

ここではまず光プロトンポンプの機能を持った紫膜の機能中心であるレチナールの位置と方向について分光学的方法で解析した例を示した。その一つは蛍光エネルギー移動法で、紫膜中のレチナール部分的に還元し蛍光性誘導体に変換して、これから未反応のレチナールなどへのエネルギー移動速度を解析したものである。第二は、共鳴ラマン散乱の偏光度測定からレチナールの向きを求めた例である。

さらに、紫膜の二次元結晶構造の相転移をX線小角散乱法で求めた例について述べた。

光によるラングミュア膜評価

東北大・電気通信研 宮野 健次郎

水面から基板上にうつしとられたLB膜の性質は、単分子膜が水面上にあるときに、すでにおよそ決定されていると考えるのが自然である。そこで、膜が水面上にあって、様々なパラメータを変化させ得る状況の下での「その場」観察が是非必要になる。光を使った測定技術（分光法、形態観察など）は比較的容易に水槽に組み込むことができるため、近年その例が増えつつある。我々も、市販の倒立型蛍光顕微鏡に簡単な水槽を取りつけることにより、主として蛍光を発する単分子膜の形態観察を行った。試料は、ジアセチレン誘導体、シンチレータ試薬、染料など、蛍光性の強いものに限定される。このような制約の下ではあるが、膜の性質によって、単分子膜が水槽表面全体にわたって一様な場合、あるいは、全体として非一様であるが、より小さな尺度では高い秩序をもつ場合など、種々の形態観察に成功した。

L B 膜の電気物性と評価

千葉大・工 田中 國昭, 國吉 繁一

ステアリン酸 Cd 塩 LB 膜の電気伝導, 静電圧縮, LB-A1 電極界面での陽極酸化現象について検討した。A1-LB (1~3 層) - Au の電気伝導は A1 負のとき $1/4$ 乗特性 ($\ln I \sim V^{1/4}$), Au 負のときショットキー特性を示すが, 濕度依存性からいずれもトンネル型伝導である。7 層以上の I-V 特性は一層の厚さをホッピング距離とするホッピング伝導を示し, その活性化エネルギーは 0.66 eV である。静電容量は $\Delta C \sim V^2$ 依存性を示し, これを静電圧縮と考えて得られるヤング率は $2 \sim 3 \times 10^8$ N/m² (ポアソン比を考慮すれば $4 \sim 8 \times 10^8$) で P.E. の値 7.8×10^8 に近い。各種雰囲気中の電流と容量の時間変化から, O₂ 存在下における A1-LB 界面のトンネル電流による陽極酸化現象が明らかとなった。Al₂O₃ 生成厚は 1.5 nm/V, このときトンネル電流の 60 ~ 70 % が反応に寄与する。

吸着現象素過程の構造評価

東大・物性研 村田 好正
東大・理 有賀 哲也

単純な吸着系の典型として, Cu(001) 表面上の K 吸着をとりあげ, 被覆率の増加とともに低速電子回折 (LEED) により観測された構造転移について述べる。また, 電子エネルギー損失分光 (EELS), 吸着に伴う仕事関数変化などから求めた K 吸着子の価電子状態の変化と構造転移との密接な関連について述べる。

LEED は, 高感度ビデオカメラを用いてビデオディスクレコーダに記録した後, AD 変換して解析した。この方法により, 被覆率変化に伴う微妙な構造変化を詳細に追跡できる。

吸着 K 原子は, 初期にはイオン化しており, 静電反発のため分散して吸着している。被覆率が増すと中性化し, これに伴い 2 次元凝縮を起こす。凝縮直後は短距離秩序しか持たないが, やがて長距離秩序を持つ 2 次元固相に転じ, 整合-整合, 整合-不整合などの構造転移を経て单原子層が完成する。

紫外光電子分光による電子構造評価

分子研 関 一彦

紫外光電子分光法 (UPS) は, 薄膜・界面を含め, 固体の電子構造を決定する有力な手法である。ここでは我々の最近の仕事を中心に蒸着膜, LB 膜等を対象にした次のような話題について紹介する。

(1) 通常の分子性固体: 典型的な例としてナフタセンがあげられる。固体と分子のスペクトルの間に良い一対一対応が成立するが, 周囲分子の分極によるイオン化エネルギーの低下等の団体効果があらわれる。

(2) 分子間相互作用の強い分子性固体: ステアリン酸蒸着膜では基板による結晶性の違いに対応した

したイオン化エネルギーの変化がおこり、水素結合による二量体形成に帰せられる。“分子ファスナー”テトラキス(アルキルチオ)テトラチアフルバレン(TTCn-TTF)では強い分子間相互作用による異常に低いイオン化エネルギーが観測される。

- (3) 配向膜——蒸着やLB法で作った一軸配向膜を用いることにより、長鎖分子の分子内エネルギーバンド分散関係 $E = E(k)$ が角度分解UPSで詳しく決められることを、ポリエチレンを例に示す。
- (4) 高分子——高分子の種類によっては真空蒸着が可能で良いUPSスペクトルが得られる(例えはボリ(p-フェニレンスルフィド))。またダイアセチレンLB膜の光重合による変化をUPSで追跡した例を紹介する。

ラマン分光法による構造評価

阪大・工 中 島 信 一

TCNQ錯体はイオン性、中性、混合原子価および不完全電荷移動錯体に分類される。

TCNQ分子のキノジメタン環外のC=Cボンドの伸縮振動に関係した ν_4 モード振動数は電荷移動量 ρ に敏感である。我々は ν_4 ラマン振動数が ρ の目安になると同時にTCNQ分子の積層構造についても情報を与えることを見い出した。

イオン性錯体NH₄-TCNQにはI型およびII型が存在するが、構造の詳細は分かっていない。相転移点を含む温度領域でラマン散乱を調べた結果、I型内のTCNQ分子の積層はK-TCNQと同じR-R型であると推論した。またI型の高温相ではTCNQはオーダーしているが、II型では配列がランダムなっていることが推定された。

銀上に蒸着したTCNQ薄膜は表面増強ラマン効果(SERS)を示すが、増強度は10²程度にしかならなかった。我々はSERSスペクトルのTCNQの膜厚依存性を調べ、銀とTCNQ界面にTCNQ酸化物であるDCTC⁻が約20Åの厚さで形成されている事を確めた。このDCTC⁻の存在がSERSの増強度が大きくなるのを妨げているのである。

さらにラマン散乱分光は、AgTCNQやCuTCNQのレーザー光照射による中性TCNQへの転移の機構や、TCNQ錯体薄膜内のTCNQ分子の配向を調べるのに有効な手法である事が示された。

低エネルギー電子散乱及び電子透過法

による構造評価(伝導帯構造)

千葉大・工 上野 信雄、杉田 和之

有機固体の伝導帯構造に関する研究は、価電子帯構造に関する研究に比較すると確立された実験手段がないために極めて少なく、その電気的、光学的性質等の物性を理解するうえで大きな障害となっている。さらに、ホットエレクトロンの界面を通しての注入やそのふるまいを理解するためには、伝

導帯構造を知ることが不可欠である。

ここでは、低エネルギー電子線をプローブとした電子散乱法（2次電子放出法及びエネルギー損失法）及び電子透過法の特徴と、これらによって得られる情報を伝導帯構造の評価という視点にたって概観し、最も基本的な鎖状有機分子である長鎖アルカン及びその関連化合物固体薄膜の伝導帯を、これらの実験法によって評価した結果について述べる。特に長鎖アルカンでは、ラングミュアープロジェット膜との関連から、その垂直配向膜の伝導帯及びその融解による変化を連続的に測定することに成功した例を示し、融解（アモルファス化）により結晶相の伝導帯微細構造が消失し、かつ伝導帯側からバンドギャップ中へ大きな状態のしみ出しが生じていることを示す。

さらに、上記3種の実験法による結果を総合的に考察することにより、真空準位を基準にした伝導帯底のエネルギー位置（電子親和力）を決定した結果について紹介する。

アトムプローブ法による有機薄膜の分析

東工大・総理工 西川 治、加藤ひとし、内古閑修一

高質量分解能アトムプローブにより、 ClO_4^- や BF_4^- をドーパントとして含むポリピロール（PP）の薄膜が分析された。数時間大気にさらされた膜からは多数の酸素が検出され、初期段階の酸化はPP膜全体に極めて早く進行することが示された。しかし、水素と酸素が置換して酸化が完了するには時間がかかり、 ClO_4^- を含むPPでは、完全酸化層の厚みは3ヶ月大気にさらされた試料でも約600Åである。 ClO_4^- を含むPP膜から Cl^+ イオンが検出されないのは、Clの蒸気圧と電気陰性度が大きいためと考えられるが、 BF_4^- を含むPPからは多数の B^+ が検出された。しかし、その分布は均一ではなく、厚さが数十ÅのBを含む領域と含まない領域が混在しているようである。また、B濃度の低い領域は酸化され易く、完全酸化した領域からBが検出されることは、酸素とBの間に反発力が働いていることによると考えられるが、現時点ではその詳細は明らかではない。

蒸着膜のレーザによる構造制御と解析

日立・基礎研 谷 口 栄 雄

時間分解けい光スペクトルによりピレン環を含む長鎖カルボン酸真空蒸着膜の解析を行った。ピレン会合体けい光の立ち上がりは、側鎖カルボン酸の長さが6ないし8の場合最も速くなり、蒸着速度依存性がほとんどない。他方、会合状態を作りにくい側鎖の長さが4, 12, 16のものでは、蒸着速度が大きくなると、ますます会合状態形成に不利な構造となる。これらの蒸着膜にエキシマーレーザパルスを照射すると蒸着膜特有の450, 475 nm付近のけい光強度が減少する。さらに照射を続けると440.468 nmにピークを有する新しいけい光が現れ、強度が増加する。けい光の立ち上がり特性では、照射前が670 psに対し、照射後では470 psと早い立ち上がりを示す様になる。レーザパルス照射後によっ

て、会合体が形成されやすい構造に変化している。強い光パルスにより、大量のピレン分子が高いエネルギーを持つことになる。その一部は熱エネルギーとなり、膜中の分子運動を活発化し、またその一部は、ピレン環同士の相互作用を誘発する。その結果、蒸着膜形成時に形成されたピレン環の高次構造が変化するものと考えられる。

物性研究所短期研究会報告

「超強磁場下の物性」

司会人 三浦 登, 伊達 宗行
後藤 恒昭, 木戸 義勇

上記のような短期研究会が開かれた。強磁場関係の物性研短期研究会が開催されたのは数年ぶりであったが、2日間にわたって合計41の講演があった。強磁場はきわめて一般的な実験手段であるため、内容は多岐にわたったが、終始活発な討論が行われ、この分野における我国の研究の活況が改めて認識された。

プログラムは次の通りである。

プロ グ ラ ム

日 時 昭和61年6月23日(月) 10:00～6月24日(火) 16:45

場 所 東京大学物性研究所 旧棟1階講義室

6月23日(月)

- I. 強磁場技術 他 10:00～12:00 座長 三浦 登(物性研)
10:00～10:05 (1) はじめに 三浦 登(物性研)
10:05～10:25 (2) 物性研超強磁場の開発
後藤恒昭, 三浦 登, 中尾公一, 嶽山正二郎, 榊原俊郎, 晴山 武, 菊地 隆(物性研)
10:25～10:40 (3) 強磁場における低温実験 家 泰弘(物性研)
10:40～11:00 (4) 多層コンポジットコイルの開発
山岸昭雄, 杉山清寛, 伊達宗行(阪大理)
11:00～11:15 (5) くり返しパルス強磁場と中間子科学への応用 本河光博(神戸大理)
11:15～11:30 (6) レーザーによる超強磁場の発生
大道博行(阪大レーザー核融合センター)
11:30～12:00 (7) 金研ハイブリットマグネットの現状 武藤芳雄(東北大金研)

—— 昼休み 12:00～13:10 ——

- II. 磁気光学 13:10～15:10 座長 仁科雄一郎(東北大金研)
13:10～13:25 (8) Cu₂O 励起子の超強磁場中のスペクトル
三須 明, 小林正明, 蟹沢 聖(東理大理)
三浦 登, 嶽山正二郎, 永宗 靖(物性研)

- 13:25 ~ 13:40 (9) 励起子波動関数の収縮と反射分光：
「ABC-free theory of polariton」の応用として
張 紀久夫 (阪大基礎工)
- 13:40 ~ 13:55 (10) 強磁場光スペクトルと励起状態の交換相互作用 堀 秀信 (阪大理)
- 13:55 ~ 14:10 (11) アレキサンドライトの磁気光吸收
黒田規敬, 仁科雄一郎 (東北大金研) 堀 秀信, 伊達宗行 (阪大理)
- 14:10 ~ 14:25 (12) 超強磁場におけるアントラセン励起子のダヴィドフ分裂
嶽山正二郎, 永宗 靖, 三浦 登 (物性研) 小林融弘 (西独マックスプランク研)
松井敦男, 水野健一 (甲南大理)
- 14:25 ~ 14:40 (13) BiI₃における励起子の磁気光効果
小松晃雄, 海部要三 (阪市大理) 嶽山正二郎, 三浦 登 (物性研), 渡辺勝儀 (山梨大教育)
- 14:40 ~ 14:55 (14) 有機液体の磁場配向と分子相関 山岸昭雄, 伊達宗行 (阪大理)
- 14:55 ~ 15:10 (15) 半導体超格子中の2次元励起子の磁気光学
岩佐義宏, 嶽山正二郎, 三浦 登 (物性研)
樽茶清悟, 岡本 紘 (NTT 武藏野通研)
- 休憩 15:10 ~ 15:30 ——
- III. 強磁場磁性 (1) 15:30 ~ 16:45 座長 後藤恒昭 (物性研)
- 15:30 ~ 15:45 (16) 三角格子反強磁性体の磁化過程 宮下精二 (東大理)
- 15:45 ~ 16:00 (17) 鉄系アモルファス合金の強磁場磁性
深道和明, 後藤恒昭[☆], 若林英彦^{☆☆}, 棚原俊郎[☆] (東北大金研, 物性研, 東工大理)
- 16:00 ~ 16:15 (18) 定常強磁場下の磁化特性
中川康昭, 広吉秀俊, 斎藤直昭 (東北大金研)
- 16:15 ~ 16:35 (19) パルス強磁場による磁化測定 木戸義勇 (東北大金研)
- 16:35 ~ 16:50 (20) MnAs-P の磁歪
井門秀秋 (東北学院大工), 木戸義勇 (東北大金研)
- 17:00 ~ 17:30 物性研究所超強磁場施設見学 (希望者)

6月24日(火)

- IV. 輸送現象 9:00 ~ 10:45 座長 福山秀敏 (物性研)
- 9:00 ~ 9:20 (21) 量子ホール効果と分数量子ホール効果
若林淳一, 川路紳治 (学習院大理)
- 9:20 ~ 9:40 (22) 量子ホール効果 安藤恒也 (物性研)

- 9:40～10:00 ②₃ 分数量子ホール効果と励起スペクトル 吉岡大二郎(九大教養)
- 10:00～10:15 ②₄ 磁場変調法を用いた半導体の磁気フォノン共鳴 浜口智尋(阪大工)
- 10:15～10:30 ②₅ Sm₂の高磁場横磁気抵抗効果 前沢邦彦(富山県技短大), 佐藤清雄(富山大理)
- 10:30～10:45 ②₆ Nb₂Geなど超電導薄膜のHc₂測定 鈴木光政(東北大工), 木戸義勇(東北大金研)
- 休憩 10:45～11:05 ——
- V. 相転移 11:05～12:20 座長 家泰弘(物性研)
- 11:05～11:25 ②₇ 強磁場と構造相転移 伊達宗行(阪大理)
- 11:25～11:45 ②₈ 強磁場下の電子相転移 福山秀敏(物性研)
- 11:45～12:00 ②₉ (TMTSF)₂C1O₄の磁場誘起SDW転移 長田俊人, 三浦登, 斎藤軍治(物性研)
- 12:00～12:20 ⑩ (TMTSF)₂X塩の強磁場下相転移 山地邦彦(電総研)
- 昼休み 12:20～13:30 ——
- VI. 強磁場磁性(2) 13:30～15:00 中川康昭(東北大金研)
- 13:30～13:50 ⑪ 強磁場下の重いフェルミオン 糟谷忠雄(東北大理)
- 13:50～14:05 ⑫ パルス磁場下の磁化過程 天谷喜一(阪大基礎工)
- 14:05～14:25 ⑬ ランダム磁性体における強磁場ESR 勝又紘一(理研)
- 14:25～14:45 ⑭ Ce化合物の強磁場磁化過程 杉山清寛, F. Steglich[☆], 北岡良雄^{☆☆}, 糟谷忠雄^{☆☆☆}, 伊達宗行
(阪大理, [☆]Darmstadt工大, ^{☆☆}阪大基礎工, ^{☆☆☆}東北大理)
- 14:45～15:00 ⑮ GdB₆の強磁場異常磁化 杉山清寛, 糟谷忠雄[☆], 伊達宗行(阪大理, [☆]東北大理)
- 休憩 15:00～15:20 ——
- VII. 強磁場磁性(3) 15:20～16:45 座長 伊達宗行(阪大理)
- 15:20～15:35 ⑯ 強磁場中の液体酸素—透明化, 磁気膨張等 植田千秋, 山岸昭雄, 伊達宗行(阪大理)
- 15:35～15:50 ⑰ Mn₁₁Ge₈の磁気相転移 山田修義, 宇佐美由久, 磯村竜矢, 大山哲雄(電通大電気通信)
中尾公一, 後藤恒昭(物性研)
- 15:50～16:05 ⑱ Y(Co_{1-x}Al_x)₂のメタ磁性 楠原俊郎, 後藤恒昭(物性研)
吉村一良, 志賀正幸, 中村陽二(京大工)

16:05～16:20 (39) 鉄ガーネットの超強磁場下スピップ転移

中尾公一, 後藤恒昭, 三浦 登 (物性研)

16:20～16:35 (40) 強磁場磁性研究の夢

近角聰信 (慶大理工)

16:35～16:45 (41) まとめ

伊達宗行 (阪大理)

はじめに

物性研 三浦 登

強磁場は物性にとって重要なパラメータの一つであるが、最近の強磁場発生技術の進歩によって測定領域が広がるにつれ、強磁場下の物性は新しい発展を遂げつつある。超強磁場下での種々の相転移や非線形現象などの著しい現象は、物質内の電子間の相互作用についての重要な情報をもたらす。スピニ系におけるスピップ転移、基底状態のクロスオーバー、強磁場磁化過程、また伝導電子系における金属一非金属転移、磁場誘起電子相転移等は、最近の各種の国際会議等でもトピックスとしてしばしば取上げられ注目を集めている。また、人工的2次元電子系における強磁場下の顕著な量子効果の研究は最近急速な進展を遂げている。これらの強磁場物性の研究を可能にする強磁場実験施設は世界各地に存在するが、わが国は複数のユニークな施設を備えているという点で、特別な地位にあるといえよう。すなわち物性研究所のメガガウス超強磁場はこの数年来の開発によって新大型計画の装置がほぼ完成し、成果が得られ始めている。阪大の非破壊的超強磁場はすでに多くの研究成果を生み出しており、東北大学のハイブリッドマグネットも定常運転の時期に入っている。これらの施設はそれぞれの特徴をもって相補的にほぼ全磁場領域をカバーしており、すでに部分的には多数の研究者の共同利用に供されているが、将来はさらに多くの利用者によって活発な共同利用が推進されるものと思われる。こうした情況に鑑み、この分野に関心のある研究者が一堂に会して、強磁場物性の現状を分析し、将来の問題を探ることは非常に有意義であると考えられる。

物性研超強磁場の開発

物性研 後藤 恒昭, 三浦 登, 中尾 公一

嶽山正二郎, 榊原 俊郎, 晴山 武

菊池 隆

物性研では、一巻きコイル直接放電法及び電磁濃縮法による超強磁場発生の開発研究が行なわれているが、その現状を報告する。

一巻きコイル直接放電法では、立ち上りの速いコンデンサーの放電電流を、小さな一巻きコイルに流して超強磁場を発生する。この方法では、磁場発生後コイルは破壊されるが、中心に置いた試料は破壊されない特徴を有する。この装置の高速パンクは、蓄積エネルギーが100KJ(40KV)で、残

留インダクタンスを小さくするために、ギャップスイッチ付きの20台のコンデンサーから成る。実用負荷コイル接続状態で、立ち上り時間 $2.5\ \mu\text{s}$ 最大電流2.1MAのパルス電流を得ている。標準コイル（内径10mm、長さ10mm、厚さ3mm銅板）を用いた場合の磁場及び電流波形を図1に示す。磁場は電流が最大値に達する時刻よりも少し前に最大約150Tに達する。コイルを小さくすると最大磁場は増大し、例えば内径6mm長さ7mmの銅製コイルでは最大200Tの磁場発生が可能である。現在液体ヘリウムを用いて試料を冷却するための試料ホルダーが開発されており、標準コイルと組合せて4.2K、150Tまでの低温超強磁場下で種々の物性測定が行なわれている。

電磁濃縮法では、θピンチの原理を利用して金属ライナーを圧縮し、ライナー内部の磁束を濃縮することにより超強磁場を発生する。磁束濃縮用には、合計5MJ(40KV)のバンクが設置されている。バンクは1MJと4MJに分割され、2つの磁場発生装置に使用されている。初期磁場発生用のバンクは、1.5MJ(10KJ)の蓄積エネルギーを持ち、両装置に共通に使用されている。

1MJの磁場発生装置は、取扱いやすさを重点に開発され、一次コイルには従来用いられていた平

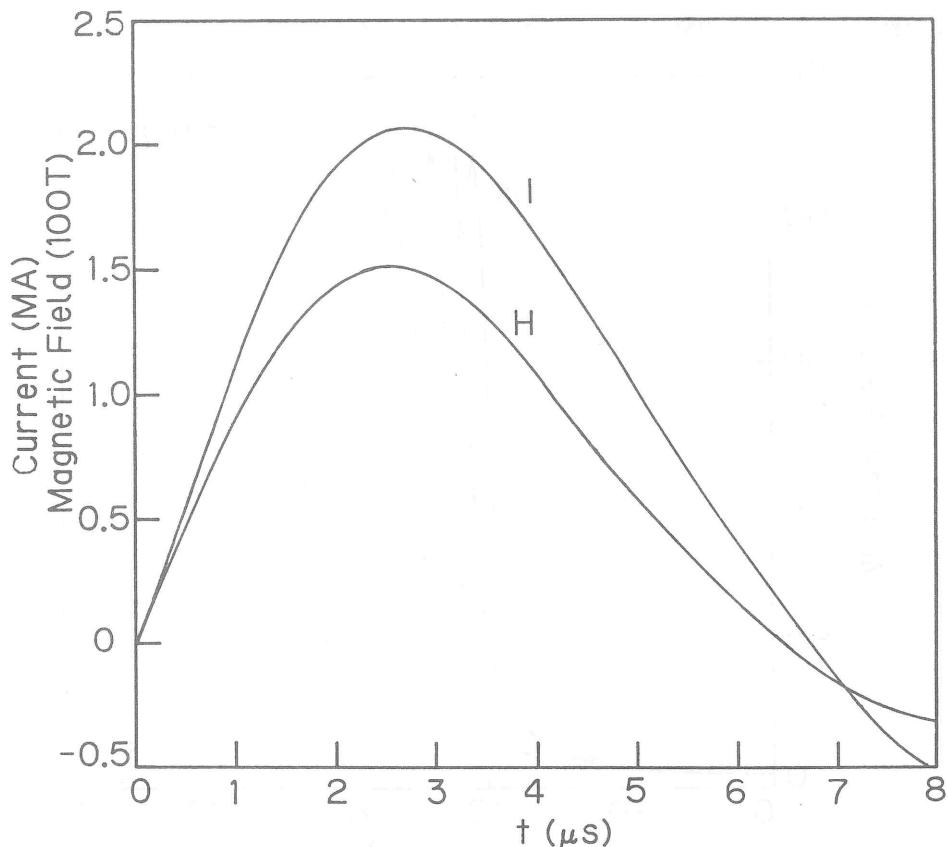


図1. 一巻きコイル直接放電法による超強磁場発生の一例

板状のもの（ $370 \times 220 \times 28$ mm 軟鋼）を採用、ワンタッチでコイルシステムにクランプして取付けができる。従来のものに比べて一次コイルとライナー（ $\phi 80 \times 25$ l, 厚1~2 mm Cu）の取付精度がよいため 230 Tまでの磁場を再現よく発生することができる（図2）。

4 MJ の装置は、更に高い磁場を発生するために開発され、現在テストが行なわれている。ライナーを効率よく圧縮するために、円筒部の厚さが 25 mm の軟銅製一次コイルを採用することにし、図3に示したコイルシステムを製作した。一次コイルは毎回破壊されるが、4 MJまで安全に放電可能である。磁場濃縮法では、発生しうる磁場の最大値はライナーの収束速度によって決定され、高い磁場を発生するにはライナーの速度を上げる必要がある。種々のサイズの一次コイルとライナーを用い、最適条件を求めるために、ライナーの収縮実験が行なわれた。内径 160 mm 幅 80 mm の一次コイルと外径 150 mm 幅 40 mm のライナーの組合せが効率よくライナーを加速でき、1.5 mm のライナーでは、約 2.5 km/s の収縮速度が得られることが明らかになった。しかしこの形状の一次コイルとライナーを使用し、実際に初期磁場を加えて磁場濃縮実験を行ったところ、磁場濃縮初期に磁場プローブが必ず破壊されることが判明した。コマ撮り写真を詳細に検討したところ、ライナーの端から金属が蒸発し、その中に放電が起り、その衝撃でプローブが破壊されることがわかった。この現象を除くには、ライ

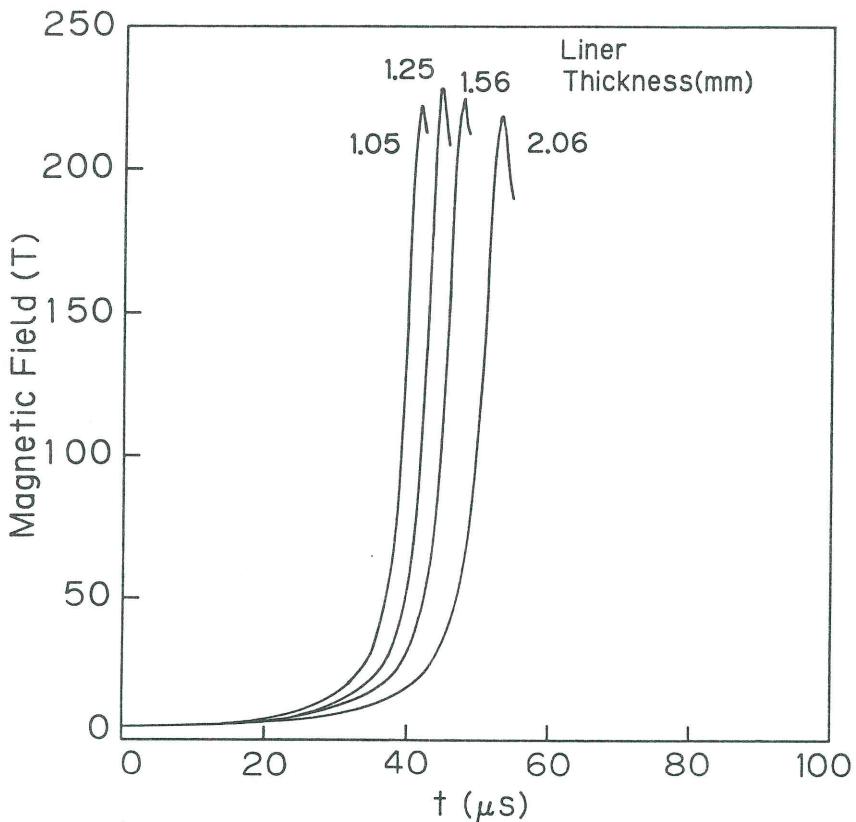


図2. IMJ 超強磁場発生装置の磁場信号

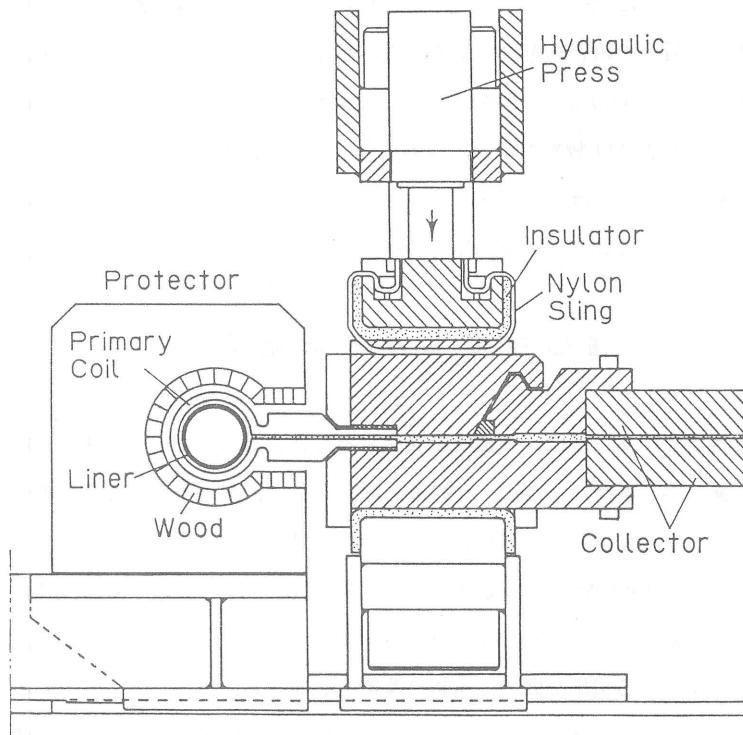


図3. 4 MJ コイルシステム

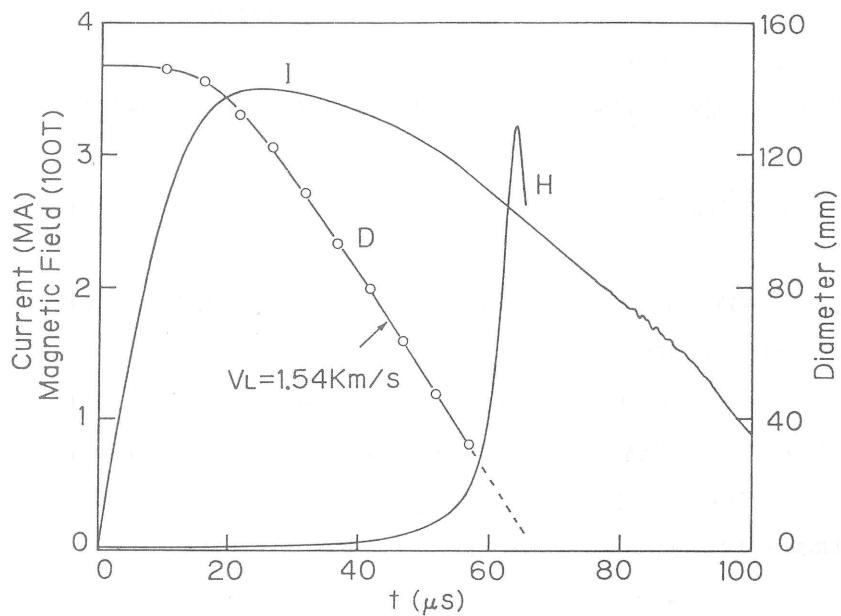


図4. 4 MJ 超強磁場発生装置による磁場発生の一例

H : 磁場, I : 一次電流, D : ライナー内径

ナーの長さを一次コイルに比べ長くするのが最も有効であるが、磁場の濃縮効果は低下する。一次コイル及びライナーの最適の組合せを決定する実験が行なわれ、現在かなり高い磁場が実現できるようになった。図4は、内径160 mm長さ60 mmの一次コイルと外径150 mm長さ70 mm厚さ1.5 mmの銅ライナーを用い、2.72 MJ放電の場合の磁場信号である。最大磁場は323 Tに達し、コマ撮りカメラから決定された最大磁場におけるライナーの内径は9 mmである。現在、更に高い磁場を発生するための実験の他に、300 Tを超える磁場の下で物性測定を行う準備が進められている。

強磁場における低温実験

物性研究家 泰 弘

強磁場下の物性研究にあっては、強磁場を発生することとならんで、その中で低温条件を実現させることが重要である場合が少なくない。その最も顕著な例は、最近の大きな話題の一つである分数量子ホール効果である。その他にも $(TMTSF)_2X$ の磁場誘起SDW相転移やグラファイトの磁場誘起CDW相転移など、低温強磁場で初めて見出された現象がいくつか挙げられる。特に、後者の相転移温度は低温強磁場技術にとって challenging (tantalizing ?) なところにある。すなわち、超伝導マグネットで発生できる磁場範囲では希釈冷凍器を必要とし、水冷マグネットのみでは ^3He 温度、ハイブリッドマグネットを使えば約1.5 K、パルス磁場では ^4He 温度という具合である。

強磁場における低温技術には通常の場合とは異なる困難がいくつかある。以下では、定常強磁場（水冷大電力マグネット）とパルス強磁場のそれぞれについて問題点の整理を試みる。

[1] 水冷大電力マグネットの場合

- (1) 涡電流による発熱 — 磁場のリップル、冷却水流の機械的振動による磁場中での金属部品の発熱
- (2) 強磁場中の温度測定 — ヘリウム蒸気圧が使える範囲では問題ないが、より低温では適当な温度計がない。
- (3) 電気的・機械的ノイズ — 低温では測定のための入力パワーを極力抑える必要があるので、noisy な環境での測定が難しくなる。
- (4) 空間の制約 — 最高磁場と試料空間との compromise (試料の回転、圧力セル等)
- (5) 時間の制約 — 低温実験は一般に time scale が長いので、限られた machine time の中できちんとした測定を行うことは容易ではない。

MIT強磁場施設での筆者の経験では(3)と(5)が一番の難物のように思う。

[2] パルスマグネットの場合

- (1) 涡電流による発熱 — 特にパルスの立上がりの $\text{d}B/\text{d}t$ の大きいところが問題。
- (2) 試料の温度上昇の評価

(3) 電磁的・機械的ノイズ

(4) 空間の制約

伝導度がある程度以上大きい試料の実験はパルス磁場では無理である。筆者の感じでは、(勿論温度範囲にもよるが) グラファイト, ビスマスなどの半金属あたりが marginal なところと思う。

多層コンポジットコイルの開発

阪大理 山岸 昭雄, 杉山 清寛, 伊達 宗行

非破壊コイルによる唯一の超強磁場発生法として多層コイル型パルスマグネットが阪大で開発されて以来、国内外各地から数多くの研究者が来阪し、強磁場研究が進められてきた。その間、マグネット本体や絶縁物の改良が進められ確立した技術となって現在に至っている。このことは MIT が阪大型多層パルスマグネットの導入に踏み切ったことにも認めることができる。現在はより高い実用磁場、より広い磁場空間を求めてパルスマグネットの開発研究が進められている。ここではその一部であるコンポジットコイルの開発について報告する。

コンポジットコイルの基本は Fig. 1 に示すように

- 1) コイル (マレージング鋼製) の内側に導電率の高い金属 (銅系合金, 厚さ 1~2 mm) をつけ,
- 2) 電流を集中的にこの銅部分 (Lining) に流す。
- 3) これにより発熱を抑え、力はコイル本体のマレージング鋼で支える構造とする。
- 4) さらにコイルの外側から絶縁体 (セラミクス) を介してマレージング鋼の補強円筒で締め付け、予圧を与えておく。

まず銅のライニングの厚さについて電流と力の両面から検討する。Fig. 2 にはライニングの厚さとそこに流れる電流及びそこに生ずる最大応力の関係を示す。この図から厚さが 1.5 mm 以上であれば全電流の 70 % 以上をライニングで受け持つことが出来ること、また応力を高温のライニング強度よりも小さくするためには厚さが 2 mm 以下薄い程良いことがわかる。これらのことからライニングの厚さとしては 1.5 mm 近傍が最適であろうと考えられる。

次に補強円筒をつけたコイルの応力について検討

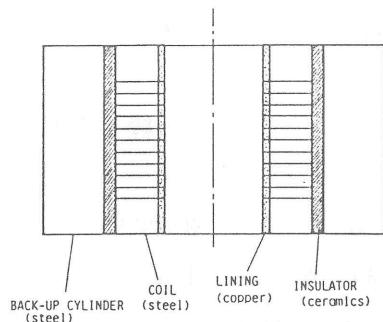


Fig. 1 多層コンポジットコイル

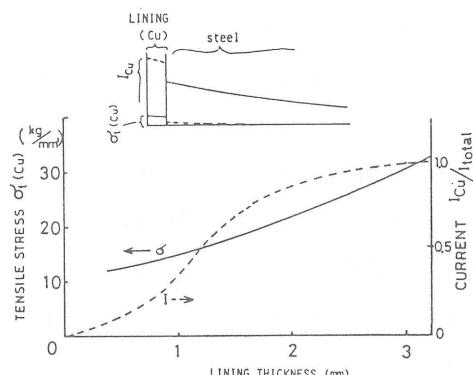


Fig. 2

する。このときの各種の応力分布を Fig. 3 に示す。

P_{mo} は焼ばめ等による予圧を表わす。横軸にはコイルの内外径比 (r_2/r_1) をとる。但し組合せ円筒等の最適化を行ない、コイルと補強円筒との内外径比を等しくしてある。この図から $r_2/r_1 \sim 2$ 付近ではコイルと円筒との境界部分にかかる円周方向応力はゼロであり、半径方向の圧力変化 ($P_m - P_{mo}$) も非常に小さくなることがわかる。このような条件にすると、この境界にセラミクスを入れてコイルと円筒とを絶縁することが

できる。Fig. 3 の σ_{t1} に見られるようにこのような補強は非常に効果的であり、 σ_{t1} のグラフから見て原理的には現在のコイル（図中破線）の 1.5 ~ 2 倍の磁場が期待できる。

様々な材料の特性を検討した結果、現在のところライニング材としては銅ーアルミナ（熱サイクルに対する耐力が大）、セラミクスとしてはジルコニア（スチールと同等の弾性率と熱膨張係数、曲げ強度大）が最有力と考えている。

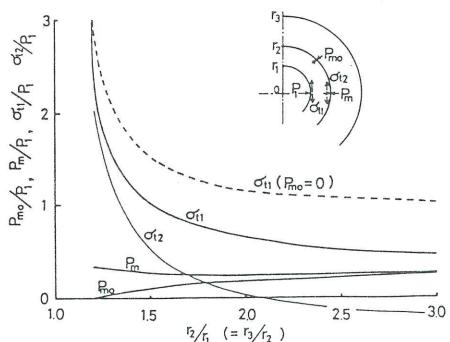


Fig. 3

繰り返しパルス強磁場と中間子科学への応用

神戸大理 本河光博

繰り返しパルス強磁場というのは、発生時間 τ の半サイン、または矩形のパルス磁場を一定時間間隔 T で繰り返し発生するものである。ちょうどパルス磁場と DC 磁場の中間のようなもので、コイルの発熱を緩和し、DC 磁場より高い磁場を発生させたりあるいは建設のコストダウンをはかることが可能になる。これにより、従来からパルス磁場で行われてきた磁化測定、ESR、その他の測定において、アベレージングによる S/N の向上が期待できる。またパルス中性子、パルス中間子、パルスレーザー、その他パルス的に発生されるものと同期をとって、それらの強磁場での研究を可能にする。磁気光学測定の S/N 向上のためにこの方法が 13 年前に仁科らによって試みられたが、その後大きな進展はなかった。

我々の当面の目的は、パルス中間子と同期をとって、磁気相転移、乱れたスピニ系の秩序化、ゆらぎの大きいスピニ系の秩序化などの強磁場物理と、束縛ミュオンの感ずる内部場、ミュオンの異常磁気能率、ミュオニウム原子などのいわゆるミュオン物理とのドッキングである。この研究は KEK のブースター利用施設のパルス中間子を用い、特定研究「中間子科学」の計画研究の一つとして行われる。

繰り返しパルス強磁場発生について考察しなければならないことは、i) 電源、ii) コイルの形状及び材料、iii) 測定方法、iv) 発熱と冷却、である。i) については最も扱いやすいコンデンサー放電

方式とし、マグネットへの放電によって反転充電された電荷を別のチョークコイルによりもう一度反転させて、利用することにより、充電回路の省力化をはかる。ii) は本質的には単発パルス磁場の場合と同じであるが、冷却を考えると発熱の大きい材料を使うのは不利である。形状は強度、熱伝導を考慮してフォナー・コルム型がよさそうである。iii) はここでは議論しない。iv) について考えると、ある磁場を出したときの消費電力は DC のばあいの $\tau/2T$ であるので冷却能力もそれだけ少なくていい。

予算的な制約を考慮し、中間子の実験に必要最小の磁場空間として、 100 cm^3 、最高磁場 30 T を想定するとパンクのエネルギーは約 50 kJ となる。 τ を 1 msec 、 T を加速器の関係から 2 sec とする
と冷却には特殊な装置は必要でなく、実験室に用意されている純水の冷却水で十分である。コイルの材料はアルミナ入り銅あるいは銀入り銅が考えられ、絶縁物にはセラミックスを使うことも考えている。

レーザーによる超強磁場の発生

阪大レーザー核融合センター 大道 博行

高出力 CO_2 レーザー光 ($\gtrsim 10^{14} \text{ W/cm}^2$) を物質に照射すると高エネルギー ($\gtrsim 20 \text{ keV}$) 電子ビームが外向きに噴出することが知られている。このビームの電流密度は他のエネルギー輸送媒体で得られる値に比べ数桁高い値 ($\gtrsim 10^9 \text{ A/cm}^2$) が得られている。この電流値には事実上制限はなくレーザー光強度を上げればさらに数桁高い値も期待できる。これはレーザー光のコーヒーレンス (時間、空間的集中性) に起因しており、極限的エネルギー密度を人工的に作り出す方法として物理学の広い分野への応用が期待される。

その一例としてレーザーによる超強磁場発生が上げられる¹⁾。これは図1に示すように2枚の平板ターゲットを平行に配置し一方にレーザー光を照射し電子を噴出させる。その電子を他方の平板で受けとると両平板間に高電圧 ($\gtrsim 100 \text{ kV}$) が誘起される。このとき両平板間がワントーンコイル状の金属で短絡されていると帰還電流がコイル部分を流れ超強磁場が誘起される。強磁場発生のための条件として両平板間にできるだけ高い電圧をできるだけ長く発生させることができると上げられる。このため平板の間隔をパラメータにして磁場強度を測定し最適化を計るとともに物理的考察を加えた。図2に平板間隔に対する磁場強度の測定値を示す。図に示されている様にワントーンコイル部分をシリンドー状にしてインダクタンスを低下させたコイルで約 400 Tesla の超強磁場がコイル中心部分で得られている。当面の目標は 10^3 Tesla の磁場を得ること、測定の信頼性を向上させることである。核融合・プラズマ物理学への応用²⁾以外に超強磁場中の原子分光学への寄与も期待されている。

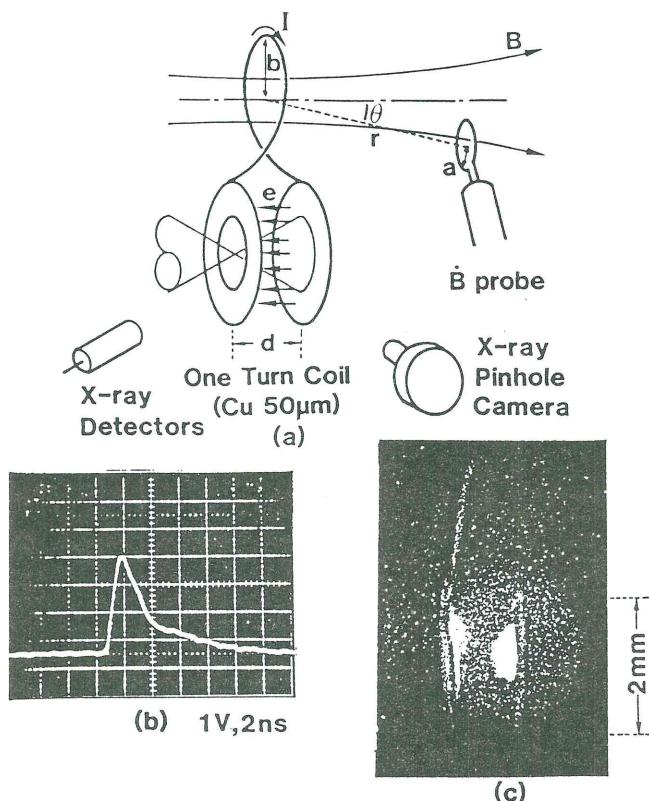


図 1. (a) ワンターンコイルターベットと測定系
(b) 平板ターゲットからのX線時間波形
(c) 平板とコイル部分のX線ピンホール写真
(白い部分がX線発光像)

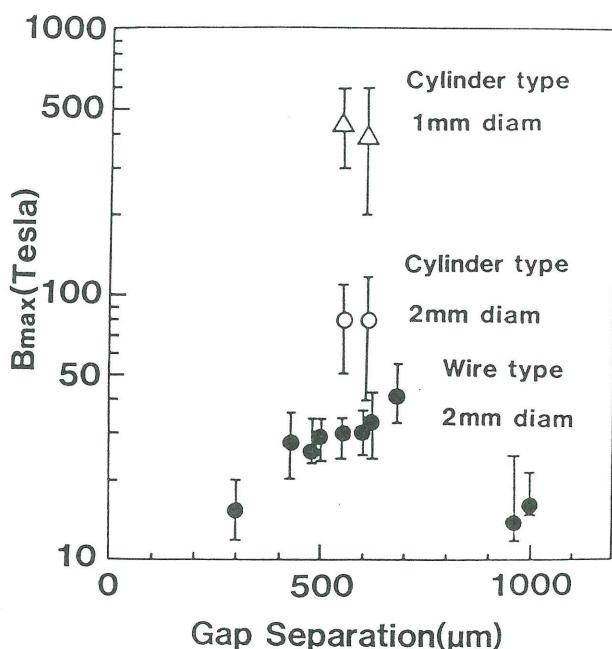


図 2. 平板間隔に対する発生磁場の最大値

参考文献

- 1) H. Daido et al., Rhys. Rev. Lett. 56, 846(1986); 三木太他, 電気学会光・量子デバイス研究会資料 OQD-86-7(1986).
- 2) A. Hasegawa et al., Phys. Rev. Lett. 56, 139(1986); H. Daido et al., Laser and Particle Beams 4, 17(1986).

金研ハイブリッド・マグネットの現状

東北大金研 武 藤 芳 雄

東北大金研では、故安河内日大教授を始めとする核融合に関する超電導マグネットの建設に熱意を持たれる方々の御支援を得て、金研の旧強磁場施設を抜本的に作り直して、新たにハイブリッド・マグネットを中心とする定常強磁場設備を建設する計画を1979年以来進めてきた。幸いにしてこの計画は1981年現実化して、金研付属超電導材料開発施設が発足した。計画は、おおむね順調に進展し、1985年5月末、HM-1を用いて定常強磁場として世界最高の30.7(±0.1)テスラを発生することができ、一応マグネット建設の目標を達成した。

この間、当初製作した2基のハイブリッド・マグネット(HM-2, HM-3)を始め、逐次整備した実験装置を、全国の超電導材料の研究者に開放し、23テスラまでの磁場で実験できるようにした。この結果、わが国の多くの優れた研究者の努力によって、世界に先がけてTi添加Nb₃Sn超電導体の実用化に成功した。上述のHM-1の成功はこの実用化のトップを切るものであり、またTi添加Nb₃Sn導体を用いて、わが国内外に数個の高磁場用Nb₃Snマグネットが建設される結果ともなった。

このような成果が得られたが、われわれとしてはこのような定常強磁場施設は、わが国には、仙台にしかないという事実を認識して、今後は、超電導材料研究以外の物性研究者あるいは、化学、生物分野の研究者にも、実験の機会を差し上げたいと考える。当面各種マグネットの運転時間の約1/3をメドとして御使用頂きたい旨お話しした。

なお、施設のパンフレット、金研ハイブリッド・マグネットの詳細などは、施設秘書安保、加藤、柴田までお申し込み頂ければ、お送りする。

(申込先) 東北大学金属材料研究所 付属超電導材料開発施設

TEL. 022(227)6200 (大代表) Ext. 2983

(直通) 022(266)1241

FAX. 022(223)8907

Cu₂O励起子の超強磁場中のスペクトル

東理大理 三須 明, 小林 正明, 蟹沢 聖
物性研 三浦 登, 嶽山正二郎, 永宗 靖

Cu₂O 励起子の黄色系列は典型的な水素状光スペクトルを示すことによく知られている。また、クーロン力が水素原子の1/140程度と弱いため、水素状原子の強磁場下の振舞を調べるための模型としても利用されている。

磁場 B 中の吸収線のエネルギー E は量子数 n, ℓ, m を用い、次式でかなり良く記述できる。

$$E(n, \ell, m) = E_\infty - Ry/n^2 + \beta m B + \alpha f(n, \ell, m^2) B^2$$

$$E_\infty = 17,523.0 \text{ cm}^{-1}, \text{ 系列極限}$$

$$Ry = 781.0 \text{ cm}^{-1}, (n \geq 2) \text{ リドベルグ定数}$$

$$\beta = 0.18 \text{ cm}^{-1}, (m = 0, \pm 1) \text{ 有効ボア磁子}$$

$$\alpha = 4.8 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}/\text{T}^2, \text{ 反磁性項係数}$$

$$\hbar\omega_B/B = 2.6 \text{ cm}^{-1}/\text{T}, \text{ ランダウ・シフト}$$

常磁性項までは定量的にもかなり正確である。 B^2 に比例する反磁性項の $f(n, \ell, m^2)$ は水素の波動関数を用いて

$$\langle n, \ell, m | r^2 \sin \theta/a_0^2 | n, \ell', m' \rangle,$$

を対角化したものであるが、磁場が強くなれば、 B に比例するようになる。

$$\alpha f(n, \ell, m^2) B^2 \rightarrow \hbar\omega_B (N + \frac{1}{2}),$$

この項の存在は、磁場による選択則の変化など、定性的には確かであるが、定量的には未だ確定していない部分が多い。今回、物性研の超強磁場の設備を用いる実験で、反磁性項、およびランダウ・シフトに関するデータが得られると期待している。

励起子波動関数の収縮と反射分光：

「ABC-free Theory of Polariton」の応用として

阪大基礎工 張 紀久夫

励起子ポラリトンの反射スペクトルが縦波振動数 ω_L の付近に鋭い異常ピークを示すことがあり、これが Hopfield-Thomas (HT) の exciton dead layer モデルでうまく説明されることはよく知られている。dead layer の厚さは大雑把に励起子相対運動の直径程度であるから、強い磁場によって励起子波動関数の収縮が起ると、 ω_L の付近の異常ピークが形を変えることが期待され、実験的にもそのような顕著な変化が磁場の大きさと偏光の向きに依存して測定されている¹⁾。この問題を定量的に議論しようとすると、HT理論では簡単化され過ぎていて十分でない。このような問題は、いわゆるポラリトンの ABC (付加的境界条件) 問題の第一原理的な取扱いと直接関係していて、現存のABC

理論による取扱いは相当難しい。

この問題とは独立に、最近、筆者は「ABCを用いないポラリトン理論」というものが可能であり²⁾、その定式化に従うと、従来のABC理論では取扱いにくい問題にも応用の可能性が開けたと考えられるので、研究会に於ては、この理論の基礎的枠組を報告した。この理論では、励起子エネルギー準位構造と、site表示の双極子能率の関数形を与えることにより、媒質中の電界E(Z)が、ABCを経由することなく、(必要最小限度の未知定数を含む形で)直接計算できることになっているので、強磁場の問題も含めて、種々の応用が期待できる。

文 献

- 1) D. Bimberg : Advances in Solid State Physics XVII (Pergamon-Vieweg, 1977)
- 2) K. Cho : J. Phys. Soc. Jpn (投稿中)

強磁場光スペクトルと励起状態の交換相互作用

阪大理 堀 秀信

磁気光学の研究で大きな問題になる事の一つに、スペクトルの励起状態と基底状態の間の交換相互作用(交換磁場 H'_E)をどのように求めるか、という事がある。基底状態については各種の測定法により交換相互作用(交換磁場 H_E)やg-値がかなりの精度で決定出来る。これに対し励起状態については実験方法が限られ、データーの解析に際して幾つかの仮定や近似が必要なため、あまり直接的とは言えない場合が多かった。これに対し我々は強磁場下のスペクトルシフトからもっと直接的に H'_E を求める方法を見い出し、その最も簡単な例として交換相互作用に比べて異方性が充分小さい反強磁性体について議論して来た。⁽¹⁾

ここでは我々の方法がより多種の交換磁場が作用している場合でも有効に使える事を示す。その例としてKojima et al.⁽²⁾によって10Tまでの磁場を使った磁気光学的研究が行われ、その後Motokawa et.⁽³⁾による磁化測定を基礎とした詳しい基底状態の研究が行われた YbCrO_3 の Cr^{3+} のR-励起子線を考える。 Cr^{3+} スピノの容易軸はc軸に平行でa軸方向に磁場をかけた場合、図のような複雑なシフトをする。このスペクトルの振舞が Cr^{3+} イオン間及び、c面内の Yb^{3+} イオンと Cr^{3+} イオンの間の等方的、異方的交換磁場を考え、我々の方法で解析出来るかどうか、そして得られた量が妥当なものかどうかが問題となる。励起状態のeffective g-値は既知の量とし、励起状態の磁場依存性はeffectiveにこのg値と有効磁場 H'_{eff} によって表わされる。注目する Cr^{3+} と反対側副格子間、同じ副格子内の Cr^{3+} イオン及び Yb^{3+} との間の各々の対称交換磁場を、 H_{E1} , H_{E2} , H_{YE} とし、 Cr^{3+} 副格子間及び $\text{Cr}^{3+}-\text{Yb}^{3+}$ 間のジャロシンスキーソ守谷相互作用の磁場をそれぞれ H_d , H_{YD} とした時それ等を使って H_{eff} を表現する。この時図の(A)に示すように、この物質が $H_c = 68 \text{ kOe}$ で Cr^{3+} スピノのスピン・フリップが起る事に注意する。

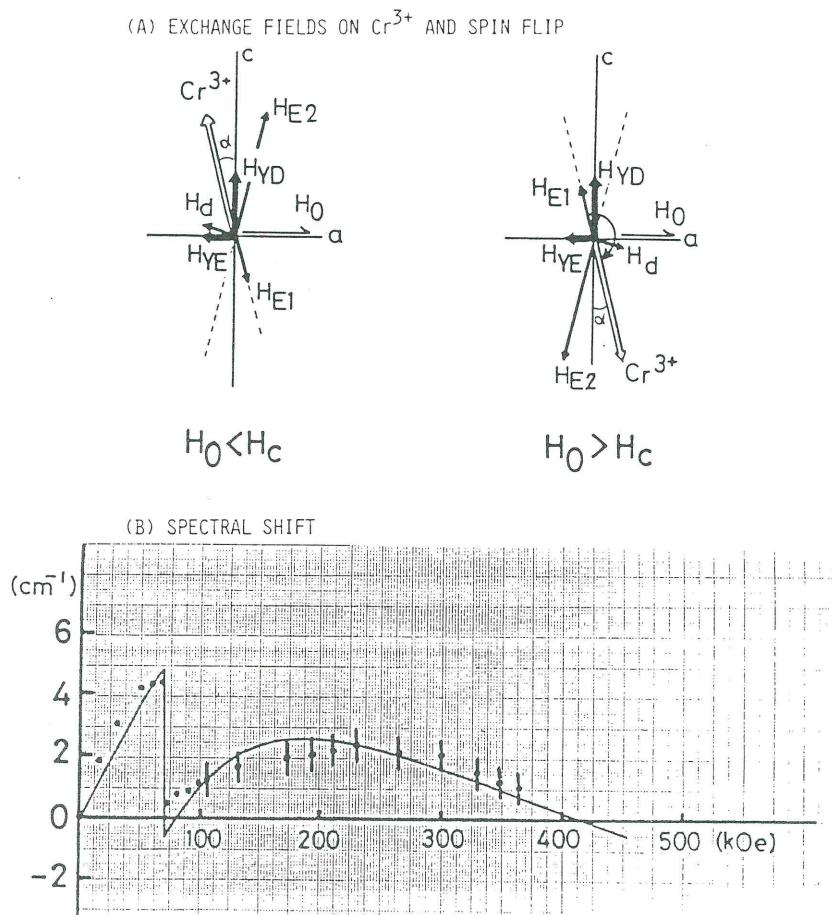


図 1

$$H_{\text{eff}} = \sqrt{\bar{H}_E^2 + \bar{H}_d^2 + h^2 + H_{\text{YD}}^2 \pm 2 \sin \alpha (\bar{H}_E h + H_{\text{YD}} \bar{H}_d)} \quad (1)$$

$$: \quad \bar{H}_E = H_{\text{E}2} - H_{\text{E}1} \cos 2\alpha, \quad \bar{H}_d = H_d - H_{\text{E}1} \sin 2\alpha, \quad h = H_0 - H_{\text{YE}}$$

但し、 α はZ軸からの Cr^{3+} スピンの角

この式では H_0 は外部磁場であり、+記号は $H_0 < H_c$ 、-記号は $H_0 > H_c$ の場合を表わす。 Cr^{3+} が光励起された場合の H'_{eff} は、各交換磁場の方向が同じで大きさのみが変わるので、対応する励起状態の量を'を付けた同じ文字で表わすと、(1)と同様の式で表現される。交換磁場の方向が変わるのは、励起に際し、まわりのイオンの状態を変えないからであるが、「その大きさの変化が H'_{eff} の大きさ及び方向について H_{eff} との差を引き起す。」というのが我々の方法の基本的な出発点である。スペクトルのシフトはこの差によって生じ、基底状態の量が良くわかっているから実際のデーターから励起状態の各交換磁場が計算出来る。実際の数値計算を行う際基底状態に関するMotokawa et al.の結果を使うと、各交換磁場がどの磁場領域で主な役割をするかが予想出来る。例えば $H_0 < H_c$ では Cr^{3+}

間の交換磁場が大きいため磁場変化は Yb^{3+} からの交換磁場が主な役割を演じ、300 kOe以上では Yb^{3+} より Cr^{3+} スピンの cant の磁場変化が主役となる。この事から各交換磁場の近似値を求め、その後全体的にデーターに最も良く合うように、再調整して各量を決定する。その結果実線で示す理論曲線が、次のような値を与える事により得られる。

$$\text{H}_{\text{E}1}'/\text{H}_{\text{E}1} = 1.65, \quad \text{H}_{\text{E}2}'/\text{H}_{\text{E}2} = 0.55, \quad \text{H}_{\text{d}}'/\text{H}_{\text{d}} = 3.1, \quad \text{H}_{\text{YE}}'/\text{H}_{\text{YE}} = -2.2, \quad \text{H}_{\text{YD}}'/\text{H}_{\text{YD}} = 7.9$$

これ等の結果は、全体的に妥当と思われるが、 H_{YD}' の値が少々大きい事、 H_{c} 近くのシフトのデーターとの一致があまり良くない事等に問題が残っているように思われる。この事はスピン構造や励起に際してまわりの対称性が不变とした事等のモデルの単純化の事と関連した限界かも知れない。

文 献

- (1) 堀, 伊達, '86 第 41 回物理学会年会 30 p-CO-4.
- (2) N. Kojima et al, J. Phys. Soc. Jpn 49 ('80) 1463.
- (3) M. Motokawa et al. J. Mag. Mag. Mat. 59 ('86) 243.

アレキサンドライトの磁気光吸収

東北大金研 黒田 規敬, 仁科雄一郎
阪大理 堀 秀信, 伊達 宗行

Crysoberyl ($\text{Be Al}_2\text{O}_4$) の Al が微量 (0.1~0.3%) の Cr^{3+} イオンによって置換された結晶は Alexandrite と呼ばれる。 Cr^{3+} イオンは 6 個の O 原子が作る 8 面体の中心に入るが、Be の配置を考察すると、反転対称 (C_i) と鏡面対称 (C_s) の 2 種類のサイトに分けられる。Crysoberyl 自体は斜方晶系に属する結晶構造を持っており、 C_s サイトの対称鏡面は母体結晶の ac 面に平行である。光学的双極子遷移は C_s サイトについてのみ許容であり、光吸収および発光スペクトルはルビーとよく対応している。しかしながら、vibronic な U バンドの発光効率が温度上昇と共に著しく増大する点がルビーの場合と異っている。この特性を利用して波長可変 (700~800 nm) の固体レーザーが開発され、現在既に実用化されている。

室温で 680.4 nm と 678.5 nm に現われる吸収線は、ルビーとの対応からそれぞれ R_1 および R_2 線と同定されている。これらの吸収線のモル吸光係数は偏光と温度に強く依存する。特に R_1 線のモル吸光係数は、例えば室温では、 $E//b$ に対する値は $E//a$ および $E//c$ の場合よりも 1 枠以上大きい。本研究ではこのような Alexandrite の R_1 , R_2 線のスピン状態を調べるために、37 T までのパルス磁場下でゼーマンスペクトルを測定した。これまでのところ、 $H//a$ および $H//c$ で 4.2 K および 77 K から室温までの温度範囲で行った。 $H//c$ では R_1 , R_2 共に 8 本の吸収線に分裂し、その幅は磁場に対して線形である。8 面体対称場中の Cr^{3+} イオンの基底状態は 4A_2 であり、最低励起状態は 2E である。 2E が結晶場の歪によって約 40 cm^{-1} 分裂し、その歪の対称性が低いために、基底 4

重項からの全ての遷移が観測されたものとすれば、この実験結果を理解することができる。一方 $H \parallel a$ では、どちらの吸収線も実験誤差の範囲内で、3本に分裂する。この場合も分裂幅は磁場に比例する。 R_2 の3本の吸収線が偏光に依らずほぼ同程度の強度を持っているのに対して、 R_1 の中心線と2本の側線の相対強度は偏光にかなり依存するように見える。温度依存性とあわせて現在更に詳しい測定を行っている。

超強磁場におけるアントラセン励起子のダヴィドフ分裂

物性研 獨山正二郎, 永宗 靖, 三浦 登
西独マクスプランク研 小林 融弘
甲南大理 松井 敦男, 永野 健一

分子性結晶中のフレンケル型励起子での磁気光効果の測定は、励起子の波動関数に十分な振動を与えるのに十分な非常に大きな磁場、例えばメガガウス領域の磁場が必要である。我々は、アントラセンの薄膜単結晶で 3950 \AA 近くに現われる $0-0$ 励起子ピークのダヴィドフ分裂⁽¹⁾ に着目し、一巻コイル法による磁場発生装置によって 150 T までのパルス磁場中のストリーク分光測定を試みた。試料は、ペークライトで作られた低温用試料ホールダー(図1)に挿入し、これを $10\text{ mm} \phi$ の Cu コイル中にセットし、ストリークカメラを含めた分光器システムと、光源に Xe フラッシュランプを用いた分光測定を行なった。アントラセンは单斜晶形で、 (001) 面は a , b 両軸から形成され、 $E \parallel a$, $E \parallel b$ の両偏光により $0-0$ 励起子のダヴィドフ分裂が観測される。図2は、縦軸に透過、横軸に波長を各磁場に対してプロットしたものである。図2(a)は $E \parallel b$ の偏光で透過強度と波長を各磁場に対してプロットしたもので、 $0-0_b$ バンドが 3961 \AA に、 $0-1_b$ が、 3929 \AA に吸収ピークを持って現われている。 4007 \AA にある吸収は擬自由励起子(Q. F.)によるものと思われる。ここで注目する $0-0_b$ の吸収は

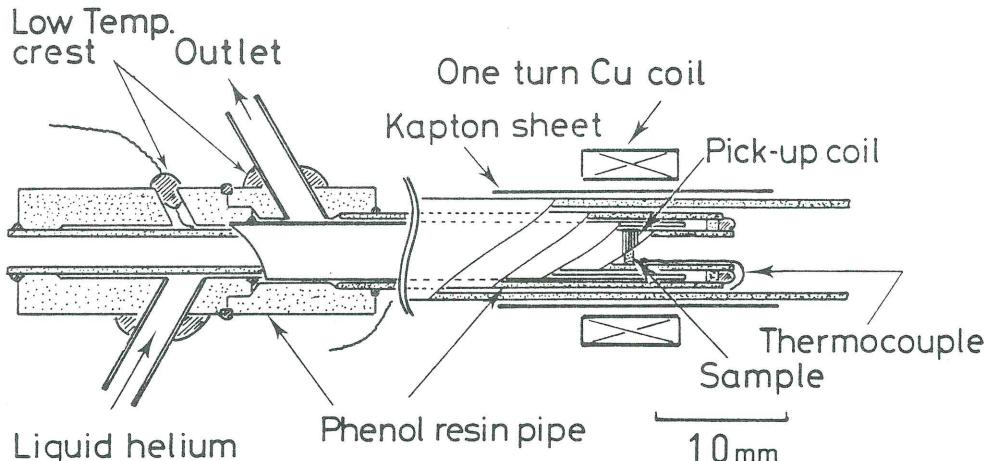


図 1

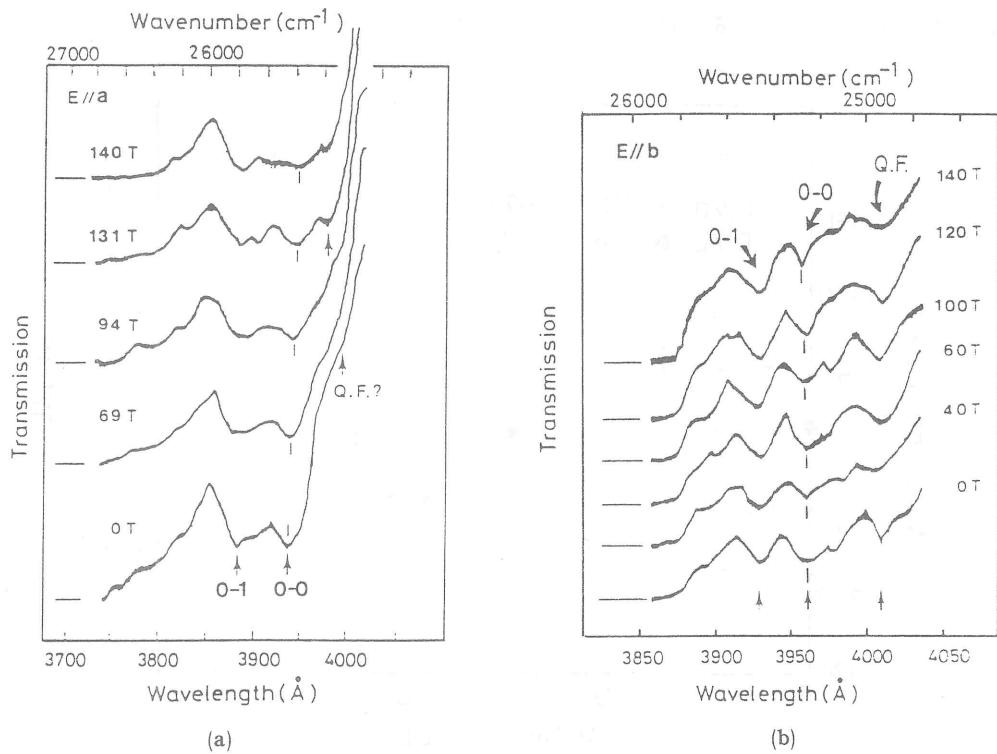


図 2

磁場の増加と共に短波長側にシフトし、吸収強度も減少しているのが判る。

他方、 a 偏光 ($E \parallel a$) では、 $0-0_a$ ピークが 3932\AA の所に現われ、 $0-1_a$ は 3877\AA に見られる(図 2(b))。 $0-0_a$ の吸収ピークは磁場の増加と共に、長波長側へシフトし、吸収強度は増加していくように見える。

図 3には、4つの試料についての a , b 両偏光の $0-0$ 励起子の磁場によるシフトをプロットしている。図 4には、ダヴィドフ分裂△を図 3の(○と□)及び(●と▼)から求めて、磁場に対する変化量を示している。いずれにしても、150 Tで50%以上もダヴィドフ分裂が変化している。

ダヴィドフ分裂の磁場印加による減少の原因として次の3つが考えられる。

- (1) 磁場により励起子波動関数の広がりが減少し、実質的な双極子一双極子間の距離が大きくなつた。
- (2) 双極子モーメントが磁場配向した。
- (3) 最低一重項励起状態の π 電子分布が磁場により変化し、双極子一双極子相互作用を減少させるよう働いた。

(1)であれば、アントラセンで実現される堅くて、波動関数の広がりがもともと小さい励起子が強磁場で縮むとしても、50%の△の変化を与える程とは思われない。Otto 等の高圧の実験でも双極子間の距離の変化以上の△のシフトが観測されている。⁽³⁾ ダヴィドフ分裂の取扱いでの多重極子展開に限界が

あるのかも知れない。尚(2),(3)の可能性も検討中である。

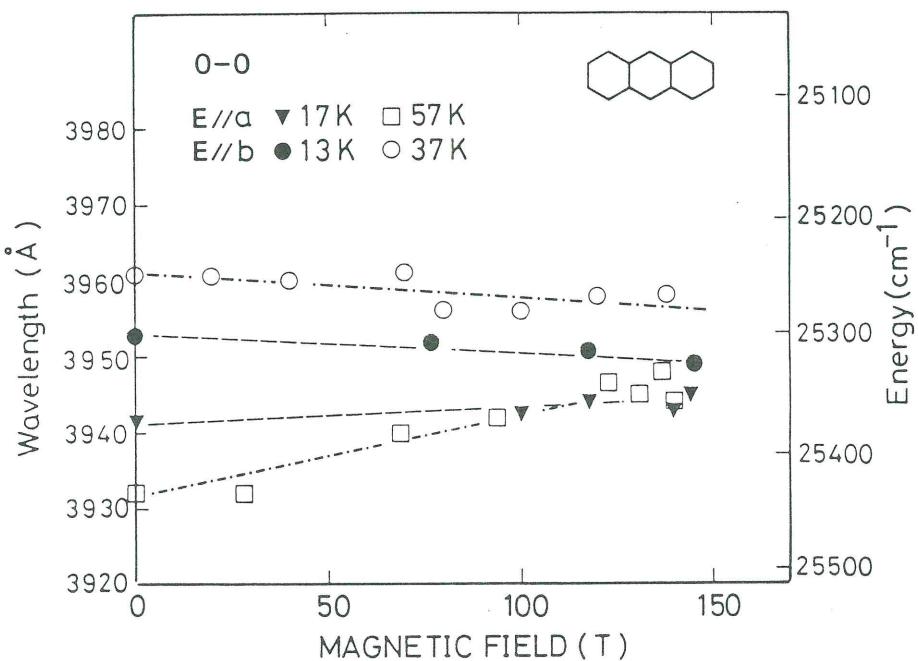


図 3

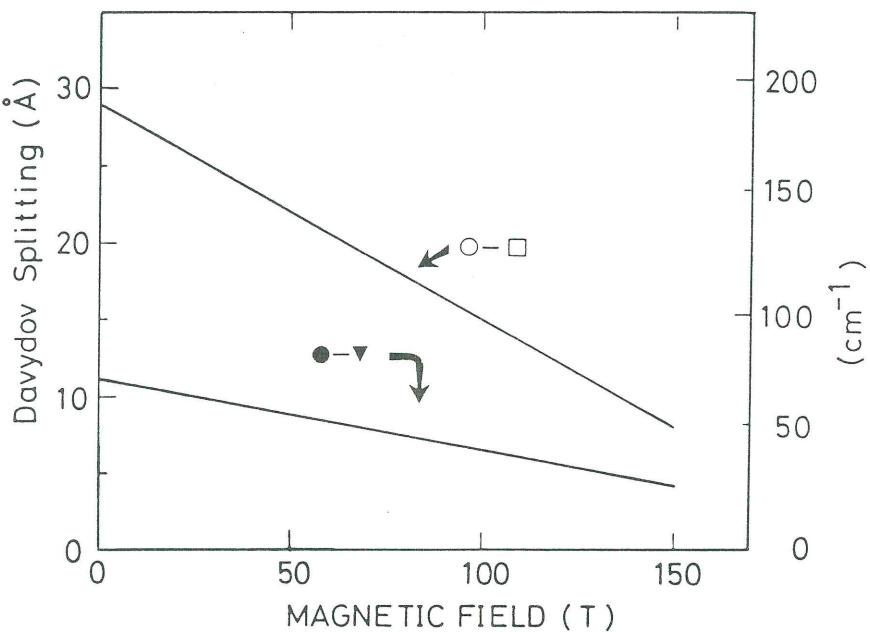


図 4

- (1) A. S. Davydov : Theory of Molecular Excitons (McGraw-Hill Publ. Co., New York, 1962)
- (2) G. Kido, N. Miura, H. Katayama, C. Chikazumi : J. Phys.; Sci. Instrum., 14, 349 (1981)
- (3) A. Otto, R. Keller, A. Rahman : Chem. Phys. Lett. 49, 145 (1977)

BiI₃ における励起子の磁気光効果

阪市大・理 小松晃雄, 小池一良, 海部要三
東大・物性研 嶽山 正二郎, 三浦 登
山梨大・教育 渡辺 勝儀

励起子の内部構造を調べる手段の一つとして、磁気光効果が有効であることは良く知られている。BiI₃結晶の励起子系では、電子-正孔間のクーロン相互作用が強いので、これらの基底状態に対する内部構造を調べるには、強磁場下での測定が不可欠と考えられる。間接吸収端に試料に依存して現われる非常に鋭い吸収線群 (Q, R, S, T線) は、積層欠陥近傍で起る励起子遷移であるが、これらの内部エネルギー構造については明らかではない。吸収線幅はいずれも 0.3 meV 程度以下と、非常に小さいので、磁場印加による微小なエネルギー位置の移動や、吸収線の分裂等を検出するには有利な系である。

これらの励起子線に対して、～35 Tまでの非破壊パルス磁場下、1.6 Kでの磁気吸収スペクトルの測定を行った。結晶軸に対し磁場方向を変え、Optical Multi-Channel Analyzer を用いることにより、パルス強磁場の最大値で、これら遷移線の現われる全領域の吸収スペクトルを得た。

B//Z (結晶の積層方向を Z 軸に選ぶ) 配置での磁場による効果は 0.002 meV/T 程度と小さいが、R線は正(高エネルギー側)、T線は負の移動を示した。B ⊥ Z 配置では、R, S, T 線の磁場によるエネルギー移動は、負であり T 線が一番大きく、B²に依存して増大する。新たな吸収線が、S, T 線の位置近くに B²に比例して成長し、正の吸収線位置の移動を示した。この様な複雑な Q, R, S, T 線に対する磁場依存性は、半導体等で観測されている水素様励起子を基礎としたモデルでは理解できない。これらの結果は積層欠陥によりエネルギー移動と分裂を起した母体の cationic exciton (Bi³⁺ の 6s-hole, 6p-electron から成る exciton 系) の磁場効果としてよく説明される。

即ち、母体の吸収端励起子は cationic な起源からくる z-like, 2重縮退の x±iy-like, 光学的不活性の3重項の合計 4 つの励起子状態から成る。これら 4 状態は積層欠陥効果を受け、それぞれ shift と分裂を起す。この結晶に固有な積層欠陥では、不等価な 2 種類の効果が考えられ、結局、積層欠陥では 8 準位に分裂すると考えられる。

この様な励起子準位が、Q, R, S, T 線や、磁場印加につれて成長する二つの吸収線と考えると、

これらの準位に対するZeeman効果の二次の摂動計算の結果は、実験で得られた磁場依存性をよく説明する。

以上の様に、積層欠陥近傍での励起子遷移の内部エネルギー構造が、強磁場下での磁気吸収スペクトルの測定から明らかになったが、この過程で母体励起子に対する磁場効果についての知見も得られた。それらは、間接励起子や、直接励起子尾部の磁場効果の実験により確かめられた。

有機液体の磁場配向と分子相関

阪大理 山岸 昭雄, 伊達 宗行

反磁性帶磁率に異方性のある液体分子は磁場配向するが、この効果は一般に小さく測定は困難である。ところがこの現象は磁場Hの自乗に比例するため、強磁場を非常に有効に活かすことができ光学的測定手段と組み合わせると高感度測定が可能となる（コットン・ムートン効果）。有機液体の帶磁率の異方性部分 χ_a をこの方法によって測定すると一般に $\chi_a = C/(T - \Theta)$ のキュリー・ワイス則で表わされることが、理論的、実験的に示される。¹⁾ ここで $\Theta = \Gamma/15 k$, k はボルツマン定数, Γ は液体分子の相関を表わす定数である。これまで阪大強磁場のパルスマグネットを用いて 350 k Oe までの磁場を印加し、 χ_a の温度依存性の測定から様々な有機液体の Θ を求めてきた。例えばベンゼン、クロルベンゼン、ニトロベンゼンの Θ はそれぞれ 0 K, 145 K, 165 K であり、ここでは永久双極子モーメントの大きなニトロベンゼンが大きな分子相関を示していることがうかがえる（Fig. 1）。

さらに異なる分子間での相互作用の様子を見るために、混合液の測定を試みた。混合液の場合にも $\chi_a = C/(T - \Theta)$ で表わされるが、 Θ は同種分子間の相互作用係数 Γ_{ii} や異種分子間の同係数 Γ_{ij}

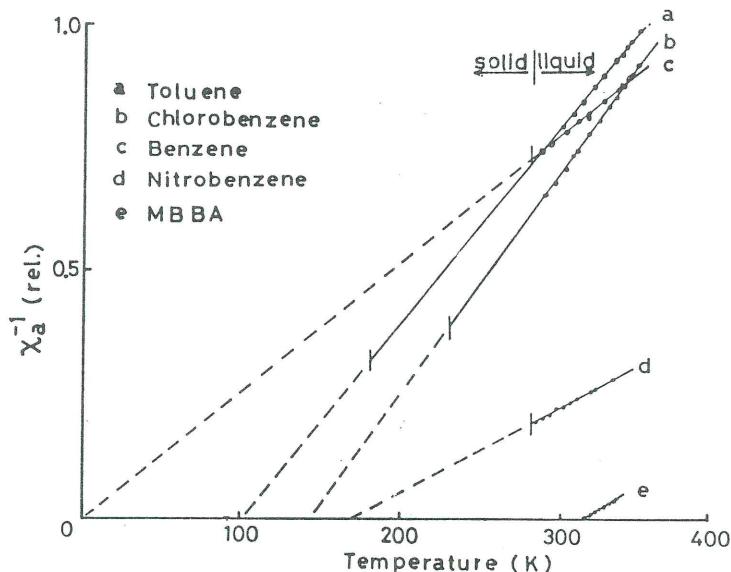


Fig. 1

を含み、液体のモル濃度比の関数として表わされる。六員環化合物同志の混合液の場合、測定した④の濃度依存性に理論曲線をよく fitting することができ、 Γ_{ij} が求められる (Fig. 2)。例えばベンゼン(B)-ニトロベンゼン(N)混合液の場合 $\Gamma_{BN} = \Gamma_{NN}$ である。これはニトロベンゼンの双極子モーメントとベンゼンの大きな分極率によるものと考えられる。

ところで球形で異方性の無いと思われる四塩化炭素と六員環化合物の混合液では、このような単純な分子場近似による理論では表わせない奇妙な振舞を見せる。例えばベンゼン-四塩化炭素の場合、④は Fig. 3 に示すような濃度依存性を示す。単純な分子場近似では④は常に 0 となる。これは混合液中で 1 つの四塩化炭素の周りに複数個のベンゼン分子が集まってクラスターを形成していると考えると図中実線で示すような実験値と良く一致する曲線が得られる。この場合、四塩化炭素の周りには平均 5 個程度のベンゼン分子が集まっているものと考えられる。四塩化炭素と他の六員環化合物との混合液についても同様に解釈することができる。

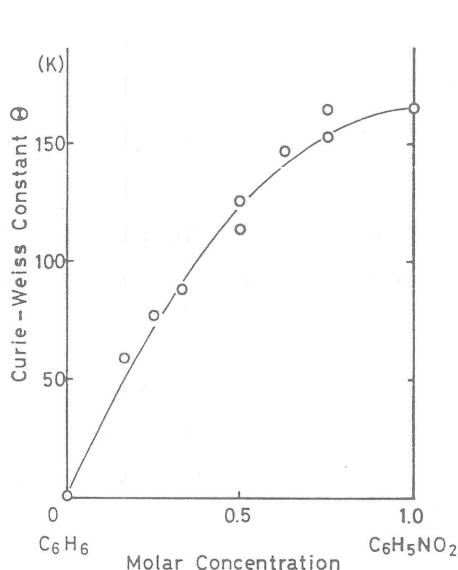


Fig. 2

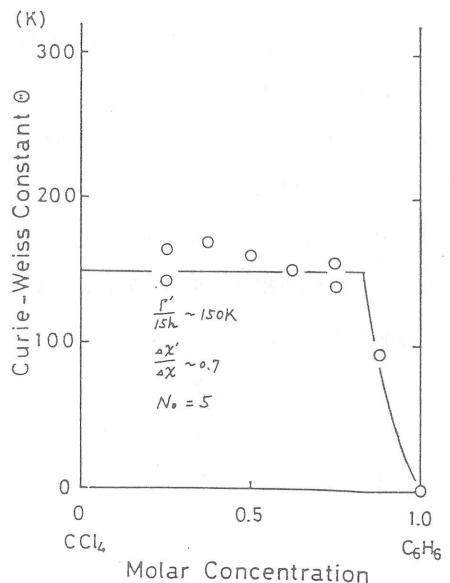


Fig. 3

- 1) A. Yamagishi, E. Nagao, M. Date; J. Phys. Soc. Jpn. 53 (1984) 928.

半導体超格子中の 2 次元励起子の磁気光学

東大・物性研 岩佐義宏, 瀧山正二郎, 三浦 登

N T T 武蔵野通研 樽茶 清悟, 岡本 紘

半導体量子井戸中の励起子はいくつかの特徴をもっているが, 今回は次の 3 点に注目して磁気光学の見地から議論する。

- (1) 励起子の, 3 次元から 2 次元への移行の過程
- (2) 価電子帯サブバンド間の相互作用
- (3) 励起子に対する 2 次元正孔の影響

各項目について簡単にまとめる。

- (1) GaAs-AlGaAs 量子井戸中には軽重 2 つの正孔に付随する励起子が見られる。バンド間磁気光吸収によって励起子の束縛エネルギー E^b , 2 次元面内の広がり \bar{r} を見つめることができ, 井戸幅 L_z を減少させると E^b は増大し, \bar{r} は減少する様子がとらえられた。磁場は 2 次元面内の励起子の内部運動に直接影響を与えるため, 励起子の 2 次元性の度合に対してよいプローブとなる。
- (2) 超格子構造の最も大きな特徴はサブバンドの形成であるが, GaAs の価電子帯は x, y, z 3 方向の運動が独立でないため, サブバンド同士は互いに相互作用する。この様子は励起子にも反映される。重い正孔の励起子のエネルギー準位は, 大まかには, バルクと同じ有効質量を用いて理解されたが, 軽い正孔の励起子は簡単ではない。実験的には後者が前者よりも重い換算質量をもつ。これはサブバンド間の相互作用が, 特に, 軽い正孔のサブバンドに強く働いて, このサブバンドが電子的な分散をもつにいたったためである。

重い正孔のサブバンドに対する, サブバンド間相互作用の影響は, p 型に変調ドープされた系のサイクロトロン共鳴によって明らかにされた。 L_z の減少に従って, サイクロトロン質量はバルクの値周辺で弱く変化した後, $L_z \lesssim 50 \text{ \AA}$ で急激に減少する。同じような傾向は, 有効質量の磁場依存性にも見出される。

- (3) 変調ドープを行なった量子井戸系は, 励起子に対するキャリヤの効果を調べるのに適している。この系では励起子やキャリヤの存在する領域が, イオン化不純物のいる領域と空間的に分離されているためである。2 次元正孔の濃度が大きい場合には, 低温低磁場で, 重い正孔の励起子ピークは完全に消滅する。しかし, 高温または高磁場中で励起子吸収ピークが復活することが実験的に示された。磁場効果は振動子強度の増大により説明できると考えられるが, 磁場中でのキャリヤが, 励起子に与える影響(特にスクリーニング効果)を理解するには, さらにパラメータを変えた実験が必要である。

三角格子反強磁性体の磁化過程

東大理 宮下精二

三角格子反強磁性体では相互作用の競合のため、スピンの自由度によって種々の変った秩序過程が見いだされている。これらの系に磁場をかけた場合にその磁化曲線がどのようなものになるかは興味深い問題である。これまでイジング、XY、ハイゼンベルグスピン系で磁場温度(HT)相図が求められているが今回は特にイジング的異方性を持つ場合

$$\mathcal{H} = \sum_{\langle ij \rangle} J_{XY}(S_i^X S_j^X + S_i^Y S_j^Y) + J_Z S_i^Z S_j^Z - H_Z \sum_i S_i^Z$$

の基底状態での磁化過程、HT相図を調べた。

$T = 0$ での $M_Z(H_Z)$ は図 1 に実線で示すようにいわゆるメタマグネティクなものとなるが、この系で特に注意すべき特徴は図 1 に点線で示すように $M_X(H_Z)$ が現われることである。このことは相互作用の競合のために出現磁化が Z 方向からずれることを意味しており対応する現象が実験的にも見つかることを期待したい。

また各温度での諸物理量(M_Z , 比熱, 副格子秩序, 等)の磁場依存性を調べることにより HT 相図も求められた。

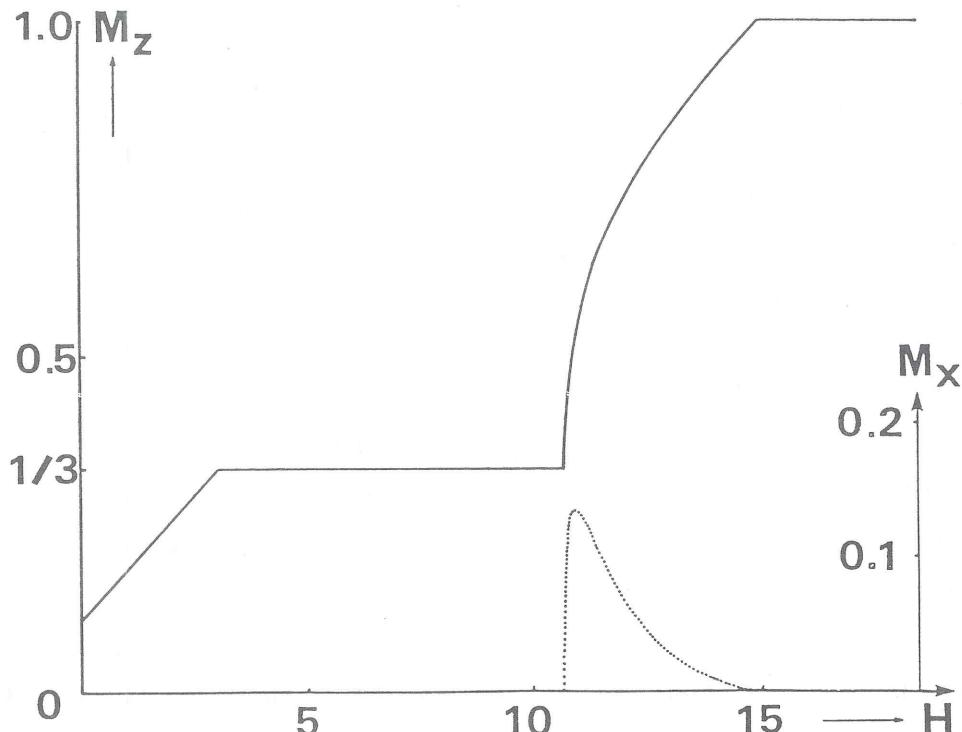


図 1

フラストレーションのある系での量子効果も興味を持たれている問題であるが、スピン1/2の量子系の場合に上で求めた古典系の結果がどのように変わるかを有限格子を厳密に調べることで研究した。この場合には $T=0$, $H_Z=0$ では自発磁化は存在せず磁化は磁場にはほぼ直線的に大きくなっている $M_Z=1/3$ で古典系と同様にプラトーを形成することがわかった。また古典系で見られた M_X の非自明な出現は見られなかった。量子系での HT 相図も現在研究中である。

今回の発表内容は次の文献に発表予定である：

古典系 S. Miyashita : J. Phys. Soc. Jpn. (1986) No. 10.

量子系 H. Nishimori and S. Miyashita : submitted to J. Phys. Soc. Jpn.

鉄系アモルファス合金の強磁場磁性

東北大金研, 東大物性研, 東工大理^{☆☆}

深道和明, 後藤恒昭, 若林英彦^{☆☆}, 椎原俊郎[☆]

アモルファス合金の中で、Fe 基合金は特異な磁気的性質を示し、結晶の γ 相 (fcc) と同様にインバー効果を有する。結晶の場合、 γ 相を広げることはマルテンサイト変態と関連して制限される。それに対して、アモルファス合金の場合、非常に純 Fe に近い組成まで作製できるのが特徴である。アモルファス鉄がどのような性質を示すかは興味ある研究対象であり、添加元素をできるだけ少なくしてもアモルファス化することが望まれる。

スペッタ法においては、アモルファス相の形成能は、構成元素間の原子径および価電子数の差に強く依存して、Fe-La 系ではサブストレートの水冷により La 添加の下限は 7.5 % にすることができる。この合金系のキュリー温度は高々 350 K ($\sim 30\%$ La) であり、熱膨張の異常やキュリー温度の大きな圧力効果などのいわゆるインバー効果が観測される。

これら合金の直流弱磁場での磁化測定においては磁場冷却効果が見られ、10% La 以下では交流磁化率の温度依存性にカスプも見られる。これらの実験事実より、アモルファス相においては、長周期の反強磁性スピン構造は存在できないためフラストレーションを引きおこし、スピングラス状態になっているものと思われる。なお、10% La 以上の合金の直流弱磁場の測定では、リエントラント型の曲線が得られる。以上の結果より、Fe-La アモルファス合金系の大体の磁気相図が描ける。すなわち、10% La 付近が 3 重点であり、それ以下の組成では、温度の降下と共に、常磁性 \rightarrow スピングラス、それ以上の組成では、常磁性 \rightarrow 強磁性 \rightarrow スピングラスと変化するものと思われる。

20 Tまでのパルス強磁場を用いて測定した 4.2 K での磁化曲線は通常の強磁性合金の曲線と著しく異なり、弓なりになり容易に飽和しない。また、磁化の値が低磁場と高磁場では大きさの順が逆転し、高磁場では La 量の少ない程大きな値をとる。このような振舞いを詳しく議論するためには、強磁場中の Mössbauer 効果などの研究が必要であり、現在進行中である。

定常強磁場下の磁化特性

東北大・金研 中川康昭, 広吉秀俊, 斎藤直昭

金研付属超電導材料開発施設の定常強磁場発生装置を利用して, 各種磁性体の磁化曲線を測定している。現在ハイブリッド・マグネットではなく, 単独の大電力水冷マグネットを使用し, 磁場は15Tまでであるが, 近い将来20Tになる予定である。磁化測定にはモータ駆動の振動試料型装置を用いている。そのテストを兼ねて, 非晶質Fe-Zr合金のミクト磁性の研究¹⁾やYFe₂O₄を代表とする新しい六方晶酸化物の特異な磁性の研究²⁾を進めてきたが, たまたま住友特殊金属³⁾によるNd₂Fe₁₄B系永久磁石材料開発の時機に当たり, その基礎研究の一翼を担うことになった。

そのNdは他の希土類やYによって置換され, 一般にR₂Fe₁₄Bと表されるが, そのほとんどの単結晶が得られたので, 異方的な磁化の振舞を系統的に調べることができた。一般に極めて大きい異方性をもち, 磁化困難方向では15Tの磁場でも飽和に至らない場合もあるが, 定常強磁場による精密測定によって, 多くの重要な知見が得られた。単結晶試料では磁壁の生成および移動が容易なためほとんどヒステリシスを示さないが, その反面, 試料の外形に依存する静磁エネルギーの影響がかなり強磁場まで尾を引くことがある。また磁化の進行過程が必ずしも一義的に定まらない場合もあるように思われる。

R₂Fe₁₄Bの強磁性はFe-Fe間の強い交換相互作用に起因する。大きい異方性はRに働く結晶電場に依るが, そのエネルギーはFe-R間の交換相互作用によってRに働く分子場のエネルギーと同程度であるため, 前者を摂動とする簡単な取扱いは許されない。一般に強磁性状態のRの磁気モーメントはgJより小さくなり, その値は磁化方向に依存する。またRのサイトによって結晶電場の方向が異なるため, そのモーメントが互に傾くこともある。これらのこと考慮した計算によって, 実験で得られた磁化曲線はよく再現される。⁴⁾

実用的な永久磁石材料の組成はNd₂Fe₁₄BよりもFeが少なくなっている, 他の相が共存している。結晶粒の大きさは单磁区構造をとらせるほど小さくはないが, 磁壁の生成を困難にする機構があり, 高い保磁力を示すようになる。その保磁力は低温で8T以上になるが, そのようなヒステリシス・ループを描いた例は他にほとんど見当たらない。われわれは保磁力と結晶磁気異方性の関係を調べることによって, 永久磁石特性の本質の解明に努力している。

1) H. Hiroyoshi, N. Saito, K. Fukamichi and Y. Nakagawa : Sci. Rep. RITU A-33 (1986) 58

2) T. Sugihara, K. Siratori, N. Kimizuka, J. Iida, H. Hiroyoshi and Y. Nakagawa : J. Phys. Soc. Jpn. 54 (1985) 1139

3) M. Sagawa, S. Fujimura, H. Yamamoto, Y. Matsuura and S. Hirosewa : J. Appl. Phys. 57 (1985) 4094

- 4) M. Yamada, Y. Yamaguchi, H. Kato, H. Yamamoto, Y. Nakagawa,
S. Hirosawa and M. Sagawa : Solid State Commun. 56 (1985) 663

パルス強磁場による磁化測定

東北大金研 木戸 義勇

ハイブリッド磁石の完成で定常的に 30 T が得られる今日、パルス強磁場は従来にも増して強度が要求され、これを用いた測定も精度が望まれるようになってきた。強磁場の発生は空芯コイルへの大電流放電によって得られる。このとき巨大な力が導体に加わるのでそれに耐えるよう種々の型のコイルが提案されてきた。中でも多層巻きコイルはその構造が単純なことと長時間パルスが得やすいなどの理由で多くの研究者に利用されている。発生可能な磁場は線材の強度に依存する。しかし強度の大きな材料は一般に抵抗も高くなり、パルス巾が狭まる。金研ではピーク値、半周期に次のいくつかのコイルを用意し目的に応じて使いわけている。1) 300 kOe, 30 ms。2) 400 kOe, 6 ms。3) 550 kOe, 2 ms。なお、使用しているコンデンサーバンクは 10 kV, 60 kJ と 3 kV, 54 kJ である。

磁化測定には誘導法を用いており検出コイルにより dM/dt に比例した電圧を測定する。この方法では強磁性体が測定対象の場合、技術磁化過程でのみ著しく大きな値をとりデジタル積分する際に誤差を生じやすい欠点をもつ。対策として、強磁場発生用コイルの外側に弱磁場長時間パルス用コイルを巻き、後者を励磁したのち前者に放電する方式を採用している。磁化および磁場の時間微分信号は 16 bit, 1 ms の超高精度で A/D 変換している。

強磁場磁化過程の研究は $R_2 Fe_{14} B$ 系単結晶や $Sr_{1-x} Ti_x Fe_2$ など六方晶ラーベス相金属間化合物について行っている。前者で $R = Tm$ や Er では、フェリ的な磁気構造をとっており低温で [100] 方向が容易軸である。そしてこの方向に強磁場を加えると数 100 kOe でフェロ的構造へ相転移するすることが予想されている。これを実験的に確かめる目的で磁化測定を行ったが 550 kOe までは転移磁場が低いと予想される [110] 方向でも急激な磁化の増加は見られていない。ただし、転移の前兆現象と思われる緩やかな磁化の増加は観測されている。

$Sr_{1-x} Ti_x Fe_2$ は $X = 0$ で強磁性体であるが X の増加と共に反強磁性体へ変化するが、その中間状態の $X = 0.7 \sim 0.8$ では低温で反強磁性と強磁性の共存した弱い強磁性状態が出現する。この状態に強磁場を加えると、強い強磁性状態に一次相転移する。この転移磁場は温度上昇と共に高磁場側に推移する。得られた磁気-温度相図は Moriya-Utsami の理論的分類にない型であり、これは $Hf_{1-x} Ta_x Fe_2$ の場合などと対照的である。

MnAs - P の 磁 歪

東北学院大工 井 門 秀 秋
東北大金研 木 戸 義 勇

$MnAs_{1-x}P_x$ ($X \leq 0.275$) は転移温度 T_t 以上で NiAs 型, T_t 以下で MnP 型の構造をもつ。この構造の違いによる体積変化はおよそ 10 % 以上に達し T_N 以上 T_t に至る温度域の大きな熱膨張の原因ともなっている。しかも、それに対応して Mn の磁気モーメントも大きく増大する。一方, $T_N < T < T_t$ で強磁場を加えるメタ磁性が観測され、低スピン状態から高スピン状態へ一次相変態することが認められている。逆に云えば、この磁化過程に従って、体積は 10 % 以上変化するはずである。

強制体積磁歪の測定はキャパシタンス法により行った。測定精度を上げるために光学研磨したガラスに Ti をスパッタした電極を試料に接着して用いている。実験結果としてはたして約 15 % の体積磁歪を観測したが、これには MnP 型から NiAs 型への結晶変態に伴う磁歪と、常磁性から強磁性への交換磁歪とが重なったものと考えられる。

- 1) H. Ido et al ; High Field Magnetism (ed. M. Date North-Holland Publishing Co.) pp 175.

量子ホール効果と分数量子ホール効果

学習院大理 若林 淳一, 川路 純治

1. Si-MOS 反転層の二次元電子系

(i) 強磁場電子局在

強磁場中の電子局在の問題は、量子ホール効果の発見以前から研究されていたが、量子ホール効果に見られるプラトナーの形成には、この電子局在が本質的な役割を果たしていることから、更に活発な研究が続けられている。理論的には、その電子局在の原因については、アンダーソン局在とパーコレーションによる二つの考え方には別されるが、まだ決定的な議論はない。実験的には、特に最低ランダウ・レベルの σ_{xx} に見られる、特徴的な試料依存性、温度依存性、および電場依存性が注目される。この最低ランダウ・レベルでは、15 T 程度の磁場では電子はすべて局在状態にあるが、20 T 以上の磁場を加えると非局在状態が生じることが、量子ホール効果のプラトナーの観測から知られている。

(ii) 分数量子ホール効果

Si-MOS 反転層での分数量子ホール効果は、最初ソ連のグループによって報告されたが、最近アメリカのグループの報告や、我々のデータでも見られている。しかし、温度依存性などの系統的な実験は、ソ連のグループで始められたばかりで、これから実験的研究の発展が望まれる。

2. GaAs / AlGaAs 界面二次元電子系の分数量子ホール効果

(i) 活性化エネルギーの実験

活性化エネルギーの測定は、分数量子ホール効果の理論で予測されているエネルギー・ギャップの存在とその大きさを検証する意味で重要な実験である。最近、Boebingerらは、 $\nu = 1/3, 2/3$ の活性化エネルギーを測定し、それらは磁場のみの関数であり、電子-正孔対称性が成り立つと主張している。これに対し若林らは、いくつかの、移動度の異なる試料を用いた測定結果より、 $\nu = 1/3, 2/3$ の活性化エネルギーは、磁場に対してではなく、磁場と移動度の積 μB に対して系統的な振舞いを示すことを見いだし、更にこのとき、 $\nu = 2/3$ の活性化エネルギーは $\nu = 1/3$ のそれの約 $1/3$ で、電子-正孔対称性は成り立たない事を示した。

(ii) $\nu < 1/3$ での基底状態

電子濃度が低いとき、または磁場が強くなって $\nu < 1$ となったときには、基底状態は液体状態ではなく、ウィグナー結晶であることが理論的に予測されている。いくつかの理論的計算によると $\nu = 1/6.5 \sim 1/14$ で転移が起こると予想されている。実験的には、Mendetzらと Changらが ρ_{xx} に $\nu = 1/5$ の弱い構造を観測している。我々の電子濃度の低い試料では、 ρ_{xy} に $\nu = 1/5$ に対応する構造が観測されている。従って、 $\nu = 1/5$ までは液体状態が基底状態であると考えられる。Mendetzらは、更に $28T$ までの磁場で、 $\nu = 1/11$ までの測定を行ったが、 $\nu < 1/5$ では ρ_{xx}, ρ_{xy} に構造は観測されなかった。しかし、 $\nu < 1/5$ での実験的研究は今のところ他になく、更に、実験データが増えることが望まれる。

量 子 ホ ー ル 効 果

東大物性研 安藤 恒也

強磁場下の2次元電子系で観測される量子ホール効果はホール伝導度が $-e^2/h$ の整数倍の値に量子化される現象である。これは強磁場下の不規則ポテンシャルによるアンダーソン局在と密接に関連しており、今まで実験・理論両面から活発に研究してきた。ここでは理論的側面からその理解の程度を概説する。

絶対零度でフェルミ準位が非局在状態から十分に離れた局在状態にある場合に、ホール伝導度が $-e^2/h$ の整数倍に量子化されることの説明として、半定性的なLaughlinの議論の外に、久保公式を用いたより数学的なトポロジカルな量による説明が最近提案された。その結果、この問題はほぼ解決に近付いたと考えられよう。ただし、新しい議論でも、“整数”の値についてはLaughlinの議論同様何の情報も与えないことで変わらない。

関連した強磁場下の局在問題については解決までには程遠い状況であり、今までのところ、計算機を利用した研究で色々の情報が集められている。特に、ランダウ準位の間の相互作用をほとんど考えなくてよい強磁場極限では、各ランダウ準位に非局在状態が存在するが、それはランダウ準位の中

心の1点のみであり、その付近では局在長の逆数 $\alpha(E)$ が $|E|^s$ ($s \sim 2$) のようなエネルギー依存を示すことが明らかになった。さらに、伝導度の対角成分と非対角成分の間にはスケーリング関係が成立することが明らかになったが、これは Nonlinear σ Model などの場の理論の手法が全く無力であることを示している。

零磁場での2次元系は、スケーリング理論などにより、状態がすべて局在するという理解が一般的になっている。これと強磁場下で非局在状態が存在することとの統一的理解が理論の重大な課題となっている。局在問題で、ある種のユニバーサリティーのようなものが、ハミルトニアンの対称性との関連で存在するかどうかなど大変興味深い問題であろう。計算機による研究では磁場が弱くなると非局在状態のエネルギーが高エネルギー側に移行するという結果が得られている。果して、零磁場の極限まで非局在状態が存在するのか、あるいは臨界磁場が存在し、それ以下ではすべて局在するのであろうか？ 将来の研究が待たれる。

分数量子ホール効果と励起スペクトル

九大教養 吉岡大二郎

強磁場中の二次元電子系で観測される分数量子ホール効果については、ラフリンの波動関数による記述が適当であり、定性的には実験を良く説明するということが明らかになってきた。定量的な比較にはこの状態からの励起スペクトルの研究が必要になるが、この研究も進んできた。反転層の厚みや、高次のランダウ準位を取り込んだ計算の結果では理論で予測される励起エネルギーと実験で観測されるものとの差は $2K$ 程度以下となっている。この差は、不純物の効果として理解できると考えられるが、これについての研究はまだそれ程進んでいない。

ところで、最近、励起状態の内で、スピント反转を伴うものが活性化エネルギーへ重要な寄与を与える可能性があるとの指摘がなされた。また、谷縮重のある場合のスペクトルにはゴールドストンモードが含まれる場合がある。その時には分数量子ホール効果は出現しないが、その時のスペクトルの様子にも興味がもたれている。

スピント反转の問題と、谷縮重の問題は、ゼーマンエネルギーを無視し、谷間散乱を無視する限り、2成分の擬スピントもつたフェルミオン系の問題と等価になる。そこでこのような、2成分電子系での励起スペクトルについて、有限系のハミルトニアンの数値的対角化による方法、及びラフリン流の波動関数による考察によって調べた。

計算はランダウ準位の占有率 $\nu = 1/3$ 及び $2/5$ でおこなった。その結果 $\nu = 1/3$ では2つの擬スピント状態が縮重している時、すなわち谷縮重のある場合と、ゼーマンエネルギーが十分に小さいときには励起エネルギーは1成分系の時より小さくなること。しかしその場合は通常の磁場 ($B > 5 T$) ではゼーマンエネルギーが大きすぎることがわかった。 $\nu = 2/5$ では、2つの擬スピント状態が

縮重している時には一成分のときとは基底状態が異なるので、励起スペクトルも異なることがわかった。ただしスピノンのときにはこのような状態が出現するにはやはり磁場が十分に小さくなければならないこと(GaAs ヘテロ接合では $B < 2.3 \text{ T}$)があきらかになった。

なお、このような 2 成分系でも、有限系での計算の結果は、ラフリン流の波動関数を自然に拡張したものと矛盾していない。

磁場変調法を用いた半導体の磁気フォノン共鳴

阪大工 浜 口 智 尋

半導体に強磁場を印加すると、電子はランダウ準位を形成し、この任意のランダウ準位のエネルギー差が光学フォノンのエネルギー $\hbar\omega_{LO}$ と等しくなると、電子はこの光学フォノンを吸収、放出して、ランダウ準位間を遷移するため、磁気抵抗に極値が現われる。つまり、サイクロトロンエネルギーを $\hbar\omega_C$ として

$$N \hbar\omega_C = \hbar\omega_{LO}, \quad N = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

のとき、磁気抵抗が極値を有する。この現象を磁気フォノン共鳴とよぶ。一般に、この共鳴現象は極めて弱く、非共鳴的磁気抵抗の中に含まれるために、測定に工夫が必要である。

我々は、磁場変調法を用いて、磁気抵抗の磁場に関する一階又は二階微分の信号を検出し、非共鳴的磁気抵抗を消去し、振動成分を精密に測定する方法を確立し、種々の半導体における測定を行った。LO フォノンのエネルギーが既知であれば、式(1)より有効質量が決定できるので、有効質量の温度依存性の研究も行った。これまでに観測し、また解析を行った各種の磁気フォノン共鳴は以下の通りである。

- (1) 式(1)で与えられる通常の磁気フォノン共鳴
- (2) ランダウ準位と不純物準位の間の遷移による不純物シリーズ
- (3) 2 個の TA フォノン(ゾーンエッヂの)を吸放出することにより、ランダウ準位間を遷移する 2 TA シリーズ
- (4) Ge や Si の伝導体は多数バレー構造としている。異なるバレー間の遷移による、インターバレー磁気フォノン共鳴
- (5) ランダウ準位間を遷移して放出するエネルギーをドナーの基底状態の電子が吸収して $2P_-$ に遷移する不純共鳴
- (6) ヘテロ界面の二次元電子ガスによる磁気フォノン共鳴
- (7) 混晶半導体(InGaAs)における二種類の LO フォノンによる磁気フォノン共鳴

図は n-GaAs の $T = 160 \text{ K}$ における磁気フォノン共鳴で、磁気抵抗 $\rho(B)$ に弱い振動が見られ、磁場変調法による $\partial^2 \rho / \partial B^2$ や $\partial \rho / \partial B$ には振動が多数しかも高い S/N で見られる。決定された有

効質量は、 $m^* = 0.0664 \pm 0.0005 m$ である。

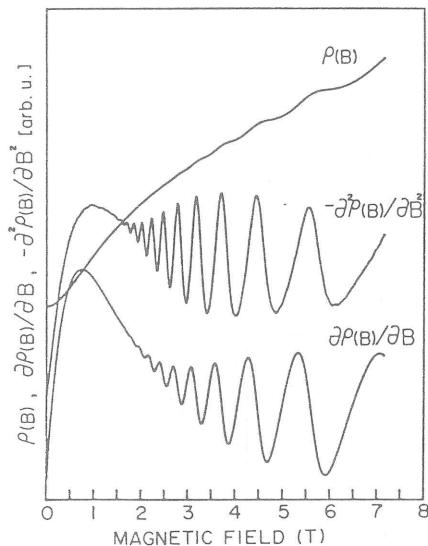


図 n-GaAs の $T = 160\text{ K}$ における磁気フォノン共鳴。

$\rho(B)$ は磁気抵抗で、他は磁場変調法により 1 階と 2 階微分信号。

SmCu₂ の高磁場磁気抵抗効果

— シュブニコフ・ドハース振動 —

富山技短大 前沢邦彦

富山大理 佐藤清雄

RCu₂ 化合物は、他の多くの希土類を含む化合物と同様、4f 電子の振舞に起因した、種々の特徴ある物性を示す。たとえば CeCu₂ は高濃度近藤効果を示す物質の一つである。この系列の化合物における 4f 電子の振舞を理解する上で、フェルミ面の構造を知る事は重要である。最近我々は、この系列の高純度結晶の作製を試みてきたが、その中で SmCu₂ について、残留抵抗比が 120 という試料を作成することに成功した。SmCu₂ は磁気的オーダー（反強磁性）をもつが、そのフェルミ面を調べることは、この系列のフェルミ面の特徴を知る上で有意義である。

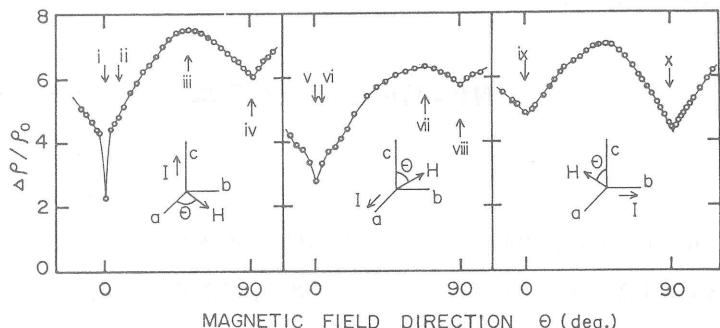


図 1

ある。

図1に、主要面における磁気抵抗 $\Delta \rho / \rho_0$ の磁場方向依存性を示す。測定温度は 4.2 K, 磁場 H は 82 kOe である。図中 i, v, vi および ix で示した磁場方向に対して、 $\Delta \rho / \rho_0$ の磁場依存性を測定すると、 $\Delta \rho / \rho_0$ は H の増加に対して飽和もしくは飽和する傾向を示す。その他の磁場方向に対しては、 $\Delta \rho / \rho_0$ は直線的またはそれより急激に増加する。また図中 i および iv で示した磁場方向に対して、ショップニコフ・ドハース (SdH) 振動が測定された。これを図2に示す。H // a に対しては、振動数が 0.2 MG, 0.68 MG および 0.82 MG の 3 つの振動が、また H // b に対しては 1.25 MG の振動が現われている。以上の結果から考えられる、フェルミ面の主な描像は、

1) H // a のとき、b 軸方向への開いた軌道を生ずるような、b 軸方向に連結したフェルミ面が存在すること。

2) SdH 振動数にして 0.2 MG ~ 1.25 MG のきわめて小さなフェルミ面断面が存在すること。

である。今後ドハース・ファンアルフェン効果により、より詳しいフェルミ面の像を求める計画である。

SmCu₂試料は富山大教養の石川義和助教授により作製されたものであり、その際筑波大物質の小松原研究室の回転引上装置を使用させていただいた。

Nb₃Ge など超電導薄膜の H_{C2} 測定

東北大工 鈴木光政
東北大金研 木戸義勇

第2種超電導体の高 H_{C2} (上部臨界磁場) 特性を生かして、近年超電導材料の工学的応用が、高磁界発生あるいは電力貯蔵用マグネットを始め、各種電力機器、浮上列車、核融合装置、高エネルギー物理実験装置等のエネルギー工学の諸分野で企画され、その一部は、既に実用化されている。これらの超電導機器の製作に際し、従来から A15 型化合物超電導体である Nb₃Sn, V₃Ga の線材が使用さ

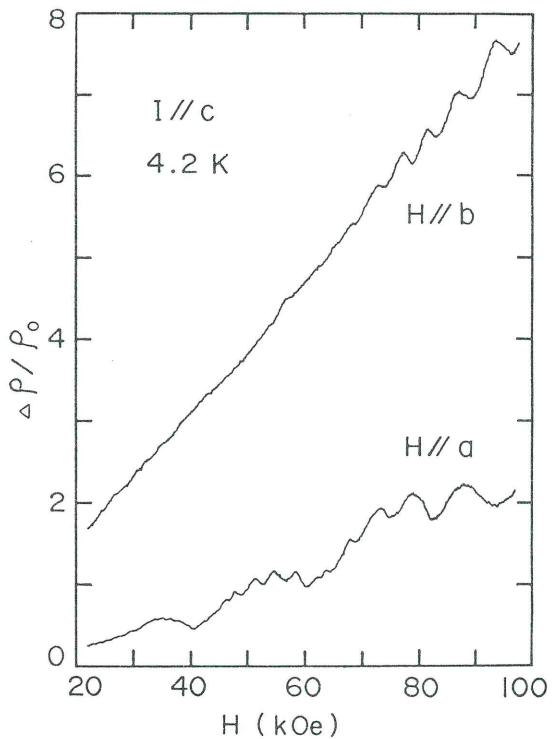


図 2

れている。現在、 Nb_3Sn の高磁場特性を改善したTi入り Nb_3Sn 線材($H_{C2} \approx 25$ テスラ)が開発段階にあり、18テスラを発生できるマグネットも近い将来実現できるものと期待されている。これら高磁場超電導材料の次に来るものとして、 H_{C2} が30テスラを越える超電導体の線材化研究が各方面で進められている。A15型化合物 Nb_3Ge , Nb_3Al , $\text{Nb}_3(\text{AlGe})$, B1型 NbN , シエブル化合物は、その代表的候補材である。著者らは、これらの中で、現在最高の臨界温度を有するA15型 Nb_3Ge や、耐歪・耐放射線特性の優れたB1型 NbN の研究を進めており、本稿では最近パルス磁場を用いて行った H_{C2} の測定実験について紹介する。

測定に使用した試料は、スパッタ法およびCVD法にて製作し、フォトエッチング加工により電流ストリップ部分、電極端子を成形した。これらの試料をパルス磁場空間(内径 $\approx 10\text{mm}\phi$)に挿入し、パルス磁場下(パルス幅 $\approx 5\text{ms}$)での抵抗遷移を測定している。パルス磁石に流す電流は、コンデンサーバンクよりサイリスタの点弧により供給する。磁場強度は、検出コイルの出力電圧を積分して求めており、パルス磁場と試料発生電圧を計算機を用いて処理し遷移特性を得ている。

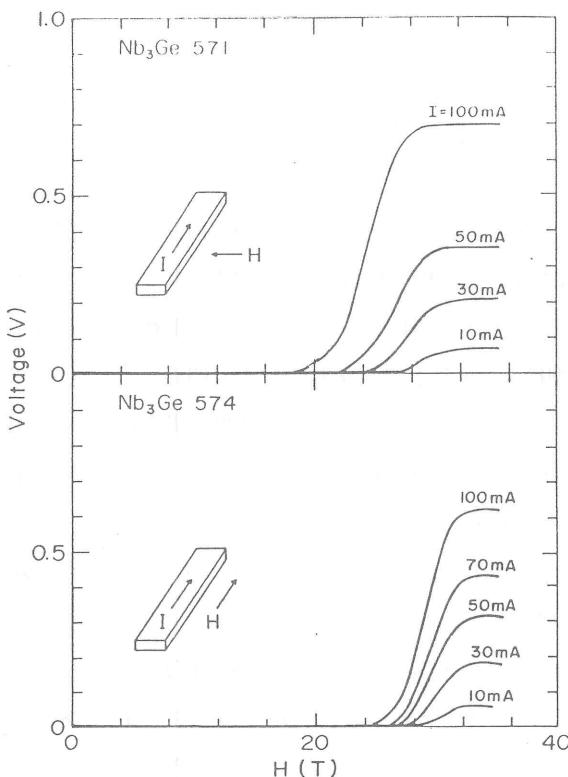


図 1

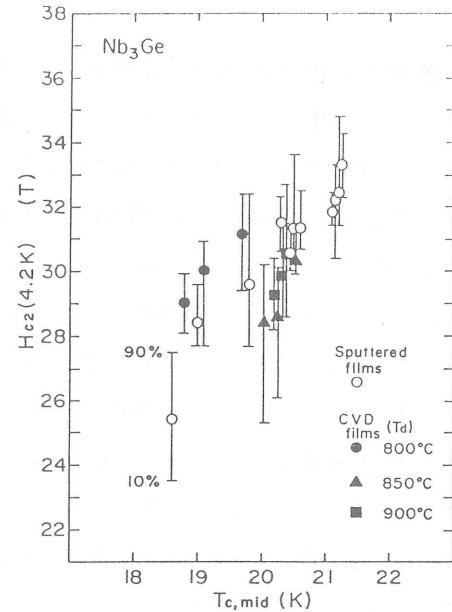


図 2

図1は、測定結果の代表例であり、磁場印加方向の効果を同一製作時の2枚のスパッタ Nb_3Ge 膜を用いて検出した。磁場空間の制約から、磁場方向は薄膜面内で測定電流方向と平行ないし垂直であ

る。図より、磁場方向が電流方向に垂直な場合には、電流値により常電導への遷移磁場が著しく影響を受けることがわかる。しかしながら、測定電流 I の $I = 0$ への外挿により H_{C2} を推定すると、磁場を電流方向と平行に印加して求めた結果とほぼ一致する。そこで、図 2 は磁場を電流方向に加えて測定した結果であり、試料の H_{C2} と臨界温度 T_c との関係を表わしている。これより、スパッタ Nb₃Ge 膜では、ほぼ T_c に比例して H_{C2} が上昇するのが見い出され、最高で 34 テスラ（90% 遷移時）を越える H_{C2} が得られた。CVD 膜でも、 H_{C2} は T_c に比例する傾向が認められ、30 テスラ以上の H_{C2} を得るためにには、19 K 以上の T_c を有する試料が必要となる。

本パルス磁場の時間幅は、5 ms であり Foner (10ms) や Fisher (15ms) らのものより小さい。しかしながら測定結果は、定常磁界（最高 23 テスラ）による臨界電流の結果から推定される H_{C2} 値と比較的良い一致を見ている。従って、数 m·sec のパルス時間幅があれば、 H_{C2} 測定が十分可能と思われ、更に高い H_{C2} を有する超電導体の研究にとってパルス強磁場は有効な手段と言える。なお、定常磁界による測定は、東北大学金属材料研究所超電導材料開発施設にて行った。御協力頂いた諸氏に深謝する。

強 磁 场 と 構 造 相 転 移

阪大理 伊達宗行

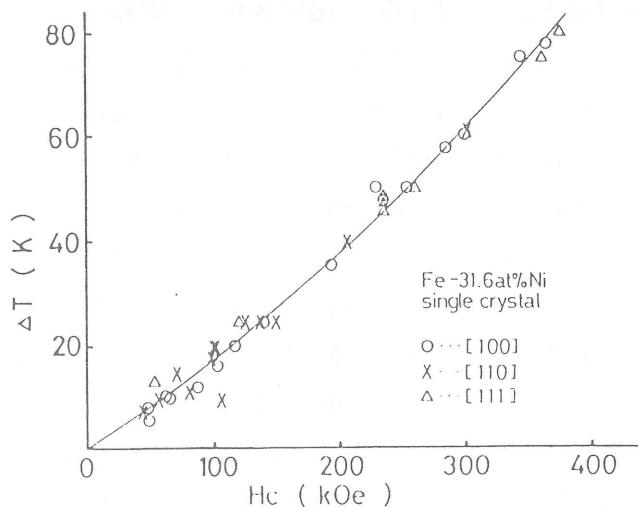
強磁場の物性研究に対する応用はこれまでにそのほとんどが電子状態の解明に向けられている。しかしながら物性のもう一面、すなわち原子構造に対する効果の研究は磁場が強くなれば当然見出されるべきものであり、高圧下での構造相転移とはまたちがった様子を示すであろうと期待される。われわれはこれまで MnAs 系での MnP – NiAs 型構造相転移を東北学院大学の井門氏等との協力で研究し、報告して来た。其後、鉄合金系についてマルテンサイト変態が大きな磁場効果を示す事を見出し、ここ数年間にわたり系統的な研究を行って来たのでこの概略について報告する。この研究は大阪大学産業科学研究所の清水、掛下両氏を中心に行われている。

マルテンサイト変態とはこの場合オーステナイト相 (fcc) からマルテンサイト相 (bcc) へと移行する構造相転移を指す。磁場がこれを誘起する理由は bcc 相の強磁性磁気モーメントが fcc 相のそれよりも大きいので、fcc 相に磁場をかけると fcc – bcc 転移温度（普通 Ms 点と呼ばれる）が ΔT だけ上昇する。Fe – Ni 単結晶の例を図に示す。この場合は例えば 400 kOe もかけると ΔT が 80 K にもなる、というむしろ驚くべき大変化の生じている事がわかる。説明は以下のようになる。

磁場 H の下で自由エネルギーの変化はつきの 3 項が重要である。即ち

$$\Delta U = \Delta M H + \frac{1}{2} \Delta X_{hf} H^2 + \epsilon(H) \Delta V(H) \quad (1)$$

第 1 項は bcc と fcc 相の磁気モーメント差 ΔM によるゼーマン項であり、第 2 項は高磁場帶磁率の



差 ΔX_{hf} によるゼーマン項、そして第3項は相転移に伴う体積変化 ΔV により生ずるものである。これまでの研究結果を要約するとつぎのようになる。

- (1) 単結晶での方向依存性は無い。ただし磁場に平行な針状のbcc相折出が特徴的に現れる。
- (2) インバー合金(Fe-Ni系)では第3項が重要である。しかし体積変化の無いFe-Ni-C系非インバー合金では第1, および第2項できれいに説明される。
- (3) Fe-Pt系で明確な規則度依存性が見られる。規則度が高くなると磁気弾性型になる。
- (4) 磁場を除去すると元のfccにもどる可逆的変化はFe-Ni-Co-Ti系合金で実現した。
- (5) fccで常磁性, bccで強磁性であるFe-Mn-C合金では第1項のみで非常によく説明される。つまりこれは最も素朴な意味での磁場効果である。
- (6) Fe-Mn-Cの適当な濃度領域では一方の相が反強磁性となり、ここでも磁場効果が見られる。その詳細は目下研究中である。
- (7) 全体を通して、マルテンサイト転移時間はパルス幅より非常に早く、過渡現象は見られない。

強磁場下の電子相転移

東大物性研 福山秀敏

2次元電子系で発見された分数量子ホール効果の研究は、強磁場下で相互作用する電子系の基底についての理解を一段と深めた、と同時に、その不思議さを改めて認識させた。これをふまえて、從来から問題とされてきた実験を簡単にふり返った。とくに、ビスマス中の超音波吸収、グラファイトの磁気抵抗、HgCdTeの磁気抵抗、極性半導体におけるパイエ尔斯転移の可能性について論じた。

(TMTSF)₂ClO₄の磁場誘起SDW転移

東大物性研 長田俊人, 三浦 登, 斎藤軍治

低次元有機金属 (TMTSF)₂ClO₄ に磁場を引加していくと, ある閾磁場 B_{th} で SDW が磁場誘起され B_{th} 以上で異なる SDW 相が逐次的に現れるという特徴的な相転移現象が生ずる。 (TMTSF)₂ClO₄ の電子構造が開いた Fermi 面を持った擬 2 次元電子系であることがこの現象にとって本質的である。即ち, 強磁場下でのこの系のエネルギー分散は 1 次元的であり, 開いた軌道に沿った電子の蛇行運動波数が“逆格子ベクトル”として働く。このような系は 2 つの Fermi 点を結ぶ波数の変動に對して Peierls 的に不安定であるが, 蛇行運動による“逆格子”分の不定性のため, ネスティング・ベクトルは複数個可能となる。これが複数の SDW 相の起源である。

更に強磁場での状態を調べる目的で磁気抵抗の測定を 37 Tesla までのパルス磁場下で行なった結果, 15 Tesla 及び 25 Tesla 付近に SDW 相間の 1 次転移に相当すると思われる構造を観測し, 相図を拡張することができた。25 Tesla 付近の転移は, 相図上で他の line と逆の傾きを持つ点が特徴的である。MIT で行なわれた磁化測定では同じ磁場にヒステリシスを伴った jump が観測されている。

逐次的な SDW 相間の転移とは別に, Shubnikov-de Haas 的な小周期の振動構造も観測されたので, その振幅及び周期の温度・磁場依存性を調べた。振動周期は磁場の逆数に対して完全に周期的で SDW 相間の転移に際して周期, 位相は変化しないが振幅は変化する。また振動ピークの位置は温度依存性を持たないが, 振幅は各々の SDW 相により異なる温度依存性を示す。一等が明らかになった。

SDW の状態では Fermi 点の位置に gap が生じ, 状態密度はないので, この振動を Shubnikov-de Haas 効果として説明することはできない。Yamaji はこの振動を散乱確率の振動による新種の量子振動と解釈する model を提出しているが, 上に述べた振動の振舞が完全に説明できたとは言えないようである。

(TMTSF)₂X 塩の強磁場下相転移

電総研 山地邦彦

X を PF₆, ClO₄, ReO₄ とするこの種の有機導電体は数 Tesla から 35 Tesla の強磁場下で磁気抵抗, ホール抵抗, 磁化等に著しい磁気振動現象を呈する。まずこのうちの $\Delta(1/H)$ が $0.013 \sim 0.03$ (Tesla)⁻¹ の大きい周期の振動現象が, 磁場によりスピン密度波が誘起された結果として大枠においてよく理解できるとする筆者の理論 [1] を紹介した。

これらの塩の電子帯は擬一次元的であって, そのフェルミ面は 2 枚のウォープした平面から成り, それらがよくネストするために同種の塩の多くでは低温においてスピン密度波 (SDW) が形成される。この状態で c* 方向に磁場をかけると, SDW ギャップ近傍の波数空間に量子化された周回軌道

(ランダウ準位) が形成される結果として系の全エネルギーが更に低下する。一方 TMTSF 分子の積重なり方向 (a 軸方向) に対して横方向である b 軸方向のトランスマッパー・エネルギーが比較的大きいために ClO_4 塩とか圧力下の PF_6 塩および ReO_4 塩ではフェルミ面のネスティングが悪化して SDW 転移が消失している。この場合にも c^* 方向に磁場をかけると上記のエネルギーの低下のため SDW が発生するようになる。

SDW の波数ベクトルとギャップ・パラメーターについて全エネルギーを極小にする状態では、上記の各ランダウ準位は空か一杯であり、沢山存在する極小状態は SDW ギャップの上下のランダウ準位の占有の仕方で特定される。磁場の変化と共にエネルギーの最小の状態の占有の仕方が相ついで非連続的に変化する。このような一連の相転移の結果として上記の各種の異常が理解できる。更に電子帯のモデルをより現実化する事によりいくつかの磁場誘起相の性質を改善する事ができる [2]。

次に大きな周期の磁気抵抗に重畠している $\Delta(1/H) \cong 0.004 (\text{Tesla})^{-1}$ の小さい周期の振動の起源について議論した。磁場中の電子の固有関数を決めて各種の相互作用の行列要素を計算すると、これらがベッセル関数の和で表わせ、非常に振動的であり、これらから計算した抵抗が実験値に近い周期の振動を呈することを示した [3]。振動の起源を最終的に特定できていないが、振動的行列要素が介した現象である事は間違いないと考えられる。

最後に $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ 塩で 15 および 25 Tesla 付近で見出された相転移が大きな周期の振動のそれとは別の何らかの SDW の内部的パラメーターの変化に伴う可能性を考えた。

[参考文献]

- [1] Synthetic Metals 13 (1986) 29.
- [2] Proc. of Yamada Conf. on Phys. and Chem. on Quasi 1 D Conductors, Lake Kawaguchi, 1986,
- [3] J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 1424.

ヘビーフェルミオンと強磁場

東北大 糟谷忠雄

f-電子系に於てヘビーフェルミオン的性質を示す現象が注目を集めている。これは更に低温で磁性や超伝導転移を起こす場合があり、それぞれ通常とは異なった異常性を示し、やはり大きな注目を集めている。YbB₁₂の様にギャップを生ずるものもある。これらの起源は必ずしも同一ではない。4f 系に於ては局在モデルは良い近似であり、したがって高濃度近藤というモデルが多くの場合に当てはまるが、SmB₆の様に擬4f バンドができるとおもわれるものもある。5f 系に於ては事情はより複雑で4f 的モデルが当てはまるものも3d的のバンドモデルの当てはまるものも共存しており、それなりに微妙に異なった振舞いを示す。これらの特徴をみる上で強磁場は有用である。なお強磁場を加え

ればそれ程高い転移温度でない磁性、超伝導は意味がなく、転移を示さないノーマルな heavy fermion の特徴が現れる。なおこれはやはり強磁場のもう一つの有用な利用である重い電子のドハースの測定に付いてもいえることである。但しここでは磁場の質が問題であり、量と質をどこでオプチマイズするかが問題であろう。質の良いロングパルスがどの程度可能かは非常に興味ある問題である。

heavy fermion を原因として最も良く知られているのは高濃度近藤或いは近藤格子である。これに対して 5f 系特に U 化合物に於ては通常の 5f バンドモデルのよい場合がかなりあり、そこではフェルミ液体のスピニン運動、電荷運動（或いは金属-非金属転移）が重要である。heavy fermion の超伝導として有名な UPt₃ はむしろこの場合と考えられ、強磁場にも鈍感な特徴がこれを裏書きしている。近藤格子系は当然磁場に敏感であり、CeCu₆ は典型的例である。一方 heavy fermion がギャップを作る場合が注目を集めており、SmB₆ と YbB₁₂ が典型例であるが両者の相違点が最近むしろ明確となってきており、前者がポーラロン的ハーバード型 f バンドであるのに対して後者は典型的近藤格子とみられ、事実両者の強磁場特性には大きな相違がみられる。しかしこの点についてはより強磁場での実験が期待される。

パルス磁場下の磁化過程

阪大基礎工 天 谷 喜 一

絶縁体化合物中の常磁性イオンの磁化過程をパルス磁場下において考えてみる。絶縁体であるため渦電流による加熱がない。又、スピニン・格子緩和も正弦波パルス磁場の周期に比べて短かく設定できるので、磁場印加に際して外場からの熱流入が無視できる。更にスピニン系内の熱平衡が磁場値の至る所で達成されているなら、定常磁場下の等エントロピー過程に対応した磁気冷却、磁化過程が見出されるはずである。しかし、ここではまずスピニン系内の熱平衡が、はやいパルス磁場掃引では達成されないことを利用した話をする。

その 1. 励起状態における磁気冷却

一軸性異方性項 $D S_z^2$ ($D > 0$) を有すスピニン三準位系 $H = D S_z^2 + g\beta H S_z$ ($S=1$) では励起一重項 $|S_z=0\rangle$ と基底準位の一つ $|S_z=+1\rangle$ が $H_c = D/g\beta$ で準位交差を起す。低温 $kT \ll D$ から出発する磁化過程で最低準位 $|S_z=-1\rangle$ と励起二準位間の遷移が禁じられていると仮定すると、上位二準位系のスピニン温度 T_s は $H = H_c$ で最低となり、かつ H_c の前後で $M_z = 0$ から $\frac{N}{2} g\beta$ の磁化の変化が起るはずである。 $kT_s \approx \langle H_{int} \rangle$ まで下がれば励起状態での秩序化が期待できる。

その 2. 負温度状態の生成

単純なクラマース二準位系についての断熱消磁をパルス的に行なう事を考える。スピニン・スピニン緩和 T_2 が磁場掃引の各瞬間ににおいてスピニン系内の熱平衡を達成する程度に短かければ、結果が定常磁場による断熱消磁と同じ結果を与えるであろう。

以上の推測に実験的検証を与えることは可能であって、結果はスピン系が常磁性域にある状態ではおよそ正しい。磁気冷却の結果、スピン系が何らかの秩序状態に入ると、そこで磁気緩和が一般に長くなることによって磁気的応答 $(\frac{\partial M}{\partial T})$ は定常法のそれと異なってくる。しかし、秩序領域における非平衡状態を利用すると、パルス断熱消磁により負磁化（負温度）状態をつくる事が出来る。極低温では負磁化過程の緩和は μ sec order のフォノンなだれとして観測される。零磁場負温度状態の極限での磁気秩序はエネルギー最大の状態が実現されるはずであり、単純には Ferro が Antiferro になり、その逆も又可能となる。磁気共鳴法で達成される負温度状態は、一般に磁気的希釈系であるが、高速パルス磁場ではその制限はない。

以上ではスピン系内の熱的非平衡に着目したが、パルス磁場のもう一つの特徴は疑いもなく発生磁場の強大さである。そこではなはだ単純な実験であるが基底一重常磁性体の断熱磁化冷却の例を挙げる。Cu Acetate monohydrate ($Cu(CH_3 \cdot CO_2)_2 \cdot H_2O$) 中の Cu^{2+} は反強磁性交換相互作用 ($J = 408K$) による孤立スピン対を作っている。励起状態とのスピン準位交差は $H_c \approx 2.6 MO_e$ であり、超強磁場パルス磁場下では断熱磁化冷却に伴う鋭いステップ状の磁化変化が Faraday Rotation 等による観測によってみられるはずである。メガガウス超強磁場下の磁化過程（あわよくば磁気相転移）の最初の example となれば幸いである。

ランダム磁性体における強磁場 ESR

理研 勝又 純一

ランダム磁性体に外部から磁場をかけると普通は現象が“ぼやけて”しまい、おもしろい事は出でこない（例えば、希釈反強磁性体やスピングラスに磁場をかけると相転移が“なる”）。しかし、ここで報告するように、ESRなどの手段によりスピンのミクロなふるまいを観測すると興味ある現象が見られる場合がある。我々が扱うランダム系は鉄やコバルト原子を含むので、その磁気励起エネルギーは高く、ESR実験には強磁場と高周波が必要となる。実験はパリ大学 J. Tuchendler 教授及び阪大伊達宗行教授との共同研究として行われた。

異方性の競合するランダム磁性体 $Fe_{1-x}Co_xBr_2$ の Co-rich 相の ESR を測定したところ、uniform mode による吸収の他に吸収線が観測された。単結晶は高純度の原料から作られたので、 Fe^{2+} 及び Co^{2+} 以外の磁気原子の量は非常に少ない。そこで我々は上記の吸収が Fe^{2+} スピンの局在励起に由るものであろうと考え解析を行った。 $FeBr_2$ 及び $CoBr_2$ で既に知られている定数を使い、 $Fe^{2+}-Co^{2+}$ 間の交換相互作用定数と Fe^{2+} の g 値の二つをパラメーターとして実験と理論をうまく合わせることが出来た。これで必要な定数はすべて求まったので、別の濃度の試料についての実験とパラメーターのない比較が可能となる。結果は満足すべきものであり、この解析が正しいことを示している。上で求められた定数の値を使って Fe^{2+} スpinの期待値を計算したところ、 Fe スpinは Co スpinと平行で

はなく 47° の角度をなしていることが明らかになった。

異方性の競合するランダム磁性体の典型例である $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Cl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ についても Fe^{2+} スピンの局在励起を観測することに成功した。上と同様な解析を行い、 Fe , Co スpinのなす角度が 78° であることが分かった。この値はメスパウアーフィルタより求められたものと完全に一致する。

マクロな測定及び中性子弹性散乱より求められた相図では Fe , Co スpinが平行であるべき領域で、ミクロに見るとそれらが有限の角度をなしているという実験事実は、この種のランダム系の秩序状態が規則系のそれとは異なる新しい型のものであることを示していると思われる。そこでは Co スpinの容易軸のまわりに Fe , Co スpinが時間的にゆらいでいると考える。そのゆらぎの時間より短いタイムスケールをもつ手段で観測すると（メスパウアーフィルタ； $10^{-7} \sim -8$ 秒, ESR； $10^{-10} \sim -12$ 秒） Fe スpinは有限の角度をなして止ってみえるという訳である。ゆらぎの空間的コヒーレンスは小さいと考えられるので、中性子実験で見えるのは軸方向の成分だけである。このモデルの妥当性を確めるために、 $10^{-4} \sim -10$ 秒のタイムウインドーをもつとされている μSR の実験を行っている。

Ce 化合物の強磁場磁化過程

阪大理 杉山 清寛, 伊達 宗行

Darmstadt工大 F. Steglich

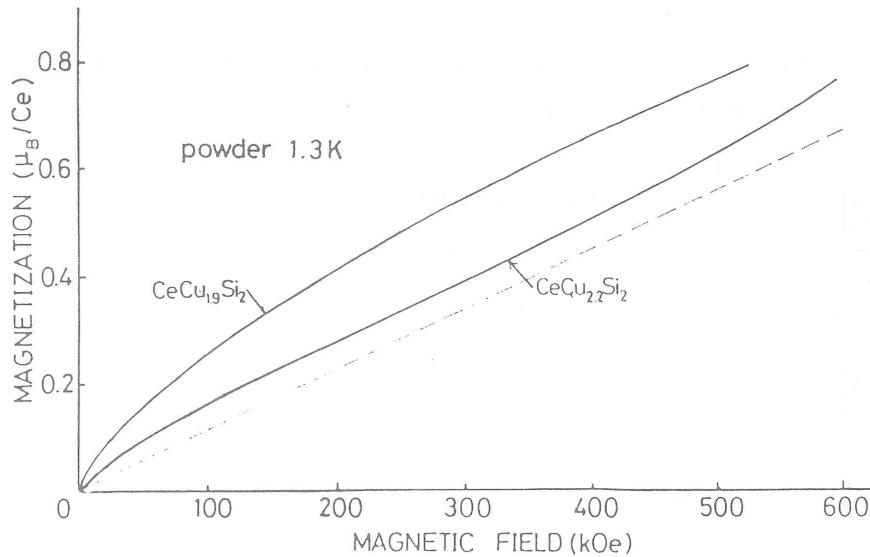
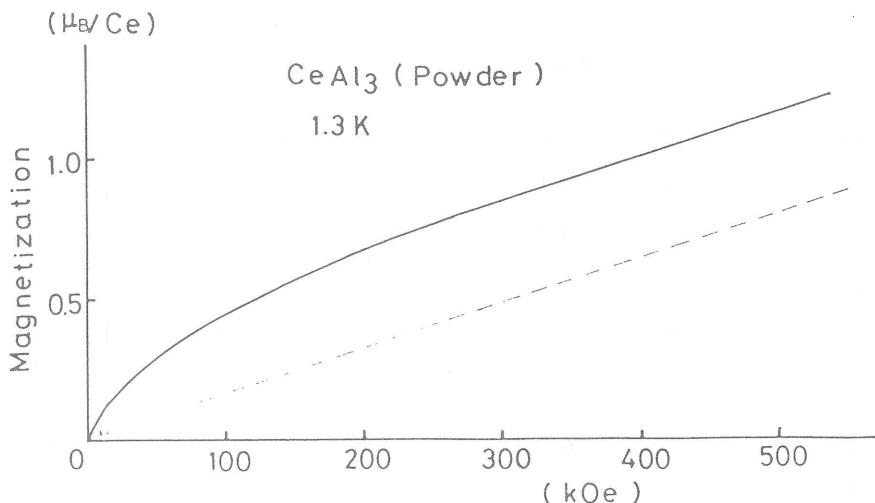
阪大基礎工 北岡 良雄

東北大理 糟谷 忠雄

最近 Ce 化合物は価数揺動、高密度近藤系、重フェルミオン等の $4f$ 電子による特徴的な異常物性を示す物質群として、盛んに研究されている。強磁場下での物性測定は、これらの物質の電子状態を解明していく上で重要な情報をもたらす実験である。この観点から興味を持たれているいくつかの Ce 化合物の磁化過程を阪大超強磁場実験施設を用いて測定したので報告する。これらの物質は比抵抗が小さい ($10^{-5} \sim 10^{-6} \Omega \text{ cm}$) のでサンプルは粉末にして、アルミナの粉とよく混ぜ、パルス磁場による渦電流をふせぐとともに He との熱接触をよくして測定を行なった。

(1) CeCu_2Si_2 , CeAl_3

両方とも比熱の γ が 1 J/mol K^2 (CeCu_2Si_2), 1.6 J/mol K^2 (CeAl_3) と大きく重フェルミオン系と呼ばれる物質である。同時に高濃度近藤系で近藤温度 T_K はそれぞれ $\sim 10 \text{ K}$, $3 \sim 5 \text{ K}$ となっている。 CeCu_2Si_2 は同時に $T_C \sim 0.5 \text{ K}$ 以下で超電導を示し興味深い物質である。両者とも磁気秩序状態は観測されていない。図 1 に CeCu_2Si_2 の結果を示す。物質の物性は物質の組成等に敏感で、低磁場側の磁化はそれを反影して大きく変化するが、強磁場での微分帶磁率 χ_{HF} は一致している。これをこの物質固有の帶磁率とすると磁化は破線のようになる。 CeAl_3 もよく似た磁化を示し（図 2） CeCu_2Si_2 と同様に考えると、やはり χ_{HF} より破線のような帶磁率を得る。

図1 CeCu₂Si₂ の強磁場磁化過程図2 CeAl₃ の強磁場磁化過程

χ_{HF} の値はそれぞれ 6.1×10^{-3} emu / mol, 9.0×10^{-3} emu / mol でそれぞれこのまま磁化がのびるとすると、1500 kOe, 800 kOe で飽和する。ところが単純に T_K のエネルギーで近藤状態にあるとすると、 T_K に見合った磁場～100 kOe, ～50 kOe の値で磁場によって近藤状態がこわれて、磁化が出てくるはずである。この結果を説明するためには、励起状態を考慮する等のメカニズムを考慮する必要がある。CeCu₂₂Si₂では500 kOe以上で磁化が少しのびているように見えるがハッキリはしない。

(2) CePd₃

価数3.3、半金属と考えられている物質で、帯磁率の測定より磁化が小さい事がわかっている。

強磁場をかけても500 kOeまで磁化は小さく(図3)，このまま磁場がのびるとすると7~8000 kOe

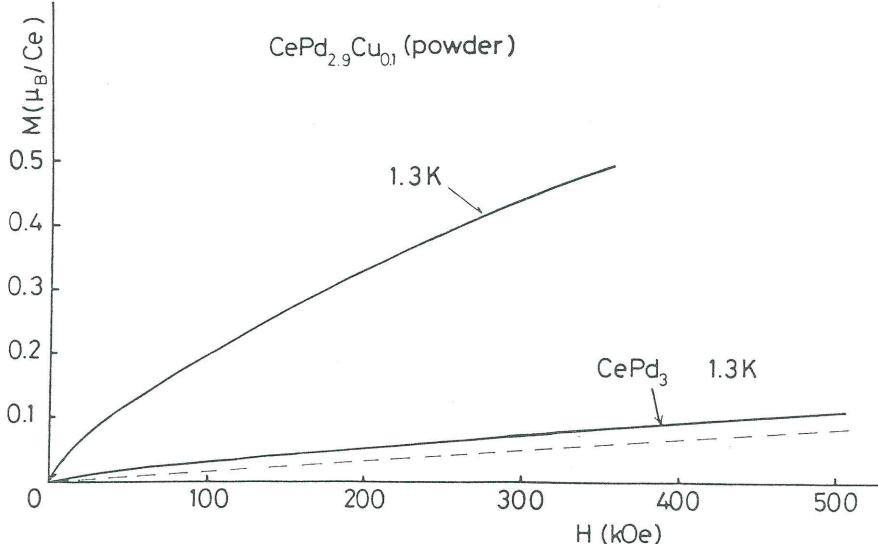


図3 CePd₃ の強磁場磁化過程

の磁場で飽和する。CeCu₂Si₂ 同様に考えると χ_{HF} は $1 \times 10^{-3} \text{ emu / mol}$ となり固有の磁化は点線のようになる。Cuなどの不純物を混ぜると、モーメントは急激に大きくなり、Cuを10% Pdにおきかえると、5~6倍磁化は大きくなる。

(3) CeRh₃B₂

Ce化合物としては、異常に高いTc~115Kを持つ強磁性体で、Ce間の原子間距離がC面の

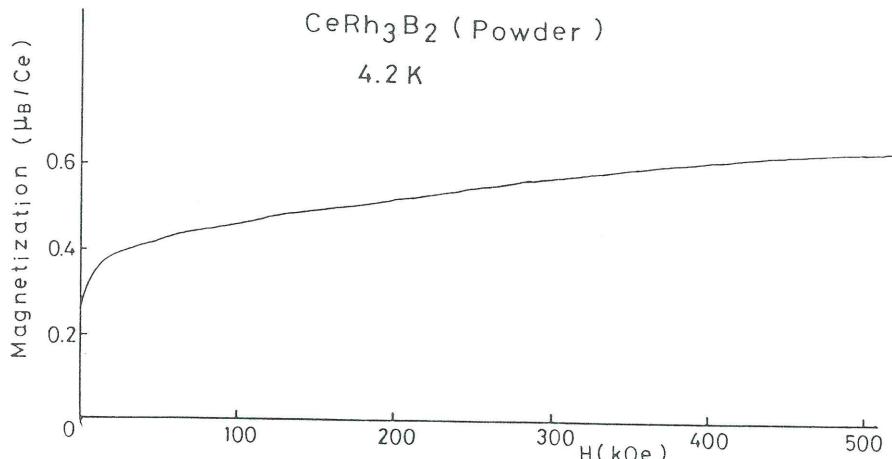


図4 CeRh₃B₂ の強磁場磁化過程

5.5 \AA に対し 3.1 \AA と小さく異方性の大きな物質である。小さなモーメントと、高い T_c という観点より低温での測定を行なうと、図 4 のように、 500 kOe では、自発磁化の 1.5 倍も磁化がのびるという大きな χ_{HF} が観測された。4f 電子による遍歴型強磁性と見る事も出来るが、異方性の大きい物質なので、単結晶による測定が必要であり、現在実験準備を進めている。

Gd₆B の 強 磁 場 異 常 磁 化

阪大理 杉山 清寛, 伊達 宗行
東北大理 糟谷 忠雄

Gd₆B 是 CaB₆ 型 (B_6 をクラスターと考えると CsCl_l 型, Cs = Gd, Cl = B₆) の結晶構造を持つ Gd イオンが単純な 3 値 (基底状態 $^8S_{7/2}$) の磁性体である。1.3K での強磁場下でのパウダーの磁化は磁場に比例してのびる典型的な異方性の小さな反強磁性体の磁化で、 $H_c = 490 \pm 10\text{ kOe}$ で $7.7 \pm 0.5\text{ }\mu_B/\text{Gd}$ で飽和する。この値とワイス定数 $\theta_P = -60\text{ K}$ より分子場近似を用いて、最近接, 2nd 近接相互作用 J_0 , J_1 はそれぞれ $J_0/k = -0.78 \pm 0.02\text{ K}$, $J_1/k = -0.08 \pm 0.01\text{ K}$ と求まる。

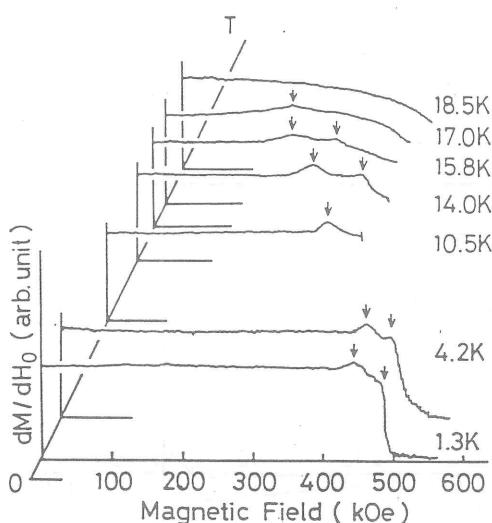


図 1 微分帶磁率の温度変化

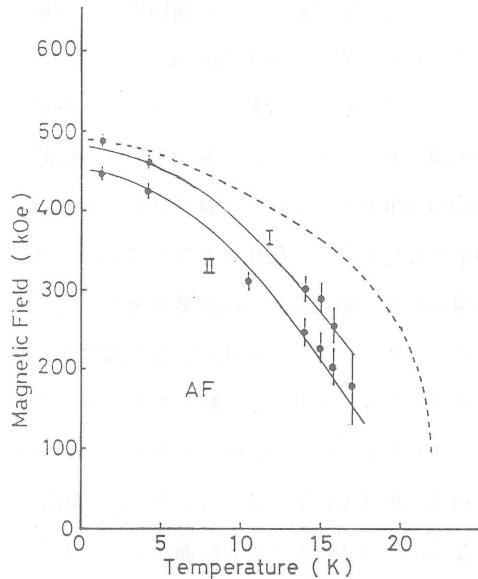


図 2 磁化のとびの温度変化

ところが精密な微分帶磁率の測定により、図 1 に示すような飽和磁化の 1 % 以下の小さな磁化のとびが 2 つ観測された。図 2 にその温度変化を示す。図中のバーはとびの幅を表わす。この磁化のとびは、とびの形状、結晶構造、 $J_1/J_0 \sim 0.11$ 等を考えると従来この様な異常磁化の原因と考えられてきた相転移、不純物効果等を原因として説明することは難しい。CsCl_l 型の Gd イオンと B₆ クラスターが、図 3 のように結晶的に disorder した 2 つのモデルを使って初めてこの磁化を説明する事が

できた。両タイプ共通の特徴はGd イオンと B_6 クラスターが、位置を入れ換える所にあり、タイプ I では B_6 クラスターが充分遠くにありタイプ II ではすぐ隣のGd イオンと交換する点が異なっている。分子場近似を用いて disordered Gd と regular Gd の相互作用を反強磁性と仮定すると、タイプ I では結晶性の対称性がよく、零磁場では regular Gd の 2つのsublatticeによる disordered Gd に働く分子場はキャンセルして 0 になる。外場がかかると、分子場は、磁化に比例して外場と逆向きに大きくなり、磁化が飽和すると、それ以上大きくならない。そのため低磁場での分子場が外場より少し大きいとした場合、disordered Gdにかかる有効磁場は図 4 I で示すように、磁化が飽和した少し高い磁場で反転する。そのため、disordered Gd イオンのスピンもその磁場で反転する。タイプ II の場合も図 4 II で示すように反転する。この結晶の disorder が 1 %以下の量で存在すると、測定されたような、磁化のとびが図 4 のように現われる。磁化曲線の温度変化を用いて、このモデルで計算した磁化のとびの温度変化を図 2 に実線で示す。この時のタイプ I, タイプ II の regular Gd, disordered Gd 間の相互作用はそれぞれ J_0 の 0.77 倍, 0.86 倍となる。disorder による結晶変形、電子分布の変化等を考えると、よい値を示している。 GdB_6 の結晶は RB_6 としてはわりと不安定であり、このような disorder が 1 %程度存在する事は無理なく理解できる。また SmB_6 中の Eu, Gd の ESR の測定の膨大なスペクトルも植村らによって、このモデルを使って解析する事に成功している。

〈参考文献〉

K. Sugiyama. et al. J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 37

Type I

Type II

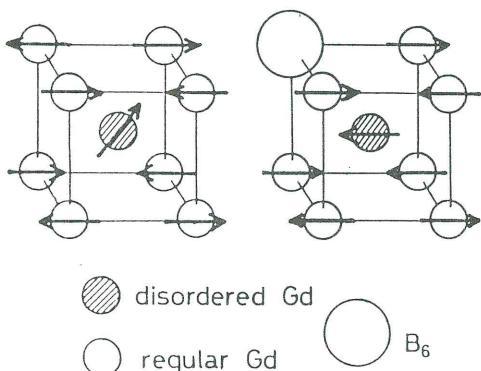


図 3 2つのdisordered モデル

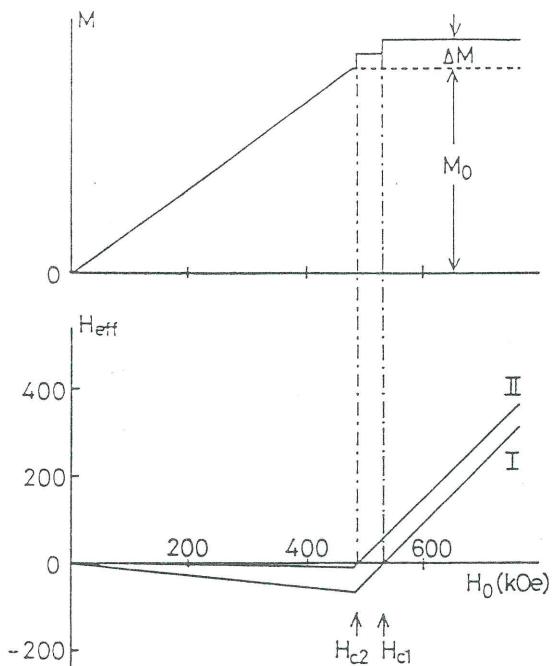


図4 disordered Gdにかかる有効磁場と磁化の関係

強磁場中の液体酸素一透明化、磁気膨張等

阪大教養、阪大理^{*} 植田千秋、山岸昭雄、伊達宗行^{*}

酸素分子 O_2 は電子の基底状態が $^3\Sigma_g^-$ で、分子一個当たり $2 \mu_B$ の磁気モーメントを有するが、基底状態と第一励起状態 1A_g の間が 7000 cm^{-1} 以上はなれています。このモーメントは室温に至るまで極めて安定である。この O_2 分子の液相 ($T = 54.4 \sim 90.2 \text{ K}$)において、我々はいくつかの新しい強磁場効果を見出すことに成功したのでこれについて報告する。¹⁾

① 青色消失効果 O_2 分子は液相及び固相において淡いスカイブルー色を呈するが、これは図 1 に示すような基底状態 $^3\Sigma_g^-$ の O_2 2 個がペアを作り、フォトン一個を吸収して 1A_g のペアに励起される、いわゆる二分子遷移が原因である。この遷移は分子ペアの全角運動量が保存されることで許容されるが、励起状態のペアが $S = 0$ であることから当然基底状態のペアも $S = 0$ でなければならない。今この系に一定方向の外磁場をかけて行くと、磁場の増加と共に磁場方向のスピニ数が増加し、上記の $S = 0$ のペア数は減少するであろう。その結果、フォトンの吸収も減少して液体酸素の青色は消失すると考えられる。

この効果の有無を検証するために阪大強磁場を用いて行った上記のスペクトルの吸収係数の測定結果を図 2 に示す。最高磁場 500 kOe での吸収係数の値はゼロ磁場での値に比べて 40% もの減少を見せる。図中点線で示した理論曲線は、外磁場でゼーマン分裂した単一分子のエネルギー準位のボルツマン分布を考え、これらの分子が図 1 の基底状態で $S = 0$ のペアを作る確率を計算して求めた。¹⁾ この理論曲線は温度変化も含めて定性的には測定曲線をよく再現しているが、磁場の増大と共に測定値は計算値を上回る減少を示す。このずれは最高磁場で理論値の 23% にも達しており、高磁場領域では上述のメカニズム

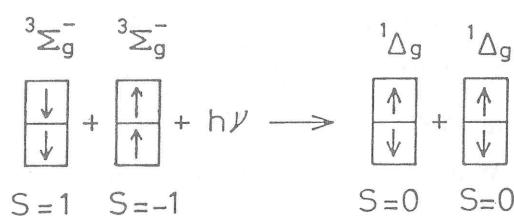


図 1

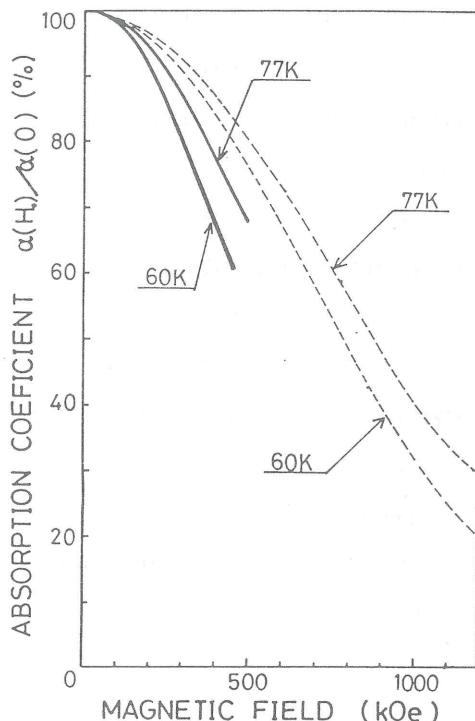


図 2

以外に吸収係数を減少させる何か別の強磁場効果の存在を示している。この効果の一つとして、次に示す磁場による体積膨張効果が考えられる。

② 体積膨張効果 O_2 分子間には反強磁性的な直接交換相互作用が働いており、強磁場下でスピンが磁場方向に並んだ状態では、スピニ間の反発力により分子間距離が増大し、一般に固体では考えられない程の顕著な体積膨張が起こり得る。この効果は液体の密度減少及び交換相互作用の減少による反平行スピニペアの減少という二つの作用により上記の青色消失効果を増大させる。

この体積効果の有無を調べるために、上記パルス磁場 ($H_0 \leq 200$ kOe) 及び超電導マグネットによる定常磁場 ($H_0 \leq 80$ kOe) を用いて測定を行ない、図 3 に示す様な結果を得た。（図中黒丸） 実線の曲線は気相データに基づく Van der Waals ポテンシャルより求めた理論曲線で、測定曲線の形を定性的によく再現している。一方、青色消失効果から見積られた予想曲線（図中実線）は測定値に比べて大きな値を示す。この原因については青色消失を増大させる別の要因の可能性も含めて、現在検討中である。

なお、体積効果の測定に際して強磁場中に置かれた液体酸素の液面はV字形に大きく変形することが見出されている。これは磁性流体としての液体酸素の特徴を示すもので、現在その解析も進められている。

- 1) C. Uyeda, A. Yamagishi
and M. Date : J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1985) 468.

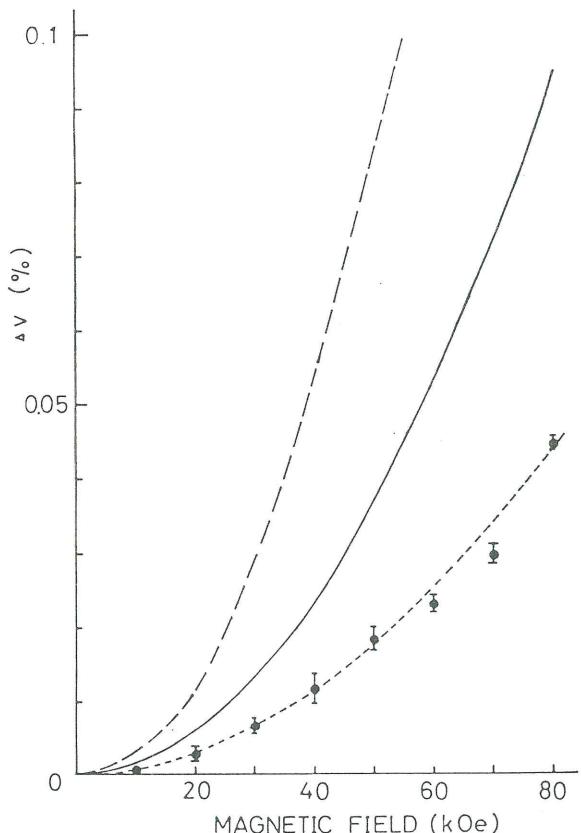


図 3

Mn₁₁Ge₈ の 磁 気 相 転 移

電通大

山田 修義, 宇佐美由久

磯村 竜矢, 大山 哲雄

東大物性研

中尾 公一, 後藤 恒昭

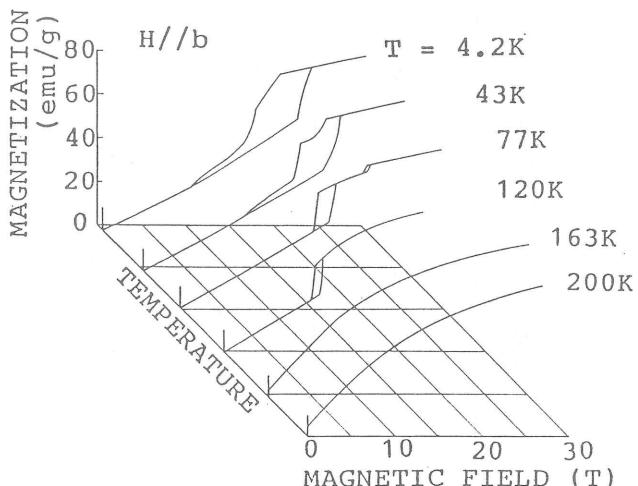
θ -Mn₁₁Ge₈について, 反強磁性・強磁性一次転移磁場の温度変化を, 32 Tまでのパルス高磁場を使って測定した。

マンガン・ゲルマニウム系金属間化合物のうち, θ -Mn₁₁Ge₈は, 42.2 at% Ge附近のごくせまい範囲に存在する相である。古くから強磁性・反強磁性一次転移を示す物質として知られていたが, 結晶構造がわからなかつたため研究が停滞していた。しかし近年, Israiloff や Ohba らによって, 結晶構造が解明された。最近, 我々は θ 相の単結晶作成に成功し, 磁化測定を行なった。低磁場での特徴は, 次の通りである。

- 1). 274 Kのキュリー温度以上での磁化率は, 550 K以上でキュリー・ワイズ則によく従う。漸近キュリー温度は, 329 Kであり, 有効ボーラー磁子数はマンガンあたり, 3.26である。
- 2). 150 K以上で強磁性である。自発磁気モーメントは, 170 Kで $0.05 \mu_B / Mn$ であり, 有効ボーラー磁子数 3.26にくらべて非常に小さい。磁化容易軸は b 軸である。
- 3). 150 Kで一次転移を起して強磁性から反強磁性になる。150 K以下の反強磁性状態での磁化率の異方性は, コリニアな反強磁性構造では説明出来ない。

我々は, 一次の反強磁性・強磁性

転移が, 磁場によりどのような温度変化をするのかを調べた。図は, 各温度における磁化曲線である。120 K以下では, 自発磁化の一次転移に伴う変化 $\Delta\sigma = 2 \text{ emu/g}$ にくらべて大きな磁化の変化が一次転移に伴っている。4.2 Kでは, 10 T, ~20 T, ~22 Tと3回の一次転移に伴う大きなヒステリシスが観測された。32 Tにおける磁気モーメントは $1.5 \mu_B / Mn$ である。反強磁性状態におけるこれらの一次転移が, どのような磁気構造の間の転移であるかは, まだわかっていない。今後, 中性子回折等の実験により解明してゆきたい。



色々な温度における磁化曲線。

Y(Co_{1-x}Al_x)₂ のメタ磁性

東大物性研 橋原 俊郎, 後藤 恒昭

福井大工 吉村 一良

京大工 志賀 正幸, 中村 陽二

YCo₂ は代表的な「強磁性に近い常磁性金属」として知られ、これまでにバンド計算等から磁場中で強磁性転移（メタ磁性）を示す可能性のあることが指摘されてきた。しかしその転移磁場は 80 T 以上と予想され、磁化測定でこれを観測することは困難であった。一方吉村らによると、Co を Al でわずかに希釈した系 Y(Co_{1-x}Al_x)₂ ($0 < x < 0.2$) では体積膨張による状態密度増加のために強磁性出現が有利になることがわかり、実際、 $0.12 < x < 0.2$ の範囲で弱い強磁性を示すことが明らかになった。そこで、この系の強磁場磁化を 4.2 K, 42 T のパルス磁場下で測定したところ、図 1 に示すように常磁性領域 ($0.06 \leq x \leq 0.11$)において非常にきれいなメタ磁性が見つかった。図からわかるように、Al の量が少い程、転移磁場は上昇するが転移はシャープになり磁化のとびも大きくなっていく。一方、弱い強磁性の出現に伴いメタ磁性が急速にぼやけ、消失している ($0.13 \leq x \leq 0.15$)。これらの結果は YCo₂ におけるメタ磁性の存在を強く示唆している。転移磁場と強磁性磁気モーメントの濃度化を $x = 0$ に外挿すると YCo₂ の転移磁場はおよそ 100 T、磁化は $0.55 \mu_B / Co$ と見つめられる。最近のバンド計算の結果と比較すると、転移磁場値はほぼ等しいが、磁化値は計算値よりもかなり大きいようである。

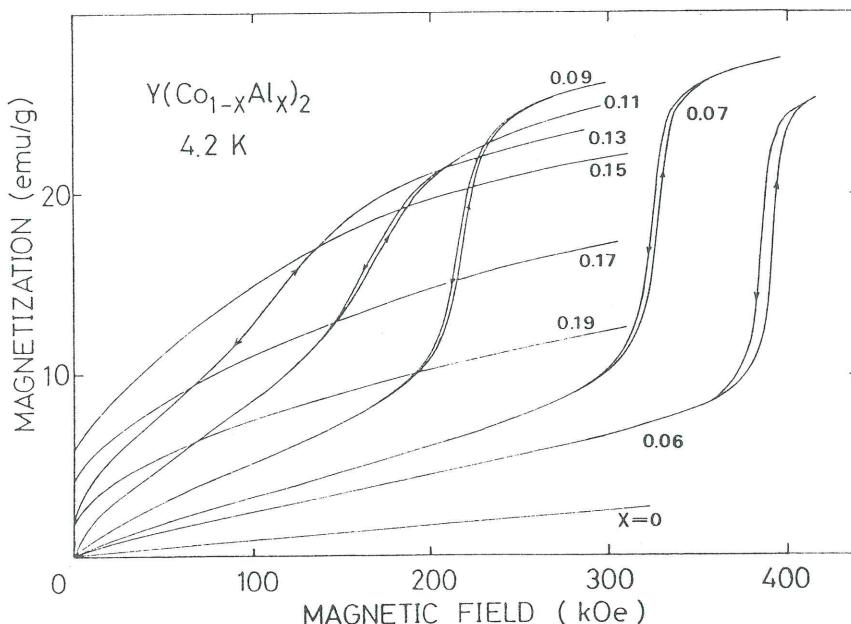


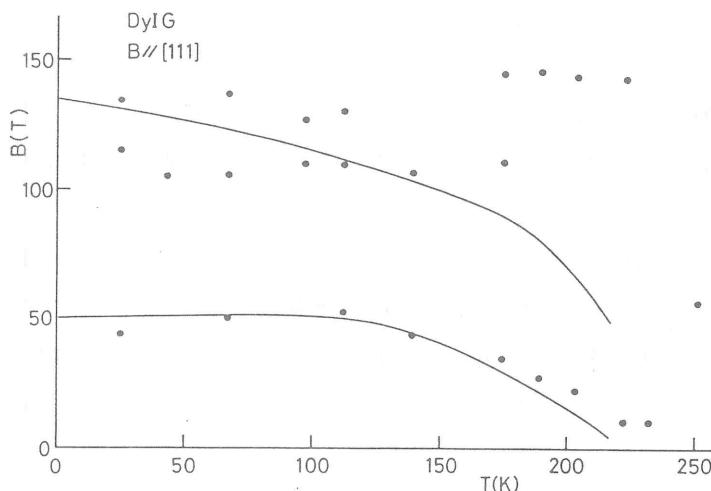
図 1. Y(Co_{1-x}Al_x)₂ の磁化過程

鉄ガーネットの超強磁場下スピンドリップ転移

東大物性研 中尾公一, 後藤恒昭, 三浦 登

フェリ磁性体中の交換相互作用定数を知るための直接的な方法の一つは強磁場下で起こるスピンドリップ転移を観測する事である。しかし希土類鉄ガーネット (RIG) の場合には必要な磁場が数十テスラから百テスラ以上になるので広い温度範囲にわたってスピンドリップ転移を観測し、磁気相図を確立した例はあまりない。また希土類イオンに対しては結晶場の影響が大きく、鉄イオンとの交換相互作用も一般には異方的であるはずである。これらの影響で、特に低温領域では希土類鉄ガーネットの振舞いは複雑である。一方希土類鉄ガーネットは近赤外光に対して透明であり、スピンドリップ転移がファラデー回転の異常として観測されるので、その点では超強磁場領域の実験に適している。

我々は一巻コイル直接放電法による 150 テスラまでの超強磁場下で、広い温度範囲にわたって、DyIG のスピンドリップ転移を観測した。結果をまとめたものを図 1 に示す。低温領域で、50, 110,



130 テスラ付近に異常が観測された。このうち 50 テスラ付近の異常は、温度上昇と共に磁場の値が減少し、補償温度 (~ 230 K) でほぼ $B = 0$ になっており、コリニア相からキャント相への転移に違いない。強磁場領域の二つの相境界線の解釈についてはまだ確定していない。一つの可能性は 110 テスラ付近の異常がキャント相から第二のコリニア相への転移、130 テスラ付近の異常が第二のキャント相への転移とする考え方である。もう一つの可能性としては、130 テスラ付近の異常こそがキャント相から第二のコリニア相への転移であり、110 テスラ付近の異常はキャント相内で、磁気モーメントの外部磁場に垂直な成分が急激に向きを変える事に伴なうものという考えがある。いずれの場合でも希土類鉄ガーネットにおいてキャント相から第二のコリニア相への転移が明確に観測された初めての例と思われる。

図中の実線は各パラメータの値として、ある妥当な値を用いた場合の計算結果であるが、実験から

各パラメータの値を一意的に決定するまでには至っていない。

強磁場磁性研究の夢

慶大理工 近角聰信

最近の慶應大学における超伝導磁石によるトルク磁力計の測定例を紹介した。

メガガウスが数百Kの温度に相当することから、将来は、温度を低温から高温まで変えて測定するのと同様に、磁場を0から数百テスラまで変えて測定して見る習慣をつけたい。一例として、結晶質および非晶質の3d遷金属合金のキュリー点が、飽和磁化のように単純に平均電子数では記述できないことを指摘、これらについて、高温、超強磁場の磁化測定、中性子散乱が行われるとよいと思うという夢のような希望を述べた。

ま　　と　　め

阪大理 伊達宗行

本研究会は強磁場研究者の主要メンバーをほぼ全員集めての研究会となり、その意味では成功であった。ただ、予算がカットされており、そのため大学院クラスの若干研究者がかなり落ちこぼれてしまったのは残念であった。

最近のセッションで注目すべき点は世界的にもその存在感の高まってきた日本の強磁場揃い踏みである。東北大金研の30テスラを越す定常磁場、東大物性研の300テスラを越えたクネール型磁場、阪大理学部の70テスラ非破壊パルス磁場、とそれぞれに個性ある磁場が一応完成した、といってよいようである。そしてそれぞれにまた新技術の試行がなされており、当分の間は日本の優位は動かないだろうとの感を持った。

初日後半から2日目夕方までびっしりと組まれた研究発表を見ると、これらの強磁場を用いた物性研究もかなりの盛況を示すようになった事がわかる。その詳細についてはすでに各著者によるまとめが述べられているのでここではふれない。むしろ今後の展望について2つの希望をあげておく。

第1には研究対象がまだせますぎる、という点である。強磁場とはそもそも物性のみのものではなく、核物理学をはじめ化学、生物学、など広い応用があるべきものである。これら周辺分野への足の地について深い研究が進展してこそ、強磁場に対する投資は意義のある収益を上げる事が出来よう。

第2の点は、たしかにかなりよい研究が行われ、予想的新知見が得られるようになってきたが大多数はまだ慣性的、とでも言うべき研究で占められている。もう少し目をひらいた研究が企画されてよいのではなかろうか。物理学の原点にもどってその磁場効果を考えるという角度が不足である。したがって日本の3大強磁場がほぼ整備された今日の標語としてつぎのものを提示したい。

「佛は作った。魂を入れよう。」

物性研究所談話会

日 時 1986年6月16日(月)午後4時～5時

場 所 物性研究所旧棟1階 講義室

講 師 石井 武比古 氏

(所属) (軌道放射物性部門)

題 目 ランタニド化合物の光電子分光

要 旨：

希土類化合物の示す多彩な物性、とくに価数揺動と電子エネルギー状態の関連は光電子分光によつて調べるのが一つの有力な手段である。ここでは、最近物性研軌道放射物性研究施設で行われたシンクロトロン放射を用いた共鳴型光電子分光と高エネ研フォトンファクトリーで行われた同種の実験および光電収量スペクトル解析による不純物4f電子の濃度依存の問題を中心にして、4f電子状態解析について話すこととする。SmCu₆, NdCu₆についても述べる。

日 時 1986年6月19日(木)午後4時～5時

場 所 物性研究所旧棟1階 講義室

講 師 Professor J. R. Schrieffer

(所属) (カリフォルニア大学サンタ・バーバラ分校 理論物理学研究所)

題 目 The Quantum Hall Effect

要 旨：

今回、「合成金属の科学と応用」に関する国際会議に出席のため来日されましたので、この機会に上記のタイトルで、お話を頂くことになりました。

日 時 1986年6月23日(月)午後4時～5時

場 所 物性研究所A棟2階 輪講室

講 師 高柳 英明 氏

(所属) (NTT 基礎研究所)

題 目 2次元超伝導近接効果層における電界効果

要 旨：

p形InAsを間にはさんだNb/InAs/Nb素子において、InAsの自然表面反転層中2次元電子ガスの超伝導近接効果を確認した。二つのNb電極(間隔0.2～0.5μm)間には超電導電流が流れるが、この電流と反転層中2次元電子ガスの物性との関係を論じる。更に、MIS形ゲートを構成した

素子では、ゲート電圧によって、この超伝導電流が制御できる（電界効果）が、その物理的メカニズムについても紹介する。最後に、極在との関係についても、簡単にふれる。

日 時 1986年6月30日(月)午後4時～5時

場 所 物性研究所旧棟1階 講義室

講 師 武居文彦氏

(所属) (物性研物質開発室)

題 目 物質開発について

要 旨 :

物性的に特異な性質を持つ物質を見出し究明することは物質開発研究を行う者の使命である。この研究を進める有力な手段として単結晶の育成およびその評価が極めて重要となる。ここでは、過去に行なったいくつかの典型的な研究例を中心に、具体的に話をしたい。

日 時 1986年7月4日(金)午後4時～5時

場 所 物性研究所旧棟1階 講義室

講 師 利根川孝氏

(所属) (神戸大理)

題 目 相互作用の競合と量子ハイゼンベルグ模型

要 旨 :

競合する相互作用をもつ古典スピン系の特徴は、秩序パラメーターの変調周期が格子の周期に比べて十分長い（両者が整合している場合と不整合である場合とを含む），いわゆる長周期スピン構造の出現にあり、この問題に対する研究は、吉森によるヘリカルスピン構造の発見以来、数多くなされてきた。

このような相互作用の競合に対する量子効果の影響を調べることを目的として、最近、我々はとともに反強磁性的な最近接および第2近接相互作用を含む1次元格子上の量子ハイゼンベルグ模型（スピンの大きさは $1/2$ ）を考え、この系の基底状態および有限温度における種々の物理量（エネルギー、スピン相関関数およびそのフーリエ変換、singlet-triplet energy gap、磁化曲線など）を、それぞれ、有限系の場合の厳密界を無限系に外挿する方法、および、鈴木-Trotter公式に基づく転送行列法を用いて計算した。得られた結果を、対応する古典系の場合の結果との比較も含めて紹介したい。

日 時 1986年7月14日(月)午後4時～5時

場 所 物性研究所旧棟1階 講義室

講 師 生嶋 明氏

(所属) (物性研超低温物性)

題 目 液体ヘリウムの表面

要 旨：

液体⁴Heおよび液体³Heの表面張力はこれまでもっぱら毛細管上昇法によって測定されてきた。最近、我々のグループで飯野正昭君が中心になって開発した表面波共鳴法は従来よりはるかに優れた測定精度を持っており、これによって液体⁴Heおよび液体³Heの表面での励起などについて新しい知識が得られるようになった。談話会では量子液体の表面についての最近の研究を述べる。

日 時 1986年7月30日(水)午後4時～5時

場 所 物性研究所旧棟1階 講義室

講 師 Professor C. L. Tang

(所属) (Cornell University, USA)

題 目 Femtosecond Relaxation Processes in Semiconductors and Large Molecules

要 旨：

Recent femtosecond optical studies of ultrafast relaxation processes are reported. Two types of processes are studied : (1) intraband relaxation dynamics of photo-excited non-equilibrium carriers in GaAs, AlGaAs, and GaAs/AlGaAs multiple quantum wells. (2) relaxation dynamics of large organic molecules in solutions. Significant improvements in time resolution and sensitivity in our femtosecond measurement system have allowed for the first time new details in these relaxation processes to be seen. In the case of the semiconductors, two or three exponential decays are resolved for each material studied, with the fastest time measured around 40 femtoseconds. In the case of the molecules, in addition to previously known picosecond processes, we have observed fast initial exponential decays (less than 100 fs), and damped sinusoidal oscillations over intermediate time delays. We believe that the latter behavior, the first such decay observed on a femtosecond time scale for large molecules, represents quantum beats.

日 時 1986年8月21日(木)午後4時～5時
場 所 物性研究所旧棟1階 講義室
講 師 Dr. P. Gallezot
(所属) NCRS, Institut de Recherches sur la Catalyse France
題 目 Structure of Metal Aggregates and Molecular Clusters
Encaged in Zeolites by Radial Electron Distribution

要 旨：

Homogeneous distribution of noble metal aggregates encaged in Zeolites can be obtained. Their nuclearity is in the range of 20 - 40 atoms. Radial electron distribution calculated from wide-angle X-ray scattering data has been used in flexible in response to the nature and coverage of the adsorbates. Experiments conducted in the course of catalytic reaction were performed to determine the coverage of the surface during reaction. Transformations of aggregates into molecular clusters are also evidenced.

物性研ニュース

東京大学物性研究所の助手公募の通知

下記により助手の公募をいたします。適任者の推薦、希望者の応募をお願いいたします。

(1) 研究室名及び公募人員数

物質開発室 助手 1名

(2) 内容

物質開発室は物質の合成・結晶化を通じて物性研究に有用な新しい物質の開発を行う実験室であり、物性研究所における新物質開発計画の中心的役割を果すことが期待されている。

本公募では、武居所員と協力して興味ある物性を示す化合物結晶を新しい物理的・化学的手法（たとえば液相エピタキシャル法など）で作成する研究者を求めるもので、この分野に強い意欲を持つ人を希望する。

(3) 資格

修士課程修了、又はこれと同等以上の能力を持つ人。

(4) 任期

5年以内を原則とする。

(5) 公募締切

昭和61年10月15日(水)(必着)

(6) 就任時期

決定後なるべく早い時期を希望する。

(7) 提出書類

(イ) 推薦の場合

- 推薦書（健康に関する所見を含む）
- 履歴書（略歴で可）
- 主要業績リスト（必ずタイプすること）、できれば主な論文の別刷

(ロ) 応募の場合

- 履歴書（学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと）
- 業績リスト（必ずタイプすること）、及び主な論文の別刷
- 所属の長又は指導教授等の本人についての意見書（宛先へ直送のこと）
- 健康診断書

(8) 宛先

〒106 東京都港区六本木7丁目22番1号 東京大学物性研究所 総務課人事掛

電話 03(478)6811 内線 5004 • 5022

(9) 注意事項

物質開発室助手応募書類在中、又は意見書在中の旨を表記し、書留で郵送のこと。

(10) 選考方法

東京大学物性研究所教授会で審査決定いたします。ただし、適任者のない場合は、決定を保留いたします。

東京大学物性研究所長

豊 沢 豊

1987年度日米協力事業「中性子散乱」研究計画の公募

標記の研究計画を、下記の要領で公募します。応募された研究計画は、研究計画委員会において審議の上、日米合同研究委員会で協議し決定されます。採否の決定は1986年1月以降になる見込みです。なお本年度研究計画委員会（1986年4月開催）の議にもとづき、今回から本協力研究の実施態様がこれまでと多少変ります。これについては、下記第5項(ii)を参照して下さい。またこの協力研究は、米国の高中性子束炉を利用するもので、国内の施設（原研原子炉、京大原子炉、高エ研ブースターユニット等）の利用で行いうる研究は除きますので御留意下さい。

記

1. 応募資格：

全国国公私立大学、研究所所属の研究者（含大学院生）

2. 提案様式：

所定の提案書（今回から様式が変更されます。用紙は提出先に請求して下さい）とコピー2部

3. 提案書送付先

〒106 東京都港区六本木7丁目22番1号

東京大学物性研究所 星 垒 穎 男

4. 応募締切

1986年10月31日（金）

5. 参考説明

(i) 採択された研究計画で派遣される人数は、オークリッジ国立研究所（ORNL）3～4名、ブルックヘイブン国立研究所（BNL）6～8名程度となる見込みです。派遣期間は1～3ヶ月程度です。

(ii) 本計画にできるだけ柔軟性、即応性を持たせるため、BNL実施計画のうち、1988年1月以降

に実施を計画される分については、追加応募を受付けます。追加分の締切は1987年3月27日（金）とします。

(iii) この協力研究の実施方法について不明の点は、研究委員会委員長、各担当幹事、最寄りの委員にお問い合わせ下さい。また各設備に関しても上記の委員にお問い合わせ下さい。

(iv) 研究計画委員会の本年度の委員は次の9名です。

星埜禎男（東大物性研・委員長）、国富信彦（阪大理・ORNL担当幹事）、山田安定（東大物性研・BNL担当幹事）、飯泉 仁（原研）、遠藤康夫（東北大理）、好村滋洋（広島大総科）、平林 真（東北大金研）、守谷 亨（東大物性研）、若林信義（慶應大理）。

日米協力事業「中性子散乱」

研究計画委員会

委員長 星 埼 禎 男

人 事 異 動

| 発令年月日 | 氏 名 | 異 動 事 項 | 現(旧)官職 |
|-----------|-------|---------------------------|----------------|
| 61. 6. 30 | 深津 祐子 | 辞 職 | 極限物性部門超高压技官 |
| 61. 7. 1 | 爲ヶ井 強 | 凝縮系物性部門助手に採用 | |
| 61. 7. 1 | 村山千壽子 | 極限物性部門超高压技官に転任 | 浜松医科大学医学部技官 |
| 61. 7. 31 | 中野 昇 | 辞 職 | 極限物性部門極限レーザー助手 |
| 61. 7. 31 | 西村 弘志 | 研究休職（61. 7. 31～62. 7. 30） | 軌道放射物性部門助手 |
| 61. 8. 1 | 浅岡 聖二 | 高エ研技術部放射光光源課技官に転任 | 附属軌道放射物性研究施設技官 |
| 61. 8. 1 | 池浦 文彦 | 経理課図書掛事務官に採用 | |

Technical Report of ISSP 新刊リスト

Ser. A.

No. 1671 Photoemission Spectroscopy of Electronic Structures of Cu₁₈Mo₆S_{7.6} with Synchrotron Radiation. by Shigemasa Suga, Kazuo Soda, Tamiko Mori, Masaki Yamamoto, Koichi Kitazawa and Shoji Tanaka.

- No 1672 Electronic Structures and Surface Magnetism of Ni (100) at Finite Temperatures. by Hideo Hasegawa.
- No 1673 Effects of Composition on Several Physical Properties of CeCu_2Si_2 . by M. Ishikawa, H. Yashima, M. Takahashi, T. Satoh and M. Takigawa.
- No 1674 Itinerant Electron Metamagnetism in $\text{Y}(\text{Co}_{1-x}\text{Al}_x)_2$. by Toshiro Sakakibara, Tsuneaki Goto, Kazuyoshi Yoshimura, Masayuki Shiga and Yoji Nakamura.
- No 1675 Two-Dimensional Condensation of K Adatoms on Cu (001). by Tetsuya Aruga, Hiroshi Tochihara and Yoshitada Murata.
- No 1676 Single Picosecond UV Pulse Generation by Mode-Locking of and Excimer Laser-Pumped Dye Laser. by Masayoshi Watanabe, Akira Endoh and Shuntaro Watanabe.
- No 1677 Protoemission Study of Electronic Structure of Purple Molybdenum Bronze $\text{K}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$. by Kazuo Ohtaka, Hideki Matsuoka, Ryoichi Yamamoto, Masao Doyama, Hirokazu Sakamoto, Tamiko Mori, Kazuo Soda and Shigemasa Suga.
- No 1678 A Theory of Phase Transitions in Quasi-One-Dimensional Electrons. by Yasumasa Hasegawa and Hidetoshi Fukuyama.
- No 1679 Incoherent Kondo Ground State in $\text{CeCu}_{1.54}\text{Si}_{1.46}$. by T. Takabatake, M. Ishikawa and T. Satoh.
- No 1680 Perylene-Hexacyanobutadiene (HCBD) Complex. by Hideki Yamochi, Gunzi Saito, Tadashi Sugano, Minoru Kinoshita, Chuji Katayama and Jiro Tanaka.
- No 1681 Effect of Ni, Gd and La Substitution on the Magnetic Properties of Y_2Co_7 Hydride. by Masuhiro Yamaguchi, Tokio Ohta, Tsuneaki Goto, Toshiro Sakakibara and Toshikazu Katayama.

- No. 1682 Superconducting Transition Temperature of Dirty Thin Wires in Weakly Localized Regime. by Hiromichi Ebisawa, Hidetoshi Fukuyama and Sadamichi Maekawa.
- No. 1683 Electronic States of $Ce_x La_{1-x} Cu_6$ Studied by Resonant Photoemission. by Kenzo Naito, Yoshichika Onuki, Takemi Komatsubara, Tsuneaki Miyahara, Hiroo Kato, Shigeru Sato, Kazuo Soda, Seiji Asaoka and Takehiko Ishii.
- No. 1684 Photoemission Satellites and Electronic Structure of Fe_2O_3 . by Atsushi Fujimori, Masanori Saeki, Noboru Kimizuka, Masaki Taniguchi and Shigemasa Suga.
- No. 1685 Perylene-Hexacyanobutadiene (HCBD) Complex. by Hideki Yamochi, Gunzi Saito, Tadashi Sugano, Minoru Kinoshita, Chuji Katayama and Jiro Tanaka.
- No. 1686 Megagauss Field Generation for Application to Solid State Research. by Tsuneaki Goto, Noboru Miura, Koichi Nakano, Shojiro Takeyama and Toshiro Sakakibara.
- No. 1687 Dimensional Crossover of Plasmon in Semiconductor Superlattice. by Hiroshi Ishida.
- No. 1688 A Theory of Successive Phase Transitions in $K_2Ba(NO_2)_4$ -- Dipolar Frustration --. by Y. Yamada and M. Harada.
- No. 1689 Davydov Splitting of Excitons in Anthracene Single Crystals in Megagauss Fields. by Shojiro Takeyama, Michihiro Kobayashi, Atsuo Matsui, Ken-ichi Mizuno and Noboru Miura.
- No. 1690 Spin Modulated Energy State by Shubnikov-de Haas Analysis in $Hg_{1-x-y} Cd_x Mn_y Te$ at High Magnetic Fields. by Shojiro Takeyama, Jacek Kossut and Sin-ichiro Narita.
- No. 1691 Computer Simulation of Megagauss Field Generation. by Noboru Miura and Koichi Nakao.

- No 1692 Stacking Fault Excitons in BiI_3 Under High Magnetic Fields.
by Teruo Komatsu, Yozo Kaifu, Shojiro Takeyama and Noboru
Miura.
- No 1693 Thermodynamic Properties of Spin 1/2 Triangular Antiferromagnet.
by Masatoshi Imada.
- No 1694 Band Structure Calculations for Boron Nitrides with Three
Different Crystal Structures. by Key Taeck Park, Kiyoyuki
Terakura and Noriaki Hamada.

編 集 後 記

本号には、恒例の、退官所員、転出助手からの御寄稿、研究室だよりのほか、短期研究会報告が3件重なることになりました。研究会開催後、比較的短期間の内に報告が出るという事はたいへん好ましいことだと思います。

本誌への御投稿をはじめ、本誌の内容への御注文、記事の御提案など、どしどしお寄せ下さい。次号の原稿の締切りは10月10日です。

〒106 東京都港区六本木7丁目22番1号

東京大学物性研究所

竹 内 伸

寺 倉 清 之

