

物性研だより

第39卷
第5号

2000年1月

目 次

私の物性研第2期	白濱圭也	1
物性研究所研究会シリーズ「物性研究の展望」報告		
○ 「先端分光物性研究の現状と将来展望」		3
物性研究所短期研究会報告		
○ 「低次元磁性体の磁化過程に見られる新しい量子現象」		91
世話人	坂井 徹, 上田和夫, 後藤恒昭, 高橋 實, 押川正毅,	
	網代芳民, 野尻浩之, 太田 仁, 勝又紘一	
物性研究所談話会		175
物性研ニュース		
○ 人事異動		179
○ テクニカル・レポート 新刊リスト		180
編集後記		

東京大学物性研究所

ISSN 0385-9843

私の物性研第2期

慶應義塾大学理工学部物理学科 白濱圭也

私は99年3月に物性研を退職し、慶應義塾大学理工学部に移った。物性研では河野研助手として勤めた6年間の前に、博士課程学生・学振PDとして久保田研、小川研に4年間お世話になった。従ってこの6年間は私にとって「物性研第2期」ということになるが、これまで物理の研究をした15年のうち実に3分の2を物性研で過ごしたことになる。その間学んだことは私が研究者として生きていく上での核となっている。私が曲がりなりにも物理で食べていいけるようになったのは間違いなく物性研があったおかげである。

私は91年からドイツのバイロイト大学で研究していたが、滞在中に河野先生が物性研に着任され、幸運にも研究室の初代の助手として採用していただいた。ドイツでの研究はうまく行かず惨憺たるものだったので、次は何とか結果を出してやろう(今風に言うとリベンジ)と意気込みだけは相当なものであった。

着任して取り組んだのは液体ヘリウム表面上2次元電子系の研究で、これは本来電子をプローブとしてヘリウム(特にヘリウム3)の表面を研究しようという河野先生のアイデアに基づくものであったが、半分予備実験のつもりでやっていたヘリウム4表面での実験を終えようとした矢先に思わぬ現象を発見した。ウィグナー結晶相での磁場中伝導度が入力を上げていくと突然ジャンプするというもので、非線形伝導としてはあまりにも派手な現象なのでしばらくはこれにかかりきりになってしまった。ヘリウム表面電子の研究はどちらかというと地味で研究者の人口も少ないが、我々の仕事はこの分野の久々のヒットという感じで迎えられたような気がする。この現象は「ウィグナー結晶のスライディング」という新しい概念を提唱して解釈を試みてきたが、単純なモデルでは説明がつかないことも多く、なかなか一筋縄ではいかないことがわかつてきた。この非線形伝導には色々と面白い側面があり、慶應でも中心テーマの一つとしてしつこく実験を続けて行くつもりである。

非線形伝導の実験の次に、本来の研究目標であった超流動ヘリウム3表面の2次元電子を使った研究に取り組んだ。元々私は核断熱消磁実験の経験があまりなかったので、実験する前は果たして電子がちゃんと冷えてくれるのか不安があった。しかし実験が始まるとすぐに面白い結果が出始め、意外なほどとんとん拍子に進んだ。この仕事がうまく行ったのは旧生嶋研の奥田さん達が作った核断熱消磁装置が問題なく働いたことと、超低温での実験について柄木さん達から適切な助言を頂いたことが非常に大きく、物性研超低温グループの底力に支えられたといってよい。他の研究機関ではこのように見えないところでの技術の蓄積を後々まで生かすのは難しいのではないだろうか。

物性研に着任したとき、私はひそかに「1年に1編PRLに論文を出そう」というのを自分の目

標として決めていた。こう決めたのにはいろいろ理由があるのだが、論文が研究者の評価の全てだというのはそれまでの経験でいやというほど感じていたし、物性研のように研究成果が人目にさらされる場所にはふさわしい目標だと思った。しかし結果的には自分で出せたものは6年間で2編だけで、自己採点としては30点というところか。実験データが沢山あってもそれをきちんとまとめることが難しさを改めて痛感した。

慶應では「低温での低次元物性物理」をキャッチフレーズ(あまり目新しくはないが)に、希釈冷凍機温度での低次元電子系やヘリウムの研究を展開して行くつもりである。新しい場所に移るにあたって、今まで自分がやってきたことと違う新しいことを始めようと考えたが、研究室の体制が整うまではこれまで物性研などで行ってきた仕事の延長で行くことになりそうである。唯一新しいテーマとしては、希釈冷凍機温度で動作する走査プローブ顕微鏡(STM, AFM)の開発を始めている。研究室は全くのゼロからのスタートで、居室・実験室のペンキ塗りから始まって立ち上げが続いている。何せネジ一つない(誇張でなく)ところからスタートしているので、いまだに午前中は物品の注文や伝票整理でつぶれてしまう有様である(物が買えるお金があるだけましか)。それでも4年生の努力もあって、あと一息で自作の希釈冷凍機が完成というところまでこぎつけた。4月には助手を迎えることになるので、何とかそれまでには実験が始まればと思っている。

話が研究のことだけに偏りつまらない文章になってしまったが、最後に(but not least), 物性研でお世話になった方々に改めてこの場を借りてお礼申し上げたい。物性研が柏に移っても私の職場(日吉)からは(うまく行けば)電車の乗り換え1回で行けるので、これからもちょくちょく出没させてもらうことになるだろう。よろしくお願ひいたします。

物性研究所研究会シリーズ「物性研究の展望」

先端分光物性研究の現状と将来展望

日 時 1999年10月25日（月）13：30 開始
10月27日（水）16：20 終了（3日間）
場 所 東葛テクノプラザ1階・ホール
〒277-0882 千葉県柏市柏の葉5-4-6
電話 0471-33-0139

最近のレーザーや放射光の進歩とそれにともなう新しい分光手法の開発は、光物性の新しい可能性を拓きつつある。また、レーザーと放射光の融合領域という未踏分野への期待も高い。第2世代物性研究所の極限レーザーグループでは、高出力、超短パルス、短波長、広域波長可変などの極限的性能を持つレーザーの開発を行い、物性研究への応用を行ってきた。その結果、今日までに出力20TW、パルス幅10fs、光子エネルギー200eVが達成され、また、四光波混合や超高速ラマン分光などの手法を開発するとともに、非平衡電子系や格子緩和の超高速実時間観測などを行ってきた。柏移転に先だち、第3世代物性研究所組織への改組では、旧極限レーザーグループに放射光を用いたX線・軟X線分光・物性に関わる2研究室を加え、先端分光研究部門を設立した。また、顕微分光手法を用いた半導体量子構造研究も発足させた。柏移転後には、それぞれの先端分光物性研究を発展させるとともに、これらの分野の研究者が協力しあい、融合領域の新展開をめざしている。同部門の柏移転は既に完了し、更新設備が稼動しつつある。この時期に合わせて関連する分野の全国の研究者が会して、これまでの物性研究所レーザー・光物性研究の成果と先端分光物性研究の現状を概観し、将来展望および今後の共同研究、共同利用の可能性を探ることを目的に研究会は開催された。

この研究会は外部評価を兼ねた研究会シリーズの第2回目の研究会である。参加登録者は122名であり、関連する大学院生を含めると140名を越える大規模な研究会であった。2日目は関連所員による設備更新と今後の研究計画についての報告があり、その後キーノートスピーチを皮切に、全国共同利用と物性研の役割について活発な議論が行われた。その後柏実験棟の施設見学を行った。

また、加藤義章（原研光量子センター）、櫛田孝司（奈良先端大）、五神真（東大工）、榎裕之（東大生研）、菅滋正（阪大基礎工）、張紀久夫（阪大基礎工）の各氏に外部評価委員として、部門の研究計画、研究会に対する講評をお願いした。プログラム、各講演の要旨、また外部評価委員の講評は以下のとおりである。（文責 渡部俊太郎）

プ ロ グ ラ ム

10月25日（月）

13:30 開会

13:35 所長挨拶 福山 秀敏（物性研）

13:45～15:05 セッションA

*****先端分光物性の最近の研究から(1)（高出力レーザー軟X線レーザー分光を中心に）*****

座長 渡部俊太郎（物性研）

(1) 13:45 高強度非共鳴レーザー電場による中性分子の配向とその観測

酒井 広文（東大・理）

(2) 14:05 X線レーザーの開発と応用の現状 大道 博行（阪大・レーザー研）

(3) 14:25 高強度レーザーパルスの自己圧縮と時空間ソリトンの発生

緑川 克美, I.G.Koprinkov

P.Wang, 須田 亮（理研）

(4) 14:45 超高ピーク出力レーザー開発の現状と将来 山川 考一（原研・関西研）

休憩 15:05～15:15

15:15～16:35 セッションB

*****先端分光物性の最近の研究から(1)（光物性を中心に）*****

座長 秋山 英文（物性研）

(5) 15:15 超格子ミニバンド構造の光電場変調反射分光 中山 正昭（大阪市大・工）

(6) 15:35 ポンプ・プロープ分光法による半導体中のコヒーレントフォノンの研究

溝口 幸司（大阪市大・工）

(7) 15:55 量子ドットの分光研究

舛本 泰章（筑波大・物理）

(8) 16:15 シリコンナノ構造の光学応答

金光 義彦（奈良先端大・物質創成）

休憩 16:35～16:45

16:45～18:05 セッションC

*****先端分光物性の最近の研究から(1)（SOR分光を中心として）*****

座長 辛 増（物性研）

- (9) 16:45 X線非線形光学の現状と展望 並河 一道（東京学芸大・教育）
(10) 17:05 蛍光X線ホログラフィの現状と展望 河合 潤（京大・工）
(11) 17:25 高分解能光電子分光による強相関系の研究 藤森 淳（東大・新領域）
(12) 17:45 極超高分解能光電子分光によるフェルミ準位近傍の微細電子構造 横谷 尚睦（物性研）

10月26日（火）

9:30～12:25 セッションD

*****物性研究所における先端分光物性の研究（施設紹介を含めて）*****

座長 張 紀久夫（阪大・基礎工）

- (13) 9:30 先端分光研究部門の紹介 渡部俊太郎（物性研）
(14) 9:45 高出力レーザーと軟X線レーザー分光 渡部俊太郎（物性研）
(15) 10:10 超高速時間領域分光による光物性 末元 徹（物性研）
(16) 10:35 顕微分光技術と量子構造の光物性 秋山 英文（物性研）

休憩 11:00～11:10

- (17) 11:10 高エネルギー領域の光物性 辛 増（物性研）
(18) 11:35 X線回折散乱法による構造物性研究 高橋 敏男（物性研）
(19) 12:00 レーザープラズマによる軟X線レーザーと高次高調波生成 黒田 寛人（物性研）

12:25～13:30 昼食

13:30～16:00 セッションE

*****先端分光物性研究の全国協力体制と物性研究所の役割*****

座長 小谷 章雄（物性研）

キーノートスピーチ

- (20) 13:30 キーノート 加藤 義章（原研・関西研）
(21) 13:40 キーノート 楠田 孝司（奈良先端大・物質創成科学）
(22) 13:50 キーノート 菅 滋正（阪大・基礎工）

- (23) 14:00 キーノート 横 裕之 (東大・生研)
(24) 14:10 キーノート 張 紀久夫 (阪大・基礎工)

14:20~16:10 自由討論

16:10~17:40 セッションF

施設見学

17:50~19:50 懇親会 (於 東葛テクノプラザ 2階ホール)

10月27日 (水)

9:30~12:10 セッションG

*****先端分光物性の最近の研究から (2) *****

座長 黒田 寛人 (物性研)

- (25) 9:30 高出力レーザーによるクラスターを用いたXUV光の発生
近藤 公伯(筑波大・TARA)

- (26) 9:50 フェムト秒レーザー励起により半導体から放射される
テラヘルツ電磁波の磁場による増強 大竹秀幸, 猿倉信彦 (分子研)
(27) 10:10 高次高調波のパルス圧縮 関川 太郎 (物性研)
(28) 10:30 フェムト秒光パルスを用いたコヒーレント制御 南 不二雄 (東工大・理)

休憩 10:50~11:00

座長 末元 徹 (物性研)

- (29) 11:00 光誘起構造相転移の理論 那須圭一郎 (物質構造研)
(30) 11:20 サブ5fsパルスを用いた実時間分光 小林孝嘉, 藤貴夫, 斎藤敬
加納英明, 杉田篤史(東大・理)
(31) 11:40 變調ドープ量子ドットアレーにおけるフェルミ端異常
野村晋太郎 (筑波大・物理)
(32) 12:00 GaAsナノ構造のソリッドイメージョン顕微分光 吉田 正裕 (物性研)

12:20~13:30 昼食

13:30～15:45 セッションH

*****物性研施設と共同研究への提言(共同利用, ネットワーク, 物性研究施設への要望など) *****

座長 中村 新男 (名大・工)

(33) 13:30 強光子場中の化学:新しい分子光科学の展開

山内 薫 (東大・理)

(34) 13:50 光制御された物質系の量子現象

—レーザー技術によって切り開くあたらしい物性研究の方向—

五神 真 (東大・工)

(35) 14:10 フォトニック結晶のミリ波領域での実験・ZnOの励起子室温レーザー発振

瀬川勇三郎(理研フォトダイナミックス)

(36) 14:30 レーザーとSOR光の組み合せ分光

鎌田 雅夫 (分子研)

休憩 14:50～15:00

座長 伊藤 正 (阪大・基礎工)

(37) 15:00 高強度レーザーによる光誘起構造発現:共同利用に期待すること

田中耕一郎 (京大・理)

(38) 15:20 先端分光と表面物性

小森 文夫 (物性研)

(39) 15:40 電通大レーザー新世代研究センターの目指す方向と光科学ネットワーク

植田 憲一(電通大・レーザー研)

(40) 16:00 共鳴X線発光の研究における理論と実験の協力関係

小谷 章雄 (物性研)

閉会 16:20

あ　い　さ　つ

福 山 秀 敏

今春、2000年4月より物性研究所は東京大学第3極柏新キャンパスで物性研究の新しい研究・教育活動を展開します。この活動では是非世界のCOEを目指したいと思います。そのためには所員各自が自らの特徴を十分生かし所内外の方々との切磋琢磨を通じて先鋭的な研究を遂行しその成果を世界に発信することが必要です。同時に、物性研は全国共同利用研究所として、我が国の物性研究活動のなかでの役割を十分認識し、それに対して責任を果たすことが求められております。このような認識に基づいて、物性物理各分野における研究の現状を見極め、その中で将来物性研究所が展開すべき研究の方向を見定めるための、率直かつ徹底した討論の機会としてこの研究会シリーズ「物性研究の展望」が計画されました。今回の「先端分光研究部門」の研究会は平成11年9月に行われた「極限環境物性研究部門」に続いてシリーズの第2回目です。この「物性研究の展望」研究会は基本的には各研究部門・施設単位で計画され、そのスタイルは通常の物性研短期研究会と同様で総説的な講演やトピックスが紹介されます。この際、実験と理論の融合には特段の注意を払うこと、又討議されるテーマの選択に際して、伝統的・堅固な「物性物理」はもとより、その境界を広げ、「物質科学」を視野にいれるような努力をすることにしました。それに加えて、この研究会シリーズの特徴は、部門に所属する所員が自己の研究のハイライトとこれからの展望を発表し、皆様からご意見を頂くことにしました。つまり、通常の短期研究会にpeer review的な要素を取り込みました。そのため、各研究会には数名の所外の先生方に評価委員として加わっていただき、印象・御意見を形式・長さも全く自由な「講評」と言う形で文書にまとめていただきました。評価委員の先生方には御多忙のところ御協力いただき心より感謝いたします。

頂いた「講評」は各研究部門・施設さらには所全体で十分検討させていただき、研究所の将来の発展のために役に立たせていただきたいと思います。

高強度非共鳴レーザー電場による中性分子の配向とその観測

東大・理 酒井広文

原子や分子の外部自由度の制御は現代物理・化学の中心課題の一つである¹⁾。分子軸の方向が揃ったサンプルを用いることが出来れば、交差分子線実験や化学反応ダイナミクスにおける配置効果の研究等に極めて有効である。また光分解生成物の選択的制御等への応用も期待できる。比較的大きな永久双極子モーメントを持つ分子の場合には高強度静電場を印加することによりある程度の配向が可能である。しかしながら無極性分子にこの方法を適用することは出来ない。筆者等は、高強度非共鳴レーザー電場を用いて中性分子を配向することに成功し、配向度を定量的に評価した^{2,3)}。

直線偏光したレーザー光と非共鳴誘起双極子との相互作用により、分子をレーザーの偏光方向に配向させるトルクが働く。結果として、分子がレーザーの偏光方向を中心とするある一定の角度範囲内で振動するいわゆるpendular statesが生成されると期待できる⁴⁾。

Figure. 1に実験配置を示す。筆者等は、サンプルとして I_2 分子を用い、配向用レーザーとしてNd:YAGレーザーの基本波（パルス幅： $\sim 3.5\text{ns}$ 、波長： $1.064\text{ }\mu\text{m}$ 、最大強度： $1.4 \times 10^{12}\text{ W/cm}^2$ ）を用いて断熱的に分子を配向させた。ここで、断熱的というのは分子の回転周期と比べてゆっくりと、という意味である。YAGレーザーパルス中で分子が配向している様子を観測するために、YAGレーザーパルスの瞬時強度が最大の時、フェムト秒励起レーザーパルス（波長： 688nm 、強

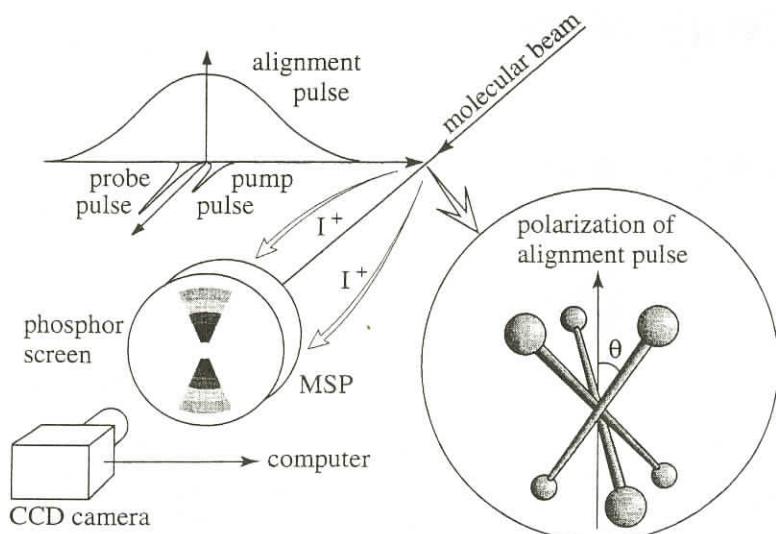


FIG. 1. A schematic of the experimental setup. The polarization of the lasers are indicated by the arrows (upper left-hand side). The inset shows the aligned molecules making an angle θ with the polarization axis of the alignment laser.

度 : $3 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$) で分子を解離した。解離速度は十分速いので、配向した分子の方向をその状態で固定することが出来る。解離が終了するのに十分な遅延時間 ($\sim 250\text{ps}$) の後、別のフェムト秒レーザーパルス (波長 : 800nm, 強度 : $7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$) でフラグメントをイオン化した。分子は既に解離しているので、イオン化用レーザーパルスによる配向の可能性を排除することが出来る。フラグメントイオンを2次元検出器で観測することにより分子の配向状態を決定した。

Figure 2 に Γ フラグメントのイオンイメージを示す。直径7.4mmのリングが励起レーザーパルスによって光解離したフラグメントのイオンイメージである。YAGレーザーを用いない時にランダムな方向を向いていた分子が、YAGレーザーを用いることによりレーザーの偏光方向に配向している様子が分かる。一定の初期回転状態分布を持つ分子に対してはレーザー強度を上げることによって分子がより良く配向されていることが分かる。逆に、一定のレーザー強度に対しては初期回転温度が低い分子ほどより良く配向されていることが分かる (キャリアガスとしてArを用いた時の方がHeを用いた時よりも低い回転温度が得られることが知られている)。Fig. 2 で観測された角度分布から配向度、即ち $\cos^2 \theta$ の平均値 $\langle \cos^2 \theta \rangle$ を求めることが出来る (θ は Fig. 1 に示すよう

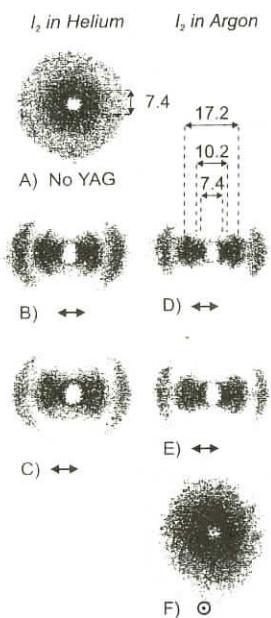


FIG. 2. Ion images of Γ fragments recorded for I_2 seeded in He (left images) or in Ar (right images), and for different intensities of the YAG pulse. (A) $I_{YAG} = 0$. (B), (D), (F) $I_{YAG} = 1.4 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. (C), (E) $I_{YAG} = 5.0 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. The femtosecond pulses are polarized along the molecular beam axis and the polarization direction of the YAG is shown at each image. The length scales in (A) and (D) are given in millimeters. In all images the central portion (radius < 2.5 mm) of the detector is not active.

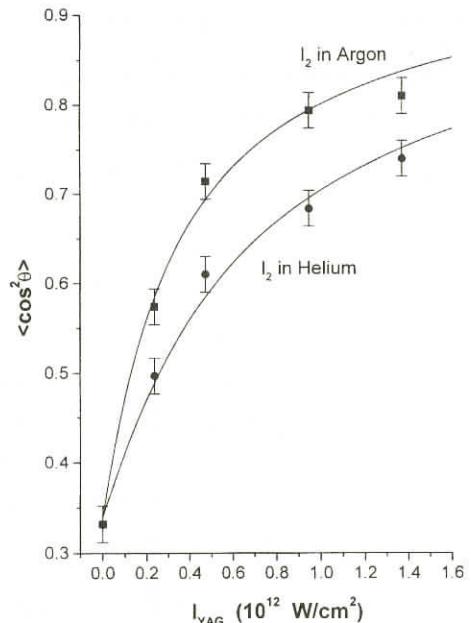


FIG. 3. The observed values of $\langle \cos^2 \theta \rangle$ for different I_{YAG} and for I_2 in Ar (squares) and in He (circles). The full lines are the calculated values of $\langle \cos^2 \theta \rangle$. Note that for a sample of randomly oriented molecules the theoretical value of $\langle \cos^2 \theta \rangle$ is 1/3.

に、YAGレーザーの偏光方向と分子軸のなす角度である)。結果をFig. 3に示す。得られた配向度の最大値は $\langle \cos^2 \theta \rangle = 0.81$ であった。筆者等は、I₂ の他に ICl, CS₂, CH₃I, 及び C₆H₅Iについても実験を行い、いずれも配向を確認した。

- 1) C. S. Adams and E. Riis, "Laser cooling and trapping of neutral atoms," Prog. Quantum Electron. 21, 1 (1997).
- 2) Hirofumi Sakai, C. P. Safvan, Jakob Juul Larsen, Karen Marie, Hilligsøe, Kasper Hald, and Henrik Stapelfeldt, "Controlling the alignment of neutral molecules by a strong laser field," J. Chem. Phys. 110, 10235 (1999).
- 3) Jakob Juul Larsen, Hirofumi Sakai, C. P. Safvan, Ida Wendt-Larsen, and Henrik Stapelfeldt, "Aligning molecules with intense nonresonant laser fields," J. Chem. Phys. 111, 7774 (1999).
- 4) Bretislav Friedrich and Dudley Herschbach, "Alignment and trapping of molecules in intense laser fields," Phys. Rev. Lett. 74, 4623 (1995).

X線レーザーの開発と応用の現状

大阪大レーザー核融合研究センター 大道博行

レーザー遷移のエネルギーギャップの大きさは波長に反比例するため、X線レーザーの媒質として主として高電離プラズマが用いられる。代表的な反転分布生成機構としてレーザー照射時の加熱相で反転分布の生じる電子衝突励起、レーザー照射後のプラズマの冷却に伴っておこる3体再結合による再結合励起がある。反転分布の生成するプラズマを望みの形状(一般には細長い線状)に生成するため、時間・空間的に高度に制御された高出力レーザー光を固体または気体に集光照射することになる。通常增幅媒質内部で生じる自然放出光がそのまま指數関数的に増幅されて、その両端から出てくる。このようなプロセスを自然放出光増幅と呼び顕著な誘導放出光が発生する。その意味でこの過程はX線レーザー発振と呼んでもよい。発生したX線レーザービームはX線回折格子分光器で波長分解され誘導放出光の波長が測定できる。またX線レーザービームの発散角(広がり角)も分光器を適切に配置することにより測定できる。これまでに実現されたプラズマX線レーザーの波長は90nmから3 nmであり極端紫外域から軟X線域の広い範囲にわたっている。X線レーザービームの輝度(単位面積、単位時間、単位立体角、単位スペクトル幅あたりに放射される光子数)は10²⁵(光子数/mm²×秒×mrad², 0.01%スペクトル幅)にも及び超大型シンクロトロン放射光装置のアンジュレーターラインで放射されるX線の輝度に比べても5~6桁高い。ここでス

ペクトル幅とはX線レーザーの波長が広がりの中心波長に対する割合のことである。

電子衝突励起方式のレーザーにより現在のところ最も広い波長にわたり最も強力でX線レーザー光が得られている。電子28個のイオンであるニッケル様、電子10個のネオン様のスキームがよく知られている。大阪大学レーザー核融合研究センターではプラズマ中の軟X線の屈折を補償するようにターゲットをプラズマ吹き出し方向に湾曲させた方式を考案し波長19.6nmのネオン様ゲルマニウムレーザーの低発散角ビームの生成に成功した。また励起レーザーパルスを多重パルス化することにより励起効率の改善も実現した。また上記方式により励起エネルギー200～300Jで波長6～8nmのニッケル様軟X線レーザーも実現した。また阪大レーザー研、中国上海の高出力レーザー物理研の共同実験グループによりダブルターゲット方式を用いたネオジウムレーザーにより飽和増幅近傍の高強度X線レーザーおよび完全に飽和領域に入っている銀レーザーが得られた。現在このビームを用いたX線レーザー干渉計を用い核融合プラズマの精密測定が予定されている。

スイス、ベルン大学のグループは線集光光学系の改良を行い出力エネルギー30J、パルス幅100ピコ秒の2重パルスレーザー励起により飽和増幅に達するニッケル様パラジウム、銀レーザー（それぞれ波長14.7nm、13.9nm）を得た。ターゲット表面の面精度を高く保つことにより利得係数が高くなることが報告されている。ターゲット、集光装置の改良により励起レーザーの一層の小型化が可能と思われる。

パルス幅1ピコ秒近辺の超短パルスレーザーの技術が飛躍的に向上したことを背景に、これを励起起源に用いた小型軟X線レーザーの実証実験が活発に行われている。1.2ns、3-7Jのレーザー生成した予備プラズマを1ps、2-4Jのレーザーで加熱することにより。ネオン様のチタニウム（波長32.6nm）で 19cm^{-1} と非常に大きな利得係数が得られた。イオン化の進行より速く励起を起こしてしまう過度的励起効果による反転分布の向上と解釈されている。また短パルス光の照射強度が $3 \times 10^{15}\text{W/cm}^2$ と高いので衝突励起を起こすプラズマ中の電子が非平衡分布していることも考えられる。即ち非定常、非平衡プラズマによる反転分布生成の高効率化をはかろうとするものである。現在、英国ラザフォード研、米国リバモア研を中心にニッケル様錫（波長12nm）あたりまでの軟X線レーザーの発振が達成されている。

レーザーを用いた軟X線レーザーについて現状の紹介を行った。現在のテーブルトップX線レーザーは波長30nm近辺であり一層の短波長化が必要不可欠である。一方、比較的大型のレーザーを用いた軟X線レーザーでは波長20～10nmあたりで応用研究が活発に行われている。また波長10nm以下の飽和増幅X線レーザーもパルス幅50～100ピコ秒、エネルギー50J～100Jの励起レーザーで得られている。パルス幅1ピコ秒以下の短パルスレーザーを用いた過度的励起方式を用いたものでは励起レーザーエネルギー10J以下で高強度X線レーザーが実現している。以上の特徴を総括しより小型、簡便で励起システムでより短波長の軟X線レーザーを目指した研究が必要とされている。また光源研究の活性化のためにも現状の光源を用いたユニークな応用研究の実施が極めて重

要である。

フェムト秒高強度レーザーの自己圧縮と時空間ソリトンの発生

理化学研究所 緑川克美

I.G. Koprinkov, P. Wang

須田亮

1.はじめに

フェムト秒高強度レーザーの自由空間中での伝搬は、媒質の分散と非線形効果の相互作用により複雑な挙動を示し、それ自体が非常に興味深い問題を含んでいる¹⁻³。一方、高強度レーザーの伝搬は、X線レーザーやレーザー加速の研究においても重要な位置を占めている。

最近の理論計算により、フェムト秒レーザーを 10^{12} W/cm²以上で媒質中に照射すると、自己収束が起こると同時にパルスが分裂し、結果的にパルスが圧縮が起こることが示されている^{3,4}。しかし、この圧縮されたパルスは、通常の正の群速度分散を有する媒質中では、安定に伝搬することはできないと考えられてきた。このため実験的には、この自己収束によるパルス圧縮はほとんど確認されていない。

これに対して、今回、我々は様々な気体媒質中で自己収束とともにパルス圧縮が起こるとともに、圧縮されたパルスが安定に伝搬することを観測したので報告する。⁵

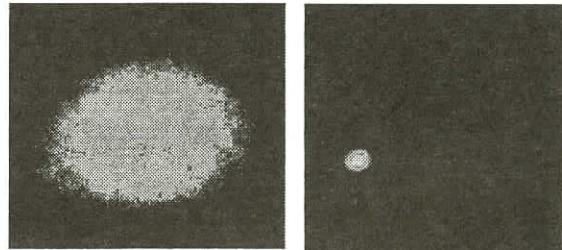


図1 ガスセル通過後のレーザーパルスの空間形状 (a) $\text{CH}_4 = 0 \text{ atm}$, (b) $\text{CH}_4 = 2.5 \text{ atm}$.

2. 実験装置および結果

今回、実験に用いられたチタンサファイアレーザーは、パルス幅約200fsでエネルギーは1mJ、中心波長746nmである。繰り返し周波数は、10Hzである。このレーザーパルスは、焦点距離1mのレンズでガスセル中にゆるく集光された。ガスセル通

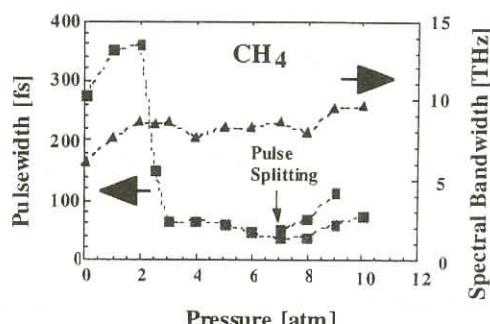


図2 CH_4 ガス圧力と透過パルスのパルス幅およびスペクトルバンド幅の関係

過後のレーザーパルスの時間波形、空間形状ならびにスペクトルは、それぞれ自己相関計、CCDおよび分光器を用いて測定した。レーザーパルスを、ガスセル中に集光し、ガス圧力を増加させるとセルの中心付近で自己収束が起こる。このときガス圧力が増加すると、図1(a)に示されるような空間的に一様なパルスが、図1(b)に示されるように自己収束するのが観測される。実験では、CH₄に加えてAr, Kr, Xe等の希ガスでも同様な結果が観測されているが、ここではCH₄の結果を中心に述べる。

図2に、CH₄圧力に対するパルス幅およびスペクトル幅の関係を示す。始めは、ガス圧力の増加とともに自己位相変調と群速度分散により時間幅およびスペクトル幅とともに増大するが、約2～3 atm付近にかけて自己収束が起こるとともにパルス幅は、急激に減少する。その後、約6 atmでパルス幅は、ほぼフーリエ変換限界の35 fsまで圧縮された。さらに圧力をあげるとパルスのピークが二つに分裂するのが観測された。

3. 検討

光ファイバー中の超短レーザーパルスの伝搬においては、自己位相変調による周波数分散と負の群速度分散が釣り合い、ソリトンを形成することが知られている。しかし、正の群速度分散の領域では、通常、そのような安定なパルスの伝搬の解は存在しない。一方、我々の実験では、ほぼフーリエ変換限界のパルスが観測されていることから、ガスセルの中央付近で圧縮された超短パルスがセル内から測定系まで約1 m以上の距離に渡って安定に伝搬していると考えられる。すなわち、時間と空間の4次元領域にわたるソリトンが形成されていることになる。この現象を説明するためには、より高次の非線形効果等の新たな効果を考慮すること必要である⁶。

4. おわりに

現在、中空ファイバー中の自己位相変調により発生した、広帯域パルスを再圧縮することにより、パルス幅5 fsでエネルギー0.5 mJの高強度パルスが得られているが⁷、ファイバーの損傷等によりエネルギーをそれ以上増大させることは困難になっている。今回、ここで示した自由空間中の自己圧縮法は、原理的にはそのようなエネルギーの制限がない上に、外部の圧縮機構を必要としないため高エネルギーパルスの新しい圧縮法として期待されるが、エネルギーのスケーリングやさらなる短パルス化に関しては、今後、実験的に検証していく必要がある。

参考文献

1. M. Mlejnek, M. Kolesik, J. V. Moloney, and E. M. Wright, Phys. Rev. Lett. 83, 2938 (1999).
2. A. A. Zozulya, S. A. Diddams, A. G. Van Engen, and T. S. Clement, Phys. Rev. Lett.

- 82, 1430 (1999).
3. J. K. Ranka and A. L. Gaeta, Opt. Lett. 23, 534 (1998).
 4. S. A. Diddams, H. K. Eaton, A. A. Zozulya, and T. S. Clement, Opt. Lett. 23, 379 (1998).
 5. I. G. Koprinkov, A. Suda, P. Wang, and K. Midorikawa, Jpn. J. Appl. Phys. 38, L978 (1999).
 6. D. Pushkarov and S. Tanev, Opt. Commun. 124, 354 (1996).
 7. S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, G. Tempea, Ch. Spielman, and F. Krausz, Opt. Lett. 22, 1562 (1997).

超高ピーク出力レーザー開発の現状と将来

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター 山川考一

原研・関西研究所では、新しい光量子科学分野における様々な基礎・応用研究を目的に、小型で繰り返し動作が可能な極短パルス・超高ピーク出力チタンサファイアレーザーの開発を進めてきた。

今回開発されたシステムは、パルス幅10fsの光パルスを発生する全固体化自己モード同期チタンサファイア発振器、本発振器からの光パルスのパルス幅を拡張するパルス拡張器、3台のチタンサファイア増幅器およびパルス圧縮器より構成されている。発振器からの光パルスは、シリンドリカルミラーを用いたパルス拡張器によって100,000倍以上の1.1nsにまで拡張される。パルス幅の拡張されたチャーブパルスはスペクトル制御可能な再生増幅器により～10mJに増幅され、その後、再生増幅器からの出力光は4パス前置増幅器に抽入される。本増幅器ではNd:YAGレーザーの励起入力700mJに対し、出力エネルギー340mJが得られる。その後、前置増幅器からの出力光は4パス主増幅器において増幅され、励起エネルギー6.4Jに対し、3.3Jの出力エネルギーが得られている。そしてこの増幅光は真空中に配置された回折格子対よりなるパルス圧縮器でパルス圧縮され、その結果、パルス幅18.7fs、出力エネルギー1.9J、ピーク出力102TWのレーザー光を10Hzの繰り返し数で発生することに成功した。

本講演では、このようにして開発された100TWチタンサファイアレーザーシステムを中心に、本レーザー開発において最も重要となる極短パルス（パルス幅～10fs）レーザー光の発生とその増幅過程におけるレーザー制御技術およびレーザーの位相、コントラスト、波面等の特性を計測する技術について紹介すると共に、このようなレーザーを用いた応用研究を紹介する。また、更なるピーク出力の向上と短パルス化によるペタワット級レーザー開発研究の現状についても言及する。

超格子ミニバンド構造の光・電場変調反射分光

大阪市立大学工学部 中山正昭

半導体超格子では、量子井戸間の波動関数の共鳴結合により、超格子周期(D)によって定義されるミニブリルアンゾーン内 ($0 \leq k_z \leq \pi/D$) にミニバンドが形成されることはよく知られている。しかしながら、この常識とされているミニバンド構造(分散幅と有効質量)を分光学的に詳細に研究したという報告は、超格子研究の30年という歴史において非常に限られたものであるといえる。本講演では、「分光学的にミニバンド構造をどこまで明らかにできるのか」ということをテーマに、光変調反射(Photoreflectance, PR) 分光法と電場変調反射(Electroreflectance, ER) 分光法による我々の研究結果について報告する[1,2]。

ER分光法は、状態密度特異点におけるバンド間遷移を極めて高感度に検出する手段として、バルク半導体のバンド構造の決定に1960年代後半から広く用いられている[3]。PR分光法は、光励起キャリアによる表面ポテンシャルの変調を利用するものであり[4]、原理的にはER分光法と同じである。超格子のミニバンド構造では、 $k_z=0$ の Γ 点と $k_z=\pi/D$ の π 点(ミニブリルアンゾーン端)が状態密度特異点に相当する。したがって、ER, PR分光法によって Γ 点と π 点の光学遷移を観測することにより、ミニバンド構造を精密に決定することができるというシナリオが成立する。

図1は、GaAs量子井戸層の層厚が10原子層(1原子層=0.28nm)で、AlAs障壁層の層厚が異なる(GaAs)₁₀/(AlAs)_m超格子($m=1, 2, 4$ 原子層)の77KでのPRスペクトルを示している[1]。変調光はAr⁺レーザー(488nm, 強度1mW/cm², 変調周波数210Hz)であり、プローブ光はタンゲステンランプを分光したものである。図中の $mnH(mnL)$ という記述は、 m 番目の電子と n 番目の重い正孔(軽い正孔)のミニバンド間光学遷移を表し、括弧中の Γ と π がミニバンド特異点を表している。尚、上記の光学遷移の同定は、ミニバンドエネルギーに関する有効質量近似計算の結果に基づいている。図1から明らかなように、ミニバンド特異点における光学遷移がいずれの超格子においても観測され、 Γ 点と π 点の光学遷移エネルギー差がミニバンド分散幅に相当する。また、AlAs層が1原子層という極限障壁層厚の超格子においても、ミニバンドが形成されていることが明確である。この様に、ミニバンド分散を分光学的に容易に決定することができる。

次に、図1の(GaAs)₁₀/(AlAs)₁超格子におけるPRスペクトルの振動構造に着目する。この振動構造は、電気光学効果によるFranz-Keldysh(FK)振動と呼ばれるものであり、その振動周期は次式によって与えられる[3]。

$$E_n = E_0 \pm \hbar\Omega [(3\pi/2)(n-1/2)]^{2/3}, \quad \hbar\Omega = [(eF\hbar)^2 / 8\mu]^{1/3} \quad (1)$$

ここで、 n は振動構造の指標(図1中の整数値に相当)、 F は電場強度、 μ は遷移に関与する電子・正孔換算質量である。(1)式から、FK振動をプローブとしてミニバンド有効質量を決定できる

ことが理解できる。 $(\text{GaAs})_{10}/(\text{AlAs})_1$ 超格子のFK振動の解析を行い、 Γ 点（ π 点）の電子・重い正孔ミニバンド換算質量が、 0.054 ± 0.010 (0.018 ± 0.004) m_0 という結果を得ている[1]。この結果は、ミニバンド Γ 点の有効質量はバルクGaAsとほぼ同じで、 π 点ではその1/3程度に軽くなっていることを示している。また、有効質量近似に基づいて計算したミニバンド分散の曲率から推定した有効質量とほぼ一致している。

ミニバンド状態は、ポテンシャル障壁上のエネルギー領域においても形成される。図2は、 $p-i-n$ ダイオード構造に埋め込まれたGaAs(7.0nm)/Al_{0.1}Ga_{0.9}As(3.5nm)超格子(i 層)の異なる電場強度でのERスペクトルであり[2]、電場強度はバイアス電圧によって制御している。この超格子では、障壁層がAl_{0.1}Ga_{0.9}Asであるためにポテンシャル障壁が低く、電子と軽い正孔の第2ミニバンドは、ポテンシャル障壁上エネルギー領域に存在する。図2の最低電場(5kV/cm)でのERスペクトルに着目すると、ポテンシャル障壁下から障壁上にわたるミニバンド特異点遷移とそのFK振動が明確に観測されていることが明らかである。電場の増強とともにERスペクトルが変化しているのは、電子・正孔ミニバンド波動関数のWannier-Stark(WS)局在に起因している[5]。我々は、FK振動の電場強度依存性の解析から、ミニバンド有効質量がWS局在効果によって顕著に重くなることを明らかにしている[2]。

- [1] M. Nakayama, T. Nakanishi, K. Okajima and H. Nishimura, Solid State Commun. **102**, 803 (1997).
- [2] M. Ando, M. Nakayama, H. Nishimura and K. Fujiwara, Superlattices and Microstruc. **25**, 61 (1999).
- [3] D.E. Aspnes and A.A. Stunda, Phys. Rev. B **7**, 4605 (1973).
- [4] J.L. Shay, Phys. Rev. B **2**, 803 (1970).
- [5] M. Nakayama, M. Ando, I. Tanaka, H. Nishimura, H. Schneider and K. Fujiwara, Phys. Rev. B **51**, 4236 (1995).

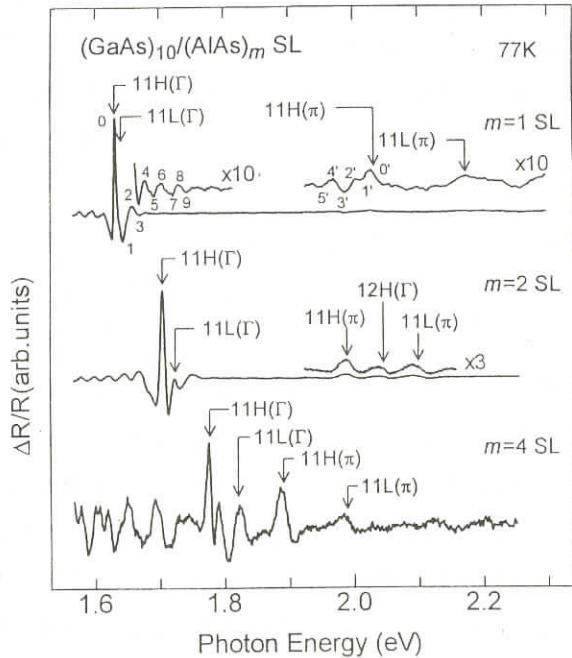


図1 : $(\text{GaAs})_{10}/(\text{AlAs})_m$ 超格子($m=1,2,4$ 原子層)のPRスペクトル(77K)。

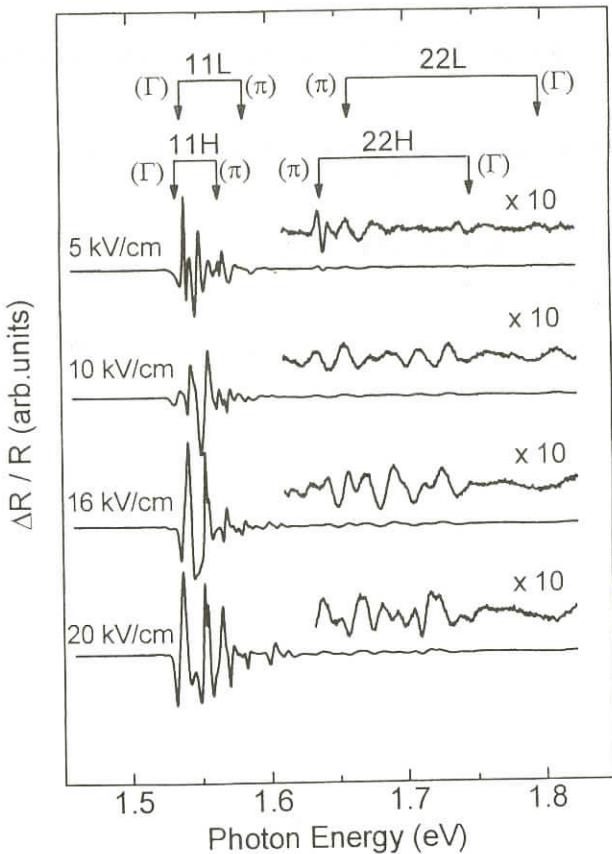


図2 : $p-i-n$ ダイオード構造に埋め込まれた $\text{GaAs}(7.0\text{nm})/\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}(3.5\text{nm})$ 超格子(i 層)の異なる電場強度でのERスペクトル(77K)。

ポンプ・プローブ分光法による半導体中のコヒーレントフォノンの研究

大阪市立大学 溝口幸司
金属材料研究所 長谷宗明
宮崎大学 中島信一
大阪大学 中島誠
播磨弘

フェムト秒パルスレーザーを、半導体または半金属などの実光励起キャリアを伴う試料に照射することによって、その試料中に位相の揃ったフォノン（コヒーレントフォノン）が発生する。コヒーレントフォノンは、ポンプ・プローブ法を用い反射率変化や透過率変化を見ることで、フォノンによる振動現象を時間領域で直接観測することができる。例えば、半金属であるBiにおいてもコヒーレントフォノンが観測される。我々は、このBiにおけるコヒーレントフォノン(A_{1g} mode)の温度変化を測定した結果、 A_{1g} modeの振動数および緩和時間の温度依存性は、ラマン散乱測定から得られている結果とほぼ一致していることを報告している¹⁾。さらに、時間領域の利点を活かした研究として、現在までに我々は、ダブルパルスやパルス列を用い、半金属Bi中のコヒーレントフォノンの振幅制御を行ってきてている^{2, 3)}。しかし、これらのコヒーレントフォノンの振動数の制御については、試料の構造変化を伴わずに、フォノンの振動数を制御する事は困難であると考えられる。そこで、本研究では、プラズモンと結合したLO phonon - plasmon 結合モード(LOPC mode)に着目した。試料中のプラズマ振動数を決めるキャリア密度に依存して、LOPC modeの振動数が変化する⁴⁾。そこで、パルス列によって光励起キャリア密度を変化させる事で、試料中の全キャリア密度を制御し、LOPC modeのL- 分枝の振幅及び振動数の制御を試みた。

測定に用いた試料は、n-type GaAs（ドープ濃度 $n_{dop} \sim 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ）である。また、励起に用いたパルス列は、ダブルパルスである。図1は、2つのパルス間の間隔を固定し、2個目のポンプパルス（第2パルス）の強度のみを変化させて行った結果である。ダブルパルスを用いた時間領域スペクトルにおいて、第2パルス以後の振動周期が、短くなっている事がわかる。また、第2パルスによる光励起キャリア密度が大きくなる程、振動周期が短くなっている事がわかる。これは、試料中のプラズマ振動数を決める全キャリア密度が増加したためであると考えられる。ダブルパルスのパルス間の間隔を変え、L-分枝がほぼ減衰し消える時間（2 ps）にしても、第2パルスによって作られたL-分枝の振動数が、シングルパルスによって作られたL-分枝の振動数より高くなっている事が分かった。

つぎに、第1パルス及び第2パルスの強度を一定にし、ダブルパルス間の間隔を細かく変化させ時の測定結果が図2である。ダブルパルス間の間隔が変化すると、第2パルス以後のL-分枝の振

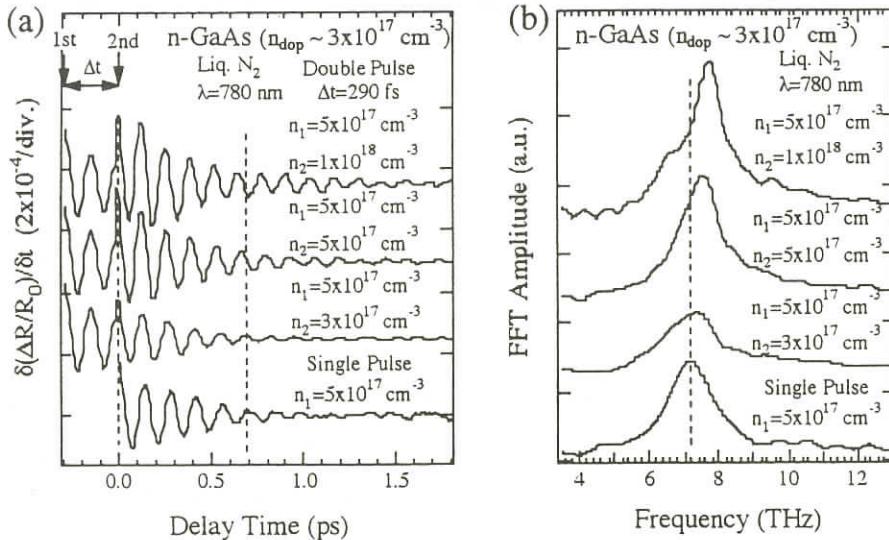


図1 ダブルパルス励起によるn-GaAs中のLOPC mode(2個目のパルスの光励起強度依存性)
: 時間領域スペクトル(a)とそのフーリエ変換スペクトル(b)

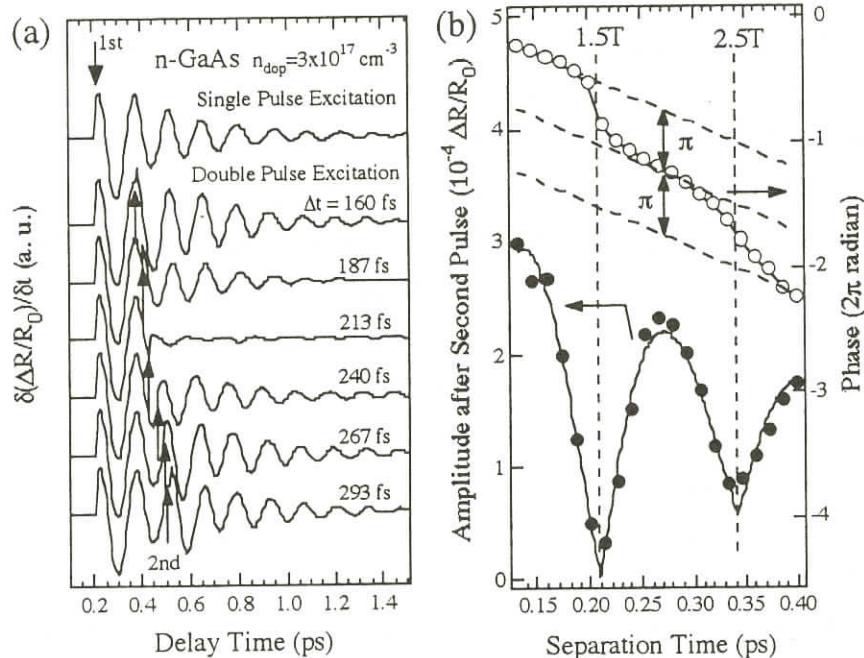


図2 ダブルパルス励起によるn-GaAs中のLOPC mode(パルス間隔依存性) : 時間領域スペクトル(a)と, 第2パルス以後の振動振幅と初期位相のパルス間隔依存性(b)

幅が周期的に変化していることがわかる。これらの結果から、第1パルスによって始めに作られたL-分枝は、第2パルスによって新しい状態に移っていることを示しており、また始めに作られたL-分枝は、第2パルスによって作られた新しいL-分枝の振幅に影響を与えていることを示している。また、第2パルス以後のコヒーレントなL-分枝の振幅が殆ど来ている時間で、位相に特異な振舞いがある事が分かった。

以上の結果から、あるパルス間隔を持ったフェムト秒パルス列を、半金属や半導体試料に照射することで、試料中に観測されるコヒーレントフォノンやコヒーレントLOフォノンープラズモン結合モードの振幅を自在に制御可能であることがわかった。

References:

- 1) M. Hase, K. Mizoguchi, H. Harima, S. Nakashima and K. Sakai. Phys. Rev. B58, 5448 (1998).
- 2) M. Hase, K. Mizoguchi, H. Harima, S. Nakashima, M. Tani, K. Sakai, and M. Hangyo. Appl. Phys. Lett., 69, 2474 (1996).
- 3) M. Hase, T. Itano, K. Mizoguchi and S. Nakashima. Jpn. J. Appl. Phys., 37, L281 (1998).
- 4) G. C. Cho, T. Dekorsy, H. J. Bakker, R. Hovel and H. Kurz. Phys. Rev. Lett., 77, 4062 (1996).

量子ドットの分光研究

筑波大学物理学系、科学技術振興事業団单一量子点プロジェクト 外本泰章
講演者らが進めている量子ドットの分光研究の現状について報告した。量子ドットは、サイズなどがもたらす不均一広がりを示す光スペクトル中にサイズに依存した有為な物理情報が埋もれていて、これからいかに情報を引き出すかが、分光研究のポイントとなる。不均一広がりの中から、量子ドットのサイズに依存した情報を得る最もよく使われる分光法はサイト選択分光である。サイト選択分光の例として、永続的ホールバーニングを挙げるとともにサイト選択発光分光により、電場で非輻射緩和速度を人工的に制御した環境下でInP量子ドット中のフォノン緩和を研究した例を紹介した。空間分解分光法を用いた单一量子ドットの分光はサイト選択分光でも観測できない一個の量子ドットを見ることで初めて得られる有用な情報を与えることがある。例として、InP量子ドットの発光の偏光が母体の影響を受けて一つ一つ違うことや、発光強度の温度依存性が一つ一つ違うこと、発光の明滅現象、励起子分子、三励起子状態や荷電励起子が容易に観測されることを紹介し

た。こうしたスペクトル、空間分解分光法だけでなく時間分解分光法も量子ドットの分光研究には欠かせない。時間分解分光法の例として、サイト選択ピコ秒ポンプ・フェムト秒プローブ分光で、CuCl量子ドット中の（結合）励起子分子、（反結合）励起子分子や三励起子状態のドットサイズ依存性が明らかにされた実験を紹介した。また、蓄積フォトンエコー法でCuCl量子ドット中の励起子が0.7Kで $1\text{ }\mu\text{eV}$ という極めて狭い線幅を示し、かつ極低温域で母体中の二順位系との相互作用が支配する特異な温度依存性を示す実験を紹介した。このように、量子ドットの分光研究に、スペクトル、空間、時間分解分光法が総動員されている現状を紹介した。

シリコンナノ構造の光学応答

奈良先端科学技術大学院大学 物質創成科学研究所 金光義彦

ナノ構造では、電子などが幾何学的な閉じ込め効果（量子サイズ効果）を受けたり、体積が小さくなり内部原子数にくらべて表面原子数の割合が非常に大きくなるため、表面の効果が極めて顕著になったりする。これらが絡み合って、複雑な新しい物性を示す。毒性が無く、資源が豊富なシリコンを材料とし、そのサイズや形状を変化させるだけで量子効果による新しい機能性を発現させることができるのであれば、一つの物質からいろいろな特性を示す新デバイスが作成でき、工学的立場から見ても大きな技術革新をもたらすものと期待される。シリコン結晶は、バンドギャップの小さな（1.1eVの赤外領域）間接遷移型半導体であり、室温での発光効率は非常に低い。しかし、ナノクリスタルは室温で可視発光することが知られている。講演では、光学的特性・可視発光特性から評価したシリコンナノ構造の電子構造について議論した。結晶構造・表面構造の制御されたナノ構造を作成するには、単元素半導体であるシリコンは非常に都合のよい材料である。擬0次元から3次元系の例として具体的に、キュバン、クラスター、ポリシラン鎖、シリル化ポリシラン鎖、梯子状ポリシラン、量子細線、平面状ポリシラン、ナノクリスタル、水素化アモルファスシリコン、バルク結晶などの物質が作製できる。これらの試料を用いて、クラスター→ナノクリスタル→マイクロクリスタル→単結晶における電子の非局在・局在性が制御した研究を紹介し、シリコンナノ構造の光物性を議論した。ナノ構造における電子や励起子のコヒーレンスを制御した研究の面白さを簡単に述べた。これら構造の制御されたシリコンナノ構造の光学的手法による電子状態の評価は、将来のシリコンナノデバイスや分子エレクトロニクスへの展開において非常に重要となる。

X線非線形光学の現状と展望

東京学芸大学・教育学部 並河 一道

X線は物質の微小な構造を探る道具として古くから利用されてきたが、放射光技術の発展によって、自然科学のあらゆる分野で広範に利用されるようになり、物性の研究においても、構造と電子状態を調べる有力な手段として使われている。しかしながら、これらの研究はほとんどすべての場合、散乱や吸収の線形現象を利用して行われているのが現状である。放射光といえどもX線の電場は可視光レーザーの電場の大きさに比べ極めて小さく、X線領域で非線形現象を観察できる可能性は、自発的パラメトリック散乱の場合を除いて、ほとんど考えられなかった。

入射X線の場が、真空の場のゆらぎと結合して、2光子に分かれて散乱される現象は、X線の自発的パラメトリック散乱と呼ばれている。このような現象は、2光子がX線領域にあって互いにエネルギーが等しい場合と、一方の光子がX線領域にあってもう一方の光子がVUV領域にある場合については、コヒーレント散乱として観察された報告がある。しかしながら、一方の光子が可視光領域にある場合には、可視光の散乱に要する放射減衰時間が物質の各種の緩和時間に比べて長いため、2光子散乱がコヒーレント散乱として観察される可能性は極めて小さい。このような場合でも、可視光子の放出があらかじめ存在する強い可視光子の場によって誘導的に生じる場合には、放射減衰が加速され2光子散乱がコヒーレント散乱として観察される可能性がある。

われわれはガドリニウムガリウムガーネット(GGG) 単結晶を試料にとり、このような現象の観察を試みた。ガドリニウムの2p準位から入射X線光子を吸収して電子非占有5dバンドに励起された電子が、バンド内遷移を2回繰り返し可視光子を2個放出し、2p準位にもどる過程で散乱X線光子を放出する過程を想定して実験をおこなった。この過程はコヒーレント過程なので、位相整合条件が満たされる場合に、散乱X線をプラグ反射の衛星反射として観察することが期待できる。実験はKEKのARK-NE3でアンデュレーターX線を利用して行った。入射X線には、Si(111)モノクロメーターを用いてGdL2吸収端近傍のエネルギーに単色化した7.939KeVのX線を用い、レーザー光にはパルスNd-YAGレーザーの第二高調波を用いた。試料にX線とレーザー光を同時照射したときの散乱強度プロファイルとレーザー光を照射しないときの散乱強度プロファイルの測定を行い比較した。X線とレーザー光を同時照射したときの散乱強度プロファイルには位相整合条件が満たされる位置で強度増大が観察された。強度増大の広がりは444プラグ反射から期待される反射幅と一致する。強度増大の大きさは444プラグ反射強度の10-5程度ある。これらの結果は観察された強度増大が想定された現象であることを示している。

X線の放射減衰時間は可視光の放射減衰時間に比べて 10^{-6} 程度も短く、固体の励起の各種の緩和時間はこれらの間に存在するため、X線の散乱では固体の励起状態を緩和の影響を受けずに観察することができる。強いレーザー光の場で加速されるX線のコヒーレントな非線形散乱では光学的

に励起された状態にある軌道だけの電子分布に関する情報を選択的に取り出すことができる。このようなコヒーレントな非線形散乱によれば短い励起状態の構造物性の研究分野の発展を期待できる。また、分光学的な研究においても、極めて短い寿命の励起状態の観察を、従来のX線分光法とは異なり、パルス幅の狭い可視レーザー光の波長を走査することによって実現することが可能である。このような新しいX線分光法を適用する対象としては、X線領域における内殻励起子の観察に期待をもてる。さらに、光子縮重重度の高いX線が得られ、強力な入射X線の場が実現されれば、X線の散乱過程も誘導過程に発展することが期待される。X線の散乱過程が自然放射過程から誘導放射過程へ移行する様子をプラズマレーザーX線を用いて調べるための実験が計画されている。

蛍光X線ホログラフィーの現状と展望

京都大学大学院工学研究科材料工学専攻 河 合 潤

結晶中で発生した蛍光X線は結晶内の原子によって散乱される。散乱蛍光X線は互いに干渉し角度異方性をもつ。この干渉パターンを解析すれば結晶構造解析ができる。これが蛍光X線ホログラフィー法である。ホログラフィーはGabor[1]が1948年に電子顕微鏡の分解能を向上させる目的で提案した。Gaborの方法では、物体をコヒーレントな電子波や光波で照射したときに生ずる散乱波（物体波）と、物体を素通りした波（参照波）とで作られる干渉像をホログラムとして記録後、参照波を用いて像再生するというものである。

光電子は点光源から発生したコヒーレントな電子波と見ることが出来るので、近傍原子に散乱された回折波によって、光電子回折現象[2]が観測できる。Szoke[3]やBarton[4]は光電子回折パターンをホログラムと見立ててフーリエ変換すれば結晶構造が得られる事を指摘した。1990年にHarpら[5]によって最初の実験が行なわれた。光電子の干渉パターンは顕著で表面敏感であるが、電子の散乱位相シフトは複雑である[6]。合志は光電子の代わりに蛍光X線を用いれば蛍光X線ホログラフィーが可能であることを1990年頃に提唱した。蛍光X線ホログラフィーと光電子ホログラフィーの計算シミュレーションによる比較がFadley[7-10]によって報告されている。X線の散乱振幅は電子に比べて小さいので、蛍光X線ホログラフィーの検出は難しいが位相シフトの複雑さは無い。蛍光X線ホログラフィーの最初の実験はハンガリーのTegzeとFeigel[11]が1996年3月7日号のNatureに報告した。この号にはレフェリーをしたFadleyの解説記事[12]も掲載されている。蛍光X線ホログラフィーの解説は文献13,14およびその引用文献にある。

高橋敏男ら[15]は蛍光X線が結晶面でブレグ反射される事によってあらわれるKossel線[16]のプロファイルを表面構造解析に用いる方法を発表したが、同様の実験はその後Gogら[17]によって受け継がれた。蛍光X線ホログラフィーとKossel線の実験とは、同じ実験配置であり、

Kossel線と蛍光X線ホログラフィーとの見分けは難しい。Kossel線の研究から蛍光X線ホログラフィーへ移行するのは自然な発展である。

X線ホログラフィーは青木貞雄や菊田惺志等が研究しているが、蛍光X線ホログラフィーに限れば、国外ではMaterlik, Gog, Fadley、日本では、我々（京大院工河合、広大工早川、東大生研二瓶、国立環境研合志）と東大物性研（高橋敏男）の2つのグループで研究が行なわれているのみである。我々やFadleyのように光電子回折から入ったグループと、高橋やGogのようにKossel線から入ったグループがある。

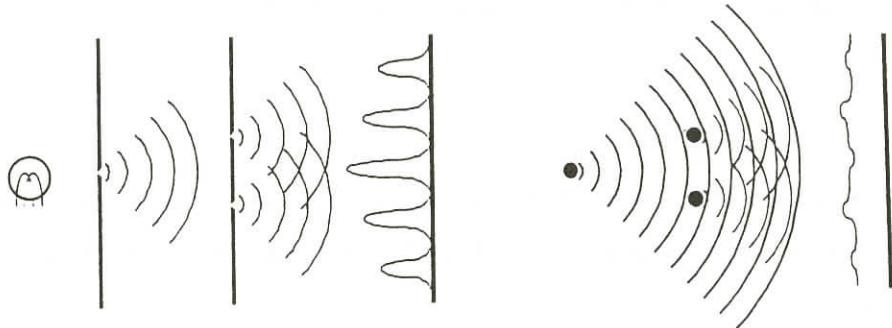


Fig.1 ヤングの2スリット実験

Fig.2 蛍光X線ホログラフィー

Fig.1 は良く知られたヤングの2スリットの実験配置を示す。点光源から出射した光が2つのスリットを通り抜け、コヒーレントな球面波となって干渉し、その干渉縞をスクリーン上に作る。スクリーン上の縞模様（ヤングの干渉縞）がスリットの幾何学配置（2つのスリット間距離）と互いにフーリエ変換で結ばれている。これが回折法である。この穴を原子と考えれば、ある原子から放出された蛍光X線が隣接する原子に散乱され、その原子から新たに球面波が広がり無限遠方で干渉縞を作る。Fig.2に示したように、大部分の蛍光X線は散乱されることなく原子を素通りする。この素通りした波を参照波とし、散乱波との間で生じた干渉パターンを解析すれば、Fig.2に示した3個の原子位置の相互関係に関する情報を得ることができる。2次元データから3次元構造が再生できる。大部分の波が透過する（第1Born近似）場合がホログラフィーで、透過しない場合がX線回折やKossel線である。従ってホログラムのバックグラウンドはFig.2に示したように、原理的に高く、その強度変調はわずかである。蛍光X線ホログラフィー法は、結晶中の微量不純物の位置を決めるのが得意であり、現在GaAs単結晶中の200ppm亜鉛原子位置の決定が行なわれたのが[18]濃度としての記録であろう。

蛍光X線ホログラムは、X線発光原子からどの程度遠くまでの情報を持っているであろうか？蛍光X線ホログラムのパターンはどの程度の角度分解能で測定する必要があるであろうか？このような基本的な疑問に対する回答も満足に得られていないのが現状である。

Ge単結晶のシミュレーションによると[19]、角度分解能と構造情報の関係をある程度まで知ることができる。単結晶において発光原子の隣接原子のみがホログラムに寄与すると仮定すれば、数十度の半値幅のホログラムとなる。5層目までがホログラムに寄与すれば1～2°程度の鋭いホログラムとなる。現在実現されている実験条件は、数十度の幅のコンボリューションによってようやく再現性のあるホログラムが得られる程度の強度である。この場合には第2近接原子程度までの結晶構造が再生できる。今後角度分解能が1°程度の鋭いホログラムが得られるようになれば、第10近接原子程度の遠距離情報を含むホログラムが測定可能となるであろう。

References

1. D. Gabor, *Nature*, **161**, 777 (1948).
2. M. Kudo, M. Owari, Y. Nihei, Y. Gohshi, and H. Kamada, "Proc. Intern. Conf. on X-ray and XUV Spectroscopy", Sendai, 1978, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **17** (Suppl. 17-2) 275 (1978).
3. A. Szoke, "Short Wavelength Coherent Radiation: Generation and Applications", edited by D. T. Attwood and J. Boker, AIP Conference Proceedings No. 147, p. 361, American Institute of Physics, New York, 1986.
4. J. J. Barton, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1356 (1988).
5. G. R. Harp, D. K. Saldin, and B. P. Tonner, *Phys. Rev.*, **B42**, 9199 (1990); *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1012 (1990).
6. P. J. Rous, and M. H. Rubin, *Surf. Sci.*, **316**, L1068 (1994).
7. C. S. Fadley, *Surf. Sci. Rep.*, **19**, 231 (1993).
8. C. S. Fadley, S. Thevuthasan, A. P. Kaduwela, C. Westphal, Y. J. Kim, R. Ynzunza, P. Len, E. Tober, F. Zhang, Z. Wang, S. Ruebush, A. Budge, and M. A. Van Hove, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.*, **68**, 19 (1994).
9. C. S. Fadley, *J. Surf. Anal.*, **3**, 334 (1997).
10. P. M. Len, S. Thevuthasan, C. S. Fadley, A. P. Kaduwela, and M. A. Van Hove, *Phys. Rev.*, **B50**, 11275 (1994).
11. M. Tegze and G. Feigel, *Nature*, **380**, 49 (1996).
12. C. S. Fadley and P. M. Len, *Nature*, **380**, 27 (1986).
13. 林好一, 河合潤, 早川慎二郎, 後藤俊治, 二瓶, 合志陽一, 放射光, **11**, 361 (1998).

14. J. Kawai, J. Anal. Atom. Spectrom., **14**, 455 (1999).
15. T. Takahashi and M. Takahashi, Jpn. J. Appl. Phys., **32**, 5159 (1993).
16. W. Kossel, V. Loeck, and H. Voges, Z. Phys., **94**, 139 (1935).
17. T. Gog, D. Bahr, and G. Materlik, Phys. Rev., **B51**, 6761 (1995).
18. K. Hayashi, T. Yamamoto, J. Kawai, M. Suzuki, S. Goto, S. Hayakawa, K. Sakurai, and Y. Gohshi, Anal. Sci., **14**, 987 (1998).
19. 大森真二, 河合潤, 二瓶好正, 未発表。

高分解能光電子分光による強相関系の研究

東京大学新領域創成科学研究所 藤森淳

強相関電子系の研究は、対象物質（高温超伝導体、重い電子系、有機導体、巨大磁気抵抗酸化物等々）を中心に、物質開発、構造物性、電子物性、理論等の研究者が協力し、様々な側面から調べることによって進展してきた。電子物性の側面からは、伝導・磁気測定、NMR、中性子散乱、光学測定と並んで、光電子分光は重要な役割を果たしてきた。とくに近年の高分解能化により、強相関電子系の研究における光電子分光の重要性はますます高まっている。光電子分光は基底状態の1粒子グリーン関数($\text{Im } G(r, t)$)あるいは1粒子スペクトル関数($A(k, \omega)$)を測定できる手法で、基底状態や低エネルギー励起状態における電子相関に関して非常に多くの情報を与える。特に、フェルミ準位近傍の高分解能(数meV～数10meV)光電子スペクトルは、伝導現象や熱的物性を直接反映し、物性に関する重要な知見を与える。一方、広いエネルギー領域(数eV～数10eV)での光電子スペクトルの振る舞いも、強相関系の物性にとって重要な意味を持つ。なぜなら強相関系では、高エネルギースケールの電子構造(原子内クーロン反発 U 、原子軌道間の移動積分など)が繰り込まれて、物性に直接反映される低エネルギースケールの電子構造(超交換相互作用 J 、近藤温度 T_K 、繰り込まれた狭いバンドなど)を出現させるからである[1]。

典型的な例として、近藤半導体として注目されているYbB₁₂の光電子スペクトルを概観する[2]。この物質ではYbの f^{13} および f^{14} 電子配置が価数揺動状態にあり、光電子分光スペクトルには、フェルミ準位近傍の $f^{14} \rightarrow f^{13}$ 遷移による構造およびフェルミ準位から U 程度離れた $f_{13} \rightarrow f_{12}$ 遷移による構造が現れる。 $f^{14} \rightarrow f^{13}$ 構造は近藤ピークと解釈され、その位置(フェルミ準位より～30meV)は、帶磁率から見積もられる近藤温度とよく一致する。これらは、不純物アンダーソンモデルの範囲で定量的に理解でき、Ybイオン1個の価数揺動状態が反映されていると言える。しかし、さらに高分解能でフェルミ準位近傍を見ると、不純物モデルでは説明できない10meV程度のギャップ(擬ギャップ?)がフェルミ準位に開くのが観測され、この物質が低温で非磁性半導体となること

を反映する。

近い将来、さらなる高分解能化（エネルギーで1meV、角度で1度以下）により、光電子分光はさらにその研究対象を広げて、低温物理学の標準的な研究手段となってゆくことが期待される。考えられる対象としては、高温超伝導体でない通常の超伝導体、重い電子系、アンダーソン局在などを示すランダム系、半導体や金属の超構造などが挙げられる。

(文献)

- [1] 藤森淳：日本物理学会誌 **54** (1999) 83.
- [2] T. Susaki et al., Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 4269; **82** (1999) 992.

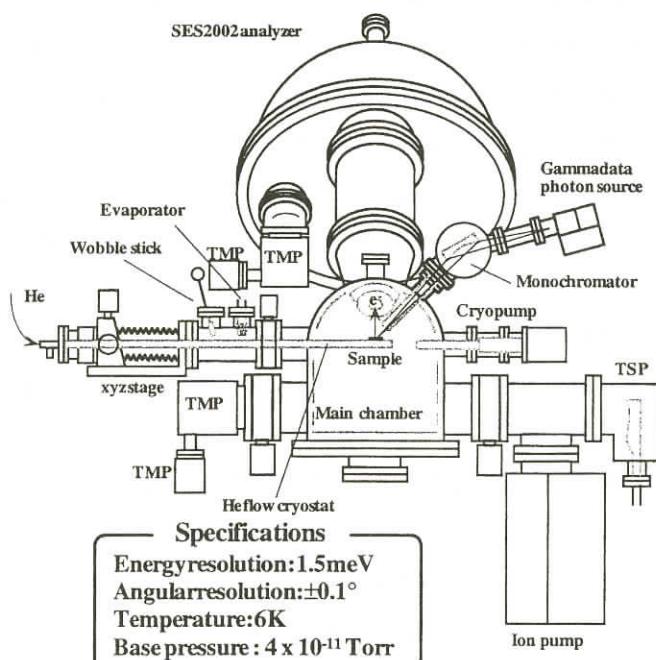
極超高分解能光電子分光によるフェルミ準位微細電子構造の研究

東大物性研 横谷尚睦
木須孝幸
辛埴

光電子分光は、分解能の飛躍的な向上（エネルギー分解能5meVの装置も稼働中である）により、物質の物性を決定するフェルミ準位(E_F)極近傍の電子構造を直接観測することのできる実験手段となった。我々は、 E_F 極近傍の電子状態をより詳細に研究するため、エネルギー幅の非常に狭いレーザーを励起光として用いた光電子分光装置を開発している。現在、光電子分光装置はほぼ組上がり、He放電管を用い性能評価といくつかの超伝導体試料を用いた実験を行っている。本講演では建設した装置と、低温超伝導体の実験結果について紹介する。

図1に建設した光電子分光装置の概略図を示す。装置は、静

図1 新物性研柏キャンパスに建設された極超高分解能光電子分光装置



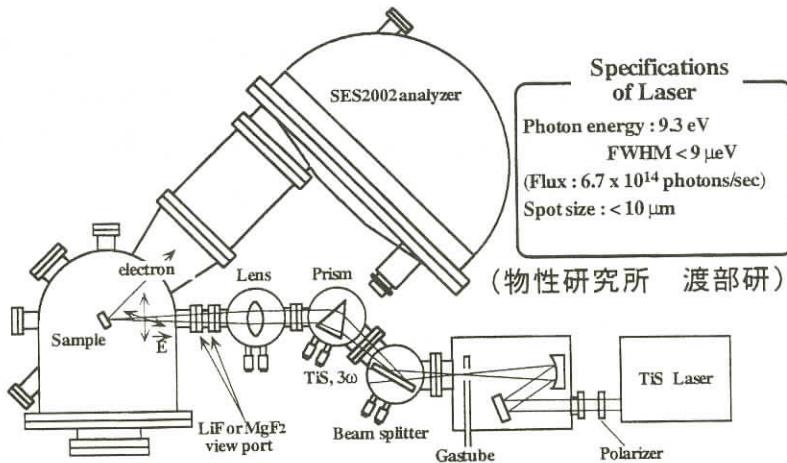


図2 レーザーを励起光として用いた極超高分解能光電子分光装置の予想概略図

電半球型アナライザー（SES2002）を納めたアナラーザー槽と、試料を納める主真空槽からなる。励起光源には、マイクロ波を用いたHe放電管からの共鳴線を、グレーティングにより分光した単色光を用いている。真空排気には、2段に直列連結したターボ分子ポンプとイオンポンプ、クライオポンプを用い、到達真空度は 5×10^{-11} Torr以下である。試料冷却には、He連続流型冷却装置を用いており、試料の測定最低温度は6Kである。6 Kにおいて測定した金のフェルミ端のスペクトルから見積もった装置の全エネルギー分解能は1.5meVである。

本装置を用いて、単体超伝導体($\text{Nb}(T_c=9.26\text{K})$, $\text{Pb}(T_c=7.19\text{K})$)の超伝導ギャップの直接観測を目的として、高分解能光電子分光実験を行った。その結果、 T_c 以下で E_F 直下にシャープなピークが出現するとともに、スペクトル端のシフトが観察された。これらの変化は、 T_c 以下で超伝導ギャップが開いていることを示す。更に、 Pb の超伝導状態でのスペクトルには、ピーク構造の他にいくつかの微細構造が観測された。これらの構造は Pb のトンネルスペクトルの結果との比較から、フォノンによる電子構造であることがわかった。単体超伝導体の超伝導ギャップ観測はこれが初めてである。

$\text{Y}(\text{Ni}_{1-x}\text{Pt}_x)_2\text{B}_2\text{C}$ 超伝導体($x=0.0(T_c=15.4\text{K})$, $x=0.2(T_c=12.1\text{K})$)（試料は東京大学、物性研、野原、高木両氏より提供）の超伝導ギャップの直接観測を目的として、高分解能光電子分光実験を行った。その結果、 T_c 以下で超伝導ギャップの開閉に起因するスペクトル変化を明瞭に見いだした。それに加えて、両物質のスペクトル端の傾きが異なることを見いだした。この変化は、 T_c の違いだけでは説明できず、超伝導ギャップの異方性の変化を反映しているものと考えられる。

図2に、レーザーを励起光として用いた光電子分光装置の予想概略図を示す。レーザー装置は物性研究所渡部研で製作・調整中である。第一段階として、エネルギー9.3eVの光を用いて光電子分

光実験を行う予定であり、このときの光のエネルギー幅は $9\text{ }\mu\text{eV}$ 以下、試料上のスポットサイズは $10\text{ }\mu\text{m}$ 以下となる。上で述べた光電子分光装置の分解能 1.5 meV は励起光のエネルギー幅 1.1 meV を含めた値であり、レーザーを励起光として用いることにより 1 meV に迫る分解能を達成できることになる。また、微少スポットサイズを利用し、これまで光電子分光測定の難しかった微少試料の実験や試料上の場所を選択した光電子分光測定もできるようになる。

先端分光研究部門

渡 部 俊太郎

<先端分光研究部門発足の経緯>

第3世代物性研をめざして、1991年所外専門家へのアンケート調査、1993年「物性研将来計画」センター群構想公表、1994年「物性研改組計画」などの段階と議論を経て、1996年現在の先端分光研究部門が発足した。先端分光部門は旧極限レーザーグループ渡部、黒田、末元、秋山（着任は先端分光研究部門発足後）研究室、とSORのユーザーグループ高橋研究室（旧凝縮系部門）と辛研究室（旧軌導放射部門）からなる。赤外からX線にわたる波長域で、先端的な分光計測技術を駆使して、物性研究を行う部門である。

<先端分光実験棟>

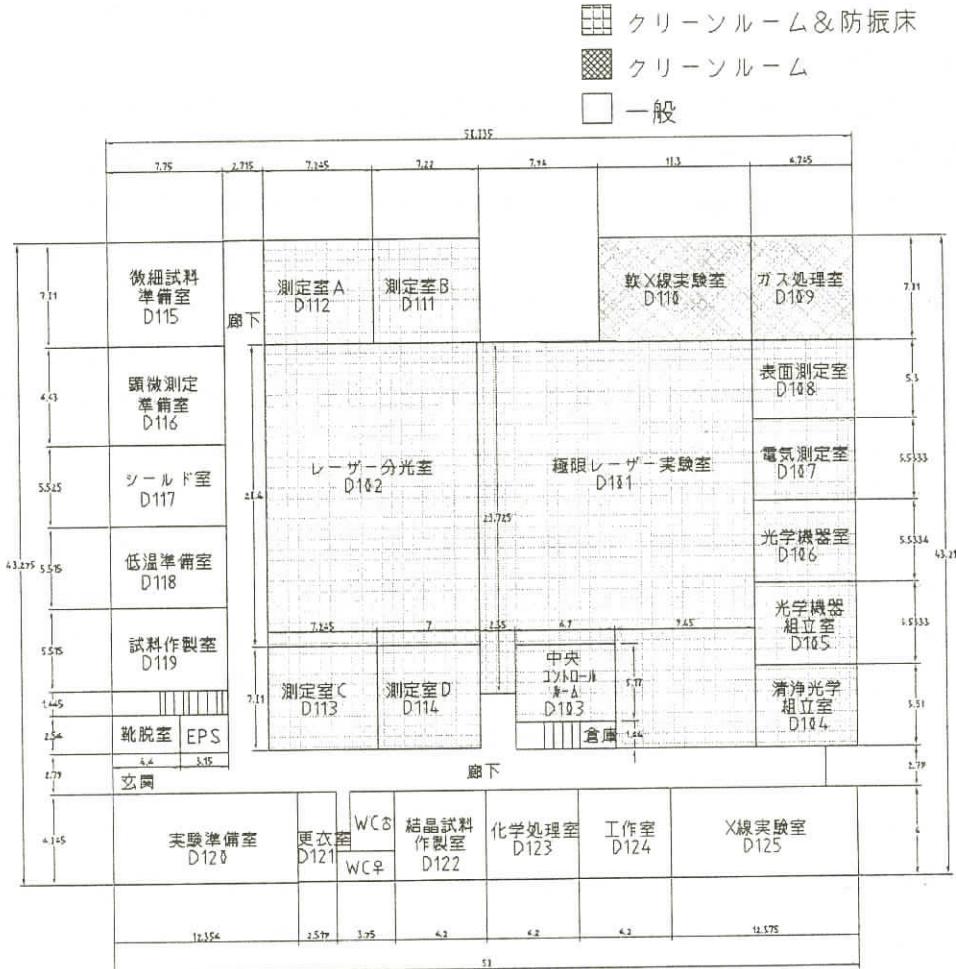
先端分光実験棟は1995年度補正予算で認められた 5000 m^2 分の一部として、極限環境棟とともに建設がはじまり、1998年3月完成した。先端分光棟は六本木旧C棟の1階・地階の極限レーザー部分の面積 2500 m^2 を継承しているが、改組を考慮して、高橋研、辛研の特殊仕様の実験室も配置した（一部は本館）。図に先端分光実験棟の平面図を示す。廊下に囲まれた領域が高性能レーザーを扱う領域でほぼ全域が除震床であり、クラス10000（一部1000）のクリーンルームである。極限レーザー実験室（D101）レーザー分光室（D102）の周辺にはより精密なレーザー実験や、実験準備、共同利用のために部屋を準備した。

廊下の外は一般の部屋で、クリーンルームではできない試料作成や実験準備を行う。軟X線実験室（D110）X線実験室（D125）は光電子分光とX線散乱実験のための実験室である。

<設備更新>

更新設備の主なものは以下の通りである。①高出力波長可変レーザーシステム②紫外・真空紫外レーザーシステム③軟X線時間分解分光システム④高分解能光電子分光装置⑤超高速分光システム⑥量子構造開発基礎評価システム⑦超高真空中X線回折散乱研究システムである。内容については

担当各所員が説明する。



<共同利用>

共同利用については各々の所員を軸とした共同利用ネットワークについて説明する。

高出力レーザーと軟X線レーザー分光 -XUV・軟X線領域の非線形・時間分解分光をめざして-

東大物性研 渡 部 俊太郎

これまでの経過

1981年10月に研究室を立ち上げると同時に高出力エキシマレーザーに着手し、放電励起増幅器で1 TW, 電子ビーム励起増幅器で4 TWの世界最高の出力を達成した。その後放電励起増幅器の繰り返し化を行い、10HzでTWの出力を得て、超高光電場下での物理を開始した。まず高次高調波の発生を試み、1989年当時としては最短波長(9.9nm)のコヒーレント軟X線を得た。1990年チタンサファイアレーザーで100fs以下超短パルスが得られたのを期に、従来の色素レーザーを全面的に取り替え、なおかつチタンサファイアを増幅器として、波長可変、超短パルス高出力レーザーの開発を行い、10Hzで20TWの出力、kHzで0.7TWの出力を得た。これら紫外(248nm)と近赤外(800nm)の超短パルス高出力レーザーを用いて、多光子イオン化や高次高調波などの高次非線形現象の研究を行った。2電子同時イオン化、高次高調波の波長依存性を明らかにすることにより、高次高調波の再帰電子モデルの確かさを実証した。またチタンサファイアレーザーの基本波、2倍波、3倍波を位相をずらして重ね合わせ、非正弦波電場を作ることにより、高次高調波やイオン化を制御できることを示した。また基本波と2倍波の重ね合わせにより、偶数次の高調波が発生することを示した。最近ではXUV域ではじめて非共鳴2光子イオン化を観測、これを用いて高次高調波のパルス幅を測定した。また高次高調波の位相特性を調べ、パルス圧縮により13fsを得た。

設備更新の方針と内容

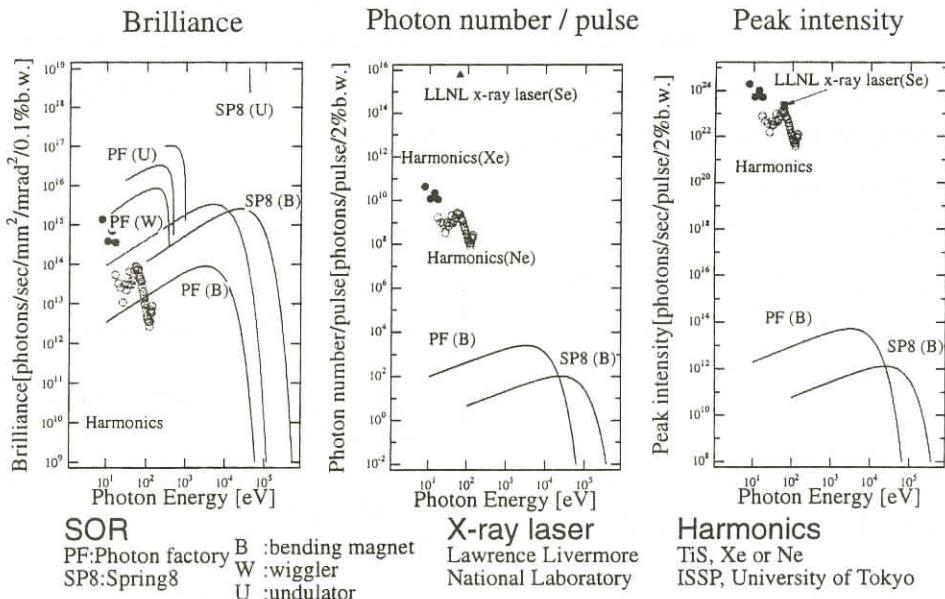
主な更新設備は（1）高出力波長可変固体レーザーシステム、（2）紫外・真空紫外レーザーシステム、（3）軟X線時間分解分光システムである。（1）はチタンサファイアレーザーで、テープルトップ、高繰り返し(>1kHz)、全固体化を方針とした。これにより、従来のシステムに加え、全固体kHz、TWレーザーと、10kHz、0.2TWを整備した。このうち10kHzシステムは発振器を変えることにより超短パルス(20fs)と狭帯域(バンド幅1GHz)動作が可能で、時間分解分光と高分解能光電子分光に対応している。（2）はエキシマレーザーを基本とする装置である。この装置はガス寿命(10^8 ショット以上)、高繰り返し(200Hz, 1J級, kHz, 50mJ級)を方針に更新を行った。200Hzで1TW, kHzで0.1TWを目指している。この装置は、チタンサファイアレーザーに比べ、50eV以下では高強度の高次高調波を発生する。（3）では10kHzに対応するジッターフリーで1psの分解能をもつ軟X線ストリーカカメラを導入した。

今後の展開

図にXUV, 軟X線領域の代表的光源である放射光, X線レーザー, 高次高調波の比較を行う。高次高調波は超短パルス ($\sim 10\text{fs}$), 高ピーク出力で平均輝度 (ブリリアンス) もある程度高いことがわかる。この特徴を生かし, (1) 時間分解分光 (2) 非線形分光を展開する。時間分解分光ではアルカリハライドのオージュフリー発光を準備している。非線形分光では既に希ガスの非共鳴多光子イオン化を達成しているが, 固体への適用を試みる。(また狭帯域高次高調波を用いて辛研と共同で超高分解能光電子分光をめざす) 超短パルスの極限は短波長にある。高次高調波によるアト秒パルスの発生に挑戦する。また超短パルス高出力レーザーについては常時改良や新しい試みを行っていく。

共同利用

物性研内部での共同研究は既に開始し, その主なものが, レーザー光源を用いた高分解能光電子分光である。XUV時間分解分光については, 学外との共同利用を計画している。また国内の高出力レーザー分野, 高光子場中の化学などのネットワークの一翼を担うことになる。



超高速時間領域分光による光物性

物性研究所 先端分光部門 末 元 徹

1. 研究経過

<ホールバーニングと選択励起分光>

物性研究所に着任するまでに専門としていたのが高分解能分光だったので、最初に取り上げたのが、永続的ホールバーニングと選択励起分光であった。ホールバーニングは当時大容量光メモリーの新しい原理として注目されていたが、我々は物性のプローブとしての利用を考え、狭帯域リング色素レーザー（スペクトル幅 2 MHz）をベースとしてホールバーニングとFLN（蛍光先鋭化）の測定装置を組み上げ、希土類イオンを含む酸化物混晶、ガラスなどを使って、固体中の乱れとホールの幅やホール生成効率の関係を系統的に調べた。その結果、室温に近いところではホールの幅（位相緩和時間の逆数に比例）は物質の種類にあまり依存せず、数十K以下の低温で乱れの影響を受けて広がること、永続的ホールの生成効率も乱れにより増加すること、ある種の物質では、格子変位によるホール生成機構と光ポンピングによるものが共存していることなどを見出した。90年代に入ってポーラス（多孔質）Siの可視発光が発見され、新しい発光材料として注目を集めた。我々はポーラスSiおよびガラス中Ge微粒子について選択励起発光分光の手法を初めて適用し、発光スペクトルの中にフォノン構造を見出した。これにより発光が間接半導体としての性格を残した微粒子内部で量子閉じ込めを受けた電子ホール対の再結合によるものであることを裏付けた。その後、選択励起の手法はこの分野で広く使われるようになっている。

<時間分解ラマン分光>

高分解能分光に基づいた上記の研究と平行して、自然放出ラマン散乱による時間分解分光の研究を始め、ラマン分光としては最短の100fsecの時間分解能を達成した。短いパルスを使うとフーリエ限界のためスペクトル分解能は落ちるが、元々幅の広い電子ラマン散乱には特に適合している。この手法により、Geにおける光励起された伝導電子の谷間散乱時間やホールの冷却時間を求めた。さらにポンプ光として波長可変な光源を用いることにより、この手法の発展を図っている。

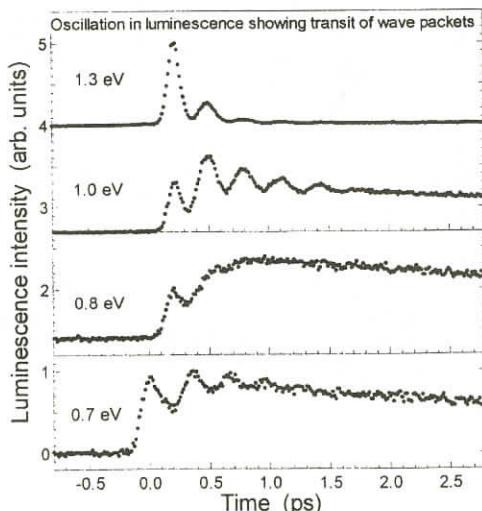


図 1

<上方変換による時間分解発光分光>

現在、発光分光で最も高い時間分解能を実現できるのは、和周波発生を利用した上方変換による方法である。我々はこの方法を用いて、半導体InAsにおいて光励起により生成された非平衡電子とその冷却緩和過程の観測に成功した。また擬1次元ハロゲン架橋白金錯体Pt-Clにおける自己束縛励起子のダイナミクス（生成や冷却緩和過程）を明らかにした。Pt-Brでは図1に示すように自己束縛に伴う局在振動を発光強度の振動として初めて捉えることができた。各エネルギーは第2図のポテンシャル曲線上の位置(a)(b)(c)(d)に対応しており、発光強度のピークは波束の通過の瞬間に対応している。

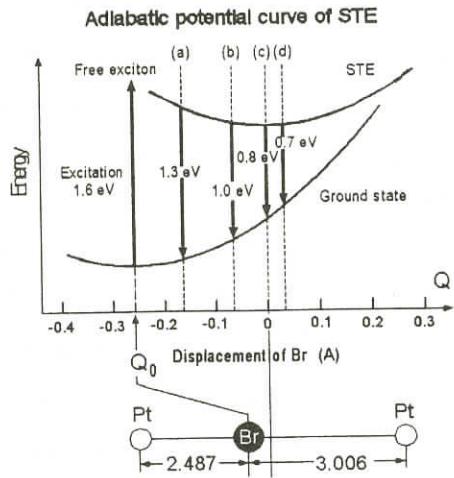


図 2

2. 研究室の現状と将来の展望

<超高速実時間領域分光>

従来の光物性の実験は、時間分解測定も含めて基本的に光のパワースペクトルの測定といつてもよいだろう。しかし近年の短パルスレーザーと超高速分光法の発展により、典型的なフォノンの振動数（数 100 cm^{-1} ）程度の振動ならば、実時間軸上で直接観測することができるようになってきた。これにより時間分解能を極限まで高めることができるだけでなく、今まで余り問題にされなかった振動の位相や相互作用の符号を議論することも可能になってきた。このような視点から新しい光物性の方向を開拓することを目指して、上記の発光による波束の観測やインパルス励起によるコヒーレントフォノンの研究などを開始している。波束振動を実時間で観測する方法はいくつかあるが、発光による方法は通常の発光測定からポテンシャル曲線が知られていれば、スペクトルから原子の位置を割り出せるという特徴があり、光誘起相転移の解明などに役立つものと考えている。

今回の設備更新では、この方針に従って超高速分光を中心に設備の充実を図ることを主眼とし、1 KHzと100 KHzの再生増幅システムを導入した。これにより、各種の非線形過程に基づいた波長の可変化、短波長光の発生が可能になり、対象とできる物質の範囲が大幅に広がると期待される。また周辺整備としてストリーカカメラ、超伝導磁石を導入した。

<今後の方針>

光物性の研究を進める上で忘れてはならないのは、測定技術の整備と周辺装置の充実である。極限的なデモンストレーションの実験を行うだけでは物性物理への寄与は難しい。従って時間分解発光、ラマン、インパルス励起などの分光においても最先端に近いレベルは維持しつつも波長可変性、

安定性などを重視し、幅広い応用を目指す。また温度、磁場などの環境制御も行えるようにして、物性測定の手段として有効に使えるようになる。現在は擬1次元物質、半導体などを主な研究対象としているが、今後はワイドギャップ半導体、遷移金属酸化物なども守備範囲に入れて行くことになるだろう。素励起の生成消滅や各種相転移のダイナミックスの解明などには、実時間領域分光が威力を発揮するものと予想される。

これから物性研究においては、最高の物質作製技術と最先端の測定技術、そして高度な理論の三要素を結びなければ、本当にインパクトのある研究をすることはますます困難になってくるだろう。部門の性格上、我々の場合重心は測定にあるので、他の2つについては所内および所外のグループとの共同研究に期待するのが最も現実的かつ有効である。従って広く「興味有る物質」を研究対象としていくために、共同研究と共同利用を一つの軸として活動したい。また部門内では、次世代の芽を出す試みとして真空紫外光による時間分解ラマン散乱の実験、空間分解分光と時間分解分光の複合化などの共同研究を計画している。

顕微分光技術と量子構造の光物性

東京大学物性研究所 先端分光研究部門 秋山英文

1. 経緯

1996年6月1日に物性研着任して以来、約3年半が経過した。我々は昨春に六本木から柏低層棟への実験室の移転を完了し、柏での研究が進行しつつある状況である。そもそも着任時に「レーザーの特質を生かし先端的分光手法を用いた光物性実験」という公募主旨に対して私が提案し今日まで目標としてきた研究内容方針は「顕微および赤外領域のレーザー・分光・光学技術を開発すること、物性研究を行う以上は基礎評価も重視すること、半導体量子ナノ構造を中心に他分野にも対象を広げながら光物性研究を行うこと」というものだった。着任時には既に物性研の柏移転は決定済みだったので、それ以降、研究室立上げと移転準備から遂行を併せて進めながら、上記の目標を実践してきた。本研究会に際して説明を要請している「研究計画と設備更新内容」も、上記の目標に基づいて企画された。

2. 研究手法内容と計画

- 1) 顕微分光に関して、「高空間分解能(実績 $\lambda/2.5$ 次目標 $\lambda/4$ 以上)の顕微分光・画像計測法開発」「T型量子細線、(110)量子井戸、ファセット成長ナノ構造の顕微分光・画像計測」「リッジ型量子細線レーザーの発振・モード特性」「ソリッドイマージョンレンズ(SIL)を用いた高効率(実績70%次目標90%以上)高分解顕微蛍光計測法」「顕微中赤外分光(後述)」などをテーマと

した研究を進めている。さらに、以下のような展開の意図を持って、研究を推進している。

顕微計測を行うことの、最も直接的な理由は、高い空間分解能によりミクロンサイズの小さな試料・領域、起源の同定、空間的ダイナミクス・分布などを研究することである。これによって、微細加工成長構造を始めとして、結晶成長条件が困難な不安定相や、生体組織細胞などより広い光物性研究の対象が開発される。

しかし、顕微計測でさらに重要なことは、高いNAの光学系の採用により、エネルギー・情報のロスのない高効率検出・定量的計測が可能となることである。我々が、研究を行っているSILを用いた顕微計測では、ダイポール放射される光子の90%を集めることができると、これは光子統計に関わる研究や光化学変化・反応を伴うシステムの研究には貴重な武器となる技術である。

また、顕微計測でいう無収差ということは、空間的コヒーレンスが保たれるということである。従って、空間的コヒーレンスの良いレーザーの特性を生かした研究、特に、現在先端分光部門で進行しているハイパワーレーザー・短波長コヒーレント光・時間分解分光などの手法と組み合わせた研究を発展させてゆく上で重要である。その他、フーリエ画像計測、光導波路結合などの技術もとくに重視して研究を進めている。

2) 赤外分光に関して、「中赤外顕微変調分光法の開発」「量子井戸中のサブバンド遷移と集団励起効果」「サブバンド遷移強励起下における共鳴コヒーレント現象」をテーマとした研究を進行させている。

我々が赤外分光を推進する第一の目的は、ナノ構造の量子閉じ込めの直接観測である。量子閉じ込めを観測する最も直接的な方法は、量子化された量子準位間の遷移すなわちサブバンド（レベル）間遷移を観測することである。しかし、これらの遷移は中赤外領域に位置し、技術の進んだ可視～近赤外域に比べ、分光計測上の困難が多い。そこで、我々は微小領域でかつ高感度に中赤外分光を行うために、顕微変調分光法の開発を行った。用いた装置は、今回の設備更新で新たに導入されたものである。

物理的には、サブバンド間遷移は、常温でも集団励起の効果すなわち多体効果の寄与が重要な過程であり、我々は特に興味をもっている。また、近年の量子カスケードレーザーの成功により、サブバンド間遷移に基づく発光過程が、環境計測を始めとするさまざまな赤外技術の応用分野で注目されるようになっている。さらに、強励起下でのサブバンド間遷移は、光ショタルク効果、ラビ振動、自己誘導透過現象など共鳴コヒーレント現象の観点から、自由電子レーザーや光パラメトリック增幅-差周波発生装置などの技術展開と相まって世界的に関心が高まっている。これらの実験を一部共同研究も行いながら進める計画である。

3) 試料の基礎評価は、物性研究として顕微および赤外の先端分光研究を進めていく上でも、試料や問題自体を開発していく上でも不可欠な重要なプロセスである。実際、材料科学を専門とす

る研究者と共同で研究対象を生み出すスタイルの共同利用が、これまで我々が行ってきた共同利用の根幹を占めている。

測定対象にあわせて、光源や測定系・検出器などの準備・開発を行って、PL, PLE, 吸収, 反射などのスペクトルと時間分解測定、また顕微鏡観察などを行っている。例えば、繰り返し1MHz波長300nmのピコ秒光源を用いた青色蛍光体のps - μ sのPL寿命や、近赤外域でのPL・PLE測定、光励起レーザー発振測定などが、高い頻度で行われてきた。基礎評価にはさらに力をいれ、所内にとどまらず、所外、学外、国外まで含めた結晶成長グループと協力関係を築きながら研究を行う意図である。

LD励起固体レーザーやCCD検出器、原子間力顕微鏡、プリズム分光型のレーザー顕微鏡などが今回の設備更新で導入整備され現在既に活躍中である。

より具体的な研究内容や発表論文は、WWW上に公開しているのでご参照願いたい。

(<http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/labs/spectroscopy/akiyama/>)

また、本研究会での吉田助手の講演も参照していただきたい。

3. 設備更新内容と展望

先端分光部門研究の一環として上記のように研究を進めるために、先端分光部門の設備更新費総額約12億円のうち、約1.675億円の配分を受け、以下のように更新設備を導入した。

更新設備名は「量子構造開発基礎評価システム」である。その内容の主なもの（500万円以上）は、LD励起グリーン固体レーザー（5W 2台、倍波発生器 1台、0.1W 3台）、冷却CCD検出器 3台、共焦点レーザー顕微鏡（プリズム分光型）、走査型原子間力顕微鏡、フーリエ変換赤外分光度計（FTIR、変調計測仕様）、モード同期半導体レーザー 2台（1.5 μ m帯、IGO形式）である。前4者は基礎評価と顕微分光に、FTIRは赤外顕微分光に用いられている。

予算配分は部門主任・幹事会提案に基づき所長が決定したものである。しかし、その中の使途、すなわち、一つの重要性の高い分野を担い、且つ、高出力レーザーや強磁場など物性研の大型プロジェクトとの協調発展を将来進めるためにその予算でいかなる設備投資を行うかという点については私自身が任されて担当したものである。上述したとおり「顕微」という技術は、空間的コヒーレンスを保つ技術に他ならず、時間領域、エネルギー領域、外場など他のあらゆる技術と組み合わせが可能な技術と言っても過言ではない。本移転を契機に、研究室として独自技術・路線を築き、そのうえで、新しい所内協力を進め、それらを活用する所外協力関係を開発して行きたいと考えている。

高エネルギー領域の光物性

辛 塙

軟X線とは $10 - 1000\text{eV}$ ($1000 - 10\text{\AA}$) の光のことであるが、固体中の電子との相関が最も強い光として知られている。軟X線領域の光を利用して、物質の電子構造研究を行っている。シンクロトロン放射光等により高エネルギー領域の光励起が起こると、図1の様な相互作用を物質と起こす。それぞれ固体の電子状態を知る上で重要な実験手段になっている。(a) は内殻吸収を表している。内殻吸収が行われた後に生じた内殻正孔に価電子が落ち込むときに生じるもののが(b) の軟X線蛍光である。(c) と(d) は光電子分光と逆光電子分光のプロセスを書いてある。(a) 軟X線吸収と(d) 逆光電子分光は非占有電子状態(伝導帶)の情報を得ることが出来る。一方、(b) 軟X線蛍光と(c) 光電子分光では、占有電子状態(価電子帯)の情報を知ることが出来る。このように、軟X線蛍光と光電子分光は対応して、よく似た情報を与えていることがわかる。励起光と発光のコヒーレンスがない場合は、いわゆる蛍光が生じるが、入射光と発光が強く相關している2次光学過程の場合は、いわゆるラマン散乱も観測される。最近の測定法の傾向は、高分解能化である。また、光源の高輝度化に伴って、2次光学課程の研究が重要なテーマになりつつある。

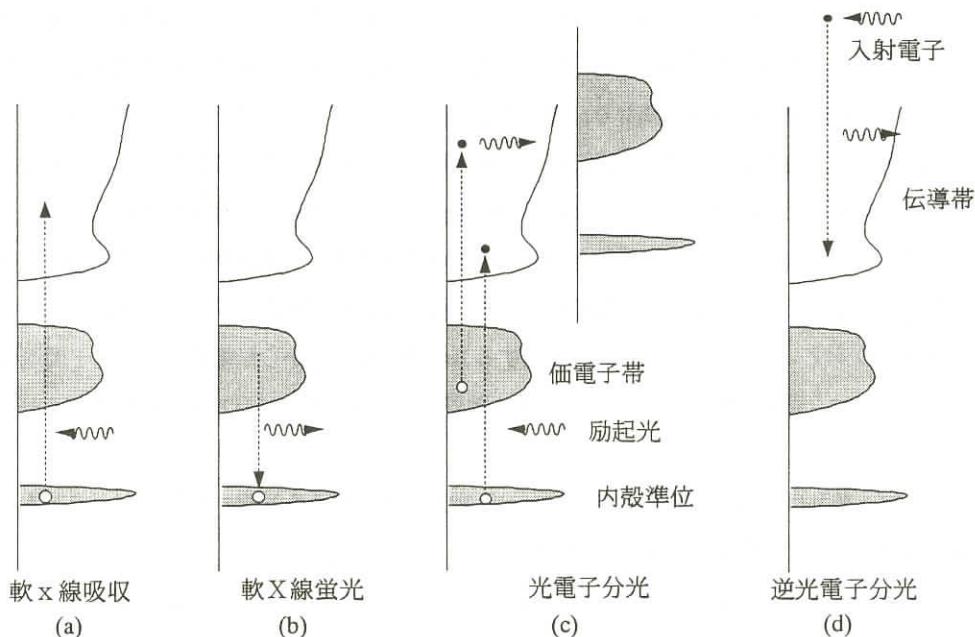


図1. 高エネルギー光を利用した電子状態のいろいろな研究方法。軟X線吸収と逆光電子分光は伝導帯が、軟X線蛍光と光電子分光が一般に価電子帯の情報を得ることができる。

(1) 高分解能光電子分光

高分解能光電子分光については、本研究会の横谷氏の講演で詳しく述べられているので、ここでは、将来どこまで高分解能化は可能かについて述べる。現在の光電子分光器は200ミクロンスリットを用いているが、もっと狭くすると分解能は $100 \mu\text{eV}$ 程度ほどまで可能になると思われる。光源として、軟X線領域のレーザーを用いて、10ミクロン程度に集光することが不可欠である。この際、温度と分解能のが同程度になるために、1Kくらいにする低温技術が必要である。

(2) 逆光電子分光

逆光電子分光は物質の非占有電子状態を知る方法である。 Ce 系近藤物質の近藤ピークが非占有状態にあることが知られている。近藤ピークを観測することは、物質の輸送現象を解明する上で重要である。本研究会では、 CePd_3 について、逆光電子分光が行われ、近藤温度を境に4f電子数が変化していることを示した。最も難しい軟X線分光学の1つであり、これから発展に期待したい。

(3) 軟X線発光(ラマン) 分光

軟X線発光実験は以下のような特徴を持っている。①双極子遷移に従うために明確な選択則を持つので、部分状態密度を知ることができる。②内殻正孔が局在しているために、特定の原子に局在した状態密度を知ることができる。③酸素、炭素、ボロン、窒素などの軽元素の研究ができる。これらの物質は、人間の生活に深く関わり、材料工学的にも極めて重要な物質であるが、光電子分光では、これらの原子の散乱断面積が著しく小さいために、ほとんどこれまで研究が進んでこなかったものである。④光電子分光とは異なり、電子を使わないとためにいわゆるチャージアップという現象がなく、絶縁体でも測定できる。⑤光の平均自由行程が長いため、表面処理があまりいらなく、バルクの情報を知ることができる。⑥軟X線発光の成分には、1次光学過程である蛍光成分と2次光学過程であるラマン散乱成分の二種類があり、両者は通常混ざって観測される。普段は特に区別する必要はないが、それぞれ異なる情報を持つので、使い分けばそのメリットは大きい。半導体の軟X線領域のラマン散乱では、素励起に相当するものは価電子帯から伝導帯へのバンド間遷移である。軟X線ラマン散乱で観測される素励起は、制限されたJDOS(RJDOS)を反映すると言われている。

軟X線ラマン散乱はこれまで研究のできなかった物質の電子構造を解明するのに有力である。生体物質等の研究に威力を発揮するものと思われる。

ラマン散乱はレーザー分光では当たり前に見られる現象であるが、X線領域ではほとんど観測されていない。特に軟X線領域では極めて稀な現象である。しかし、最近は世界中で高輝度光源が出現しだしているので、これから徐々に実験データが増えることが予想される。現在は、ちょうど、水銀灯でラマン散乱を観測していた時代から、レーザーが出現してラマン散乱の研究が急に盛んになった時代の前夜に近いように思える。よく知られているように、レザーラマン散乱は物性研

究に極めて大きな成果を上げている。軟X線領域でも将来はこのような研究分野を形成することを期待したい。

X線回折散乱法による構造物性研究

東大物性研 高橋 敏男

本稿では、これまでの研究の概要、および現在行っている計画も含めて今後の研究計画について述べる。私の研究室では回折物理学の分野に属する研究を行っている。具体的には、これまでX線や中性子の回折散乱の関わる基礎および応用研究を行ってきた。特に、結晶表面・界面や新物質の構造を解析する手法を開発しつつ、それらの物質の構造に関して、他の方法では得難い知見を得てきた。たとえば、表面X線回折法、逆X線定在波法、蛍光X線ホログラフィなどの解析法の開発に携わりつつ、Si(111)表面に形成される種々の超構造、δドープ型の結晶の界面構造、GaAs副格子反転エピタキシャル成長結晶の副格子反転などについて所外との共同研究も行なながら新しい知見を得てきた。ここでは、それらの内から最近開発した解析方法とそれによって得られた結果について述べる。

研究の対象とした試料は、平板状で表面に層状に結晶成長させてものである。このような試料による回折現象は従来のバルク結晶を扱う回折理論では扱いにくい。たとえば、動力学的回折理論としては、通常ラウエにより定式化された理論が使われている。そこでは結晶は3次元的な周期性を有するものとして扱われ、プラグ点付近での回折現象を記述するのには適しているが、プラグ反射のテールの部分を扱うのには適していない。これに対して、ダーウィンにより1914年に導出された動力学的な回折理論は、1枚の原子面による散乱を出発点とし、原子面間の多重散乱を取り入れている。この考え方は、原子層を制御して結晶成長させる最近の人工物質を扱うのに適している。数学的には、今日では輸送行列を使うことにより容易に計算できる。このような取り扱いは、光学領域における多層膜による反射率・透過率の計算と類似であるが、X線の場合には、多層膜と異なり、鏡面反射（対称反射）以外にも非対称反射や多波回折なども扱えるようにする必要があり、その点も含めて進展させた。

このような回折理論を構築することにより、任意の入射条件、任意の厚さの結晶に対して、プラグ反射付近であろうとそのテール部分であろうと運動学的か動力学的か悩むことなく扱えるようになった。さらに、この解析方法を用いると反射強度を絶対反射率で表現できる。このことにより、結晶の表面や界面構造などを決める際に、モデルの良否を縦軸をスケーリングすることなく判断できるので、これまでより少ないデータでも構造モデルを曖昧さがなく決定できるようになった。

このようにダーウィン流の回折理論は非常に有用であることが分かり再び見直されつつあるが、

問題点が残されることに気がついた。この理論では、誘電率や屈折率といった概念が直接的には取り入れていないので、試料表面すれすれにX線を入射するときには、反射率が発散するような表式なっていた点である。この点も極めて最近解決できることが分かった。表面X線回折の実験は、表面すれすれの入射条件を利用することが多いので、この解析法は表面層を評価するのにさらに適用範囲が増えることになる。たとえば、すれすれ入射条件の極端な非対称反射も扱えるようなり、既に表面層の格子歪みの解析にも利用されている。

また、この研究に関連して回折現象に関する基本的な考察がなされた。その1つは、すれすれ入射のフレネル反射率曲線についてである。この反射率曲線は、表面層の解析にX線や中性子でよく利用されている。この曲線は、入射角を表すパラメータを適当に選べばブレッガ反射を表すダーウィン曲線と数学的には同じ関数形をしていることが分かった。もう1つは、エワルド曲線についてである。この曲線はダーウィン曲線と並んでがX線や中性子のロッキング曲線として広く知られているが、どのような実験条件の時に適用すべきか曖昧であったが、両者は式の上では簡単な関係で結びつけられていることが示され、その曲線の物理的な解釈も明確になった。

柏移転後の研究計画については以下のように考えている。設備更新予算は、主として下記の1), 2) の研究設備に充てた。

1) 位相問題、すなわち回折散乱実験では、散乱強度は測定できるが散乱振幅の位相情報が失われてしまうという問題である。この問題が解決できれば、散乱体の構造は解けたことになる。バルク結晶については、かなり研究が進んでいるが、表面のような2次元周期構造についてはこれからである。最近開発された蛍光X線ホログラフィはその1つの方法である。この方法では、蛍光X線の散乱角依存性を測定して得られた結果をフーリエ変換して原子像を再構成する。この方法ではモデルフリーに構造を決定できるので、今後発展するものと考えている。これまで開発してきたコッセル線を測定する逆定在波法とも関係が深い。もう1つは、多波回折現象を利用する方法を考えている。すなわち、ブレッガ反射を起こしているときに表面反射を測定すれば、構造因子の位相情報を得ることができる。さらには、バルクで行われているような直接法に関する研究も行いたい。

2) X線の磁気散乱はここ20年くらいの研究によりバルク結晶についてはまざましく進展して多くの成果が得られている。表面界面の磁気構造をX線の磁気散乱を利用して行う研究は多層膜を除けばほとんど研究例がない。表面に特有な磁気構造や相転移現象などを研究してきたいと考えている。

3) X線の物質との相互作用の基礎研究。磁気散乱もそのひとつであるが、電気双極子放射以外の散乱現象の開拓研究、たとえばX線非線形光学現象の基礎研究を考えている。

レーザープラズマによる軟X線レーザーと高次高調波生成

東大物性研 黒田 寛人

高出力ピコ秒マルチTW級固体レーザーの開発と、レーザープラズマの生成、高密度プラズマ中の多価イオンをレーザー媒質とし反転分布を生成することによる軟X線レーザーの研究およびその基礎となるレーザーとプラズマの動的非線形相互作用の研究を行ってきた。これまでの経緯と得られた主な新しい結果、および最近の展開について述べる。

A 背景と経緯

1. 高出力固体レーザーの開発 [Ref. Opt. Quantum Electron 28 (1996)187]

100ps, マルチTWのガラスレーザー（波長 $1.054\mu\text{m}$, 4ビーム, 2~4 TW, 最大出力380 J, 1ビーム最大出力150 J）及び、0.7~2ps短パルスピコ秒TWガラスレーザーを開発した。前者は、YLFカイゼンガ型発振器とリン酸塩ガラス多段増幅器、後者はダイオードポンプYLF発振器とパルス伸長圧縮器（CPA）とチタンサファイアとガラス増幅器の組み合わせによりコントラスト比 $5\times10^{-4}\sim10^{-6}$ で0.7~2ps, 1 J~2 Jを生成する。前者は主として再結合型軟X線レーザーの研究、後者は過渡利得衝突励起型（TCE）軟X線レーザー及び固体プラズマ界面による高次高調波生成の研究に用いられている。

2. 新しい軟X線分光系の開発 [Ref. Appl. Opt. 23(1984) 2386]

高分解能と明るさを兼ね備えた結像面フラットフィールド型XUV分光器を開発した。グループピッチを可変とする事により、はじめて可能となり、SITカメラやCCD、ストリーカカメラ等の、2次元画像処理による時間空間分解XUVスペクトル測定が可能となった。X線ストリーカカメラ（分解能20ps）、X線フレーミングカメラ（分解能100ps）を開発してXUVからX線の時間空間分解スペクトル測定法を開発した。

3. ピコ秒X線生成機構の解明 [Ref. Phys. Rev. A. 35(1987)4712]

ピコ秒生成X線の研究はほとんど行われていなかった。又、従来行われてきたX線生成機構シミュレーションではナノ秒プラズマX線の解析は可能であるがピコ秒X線解析のためには過渡的な原子及び多価イオンの動的挙動を取り入れた解析が必要である。実験及び理論シミュレーションにより新しい研究を進めることによりイオン化、及び再結合過程でのX線スペクトルの相違、原子番号による硬X線生成の相違等が明らかになった。

4. レーザープラズマ非線形相互作用による新現象 [Ref. Phys. of Fluid. 31 (1988)692]

ポンデラモーティブ力による電子加速のシュミレーションやガウシャンビームによる電子加速の相違等高速電子や異常X線生成の研究、第2高調波の時間分解スペクトル解析による oscillating two stream instability の観測等を通じてプラズマ臨界面の動的挙動の研究が進展した。

B 軟X線レーザーと、高次高調波発生の研究

1. He様軟X線レーザーの実証 [Ref. J. Opt. Soc. Am. B. 12 (1995) 1338]

これまでにH様C, Li様AlにおいてH様, Li様再結合型軟X線レーザーの研究が行われて、レージング・利得の報告はあるが、He型では成功していない。筆者達はBNをターゲットとし、100psガラスレーザー光を幅 $100\mu\text{m}$ に、長さ $1.8\sim7.8\text{mm}$ に変化させる事によりレーザー光強度 $3.9\sim4.3\times10^{13}\text{ W/cm}^2$ の強度でHe様-Nの $3^1\text{D}\rightarrow2^1\text{P}$ 間遷移で明確なレーザー作用の観測に成功した。 $(g=3.4\text{ cm}^{-1})$

2. He様Alにおける反転分布の観測 [Ref. J. Opt. Soc. Am. B. 13 (1996) 187]

He様Alにおける主量子数 $n=2, 3, 4$ 間の反転分布の実測をめざして、X線フレーミングカメラにより $5\sim8\text{ A}$ 域の基底状態への発光の時間空間分解スペクトルの測定を行った。オパシティの補正も異なるったラインによる電子密度、電子温度の測定により行った。その結果プラズマ生成後 $600\text{ps}\sim1.2\text{ns}$ の間に $1.054\mu\text{m}$ レーザー励起で $n=4-3$ 間に、 $0.53\mu\text{m}$ 励起では $n=3-2$ 間に大きな反転分布が観測された。これは軟X線レーザープラズマ媒質におけるはじめての明確な観測である。シュミレーションとの一致も良好であった。

3. 疑似利得の生成機構 [Ref. Phys. Rev. E. 51 (1995) R24]

ある条件下では（特に 2 mm より短いプラズマで顕著）プラズマのラインフォーカスの軸方向へのプラズマ膨張により $\eta e, Te$ が変化し、 $2\sim3\text{ ns}$ 程度経過すると見かけの利得が観測されることを実験、シュミレーションで示し時間空間分解測定がレージングの確認に重要であることを示した。

4. 再結合型レーザーにおけるイオン希釈効果 [Ref. Appl. Phys. Let. 67 (1995) 3105]

再結合型では基底状態への遷移確率の相違により反転分布を生成するので、オパシティの制御が重要である。筆者達はBNやB₄Cにより希釈イオンBの密度を変化させる事により利得が負から正に移行し、最適な混合化で大きな利得が実現できることを示した。

5. 新ファイバーアレイターゲットの設計 [Ref. Appl. Phys. Lett 72 (1998) 278]

再結合型軟X線レーザでは従来プラズマパラメーターの制御が直接に利得に関係するためプラズマ長を一定以上長くする事ができず、又、ターゲット表面よりの利得空間も大きくは取れず、重要な課題であった。筆者達は $9\mu\text{m}$ 径Cファイバーを縦列に幅 $100\mu\text{m}$ から $300\mu\text{m}$ 程度変化させ離して並べた構造のアレイターゲットを設計した。最適条件下では最初2次元シリンダー状のプラズマ膨張が、隣のファイバープラズマと衝突し、結合し、擬1次元的に膨張し、プラズマパラメーターが制御可能で利得係数及び利得空間もきわめて大きく取れることが実験、及びシミュレーションで示された。これにより再結合型で利得長Lも制約が無くなる新しいターゲットであることが示された。

6. マルチパルス列照射によるLi様-Al軟X線レーザー [Ref. Phys. Rev. A. 58 (1998) 1605]

Li様-Alは比較的低出力照射で、ラインフォーカス長が長くできる。従来の再結合型では増幅の目標となる $GL > 5$ が得られておらず（例外は光電場イオン化によるH-Li）これを達成することが1つの目標である。筆者達は250ps間隔で8本の100ps励起パルスによりプラズマ状態を制御し、Li様-Alの5-3, 4-3間遷移による 106\AA , 154\AA で $GL = 5.3$ および 5.6 を得て最大級のレージング増幅を観測し飽和状態が可能であることを示した。又、蒸着した純Alでは増幅が起こらず、 300\AA の Al_2O_3 コートしたものと表面酸化膜Alでは大きな増幅が見られオパシティを軽減するイオン希釈の効果が重要であることも発見した。

7. 縦励起過渡利得衝突励起型(TCE)軟X線レーザー [Ref. Phys. Rev. E. 57 (1998) 7093]

従来の衝突型軟X線レーザーは100ps数100Jの入力を必要とし、大型レーザー装置が必要となる。小型化を目指して過渡利得衝突型(TCE)軟X線レーザーが開発されたがそれでも1ps, 10J程度必要である。筆者達は高速化と小型化、実用性の向上のため1J以下の入力で稼働する軟X線レーザーとしてNi様-Moを選び研究を始めた。超大型計算を行わずに、ホットスポットモデルによる機動型シミュレーションを進め、Ne様-Geで他のシミュレーションと比較し、十分な精度を確認した。 $1\text{ns}, 350\text{mJ}, 0.2\text{TW cm}^{-2}$ でプレプラズマをライン幅 $100\mu\text{m}$ 、長さ2mmで生成し1ns遅延して1ps, 250mJ, 3 P W cm $^{-2}$ ($100\mu\text{m}$ ϕ)の主パルス照射を行うことにより、18.9nmのNi様-Moレーザーが実現可能であり $g=150\text{cm}^{-1}$ 以上、 GL も20と飽和レージングすることを示した。

また、ウォーターウィンドウ域の4.3nmのレーザーとなるNi様-Wについてシミュレーションを進め同様のスキームで250fs, 4J, 248nm励起で可能であることを示した。

8. 固体プラズマ界面からの高次高調波の生成 [Ref. IEEE J.Q.E. 35 (1999) 60]

固体ターゲットプラズマ界面からの高次高調波は偶、奇数両方の高調波生成、ガスの場合と異なり高次側にカットオフがない、生成効率が高いことなどから注目されているが、偏光依存性や空間分布、指向性、レーリーテラー不安定性によるリップリング等未解明な現象が多い。又、P I C理論シュミレーションとの相違もある。これらの観点から実験を進め、レーリーテラーによる空間分布指向性の遷移、パルス幅依存性、偏光依存性などを見出した。さらにプレパルスによる、奇数次の異状増加を見出している。

C 今後の課題、展開方針

まず、継続的に発展させることはT E C励起、Ni様-Moの18.9nmレーザーの実証と高効率、高出力化である。

飽和Ni様-Moレーザが実現できれば、ホログラフィによる生体物質、ヴィールス特異物質の立体化学反応等も追求できる可能性がある。DNAへの軟X線照射効果やDNAの選択励起も開拓すべき分野である。レーザープラズマ相互作用の最重点項目である臨界点及び高密度領域の挙動を軟X線レーザーを用いて解明したいと考えている。ルミネッセンス研究も、軟X線レーザーにより新しく展開させたい。Ni様-Wへの挑戦も行いたい。パルス幅100~200fsを導入し研究を進め、必要入力を下げる新スキームを研究する。

先端分光物性研究の全国協力体制との物性研究所の役割

－光量子科学研究との連携－

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター 加藤 義章

1. はじめに

先端分光物性部門では高繰り返し(5kHz)・高平均出力(22W)のチタンサファイアレーザーを開発し、高次高周波コヒーレント軟X線の物性研究への利用を、研究の大きな柱としている。これは同研究所の今までの成果に立脚しつつ、新たな物性研究を展開しようとの明確な意図をもつもので、全国共同利用で実施するにふさわしい課題であると思われる。広い分野の研究者と連携して、軟X線と物質とのコヒーレントな相互作用による新しい物性研究を推進していただきたいと期待している。

光量子科学研究センターでは、高出力の超短パルスレーザーを用いた研究を行っている。物性研の研究と相補的な部分が多いので、以下にその概要を紹介する。超短パルスレーザーを用いた

研究は比較的高度の設備を必要とするので、これらの装置を多くの人が活用し、我が国全体として大きな成果を挙げることが必要である。

2. 超短パルス高強度レーザー光と物質との相互作用

超短パルス・高強度レーザー場との相互作用においては、電子-格子緩和より短時間に光から電子にエネルギーが伝達されるため、過渡的に非常に高エネルギーの電子が生成される。光で駆動される電子のエネルギー $U_p(\text{eV})$ は、レーザー強度を 10^{13}W/cm^2 、波長を μm 単位で表すと、 $U_p = 0.94 \cdot I_{13} \lambda_\mu^2$ で与えられる。

$10^{12} - 10^{14} \text{W/cm}^2$ の中強度域では、電子は $0.1 - 10 \text{eV}$ のエネルギーを得て、分子回転、分子結合の解離、原子・分子のイオン化、固体の非熱的アプレーション等を生じる。 $10^{15} - 10^{18} \text{W/cm}^2$ の強度域では、keV電子と原子・イオンとの相互作用により、高次高次波、X線レーザー、超短パルスX線などを、効率良く発生することができる。これらのX線は、パルス当たりの光子数が大きい、パルス幅が短い、コヒーレントである等の特徴を有しているため物質の構造解析に適しており、工学・医学用の小型X線源としても有用である。 10^{18}W/cm^2 以上の超高強度域では、電子のエネルギーは約 1MeV 以上となり、相対論的非線形光学効果が顕著となる。この領域では、高エネルギー電子・イオン・X線の生成、核励起、真空の分極など、極限物性に関する多様な研究が可能となる。

3. 光量子科学研究センターの概要

関西研究所は平成7年度に設立され、放射光利用研究グループと光量子科学研究センターで構成される。前者は兵庫県播磨地区で、SPring-8を用いた放射光利用研究を行っている。光量子科学研究センターは東海研究所と寝屋川事務所で研究を行っていたが、平成11年7月からは京都府木津町に新設された設置（図1）で活動を開始している。この施設は関西文化学術研究都市の木津南地区に位置し、関西研管理棟、光量子科学研究棟と実験棟、及び11年度末完成予定の交流棟（宿泊施設）と多目的ホール（会議場）より成る。また、小中学生を始め一般の人を対象とした「光の科学館」も13年度から隣接地に開館する。

光量子科学研究センターの構成、研究目的、主な成果を表1に示す。今迄は光源の開発を中心として行ってきたが、平成12年度からは新たに発足する光量子利用研究グループを中心として、本格的な利用研究を開始する。特に超高出力レーザーやX線レーザーの特徴を生かした、学術および産業に寄与する研究を展開する予定である。

これらの研究は、物性研の先端分光物性研究と共通性があるとともに相補的であり、国内および外国の関連研究機関と共に、新たな研究分野の開拓を目指したい。

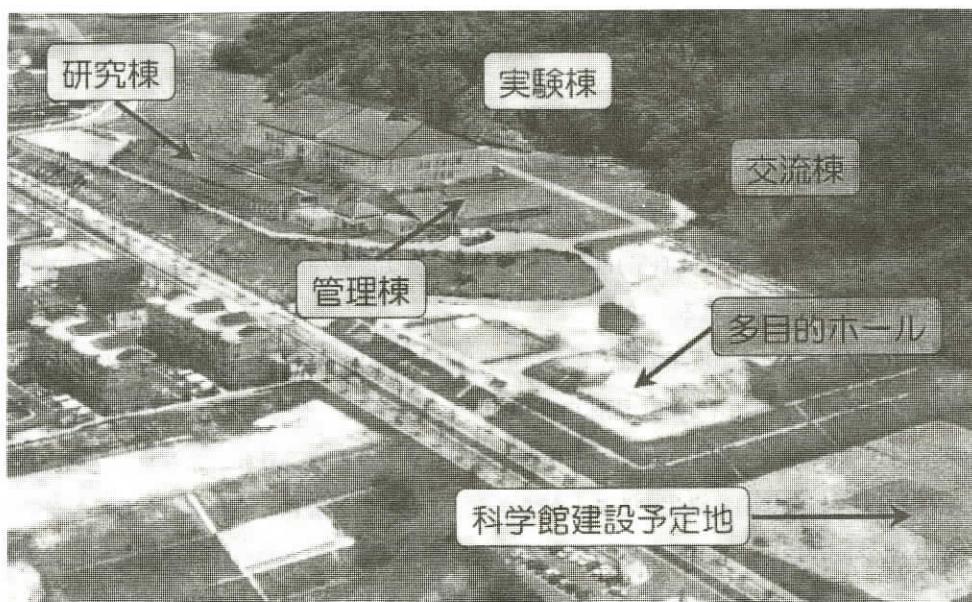


図1 光量子科学研究センター概観

表1. 光量子科学研究センターの組織

グループ名	目的	主な成果	研究場所
光量子源システム研究 G	先進的超短パルスレーザー開発 100TW, 20fs, 10Hzレーザー 100Hz, 30fs, 5TWレーザー(開発中)		木津
X線レーザー研究 G	実用的X線レーザー開発 コヒーレントX線科学の展開	過渡利得軟X線レーザー発振 (32nm)	木津
光量子基盤技術研究 G	レーザー・X線光学素子開発	平面結像ホログラフィック回折格子 レーザー結晶育成・接合	木津
レーザー加速研究 G	光航跡波による電子加速	300MeV電子加速	木津
光量子シミュレーション研究 G	高強度レーザー/物質相互作用	超並列計算ギガ粒子コード開発	木津/寝屋川
自由電子レーザー研究 G	超伝導加速器自由電子レーザー	赤外における300W発振	東海研
光量子利用研究 G	超短パルスレーザー利用研究	(平成12年度発足)	木津

キーノート・トーク「光電子分光を用いた先端分光」

大阪大学大学院基礎工学研究科 物性物理科学分野 菅 滋 正

1. ミクロ領域の電子物性

微細構造を持つ機能性材料の開発に伴い、ミクロ、メゾ、ナノ等と呼ばれるそれらの物質（構造）の電子状態を知る必要性が高まっている。ナノ領域の分光には走査トンネル分光（STS）と呼ばれる手法があるが元素選択性はほとんど無い。 $1\text{ }\mu\text{m} \sim 100\text{ nm} \sim 10\text{ nm}$ 領域の電子状態を知るには通常イメージングの手法との組み合わせが要請されることが多い。このミクロな領域のスペクトロスコピー（以下ミクロスペクトロスコピーと呼ぶ）をelement specificに行うには内殻光吸収や内殻共鳴光電子分光などの手法が考えられる。ミクロスペクトロスコピーの手法のうちで代表的な手法はPEEM(Photoelectron Emission Microscope)とSPEM(Spectroscopic Photoemission Microscope)である。PEEMでは2次電子強度分布のイメージングを行う。電子レンズでミクロ領域をズームアップする事が出来る。低エネルギーの光を用いると空間分解能が30nmまで下げられるが1keVの光では100nm程度である。光は強度をかせぐために狭い領域に絞り込むに越したことはないが、必須の条件ではない。たとえば円偏光を用いて磁性体のPEEMを行えば、磁区構造を見る事が出来る。これは各磁区においてそれぞれスピニがそろっているために励起の円偏光に対して磁区に応じて磁気円偏光2色性が現れるためである。一方SPEMでは光をゾーンプレート等で微小領域に集光しその場所から出てくる光電子を分析する。軟X線領域では25nm程度までの集光が可能である。例えば内殻吸収にチューンしての価電子帯の光電子放出あるいは内殻自身の光電子放出などをイメージングを含めて行う事が出来る。試料を走査することでより広い領域のイメージングが可能である。不均一系で特定の領域を選択しての分光は広範な応用がある。

今回はPEEMによる測定例をいくつか紹介した。最初の例はCo薄膜を電子ビームリソグライフィーで加工した矩形パターンの磁区構造を示す。1イメージ20秒で測定できる。2つめの例はCu (001) 面上にCoを6ML蒸着し面内に磁化した後、Feを連続膜厚変化させて台形状に蒸着した薄膜のwedge部のPEEM測定例を示す。今回は高輝度放射光源SPring-8のBL25SUの軟X線円偏光による測定であり、試料上 $1.5\text{ }\mu\text{m} \times 3\text{ }\mu\text{m}$ の单一ピクセルについてFe2p内殻吸収のMCD測定が可能であった。Fe膜厚が4.5ML以下、4.5-11ML、11ML以上と3つの膜厚領域でFe2pMCDの振る舞いが大きく変わっている。各ピクセルに対して磁気総和則を適用することにより μm 分解能でスピニ磁気モーメントと、軌道磁気モーメントの面内マッピングができる。さらに、このFeのwedgeの上にNiのwedge成長させた2重wedgeについてPEEMの測定を行った。磁気円偏光2色性を用いたPEEMはelement specificなのでこの試料についてCo, Fe, Ni層それぞれの磁性状態についての情報を得ることが可能である。その結果は膜厚が4-6MLのFeでFeのスピニ磁気モーメントは極小となりこの時CoとNiのスピニはNiの膜厚にかかわらず反強磁的に結合する。さらに

Fe膜厚が10-12MLでも反強磁性結合が見られ、このように円偏光を用いたPEEMは磁性体の物性研究には今後極めて有力な手法と認識されている。

2. 高エネルギー分解能光電子分光

現在行われている多くの光電子分光は高エネルギー分解能を志向している。しかし光電子の平均自由行程は運動エネルギー（EK）100eV領域に3オングストローム程度の極小を持ち、それゆえ極めて表面敏感な手法である。これまで放射光を用いた光電子分光は内殻共鳴を利用するという立場もあり数十から百eV近辺での高いエネルギー分解能の測定が多数報告されているがそれらはすべて表面敏感な測定である。我々は最近1keV付近で高エネルギー分解能を実現できる光電子分光装置をSPring-8に整備した。その結果、たとえば少数キャリア系として知られるYb-As化合物の4f電子スペクトルで表面電子状態をサプレスしたバルクスペクトルの観測に成功した。とくにCe化合物ではこれまで表面4f状態の寄与を分離するのが困難であったが、我々ははじめて真のバルクスペクトルを測定するのに成功した。これまで報告されている価数揺動系の4d-4f共鳴による4fスペクトルは単に表面を見ていたに過ぎないことが判明し、今後多くの物質でバルク敏感、高エネルギー分解能光電子分光を行う必要がある。

3. 展開

つぎにバルク敏感な手法で電子帯の分散を測定できないかという課題がある。実は上記の1keV付近でもエネルギー分解能50meV程度は実現できる（将来は10meVが目標である）。従って条件が満たされればhν数百eVから1keVでのフェルミ準位近傍の角度分解光電子分光は有力である。運動エネルギーが大きく平均自由行程が大きいということはいわゆる光電子回折の効果が弱いことを意味する。光の波数はブリルアン波数に対して無視はできないものの、良い量子数である。表面上に平行な波数成分は運動エネルギーの平方根に比例するので、検出角度分解能は極めて高い精度を要求される。角度分解能0.2ないし0.1度を必要とするがこれは市販の高性能光電子分析器で到達できる程度である。ただし試料上でのビームサイズは0.3-0.1mmφ程度が要求される。いっぽう光の広がりあるいは集光角度については5度程度は何の問題も起こさない。良く知られているようだやf電子系では内殻共鳴光電子分光が有力であるので、これらの手法を組み合わせてバルク敏感なフェルミオロジーや電子帯の分散測定を行うことが今後のひとつの方針と言えよう。もちろん低エネルギーのレーザーを用いた角度分解光電子分光やフェルミオロジーもバルク敏感な手法として注目に値するものである。

最後にこれらの手法を組み合わせて、1μm以下の微小単結晶について高hν光でイメージングを行った上でこの光を数十nm領域に集光し、バルク敏感な角度分解光電子分光を行うことで、開発したばかりのまだ小さな物質についてのバルク電子帯の全貌を一気に明らかにすることができます

であろう。これは21世紀初頭の光電子分光の進む目標であろう。さらに磁性体については微小磁性領域のスピン偏極光電子スペクトル測定と、スピン偏極イメージングが可能となろう。このように先端分光として光電子分光の有用性は計り知れないものといえる。

キーノート講演要旨：

阪大院基礎工 張 紀久夫

「電磁場（光）と物質の相互作用を研究する際の立場」および「その記述方法」という観点から、簡単なキーノートスピーチを行った。

現在この分野は新しい物質系および測定方法の登場と共に、固体の光物性という領域を越えて拡大している。新しい研究対象物質系としては、種々の人工物質系（メゾスコピック系、各種閉じ込め電子系）を用いた調整可能な共鳴準位系と共振器構造（量子井戸、Distributed Bragg reflectors, 球の Whispering gallery modes, フォトニック結晶等）、レーザー冷却原子系とその Bose-Einstein 凝縮体や Opticallattice, 種々の化学・生体物質等々があり、新しい手法としては近接場分光や単一原子（分子、微粒子）分光およびマニピュレーション、原子波光学等を挙げることが出来る。

このような状況を前にして研究者の対応は、まず「光は測定手段で、物質系が興味の中心」であろうが、もう一つ「光と物質の相互作用の仕組み」を深く追求するという側面も忘れてはならないと考える。実際一昨年ノーベル賞を受けたレーザー冷却法の発展は後者の観点を極限的に突き詰めて行って獲得された成果で、その重要性が原子系だけに限られる理由は全くない。むしろ、両者が車の両輪として働いて初めて日本全国の物性研究のリーダーたるにふさわしい研究環境が出来ると考えられる。この観点から言うと、物性研の研究スタッフの構成については将来的に考慮の余地があるよう思う。

さらに「光と物質の相互作用の仕組みとその記述方法」について、日頃考えていることを述べた。通常の固体の光物性を記述するのに用いられている「巨視的・局所的な光学応答理論」と原子系を記述する QED (量子電磁気学) の間にはギャップがあって、それを埋める枠組みとしては、物質系も電磁場もミクロに空間変化を考慮するような「微視的応答理論」が構築でき、それは必然的に（誘起分極と源電磁場の関係が）非局所的であるような応答になる。この観点から言うと、物質系は大きさのある電気振動子（電流密度）の集まりで、それらは互いに横波電磁場（フォトン）を交換して、固有振動数に（輻射）寿命幅とシフトを与える。これは古くからあるローレンツモデルを一般化した描像で、微視的非局所応答理論はその一般的な数学的表現を第1原理から与える。（与えられた初期条件に応じて）電流密度と横波のベクトルポテンシャルをセルフコンシステント

に決めると、物質の運動と応答電磁場が決まるという仕組みになっている。ここで言う電流密度は一般的なもので、電気分極だけでなく磁化も表し得る。

電流密度は1つの座標と1つの時間（または振動数）の関数であるから、多体系といえども電磁場に対しては物質は電流密度という1体の量を通じて相互作用するだけである。この観点で強相関系を考えたとき、強相関の特徴は電流密度のどの部分にどう表れるのであろうか。振動数ゼロのところにマクロなコヒーレント成分が現れるということに尽きるのであろうか。物質系のミクロなハミルトニアンからそのような成分を導き出す興味の外にも、電磁場との相互作用機構を整理して考える役にも立つのではないかと思ったりしている。

高出力レーザーによるクラスターを用いたXUV光の発生

筑波大学TARAセンター 近藤公伯

高出力超短パルスレーザーと孤立原子との相互作用に関しては1980年代及び90年初期の頃に精力的に研究がなされた。例えばイオン化ポテンシャルが十分深く、かつレーザーパルスの立ち上がりが速く、イオン化される前に光電場の強度が十分高くなる場合、AC電界中の原子における最外殻電子のトンネルイオン化時間はレーザーの振動周期より短くなり、トンネルイオン化が起こる。原子はトンネルイオン化により外側の束縛電子から順にはがれていくことが分かっている。これに対し、ターゲットとしてクラスターを用いればトンネルイオン化では説明不可能な異常イオン化が起こることが1994年アメリカ、イリノイ大学Rhodesらによって実験的に観測された。クラスター中を高速でQuiverする電子群がクラスターを構成する原子やイオンを衝突的にイオン化する。このときにRhodesは多光子的内殻励起が可能になるという提案も行った。その後クラスターと高強度光電磁場との相互作用の研究は精力的に進みつつある。異常イオン化に加え興味深いことは、例えばXeクラスター ターゲットはガス状ターゲットであるにもかかわらず、ある程度密度を高くすればレーザーパルスのエネルギーのはとんど全てを吸収させることが可能となる。以上のことに関連し、筑波大学ではクラスターとの相互作用において1) XeのM殻輻射の励起波長依存性の観測と、2) N殻輻射強度の絶対量評価を行った。

XeのM殻輻射の励起波長依存性に関しては、1997年に筑波大とイリノイ大の共同研究の論文が出ており、励起光として紫外光を用いれば、近赤外光を用いた場合に比べ、M殻輻射（1keV近傍）でおよそ百倍、さらにL殻輻射（4keV近傍）でおよそ千倍強い発生X線量が得られるというものであった。しかしながら同じ年の後半にフランスのサクレー研究所はチタンサファイアレーザーの基本波と2倍波高調波を用いた場合で、Krクラスターから放出されるkeV領域のX線発生量にはほとんど差がないという報告をした。我々は、サクレー研の発表も、我々の97年の発表も、と

もに実験条件が不揃いもしくは不明であることに気が付き、励起波長以外は同じ実験条件になるようにして改めてX線発生量の違いを観測した。用いたレーザーはKrFエキシマレーザーとチタンサファイアレーザーであり、KrFレーザーの条件にチタンサファイアレーザーを合わせることで実験条件を一致させた。パルス幅350 fs、エネルギー20mJ、集光条件f/3、さらにフェムト秒パルスによるシャドウグラフプラズマ観測により、プレパルスフリーの条件でX線発生を試みた。図1に得られたX線スペクトルを絶対量で示した。X線発生量は紫外線を使って励起した方がはるかに強く、その比はおよそ20倍であった。また、X線の角度分布はほとんど等方的と考えられるので、波長積分した単位立体角あたりのX線絶対量に 4π を乗じることで、KrFレーザー励起の場合でエネルギー変換率が0.2%と評価できる。この発生量はほとんど全てのエネルギーがXeクラスターで吸収されているのに対し、余りにも低すぎる変換率である。我々は吸収されたエネルギーの少なくとも十パーセント程度はXUV光に変わっているはずであると考え、XeのN殻輻射(100eV近傍)の発生量を観測した。透過型回折格子分光器を用い、検出器には絶対感度の分かった背面照射型CCDを用いることで、図2のスペクトルを得た。Xeの他、Ar、Krに対してもスペクトルを観測した。Xeにおいては5-20nmの領域でエネルギー変換率が13%になることが分かった。EUVリソグラフィーにはMo/Si多層膜反射鏡が有効な13.4nmにおける0.5nmバンド幅内で数十ワットの光量が必要といわれている。Xeクラスターを用いた場合、レーザーエネルギーからの変換率はこの場合0.5%程度と見積もれる。マルチキロワット級の平均出力を有するサブピコ秒エキシマレーザー装置が開発できればEUV光源も可能となる。米国のサンディア国立研究所のLD励起YAGを用いる方式に比べ、クラスターのガス密度が低く取れる点や、ソース技術だけに限れば、現在のリソグラフィーに用いられているエキシマレーザー技術の延長線上にあるという意味で極めて有意義であると考えている。

図1. XeのM殻輻射の励起波長依存性

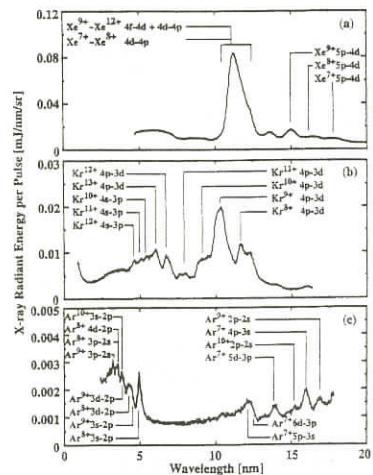
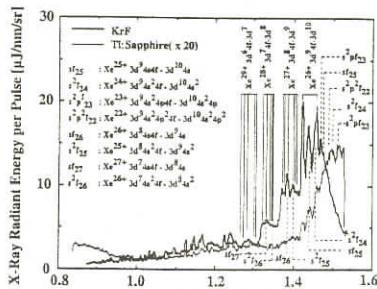


図2. 希ガスクラスター生成からのEUVスペクトル

フェムト秒レーザー励起により半導体から放射されるテラヘルツ電磁波の磁場による増強

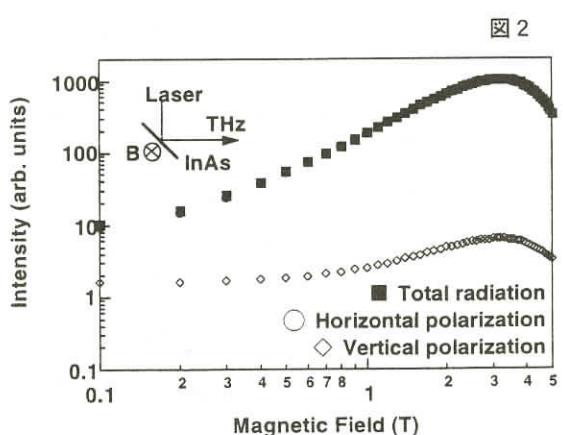
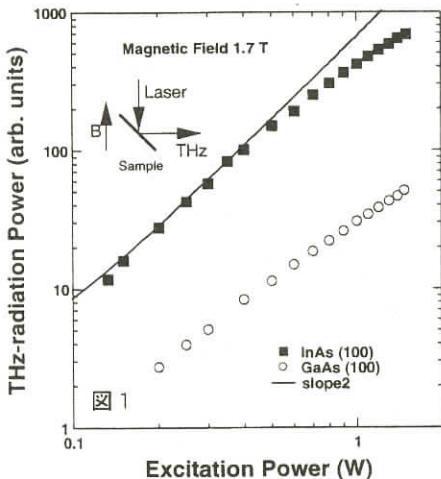
分子科学研究所 大竹秀幸

猿倉信彦

テラヘルツ領域とは周波数 1 THz, 波長 $300 \mu\text{m}$, エネルギー $4.1\text{meV} = 33\text{cm}^{-1}$ 付近に相当する領域であり, このテラヘルツ領域を中心とした分野は, 現在最も進歩の早い分野の一つである。テラヘルツ領域は, 言い換えるならば電磁波と光の端境領域であり, 未発見, 未解明の様々な現象が数多く潜んでいる領域である。近年, 超短パルステラヘルツ電磁波が, 半導体から超短パルスレーザー励起により容易に発生させられることが判明し, 新たな研究領域として広がりを見せ始めている。

半導体にパルスレーザーを照射すると, 表面には光励起によるキャリヤが生成される。表面に励起された光励起キャリヤは, 表面電場により加速され, 表面に大して鉛直方向に瞬時電流が流れる。瞬時電流は数ピコ秒の寿命をもつため, 電流は時間変化し, 双極子放射を起こす。これがテラヘルツ電磁波の起源となると考えられている¹。しかしながら, 半導体表面からのテラヘルツ電磁波発生原理の研究は未だ黎明期にあり, すべてを完全に説明できる原理は現在研究段階にある。

図1にGaAsとInAsを試料に用いたテラヘルツ電磁波の励起強度依存性の実験結果を示す。実験配置は試料面に対して励起光が45度で入射し, テラヘルツ電磁波が入射光の反射方向に出射する反射配置である。試料は1.7Tの磁場中に置かれている。これらの半導体は市販されている片面研磨のもので, 特殊な加工は何一つ施されていない。図1から明らかなように, InAsからのテラヘルツ電磁波強度はGaAsよりも一桁強くなっているが, 両者のテラヘルツ電磁波強度の違いは, 伝



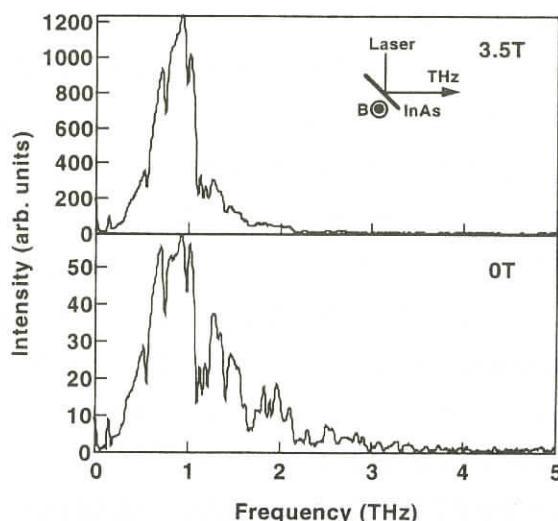
導帯の有効質量の違いを反映していると考えられている。同様な実験配置で試料面に対して平行に磁場を印加した結果、前と同様にInAsからのテラヘルツ電磁波はGaAsのものに比べて一桁大きい強度を示した³。さらに強磁場を印加した場合のInAsのテラヘルツ電磁波強度の磁場依存性を図2に示す。図2に示した■はテラヘルツ電磁波の放射量の全量を、◇は垂直偏光を、○は水平偏光をそれぞれ示している。(図2の配置図で、紙面垂直な電場ベクトルをもつ偏光を垂直偏光、紙面内に電場ベクトルをもつ偏光を水平偏光と定義した。) 図2から明らかなように、この実験配置では主として水平偏光の成分が発生していることがわかる。これは表面に垂直な双極子が放射を起こした場合、外部に放射される電磁波が水平偏光をもつという特徴をよく表している。

テラヘルツ電磁波強度はおよそ0.5Tから2.0T付近までの磁場強度において、磁場強度の2乗に比例し、更に強磁場を印加すると、テラヘルツ電磁波強度は3.0T近傍で飽和し、3.0T以上では激減する。テラヘルツ電磁波強度が磁場強度の2乗に比例することはZhang等らにより報告されていたが²、0.2Tまでの弱磁場での報告に留まっており、テラヘルツ電磁波強度が磁場強度の2乗に比例してどこまで強くなるのかということはわかつていなかった。この実験により、3.0T近傍が高強度テラヘルツ電磁波を得る上でもっとも効率的であるということが判明した。

一方、上記の実験配置で逆の磁場を印加すると、テラヘルツ電磁波の強度は約2割程度弱くなる。これは光励起キャリヤの磁場による偏向方向が反対向きになるため、テラヘルツ電磁波伝搬方向への射影成分が小さくなることに起因していると考えられている⁴。

図3に実測されたテラヘルツ電磁波のスペクトルを示す。およそ0.3THzを中心を持つ非常に幅広いスペクトルが得られている。スペクトル全域に渡って出現している鋭い吸収線は、空気中の水蒸気吸収であり、これはサンプルが大気中に置かれているためである。図3から明らかなように、周波数領域は3THz付近まで達しており、InAsを用いた磁場印加によるテラヘルツ電磁波発生法

図3



は十分実用段階に入ったと考えられる。この発生手法により、我々は現在までにサブミリワットレベルのテラヘルツ電磁波強度を実現しており、テラヘルツ光を用いた分光は応用段階に入ったといえる^{5, 6}。

1. S. L. Chuang, S. Schmitt-Rink, B. I. Greene, P. N. Saeta, and A. F. J. Levi, Phys. Rev. Lett., 68, 102(1992).
2. X.-C. Zhang, Y. Jin, L. E. Kingsley, and M. Weiner, Appl. Phys. Lett., 62, 2477(1993).
3. N. Sarukura, H. Otake, S. Izumida, and Z. Liu, J. Appl. Phys., 84, 654(1998).
4. S. Izumida, S. Ono, Z. Liu, H. Otake, and N. Sarukura, Appl. Phys. Lett. 75, 451(1999).
5. S. Izumida, H. Otake, S. Ono, M. Sakai, Z. Liu, and N. Sarukura, The 6th International Workshop on Femtosecond Technology, TC-22 July, Makuhari (1999): To be published in Appl. Phys. Lett.
6. S. Ono, T. Tsukamoto, M. Sakai, Z. Liu, H. Otake, N. Sarukura, S. Nishizawa, A. Nakanishi, M. Yoshida, To be published in Rev. Sci. Inst.

高次高調波のパルス圧縮

物性研究所 関川太郎

フェムト秒レーザーの高次高調波は真空紫外および軟X線領域のコヒーレントフェムト秒光源として、今まさに物性研究に使われ始めようとしている。その一方で、高次高調波の発生機構そのものも興味深い物性研究の対象である。最近関心が持たれているのは、高次高調波の位相である。非線形結晶を用いて発生する可視域の高調波は基本波に瞬時に応答するが、高次高調波は基本波の強度に比例する位相を持つと理論的に予言されている。その結果、基本波パルスのピーク付近から発生する高調波と、裾付近で発生する高調波の位相が異なっている。この様な光の強度に依存する位相変化は、光カーポローリングによる自己位相変調で知られているが、高次高調波において注目すべき点は位相の符号がカーポローリングによる自己位相変調の場合と逆ということである。そのため、高次高調波負のチャーブ（パルス内の光周波数が時間がたつにつれ低くなること）を持つことが理論的に予測される。このことは、サブフェムト秒パルスの発生を考える上で重要である。すなわち、発生した高調波はさらにパルス圧縮できることを意味しているからである。

そこで、我々はチタンサファイアレーザーの5次高調波（波長160nm）に注目し、正の分散媒

質を通過したときのパルス幅の変化を測定することにより、負にチャープしているのかどうかを調べた。5次高調波に着目したのは、回折格子を用いともLiFなどの分散媒質を通すことで簡単に正の分散を与えることができるからである。また、高次高調波では、基本波のチャープによりスペクトルが大きく変わることが知られている。このことは、パルス幅もチャープに応じて変わることを示唆している。そこで、基本波のチャープの影響も調べた。

パルス幅は、ヘリウム原子の5次高調波による4光子イオン化の過程を用いて4次の自己相関関数を測定して求めた。正の分散はLiFの基板の厚みを変化させて与えた。また、基本波のチャープは、チタンサファイアレーザーシステム中のパルス圧縮器の回折格子の間隔を変えて調整した。

それらの結果、正の分散媒質の厚みを増すにつれ、パルス幅が短くなりついで長くなかった。(図1) このことは5次高調波が負のチャープを持っていることを示している。厚み依存性は2次の分散まで考慮してMaxwell方程式を解いて得られたパルス幅により定量的に説明することができ、5次高調波が基本波の強度に比例する位相を持つという理論的予測を支持する結果を得た。チャープ依存性に関しては、同じパルス幅の場合、基本波のチャープの符号にあまりパルス幅は依存せず、若干の非対称性が観測された。(図2) これは、5次高調波であるため、基本波から由来するチャープの寄与が、原子応答に由来するチャープに比べ1桁ほど小さいからである。さらに高次の(51次以上程度)高調波のパルス幅の観測を行えばチャープの効果は顕著に現れると思われる。

波長が短いため高次高調波は、アト秒領域のパルス光になりうる。実際、計算すると、基本波に10fsのパルス光を用いてパルス圧縮するとサブフェムト秒のパルスになる。高次高調波のパルス圧縮は、アト秒パルス発生のための一つの有力な方法であると考えている。

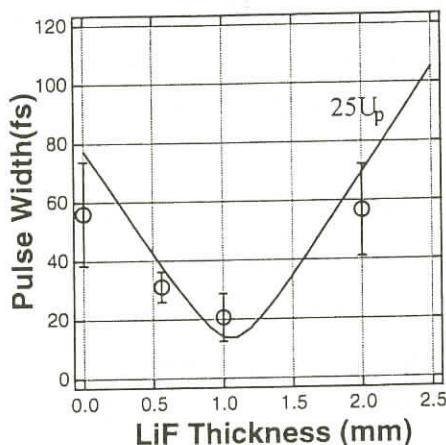


図 1

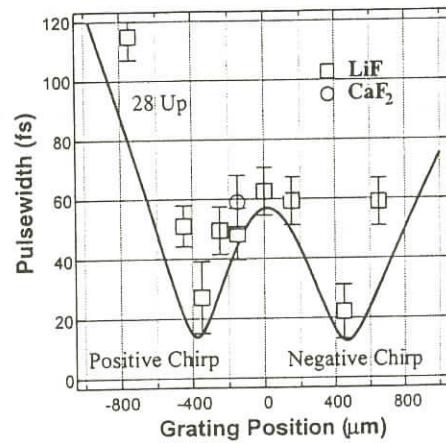


図 2

参考文献

T. Sekikawa, T. Ohno, T. Yamazaki, Y. Nabekawa, and S. Watanabe, Phys. Rev. Lett. **83**, 2564 (1999).

フェムト秒光パルスを用いたコヒーレント制御

東京工業大学大学院物性物理学専攻 南 不二雄

安定したフェムト秒光パルスレーザーの登場により、近年半導体中のコヒーレント過渡現象の研究が盛んになってきた。通常、コヒーレント過渡現象を測定するためには縮退4光波混合がよく使われるが、ここでは2つの位相が制御された光パルス対を用いて物質中の分極を操作することにより、コヒーレント過渡現象を制御・観測する方法であるコヒーレント制御法を用いた例を報告する。特に、1光子遷移禁制である状態をこの方法を用いて調べた例について述べることにする。

試料としてはGaAs基板上にエピタキシャル成長したZnSe薄膜を用いた。ZnSeの2P励起子のコヒーレント過渡応答は2P状態が1光子遷移非許容のため1光子分光法では調べることができない。そこで我々は2P励起子に2光子共鳴させた時に信号が著しく増大する現象である共鳴ハイパーレイリー散乱とコヒーレント制御法を組み合わせることによって、2P励起子の自由誘導減衰の様子を観測した。温度2KでZnSe（厚さ $5\text{ }\mu\text{m}$ ）の2P励起子に入射光のエネルギーを2光子共鳴させた時にハイパーレイリー散乱光の強度が2つのパルス間隔を変化させるとどのように変わるかを示したのが図1である。2つの入射パルスの偏光は同じ方向にしてある。この実験では1番目のパルスで励起された励起子分極と2番目のパルスで励起された分極の干渉パターンの包絡線が観測できている。●が強め合う干渉を、○が弱め合う干渉の場合を示している。遅延時間0 psの大きなピークは入射パルスの干渉形状を示している。また、入射パルスの重なりが終了した後も干渉が続いている。干渉強度の減衰は2つの光パルスにより作られた2P励起子の自由誘導減衰に対応していると考えられる。さらに干渉形状には振動構造が現れている。この振動構造はZnSeと基板であるGaAsとの格子定数の違いによる歪みによって分離したライトホール、ヘビーホール励起子間による分極干渉（量子ビート）であり、振動の周期（ $\sim 1.7\text{ps}$ ）から分離幅は、 $\sim 2.5\text{meV}$ と評価する

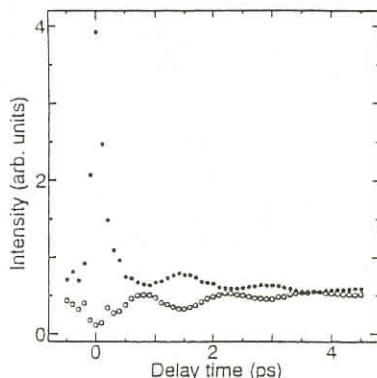


図1

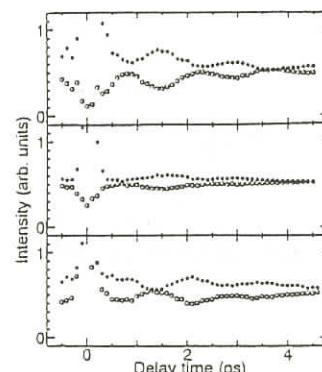


図2

ことができる。

干渉形状は2つの入射パルスの偏光の相対的関係を変えて大きく変化する。ZnSeの干渉形状の入射偏光依存性を示したのが図2である。2つのパルスの偏光を直交させた時には、ライトホール、ヘビーホール励起子間の量子ビートの振動波形は平行偏光励起の場合と比べて位相が π ずれていることが分かる。また、遅延時間0 ps付近の干渉形状も異なっている。このことは、2P励起子にはs関数的、d関数的な対称性を持つ波動関数が存在し、ライトホール励起子とヘビーホール励起子の波動関数はそれぞれ異なる対称性に属しているとするうまく説明できる。

ヘビーホール、ライトホール2P励起子の波動関数の対称性を決定するために、遅延時間を固定し、2P励起子からの共鳴ハイパーレイリー光のスペクトル形状の入射偏光依存性を測定した。2KでのZnSe中の2P励起子に2光子共鳴したハイパーレイリー光のスペクトル形状の入射光の相対偏光角依存性を図3に示す。実線が位相角ゼロ、点線が π の結果である。直交偏光励起時にはヘビーホールとライトホール励起子の分離幅から求めるところの遅延時間では両方の励起子について強め合う干渉が同時に起きていると考えられるが、ヘビーホールとライトホールでは干渉が反対になっていることが分かる。このスペクトルの変化から、ライトホール励起子はd的な対称性の関数であり、ヘビーホール励起子はs的な波動関数であることが分かる。

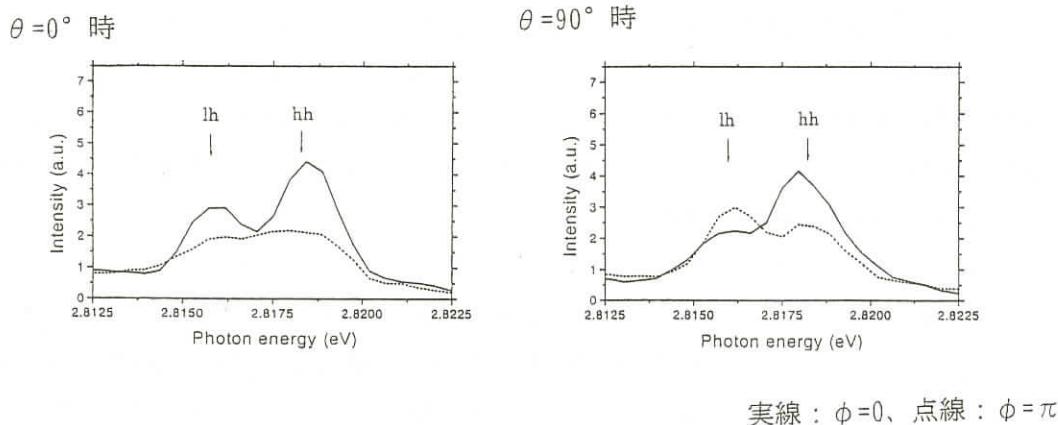


図3 遅延時間 $\tau=1.5\text{ps}$ での共鳴SHG スペクトル

光誘起構造相転移の理論

物質構造研 那須 奎一郎

物質に僅か数個の可視光を照射しただけで、構成原子や電子の間に、照射前とは異なる新しい秩序が成長し、照射部分だけ構造が変化し、光学的・電気的・磁気的特性も変わり、最終的には巨視的規模に達する光励起状態のドメインが出現する。このような不思議な現象が、擬一次元有機分子性結晶、ポリマー、Mn酸化物、フルシアン・ブルー類似体、ハロゲン架橋Au錯体、等々で、最近、相次いで発見されている。これら一群の現象は、総称して光誘起相転移と呼ばれる。ここでは、この光誘起相転移が起きる機構や条件、如何に通常の熱的相転移と相違するか等を解説する。特に、僅か数個の光と云う微視的過程から出発したにも拘らず、エネルギーの緩和と散逸を経るにつれ巨視的規模にまで成長する光励起ドメインの、自己増殖と秩序形成の特徴を紹介する。

擬一次元有機分子性結晶TTF-CAでの光誘起イオン性→中性相転移

テトラ・チア・フルバレン (TTF) とクロラニル (CA) という2種類の平盤状の有機分子を、1対1の組成で混合すると、TTFとCAとが盤面を合わせて交互に積層した鎖状結晶が出来る。この構造では、分子間距離は3 Å程であるが、鎖間は10 Å以上離れているので、TTF-CA結晶は擬一次元物質と言える。この物質の物性に関する様々な実験的研究を総合すると、絶対零度では、TTF分子からCA分子へ電子が1個移動し、 $(TTF)^+$ と $(CA)^-$ とにイオン化して、更に、交互に二個づつ接近して二量体化すると云う、イオン性相が形成されている。この二量体化したイオン性相が、この物質の真の基底状態である。

ところが、腰原等の先駆的研究によれば、真の基底状態にあるこの物質に、0.6eV～2.2eVのレーザー光を照射すると、構成分子間で逆の電荷移動が起き、 $(TTF)^0$ と $(CA)^0$ とからなる中性分子対が生まる。そして、この中性対が100個～1000個の巨視的規模に自己増殖して凝縮し、最終的には、イオン性相の中に、中性相のドメインが生成する事が判明した。この中性ドメイン内では、二量体は解消し、 $(TTF)^0$ と $(CA)^0$ とは鎖軸方向に等間隔に並び、単量体になっている事も、赤外吸収スペクトルから確認された。この現象は、光誘起構造相転移と呼ぶべきものである。

更に、谷村等の極く最近の実験的研究によれば、この中性相の発生効率は、励起光の強度とエネルギーに、非線形で且つ極めて敏感に依存する事も判明した。この物質の近赤外域から可視域に渡る光吸収スペクトルは、0.6eV付近と2.2eV付近とに特徴的な2つのピークを有する。0.6eVのピークは、光で逆電荷移動励起が起こり、隣接した一対の $(TTF)^0$ と $(CA)^0$ が生まれ、この隣接対の形を保ったまま、全体が鎖軸上を動き回ると云う、所謂、電荷移動(CT)励起子と呼ばれるものである。このCT励起子が、この物質中では、最もエネルギーの低い光学的素励起であり、光吸収

スペクトルの低エネルギー側の吸収端を構成している。一方、2.2eVのピークは、(TTF)⁺分子の分子内での光学的電子遷移による。

これを念頭に谷村等の実験結果を仔細に考察すると、二つの特徴が読み取れる。その第一点は、CT励起による中性相発生効率には、励起光強度に明瞭な閾値が存在する点である。この事は、0.6eVのエネルギーの一個の光子が、一個のCT励起子を作ると云う所謂“線形励起”の範囲内では、相転移は全く発生せず、数個のCT励起子が励起され、相互に非線形の協力現象を起こして始めて、中性相が発現する事を示している。この様な閾値は、分子内励起の場合は、明確には存在しない。第二の特徴点は、CT励起と分子内励起との間で、光のエネルギー、強度、吸収係数の三つの量を積算して、光子系から対象物質の単位体積当たりに注入される全エネルギーを全く同じになる様に励起光を設定しても、光のエネルギーが違えば、中性相の発生効率は、全く異なる結果になると云う点である。

この結果は、この現象が通常の熱相転移ではない事を意味する。光のエネルギーが物質中で、熱エネルギーに変換され、物質の温度が上昇し、結果として、何等かの通常の熱相転移が、間接的に起きてしまう事も充分考えらる。しかし、この様な間接的熱相転移の場合、相転移の発生効率は、その物質に注入された光エネルギーの総量にのみ依存し、励起の仕方に敏感に依存するとは思えない。これに留まらず、この結果は、励起の仕方の僅かな相違が、相転移の成否を決定する事を示す。つまり、基底状態からの光学的遷移の終状態で生成する、電子的励起状態の僅かな相違が、その後の自己増殖過程を支配している事を意味する。言い換えれば、最初に形成される「核」の僅かな相違が、その後の増殖と相転移の進行を決める事を意味する。より一般的には、“初期条件敏感性”と呼ばれる非線型力学系に特有な現象が、ここに現れていると云えよう。

光誘起イオン性→中性相転移の理論

以上の実験結果に鑑み、極く最近、Huai・那須は、この物質の基底状態、光励起状態、及び、その格子緩和過程と励起ドメイン生成過程を一貫した方法で理論的に考察している。この理論は、前述の二種類の分子の最外殻電子軌道にいる電子（価電子）のみを対象とし、この巨視的電子集団内での、電子の鎖方向の遍歴性、電子間での長距離クーロン斥力、及び、格子変位によるこの長距離クーロン斥力の変化を、単純にモデル化して取り入れたものである。実際の計算は、格子変位には断熱近似、電子間力には平均場近似を適用している。但し、励起子の計算をする際は、平均場理論より一步だけ良い近似を用いている。この理論では、この物質でのイオン性→中性相転移が通常の相転移と云う観点からみれば一次相転移となる事や、近赤外域での光吸収スペクトルの形状等、実験的に得られている特徴が良く再現されている。しかし、誌面の都合上、詳細は、原論文に譲って、ここでは、この理論の結論だけを簡単に紹介する。

この理論計算の結果得られた最低励起状態の断熱ポテンシャル面上には二つ極小点がある。一つは、フランク・コンドン遷移の近傍にあり、この極小点は、通常のCT励起子に対応する。もう一つの極小点は、大幅な格子変形が起きた後に現れ、この第二の極小点が、中性ドメインに対応する。この結果で特徴的な点は、CT励起子による極小点と、この中性ドメインとは、最低励起状態のポテンシャル面上で、一定のバリヤーによって隔てられている事である。サイズの小さい中性ドメインは、界面形成によるエネルギーの上昇に抗し切れず不安定になる事が、このバリヤーの原因である。過熱した液体中に小さな気泡が出来る際の断熱的バリヤーと同じものである。従って、0.6eV付近の光で線形励起を行なっただけでは、中性ドメインは発生し得ない。

以上は、断熱ポテンシャル面の性質から導かれる結論であり、前説の実験結果で見いだされた、第一の特徴点の起源を明らかにする事が出来たと云える。一方、第二の特徴点に関しては、断熱ポテンシャル面の性質のみから導く事は困難で、断熱近似を越えた動力学的理論が必要であり、これに関しては溝内・那須による理論があるが、説明は割愛する。

サブ5fsパルスを用いた実時間分光

東 大 理 小 林 孝 嘉
藤 貴 夫
斎 藤 敬
加 納 英 明
杉 田 篤 史

最近、我々の研究室において、可視領域で世界最短であるサブ5fsパルスを発生する非平行光パラメトリック増幅器が開発された¹。これまでの5fs程度の極短パルスは波長領域は800nm中心であったが、この光源は650nmを中心である。これをもちいることで、より多くの興味深い試料についての超高速分光を行うことができるようになった。ここでは、有機色素分子／高分子とバクテリオロドプシンについてサブ5fs実時間分光を行った結果について報告する。

有機色素分子／高分子の系として、クレジルバイオレット分子（以下CV）をポリビニルアルコール（以下PVA）にドープしたものを用いた。この試料はラマン散乱の実験において、590cm⁻¹にring distortion modeである強い振動モードが1つあることが知られており、非常に単純な系である。この振動モードの実時間変化を調べるのが、この実験の目的である。

実験はポンプ・プローブ分光法を用いた。サブ5fsの励起光パルスのスペクトルは550nmから700nmまで広がっており、試料の可視光領域の吸収スペクトル（ピーク波長600nm、半値幅70nm）をほぼ完全に覆っている。それぞれのプローブ波長についての、ポンプ光パルスとプローブ

ブ光パルスの遅延時間に対する規格化した透過光強度の変化率を図1に示す。プローブ波長600nm, 620nmにおいて、透過光強度が、上昇した後に振動する様子が明瞭に観測された。この振動の周期はほぼ60fsである。これは、CV分子が持つ、ring distortion modeの 590 cm^{-1} と対応している。このような振動を観測するためには、少なくとも60fs以下の時間分解能が必要であり、サブ5fsのパルスによって、非常に明瞭に観測することができた。

プローブ波長600nmの振動波形についてスペクトログラム解析を行ったのが図2である。スペクトログラムとは、時間tの関数である量（この場合は透過率変化）を、時刻rを中心とする窓関数を掛けてフーリエ変換したものと周波数 ω と時刻rについて2次元プロットしたもので、信号に含まれる周波数成分の時間変化を見るのに適している。ここでは、窓関数の半値幅は150fsとした。この図より、 590 cm^{-1} の振

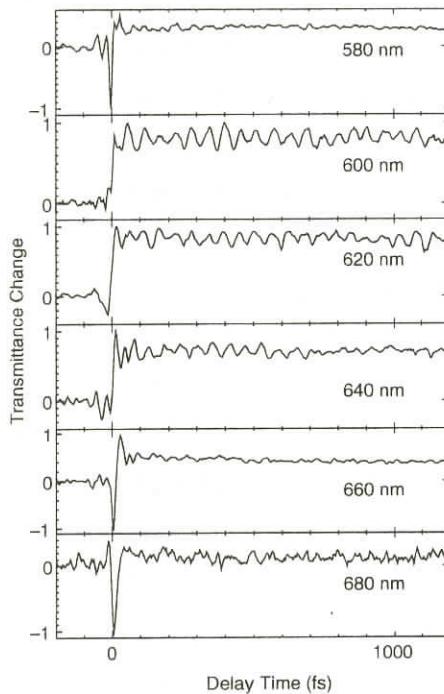


図1

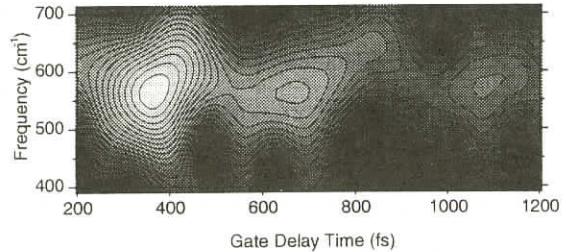


図2

動モードに400fs周期の周波数変調がかかっていることがわかる。この変調はCV分子とPVAとの水素結合の振動モードか、CV分子自身のring distortion mode以外の振動モードとのカップリングによるものであると考えられる。このようなカップリングの実時間変化の情報は従来のフェムト秒分光では得られなかったが、サブ5fsパルスを用いることによって明瞭に観測することができた。

次にバクテリオロドプシンについての実験結果について説明する。バクテリオロドプシン（以下、bR）は、*Halobacterium halobium*という古細菌のタンパク質で、細胞膜中の紫膜と呼ばれる領域を構成する。このbRは、光エネルギーを用いてプロトンを細胞内から細胞外へ輸送して細胞膜内外にプロトン濃度勾配を作り出し、これをを利用してATPを合成する。bRの中で光のエネルギーを吸収するのは発色団レチナールである。このレチナールは、可視光を吸収して構造異性化し、その後、異性化したレチナールに合わせてbRが構造を変え、一連の光プロトン輸送サイクルが引き

起こされる。このサイクルの初期過程は、レチナールが可視光を吸収して all-trans 型から 13-cis 型へと構造異性化するというものであるが、これは超高速な過程のためフェムト秒の時間分解能の実験が必要である。この過程をサブ 5 fs パルスを用いて詳しく調べようというのがこの実験の目的である。

実験で用いた bR は、けん化剤で水に可溶化した試料で、スライドガラスとカバーガラスではさんだ厚さ 100 μm のものである。

図 3 に bR の各プローブ波長における透過率変化の実時間スペクトルを示す。各波長で、褪色と細かい振動が観測されているのがわかる。原点の鋭いピークはコヒーレントスパイクである。570 nm の時間 0 fs 前後での負の向きのピークは励起状態からの誘導吸収である。

プローブ光波長 660 nm の振動波形をスペクトログラム解析したものが図 4(a) である。これをみると、振動数 1500 cm^{-1} 附近に、持続する強い振動成分が見える。図 4(a) でみられるピーク位置の遅延時間依存性をあらわしたのが図 4(b) である。150 fs 以前では振動数 $1500, 1200, 1000 \text{ cm}^{-1}$ の振動がみえるが、これはそれぞれ C=C 二重結合の伸縮振動、C-H 結合の C=C 二重結合平面内の横揺れ、C-H 結合の C=C 二重結合平面外での縦揺れである。

図 4(b) では 150 fs 以降になると 1200 cm^{-1} と 1000 cm^{-1} の振動の周波数が近づいてひとつになるように見える。これは、異性化の途中で C=C 二重結合平面がねじれ、C-H 結合の平面内の振動と平面外の振動の区別がつかないためである。また 1500 cm^{-1} の振動数がやや小さくなるが、これは C=C 二重結合の π 電子が非局在化して結合次数が下がるためである。

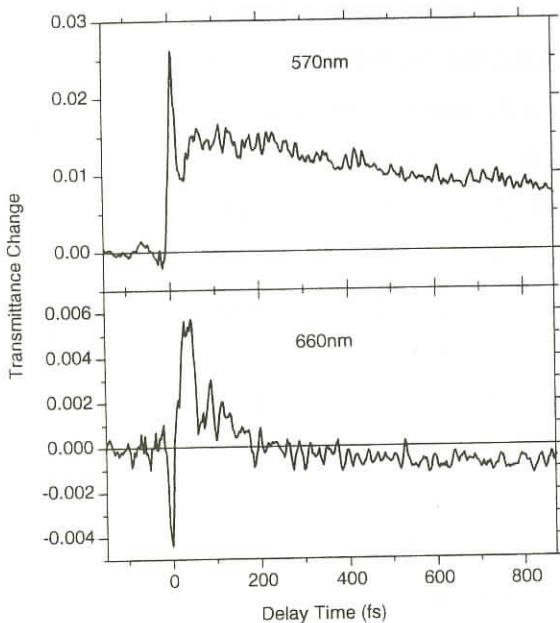


図 3

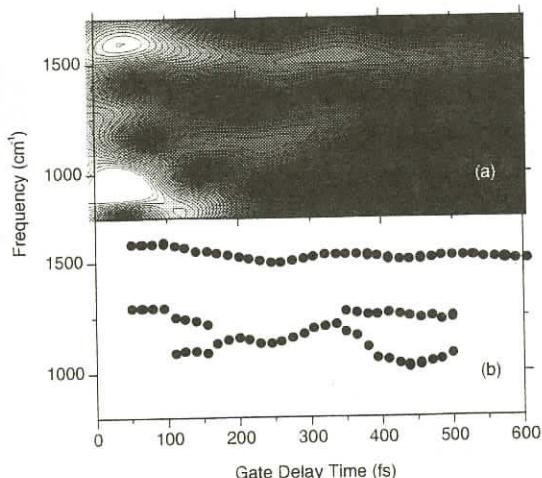


図 4

そして300fs以降になると1500, 1200, 1000cm⁻¹の振動がそれぞれほぼ元の振動数に近い値に戻る。ただし、1500cm⁻¹の振動が最初に比べてやや小さいのは、13-cis型ではC=C二重結合平面が立体障害によって完全な平面にならないためである。

以上のことから、バクテリオロドプシンの光異性化が、励起後150～300fsの間に起こることが結論できる。また、分子の遷移状態の振動スペクトルを実時間で観測したのはこの実験が初めてである。

このように非平行パラメトリック増幅器から発生するサブ5fsパルスを用いて、有機色素分子／高分子とバクテリオロドプシンの振動モードの時間変化について、今までのフェムト秒分光では得られなかった詳しい情報が得られた。これらの結果から、この装置によってフェムト秒実時間分光が大きく進歩したと言える。

¹A. Shirakawa, I. Sakane, M. Takasaka, and T. Kobayashi: Appl. Phys. Lett. 74 2286(1999)

変調ドープ量子ドットアレーにおけるフェルミ端異常

筑波大学物理学系 野 村 晋太郎

固体中において観測される光が介在する多電子系に特有の現象としてフェルミ端異常がまず第一に挙げられる。古くは1930年代の金属の軟X線分光に端を発する現象であるが、1980年代以降に半導体量子多体系の研究が実験的にも理論的に盛んになるに伴って急速に進展している領域である。これは多電子系と光生成された正孔との相互作用が本質となる光物性特有の現象であり、その相互作用の様相が極微細構造によって大きく変調を受けるため、国際的に見て最近盛んに研究されている。

このフェルミ端異常を調べるために、我々は、横方向に周期的にポテンシャルを変調し、連続的に二次元電子ガスから0次元的状態に変化させることのできる構造を用いた。周期的ポテンシャルは電子ビームリソグラフィーにより作製した金属電極にバイアス電圧を印加することにより、連続的にその大きさを変化できるようにした。金属電極はGaAs/AlGaAs n型変調ドープ量子井戸基板上に作製した。正孔の運動が自由であると考えられるn型変調ドープ量子井戸においてフェルミ面異常が起こり得るのか、については賛否両論の報告がされており、これは興味深い系である。

典型的な発光スペクトルのバイアス電圧依存性を図1に示す。量子井戸平面内で無バイアスに相当するV_B=+0.3Vにおいて図に見られるように発光強度はバンド端からフェルミ端へ向かったながらに減少し、正孔の自由な場合の2次元電子ガスからの典型的な発光スペクトルを示す。我々の試料に特徴的なのは、バイアス電圧を印加するとある電圧(-0.1V)においてフェルミ面近傍にこぶ状の非対称構造(EPL)が現れることである。これはさらにバイアス電圧の絶対値を大きくする

と消失し、-0.5Vにおいて肩状構造となる。もととなる変調ドープ量子井戸の2次元電子密度は $2.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ である。こぶ状構造が最も顕著になるバイアス電圧は2次元電子密度に依存し、より電子密度の大きい試料においては、より大きくなることが示されている。こぶ状構造の観測のためには2次元面内のポテンシャルの変調により正孔の運動を制限することが必要である。一方、フェルミ面異常の要因の一つであるフェルミ面近傍での電子正孔対の長波長励起が存在するためには、フェルミ面が存在しなければならず、その条件はポテンシャルが強くて電子密度分布が孤立した量子ドットアレーにおいては満たされないと考えられる[1]。

こぶ状構造のもう一つの実験的特徴として、試料温度に強く依存する点が挙げられる。図1に示したのは1.8Kの場合であるが、4.2Kへの温度上昇によりこぶ状構造の半値幅が大きくなり、肩状構造となる。また、0.4Kに試料温度をさげることにより、半値幅が0.1meV程度の非常に狭いピークを示す。これは何らかの多電子的相互作用が関っていることを示唆している。このように温度依存性が強いことはフェルミ端異常の際立った特徴の一つである[2]。

また、ここで示した2次元電子密度が $2.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ の試料は光励起強度にも強く依存し、励起波長が488nmの場合、励起強度が 100 mW/cm^2 程度になると、2次元電子ガスの密度が低下してバンド端、フェルミ端エネルギーがシフトするとともに、こぶ状構造が消失するのが観測される。

以上のように、観測結果はこぶ状発光スペクトルがフェルミ端異常であることを示唆する。しかしながら、こぶ状発光の発光エネルギーはフェルミ端の遷移エネルギーよりも2.5meV低く、フェルミ面における電子の関与した状態であるのかという疑問が発せられる。この疑問は発光の磁場依

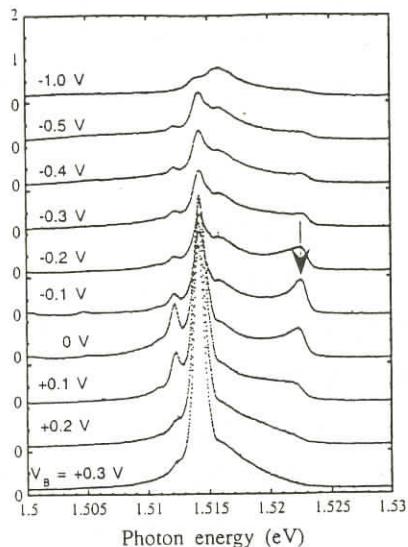


図1. 周期250 nm、電子密度 $2.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ の量子ドットアレーの温度1.8Kにおける発光スペクトルのバイアス電圧依存性。矢印はこぶ状発光を示す。

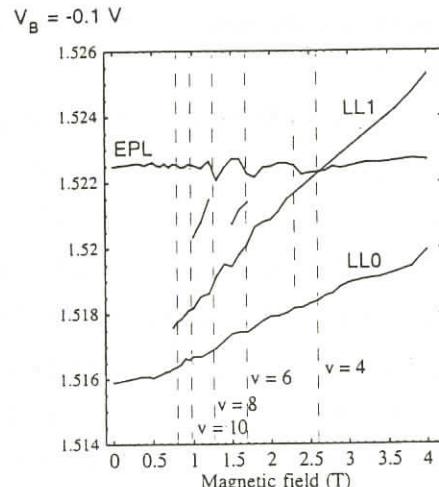


図2. 量子ドットアレーの温度1.8Kにおける発光ピークエネルギーの磁場依存性。

存性を調べることによって明らかにされる。

2次元電子ガスの発光において、ランダウ準位の遷移エネルギーは磁場に対して単純な比例関係にはなく、ランダウ準位占有数が偶数の場合に異常が見られることが知られている。これは磁場に依存する電子ガスによる遮蔽の変化により正孔の自己エネルギーが変化するためであるとされている。こぶ状発光ピークについて、類似した遷移エネルギーの磁場に対する振動構造が図のように観測された。また、正孔が非局在の場合、ランダウ準位がフェルミ面を通過するのに応じて発光強度が変化することが知られている。量子ドットアレー中のこぶ状発光の遷移エネルギーにおける発光強度の磁場依存性に、2次元電子ガスの場合はそのエネルギーをランダウ準位が交叉するのに対応する振動構造が現れ、バイアス電圧を印加してこぶ状発光が見られる場合はランダウ準位占有数が偶数の時に下向きのピークを持つ振動構造が見られた。このように磁場の逆数に依存した振動の周期がバイアス電圧の大きさに依存し、こぶ状発光はフェルミ面の関与した状態に起因することが示された。

以上に述べたように、半導体量子構造中の多電子系の状態を調べるのに分光学的手法がたいへん有用である。特に光生成された正孔が関与する状態は、光を用いてのみ見られる状態である。今回はフェルミ面近傍の状態にのみ注目したが、バンド端からフェルミ端までの全体が観測されるのが分光学的測定法の大きな特長であり、半導体量子構造中の多電子系の研究において分光学的手法の果たす役割は大きいものであると考えられる。

- [1] S. Nomura, T. Sugano, and Y. Aoyagi, Solid State Commun. **106**, 815 (1998).
- [2] S. Nomura, T. Sugano, and Y. Aoyagi, Physica E (in press).

GaAsナノ構造のソリッドイメージョン顕微分光

東京大学物性研究所 吉田 正裕

高空間分解能を有する計測手法は、微小な半導体ナノ構造における局所的な電子状態を調べる上で非常に有効な手法である。本研究では、ソリッドイメージョンレンズ (SIL) [1]と呼ばれる固体レンズを顕微手法と組み合わせ、光の回折限界を超えた高空間分解能を有し、かつ、集光効率の高いソリッドイメージョン顕微分光・画像計測手法を新たに開発した。また、GaAsナノ構造の光物性計測に適用し、サブ μm スケールでのキャリア分布・拡散の様子や局所的な電子状態の計測評価を行なった。

SILとは、半球型または超半球（ワイエルストラス球）型の無収差固体レンズ（直径約1～2mm）であり、試料に密着させて使用すると、顕微鏡観察した際の分解能がSILの屈折率分だけ向

上するというものである。金属マスクエッジにおける反射光強度観察から、SILを用いた場合、開口数(NA)が1.25と光の回折限界を超えた空間分解能が達成されていることを確認した(図1)[2,3]。また、集光効率の向上も理論的、実験的に確認している[4]。

まず、T型量子細線を作製する上で重要である(110)面上にMBE成長したGaAs量子井戸構造について、量子井戸界面状態とその電子状態を微視的に調べた。試料を一様励起したときの蛍光像(図2(a))に、 μm スケールの不均一な強度分布が観測され、これは、量子井戸界面ゆらぎによる量子化エネルギーの空間分布を反映していることを確認した。また、点励起(スポットサイズ $\phi=0.4\mu\text{m}$)により、蛍光像の各点での蛍光スペクトル観測を行なったところ(図2(b))、弱励起時には、シャープな発光線のみが観測され、(110)面においても、界面ゆらぎにより局在化したドット状態が形成されているものと考えられる。ただし、各点での発光線のエネルギー分布の様子から、(110)量子井戸界面が、 μm スケールの広い単原子層テラスを持つ界面と電子状態を局在化するような細かいゆらぎをもつ界面とからなるものと考えられる。

次に、MBE装置を用いパターン基板上にファセット成長したGaAs量子井戸構造でのキャリアの空間分布や移動の様子を蛍光顕微計測により調べた。断面SEM像(図3(a))に示すようにパターン上の量子井戸には、成長条件により、井戸の厚みが中央付近で薄く、両端で厚くなり、メサとは直交する方向に閉じ込めポテンシャルの空間分布が存在している。図3に試料上方より観測した(b)反射像と一様励起時の蛍光像((c)SILあり、(d)SILなし)を示す。SILを使用することで、分解能が向上していることが明らかである[5]。蛍光がメサ構造の両端側において強く観測されており、量子化エネルギーの低い領域にキャリアが流れ込み分布している様子を反映している。キャリア移動の様子を直接観測するため、点励起下での蛍光像観測も行なった(図4)。励起位置に依存した異方的な蛍光像が観測され、メサ中央付近を励起した場合に、量子化エネルギーの低いメサ両端の方向に広がっていく様子がよくわかる[5,6]。

参考文献

- [1] S. M. Mansfield and G. S. Kino, *Appl. Phys. Lett.* 57, 2615 (1990).
- [2] T. Sasaki et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* 36, L962 (1997).
- [3] M. Baba et al., *J. Appl. Phys.* 85, 6923 (1999).
- [4] K. Koyama et al., *Appl. Phys. Lett.* 75, 1667 (1999).
- [5] M. Yoshita et al., *Appl. Phys. Lett.* 73, 635 (1998).
- [6] M. Yoshita et al., *Appl. Phys. Lett.* 73, 2965 (1998).

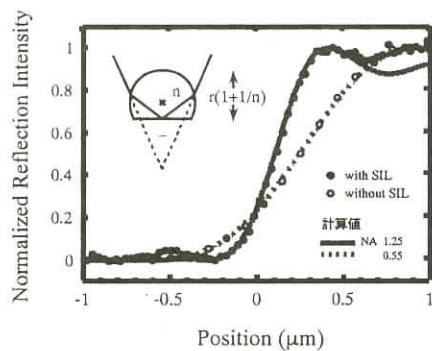


図1 金属マスクエッジでの反射光強度断面

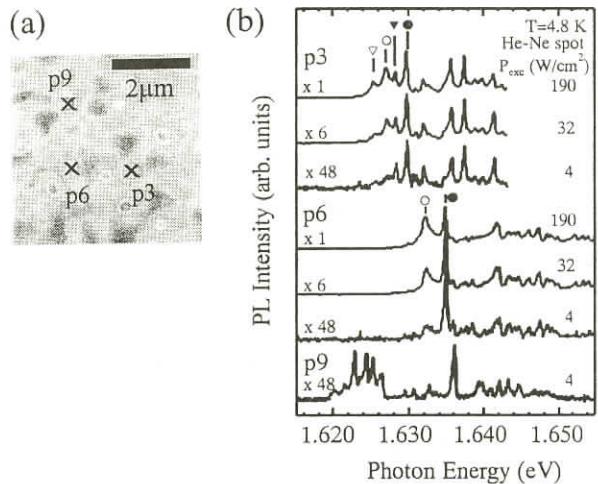


図2 (110) GaAs QWの蛍光像と蛍光スペクトル

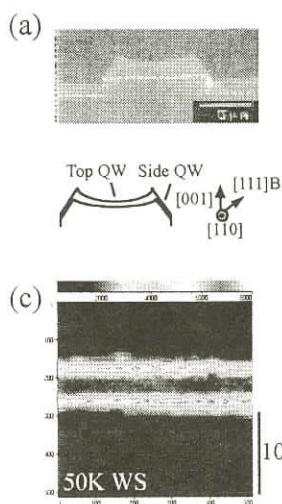


図3 Facet QWの蛍光像（一様励起）

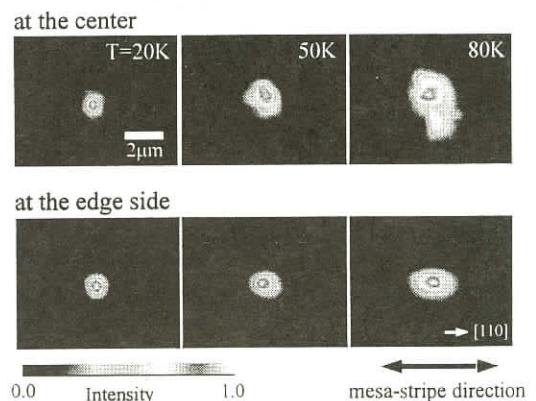


図4 Facet QWの蛍光像（点励起）

強光子場中の科学：新しい分子光科学の展開

東大院理 山内 薫

超短パルスレーザー光の特徴のひとつに、光のピーク強度をきわめて大きくできるという点がある。実際、パルス幅100fsのレーザーパルスを増幅し、 $1\text{PW}/\text{cm}^2$ (1PW ペタワット) = 10^{15}W) を超える光子場強度を得ることが可能となっている。このような強光子場中では、分子は光子場の偏向方向に配向すると同時に、分子と光子場が強く結合することによって「光ドレスト状態」が生成される。そして、さらに分子内の電子がつぎつぎと剥ぎとられ、多価イオンが生成する。最終的には原子間のクーロン反発のために、大きな運動エネルギーとともにイオンフラグメント（主に原子イオン）が放出される。この化学結合の解裂過程は「クーロン爆発」と呼ばれている[1,2]。

われわれの研究室では、質量選別運動量画像（MRMI: Mass-resolved momentum imaging）法を開発し、強光子場中における分子の超高速ダイナミクスについて研究を進めてきた[2-8]。この方法では、クーロン爆発過程によって生じたイオンフラグメントを飛行時間型質量分析装置によって検出し、このフラグメントの射出方向の角度分布を求めるために、超短パルス光の偏向方向を検出器の方角に対して回転させる。得られた角度分布の情報は、運動量平面上に分布強度を持つ3次元情報として、等高線図または立体図として画像表示される[3,4]。

また、この様にして得られたMRMI図をさらに処理することにより、特定の多価親分子イオンからの特定のフラグメントを生成する「単一の解離経路を表すMRMI図」を抜き出すことも可能である[5]。

このMRMI図を用いることによって、強光子場中での偏光方向への分子の超高速配向過程と共に、強光子場中できわめて速く起こる核配置変化を追跡することができる。もともと曲がった平衡構造をもつNO₂分子が直線型へと速やかに構造を替えること[7]、そして、直線型のCO₂分子が幅の広い変角分布を持つようになること[8]など、光ドレスト状態の生成に伴う超高速分子ダイナミクスがMRMI図の解析によって明らかとなった。

参考文献

- [1] 菅川, 山内, 季刊化学総説「超高速化学ダイナミクス」, 学会出版センター, 印刷中
- [2] K. Yamanouchi *et al.*, *Phys. Elec. At. col.*, Ed. Y. Itikawa, *in press*.
- [3] A. Hishikawa *et al.*, *Chem. Phys. Lett.* **282**, 283 (1998).
- [4] A. Hishikawa *et al.*, *Chem. Phys.* **231**, 315 (1998).
- [5] A. Iwamae, A. Hishikawa and K. Yamanouchi, *J. Phys.B: At. Mol. Opt.*, *in press*.
- [6] A. Hishikawa *et al.*, *Res. on Chem. Intermed.*, **24**, 765 (1998).
- [7] A. Hishikawa A. Iwamae, and K. Yamanouchi, *J. Chem. Phys.*, **111**, 8871 (1999).
- [8] A. Hishikawa A. Iwamae, and K. Yamanouchi, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1127 (1999).

光制御された物質系の量子現象 —レーザー技術によって切り開く新しい物性研究の方向—

東京大学大学院工学系研究科物理工学専攻 科学技術振興事業団 ERATO 五 神 真

光は物質の性質を探るプローブとして古くから利用されてきた。レーザーの発明により分光学は飛躍的に進歩し、現在では物理、化学、生物など様々な分野で試料の分析や評価にレーザーが日常的に利用されている。レーザーはその発明から30年余りになるが、近年でも著しい進歩を続けていく。特に、半導体レーザーを用いた周波数制御技術、チタンサファイアレーザーによる超短パルス技術、高出力レーザー技術の進歩はめざましく、10年前には極限技術であったものがごく普通の技術として研究室に入り込んできている。このようなレーザー技術の進歩により、分光研究の対象は著しい広がりを見せていく。また、光を単なる分光用の光源として用いるのではなく、物質を制御するための道具として活用することも可能になった。本講演ではこのような背景の元に我々の研究チームで最近進めている研究をいくつか紹介し、レーザー技術による新しい物性研究の方向を探りたい。

(1) 対象物の拡張 —強相関電子系の非線形光学応答—

固体の分光研究はこれまで絶縁体や半導体を主な舞台として発展してきた。近年、高温超伝導体やメゾスコピック系の研究の発展により、物性研究のターゲットとして、いわゆる強相関電子系の重要性が高まってきている。強相関電子系は電子間の電気的磁気的相互作用、電荷移動励起、電子格子相互作用といった物性を支配する重要なパラメータがいずれも大きく且つ互いに拮抗しているという特徴をもつ。その結果、僅かな組成変化や外場によって、物性ががらりとかわることがしばしば起こる。これまで強相関電子系の研究は、伝導や帯磁率測定といった低エネルギー物性研究を中心に発展してきた。一方で大きなエネルギーースケールを反映して、光電子分光のように電子状態を広いエネルギー領域で直接検出する方法も威力を發揮してきた。光物性研究は、電子状態をエレクトロンボルトのオーダーで移動させるという光励起過程を用いるものであるが、このようなエネルギー領域の励起も強相関系のプローブ手段として極めて重要であることが最近注目されるようになっている。さらに、この光励起によって引き起こされる相転移もいくつかの系でみつかり、光は物質をプローブするだけでなく制御する道具として使われ始めている。

我々は、いくつかの遷移金属酸化物で応用上重要な超高速の非線形光学現象の探索を続けていく。特に、超短パルス光で物質を励起した時に、物質の光学定数が大きくしかも素早く変化し、さらに素早く綺麗にもとの状態に戻ることが望まれる。2重交換系の典型例であるマンガン酸化物では光励起によるスピニ系の揺らぎにより赤外から可視領域の光学スペクトルが劇的に変化することが見いだされている。しかし、この系は元に戻る過程にマイクロ秒以上の時間がかかる。これはスピニ系と電子系と格子系が強く絡まり合っているために、脱励起過程が複雑なことを示

唆している。一方1次元のペロブスカイト型銅酸化物では瞬時に応答し、且つ2ピコ秒程度で回復する光励起による誘導吸収効果が観測された。再生増幅したフェムト秒中赤外分光システムにより、この応答を詳細に調べたところ、光学吸収バンドほぼ縮退する領域に強い2光子吸収帯が存在することが明らかになった。この準位はクラスター計算にもあらわれている。この2光子吸収によって生じる3次の非線形感受率はバンド絶縁体に比べて1桁ほど大きい。これは低次元酸化物が非線形光学材料という新分野でも活躍する可能性があることを強く示唆するものである。また、このような2光子分光は光電子分光法や極端紫外でのラマン分光に匹敵する強力な物性評価法として今後利用されるのではないかと思われる。

(2) 光による物質系の制御

強力なレーザーパルスを用いて新しい物質を合成する技術などが既に工業的にも利用されている。このような通常の応用ではレーザー光の光エネルギーの大きさが注目されがちであるが、一方ではレーザー光は非常に綺麗にそろった光としての側面をもつ。これはレーザーという装置は非常にボース縮重度の高い光子群を発生する装置であり、光子群の時間的空間的コヒーレンスを自在に制御することが可能だからである。この性質を利用して、光の波長や時間特性を精巧に制御すると、物質を自然には存在し得ないような低温状態にすることも出来る。

さて、極低温の状態では多数の粒子が量子力学的に相関をもつ。この典型例は最近爆発的に研究が進んでいるレーザー冷却法によって作られる極低温原子ガスである。これはレーザーと原子の相互作用により、気体原子の内部自由度を凍結して、並進運動の熱運動を抑制するものである。こうして、中性原子をマイクロケルビン以下とし、さらに磁気トラップ中で蒸発冷却させると、中性原子ガスをボーズ凝縮させることも実証されている。現在ではその凝縮体の様々な物性が次々に明らかにされている。

一方固体系では光励起によって生じる電子正孔系の液滴状態や励起子ボーズ凝縮などの研究は古くから行われてきた。これらの研究においても、レーザー光、ここでは時間軸上で制御された短パルス光をもちいることになる、を巧みに操り、粒子系の温度を下げる事が可能である。我々は直接遷移型半導体において励起子モット転移を使うと極低温の電子正孔プラズマが生成できることを見いだした。これはフェルミ温度の一割以下まで冷めた縮退したプラズマガスである。この低温電子正孔プラズマガスの示す物性に興味をもちその分光データを集積しているところである。

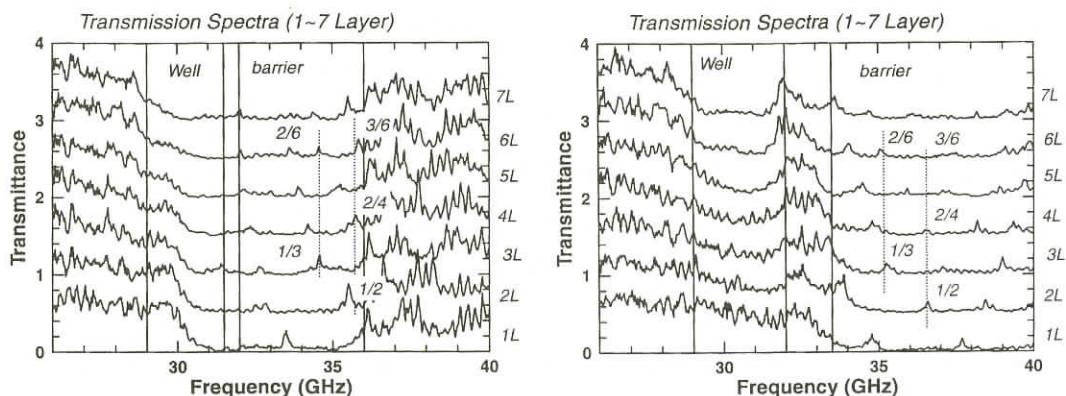
このように最先端のレーザー技術は光による物性研究のスタイルを著しく変えつつある。さらに、物性物理学全体に大きなインパクトを与えるような研究が今後出てくるに違いないと感じている。このためには光技術の特徴をよく見据えた上で物性物理学の基礎的な問題に戦略的に深く切り込んでいくことが必要であろう。

フォトニック結晶とその量子井戸構造について

理研フォトダイナミクス 濑川 勇三郎

球を構成要素とするフォトニック結晶は、バンド計算等に、大高の開発したベクトル球関数展開の方法を用いる事が出来るため、理論との対比が容易であり、新しい概念を構築するには適した系である。我々は、これまでに Si_3N_4 微小球を用いて研究を行って来た。今回フォトニック結晶量子井戸について述べる。作製した試料は 2 つの異なる周期 A, B の積層 3 次元光結晶を ABA と重ねている。これにより内側に挟まれた光結晶（井戸層, B）の光バンドが量子化され、その準位に対応する構造が外側の光結晶（バリア層, A）の全反射領域に現れることが期待される。

バリア層の間隔 (d_2) を 2.3mm とし、井戸層の間隔 (d_1) を 3.2mm で 1 層から 7 層とした場合の透過スペクトルを図 1 に示す。予想される井戸及び障壁層の全反射領域を垂直線で示している。井戸層を 1 層から 7 層とした場合の透過スペクトルを見ると 32GHz より高周波側のバリア層の全反射領域に鋭い透過構造があることがわかる。これらは、井戸層の光バンドの量子化された準位に対応していると考えられる。また、図 2 にバリア層の間隔を 1.1mm とした場合にも同様に量子化された準位に対応する鋭い反射構造を示す。この時予想される全反射領域をやはり直線で示している。図中に示した分数は、分母は井戸層数で、ブリリアンゾーンの分割数に対応し、分子は、低エネルギー側から、与えた量子数である。3 層の第一量子状態と 6 層の第二量子状態のエネルギーが一致して居る。また 2 層の第一量子状態、4 層の第二量子状態、6 層の第三量子状態がやはり一致しており、上記の解釈を支持している。観測されたこれらの状態は、三次元フォトニック結晶の、第三許容バンドの量子化状態と考えられ、現在、定量的検討を行っている。



レーザーと SOR 光の組み合わせ分光

分子科学研究所UVSOR施設 鎌田 雅夫

レーザーと放射光は、誕生してからほぼ半世紀が経過するが、その有用性と重要性は一層高まっており、21世紀の科学研究においても主要な手段の1つとして用いられることは間違いない。そうした中で、両光源の利用技術の発展と利用経験の積み上げにより、従来は制約と考えられていた多くの要因が最近は克服され、レーザーと放射光を組み合わせた新しい物性研究の可能性が開けつつある。本講演では、放射光の利点である、広いエネルギー範囲に渡る連続性や真空紫外から軟X線領域における安定性と、レーザーの利点である、主として可視領域での単色性や高強度性とを組み合わせた、新しい物性実験の意義を述べた。特に、両光源が優れたパルス光源であることに注目した時間分解実験は、ダイナミックス研究にとって魅力的である。

ついで、(1) 放射光ポンプ+レーザープローブ、(2) レーザーポンプ+放射光プローブ、(3) 放射光とレーザーの同時ポンプ、の各組み合わせ実験に対する提言と可能性を述べた。放射光やレーザーを用いて行われている、多くの優れた物性研究が、組み合わせ実験によってより一層発展するばかりでなく、レーザー+放射光でしか出来ない、新しい物性研究が芽生える可能性を指摘した。

また具体例として、最近我々のグループが行っている内殻光電子分光法によるGaAs表面における光誘導現象の研究を紹介した。これは、スピン偏極した光電子を取り出す際の現実的問題であるばかりではなく、半導体表面・界面でのエネルギー状態と非平衡電子状態の理解と制御という物性研究者の興味を引く基本的問題でもある。空間的および時間的に重なったレーザー(Nd:YAGの2倍波)と放射光(100eV)を用いて測定したGaAsのGa-3dおよびAs-3d光電子の内殻準位は、約0.3eV高運動エネルギー側にシフトした。この内殻準位シフトは、レーザー光励起キャリアーによるバンドの曲がりの変化として理解できることを、熱電子放出モデルとの定量的な比較を行うことにより、明らかにした。また、ナノ秒領域での時間分解光電子分光測定の結果を紹介し、表面準位との電荷移動が寄与している可能性を指摘した。

最後に、本短期研究会のもう一つの課題である、物性研施設と共同利用への提言について、全国共同利用研究所で多くの利用者を迎えていた立場から、一言述べさせて頂いた。共同利用研は、立派な装置や施設だけでは不十分である。六本木という便利な所から移転した訳があるので、意識的に利便性(交通の便、宿舎、旅費など)を良くする努力が必要であり、さらに優秀な人材が必要である。研究能力に優れた人材はすでに居られるので心配はないが、サービスと研究を融合的に考えることの出来る優秀な人材が大切で、共同利用に対する自己認識と目的意識が重要であると思われる。すなわち、共同利用研は異分野の研究が会合する場であり、人的交流が行われる貴重な場であり、それを意識することで、研究の核にしていくという目的意識が重要である。そのため

も、○イコールパートナーシップによる大学との協力、○萌芽的研究分野の支援と先端的研究の推進、○長期的視点による、新しい研究分野の開発・育成、○オガナイザー、情報発進基地の役割などを物性研に期待したい。

特に、今後レーザーと放射光の組み合わせ実験を推進して行くためには、より強力な放射光光源とレーザー設備が必要になる。軌道放射光物性研究施設を擁して放射光による物性研究を推進すると共に高輝度光源計画を掲げておられ、かつ先端分光部門を擁してレーザーによる物性研究を推進している物性研が、この新しい研究分野の育成に貢献して頂けることを願っている。

高強度レーザーによる光誘起構造発現：共同利用に期待すること

京都大学大学院理学研究科 田 中 耕一郎

1. はじめに

これからの中性研究の新しい方向性として、マクロに生成した光励起準安定状態の物性を調べることが考えられる。これは、「光励起準安定状態を新しい物質相ととらえる」ことに相当しており、電荷・スピンの再分布や格子との相互作用の変化、熱平衡からかけ離れた電子-格子-スピニ系の動的過程（準安定から熱平衡へ）やそのコントロールなどの研究が盛んにおこなわれている。本講演では、高強度レーザーをもちいた光誘起構造発現について紹介するとともに、共同利用に期待する点について述べる。

2. 高強度レーザーをもちいた光誘起構造発現

(a) 物質加工、デバイス作製

フェムト秒高強度レーザーをもちいた微細加工は、物質表面のアブレーション過程の研究が盛んにおこなわれている。これらの技術は金属加工やマイクロ化学の舞台の作製などに応用されている。最近、表面ではなく物質内部に高強度のフェムト秒レーザーを集光することによって、局所的な酸化・還元反応や構造変化をおこすことが可能になってきた。特にガラス材料においては、フェムト秒高強度レーザーの局所照射により近赤外域や可視域において屈折率変化を引き起こし、導波路やフォトニック構造を書き込むことが可能になっている。

(b) レーザー光によってドライブされる誘起構造

電子強相関系の光誘起効果は今後の発展が大いに望める研究分野である。研究対象としては、基底状態すでに電子相関が強い系の秩序を破壊するような光誘起効果と励起状態で初めて強相関や新しい秩序相が現れる系が考えられる。光照射によって新秩序生成することにより、熱的には制御不可能な系の動力学をトリガブルに調べることが可能になる。この点から、核形成過程

やドメインダイナミクスへの応用が考えられる。こういった研究においては、準安定状態の生成は高強度パルス光によって比較的容易にできるが、過渡的に生じる秩序のオーダーパラメーターを直接測定することは難しく、新しい手段の開発が望まれている。

3. 共同利用に期待すること

上で述べたような点から、物性研究所での共同研究においては、他にはない複合的な時間・空間分解物性評価、特に高強度パルス光と同期したX線パルスまたは電子線短パルスをもちいた物性実験などを期待したい。また、ある研究がめざましい勢いで進展し新しい局面に達したときに、装置開発のプロポーザルが行え、資金や人の面でのサポートが可能な制度の整備を望みたい。

先端分光と表面物性

東京大学物性研究所 小森文夫

表面における精密な物性情報を実験的に得る手段はそれほど多くないが、の中でも、表面に光や各種粒子を照射しその結果放出される光や粒子を分光して検出する方法は、従来からたいへん重要であり、現在さらにその高度化が望まれている。したがって、表面物性研究者にとって先端的な分光手段の応用は、常に実験手段上のひとつの大きな課題である。ここでは、レーザー光や軌道放射光の表面物性研究への応用例を紹介し、今後の展望を述べる。

最初の例は、塩素吸着Si(111)面へのレーザー光照射による単原子層エッチングの研究である。我々は、ナノ秒パルスYAGレーザー光の4倍波照射前後の塩素吸着Si(111)面をSTMを用いて観察し、単原子層の光エッチングが起こっていることを見い出した。この現象の起源を調べるために、単原子層エッチング過程のレーザー光の強度依存性や波長依存性の測定を、軌道放射光を使用した光電子分光や脱離分子検出等の方法で行なった。その結果、この現象は、レーザー光によって励起されたシリコン基板中の電子あるいはホールが表面で脱励起する際に表面にある多塩化シリコンが脱離して生じたと結論した。この研究では、装置上の制約のために励起光のエネルギーが連続的に変えられないことや分子検出効率が低いなど不十分な点があった。この2点は、波長可変レーザーやレーザーイオン化法を用いて既に他機関で克服され、研究が進められている。光電子分光や他の真空紫外光や軟X線を用いた分光法の高分解能化や高感度化は、光輝度光源や極短波長レーザー光の使用によって近い将来改善されるであろう。脱離機構の解明に向けて、電子励起と表面での脱励起のダイナミックスをパルスレーザーを用いて調べることも近い将来の課題である。

2番目の例は、窒素吸着銅(001)表面上の厚さ3原子層(ML)以下のCo微粒子の磁性の研究である。最近になって、清浄表面やそれを吸着により修飾してナノスケールの周期構造を自己組織

化的に形成できるようになってきた。我々は、窒素吸着銅(001)表面に形成された間隔5nmのコバルト微粒子のサイズ(1-3ML×1-5nmΦ)を変化させながら、He-Neレーザーを用いた磁気カーフェクト測定により、その磁性を研究している。ここでは、微粒子サイズと強磁性秩序の出現や磁化の温度変化との関係を調べ、その磁性の起源と構造との関係を議論している。このような微小な系の構造とその物性を精密に調べる研究は始まったばかりであり、その研究方法を開発すること自体、近い将来の課題である。構造に関しては、放射光を用いた高度なX線回析法の開発やSTM/AFMと各種測定装置との組み合わせなどが期待されている。また、高感度の磁化測定、反強磁性への応用、電子状態と磁性との関連の解明等を目指した波長可変短パルスレーザーによる高調波発生検出分光、高輝度光源を用いた電子分光、発光分光、磁気円2色性、メスバウア効果、磁気散乱などの手法の開発も必要であろう。極短パルスレーザーを高度に応用すれば、このような微小なスピニ系におけるスピンドライナミックスも研究も可能である。共同研究を通じて先端分光手法を表面物性の研究へと応用していくことが、今後ますます重要になると考える。

共鳴X線発光の研究における理論と実験の協力関係

東大物性研 小谷 章雄

講演では、(1)われわれの理論グループがどのように実験家と協力して共鳴X線発光(Resonant X-ray Emission Spectroscopy, RXES)の研究を行ってきたか、(2)放射光物性研究における理論と実験の協力関係を推進するための組織や方法として最近何がなされつつあるか、の二点について述べた。

(1)については、共鳴X線発光の偏光依存性に関する研究を例にとり、実験家との研究協力の異なったいくつかのパターンについて、研究内容を中心にして述べた。まず、われわれが6年前に行なった La_2CuO_4 の $\text{Cu } 2p \rightarrow 3d \rightarrow 2p$ RXESの計算結果を紹介し、結晶場準位間励起によるRXESが強い偏光依存性を持つことを示した。これは理論による予言で、当時はこれを検証する実験の態勢はできていなかった。その後、高輝度光源の利用による実験のめざましい進歩があり、UppsalaのDudaらがこの観測に成功した。実験の分解能はよくなかったが、実験と理論はますます的一致を示した。Dudaからの報告を受けて共同研究が始められた。

丁度その頃、OrsayのLagardeから、彼等の新しい実験結果の解釈について相談を受けた。彼らの実験では、Smの $3d \rightarrow 4f \rightarrow 3d$ RXESの発光収量(RXESの積分強度の入射光エネルギー依存性)は、入射光と発光の進行方向の間の角度に著しく依存したが、Tmに対しては殆ど依存しなかった。われわれは原子内多重項構造によるRXESの計算を行い、発光収量に対する偏光依存性がSmでは大きくTmでは小さいことを示し、これが実験結果をよく説明することを見い出した。

ごく最近われわれと物性研の辛グループが行っている TiO_2 の $Ti\ 2p \rightarrow 3d \rightarrow 2p$ RXES の偏光依存性の研究は、つねに両グループ間で密接な討論を続けながら進めてきたもので、理論と実験の協力態勢としては最も理想的なものと考えられる。 $Ti\ 2p$ XASのサテライトを励起することによって観測された非弾性RXESピークは、著しい共鳴効果と偏光依存性を示し、その振舞いは電荷移動効果を基にした電子状態の対称性からよく説明することができる。

(2)については、最近、放射光物性理論の国際的なネットワークをつくろうとする動きがあることを報告した。本年9月にFrascatiでSRRTNET'99というワークショップが開かれた。ワークショップの一つの目的は理論家と実験家が強い接点をもって最近の研究について討論することであり、もう一つの目的は実験家にも便宜をはかるネットワークをつくるための討論をすることであった。国内でも、最近SPRING-8の利用者懇談会に「理論サブグループ」が組織され、理論と実験の協力態勢をつくることを目的として活動が始められた。既に、実験家を招待したワークショップや実験サブグループとの共催のワークショップが開かれ、協力関係を構築するための努力がなされている。

講評

「先端分光物性研究の現状と将来展望」に関するコメント

原研関西研光量子科学研究中心 加藤義章

1. はじめに

物性研は平成8年度の改組を経て、東大柏新キャンパスにおいて世界のCOEを目指した新しい活動を開始しようとしている。改組・移転にあたり苦労された関係者の御努力に敬意を表し、これからの大いなる発展を期待したい。先端分光物性研究部門も、光を切り口として新しい物性研究に大いに寄与していただきたいと、レーザー研究に携わる者として切望している。

2. 先端分光物性研究の位置づけ

2. 1 今までの研究活動

先端分光物性研究部門の3研究室では、改組前から極限レーザー研究グループとして光源開発と超高速分光に関する研究が行われ、光源開発の分野では、超短パルス・短波長レーザー開発に重点がおかれてきた。特に、高次高調波の短波長限界の追求、偶数次高調波の発生等の研究により、光と原子との非線形コヒーレント相互作用過程が明らかにされ、高次高調波を実用的XUV光源として利用するための基礎技術が築かれた。X線レーザー研究では、主として再結合プラズマ中での原子過程の解明と反転分布の生成に関する研究が行われてきたが、まだ十分なX線增幅は得られておらず、基礎研究の継続が必要とされている。これらと並行して、超高速時間領域分

光研究が行われ、非平衡電子の緩和過程、非晶質半導体や金属錯体の構造などが解明されてきた。

これらの研究でそれぞれ多くの成果が得られてきたが、高性能レーザー装置の開発が少数の研究者に任され、このため利用研究への展開が不十分となり、物性研としての特徴を十分發揮できていないように思われた。

2. 2 これから的研究計画

先端分光研究部門の研究計画は、光源開発と利用者の連携を重視して組み立てられており、新しい研究の発展が期待できる。しかし、高性能装置の開発と運用にかかる問題は解決していないよう見える。

1) コヒーレント XUV 光源の開発

新しい研究計画は高次高調波光の利用を基盤として組み立てられている。高次高調波光は、波長域が広い、コヒーレント、ピーク輝度が高い、アト秒パルス光の生成が可能等の特徴を有している。装置は比較的小型であり、物性研究等への利用価値は極めて高いと思われる。

高次高調波発生の基本過程は明らかになっているが、変換効率の向上、高コヒーレント光の生成、アト秒パルス発生等を具体化するには、これらの特性測定を含め、多くの開発課題が残されている。この点で、最近物性研で開発された高繰り返し高平均出力の超短パルスチタンサファイアレーザーは、今後の研究展開において極めて有効に機能すると期待される。

2) コヒーレント XUV 光源の利用

先端分光研究部門では、高次高調波を光源とする光電子分光が計画されている。これは、レーザー光の特徴を生かした研究として、極めて興味深い。エネルギー幅1meV以下の単色高調波の発生、1ミクロン以下への集光、軟X線域への拡大等が実現されると、光電子分光による物性研究に大きな発展をもたらすと期待される。SPring-8等の第3世代放射光施設の建設により、コヒーレントX線光学が重要な研究分野になりつつある。高次高調波はXUV域ではあるが、時間・空間域においてコヒーレントであるので、コヒーレントX線光学の研究に適している。先端分光研究部門でこの分野を開拓することは、極めて重要である。

またアト秒パルスXUV光により、電子分布の直接観測など、全く新しい応用が展開される可能性がある。世界的にも殆ど着手されていない分野であり、物性研での研究発展を期待したい。

3) 超短パルスレーザーの物性研究への利用

超短パルスレーザーは物性研究において、主として超短時間光源として利用してきた。しかしレーザー利用においては、その位相特性を生かすことによってより多くの効果がもたらされる。物質との相互作用におけるレーザー光の位相変化、電子状態のコヒーレント励起等、超高速コヒーレント分光に関する研究の推進を期待する。

3. 先端分光物性研究の運営について

物性研の先端分光研究部門および極限環境物性研究部門の重要な役割は、高性能装置を用いた

先端的研究の実施と、それによる人材養成であろう。高性能装置はできるだけ多くのユーザーの使用に供され、それを用いた研究から新しい人材が育つことが望ましい。先端分光研究部門で開発されている超短パルスレーザーを駆使することにより、極めて多くの成果が得られると予測される。しかし、研究室で開発されるレーザーは使用しやすい装置ではなく、また職員数も限られているので、広くユーザーに供することは現実的ではない。そこで、マシンタイムの1/3程度は開放し物性研外部コミュニティの育成に貢献することが重要であると考えられる。外部からの提案を厳選し、極限レーザーを生かした研究を実施することを提案したい。開かれた研究運営により、実験と理論の連携も実現されると思われる。

講評

先端分光物性研究の全国協力体制と物性研究所の役割に関するコメント

奈良先端科学技術大学院大学 櫛田孝司

全国共同利用研としての物性研究所の使命は、物性研究における世界の C E として研究のピークを出すことと、全国の物性研究者のための活動を行うなどにより我が国全体の物性研究に寄与することの二つであるとされている。これまで、極限レーザー研究部門では、塩谷、矢島、松岡所員らを初めとして各所員のご努力により、優れた研究が行われ、またこの分野の C O E として全国的にも研究をリードし、多くの活動を行ってきた。この度、柏への移転を機に先端分光研究部門として新たな活動を行うにあたり、その領域を担う各所員の最近の研究について発表を聞く機会を得たが、各所員がそれぞれ大いにがんばり、優れた成果を出しておられることに感銘を受けた。また、これから各所員がカバーしようとする研究領域や研究課題についても伺ったが、互いにバランスが取れ、適当であると感じた。ほかにも研究すべき領域はいろいろあるが、限られた人数では絞らざるを得ない。個々の研究者の特色を出すことが重要であると同時に、物性研内の他の分野の研究者と協力して一緒に一つの問題を別の角度から研究すると行ったことも必要であろうと思う。もちろん、この分野の物性研外部の研究者のためにもいろいろ活動してほしいと願っている。このグループの今後の大いなる発展を期待したい。

我が国の物性研究を前進させるために全国共同利用研としての物性研に期待されることとしては、いろいろな分野の上級研究者を集めた組織としてその存在自体がわが国の物性研究のセンターとしての役割をもつことや、物性研究の C O E として研究のピークを出すことが我が国の物性研究のレベルの向上に役立つことのほかに、普通の研究室ではできないような大型のプロジェクトに取り組むとか、いろいろな分野の研究者が一緒にいる利点を生かして異なる分野の共同研究を通して新しい研究領域を開拓するとか、或いは研究テーマとか研究手法の先端的開発を行うことなどがあげら

れるであろう。さらに、物性研究の牽引車ないしはまとめ役的役割も重要である。研究の将来の方向の議論の場を提供するだけでなく、その議論をリードし、科研費のプロジェクトのまとめの要となるとか、物性研究者のネットワークの構築、情報交換や共同研究の促進などいろいろな機能が期待される。また、優れた研究の場を物性研究者に提供したり、共同研究や施設利用ならびにその交通整理などの機能も期待されよう。これらのそれぞれの比重は、物性研究の研究領域あるいは研究者が取り組んでいる課題によっても異なり、また時代によっても変化するものであろうと思われる。

S O R 関係の施設利用を別にすれば、先端分光関係では、新しい研究課題や研究手法の開発、物性研究の牽引車の役割などが最も期待されるのではなかろうか。しかし、歴史的な流れからも、共同研究、施設利用と言った意味での共同利用への期待も無視できないような気がする。自分の研究でピークを出すことと全国の物性研究者のために活動することとは相反する面をもつから、後者にどれだけのエネルギーを割くべきかについては議論がある所であろう。共同研究、施設利用についてもこのあたりがなかなか難しい。日本の場合、そもそも遠慮があるし、話を持ちかけられた場合、ドライに断りにくい。それを知っているからまた遠慮するということになる。なるべく多くの研究者に公平に機会を与える、しかも質の良い共同利用にするうまいシステムはないものだろうか。いずれにしても、こういった利用に対しては、外部から見た時のしきいの高さは分子研などと比べて物性研は非常に高いことは確かである。個人的なつながりがない研究者の場合、利用は非常に難しいように思うので、あまり遠慮しなくてもすむように、物性研側には或る程度の義務を負わせた方が良いというのが私見である。むしろ、このような装置や技術を使って何か面白い実験はできないかと物性研側から外部へ呼びかける位のことが必要ではなかろうか。折角開発した光源とか手法とかが優れた物性研究にどんどん生かされないとしたら全くもったいないことだと言わざるを得ない。ベル研究所でピコ秒分光の技術が開発されたとき、そのグループの何人かは手分けしてこれを使って面白い実験ができないかと、研究所内の研究者に説明したり議論をふっかけて回った。そういうた積極性が物性研側にあって良いと私自身は考えている。

自分の研究を止めて共同利用などを行うというのではうまく進まないのが明らかだから、できれば複数の実験システムを作って、先端的開発ないしは自分の研究と共同利用に分け、装置的には互いにフィードバックさせてより良いものにして行くのが望ましいと考えるが、今回、短波長強力パルスレーザーについては複数のシステムが実現しており、今後が期待される。施設見学で拝見した超強磁場、超低温などの分野でも先端的開発と共に物性研究の道具として外部からの利用を十分考慮に入れた配慮が相当なされており、共同利用の立場からは非常に良い方向であると感じた。

日本学術会議の物性関連の下部組織では、長い間、分野毎に特徴のある中小型装置等の設備を整備した研究拠点を全国的に育成し、それを地域的なセンターとしてネットワークを組んで共同利用に供するという物性研究施設構想が議論されてきた。これはいわば小型の共同利用研を方々に作ることにより、全国的な研究体制の強化を図るものである。その実現性は現在きわめて薄い

ように思われるが、研究体制の将来像として多くの物性研究者にそのような考えがあることは、物性研の果たす役割や、将来、物性研をどうするかを考えるときに十分に考慮に入れるべきことであろう。

一方、国立大学、研究所の独立行政法人化は避けられないものと思われ、近い将来、基礎科学は大変難しい状況を迎えるのではないかと懸念される。その場合、共同利用、施設利用に対する外部からの要望が一気に高まる可能性も考えられるし、逆に目標達成のためにピークを出すこと以外にエネルギーを割く余裕が物性研側に無くなるという可能性もある。全国共同利用研としての物性研をどうするのかということをもう一度根底から議論せざるを得ない状況になるかもしれない。そのような場合に、やはり全国の物性研究者全体のものである物性研究所と自他ともに認められる体制が維持されてほしいと思う。そのためには、物性研の内部の者にも、また外部の研究者にも、どちらにも一層の努力と工夫が必要であるように思われる。

講評

「先端分光物性研究の現状と将来展望」

東京大学大学院工学系研究科物理工学専攻 五 神 真

レーザーはその発明から既に40年近くになるが、近年でも著しい進歩を続けており、それが物理学の最先端研究で本質的な寄与をしている例が沢山ある。例えば、半導体レーザーを用いた超高精度の周波数制御技術は最近爆発的に研究が進展している極低温中性原子気体の研究を支えている。また、チタンサファイアレーザーによる超短パルス技術は、超高速領域での光化学反応や、固体中で電子や格子の超高速緩和現象を実時間で観測することを可能にしている。また、超短パルスレーザーの增幅技術の進歩により、テラワットあるいはペタワットという強力な光を実験室で発生することが出来るようになった。これらの技術はすべて、10年前には世界でもごく限られた大規模な先端的なレーザー研究センターでのみで手がけることのできる極限技術であったが、最近では比較的手軽に普通の技術として研究室に入り込んできている。

このような最先端のレーザー技術の普及は光による物性研究のスタイルを著しく変えつつある。光を用いた物性研究は従来の研究分野の枠を越えて、物性物理学さらには物理学全体に大きなインパクトを与えるような革新的研究に発展するのではないかと強く感じる。従って、柏キャンパスに物性研究所が移り、この機会に極限レーザー部門が発展的に改組され、先端分光部門として新たにスタートすることはまことに時宜を得たものであるといえる。今回の研究会は物性研究所の先端分光部門でどのような野心的な研究テーマが計画され、それがどのように実行されつつあるのか、また彼らがライバルと考えている国内の研究者がどのようなアイディアをもって研究に望んでいるの

かを知る絶好の機会であり、大きな期待をもって参加した。ここでは今回の研究会の感想と、研究会を通じて考えた物性研先端分光部門に期待することについて、大変僭越ではあるが個人的な意見を述べ、講評とさせていただく。

I 今回の研究会の感想

外部の研究者からの報告は先端分光部門に属する所員が進めている研究に関連するテーマがバランスよく集められていた。これは物性研究所先端分光部門におけるこれまでの研究や今後の研究計画の位置づけを理解する上で役に立った。紹介された分野は、(1)ハイパワーレーザー、(2)光物性研究における先端分光(3)SOR分光 (4)XUV分光、(5)フェムト秒分光 (6)メゾスコピック系の分光等であった。

外部の研究者からの講演；

それぞれの講演はその分野で活躍されている研究者によるもので、研究の現状がよく説明された。印象に残った講演を列挙すると、強い光子場の中の化学（山内）高出力レーザーによるクラスターを用いたXUV光の発生（近藤）、サブ5fsパルスを用いた実時間分光（小林等）は聞き応えのある講演であった。また、変調ドープ量子ドットアレーにおけるフェルミ端異常（野村）は光励起によって電子縮退の様子を引き出すという光励起と量子物性の新たな接点を見いだしたともいえる研究で非常に興味をもった。また光物性は多くの研究者を抱える大分野であるが、その代表としての講演、超格子ミニバンド構造の光電場変調反射分光（中山）は先端分光を支える周辺の研究の意義が伝わる良い話であった。SOR分光による強相関電子系の研究（藤森）は物性研究の現在の中心課題である強相関電子系の電子状態を直接プローブするというもので、物性研究における意義も重要性も非常に明確であった。

所員からの講演；

先端分光部門の所員によるこれまでの研究と今後の計画についての講演はそれぞれよく整理されて何を行おうとしているかということについては明確に説明されていた。また、披露された研究計画の中身もすべて時宜を得たものであり、意義のあるものである。しかし、なぜそのテーマを選んだのか、そのテーマからどのように物性物理学の革新となる成果を引き出そうとしているのかということについて、明確なビジョンが伝わってこなかったのが残念であった。今回のような機会は、光を用いた物性研究の意義や夢を分野外の研究者に伝える絶好の機会であるので、もっと工夫や演出があってもよかったのではないだろうか。これは研究会全体のプログラムの組み方についても言えることである。

II 物性研究所先端分光部門への期待

施設見学も含めて感じたことは、先端分光部門は我が国の光関連研究センターとしては、他に類のないものであり、今後の光科学、光物性研究を牽引する大きな役目を背負っているということである。所員にはその責務を負うのに値する特典が賦与されていると感じた。また先端分光部門の建物や設備は明らかにプロジェクト型研究を行うことを前提に準備されたものであると感じた。従って、先端分光部門では、プロジェクト研究にふさわしい戦略的な研究が求められると強く感じた。

1 光科学技術の国際的な発信基地となる

大学の1研究室の規模ではできない研究をめざし、物性研から発祥したといえるような研究を進めてほしい。これは必ずしも大きな装置を使う研究のみを行うということではないが、隙間をねらうのではなくメジャーな分野で活躍することが期待される。

2 力を分散させずに研究チームをコヒーレントに運営

先端分光部門の人員規模にふさわしいテーマを吟味し、的を絞ることが大切であると思う。このためには、先端分光部門の所員はもとより、物性研究所の他の所員とも出来るだけ連携し、マンパワー不足に陥らないように進めるべきである。

例えばすでに進められているハイパワーレーザーと高分解高電子分光を組み合わせた研究をさらに推進し、次のステップとして顕微分光、時間分解分光に発展させるというようなテーマは全員が協力して取り組む価値のある研究テーマであると思う。

3 共同利用への期待

物性研究所の先端分光部門の最も大きな使命はピークをつくる研究を成功させ、関連分野の研究を一段と活性化させることであると思う。ピークを作る過程では、困難な技術開発やリスクを伴う野心的なトライが必須である。そこで得られたノウハウや技術と学問的な知見を広く公開することで周辺研究者に還元するのが良いと考える。この為に、インターネットなどを利用し、全国の研究者がその情報を利用できるような仕組みを作るのも良いかもしれない。

まず物性研ならではの実験技術を確立した上で、それを利用する実験のアイディアを広く募る。採用されたアイディアに対しては施設利用ではなく、共同研究として少なくとも半年程度の時間をじっくりかけて研究を行う。このときに、共同研究の相手となる研究者には物性研究所の経費（所長経費か何かで、500万円程度の規模）で準備の為の研究支援を行うのが有効なのではないだろうか。

普及型の装置を揃えたいわゆる分光測定サービスは先端的な研究を推進することの阻害要因になるのならばそれは避けるべきである。もしそのようなニーズが多いのならば別の仕掛けを準備してほしい。しかし、一方でピークをつくる研究のテーマを練るためにには、多くの研究者がいろいろな物質やアイディアをもって出入りすることは重要であるので、研究会などを通じてそのよ

うな機会をつくるようにつとめるのが良いと思う。

4 日常の議論を活発に

現在進められている個々の研究はどれもピークを作るための素材として非常に役立つものであることは間違いない。しかし、それを組み合わせて大きなピークを作るためには戦略を立てる必要があると思う。通常のプロジェクト型研究では10名程度の研究者が予算獲得の為に知恵を出し合うという作業が必ず存在する。その中で計画をより広く人々に訴えるためにどうするかを考える。このような作業は純粋にアカデミックなものだけではないので一見無駄のように思われるが、それぞれの研究をより広い視点で位置づけ、今なぜこの研究をする必要があるのか自分たち自身が確認することに役に立つ場合も多い。今回は予算獲得の為の準備作業が大幅に軽減され、その分、実質的な研究に力を注げるようになったのだと考えられる。これはもちろん大変好ましいことであるので、節約された時間を有効に活用し、研究の位置づけや意義についてより広い視点とらえるための議論を意識的に進めてほしい。

このような議論を進めるには研究者が日常的に研究についての会話をおこなうことが大切であると思う。現在のメンバーはそれぞれの分野で非常に卓越している研究者である。このような研究者が密接に連携するチャンスが与えられていることこそが、物性研の先端分光部門が圧倒的に強力な研究センターとなり得る理由であると考える。また、物性研究所には物性研究の理論実験両面各分野で世界でトップの陣容を抱えている。これらの研究者との議論により、さらに大きなスケールの研究が生まれると期待される。この為には同じ部門内はもとより、他の部門の所員とも日常的にアイディアを交換できる環境を整備する必要があると思われる。(例えば定期的に所内で所員によるインフォーマルな談話会などを行うなど。) また、分野にまたがる共同研究を資金的にサポートするなどの制度をつくり連携を推進するのも一策であろう。

5 マンパワー不足対策

渡部研究室のハイパワーレーザーやそれによる高次高調波発生技術はオリジナルなレベルの高い技術であり、今後のピークを作っていく上で中心となることは間違いない。しかし、設備の規模を考えるとマンパワー不足は深刻である。フランスのエコールポリテクニックにはハイパワーレーザーのヨーロッパ共同の研究センターがあり、同様なねらいで研究が進められている。そこでは常駐のレーザーのメンテスタッフな30名にも及ぶと聞く。所員を含めて3人のスタッフでこれに対抗するのは至難である。

これを解決するために、先端分光部門の他の研究テーマを整理することを求めているわけではない。レーザー関係に限っても時間分解分光、顕微分光はこのハイパワーレーザーの研究を物性研究に根付かせるためにも重要である。それ以上に次世代のピークの種を育てるという意味で捨てられないテーマである。顕微分光の研究は現段階では非常に地味なもの様に見えるが、物性物理学の研究の対象が今後生体物質などに広がっていく可能性も大きく、その場合には主役に躍

り出る可能性の高い技術である。

もし、現時点でのハイパワーレーザー技術を核とする研究を柏における新しい物性研の一つの象徴とすることが合意されているのならば、中途半端にしないためにもマンパワー不足をどう補うかを所全体で真剣に議論すべきである。期限付きの流動ポストの運用を働きかけるなどの支援が必要と思われる。期限を5年なら5年ときちんと区切り、一つのプロジェクトとして運転し、5年後にはきちんと見直すということを励行するのであれば、ポストの運用は可能なのではないだろうか？

6 その他のテーマについて

今回の研究会で私は我々のプロジェクトで進めているレーザー冷却による極低温原子ガスの研究を紹介した。これはレーザー技術を基礎としながら、原子ガスがボースAINシュタイン凝縮やフェルミ縮退といった量子物理学の重要な研究対象として最近注目を集めているからである。真空容器に浮かぶ新しい量子凝縮体が物性研究全体にどれほど大きなインパクトをもたらすのかはまだ読み切れないが、重要なテーマであることは間違いない。この分野の研究は今のところ大規模な研究チームではなく、比較的小規模の研究チームで推進されている。もし優れた若手研究者を呼ぶことができるのならば物性研ふさわしい研究の一つであると思う。但し、先端分光部門に取り込むことは妥当とは思えない。既に、先端分光部門として狙うべき姿は既に決まっており、まずそれを実行することが最優先と思う。

7 啓蒙活動と教育

最近高校生、大学生の物理離れがしばしば話題になるが、これは東京大学も例外ではない。これまで物理系の学科は自動的に優秀な人材を獲得してきたが、ここ、2、3年の間にそれが大きく崩れつつある。今後もリーダーとなる優秀な人材を確保するためには努力が必要であると感じている。東大生の物理離れを防止するには駒場の学生に物理のおもしろさを伝える機会をつくることが有効である。そのためには全学一般ゼミナールや総合科目一般などをを利用して、先端物性研究の面白さを駒場の学生に積極的に紹介していくことが有効である。オムニバス形式の講義だけでなく、実際に実験室に入って研究に触れさせるというようなやり方も有効である。また、駒場の講義をボランティアで分担するというのも意義がある。これらのことは既に先端分光部門ではすでに実践していることであるが、このような努力を続けることが今後ますます大切になると思われる。

講 評

大阪大学大学院基礎工学研究科 物性物理科学分野 菅 滋 正

平成11年10月25日から27日の物性研究所短期研究会「先端分光物性研究の現状と将来展望」に評価委員として出席する機会を得た。研究会での発表は所内、所外にわたる幅広い研究をカバーしており、今回講評を求められているのは中でも所内からの報告、ならびに所内の計画と所外の研究の整合性、相補性についてと理解している。忌憚の無い自由な意見をそのままの形で報告書に記載公表するとの注文付きである。なお一部の発表は時間の都合上聞くことができなかつたので部分的な講評とご理解頂きたい。

先端分光研究部門が、従来の極限レーザー部門を中心として再編された経緯から研究発表もレーザーを用いた研究が中心であったことは当然である。所内からはこれまでの極限レーザー開発の成果とレーザーを用いた研究の成果が発表された。さかのぼると極限レーザー部門はそれまでの光物性部門を中心に構成されたわけで今回の部門再編がその意味で今後いかなる方向を目指すのか興味のあるところであった。構成 6 研究室のうち確か 4 研究室は私が物性研在任中に発足したわけでその成果を今回あらためて聞かせていただいたわけである。

筆者はレーザーの専門家ではないので世界におけるレーザー開発の現状についてはほとんど把握していない。その意味ではこの部分の筆者の意見は感想という方が適當と思われる。超短時間パルスレーザー、X線レーザーともに物性研は極限レーザー部門で当初設定した目標をほぼ達成したように見える。開発されたレーザーを用いたレーザーそれ自身の研究についても世界的な成果を上げてきたと言える。ただし惜しむらくは部門の職員人員の不足により、開発されたレーザーを使っての先端的共同利用の期待に十分応えられたとは言い難いように思われる。今回の部門再編で今後はレーザーそれ自身の開発や研究のみならずそれを用いた光物性的研究や共同研究を推進したいという方向が見える。外部の光物性研究者にとってはより親しみの持てる方向であろう。しかしここでも限られた部門人員で何をどこまでやれるのかと言う設問は付きまとう。一般的な印象として、外部研究者との協力体制の議論が欠けているのではないかとの印象を持った。この点について具体的な構想を練ることが今後の大きな課題である。

レーザーを用いた物性研究を中心に据えた研究室でも着実な成果が上がっていると見える。この種の研究を物性研先端分光研究部門でどのように位置づけるのか、部門内部での有機的な研究協力の方向は議論されているのか、外部とのどのような相互作用が期待できるのかなどの議論が必要であると感じた。先端分光の方向の一つは顕微分光である。ナノ構造の分光など研究対象となる課題はたくさんある。今回は高効率の光学レンズを用いたサブミクロン領域の分光が紹介された。それはそれで極めて重要な分光であるが、先端顕微分光としては将来的にはさらに10ナノメートル領域の分光をも今から考えておく必要があろう。もちろんSNOMやSTSとの接点を意識しての戦

略が必要と思われる。この場合にも国内の顕微分光グループ全体の議論が持たれて良いのではあるまいか？

ついで低エネルギー光で高いエネルギー分解能の光電子分光を行う手法が紹介された。最先端の光電子エネルギー分析器とHe放電管を用いれば21.2eVの光で低温で1 meVに近い分解能での光電子スペクトルが測定できる。このレベルの研究は全国的にすみやかに普及すると思われる。先端分光研究部門で計画している9.3eVあるいは15.5eVの高調波レーザーを用いて励起する光電子分光は強相関系物質のフェルミ準位近傍の電子状態の精密分光には極めて魅力的な手法である。とくにバルク電子状態を探る有力な手段と期待出来る。エネルギーが限定されている制約はあるものの、得られるエネルギー分解能、光子数の点からも将来の発展が十分期待出来る。共同利用には格好の手法と位置づけられる。近い将来の目標としてあげられた100マイクロeVを達成するにはレーザーの性能は問題が無いが、電子エネルギー分析器の明るさならびに電源の安定性、ノイズレベルなど多くの問題点が予想され安易に到達できるものではないと予想される。しかしながらこれまで10年で1桁ずつエネルギー分解能が上がっててきた現実を踏まえれば勇気ある目標の設定は歓迎できる。まず紫外レーザー励起して光電子分光のテスト実験を行った後、上記の目標へいかにアプローチするのか、今からその戦略を考えておくことは必要なことではあるまいか。光電子分光についてはX線レーザーによるものも有効と考えられるが、今のところ時間平均として得られる光子数が高輝度放射光と比べて桁違いに小さく当面の実用性は期待出来ないようである。いずれにしても放射光での光電子分光との利害得失、相補性等を関連研究者の間で広く議論する時期であろう。その他50meVをきる共鳴逆光電子分光、10meVをきる軟X線ラマン散乱の話があったが、限られた人員で放射光高輝度光源の計画と平行してこれら全てのプロジェクトを行うには困難が予測される。

先端分光研究部門にはX線による構造物性研究も一部取り込まれている。この場合には放射光X線を用いる研究が主となるようで、物性研から外に出ていて外部の研究者との協力で新しい研究の展開をはかる必要がある。その意味では放射光施設のX線関係のプロジェクトを推進するグループのまとめ役的な役割を期待されているのではあるまいか。

外部の物性研究者が全国共同利用の物性研に期待するのは、大学学部や大学院研究科でも可能なレベルの研究ではないことは自明である。もちろん大学でも戦略研究やC O Eあるいは未来開拓など大型予算による研究が進んでいるが、仮に予算規模が同程度の場合であっても物性研にはそれらを超える役割が必要とされるのではあるまいか。たとえば内外の研究の有機的な組織化や、常に各分野での動向を研究会、共同研究を通じて把握し、次の研究の方向を打ち出すことも大切である。また物性研で導入した大型の概算要求設備には昔より少なくはなったものの維持費が付いてくる。これを将来に有効に生かせることが大切であろうと考える。物性研の役割は誰しもあげるように情報の発信基地としての機能である。それも部門の壁を越えた境界領域型の研究を遂行しその情報を発信することが要請されるのではなかろう。情報の発信のためには常に組織自体がrefreshされる

必要があろう。10年、20年いや30年以上にわたって情報を発信し続けられる人材は皆無とは言わないまでも極めて少ない。ならば物性のCOEを目指す以上、物性研にとって相当数の人事交流は避けては通れない課題である。外に転出する機会は積極的にとらえる必要がある。物性研究所での刺激に飛んだエクサイティングな研究生活のあと外に出て次の世代を担う若い研究者を育て、さらにはまわりから物性研究所の新しい芽を育していくことがひとたび物性研究所の所員になる人の心構えと思うがいかがなものか。物性研究所の多くの所員ポストは常に若い世代に引き継いで頂きたいものである。

今回の研究会は柏移転が始まったばかりで開かれたわけであり、まず各部門の研究を立ち上げることが最重要の時期であったのでそこまでの余裕が無いのは当然ではあるが、次回のこの様な研究会には部門間協力あるいは外部との協力の研究課題がいくつも報告されることを願ってやまない。

講評

「評価委員コメント」

阪大院基礎工 張 紀久夫

都合で3日間の日程のうちはじめの2日間だけしか出席できませんでしたので、感想の基になる情報が多少制約されていますが、物性研所員の方々のお話はみな聞かせて頂きましたので、それを中心に感じたところおよび日頃考えていることを述べてみたいと思います。

まず、引っ越しの最中という忙しい時期にこのような研究会のシリーズを企画され、新しいキャンパスでの出発に方向付けをしようという意図と意気込みに敬意を表します。国立大学の独立行政法人化という嵐を目前にして、付置研究所・全国共同利用研究所という枠の中で変貌を遂げて行かねばならない物性研はいろいろな意味で試練の時期を迎えていると言えます。我々外部の研究者も物性研は我々全体の財産という当初の意識に戻って、福山所長の言われた「愛の鞭」としての意見を述べるべきであろうかと思います。

所員の方々のお話で特に印象に残ったのは高出力レーザーの高調波を光源とした超高分解能光電子分光の話です。以前は、超高強度の光に対しては固体は単に原子の集まりのようなもので、固体らしさを見る道具としては荒々しすぎると思っていましたが、こういう使い方があるという具体例を見せられて、なるほどと納得しました。フェルミ準位近傍の角度分解精密測定には力を発揮すると期待します。ただ光電子分光でこのような（あるいは更に高い）分解能の測定が意味を持ってくる量子準位の例は案外限られているのではないかとも思いました。二次電子との散乱や仕事関数の面方位依存性などはこの分解能を乱す本質的な壁のようにも思われます。しかしこれから取り越し苦労をするよりどんどんやってみて、高分解能の測定データがたまってくれば、光電子スペクト

ルにおける準位幅というこれまでかなりおざなりの議論で済ませてきたところに光が当たることになるので、しっかりした理論の必要性に研究者の目が向けられるよいきっかけになると考える方がいいのかも知れません。

個々の話とは別に、以前から考えていることは、光で物質を探すことと道具としての光を開発することに関しては、現在の物性研の研究者は大変優れているけれども、全体としてみたときに光と物質の相互作用の仕組みそのものに関心を向ける人がいないように思われることです。このような非常に基礎的な問題意識から、レーザー冷却・原子気体のボーズ凝縮・原子レーザー等々のノーベル賞受賞を含む新展開があったのはつい最近のこと、こういう基礎的な研究課題が決して過去のものではないことを物語っています。物性研のような日本全体の物性研究の中心と位置づけられているような研究拠点でそのような観点を強く意識した研究が行われていないのはそれで良いのだろうかと常々考えています。

現在新しい組織を編成して活動を始めようとしている矢先ですから、今すぐ新しい分野を導入せよというのは難しいと思いますが、

- (1) 制度として何か新しい分野を導入しやすくする仕組みを作ったり、
- (2) もう少し長期的には、成熟した分野を他大学に移し、物性研としては常に新しい開拓的な分野を率先して手がけるというような姿勢を示して頂けると、全国の物性研究者が「共通の財産としての物性研」をもり立てて行こうという気にさせられると思います。もう少しつっこんで言うと、(1)では何が物性研に必要な新しい分野かを判断する委員会のようなものを作り、内部だけでなく外部の研究者を混ぜた構成にするのが大切だと思います。(2)は物性研所員各人の意識の問題で、自分のやっている研究が成熟に近いところまで来たと判断できたら、他の大学等へ移ってそれをさらに発展させるか、或いは物性研にとどまって新しい研究に乗り出すか自分に問いかけてみると、自分が物性研で助手をしていた頃に間接的に聞いた話でも、実際そのような問題を真剣に考えた上、他の国立大学へ移られた有名な先生がおられましたし、働き盛りで転出されたその他の方々の意識にもそのようなお考えがよぎったのではないかと想像します。

以上がこの研究会に参加して感じたこと・考えたことの要点です。いささか辛口ですが、これらの物性研の再発展を期待してコメント致しました。

物性研究所短期研究会報告

「低次元磁性体の磁化過程に見られる新しい量子現象」

日 時 1999年11月10日（水）～12日（金）

場 所 東京大学物性研究所 Q棟1階講義室

世話人: 坂 井 徹 (姫路工大・理)

上 田 和 夫 (東大・物性研)

後 藤 恒 昭 (東大・物性研)

高 橋 實 (東大・物性研)

押 川 正 育 (東工大・理)

網 代 芳 民 (九大・理)

野 尻 浩 之 (東北大・金研)

太 田 仁 (神戸大・理)

勝 又 紘 一 (理 化 研)

近年、低次元磁性体の量子効果の象徴とも言うべきスピンギャップを、磁化曲線の異常として視覚的に捉える、磁化過程の研究が精力的に進められている。最近の強磁場技術の進歩に伴い、これらのギャップがつぶれる臨界磁場を越える磁化測定が可能となってきた。

このような好機に、磁場によって新たなスピンギャップが誘起され、磁化曲線のプラトーとして現れる可能性が、理論的に予言され、「磁化の量子化」として注目されている。このプラトーは、いくつかの物質で確認されているが、具体的なメカニズムや、派生する新物性の研究は、今までに発展段階にある。この磁化プラトーの問題は1999年日本物理学会秋の分科会においてもシンポジウムのテーマとして取り上げられ、今までに磁性の分野で最もホットなトピックスのひとつとなっている。

本研究会では、この磁化プラトーが出現するメカニズムや、そこから派生する新物性の解明、および新物質開発による観測の可能性等に焦点を当て、多くの専門家により最新の成果を発表して頂くとともに、これまでの疑問点や今後の発展が議論された。ボンド交代系、スピンバイエルス系、スピンラダー系、ハルデン系、二次元スピンギャップ系、フェリ磁性体、固体ヘリウム等、非常に多くの物質について、個々のプラトー出現のメカニズムや基底状態の相図が紹介され、今後もさらに多くの系で発見が続くものと期待される。

また、もうひとつの重要なテーマとして、スピニギャップが消失する臨界磁場における長距離秩序の出現についても、多くの成果が報告された。以前から理論的に予測されながら、発見が遅れていたハルデン系においても、最近この磁場中長距離秩序が観測された例が紹介され、異方性の効果が重要であることが強調された。さらに、このような相転移をボーズ凝縮という量子現象としてとらえる理論も提案され、ひとつの統一的な見方となる可能性が議論された。一方、磁場中相転移ばかりでなく、不純物や鎖間相互作用をコントロールすることにより、長距離秩序が見いだされたハルデン系の例も紹介され、メカニズム解明に向けての今後の進展が期待される。

現在のこの分野の高いactivityを反映して、3日間で52講演という中身の濃い研究会となり、のべ231人の参加者により、連日予定時間を大幅に超過する活発な議論が展開された。低次元磁性体の磁化過程という絞られたテーマでありながら、参加者の専門分野は非常に多彩で、ESR、NMR等の磁気共鳴や中性子散乱の実験研究者から、数値計算、場の理論を扱う理論研究者まで、研究手段を超越したスペクトルの広い討論が行われた。とくに若手の参加者が多かったことは、この分野の将来性につながる好材料のひとつである。本研究会を機に、実験・理論両面からの新しい共同研究が活発化することを期待する。

プ ロ グ ラ ム

11月10日（水）

13:00-13:05 事務連絡 坂 井 徹

[1]13:05-14:55 座長 網 代 芳 民 (九大理)

13:05-13:15 はじめに

本 河 光 博 (東北大金研)

13:15-13:35 磁化過程における量子化条件(まとめと問題点)

山 中 雅 則 (東京理科大理)

13:35-13:55 強磁場下における磁化プラトーの観測

鳴 海 康 雄, 金 道 浩 一 (阪大極限センター, CREST)

13:55-14:15 高圧下における低次元磁性体の強磁場磁化過程

金 道 浩 一 (阪大極限センター)

14:15-14:35 ハルデン磁性体NDMAPの磁場誘起長距離秩序

本 多 善太郎 (埼玉大理工)

14:35-14:55 ハルデンギャップ系の磁場誘起長距離秩序-比熱, 磁化, NMR-

小 林 達 生 (阪大極限センター)

休憩 14:55-15:10

[2]15:10-16:30 座長 原 田 獻 (岡山大理)

15:10-15:30 S=1/2三量体スピン鎖およびferro-ferro-antiferro鎖における磁化プラトー

岡 本 清 美(東工大院理工), 北 澤 充 弘(九大理)

15:30-15:50 一軸異方性のある S=3/2スピン鎖における磁化プラトー状態

北 澤 充 弘(九大理), 岡 本 清 美(東工大院理工)

15:50-16:10 スピンラダー系の磁化プラトー, 密度行列繰り込み群による4スピン交換相互作用の研究

長谷川 泰 正, 坂 井 徹 (姫路工大理)

16:10-16:30 S=3/2競合量子スピン鎖におけるカイラル相

鏑 木 誠 (神戸大国際文化)

休憩 16:30-16:45

[3] 16:45-18:05 座長 太田 仁 (神戸大理)

16:45-17:05 リン酸バナジウムの二つ目のギャップ

山内 徹 (東大物性研)

17:05-17:25 $S=1/2$ ジグザグ一次元磁性体の磁化率と磁化測定

菊池 彦光 (筑波大物理)

17:25-17:45 一次元ランダム交替鎖系 $(CH_3)_2CHNH_3Cu(ClBr_{1-x})_3$ のギャップ相からギャップレス相への相転移

真中 浩貴 (千葉大理)

17:45-18:05 量子スピン鎖の低温でのESR

押川 正毅 (東工大理)

11月11日 (木)

[4] 9:30-10:50 座長 久保 健 (青学大理工)

9:30-9:50 二次元量子スピン系 $SrCu_2(BO_3)_2$ の磁化のプラトー (実験)

陰山 洋 (東大物性研)

9:50-10:10 直交ダイマー系 $SrCu_2(BO_3)_2$ の磁場中における基底状態

宮原 慎, 上田 和夫 (東大物性研)

10:10-10:30 $SrCu_2(BO_3)_2$, CaV_4O_9 の磁化過程に対する摂動論

福元 好志 (東京理科大理工)

10:30-10:50 磁化プラトーによるギャップ形成過程のESRによる研究

野尻 浩之 (東北大学金研)

休憩 10:50-11:05

[5] 11:05-12:05 座長 上田 和夫 (東大物性研)

11:05-11:25 二次元系における磁化プラトー

戸塚 圭介 (九大理), 桃井 勉 (筑波大物理)

11:25-11:45 ヘリウム3薄膜固体における磁化プラトー

久保 健 (青学大理工), 桃井 勉 (筑波大物理)

坂本 晴美 (日立マクセル)

11:45-12:05 磁場による二次元超流動-アンダーソン局在転移のシミュレーション

西山 由弘 (岡山大理)

昼 食 12:05-13:00

[6]13:00-14:40 座長 野尻 浩之(東北大金研)

13:00-13:20 磁場中の混合スピン鎖

　　山本 昌司(岡山大理), 坂井 徹(姫工大理)

13:20-13:40 量子フェリ磁性体の強磁場磁化過程

　　萩原政幸(理研), 鳴海康雄(阪大極限センター, CREST)

　　南和彦(名大多元数理), 金道浩一(阪大極限センター, CREST)

13:40-14:00 中性子非弾性散乱によるS=1ボンド交替反強磁性鎖の磁気励起の研究

　　松岡由貴, 目時直人,

　　小池良浩(原研先端基礎研究センター), 萩原政幸(理研)

14:00-14:20 梯子鎖化合物 $Cu_2(C_5H_{12}N_2)_2Cl_4$ の磁場中比熱

　　香取浩子(理研), 萩原政幸(理研)

　　U. Schollwoeck(Univ. Munich), H.-J. Mikeska(Univ. Hannover)

14:20-14:40 量子スピン系の強磁場ESRと磁気相転移

　　太田 仁(神戸大理)

休憩 14:40-14:55

[7]14:55-16:55 座長 萩原政幸(理研)

14:55-15:15 核磁気緩和に見るハルデンギャップ系の磁場中スピンドイナミクス

　　後藤喬雄(京大人環)

15:15-15:35 対角的相互作用を含むS=1/2スピンドラダー系の磁場中での核磁気共鳴緩和率

　　菅誠一郎(阪大工)

15:35-15:55 直鎖型ハルデン化合物NDMAZ, NDMAPの中性子散乱実験

　　小池良浩(原研先端基礎研究センター)

15:55-16:15 新しいハルデン物質 $PbNi_2V_2O_8$ の物性と不純物誘起反強磁性相の出現

　　内野倉國光(東大新領域)

16:15-16:35 ハルディン系に対する高次元性の効果

　　古賀昌久, 川上則雄(阪大工)

16:35-16:55 光散乱で見るスピン・パイエルス系 $CuGeO_3$ の不純物置換効果

　　黒江晴彦, 関根智幸(上智大理工)

休憩 16:55-17:10

- [8] 17:10-18:10 座長 金道浩一 (阪大極限センター)
17:10-17:30 TlCuCl₃におけるマグノンのボーズ・AINシュタイン凝縮
二国徹郎 (東工大理)
17:30-17:50 スピンギャップ系TlCuCl₃の磁場誘起相転移とランダムネスの効果
-ボース-AINシュタイン凝縮とアンダーソン局在の競合-
大沢明, 田中秀数 (東工大理)
17:50-18:10 スpinギャップ系TlCuCl₃の強磁場ESR
大久保晋 (神戸大VBL), 太田仁 (神戸大理)
懇親会 18:15- (物性研第一会議室)

11月12日 (金)

- [9] 9:00-10:20 座長 山本昌司 (岡山大理)
9:00-9:20 多体相互作用をもったit XXZ模型の磁化過程
村本成洋, 高橋實 (東大物性研)
9:20-9:40 スpin鎖の磁化過程と低エネルギー励起状態
奥西巧一 (阪大工)
9:40-10:00 異方的反強磁性スピン鎖の横磁場中での磁化過程について
日永田泰啓 (学習院計算機センター)
10:00-10:20 How to use level spectroscopy
野村清英 (九大理)

休憩 10:20-10:35

- [10] 10:35-11:55 座長 内野倉國光 (東大新領域)
10:35-10:55 基底一重項系Cs₃Cr₂X₉(X=Cl,Br,I)の磁化過程と磁場中相転移
網代芳民, 稲垣祐次 (九大理)
10:55-11:15 CsCuCl₃のNMR量子ゆらぎと磁場中相転移
千葉明朗 (京大エネルギー理工研)
11:15-11:35 ナノスケール分子磁性体Fe₈のスピンダイナミックス
前川覚, 上田未紀 (京大人環)
11:35-11:55 核磁気緩和に見る基底一重項系磁性体の磁場中磁気励起
戸田充 (京大人環)

昼食 11:55-13:00

[11] 13:00-14:20 座長 宮下精二(東大工)

13:00-13:20 歪んだダイヤモンド型S1/2スピニ鎖の基底状態

利根川 孝(神戸大理)

13:20-13:40 4倍周期混合量子スピニ鎖の相図と磁化過程

高野健一(豊田工大)

13:40-14:00 磁場中の次近接相互作用を持つS=1/2スピニ鎖における磁化の飛び

平田俊作(九大理)

14:00-14:20 磁場下における1次元競合量子スピニ(S=1/2)鎖の動的スピニ相関関数

原田勲(岡山大理)

休憩 14:20-14:35

[12] 14:35-16:15 座長 利根川 孝(神戸大理)

14:35-14:55 フラストレートしたスピニラグーの磁化過程

岡崎暢寿, 坂井徹(姫路工大理)

14:55-15:15 スピニギャップ系における非整合相関

渡辺真仁, 横山寿敏(東北大理)

15:15-15:35 反強磁性はしご系の交換散乱スペクトルの計算

多田晋一郎, 鈴木敏彦, 夏目雄平(千葉大理)

15:35-15:55 一次元電子系におけるダイマー相とCDW-SDW転移

中村正明(東大物性研)

15:55-16:15 1次元スピニ-軌道模型の相構造

糸井千岳(日大理工), S. Qin, I. Affleck

はじめに

東北大金研 本河光博

磁性体の量子効果に関する研究は、久保により1952年に発表された反強磁性体のスピン波の計算に始まる。それはネール状態が基底状態でなく反強磁性状態ではスピンが縮むことを示した。特に次元性が下がるとそれが顕著になる。1964年にはGriffithsが一次元磁性体の磁化過程を計算し、それが磁場に比例した直線ではなく下向きに反ったカーブになることを示した。それは縮んでいたスピンが磁場が大きくなるにつれて回復し、飽和磁場では強磁性配列しスピンも完全に伸びるという効果を現している。分子場近似では帯磁率の逆数が反強磁性交換相互作用に対応しているが、低次元磁性体では、磁場の低いところで測定された初期帯磁率では実際の交換相互作用より小さな値を与えることになる。従って正確な交換相互作用を得るために飽和するまできんと磁化カーブをとる必要があった。しかし1960年代にはまだそのような実験を行えるような強磁場は一般的に実用化されていなかった。一方東北大金研にあった当時10テスラの強磁場を用いて $\text{CoCl}_2\text{H}_2\text{O}$ の2段メタ磁性転移など発見され、磁化のプラトーが見られたがこれらは量子効果でなく異方性の問題であった。又ずっと後1980年代にはf電子化合物などで多くのメタ磁性と磁化のプラトーが観測されたが、これらもいわゆるスピン系の量子効果ではない。筆者は1970年代阪大の伊達グループで強磁場発生の技術開発を行っていたが、30テスラのパルス磁場でいろいろの低次元化合物の磁化測定を行い、非線形の磁化カーブを得た。その内の一つが CsCuCl_3 で、スピンがc面内でヘリックスになっているのに、c軸方向に磁場をかけると飽和磁場の約1/3のところに小さな磁化の飛びがあり、c面内に磁場をかけるとプラトーがあることを見つけた。当時その原因がはっきりしなかったが、後に二国・斯波らによって量子効果であることが示された。

本格的な量子効果の実験は1970年代の終わりに精力的に行われたスピンパイエルス転移の研究であろう。いくつかの有機物質でその性質が調べられ、強磁場中で磁化を見ると磁化ゼロの一重項状態から有限の磁化が出る状態が観測された。また1980年代おわりには勝又らによって、ハルデンギャップの磁化過程が観測された。その一方で、高温酸化物超伝導体の発見以来質の高い酸化物磁性体が沢山開発され、1990年代はじめ内野倉グループにより CuGeO_3 が無機物で初めてスピンパイエルス転移を起こすことが発見され大きな話題を呼んだ。これがきっかけで奇妙な量子効果を示す物質がどんどん発見され、ここ数年来実験理論ともに大きな発展があった。特に強磁場を用いた磁化過程は、奇妙なプラトーや多段のメタ磁性転移など多彩な情報を与えた。これらに関する討論が本研究会の主題である。

磁化過程における量子化条件 —まとめと問題点—

東京理科大学理学部 山中雅則

量子化という概念が重要な意味をもつのは、なぜであろうか？磁化過程における磁化の量子化の研究を含め、近年では、1次元のみならず、2、3次元における磁性体の磁化過程の研究が量子効果の観点から精力的に行なわれている。

まずここでは、1次元の磁化過程における量子化条件についてのまとめと、陥りやすい問題点について述べる。(紙面の都合上文献は日本物理学会誌1999年11月号に譲る。)

(1) いわゆる1次元のボソン化によるもの： $n(S-m)=$ 整数のとき(umklapp) perturbationが許され、これが relevant になるとき、エネルギーギャップが開き磁化プラトーが出現できる。実効的に n が大きいときは、perturbation項の scaling 次元が大きくなり、磁化プラトーは抑制される。ボソン化の利点は、モデルに依存した解析が可能であることである。ボソン化の欠点は、本質的に1次元であること、摂動論であること、total S_z の異なるセクターと同じセクターの区別が付かないことである。

(2) Lieb - Schultz - Mattis(LSM)の議論によるもの： $n(S-m)=$ 整数以外のとき、無限体積極限の基底状態として許されるのは(a)ギャップレスか(b)（並進）対称性を自発的に破り基底状態は縮退している、のいずれか。注意すべき点は、LSMの議論により構成される励起状態は、基底状態と同じ total S_z をもつため、この議論が磁化曲線について直接言及するものではないことである。LSMの利点は、非摂動論であること、モデルの詳細によらない（電子系も含めた）一般論を与えること、系の熱力学的極限について完全に厳密な議論を与えることなどである。

(1), (2)は、お互いに無矛盾である。今後解決すべき問題としては、(i)ボゾン化を total S_z の異なるセクターを区別する方法論への拡張(ii)LSMの議論の total S_z の異なるセクターを区別する方法論への拡張(iii)LSMの高次元への拡張が主なものであるが、(iii)については、最近、押川によりその第一歩がなされた。

次に、これまでに得られている磁化プラトー状態の対称性に着目した分類である。

- (1) ハミルトニアンが空間的内部構造をもつ場合に、プラトー状態がその並進対称性を破らない、かつ量子化条件の整数条件に対応するとき：これは、1次元におけるフェルミオン描像におけるバンド絶縁体に対応している。
- (2) ハミルトニアンが空間的内部構造をもつかどうかにかかわらず、プラトー状態がその並進対称性を破るもの：これは、パインエルス不安定性によるバンド絶縁体に対応している。このような状態は、実現される状態がハミルトニアンのもつ対称性を破るという意味で、自明でなく興味深い。
- (3) ハミルトニアンが空間的内部構造をもつかどうかにかかわらず、プラトー状態がその並進対称性を破らない、かつ量子化条件の整数条件に対応「しない」とき：これは、対応するフェルミオン

描像では金属相に対応するにもかかわらず、エネルギーギャップが開いているという点において極めて自明でない。この状態は1次元においてはLSMの議論により完全に禁止されるが、2次元以上では禁止されていない。なお、分数量子ホール系では、まさにこのような状態が実現されており、スピニ系のプラトーにおいて発見されれば極めて重要な意味をもつものと考えられる。

このような分類方法の正当性については、研究会当日多くの議論があり、発表者自身かなり反省している。しかし、これは逆に多体問題としてエネルギーギャップをもつ磁化プラトー状態の定性的な物理的性質の解明が、まだ未開拓の段階にあることを意味している。

最後に、プラトー以外の滑らかなギャップレス領域であるが、むしろプラトー状態よりも多様な性質を示す可能性がある。例えば、プラトー状態と非プラトー状態を多体の状態密度から定義することも可能である。そこでは、状態密度が薄ければプラトー状態であるが、濃ければ磁化の飛びとなり1次転移を表す（これは滑らかなギャップレス領域ではない）。つまり、普遍的に「滑らかな」ギャップレス領域が現れる理由は、多体系としては微妙なバランスの上に実現されている。熱力学的極限では、磁化曲線をいくら拡大してもそこは「滑らかな」であり、ものすごく微細な階段ではないのである。この問題が難しい具体例は、未解決問題「次近接相互作用をもつジグザグ鎖において「なぜ $1/2$ プラトーが出なく滑らかか」と関連していると考えられる。さらに、ハルデン系出現時の逆説的社会学的な問題（ほとんどの量子スピニ系はエネルギーギャップをもち、むしろ $S=1/2$ 反強磁性鎖がエネルギーギャップをもたなかったことのほうが例外的であった。）も同様にはらんでる。

このように、磁化過程の問題は、プラトー領域、非プラトー領域共に、今後も解決されるべき豊富な構造を含んでいるものと考えられる。

強磁場下における磁化プラトーの観測

CREST, 大阪大学極限科学研究センター 鳴 海 康 雄
金 道 浩 一

反強磁性交換相互作用を持つ2つのスピニが存在するとき、これらを古典的なベクトルモデルで考えると、その磁化過程は直線的な増加の後に飽和に至るという単純な振る舞いを示す。ところがこれらを量子スピニとして取り扱うと、2つの合成スピニを良い量子数とする量子化された状態が実現し、それらのエネルギーレベルが磁場の印加により交差するごとに磁化に階段状のプラトーが現れる、という全く違った描像となることがわかる。ここで現れた磁化プラトーは厳密な意味での量子効果によるものだが、現実の系、特にスピニ量子数の小さな低次元磁性体では、量子多体効果としての複雑な興味深い磁化プラトーが期待されることから、現在精力的に研究が行われている。

ここでは、最近我々がパルス磁場を用いて測定を行った、いくつかの低次元磁性体の磁化過程について紹介する。

1) S=1 強磁性ボンド交替鎖化合物 $\text{Ni}(333\text{-tet})(\mu\text{-NO}_2)(\text{ClO}_4)$

交換相互作用の大きさが

交互に異なる反強磁性ボンド交替鎖は、その交換相互作用の比 $\alpha = J'/J$ に依存して、ダイマー相とハルデン相という二つの異なるエネルギーギャップをもつ基底状態が現れ、その相境界においてのみエネルギースペクトルがギャップレスとなる。さらに飽和磁化の半分の値の所にプラトーが現れる事も期待されていること

から、興味を持たれている系である。標題の化合物は、既に帯磁率測定と理論計算との比較から、基底状態が $\alpha = 0.45$ のダイマー相で、比較的大きな一軸異方性 $D/J = 0.25$ を持つことがわかっている。今回行った約 70 Tまでの磁化測定(図1)によって、約 65 から 70 Tの領域に飽和磁化の半分の $m = 1/2$ プラートが観測された結果も、ダイマー相基底状態を支持している。

2) S=1/2 二次元スピニギャップ化合物 $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$

スピニ $S=1/2$ を持つ Cu が

ダイマーをつくり、更にこれらが直交した二次元ネットワークを形成している標題の化合物は、シングレットダイマーの直交積で記述される基底状態が厳密に実現していることから、注目されている物質である。また局在性の強い励起トリプルレットが、複雑な超格子構造を取ることにより、それ

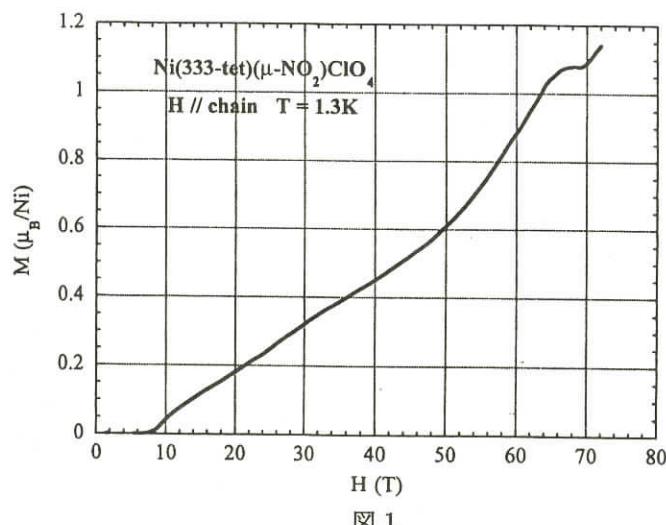


図 1

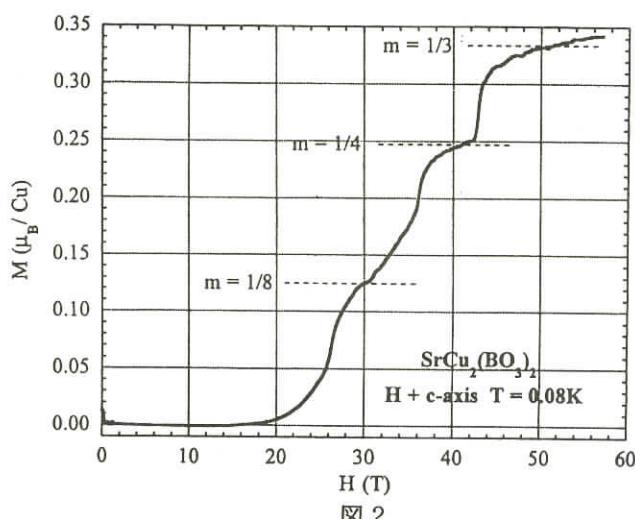


図 2

らに対応した磁化の値でプラトーが現れると期待されている。今回行った60 Tまでの磁化測定(図2)により、これまで確認されていた $m=1/8, 1/4$ のプラトーに加えて、 $m=1/3$ のプラトーが新たに観測された。そして最近の理論解析によって、 $1/4, 1/3$ プラトーでは励起トリプレットがストライプ構造をとっていると考えられている。

3) $S=1/2$ 三量体鎖状化合物 $\text{Cu}_3\text{Cl}_6(\text{H}_2\text{O})_2 \cdot 2\text{H}_8\text{C}_4\text{SO}_2$

$\text{Cu}_3\text{Cl}_6(\text{H}_2\text{O})_2$ の三量体が

積み重なって鎖状構造を取っているこの化合物は、低温での帯磁率の急激な落ち込みから、基底状態がエネルギーギャップを持ったシングレット状態であることが期待される化合物である。そして多結晶の磁化測定(図3)の結果、 $H_c=3.9$ T以下で磁化がゼロで、そこから急激な磁化の増加が見られたことから、

エネルギーギャップの存在が

明らかになった。その後の磁化の増加は磁場に対してほぼ線形で、最高磁場約58 Tで飽和磁化の $1/3$ に達しようとしている。理論的に、この物質の基底状態は、自発的対称性の破れによるシングレット状態であること、さらに磁化 $m=0$ 以外にも $1/3$ にプラトーが現れることが期待されることから、より高磁場での磁化測定が望まれる。

最後にこれらの研究は、阪大極限セの田谷圭司(現沖電気)、理研の萩原政幸、東大物性研の河野昌仙(現三菱総研)、陰山洋、鬼塚賢三、上田寛、東工大の石井麻理子、田中秀数らとの共同研究によって行われた(敬称略)。

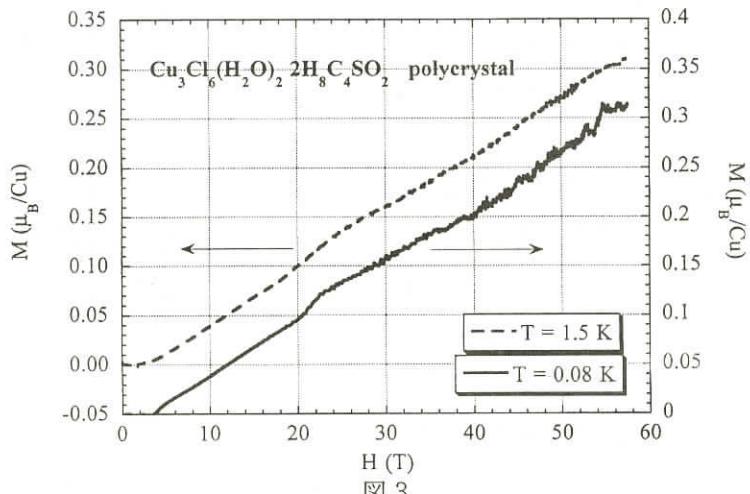


図 3

高圧下における低次元磁性体の強磁場磁化過程

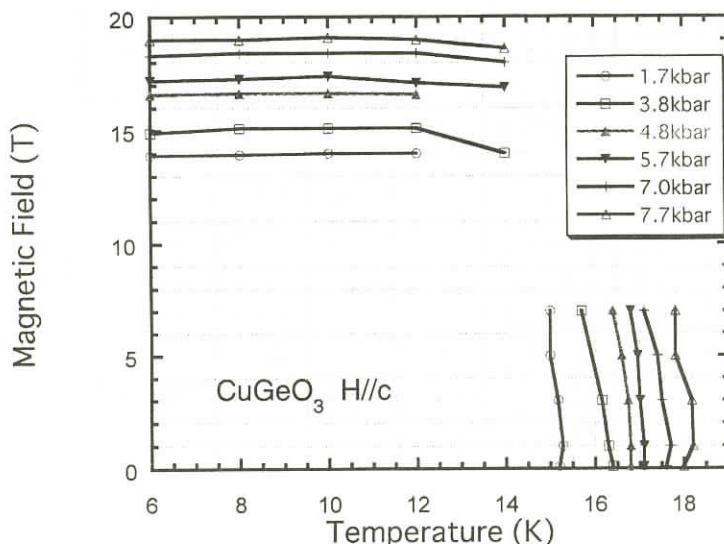
阪大・極限科学研究センター 金道浩一

阪大強磁場では、最近、高圧下で60Tまでの磁化測定およびスクイドによる帯磁率測定が行えるようになった。圧力によって低次元磁性体の相互作用が制御されれば、その磁化過程を測定することによって系統的な研究が期待できる。我々は CuGeO_3 の磁気相図と NH_4CuCl_3 のプラトーの圧力変化を測定した。

スピニパーエルス物質 CuGeO_3 は、圧力とともに転移温度と転移磁場が上昇する。この結果を図1にまとめている。この相図を転移温度で規格化したところ、転移磁場は規格化できないことが分かった。これは、ゼロ磁場および転移磁場でのギャップエネルギーが圧力変化しているためであると考えられるが、そのメカニズムは不明である。

スピニ梯子鎖物質 NH_4CuCl_3 が常圧で示すプラトーは、鎖間の相互作用の結果生じると考えられている。圧力下では、図2に示すように磁化プラトーは低磁場へシフトしながら消失し、図3のように帯磁率に見られる高温側の緩やかなピークは低温側へ、低温側の小さなピークは発達しながら高温側へとシフトしていく様子が観測された。この物質は、常圧で1.3K付近で反強磁性オーダーを示すが、帯磁率に見られるピークとネール点の関係は明らかでないため、比熱測定を予定している。

この研究は、小林達生（阪大極限セ），濱本輝文，井上鉄太郎（CREST），上床美也（埼玉大理），大沢明，Budhy Kurniawan，田中秀数（東工大理），野尻浩之，本河光博（東北大金研），秋光純（青学大理工）との共同研究である。

図1 CuGeO_3 の圧力下磁気相図

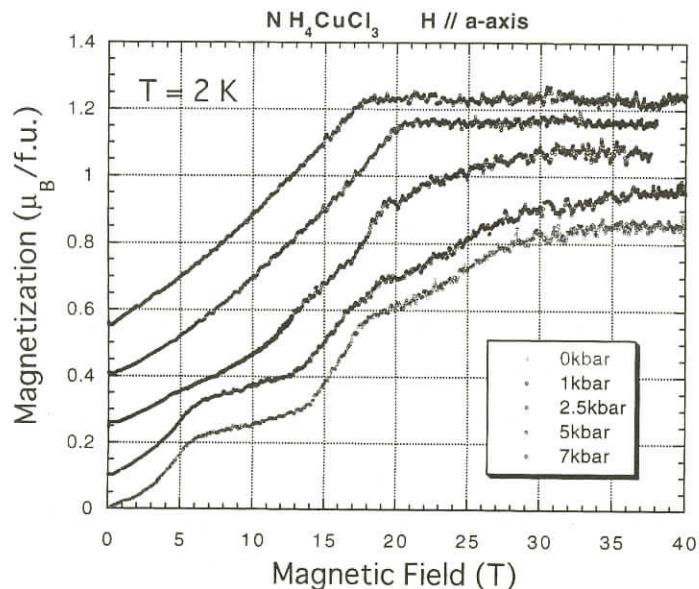


図2 圧力下における NH_4CuCl_3 の磁化曲線

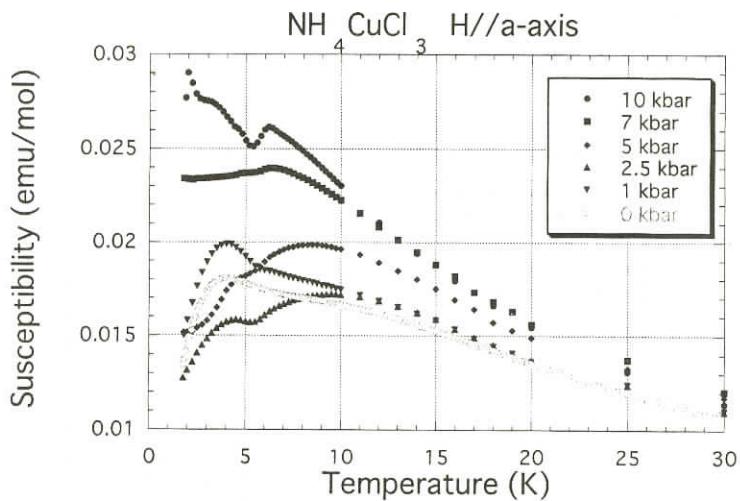


図3 NH_4CuCl_3 の帯磁率の圧力依存性

ハルデン磁性体NDMAPの磁場誘起長距離秩序

埼玉大理工 本 多 善太郎

スピン(S)1擬一次元反強磁性体(ハルデン磁性体)では鎖間の相互作用が十分小さい場合、シングレットの基底状態の上にハルデンギャップが存在するため、有限温度で磁気長距離秩序が起こらない。NENPなどの候補物質がこのような系に該当し、実際に低温においても磁気長距離秩序が起こらないことが確認されている。一方、磁場中では臨界磁場(H_c)でギャップが閉じ、それに応じて鎖間の相互作用によって三次元的な磁気長距離秩序が生じることが予想される。本研究はハルデン磁性体の磁場中の性質、特に磁場によって誘起される三次元磁気秩序の探索を目的としている。

表題の物質NDMAPは $\text{Ni}(\text{C}_5\text{H}_{14}\text{N}_2)_2\text{N}_3(\text{PF}_6)$ の組成を持ち、二価のニッケルイオンとアジド基(N_3)による鎖状構造をもつ金属錯体である。結晶のc軸方向にはしるスピン鎖内のニッケルイオンのサイトはすべて等価であり、NENPに見られるように外部磁場によってスタガード磁場が誘起されることはない。帶磁率は約30K付近の緩やかな極大と低温での急激な減少を示し、温度1.8Kにおいても磁気相転移の兆候は見られない。理論値との比較から、鎖内の交換積分(J/k_B)は30K、シングルイオン型の異方性(D/k_B)は9K、g因子は $g_{ab}=2.17$ 、 $g_c=2.10$ である。

比熱測定は熱緩和法によって温度0.5K、磁場12Tまでの範囲で行った。図1、図2に結果を示す。ゼロ磁場で相転移が見られないのに対し、c軸では磁場3.4T、a,b軸方向では5.8T以上で比熱に磁場誘起相転移に対応する鋭いピークが観測された。転移点近傍の比熱の振る舞いはスピン鎖方向とそれに垂直に磁場を加えた場合とで定性的に異なっており、磁場誘起相転移の機構が定性的に異なることを示唆している。これらの測定結果から得られたNDMAPの温度-磁場相図を図3に示す。

[1] Z. Honda, H. Asakawa and K. Katsumata, Phys. Rev. Lett. 81, 2566 (1998).

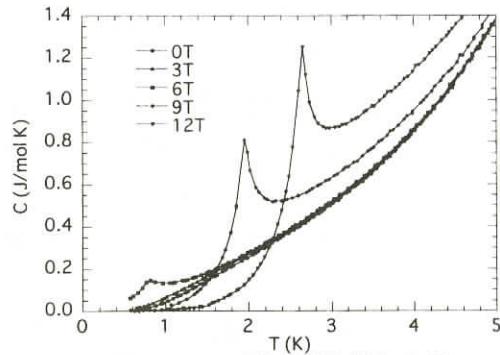
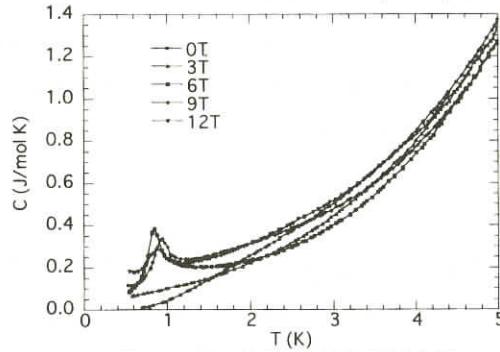
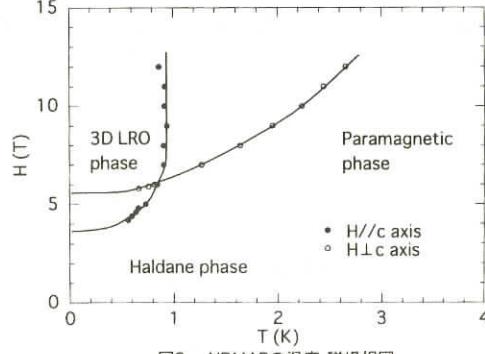
図1. NDMAPの比熱の温度依存性($H//b$ 軸)図2. NDMAPの比熱の温度依存性($H//c$ 軸)

図3. NDMAPの温度-磁場相図

大阪大学極限科学研究センター 小林達生

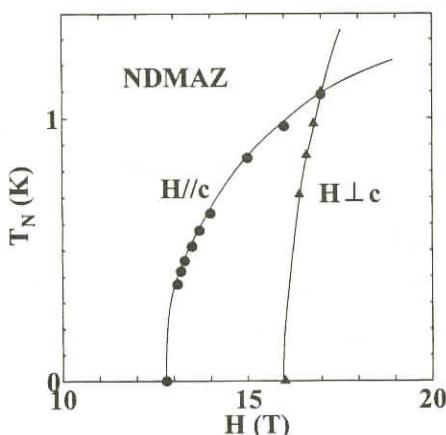
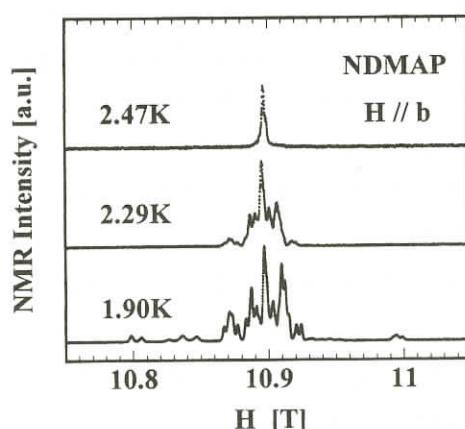
ハルデンギャップ反強磁性体では、現実の結晶においてもチェーン間の相互作用がハルデンギャップより小さければ長距離秩序（LRO）状態は出現しない。ところが磁場でギャップを壊してやると、LRO相が誘起されることが期待される。NENPやNINOの場合、 g -テンソルの主軸がチェーン軸に対してジグザグに傾いているため、磁場に対して垂直方向にstaggered磁場が生じIsing的なエネルギーギャップが観測され、LROは出現しない。^[1, 2] このようなジグザグ構造を持たないNDMAZ、NDMAPにおいては磁場誘起LROが観測された。^[3, 4]

1. NDMAZの比熱・磁化

NDMAZの比熱測定を磁場中で行ない、17Tまでの H - T 相図を完成した。（図1）この結果は報告されているNDMAPの H - T 相図と良く似ている。 T_N は $H \perp c$ のとき急激に上昇し、より強磁場中では $T_N(H//c) < T_N(H \perp c)$ となることは明らかである。この特徴的な H - T 相図は D 項の存在によって定性的には説明される。磁化過程ではLROは微分磁化の変曲点として観測される。

2. NDMAPのNMR

LRO状態の詳細を調べるために、NDMAPの ^1H -NMRを行った。 $H \sim 11\text{T}$ ($H//b$) でスペクトルの温度変化を測定したところ、 $T < 2.4\text{K}$ でLROの出現とともにうるさい急激なスペクトルの分裂を観測した。（図2） Ni^{2+} のモーメントをポイントダイポールで近似してLRO相でのモーメントの大きさを見積もると、 a 軸方向に約 $1.2\mu_B$ と見積もられた。この近似はあまり良くないため、この値はあくまで目安である。常磁性状態のシフトは帯磁率の温度変化に比例しているが、定量的には 40K のスペクトルから見積もられる一様磁化の大きさは $0.12\mu_B$ と帯磁率から予測される $0.17\mu_B$ と大きくずれている。

図1 NDMAZの H - T 相図図2 NDMAPの ^1H -NMRスペクトルの温度変化

- [1] T. Kobayashi *et al.*; J. Phys. Soc. Jpn. 61 (1992) 1772.
- [2] T. Sakai *et al.*; J. Phys. Soc. Jpn. 63 (1994) 867.
- [3] Z. Honda *et al.*; Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 2566.
- [4] A. Koda *et al.*; J. Magn. Magn. Mat. 196 - 197 (1999) 443.

S=1/2三量体スピニ鎖および ferro - ferro - antiferro 鎖における磁化プラトー

東工大院理工 岡本清美
九大理 北澤充弘

S=1/2三量体スピニ鎖[1]

$$H_t = \sum_{j=1}^N \{(1-t)[h_{3j-2,3j-1}(\Delta) + h_{3j-1,3j}(\Delta)] + (1+2t)h_{3j,3j+1}(\Delta)\} \quad (1)$$

$$h_{lm}(\Delta) = h_{lm}^\perp + \Delta h_{lm}^z, \quad h_{lm}^\perp = S_l^x S_m^x + S_l^y S_m^y, \quad h_{lm}^z = S_l^z S_m^z. \quad (2)$$

および、強磁性 - 強磁性 - 反強磁性鎖[2]

$$H_{FFA} = \sum_{j=1}^N \{-J_F[h_{3j-2,3j-1}(1) + h_{3j-1,3j}(1)] + J_{AF}h_{3j,3j+1}(1)\} \quad (3)$$

の $M_s/3$ プラトー (M_s は飽和磁化) について調べた。両モデルとも $M_s/3$ プラトー出現の必要条件[3] は満たしているが、実際にプラトーが現れるかどうかはハミルトニアンのパラメーターに依存する。

これらのモデルの磁化 $M=M_s/3$ での定性的性質は、ボソン化による実効ハミルトニアン

$$H_{\text{eff}} = \frac{v_s}{2\pi} \int dx \left\{ K(\pi\Pi)^2 + \frac{1}{K} \left(\frac{\partial\phi}{\partial x} \right)^2 \right\} + \frac{y_\phi v_s}{2\pi} \int dx \cos \sqrt{2}\phi \quad (4)$$

で記述できる。 v_s はスピニ波速度、 Π は場 ϕ と共に運動量密度である。プラトーの有無はパラメーター K と ϕ で決まり、境界は(くりこまれた) K の値が $K=4$ になるところで、転移の性質は Berezinskii - Kosterlitz - Thouless (BKT) 型である。 $K=4$ の BKT 転移はひねり境界条件を用いた方法で数値的対角化データから精度よく決定することができる[4]。

こうして、(1)のモデルについて $\Delta - t$ 平面でのプラトー有無の相図を得た[1]。(3)はプラトー研究 隆盛の端緒となったモデルであり[5,6]、ハミルトニアンのパラメーターは $\gamma \equiv J_F/J_{AF}$ のみである。 $\gamma \rightarrow \infty$ では普通の $S=3/2$ 鎖に移行し、プラトーはない信じられている。従来、プラトー有無の境界は $\gamma_c \sim 5$ くらいではないかという予想はあるものの[5,6]、精密な研究はなかった。本研究で精密に調べた結果は $\gamma_c = 15.4$ で、以前の予想よりかなり大きい。

- [1] K. Okamoto and A. Kitazawa: J. Phys. A: Math. Gen. **32**(1999) 4601.
- [2] A. Kitazawa and K. Okamoto: J. Phys.: Cond. Matter **11**(1999) 9765.
- [3] M. Oshikawa, M. Yamanaka and I. Affleck: Phys. Rev. Lett. **78**(1997) 1984.
- [4] K. Nomura and A. Kitazawa: J. Phys. A: Math. Gen. **31**(1998) 7341.
- [5] K. Hida: J. Phys. Soc. Jpn. **63**(1994) 2359
- [6] K. Okamoto: Solid State Commun. **98**(1996) 245

一軸異方性のある $S=3/2$ スピン鎖における磁化プラトー状態

九大理 北澤充弘
東工大院理工 岡本清美

一軸異方性のある $S=3/2$ 量子スピン鎖

$$H = \sum_j S_j \cdot S_{j+1} + D \sum_j (S_j^z)^2 - h \sum_j S_j^z, \quad D > 0$$

は、磁化曲線にプラトーが現れる最も単純な模型の一つであり、その出現について磁場中基底状態の量子相転移という観点から研究した。この系では、一軸異方性 D が十分大きいときには、飽和磁化 M_S の $1/3$ のところにプラトーが出現する事がわかっている[1,2]。磁化 $M=M_S/3$ における定性的性質は、ボソン化による sine-Gordon 模型

$$H_{eff} = \int \frac{dx}{2\pi} \left[v_S K (\pi \Pi)^2 + \frac{v_S}{K} \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 \right] + y_\phi v_S \int \frac{dx}{2\pi} \cos \sqrt{2}\phi$$

で表される。ここで、 Π は場 ϕ に共役な運動量密度であり、 v_S は励起の速度である。プラトーの有無はパラメータ K と y_ϕ によって決まり、(くり込まれた) K の値が $K>4$ であるならば状態は gapless で磁化プラトーは無く、 $K<4$ (そして $y_\phi \neq 0$) ならば励起にギャップがあり磁化プラトーが現れる。これら二つの状態の間の転移は Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT) 転移である。また、 $K<4$ でも $y_\phi=0$ では gapless で磁化プラトーは現れず、この点は 2 次相転移点 (Gaussian Universality) となる。

$D=0$ ではプラトーが無く (数値計算[1]によると $K=4.4$)、我々はプラトーが現れる境界を数値対角化によって調べた[3]。ひねり境界条件を用いる方法[4,5]を使い、磁化 $M=M_S/3$ におけるプラトーの有無の境界を精度良く求めることができた。この結果、 $D < D_{c1}=0.387$ ではプラトーがなく、 $D_{c1} < D$ でプラトーが現れるが、 $D=D_{c2}=0.943$ の一点ではプラトーは消失し、 $D_{c2} < D$ で再びプラトーが現れることがわかった。 $D=D_{c1}$ は BKT 転移点で、この点の近くでプラトーの幅は

$\Delta h \sim \exp(-\text{const.}\sqrt{D-D_{cl}})$ のように振舞う。 $D=D_{c2}$ は二次相転移点で $K=3.77 (<4)$ が得られ、磁化プラトーの幅はこの点で、 $\Delta h \sim |D-D_{c2}|^{8.68}$ のように消える。二つのプラトー領域では磁場中基底状態は異なり、 $S=1$ スピン鎖の Haldane 相と large-D 相に対応させる事ができる。この $S=1$ の系との関係[2]をみるため、

$$H = \sum_j [S_j^x S_{j+1}^x + S_j^y S_{j+1}^y + \Delta S_j^z S_{j+1}^z] + D \sum_j (S_j^z)^2 - h \sum_j S_j^z$$

についても調べた[3]。

- [1] M Oshikawa, M. Yamanaka, and I. Affleck, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 1984.
- [2] T. Sakai and M. Takahashi, Phys. Rev. B **57** (1998) R3201.
- [3] A. Kitazawa and K. Okamoto, preprint (cond-mat/9911364).
- [4] A. Kitazawa, J. Phys. A: Math. Gen. **30**(1997) L285.
- [5] K. Nomura and A. Kitazawa, J. Phys. A: Math. Gen. **31** (1998) 7341.

スピンラダー系の磁化プラトー、密度行列繰り込み群による 4 スピン交換相互作用の研究

姫路工業大学理学部物質科学科 長谷川 泰 正
坂 井 徹

スピン1/2ラダーの磁化過程について、密度行列繰り込み群(Density Matrix Renormalization Group, DMRG) の方法を用いて調べた。4 スpin交換相互作用はBCC³Heのu2d2の出現に本質的な役割を果たすことがよく知られている他、2 次元固体ヘリウムや、スピンラダー系 Sr₁₄Cu₂₄O₄₁ でも重要であることが指摘されている。ここでは、図に示されたような系を考えた。

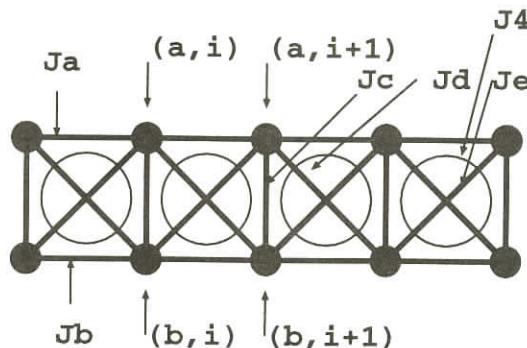


FIG. 1. ハイゼンベルグ相互作用 J_a-J_e と 4 対交換相互作用 J_4 を持つスピンラダー系

先ず 4 サイト系で考えてみると、 $J_a=J_b$, $J_d=J_e=0$ のときは、 J_4 が、

$$J_4^c = \frac{J_a^2 - J_a J_c + J_c^2}{2(J_a + J_c)}$$

という臨界値より大きいときには、スピン 1 の状態が $H=0$ での基底状態になり、磁化が $1/2$ のところにプラトーが期待できる。以前、我々は数値的厳密対角化により、ラダー系でプラトーが現れる 4 体交換相互作用の臨界値が $J_a=J_b=J_c=1$ のときに 0.1 程度であると報告した[1]。DMRG の結果は、 $J_4=0.1$ ではプラトーが存在しないが、 $J_4=0.5$ ではプラトーが存在することが解った。

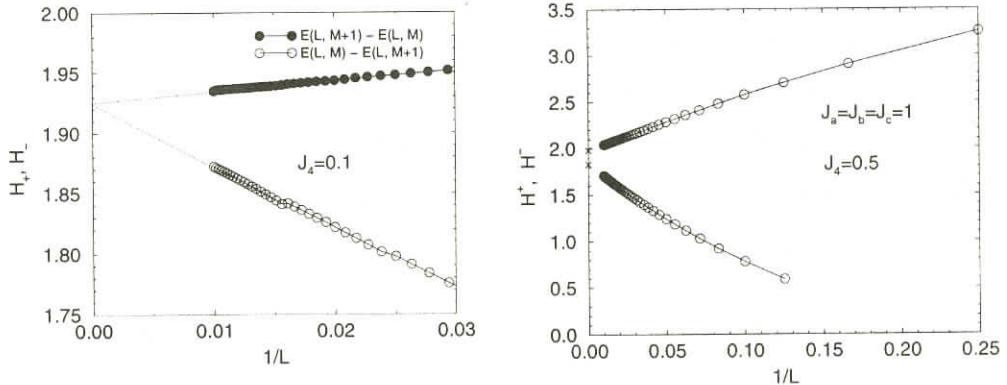


FIG.2. $1/L$ の関数として示した磁化 $1/2$ でのプラトー

この結果は、臨界指数 $\eta = 1$ から求めた臨界値と矛盾しない。また、 J_4 が大きくなると、磁化曲線にカスプまたは飛びが生じることも分かった[2]。

[1] T. Sakai and Y. Hasegawa, Phys. Rev. B **60** 48 (1999).

[2] Y. Hasegawa and T. Sakai, in preparation.

S=1, 3/2量子スピン系におけるカイラル対称性の破れ

神戸大学国際文化学部 鎌木 誠

神戸大学大学院自然科学研究科 引原 俊哉

大阪大学大学院理学研究科 川村 光

フラストレートした量子スピン系におけるスピン秩序は多くの磁性研究者の興味を引いてきた。その理由は、フラストレーションと量子効果が相乗的に働くことによって、これらの系が多彩な磁気的秩序を示すからである。本研究では、次式のXXZハミルトニアンで表されるフラストレートした異方的量子スピン鎖を対象とする。

$$\mathcal{H} = \sum_{\rho=1}^2 \left\{ J_\rho \sum_{\ell} (S_\ell^x S_{\ell+\rho}^x + S_\ell^y S_{\ell+\rho}^y + \Delta S_\ell^z S_{\ell+\rho}^z) \right\}, \quad (1)$$

ここで、 S_ℓ は、サイト ℓ に付随する大きさ S のスピンオペレータ、 $J_\rho > 0$ は、第1近接($\rho=1$)および第2近接($\rho=2$)スピン間に働く反強磁性的交換相互作用、 Δ ($0 \leq \Delta$)は交換相互作用の異方性を表すパラメータ、である。 $\Delta=0$ および $\Delta=1$ は、それぞれ、XYおよびハイゼンベルグ鎖に対応する。この量子スピン系における新しい秩序相「カイラル相」(カイラリティ $\kappa_i = S_i^x S_{i+1}^y - S_i^y S_{i+1}^x$ が長距離秩序となり、パリティを破る相)の存在を確認する目的でその秩序状態を数値的厳密対角化および密度行列繰り込み群によって調べた。対象とした系は、 $S=1/2, 1, 3/2$ の系で、スピン、ストリング、カイラル、ダイマーの相関関数の数値計算により $\Delta-j$ ($\equiv J_2/J_1$)平面における基底状態の相図を調べた。

$S=1/2$ 系の基底状態相図に対する研究は、数値的にも解析的にも広範になされており、 j がある臨界値より小さい場合、即ち、 $j \leq j_c$ (ハイゼンベルグ模型では $j_c \approx 0.241$)では、系はギャップレスでスピン流体相にあること、また、 $j > j_c$ ではダイマー相にあること、磁気的長距離秩序は存在しないが短距離秩序にはリフシツ点 j_L (ハイゼンベルグ模型では $j_L \approx 0.5$)が存在すること等が明らかにされている。本研究の結果は、この系における「カイラル相」は存在しないことを示している。

$S=1$ の場合、ダイマー相は出現せず、ハイゼンベルグ模型では、系はギャップをもつハルデン相にあり、 j の増加と共に $j=j_T \approx 0.744$ 、「single-chain」ハルデン(シングルハルデン)相から「double-chain」ハルデン(ダブルハルデン)相に1次の相転移を起こすが、他方、XY模型に関しては、相転移の状況が完全には解明されていない。(数値的研究は、ハルデン相が $j > 0$ まで安定に存在していることを示唆している)。本研究では、 $\Delta-j$ 平面における相図を描く目的で、密度行列繰り込み群を用いた相関関数の解析を行い、 $0 \leq \Delta \leq 0.95$ の広い領域で、シングルハルデン相とダブルハルデン相の間にカイラル相が出現すること、そのカイラル相には、ギャップドカイラル相とギャップレスカイラル相が存在すること等を示し、定量的な相図を完成させた。

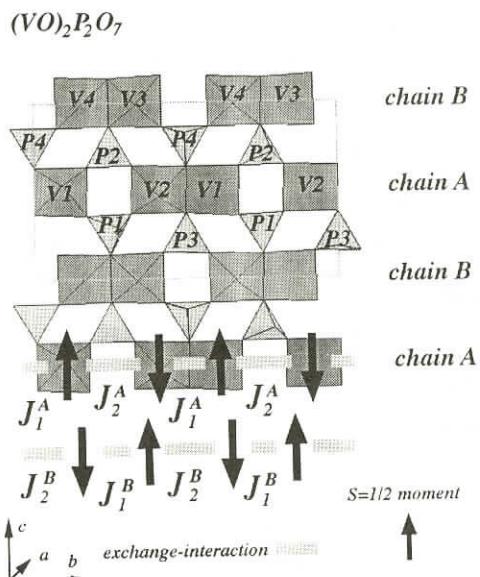
$S=3/2$ の場合、本研究では、 $S=1/2$ 系と同様に $j \leq j_D$ では、系はギャップレスのスピン流体相にあり、 $j > j_D$ ではダイマー相にあること、さらに、 $0 \leq \Delta < 1$ では j の増加とともに $j=j_C(j_C > j_D)$ でダイマー相からカイラル相に相転移を起こすこと等を明らかにした。

リン酸バナジウムの二つ目のギャップ

東大物性研 阪大極限センター, CREST 東京理科大理工	山内 徹 上田 寛 鳴海 康雄 田谷 圭司 金道 浩一 小林 達生 菊地 淳
	元屋 清一郎

$S=1/2$ の反強磁性スピン梯子のモデル物質と比較的古くから考えられてきた $(VO)_2P_2O_7$ について、従来考えられていたa軸方向のスピン梯子ではなく、意外にもb軸方向の $S=1/2$ の反強磁性スピン交替鎖であることが、近年Garrett等によって小さな単結晶を数百個並べて行われた中性子の非弾性散乱実験によってあきらかにされた。しかしこのスピン交替鎖というモデルは、系を記述するには少しばかり単純すぎるということが、更に近年の我々の複数の実験によって示された。ここで我々が提唱するこの系のモデルとは、図1のように2種類の交替鎖が系に存在しc軸方向にstackしていると言う物である。

実際この物質の詳しい結晶構造解析がHiroi等によって行われていて[1]、結晶単位胞あたり4つのバナジウムサイトと4つのリンサイトが有ることが分かっている。さて図からも明らかのように、この4つのバナジウムは互に異なる2つづつでb軸方向の交替鎖を形成している。つまり、b軸方向の交替鎖には、結晶学的に異なる2種類のchain Aとchain Bがあることになる。更に言えば、4つのリンもV-O-P-O-Vのsuper exchange pathを考えると2つづつ異なる交替鎖に組み分けできると考えられる。具体的に言うとchain AにはP1,P2がchain BにはP3,P4がその構成部品になっている。この事は後にリンの核磁気共鳴という手段でこの系を眺めたとき、リガンドであるはずのリンが各々の属するスピン鎖の情報を与える重要な論拠である。

図1 $(VO)_2P_2O_7$ の結晶構造及びその磁気モデル

さて、これらの結晶学的には2種類の交替鎖が互に独立したギャップ系であることを示す我々の複数の実験のひとつは、図2に示した65Tまでの強磁場中の磁化過程で、もうひとつは³¹PのNMRの実験である[2][3]。先ず、強磁場中磁化過程に於て従来この物質のスピンギャップとして報告のあった33Kに相当する磁場で磁化の立ち上がりが観測された、そして更に、それに大凡倍する磁場(~62K)で2番目の磁化の立ち上がりが観測された。

これはあたかも図2中のinsetに示した様に2種類の互いに二倍程異なるギャップを持つ物質の磁化過程の足し合わせのように見える。更には³¹P NMRのスペクトルは、低温T~4Kでは一本のシャープなラインであるが、少し温度を上げてやると、ラインはリンの異なる4つの結晶学的サイトを反映して4本に分かれ、それらは2つづつの2グループに分類することができる。それら2つのグループの低温T<25Kでのシフトの温度依存性は共に、励起の分散の底がparabolicに近似できる系に期待される帯磁率(シフト)の式、 $e^{-\Delta T}/\sqrt{T}$ で各々fittingできD=35Kと53Kのふたつの値を得た。結晶学的に異なるリンサイトに由来する二つのギャップは、先に述べた理由で二つの異なる交替鎖に由来すると考えられる。

更には冒頭述べた中性子の非弾性散乱実験に於ても36Kだけでなく今回報告している66K付近に由来の分からぬ、もう一つのピークを観測している。注意すべきは、これらの交替鎖がb軸方向に対しても同じ並進対称性を持つために、或る一つの波数の中性子は同時に二種類の交替鎖に励起を引き起こし得ることである。

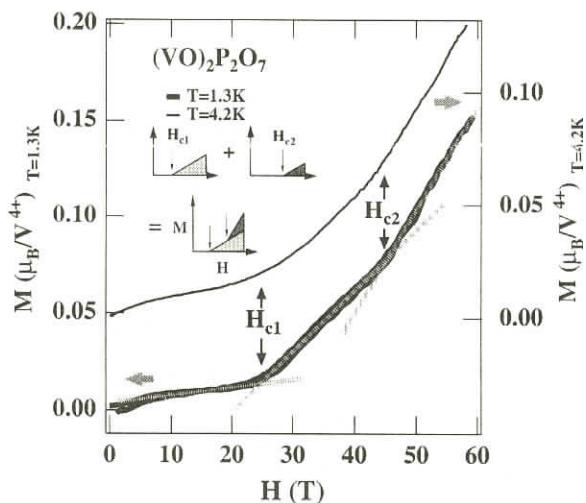


図2 (VO)₂P₂O₇磁化過程曲線、明らかな二つの折れ曲がりが観測された。

references.

- [1] Z. Hiroi et. al., J. Solid State Chem. **145**, 369 (1999)
- [2] T. Yamauchi et. al., Phys. Rev. Lett. **83**, 3729 (1999)
- [3] J. Kikuchi et. al., Phys. Rev. B **60**, 6731 (1999)

S=1/2 ジグザグ一次元磁性体の磁化率と磁化測定

筑波大学物理学系 菊池彦光

S=1/2一次元Heisenberg反強磁性体（1DHAF）では、相互作用が最近接 (J) のみである場合はスピンギャップがない事は良く知られており、数々のモデル物質に関する実験結果もその事を支持している。一方、以下のハミルトニアン

$$H = 2J \sum S_i \cdot S_{i+1} + 2J' \sum S_i \cdot S_{i+2}$$

で記述されるような、反強磁性的次近接相互作用 (J') を加えたいわゆるS=1/2ジグザグ鎖に対しては、 j を0から増加していくと、臨界値 $j_c \approx 0.241$ において、スピンギャップのないスピン液体相からスピンギャップがある二量体相への相転移が起こることが理論的に示された[1]。この系では、理論的研究に比較して実験的研究は進んでいないのが現状である。これは適切なモデル物質が殆どない事が主な原因である。 $\text{Cu}[2\text{-}(2\text{-aminomethyl)pyridine}]Br_2$ は磁性イオン Cu^{2+} ($S=1/2$) からなる二重鎖で構成され[2]、その構造からジグザグ鎖のモデル物質として適当である事が期待される。それを実証するために物質合成を行い、磁化率と強磁場磁化を測定した[3]。

図1は粉末試料の磁化率の2.0～300Kの範囲での温度変化である。点線のBonner-Fisher曲線とは合わせず次近接相互作用の存在を示唆する。実線は阪大前島らによるDMRG計算[4]で、パラメータとして $j=0.2$ ($< j_c$)、 $J_1=8.7\text{K}$ とした場合、実験結果と非常に良く一致した。g値としてはESRで決定した値 $g=2.08$ を用いた。図2は東大物性研で測定した40Tまでの1.6Kでの超強磁場磁化で、飽和磁化までの全磁化過程の測定ができた。磁化は磁場とともにほぼ線形に立ち上がっておりこの系にはスpinギャップがない事がわかる。これは $j < j_c$ という磁化率解析の結果と整合する。波線は $J_1=8.7\text{K}$, $j=0.2$, 温度=0.87Kに対するDMRG計算結果である。全体的には実験と合うが、飽和域ではそれが目立つ。0.08Kにおける測定結果（阪大極限センター）は1.6Kの磁化とほぼ完全に一致しており、このそれは温度効果ではない。鎖間相互作用などの他の相互作用を考えないといけないのかもしれない。 j を実験的に変化させる目的で磁化率の圧力変化を測定した。加圧とともに j は増加するようである。

SQUID使用に対して京大化研新庄輝也教授、細糸信好助教授、壬生攻助手に、磁化率圧力効果測定に対して金材技研名嘉節氏に、DMRG計算に対して阪大前島展也、奥西巧一両氏に、阪大極限センタでの測定に対し金道浩一助教授、木村尚次郎氏に、東大物性研での測定に対し後藤恒昭教授に、有益な議論に対し九大網代芳民教授に、それぞれ深く感謝致します。

- [1] F.D.M. Haldane ; Phys. Rev. **B25**, 4925 (1982) : T. Tonegawa and I. Harada; J. Phys. Soc. Jpn. **56**, 2153 (1988); K. Nomura and K. Okamoto ; J. Phys. Soc. Jpn. **62**, 1123 (1993) .
- [2] H. M. Helis, W. H. Goodman, R.B. Wilson, J.A. Morgan and D. J. Hodgson; Inorg. Chem. **16**, 2412 (1977).
- [3] H. Kikuchi, H. Nagasawa, Y. Ajiro, T. Asano and T. Goto ; to be published in Physica B.
- [4] K. Okunishi, Y. Hieida and Y. Akutsu ; condmat/9904155 ; N. Maeshima ; private communications.

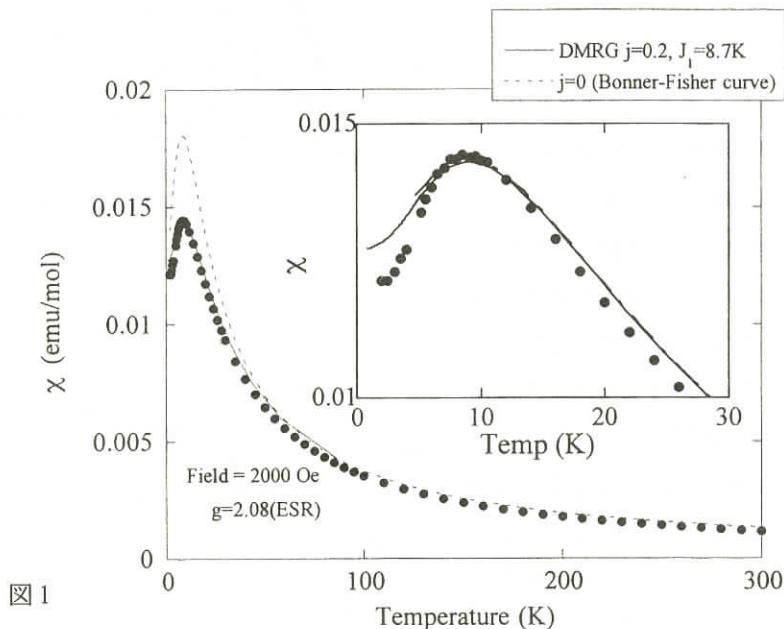


図 1

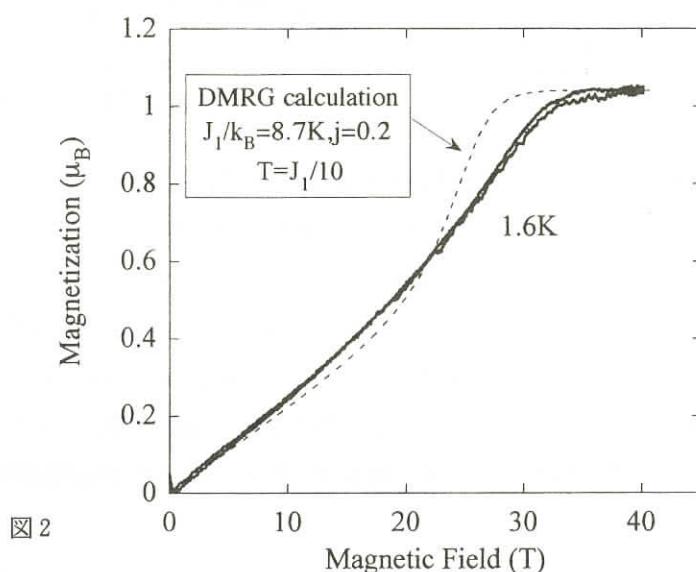


図 2

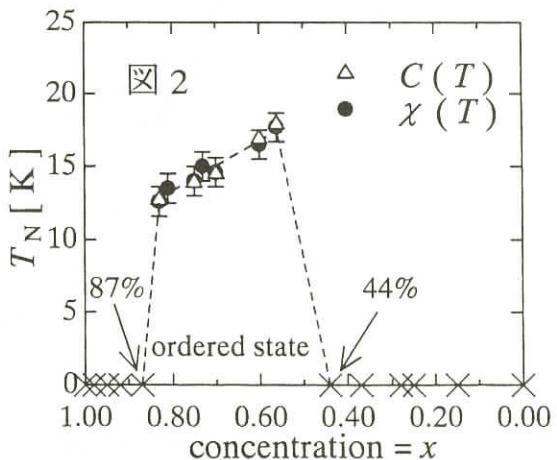
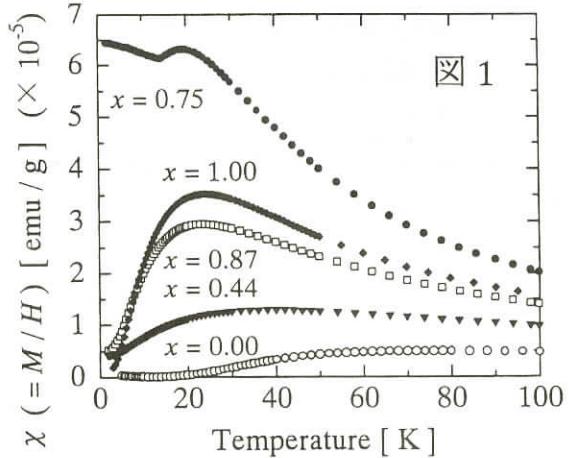
一次元ランダム交換鎖系 $(\text{CH}_3)_2\text{CHNH}_3\text{Cu}(\text{Cl}_x\text{Br}_{1-x})_3$ のギャップ相からギャップレス相への相転移

千葉大学理学部 真中浩貴

帯磁率測定より、 $(\text{CH}_3)_2\text{CHNH}_3\text{CuCl}_3$ （略称IPACuCl₃）では $S=1/2$ のスピンを持つ強磁性-反強磁性交換鎖系が実現していることをすでに明らかにしている[1]。一方、超交換相互作用を担っている陰イオンをCl⁻からBr⁻へと置換したIPACuBr₃では、反強磁性-反強磁性交換鎖系が実現している[2]。この2つの化合物はどちらも絶対零度においてギャップを有するが、その基底状態はIPACuCl₃ではHaldane相に、一方IPACuBr₃ではsinglet dimer相に属する。そこで本研究はHaldane相とsinglet dimer相とが混ざり合った場合にはどの様な磁性を示すかに注目し、この2つの化合物の混晶系IPACu(Cl_xBr_{1-x})₃を $x=0\sim 1$ まで連続的に作製し、帯磁率と比熱の測定を行った。

図1には代表的な濃度における低温での帯磁率の振る舞いを示す。この図より $x=0.75$ では $T_N \approx 14$ Kにおいて反強磁性転移を起こしていることが分かり、この結果はギャップが消失していることを意味する。図2には帯磁率と比熱の測定より決定した濃度 x と磁気相転移温度 T_N との関係をまとめた相図を示す。この相図より、濃度 x に対してギャップ相とギャップレス相とが不連続的に移り変わることが分かった。

理論的な研究によれば、一般にギャップを持つ系に対して交換相互作用のランダム性を考慮した時、そのランダム性が弱い場合にはギャップ相(Haldane相もしくはsinglet dimer相)が存在し続けるが、一方それが強くなった場合にはギャップレス相(random dimer相もしくはGriffiths相と呼ばれる)が出現する事がすでに予想されている[3-6]。したがって、IPACu(Cl_xBr_{1-x})₃が中間濃度領域において反強磁性転移を起こした原因は、「中間濃度領域では交換相互作用のランダム性の増大によりギャップレス状態が実現したため、低温では鎖間の相互作用によって磁気相転移を起こした」と結論付けた。



最後に本研究の比熱測定については、理化学研究所勝又研究室との共同研究であります。

参考文献

- [1] H. Manaka, I. Yamada and K. Yamaguchi: J. Phys. Soc. Jpn.
- [2] H. Manaka and I. Yamada: J. Phys. Soc. Jpn. **66**(1997) 1908.
- [3] R. A. Hyman *et al.* : Phy. Rev. Lett. **76** (1996) 839.
- [4] C. Monthus *et al.* : Phy. Rev. Lett. **79** (1997) 3254.
- [5] S. Todo *et al.* : *Computer Simulation Studies in Condensed Matter Physics XI*, ed. D. P. Landau and H. - B. Schuettler (Springer Verlag, Heidelberg, Berlin, 1999), p.57.
- [6] K. Hida: Phy. Rev. Lett. **83** (1999) 3297.

量子スピン系における低温でのESRの理論

東工大理 押川正毅

電子スピン共鳴(ESR)は磁性体に対する重要な実験手段として広く用いられている。理論的な研究も1950 - 60年代に発達したが、高温や古典スピン、平均場的な描像に基づくものであった。しかし、特に低次元の量子スピン系で低温領域では、相互作用や量子揺らぎの効果が大きく、このような理論が適用できなくなる。すなわち、相互作用の強い量子多体系に対するESRの理論が必要である。

このような理論の第一歩として、 $S=1/2$ 量子ハイゼンベルグ反強磁性鎖に対するESRの理論を、場の理論に基づいて構成した。この際、ハミルトニアンのSU(2)対称性をきちんと取り扱うことがESRについては本質的である。我々は、この取り扱いについて、場の理論（ボソン化）における処方箋を示した。

まず、各種の対称性の破れに対して、ESR吸収線形に対する影響を摂動論で評価した。場の理論に基づく摂動論が有効な領域では吸収線はLorentz型であり、温度Tにおける線幅は、

- (1) 交代磁場 h に対して h^2/T^2
- (2) 交換異方性/双極子相互作用 d に対して d^2T

に比例する。(1)は20年以上未解決であったCu benzoateにおけるESRの低温での異常なふるまい[1]を説明する。

更に、(1)の場合交代磁場が小さくても、十分低温では摂動展開が発散してしまう。しかし、絶対零度の極限では、可積分なsine - Gordon場の理論の厳密解を用いることができる。この考え方によれば、絶対零度のESRではsine - Gordon理論のいわゆるbreather励起を観測していると結論で

きる。これは、極低温におけるCu benzoateの実験データ[2]に対して新たな解釈を与え、他の実験データと統一的に理解することができる。

詳しくは発表論文[3]を参照されたい。

[1] K. Okuda, H. Hata and M. Date, J. Phys. Soc. Jpn. 33, 1574 (1972).

[2] K. Oshima, K. Okuda and M. Date, J. Phys. Soc. Jpn. 44, 757 (1978).

[3] M. Oshikawa and I. Affleck, Phys. Rev. Lett. 82, 5136 (1999).

二次元量子スピン系 $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ の磁化のプロトー（実験）

Two Dimensional Spin Gap System $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$

東大物性研 陰山洋

$\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ crystallizes in a tetragonal structure and consists of alternately stacked Sr- and CuBO_3 -layers. The magnetic Cu^{2+} ions in the latter layer organize an $S=1/2$ two-dimensional (2D) linkage of orthogonally arranged dimers. Our various experiments together with several theoretical works on this cuprate has revealed following nontrivial aspects, all originating from this peculiar spin arrangement. Solvable Ground State : $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ is identified as a 2D spin gap system with an exact dimer ground state, realizing the Shastry - Sutherland model. Measurements such as magnetic susceptibility, magnetization curves, specific heat, nuclear magnetic resonance (NMR), electron spin resonance (ESR) neutron scattering and Raman scattering have confirmed the spin gapped nature of this material, consistently giving rise to $\Delta=3.0$ meV as an energy gap between the exact dimer ground state and the lowest triplet excited state. Furthermore, ESR and Raman and neutron scattering revealed higher-energy magnetic excitations associated with correlated triplets bound states.

Spin Frustration : It turned out that the isolated dimer model considering nothing but J completely failed to reproduce our experimental data of, e.g., magnetic susceptibility. Therefore J' , which brings a spin frustration into the system, no doubt plays a crucial role in achieving the spin-singlet ground state. Indeed, the exchange interactions were determined as $J=100$ K and $J'=68$ K. The ratio of the exchange constants $J'/J=0.68$ is, interestingly enough, just below the critical boundary ($(J'/J)c=0.70$) beyond which the system is expected to have an antiferromagnetically ordered ground state. Localized Triplet

Excitations : Miyahara and Ueda theoretically showed that the wave functions of the triplet excitations are extremely localized: The perturbation calculations of the fifth order or less prohibit a single triplet from propagating in the (a, b) plane. They argued that this localized character accounts for the crystallization of the triplets observed at 1/3, 1/4 and 1/8 of the Cu saturated moment in the magnetization. The former two plateaux have stripe superstructures, while the latter tetragonal one. The inelastic neutron scattering using bulk single crystals directly observed almost dispersionless magnetic excitations at 3 meV, reflecting the extremely localized nature of the single-triplet hopping in the orthogonal dimer system. In contrast, correlated two-triplet excitations were found to have more dispersive behavior.

直交ダイマー系 $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ の磁場中における基底状態

東大物性研 宮原慎
上田和夫

最近影山らは新しい2次元スピニギャップ系物質の $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ における磁気的性質に関する研究をおこない, 磁化 1/4, 1/8 のところで磁化プラトーが観測されることを示した[1]

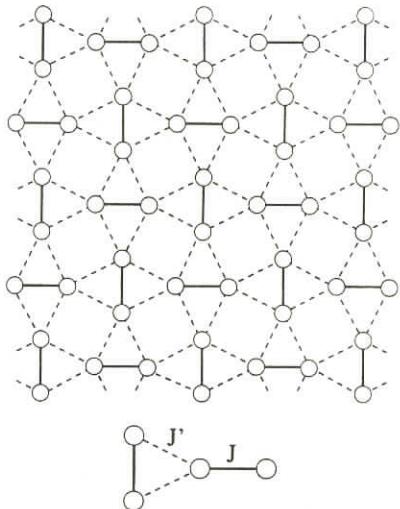
$\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ は Sr^{2+} 面と CuBO_3 面からなる層状物質である。この物質は Cu^{2+} イオン上に 1/2-スピニが局在した2次元ハイゼンベルク模型(図(1))でその磁気的性質を論じることができる[2]。このモデルでは $J'/J < (J'J)_c = 0.7(0.01)$ を満たす任意の J'/J に対して J ボンド上でダイマーシングレットを組むような無秩序状態が基底状態となっている[3,2]。 $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ の相互作用は $J'/J = 0.68$ と見積もられており, ダイマーシングレットの基底状態が実現している[2]。

$\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ における弱磁場中の状態は近似的に J ボンド上のダイマーシングレット状態と磁場方向を向いたトリプレット状態の2状態からなる正方格子ハードコアボゾン模型で記述できる[4]。この系の特徴の一つとしてトリプレット励起の局在性が強いことがあげられる。そこでトリプレット間の相互作用を考慮した局在モデルを用いてホッピングの効果を無視したハードコアボゾン模型の近似をもじいて磁化過程を求めた。その結果を図(2)に示す。1/2, 1/3, 1/4, 1/8 の磁化にプラトーが出現することがわかる。また同時に各プラトーでの古典的な安定状態が得られる。この状態と厳密対格化のスピニ相関との比較を行なうことで, 各プラトーでの安定構造を求め[4]。その結果も図(2)に示す。1/3, 1/4 の磁化では, トリプレット励起が斜めの線状にならぶストライプ構造が実現している。最近の強磁場中の実験では磁化 1/3 にもプラトーが観測されており, 今後, さらに強磁場中の実験を行なうことで 1/2 プラトーが観測されることが期待される。

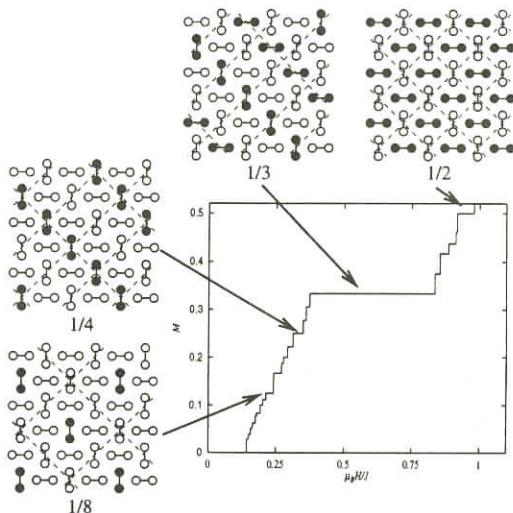
REFERENCES

- [1] H. Kageyama, K. Yoshimura, R. Stern, N.V. Mushnikov, K. Onizuka, M. Kato, K. Kosuge, C.P. Slichter, T. Goto and Y. Ueda, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 3168.
- [2] S. Miyahara and K. Ueda, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 3701.
- [3] B. S. Shastry and B. Sutherland, Physica B **108** (1981), 1069.
- [4] S. Miyahara and K. Ueda, submitted to Phys. Rev. B.

FIGURES



図(1)



図(2)

SrCu₂(BO₃)₂, CaV₄O₉の磁化過程に対する摂動論

東京理科大学理工学部 福元好志

小口明秀

昨年、準2次元系SrCu₂(BO₃)₂の磁化過程に1/8-, 1/4- プラトーが見出され、その出現機構に興味が持たれている。[1]この物質中、Cu²⁺は図1のように並んでおり、その振舞いはハイゼンベルグ模型 $H = \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} S_i \cdot S_j$ で記述されると期待されるが、この模型が実際に1/8-, 1/4- プラトーを持つのか明らかではない。この模型の磁化曲線をスピン数16, 20, 24の有限系で調べてみると、それぞれ $M/M_s = 1/4, 1/5, 1/3$ (M_s : 飽和磁化) のところに大き方、今の模型はダイマー結合系とみることができるので、摂動展開（ダイマー展開）により状態を切断し、より大きな系を調べることが考えられる。ここでは3次近似のハミルトニアンを最大72スピンの系まで調べる。

まず、各ダイマーがシングレット状態、又は $S_z^{\text{tot}} = 1$ のトリプレット状態のいずれかであるよう

な空間に対し、有効ハミルトニアンを 3

次まで求める。1 次の範囲では非対角成分（フリップ項）ではなく、最近接トリプレットダイマー（TD）間斥力が現れ、直ちに $1/2$ - プラトーの存在が結論される。引き続き、 $0 \leq M \leq M_s/2$ に対し、1 次の TD 間斥力が働くかのような空間での有効ハミルトニンを求めるとき、この空間で 2 次のフリップ項は現れず、第 3 近接 TD 間斥力を得、摂動の 2 次の効果で新たなプラトーが出ることがわかる。その磁化の値と対応する状態を求めるため、最大 72 スピンの系の全配置を調べたところ、プラトーは $M/M_s = 1/3$ で現れ、そこでは TD が対角線上に並ぶストライプ状態が実現されることがわかった。この結果は、Miyahara and Ueda,[3] Momoi and Totsuka[4] によって得られていたものと同じである。尚、ハイゼンベルグ模型の対角化でのスピン数 16, 20 の系における $M/M_s = 1/4, 1/5$ の大きなステップは、2 次の効果によるプラトーが境界の影響で実際より小さな磁化の所に出てしまったものである。更に $0 \leq M \leq M_s/3$ について、1 次、2 次の TD 間斥力が働くかのような空間で有効ハミルトニアンを求める。3 次の TD 間斥力は 3 体力となっており、 $M_s/3$ 以下の全ての磁化の値に対し、その斥力が働くかのような配置が存在する。又、3 次からはフリップ項が現れ、スピン数 72 の系を調べてみると $0 < M/M_s < 1/3$ での最低エネルギー状態は 3 次のフリップ項が決定していることが確かめられる。従って、ダイマー間結合が十分小さければ $0 < M/M_s < 1/3$ にプラトーが生ずることはない。ただし、この系でのフリップは、周囲の配置に依存する、いわゆる相関フリップとなっており、これによるエネルギーの利得はわずかである。このことから、ダイマー間結合がある臨界値を越えれば高次項の効果で $1/8$ -, $1/4$ - プラトーが出る可能性があるが、この点については今後の課題である。

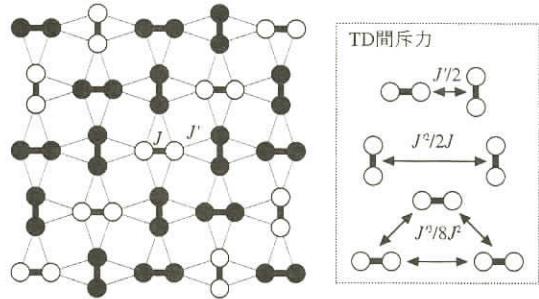


図 1 Cu^{2+} (丸印)の配置及び 3 次までの TD 間斥力。 $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ では $J'/J \sim 0.65$ である。[2] $1/3$ - プラトーにおいて、黒(白)丸で示されているダイマーはシングレット(トリプレット)状態となる。

[1] H. Kageyama *et al.*: Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 3168.

[2] Z. Weihong *et al.*: Phys. Rev. B60 (1999) 6608.

[3] S. Miyahara and K. Ueda: private communication.

[4] T. Momoi and K. Totsuka: cond-mat/9910057.

* CaV_4O_9 については講演で触れる余裕がなかったのでここでも省略させて頂きます。(原論文は JPSJ 68 (1999) 3655 に掲載されています。)

磁化プラトー形成過程のESRによる研究

東北大学金研 野尻浩之
東大物性研 薮山洋
鬼塚賢三
上田寛
東工大理 田中秀数
B. Kurniawan
東北大学金研 本河光博

磁化プラトーを示す二つの物質に関するESRについて報告する。 NH_4CuCl_3 においては、飽和磁場までのESRが測定され、三つの異なるESRモードが見いだされている。第一は高温のギャップが開いていない常磁性共鳴から連続的につながるメインモードである。この物質では5 T以下の状態は低温で比熱の異常が見つかっていることからギャップレスであると考えられ、実際にメインモードの強度は磁化過程にプラトーが形成される1.6 Kになんでもかなり大きく残っている。しかしながら系全体がギャップレスでないことは、基底一重項状態から励起三重項への遷移が7 K付近から見え始めることによって明らかである。このモードをダイマーギャップモードと呼ぶことにする。第三のモードは磁化プラトーがはっきりする3 K以下で現れるプラトーギャップモードで、そのギャップの大きさは約3 Kと磁化プラトーが現れる温度に対応している。プラトーが現れる磁場、温度域ではメインモードにも線幅の減少が見られる。またダイマーギャップモードのギャップもごくわずか変化をする。このように磁化プラトーとスピングャップの形成は少なくとも2段階の過程で起こり、最初にダイマーが形成されより低温でそれらの間に相互作用が生じて磁化プラトーが形成されるようみえる。また、ギャップレスの励起とギャップのある励起が共存するのがこの系の特徴であるが、それらがどのように結晶中で共存しているのかを知るために今後中性子散乱などの研究が必要である。

一方 $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ においては常磁性共鳴につながるようなメインモードは強磁場でギャップがつぶれたあとでも見られず、全てのESRモードにつねに有限のギャップが存在する。しかも通常は禁制であるような基底一重項状態から励起三重項への遷移の他に、ふたつの励起三重項からなる束縛状態をESRで直接励起することができる。これは結晶格子が、トリップレットの伝搬を妨げるような特殊な配置をしていることの現れであると考えられる。今までのところ1/8プラトーでは NH_4CuCl_3 において見つかったプラトーギャップモードに対応するモードは見つかっていないが、プラトー幅が狭いためにより詳細な測定が必要であると考えられる。理論的にプラトーギャップモードのエネルギーがどのくらいになるのかの評価も望まれる。詳細に関しては以下の文献を参照されたい。

2次元系における磁化プラトー

九大理 戸塚圭介

筑波大物理 桃井 勉

最近、低次元量子スピン系の強磁場磁化過程における磁化プラトーの現象が関心を集めているが、一次元では、さまざまな手法によるアプローチがなされ、超流動・絶縁体転移とのアナロジー、格子との整合性の重要性などがわかつってきた[1]。つまり、粒子的な描像に基づいて、磁化プラトーとは、ある種の実効的な粒子が、磁化が(i)格子の構造、(ii)相互作用の種類（実効的な相互作用なので、必ずしも元の（超）交換相互作用そのものとは限らない）などで決まる『整合な値』を取る時に結晶化（絶縁体化）することによって起こるもの、と考えることができる。

以下で、二次元系での磁化プラトーのいくつかの興味深い例について、その形成機構を『粒子描像』から理解することを試みたい[4]。例として取り上げるのは、(i)三角格子上の反強磁性体（ハイゼンベルグ系、多体交換系；久保による次講演を参照）、(ii) Shastry-Sutherland格子上のハイゼンベルグ系[3]、(iii) 1/5-depleted正方格子上のハイゼンベルグ系、の3つのケースである。最初の例では、実効的粒子は一個のフリップされたスピン1/2、二番目、三番目の例では、それぞれ、ダイマーボンド上のトリプレット、プラケット上のトリプレットである。

これらの実効的粒子のダイナミクスを記述する有効ハミルトニアンを求めるのに、我々は[4]でプラトー問題に用いられた強結合展開を用いた。以下、非常に特徴的な振る舞いをする二番目の例について少し詳しく述べる。

Shastry-Sutherland格子は、幾何学的に非常に特徴的な構造を持ち、極端に相間の短いダイマー・シングレット状態が（厳密）基底状態になること、飽和磁化の1/8, 1/4, 1/3などにプラトーが出現することが知られている（文献[3]および、本研究会での陰山の講演を参照）。ここに（磁化が立ち上がる程の）強磁場を加えると、ダイマー・シングレットとトリプレット状態のエネルギーがほぼ縮退し、シングレット ($S=0$; 空サイト) とトリプレット ($S=1, S^z=1$; ハードコア・ボゾン) の二状態を低エネルギー自由度として取り出すことが許される。縮退摂動論をダイマー間結合 (J') の3次まで実行することにより、ハードコア・ボゾンの有効ハミルトニアンを得た[2]。その著しい特徴は、(i) その次数の範囲内では、通常の粒子系に見られる一粒子ホッピングが欠落する（宮原・上田によると、6次から許される）、(ii) 他の粒子が近傍にいるとホップできる（correlated hopping）、(iii) 粒子間の斥力は、強い空間的異方性を持つ、といったことである。文献[4]の場合と異なり、この有効模型は厳密に扱えないので、ハードコア・ボゾンを（擬）スピンで表した上で、それを古典ベクトルで近似した（元のスピンを古典近似したのではなく、シングレット、トリプレットという『量子力学的』対象を古典近似したこと注意）。得られた磁化曲線は下図のようである。1/3-プラトーは、トリプレットがストライプ状に整列した状態である

([2]; 本研究会の鳴海の講演も参照)。また、我々はcorrelated hoppingの効果で、有効ハミルトニアンの低次でも、2粒子のコヒーレントな運動は可能であることを見い出した(これは、中性子散乱の結果を説明する可能性を持つ)。

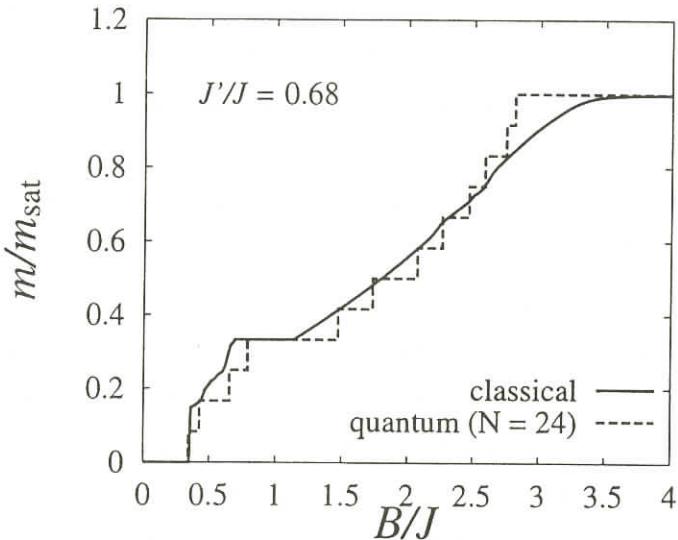


図1：磁化曲線。ダイマー結合とダイマー間結合の比は0.68。破線は有限系($2 \times 2 \times 6$ -サイト)の厳密対角化。

参考文献

- [1] 押川正毅, 戸塚圭介, 山中雅則. 日本物理学会誌 **54**(1999)814.
- [2] T. Momoi and K. Totsuka. *Phys. Rev. B* (2000) in press; *Physica B* (2000) (Proceedings of LT22).
- [3] H. Kageyama et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 3168; S.Miyahara and K.Ueda. *ibid* **82** (1999) 3701.
- [4] K.Totsuka. *Phys. Rev.* **57** (1998) 3454.

ヘリウム3薄膜固体における磁化プラトー

青学大理工 久保 健
 筑波大物理 桃井 勉
 日立マクセル 坂本 晴美

グラファイト上にヘリウムを吸着させたとき吸着原子密度が約 18nm^{-2} 以上で、吸着第2層が固化することが知られている。この層は3角格子を作っており、ヘリウムの核スピンによる磁性を示す。この系の比熱は 50mK 以下で磁性によるものと思われるピークを示す。また帯磁率もこの温度領域でキュリー則からずれる。これらのデータは大きな密度依存性をしめし、かつ単純なハイゼンベルク模型では説明できない。この原因として2粒子以上の多粒子の交換によるスピン相互作用が重要なためではないかという事が示唆されている。我々はそこで2スピン、3スピンおよび4スピンの交換相互作用を取り入れた3角格子上のスピン模型を用い、ヘリウム3固体の磁性について考察した。我々の取り扱うモデルは次のハミルトニアンで記述される。

$$\begin{aligned} H = & J \sum_{(i,j)} \sigma_i \cdot \sigma_j \\ & + K \sum_p \left\{ \sum_{p_1 \leq i < j \leq p^4} \sigma_i \cdot \sigma_j + (\sigma_{p1} \cdot \sigma_{p2})(\sigma_{p3} \cdot \sigma_{p4}) \right. \\ & \left. + (\sigma_{p1} \cdot \sigma_{p4})(\sigma_{p2} \cdot \sigma_{p3}) - (\sigma_{p1} \cdot \sigma_{p3})(\sigma_{p2} \cdot \sigma_{p4}) \right\} \end{aligned}$$

ここで $J=J_3-J_2/2$, $K=-J_4/4$, σ_i はパウリ行列である。2体項は最近接対、4体の項は3角格子上の最小4辺形(p_1, p_2, p_3, p_4)について和をとる。分子場近似で基底状態を求めるとき強磁性相($J < -8K$)、中間相($-8K < J < 8K/3$)、4面体相($-8K/3 < J < 25K/3$)、120度相($25K/3 < J$)の4種の基底状態が得られる。

このうち中間相はフラストレーションのために無限に多くの基底状態が縮退している相である。このため実際の $S=1/2$ 系では量子ゆらぎが強く働き、秩序の無いスピン液体状態になっている可能性がある。実際 Misguich らによる36個までの有限クラスタの対角化計算ではそれを示唆する結果が得られている。我々はこのような系に外部磁場を加えたとき、磁化曲線にプラトー構造が現れることを、分子場理論および数値的対角化の方法により示した。プラトーが実現している状態は4副格子の内3個の副格子と1個の副格子のスピンが逆向きを向いているuuud状態と呼ばれる長距離秩序をもつ状態である。これは離散的な対称性の破れた状態であり、有限温度での相転移が期待される。実際我々は古典系のモンテカルロ計算によって、有限温度で相転移が起る事をしめた。現実のヘリウム薄膜では10T程度の磁場をかけなければ数mK程度の温度領域でこれらの現象が観測されることが期待される。詳しくは下記の文献を参照してほしい。

文献

T. Momoi, H. Sakamoto and K. Kubo, Phys. rev B59, (1999) 9491

磁場による二次元超電導 - アンダーソン局在転移のシミュレーション

岡山大理 西山由弘

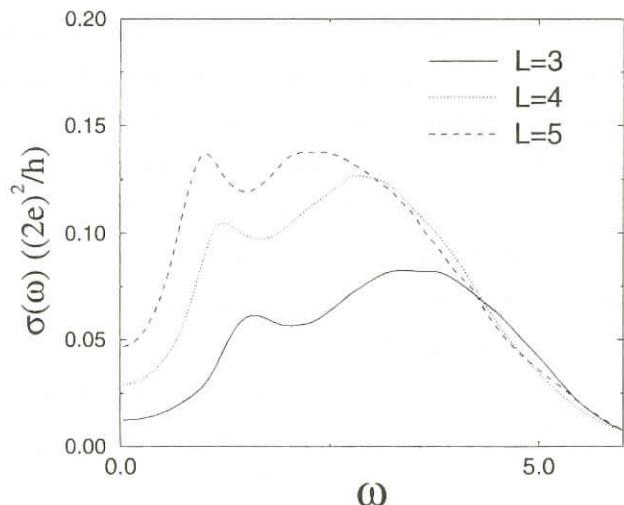
次の $S=1/2$ スピン系を、厳密対角化法で調べた:

$$\mathcal{H} = -\frac{J}{2} \sum_{\langle ij \rangle} (e^{i\phi_{ij}} S_i^+ S_j^- + e^{-i\phi_{ij}} S_i^- S_j^+) + 2 \sum_i H_i S_i^z \quad (1)$$

ここで、 $\langle ij \rangle$ は正方格子上の近接格子点対をあらわす(x 方向にのみ周期境界条件を課した)。但し、ゲージ ϕ_{ij} は、 $i_y B$ (格子点 j が格子点 i の右隣りの時)、また、0(i と j が縦隣りの時)と選ぶ。 $[H_i]$ は、区間 $[-\sqrt{3}\Delta, \sqrt{3}\Delta]$ 内に一様に分布しているとする。スピンとハードコアボソンとの等価性に注意すると、上の模型を粒子の言葉に翻訳することができる: ϕ_{ij} は $i-j$ ホッピングに伴うゲージの捻り角で、格子系に垂直にかけられた一様磁場が起源である。また、 $[2H_i]$ はサイトランダムポテンシャルに対応する。つまり、上のスピン模型は、二次元の超伝導 - 局在転移のユニバーサリティクラスを記述していると期待される。この転移は、実際に、金属薄膜や二次元ジョセフソン結合配列などの系で実現している。

様々な実験結果が報告されている。一方、数値シミュレーションは敬遠されているようである(磁場が無し($B=0$)で、ランダムネス(Δ)のみにより局在化する場合については、非常にたくさんのシミュレーションが報告されている)。

$\Delta=0.7$ で、磁場を走査し、XY秩序のビンダーパラメーターを計算したところ、 $B \approx 0.015$ に臨界点を見つけた。その点上で、エネルギーギャップの確率分布に対するスケーリング則(Rieger - Youngの方法)が成立するので、確かにその点が臨界点であると分かる。同時に、動的臨界指数を $z \approx 2$ と見積もる。次に、その臨界点上で交流電気伝導率を久保公式により計算した(図参照)。ここで求めた磁場走査転移の臨界電気伝導率は、無磁場下でのそれ($\sigma_c = 0.053 (L=3), 0.082 (L=4), 0.109 (L=5) \rightarrow 0.135 \pm 0.01 (L \rightarrow \infty)$)より、大きい。この結果は、臨界電気伝導率は強磁場下で増大するというMarkovic等の実験結果を支持する。

図1 臨界点上 ($\Delta=0.7, B=0.015$)での交流電気伝導率

磁場中の混合スピン鎖

岡山大理 山本昌司
姫路工大理 坂井徹

二つの大きさが異なる量子スピン(S, s)が交互に反強磁的に結合した混合スピン鎖は、強磁性と反強磁性両方の側面を持つことから、最近注目されている。とくに強い量子効果が期待される反強磁性的な性質に着目すると、この系の自発磁化に対応する磁化 $m=(S-s)$ より磁化を増やす励起が持つエネルギーギャップに支配されていることが知られている。このギャップのため、磁化曲線は $m=(S-s)$ でプラトーを持つ。しかし、このプラトーは大きさの違う二つの古典スピンからなる混合スピン鎖でも現れる、ネール秩序を起源とするプラトーと区別がつかず、このままでは磁化の量子化とは言いたい。そこで、この混合スピン系の自発磁化における量子効果を明らかにするため、このプラトーの異方性に対する安定性を調べた。つまり、容易面タイプの異方性により、このプラトーを‘つぶす’ことを考える。

系のハミルトニアンは次式で与えられる。

$$\mathcal{H} = \sum_{j=1}^N \left[(\delta + 1) (S_j \cdot s_j)_\alpha + (\delta - 1) (s_j \cdot S_{j+1})_\alpha - H(S_j^x + s_j^z) \right] \quad (1)$$

ここで、 $(S \cdot s)_\alpha = S^x s^x + S^y s^y + \alpha S^z s^z$ 異方性パラメーター α を1より小さくするとXY領域に入り、負では強磁性領域、-1で自発磁化 $S+s$ を持つ等方的な強磁性体となる。 δ はボンド交代のパラメーターで、まず交代のない $\delta=0$ の場合を考える。 $-1 < \alpha < 1$ のとき自発磁化はxy面内を向くため、 z 軸方向に磁場をかけると、磁化曲線は $m=0$ から直線的に立ち上がる。この場合でも、異方性が小さいときは $m=S-s$ のところにプラトーが現れる。ただし、古典系ではこのプラトーは異方性に対して非常に不安定で、2スピンの大きさの比が2:1の場合では、 $\alpha=0.943$ を臨界点としてプラトーは消失する。一方、これに対応する(1,1/2)の量子混合スピン鎖では、プラトーは異方性に対して非常に安定で、驚くことにXYポイント($\alpha=0$)でもプラトーは生き残り、強磁性領域に入ってようやく消失することがわかった。[1,2](1,1/2)の量子系に対し、有限系の数値対角化と共系場理論に基づくサイズスケーリングを適用することによって描かれた磁化曲線をFig.1に示す。また、磁化 $m=1/2$ における相境界の性質を明らかにするため、共型場理論に現れるセントラルチャージ c とスピン相関関数の漸近形 $\langle S_0^x S_r^x \rangle - (-1)^r r^{-\eta}$ に現れる臨界指数 η を計算した。(Fig.2) その結果、相境界は $\eta=1/4$ のKosterlitz-Thouless転移と等価で、臨界点は $\alpha_c=-0.41$ であり、 $-1 < \alpha < \alpha_c$ ではギャップレスのスピン液体状態が実現していることがわかった。一方、Lieb-Schultz-Matticeの定理に基づく磁化の量子化条件[3]によると、もっと大きい2スピンの組み合わせ(例えば、(3/2,1), (2,1), ...)では、 $m=S-s+1, S-s+2 \dots$ 、という磁化でもプラトーが出現し得ることが示される。この自発磁化とは違う第二のプラトーは、Valence-Bond-Solid

描像からは自然に導かれるが、ネール秩序を起源とする古典プラトーでは説明できない、正真正銘の‘量子プラトー’である。この量子プラトーは、ボンド交代の大きい領域では明らかに開いているが、交代が小さい場合、あるいは一様な場合にどうなっているかを調べることが今後の課題である。

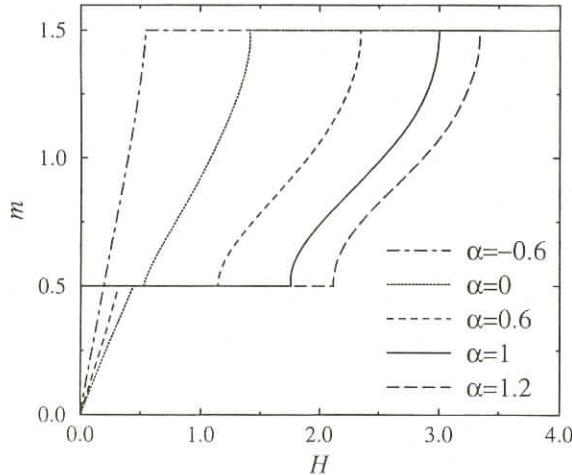


Fig.1. さまざまな異方性 α に対応する $\left(1, \frac{1}{2}\right)$ 混合スピン鎖の磁化曲線 ($\delta = 1$).

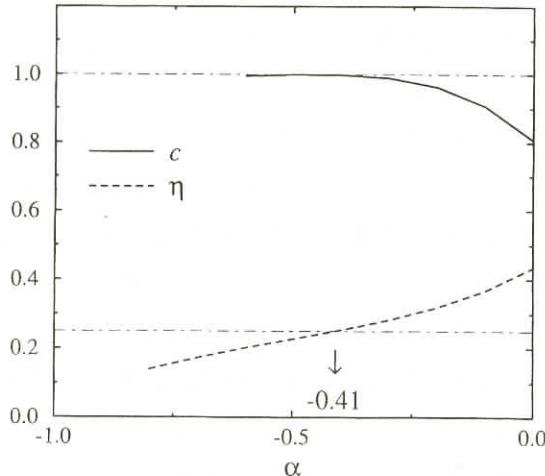


Fig.2. $\left(1, \frac{1}{2}\right)$ 混合スピン鎖のセントラルチャージ c と臨界指数 η の異方性 α に対する依存性 ($\delta = 1$).

参考文献

- [1] T. Sakai and S. Yamamoto, Phys. Rev. B **60** (1999) 4053.
- [2] S. Yamamoto and T. Sakai, J. Phys.: Condens. Matter 11 (1999) 5175.
- [3] M. Oshikawa, M. Yamanaka and I. Affleck, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 1984.

量子フェリ磁性体の強磁場磁化過程

理研 萩原政幸
CREST, 阪大極限セ 鳴海康雄
金道浩一
名大多元数理 南和彦

量子スピン系の研究は80年代のハルデン問題に代表される一様鎖の研究から最近はより複雑な空間構造を有する梯子鎖や交替鎖の研究に関心が持たれるようになってきている。一方、磁化過程に現れる非自明ななプラトーに関する理論研究からこれらの化合物を含む様々な量子スピン系の磁化過程に関心がもたれ、実験的にもいくつかの化合物で磁化プラトーが観測されている。最近の盛んな磁化過程研究は様々な低次元磁性体の合成、70Tまでの精密な磁化測定及びそれらの実験との比較が可能な計算手段の開発、これら三位一体となった進展があって可能になったとも言える。

前置きが長くなつたが、この研究会で発表した量子フェリ磁性体の強磁場磁化過程について記載していく。ここで量子フェリ磁性体を有磁性の基底状態を持つ一次元磁性体と定義する。対象となる量子フェリ磁性体にはスピン交替鎖や結合形態の特殊な結合交替鎖などが含まれる。理論研究ではスピン量子数S=1/2と1のスピン交替鎖が主に研究され、数多くの知見が得られている。例えば、この量子フェリ磁性体の二種類の励起状態のうちエネルギーギャップのある方のブランチが通常のスピン波理論から導かれるより1.7倍以上も大きいことやスピン相関長が極端に短いこと、帯磁率や磁化などの物理量が計算され低温で強磁性的な性質が現れ、高温で反強磁性的な性質が現れる事などがあげられる。実験の方ではこの系に対応するものはニッケルと銅の交替鎖化合物でいくつか合成されており、そのうちの一つについては筆者らによってその帯磁率や磁化、さらにはNMRの測定が行われ、様々な計算との比較がなされている。

結合形態の特殊な結合交替鎖としては研究会において発表した銅の四量体鎖化合物 Cu(3 - Clpy)₂(N₃)₂ (3 - Clpy = 3 - Chloropyridine)がある。この化合物は銅イオンを架橋するアジド基の付き方が二つずつ交互に異なり、四量体鎖を形成している。この化合物の粉末試料の帯磁率(χ)を χ Tvs. Tでプロットしたものを図1に示している。強磁性-強磁性-反強磁性-反強磁性の相互作用を仮定して各々の強磁性(J_F)と反強磁性(J_{AF})の交換相互作用定数が等しいとして計算した結果が実線や破線などで示されている。この比較から強磁性的な相互作用の大きさが反強磁性的なそれのほぼ半分の四量体鎖であることがわかった。この試料の50Tあたりまでの磁化過程を図2に示している。フェリ磁性体に特徴的な最初のプラトーからおよそ30Tあたりで急激に磁化が大きくなって飽和している。初段のプラトーはLieb - Mattis理論から明らかなようにbipartiteな系においては古典的なものと同じ大きさの所にでるものであるが、ここから飽和に至るプロセスはメタ的でありハイゼンベルグスピンである銅スピンでは奇妙な振る舞いである。銅ダイマー内の強磁

性的なカップリングが強い交替鎖状の $\text{YC}_{\text{u}2}\text{O}_5$ では T_N 以下でメタ的な磁化の跳びが見られ、そのanisotropic exchangeによる異方性が他の交換相互作用より大きいとして解釈しているが、この系の場合、交換相互作用定数はせいぜい10Kのオーダーでありかつ長距離秩序も起こしていない。従ってこの系の特徴から別の機構を考えなければならない。この系は $S=1/2$ と1のスピン交替鎖と同様にスピン相関長が大変短いことが予想される。実際、厳密対角化の計算では8スピンも12スピンも磁化の値が飽和までのすべての範囲ではほぼ同じであった。従って磁化の増加はローカルなスピンの反転に対応すると考え、リング状の4スピンでの簡単な計算からほぼ磁化の跳びに当たる磁場が導出できた。このことからこの系では極端に短いスピン相関長によって磁化の増加があたかもダイマーのような孤立系の磁化におけるレベルクロスのように現れると言えそうである。しかしながら何故このように量子フェリ磁性体でスピン相関長が極端に短いのかという問題は依然残されており、今後の理論研究に期待したい。

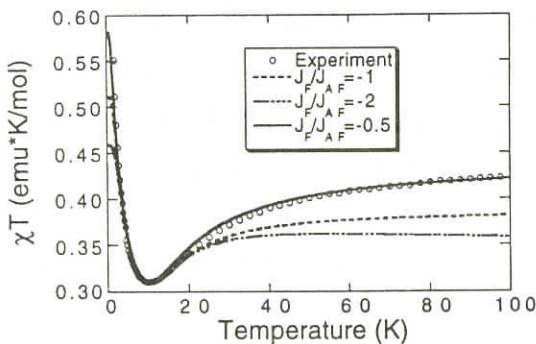


図1 $\text{Cu}(3\text{-Clpy})_2(\text{N}_3)_2$ の帯磁率

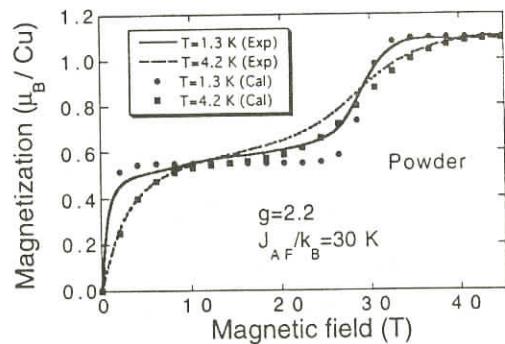


図2 $\text{Cu}(3\text{-Clpy})_2(\text{N}_3)_2$ の強磁場磁化

中性子非弾性散乱によるS=1ボンド交替反強磁性鎖の磁気励起の研究

原研先端基礎研究センター 松岡由貴

目時直人

小池良浩

理化学研究所 萩原政幸

一次元反強磁性交替鎖の物質はその交替比 α が1の時にはHaldane系, 0の時にはSinglet dimmer系となり, 基底状態と励起状態の間にギャップが存在する。 $\alpha=0.6$ のときにはギャップレスになると考えられており, 既に萩原らによってギャップレスの交替比を持つと考えられる $[\text{Ni(333-tet)}(\mu\text{-N}_3)_n](\text{ClO}_4)_n$ の帯磁率などが測定されている[1]。その結果は量子Monte Carlo法を用いた計算によって求められたギャップレス点での振る舞いと良く一致している。

$[\text{Ni(333-tet)}(\mu\text{-NO}_2)_n](\text{ClO}_4)_n$ は帯磁率と磁化の測定が既に行われており, その実験結果を数値計算でfitした結果, $\alpha=0.45$ とギャップレス点に近いダイマー領域に位置することが分かっている。帯磁率は50 K付近にブロードなピークを持ち, 10 K以下で急激に小さくなる。帯磁率と数値計算との比較により, $J/k_B = 53.4$ Kと求められている。磁化は低磁場側では大きさがほぼ零の一定の値を取るが, $H = 9.5$ Tで立ち上がり, 増加する。これらの測定結果からエネルギーギャップの大きさは1.07 meVと求められている。

我々は $[\text{Ni(333-tet)}(\mu\text{-NO}_2)_n](\text{ClO}_4)_n$ のエネルギーギャップを直接観測し, その分散を調べるため, JRR-改3号炉LTAS分光器で中性子非弾性散乱実験を行った。この物質の結晶構造は triclinicのP₁であり, unit cell中に2個のNi原子が存在する, ほぼa軸方向に一次元鎖が並んだ構造である[2]。そこで, 散乱面を a^*c^* 面内

にとり, (1, 0, 0)から一次元鎖にはほぼ平行な方向に q を変化させて測定を行った。測定条件は $E_f = 3.6$ meV, コリメーター角が $30^\circ - 80^\circ - 80^\circ - 80^\circ$, $T = 4.5$ Kである。図1に(1, 0, 0)の非弾性散乱実験の結果を示す。 $dE = 1.14$ meV付近にエネルギーギャップを示すピークが観測された。これは磁化などから既に求められていたエネルギーギャップの大きさとほぼ一致する。このピークは q を変化させると高エネルギー側へ移動する。(図中, q を変化させても $dE = 1.2$ meV付近にとどまって

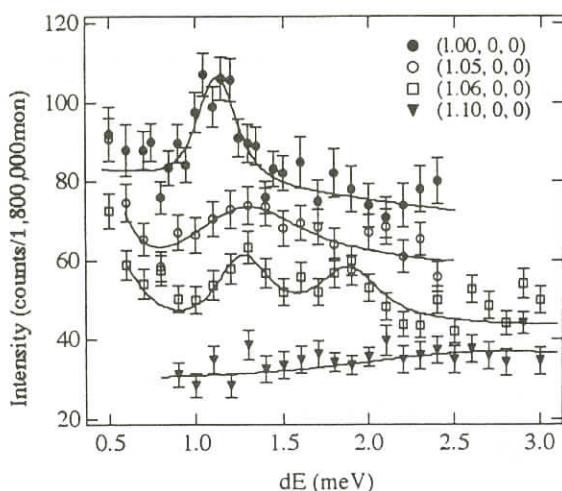


図1 (1, 0, 0)の非弾性散乱

いるように見えるピークは装置の分解能が原因で中心部分の強い散乱を観測してしまったもので、本質的なものではない。)これは、この物質が純粋なダイマー系ではなく、 J , J' が共に有限の値を持っているために分散が生じるからである。中性子非弾性散乱実験の結果から求められた J'/k_B の値はおよそ60 Kであった。これは理論計算から求められる値よりやや大きい。

[1] M. Hagiwara, Y. Narumi, K. Kindo, M. Kohno, H. Nakao, R. Sato, and

M. Takahashi, *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 1312

[2] A. Escure, R. Vicente and X. Solans, *J. Chem. Soc., Dalton Trans.*, (1997) 53

梯子鎖化合物 $\text{Cu}_2(\text{C}_2\text{H}_{12}\text{N}_2)_2\text{Cl}_4$ の磁場中比熱

理研 香取浩子

萩原政幸

Univ. Mönich U. Schollwöck

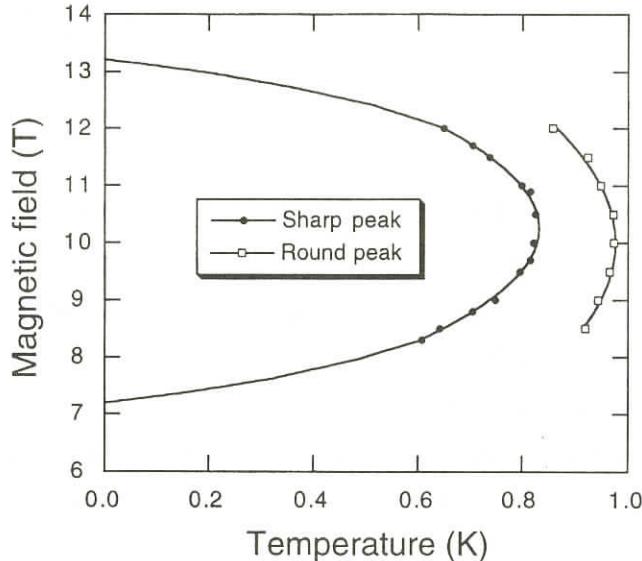
Univ. Hannover H.-J. Mikeska

銅化合物 $\text{Cu}_2(\text{C}_2\text{H}_{12}\text{N}_2)_2\text{Cl}_4$ は帯磁率, 磁化, NMR, 比熱, 中性子散乱などのさまざまな実験により, 交換相互作用定数が~10 Kと小さく, しかも梯子の棧方向の交換相互作用 J_{rung} が足方向 J_{leg} よりも 5 倍ほど大きい, スピン1/2のハイゼンベルグスピン梯子鎖化合物として解釈されてきている。[1,2]。この系のスピニギャップは $H_{\text{c}1} \sim 7$ T の磁場下でつぶれ, $H_{\text{c}2} \sim 13.5$ T で磁化過程に飽和が見られることから, 磁場中ギャップレス相の物性研究において非常に興味が持たれている化合物である。

今回, $\text{Cu}_2(\text{C}_2\text{H}_{12}\text{N}_2)_2\text{Cl}_4$ の単結晶試料を用いて, $T > 0.5$ K, $H \leq 12$ T の条件下で磁場中比熱の測定をおこなった[3,4]。

試料の鎖方向に磁場を印加して得られた磁場中比熱のうち, $H \leq 6$ T で得られた結果は, $J_{\text{rung}}/J_{\text{leg}} = 5$ とした場合のスピン1/2ハイゼンベルグ梯子鎖に対する有限温度密度行列繰り込み群(DMRG)法による数値計算の結果と非常によく一致している。 $H \geq H_{\text{c}1}$ のギャップレス相では, 0.7 K 付近に鋭いピーク, その高温側に緩やかなピークが観測された。図に, 二つのピークが現れる温度の磁場依存性を示す。 $H \geq H_{\text{c}1}$ での数値計算の結果は, 2 K 以上では実験結果とほぼ一致していた。しかし, 低温側では, 緩やかなピークの存在は再現しているが, その大きさは実験結果の1/2程度になっている。シャープなピークの起源については, 現在のところ, ギャップがつぶれたことによる反強磁性長距離秩序の形成[5], あるいはスピン梯子鎖の格子歪みによる格子の不安定[6], の二つの可能性が考えられるが, いずれにおいても, 実験結果を完全には説明できていな

い。また、フェルミオン描像に基づく解析では[7]、高温側には2つの緩やかなピークが現れることが予想されるが、実験及び数値計算では一つのピークのみが観測されている。



参考文献

- [1] G. Chaboussant, M. - H. Julien, Y. Fagot - Revurat, M. Hanson, L. P. Lévy, C. Berthier, M. Horvatic and O. Piovesana, Eur. Phys. J. B 6, 167 (1998).
- [2] P.R. Hammar, D.H. Reich, and C. Broholm, Phy. Rev. B 57, 7846 (1998).
- [3] M. Hagiwara, H. Aruga Katori, U. Schollwöck, and H. - J. Mikeska, to appear in Physica B.
- [4] M. Hagiwara, H. Aruga Katori, U. Schollwöck, and H. - J. Mikeska, preprint.
- [5] T. Giamarchi and A. Tsvelik, Phys. Rev. B 59, 11398 (1998).
- [6] N. Nagaosa and S. Murakami, J. Phys. Soc. Jpn. 67, 1876(1998).
- [7] A.K. Kolezhuk, H. - J. Mikeska, K. Maisinger, and U. Schollwöck, Phys. Rev. B59, 13565 (1999).

量子スピン系の強磁場ESRと磁気相転移

神戸大理 太田 仁
神戸大VBL 大久保 晋
筑波大物理 菊池 彦光
長沢 博

近年、ボンド交替系やラグー系など様々な量子スピン系のモデル物質が作られ、量子スピン系の実験的研究が進んでいる。我々は、強磁場ESR[1]やX-band ESR測定から量子スピン系の研究をおこなっている。以前、一次元反強磁性体のESRのgシフトや線幅の温度依存性はよく研究され、永田らの理論である程度理解されているが、 $S=1/2, 1$ の量子スピン系のESRの理論は必ずしも確立しておらず、つい最近押川の理論や宮下の計算によって量子スピン系のESRを説明する試みがなされているというのが現状で、今後理論実験の両面から研究が進められることがのぞまれる。そこで、ここでは最近注目されている2つの量子スpin系のESRの温度依存性に注目してその実験結果を報告する。

近年、 $Cu_2(C_5H_{12}N_2)_2Cl_4$ (CHpC)はスピンラグー系といわれて精力的に研究がすすめられている。この系は8K以下で基底一重項をとり、磁化測定から7.5T以上で磁化が生じ、13Tで飽和することが知られているが、我々の強磁場ESRによる詳細な周波数依存性の測定から図1に示したように7.5, 13 Tのみでなく10T付近にも異常があることが観測された。[2]磁化測定からは10Tに磁化プラトーのような異常はないので、強磁場ESRにあらわれた異常の原因として、この系の特異な交換相互作用パラメーターを反映している可能性や10Tの異常はダイナミカルなものである可能性などが考えられるが、今後の検討が必要である。X-band ESRによるCHpCの温度依存性の測定は、8K以下で線幅の増大を示し、gシフトは $H//g_1, g_3$ で増大、 $H//g_2$ で減少を示し、以前から知られている一次元反強磁性体のESRと類似の振舞いをみせた。しかし、gシフトは周波数を変化させた時、磁気相転移と対応して変化しているようで、今後相図との詳細な対応を検討することによって、各相におけるダイナミクスを議論することが可能になるものと期待される。

一方、 $S=1$ ギャップレスボンド交替系のモデル物質 $Ni(333\text{-tet})(\mu\text{-}N_3)(ClO_4)$ は、線幅がひろいため308.8GHzの高周波数ではじめて広い温度領域でESRの観測に成功した。図2に示したように帯磁率が最大をとる温度113K以下で線幅の増大とg値の減少が始まる。試料は単結晶が低温でわれてしまうので、粉末試料で測定したが、線形の温度変化から典型的な一次元反強磁性体のESRの振舞いとは異なり一様にg値が低温にするにつれて減少するよう見え、量子スpin系の特異な振舞いである可能性があり興味深い。

参考文献

- [1] N. Nakagawa *et al.* : Int. J. Infrared MMW 19 (1998) 167.
[2] H. Ohta *et al.* : J. Phys. Soc. Jpn. 68 (1999) 732.

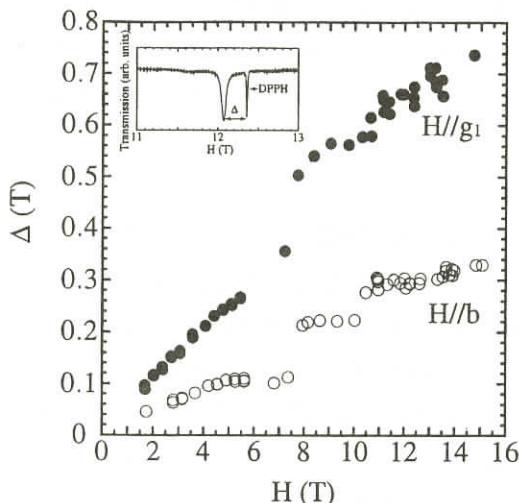
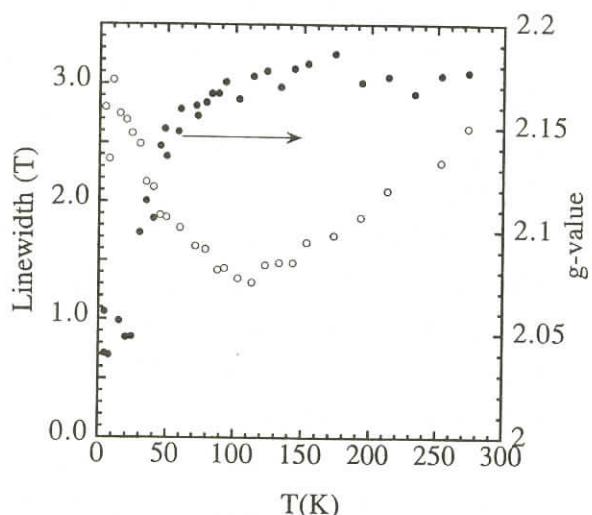


図 1 CHpC

図 2 Ni(333-tet)(μ -N₃)(ClO₄)

「核磁気緩和に見るハルデンギャップ系の磁場中スピンドイナミクス」

京都大学人間・環境学研究科 後 藤 喬 雄

(1) TMNINの磁場中核磁気緩和

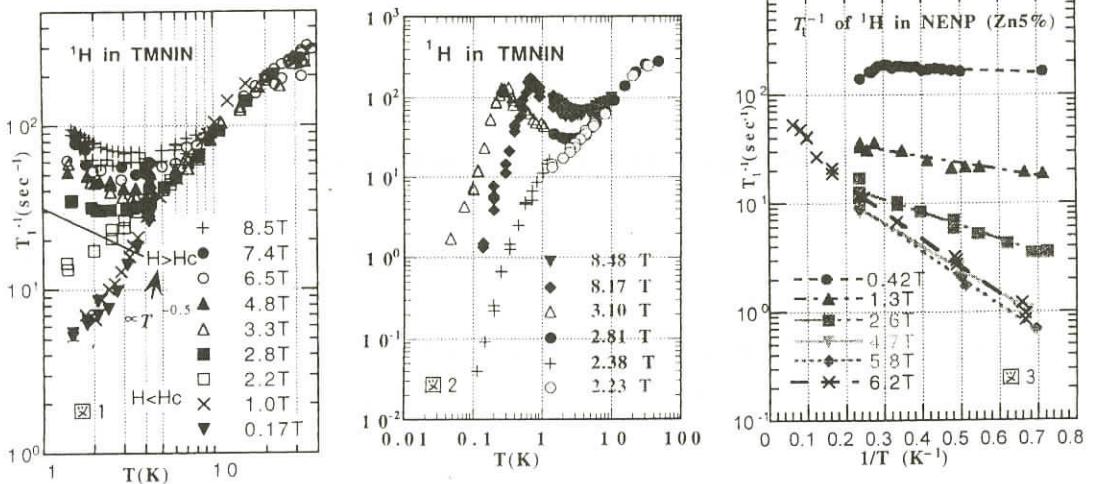
臨界磁場 $H_c=2.7\text{ T}$ を持つTMNINについて、プロトンの核スピン-格子緩和時間 T_1 の温度依存性を、 H_c を含む広い範囲の磁場($H<8.4\text{ T}$)をパラメータとし、80mKまでの超低温域を含む広い温度域で測定した。結果を図1と図2に示す。

$H < H_c$ では、有限のギャップの存在を反映して、熱活性化型の温度依存性を示す。ただし、 $H < 1\text{ T}$ では、磁場依存性がほとんどなくなる。実験結果は、SagiとAffleckによる非線形シグマモデルに基づく緩和の理論(励起状態 $S_z=\pm 1$ のブランチ内のマグノン散乱による緩和)[1]で解釈した。 $1\text{ T} < H < H_c$ では、低エネルギー-ブランチのエネルギー-ギャップを反映して、低エネルギー-ブランチのみが緩和に有効であるが、 $H < 1\text{ T}$ では、ギャップが逆の磁場依存性を持つ2つのブランチが有効となり、結果として磁場依存性がほとんどなくなるとして解釈できる。他方、 $H > H_c$ について

は、 $1/T_1 \propto T^{-\alpha}$ という発散的傾向を持つ。H~Hcで $\alpha=0.5$ で、Hの増大につれて、 α は増加する傾向を持ち、8.5Tでは、 $\alpha=0.7$ であった。この結果は、H>Hcでは、Staggered相関の有効性を取り入れた、SagiとAffleckの理論[1]、また、ラダー系に対するHagaとSugaの理論[2]で与えられる表式、 $1/T_1 \propto T^{-(1-\mu)}$ （ここで、 μ 相関パラメータ）でよく解釈できる。また、指数 α の磁場依存性は、ハルデン系に対するSakaiとTakahashiの数値計算[3]の結果、UsamiとSugaのラダー系の結果[4]とよく符合する。これは、H>HcにおけるLuttinger液体状態の実現を示唆するものであろう。また、H>Hcでは、8.4Tで、0.7K近傍、3.16Tでは、0.26近傍でピークを持ち、これより低温では、 $1/T_1 \propto T^3$ というベキ的振舞いを示す。このピークは3次元的長距離秩序の兆候を示唆するものと考えられる。

(2) 不純物を含むNENPにおけるプロトンの核磁気緩和

不純物を含むNENPにおけるプロトンの T_1 の温度依存性を濃度を変えた塩について測定し、有限鎖の端にあらわれる端スピンの緩和に及ぼす効果を調べた。不純物濃度が少ない場合、端スピンは非磁性固体中の磁性不純物のようにむしろ独立に振舞い、これによる揺動磁場がプロトン核の緩和に寄与しているが[5]、一方、不純物濃度が高い場合は、有限鎖内のスピンが端スピンの存在に伴うKennedy-triplet状態にあり、磁場の増大につれてZeeman準位の開きに依存した温度依存性を持つこと（図3）が明らかとなった。これは、現実の有限鎖においては、ある濃度を境に、系にハルデン的基底状態とKennedy-triplet状態のクロスオーバーがあることによると考えられる。



- [1] J. Sagi and I. Affleck, Phys. Rev. B, 53, 9188 (1996)
- [2] Usami and Suga, Phys. Rev. B, 58, 14401 (1998)
- [3] T. Sakai and M. Takahashi, J. Phys. Soc. Jpn, 60, 3615 (1991)
- [4] N. Haga and S. Suga, to be published
- [5] T. Goto, S. Sato, Y. Matumura and M. Hagiwara, Phys. Rev. B, 55, 2709 (1997)

対角的相互作用を持つ $S=1/2$ スピンラダー系の磁場中での核磁気共鳴緩和率

大阪大学大学院工学研究科応用物理学 菅 誠一郎
芳賀伸烈

ギャップを持つ 1 次元量子スピン系の特徴は相関関数に関係した臨界的性質や動的性質に顕著に現れることが知られている。実際、 $\text{Cu}_2(\text{C}_5\text{H}_{12}\text{N}_2)_2\text{Cl}_4$ 磁場中核磁気共鳴緩和率 $1/T_1$ が測定され[1]、温度に関する発散のべきの磁場依存性が議論されている。

そこで本研究では対角的相互作用 (J_2) を含む $S=1/2$ スピン梯子系(鎖間相互作用 J_\perp , 鎖内相互作用 J_1) の磁場でギャップが閉じた領域 $0 \leq m \leq 1/2$, ($H_{c1} \leq H \leq H_{c2}$) (m は磁化) での核磁気共鳴緩和率を計算する。次のハミルトニアンを考える。

$$\mathcal{H} = J_\perp \sum_{i=1}^N S_{i,1} \cdot S_{i,2} + J_1 \sum_{i=1}^N \sum_{\mu=1}^2 S_{i,\mu} \cdot S_{i+1,\mu} + J_2 \sum_{i=1}^N S_{i,1} \cdot S_{i+1,2} - g\mu_B H \sum_{i=1}^N \sum_{\mu=1}^2 S_{i,\mu}^z. \quad (1)$$

$J_\perp \gg |J_1|, |J_2|$ の場合、このモデルは有効ハミルトニアンとして有効磁場中の 1 次元 $S=1/2XXZ$ モデルにマップされる。 $\text{Cu}_2(\text{C}_5\text{H}_{12}\text{N}_2)_2\text{Cl}_4$ は $J_1=1.0$, $J_2=-0.55$ and $J_\perp=5.5$ のパラメータでよく記述され、この条件を満足するので、1 次元 $S=1/2XXZ$ モデル (異法性パラメータ $\Delta=0.284$) を用いて表されると考えられる。

磁場中では $1/T_1 \sim T \lim_{\omega \rightarrow 0} (1/\omega) \int dk \Im m [\chi_{||}(k, \omega) + \chi_\perp(k, \omega)]$ となる。ここで $\chi_{||}(k, \omega)$, $\chi_\perp(k, \omega)$ はそれぞれ磁場に平行、垂直な動的スピン相関関数である。動的スピン相関関数を松原 strip へ共形変換し、温度に関して発散的振る舞いをする可能性がある項にのみ注目すれば $1/T_1 \sim \tilde{C}_2 T^{\eta^z-1} + \tilde{D}_1 T^{\eta^x-1}$ が得られる。ここで、第 1 項は磁場に平行な動的相関関数の非整合成分から、第 2 項は磁場に垂直な相関関数のスタガード成分からの寄与である。 $0 \leq m \leq 1/2$ で系は朝永・ラッティンジャー流体で記述される事が知られているので $\eta^x \eta^z = 1$ が成立する。臨界指数 η^z は有効ハミルトニアンより dressed charge を用いて厳密な表式が得られる[2]。その結果、一般に $m=0, 1/2$ で $\eta^z=2.0$ 、磁場の増加に伴い $0 < \Delta \leq 1$ の場合は $1 < \eta^z \leq 2$ を満足しながら上に凸、 $-1 < \Delta < 0$ の場合は $2 \leq \eta^z$ を満足しながら下に凸となることが明らかになった。これにより、 $1/T_1$ の発散に寄与するのは磁場に垂直な相関関数のスタガード成分で、 $1/T_1 \sim \tilde{D}_1 T^{1/\eta^z-1} \equiv \tilde{D}_1 T^{-\alpha}$ という結果が得られる。 $\text{Cu}_2(\text{C}_5\text{H}_{12}\text{N}_2)_2\text{Cl}_4$ に対応する系と通常 ($J_2=0$) の $S=1/2$ スピン梯子系での $1/T_1$ の発散のべき α に対する結果を Fig.1 に示してある。実線と点線は有効ハミルトニアンに基づく結果、点で示してあるのは数値対角化と共に場理論に基づく有限サイズスケーリングとを組み合わせて数値計算[3] により得られた結果である。この結果はボゾン化法により Chitra and Giamarchi により得られた結果[4] と定性的に異っている。

ここで行った $1/T_1$ に対する解析は朝永・ラッティンジャー流体に一般的に適用される。そこで、

既に得られているハルデーンギャップ系の $0 \leq m \leq 1$ での臨界指数の振る舞い[5]を援用して評価した結果、ハルデーンギャップ系の $1/T_1$ の発散に寄与するのは磁場に垂直な相関関数のスタガード成分で、 $m=0, 1$ で $\alpha=1/2$ 、磁場の増加に伴い $m \sim 0.3$ で最大値 $\alpha \sim 0.7$ をとる事が明らかになった。この結果はごく最近 $(CH_3)_4NNi(NO_2)_3$ で観測された結果[6]と定量的にもほぼ一致する。更に、 $CuGeO_3$ を記述すると考えられるモデル($J_{\perp}=2.06, J_1=0.48, J_2=1.94$)に対しても臨界指数の数値計算結果[7]を用いて解析したところ、 $0.1 < m \leq 0.35$ で $\alpha=1-\eta^z$ 、 $0.35 \leq m \leq 1/2$ で $\alpha=1-\eta^x$ という興味深い振る舞いを示すことが明らかになった。

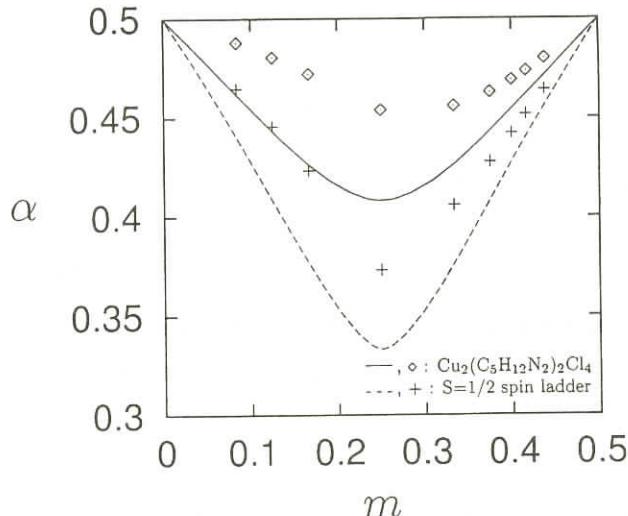


Fig.1 対角的相互作用を含む $S=1/2$ スピン梯子系の $1/T_1$ の m 依存性

参考文献

- [1] G. Chaboussant et al, Phys. Rev. Lett. **80**, 2713 (1998).
- [2] N. M. Bogoliubov et al , Nucl. Phys. B **275**, 687 (1986).
- [3] M. Usami and S. Suga, Phys. Rev. B **58**, 14401 (1998).
- [4] R. Chitra and T. Giamarchi, Phys. Rev. B **55**, 5816 (1997).
- [5] T. Sakai and M. Takahashi, J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 3615 (1991).
- [6] T. Goto et al , Physica B, (2000) it *in press*.
- [7] M. Usami and S. Suga, Phys. Lett. A **240**, 85(1998).

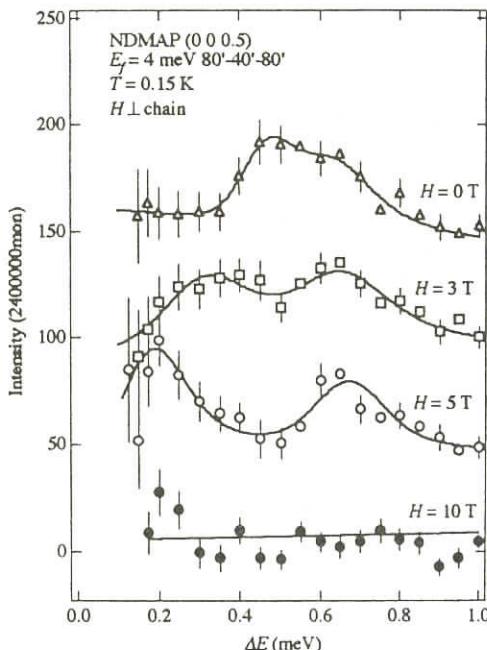
直鎖型ハルデン化合物NDMAZ, NDMAPの中性子散乱実験

原研先端研 小池良浩
 目時直人
 松岡由貴
 阪大極限セ 小林達生
 都立大院理 山下正廣

一次元 ($S=1$) Heisenberg 反強磁性体(ハルデン系) の基底状態に関しては、これまで理論、実験両面から多くのことが明らかにされてきた。最近、 Ni^{2+} イオンが直線的に並んだ直鎖型ハルデン化合物 NDMAZ 及び NDMAP における磁場誘起反強磁性秩序が比熱の測定によって報告されている。本研究の目的は、直鎖型ハルデン化合物における磁場誘起反強磁性秩序と、磁気励起の変化を中性子散乱実験によって明らかにすることである。

実験は JRR - 3M に設置された三軸分光器 LTAS 及び TAS2 において行った。磁場中の測定には、原研で開発した液体ヘリウムフリーの 10T マグネットとヘリウムフリー希釈冷凍機を用いた。

NDMAZ 及び NDMAP の $Q(0\ 0\ 0.5)$ における磁気励起スペクトル測定の結果、NDMAZ では約 1.7 meV と約 3.5 meV に、NDMAP では約 0.6 meV にギャップを観測した。これらの値は帶磁率の結果から予想される値とだいたい一致している。さらにこれらの励起の分散関係及び磁場依存性の測定を行った。例として図に NDMAP におけるギャップの磁場依存性を示す。磁場は Ni 鎖に垂直に加えている。0T における 0.6 meV 付近のピークがゼーマン効果によって分裂し、5T ではギャップは 0.2 meV 以下まで減少した。さらに、比熱測定によって報告されている臨界磁場 (H_c 6 T) 以上の磁場を加えたところ、 H_c 以下で観測されていた 2 つの励起が観測されなくなった。これは H_c でエネルギー順位が交差し基底状態が入れ替わったことによると考えられる。さらに反強磁性秩序状態について調べるために、中性子弹性散乱を行った。主に $Q(0\ 0\ 0.5)$, $(1\ 0\ 0.5)$ 等の反強磁性の散乱ベクトル近傍を注意深く測定したが、秩序状態に伴うブレッゲピークは観察されなかった。



NDMAP の非弾性散乱プロファイル 磁場依存性

新しいハルデン物質 $PbNi_2V_2O_8$ の物性と不純物誘起反強磁性相の出現

東京大学大学院新領域創成科学研究科物質系専攻 内野倉 國 光

$S=1/2$ のスピニギャップ系ではスピニパイエルス物質 $CuGeO_3$ や two-leg ladder スピニ系の $SrCu_2O_3$ で不純物誘起反強磁性相の出現が知られている。一方 $S=1$ のスピニギャップ系であるハルデン物質では、このような現象は観測されたことはなく、ハルデン系はこのような摂動に対して秩序相に転移することはないと思われていたようだ。これは正しいであろうか、という疑問から $S=1$ 低次元スピニ系でこのような現象を調べた。

従来報告がないので、新しい $S=1$ スピニ系を見つけなければならない。最初に候補に上ったのは $Sr_2NiV_2O_8$ であった。この物質は $S=1$ のスピニを持つ Ni^{2+} イオンを中心に含む NiO_6 八面体が 4 回の螺旋構造をした鎖を形成し、鎖間には非磁性の VO_4 四面体と Sr^{2+} イオンがあり隔てられている。帯磁率の測定から、この物質は 6 K 以上ではスピニギャップを持つような振舞いをするが、6 K 以下で秩序状態を持つことが、明らかになった。

そこで我々は Sr を Pb で全置換した新しい物質 $PbNi_2V_2O_8$ を作製したところ、この物質がハルデン物質であることを、帯磁率の温度依存性、磁化の磁場依存性(パルス磁場測定)、中性子非弾性散乱により確認した。さらにこの物質は基底状態がハルデン状態ではあるが鎖間相互作用が比較的に強く、容易軸型反強磁性相との境界に近いことを明らかにした。このことは $CuGeO_3$ と類似の性質である。

この物質で $S=1$ を持つ Cu イオンを $S=0$ の Mg イオンで置換することにより反強磁性相の出現することを見出した。

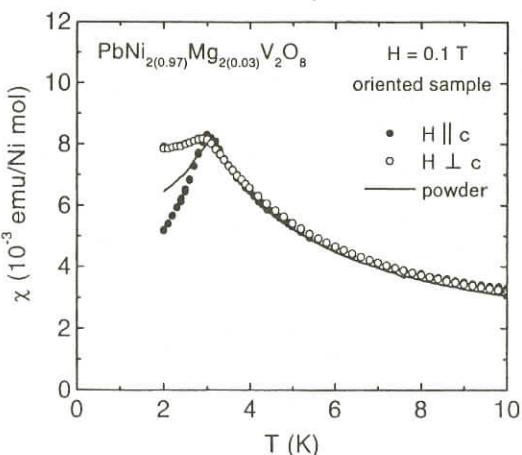


図 1. $Pb(Ni_{0.97}Mg_{0.03})_2V_2O_8$ の $\chi_{\parallel,\perp c}(T)$ 。
(文献 [1] より)

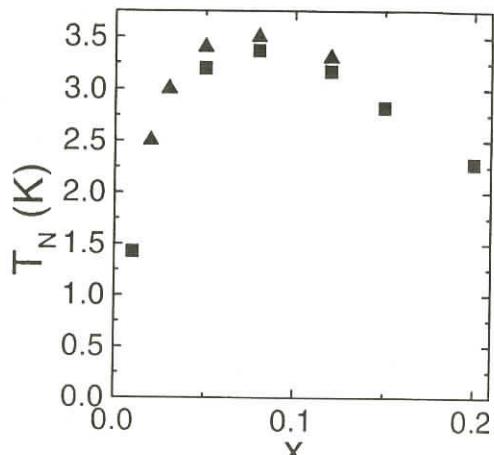


図 2. $Pb(Ni_{1-x}Mg_x)_2V_2O_8$ の $T - x$ 相図。
(文献 [2] より)

図1にはNiをMg(Mg^{2+} イオンは $S=0$)で3%置換した、磁場中で配向した試料での帶磁率の異方性を示す。これは反強磁性相転移に特徴的な振舞いである。また $H \parallel c$ でspin-flop転移に相当するとおもわれる異常が見つかり、比熱測定でも異常が見つかった。これらのことから、我々は反強磁性相転移であることを結論した。図2には帶磁率(三角形)、比熱(四角形)のピークから求めた温度-Mg濃度相図を示す。

これらの実験事実から不純物誘起反強磁性相は $S=1/2$ のスピニギャップ系に特有の性質ではなく、鎖間相互作用の比較的強いスピニギャップ系に共通の性質であることを結論した。

- [1] Y. Uchiyama, Y. Sasago, I. Tsukada, K. Uchinokura, A. Zheludev, T. Hayashi, N. Miura, and P. Böni, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 632.
- [2] K. Uchinokura, Y. Uchiyama, Y. Sasago, I. Tsukada, A. Zheludev, T. Hayashi, N. Miura and P. Böni, Proc. 22nd Int. Conf on Low Temperature Physics(LT22), *Physica B*(in press).

ハルディン系に対する高次元性の効果

大阪大学大学院工学研究科応用物理学専攻 古賀昌久
川上則雄

最近、基底状態と励起状態の間にギャップを持つ低次元量子スピン系の研究が理論的にも実験的にも盛んに行われている。特にスピン $S=1$ ボンド交代鎖においては、ダイマー相とハルディン相との競合が、場の理論や数値計算によって詳細に調べられている。また、実験的に観測されている单一イオン異方性の効果についても調べられていて、そこではLarge- D 相との競合が現れる。しかしながら、現実の物質では古典的な磁気秩序を誘起する鎖間相互作用の効果を無視できないことも多い。

そこで本研究においては次式のようなボンド交代構造を持つ反強磁性ハイゼンベルグ模型を用いて、量子相転移現象について考察した。

$$H = \sum \Gamma_{ij} S_i \cdot S_j + J \sum S_i \cdot S_j + D \sum (S_z^i)^2$$

ここで最初の和は鎖内相互作用を表し、 $\Gamma_{ij} = 1, \alpha$ とおく(ボンド交代比 α)。また鎖間相互作用を J 、異方性 D とする。この模型を用いて、絶対零度におけるダイマー相、ハルディン相、Large- D 相、さらに鎖間相互作用によって誘起される反強磁性相との競合について調べた。ここでは量子相転移を定量的に取り扱うため、Gelfandらが行った摂動クラスター展開[1]を用いた解析を行った。こ

の方法論によるアプローチは、孤立シングレット状態を解析の出発点とするため、ダイマー相を取り扱うには適した方法論であるが、ハルディン相を直接取り扱うことはできなかった。そこで、上のハミルトニアンを等価な混合スピン模型にマップし、混合スピンシングレットを出発点とする摂動クラスター展開を適用した[2]。そして、以前になされた研究[3]を定量的に改良することができた。

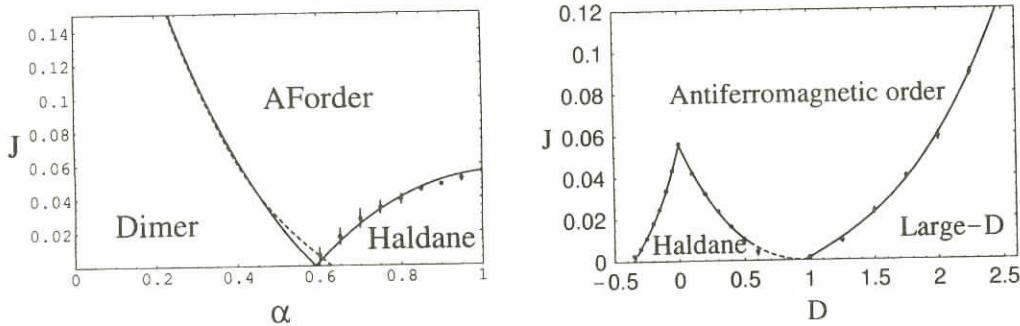


図 二次元Haldane系の相図(左: $D=0$, 右: $\alpha=1$)

参考文献

- [1] M. P. Gelfand, R. R. P. Singh and D. A. Huse: J. Stat. Phys. **59** (1990) 1093.
- [2] A. Koga and N. Kawakami: cond-mat/9908289; preprint.
- [3] T. Sakai and M. Takahashi: J. Phys. Soc. Jpn. **58**(1989) 3131; Phys. Rev. B **42** (1990) 4537.

光散乱で見るスピン・パイエルス系CuGeO₃の不純物置換効果

上智大理工 黒江 晴彦

関根 智幸

CuGeO₃は $T_{SP}=14K$ でスピン・パイエルス(SP)転移を起こす。SP相 ($T < T_{SP}$) では $2a \times b \times 2c$ の超格子構造が生じ、磁気的な基底状態 ($S=0$) と第一励起状態 ($S=1$) 間に SP ギャップが生じる。磁性を担う $S=1/2$ の Cu²⁺ イオンを $S=0$ の Zn, Mg や $S=1$ の Ni に置換したり、Ge⁴⁺ イオンを Si⁴⁺ イオンに置換すると、SP 転移が抑制され、低温に三次元的な反強磁性長距離秩序 (AF - LRO) を持つ相が誘起される。低濃度不純物置換試料では AF - LRO と超格子構造の長距離秩序 (SP - LRO) が共存した dimerized 反強磁性 (D - AF) 相になり、高濃度不純物置換試料では超格子構造が短距

離秩序 (SP - SRO) になったuniform 反強磁性 (U - AF) 相が生じる。我々は SP系物質 CuGeO₃ の不純物置換効果を光散乱の手法を使って研究した。

図1に示されるように、低温のラマン・スペクトルには格子系の超格子構造を反映したフォノンの折り返しモードが観測される[1]。非置換系や低濃度不純物置換系の SP相やD-AF 相では SP - LROを反映して、折り返しモードは鋭いLorentz型のピークになる。一方、高濃度不純物置換試料の幅広い温度領域では SP - SRO を反映して、折り返しモードの強度が弱くなり、半値幅が広がり、ピークは高波数側に尾を引く。このスペクトルは AF - LROの温度領域でも観測された。U - AF 相が生じている証拠である。又、相転移近傍の揺らぎにより低濃度不純物置換試料のTSP 近傍でも似たようなスペクトルが観測される。折り返しモードの不純物置換による変化は、非磁性不純物、磁性不純物の両方で観測された。

図2に示されるように、低濃度不純物置換系では、SPギャップ・モードが観測される[2]。SP ギャップ・モードは非磁性不純物置換系でも、磁性不純物置換系でも観測された。光散乱から求められた SP ギャップの温度依存性は相転移温度 T_{SP} と絶対零度の SP ギャップの大きさ Δ_0 を用いて $\Delta_0(1 - T/T_{\text{SP}})^{\beta}$, ($\beta \sim 0.09$) と書かれる。不純物置換により SP ギャップは小さくなる。非置換系で観測された磁気励起束縛状態は、不純物置換系では磁気励起共鳴状態に移行する。これらの低波数部のスペクトルの変化も、非磁性不純物、磁性不純物の両方で観測された。

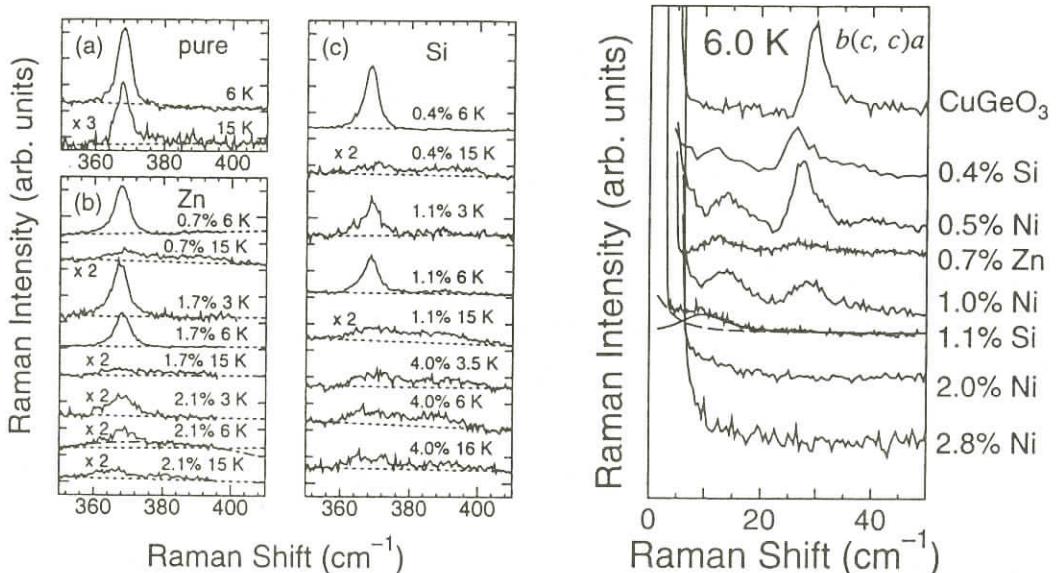


図1(左): 非置換系(a), Zn 置換系(b), Si 置換系(c)の折り返しモード

図2(右): 非置換系, Zn 置換系, Si 置換系, Ni 置換系の低波数部ラマン・スペクトル

[1] H. Kuroe *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **68** (1999)2046.

[2] T. Sekine *et al.* J. Phys. Soc. Jpn. **67** (1998)1440.

TlCuCl₃ におけるマグノンのボーズ・AINシュタイン凝縮

東工大理 二国徹郎
 押川正毅
 大沢明
 田中秀数

TlCuCl₃ は強いダイマー相互作用のために一重項基底状態を持ち、磁気励起エネルギーギャップ $\Delta/k_B \approx 7.5\text{K}$ を持つ。この物質にギャップより大きい磁場をかけると ($H > H_g = \Delta/(g\mu_B)$) ダイマー間相互作用のために 3 次元磁気秩序を示す[1]。この磁場誘起相転移を、マグノンのボーズ・AINシュタイン凝縮という描像に基づいて議論する[2]。

結合ダイマー系では一般に、基底一重項 ($S=0$) からの磁気励起 ($S=1$) をボーズ粒子 (マグノン) として扱うことができる。十分低温 $k_B T \ll \Delta$ でしかも $H \sim H_g$ のとき、主に $S^z=1$ のマグノンだけが励起されていると考えてよい。このような状況では、スピン系は低密度ボーズ粒子 (マグノン) 系に書き直すことができる。マグノンの粒子数 N と磁化 M は $M = g\mu_B N$ という関係にある。低密度のマグノン系の低エネルギー極限における有効ハミルトニアンは、交換相互作用の詳細によらず一般に

$$H = \sum_k \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \mu \right) a_k^\dagger a_k + \frac{v_0}{2} \sum_{k,k',q} a_{k+q}^\dagger a_{k'-q}^\dagger a_k a_{k'}.$$
 (1)

という形で書ける。ここで、化学ポテンシャルは $\mu = g\mu_B(H - H_g)$ によって与えられる。つまり、このボーズ粒子系は磁場によって化学ポテンシャルを制御できるという特徴がある。このBose粒子系を Hartree - Fock 近似で考えると、自由粒子が有効化学ポテンシャル $\mu_{eff} = \mu - 2gn$ (n は粒子密度) のもとで運動していると見なせる。磁場が強くなつて $\mu_{eff} = 0$ つまり $\mu = 2v_0 n$ となると、巨視的な数のマグノンが $k=0$ の状態に凝縮する。これが起こる化学ポテンシャルと温度の関係は

$$\mu_c = 2v_0 \left(\frac{mk_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \zeta(3/2).$$
 (2)

によって与えられる。したがって転移磁場の温度依存性として $[H_c(T) - H_g] \propto T^{3/2}$ を得る。このようなべき的振るまいは実験的にも観測されている。凝縮相 ($\mu > \mu_c$) では凝縮体秩序変数 $\langle a_0 \rangle = \sqrt{N_c} e^{i\theta} \neq 0$ が有限な値を持つ。ここで N_c は凝縮しているマグノンの数である。もとのスピン系の言葉では、これは磁化の横成分が秩序することに相当する。Bose粒子系に対して Hartree - Fock - Popov (HFP) 近似を使うとマグノン粒子密度 (一様磁化) の温度依存性を計算できる。得られた磁化曲線の主な特徴は以下の通りである：(i) T_c 以上では磁化は下に凸な関数で

ある。(ii) T_c 以下では磁化は上に凸な関数で、温度の増加に対して減少する。これらの特徴は実験結果[1]を定性的に再現している。一方、Tachiki, Yamada [3]による偽スピン表示を用いた分子場近似理論ではこのような温度依存性は説明できない。

以上により、我々は TiCuCl_3 で観測された磁場誘起相転移は本質的にマグノンの凝縮として理解できることを示した。このようなマグノンの凝縮は、一般的にスピンギャップを持つ様々な系において観測され得るものと期待できる。

参考文献

- [1] A.Oosawa M. Ishii and H.Tanaka, J. Phys. : Condens. Matter **11**, 265 (1999).
- [2] T. Nikuni, M. Oshikawa, A. Oosawa and H. Tanaka, cond-mat/9908118.
- [3] M.Tachiki and T.Yamada, Suppl. Prog. Theor. Phys. **46**, 291 (1970);

スピンギャップ系 TiCuCl_3 の磁場誘起相転移とランダムネスの効果

(ボース - アインシュタイン凝縮とアンダーソン局在の競合)

東工大理 大沢 明
田中秀数

TiCuCl_3 の結晶構造の特徴は化学的ダイマー Cu_2Cl_6 が積層して二重鎖構造を形成している事である。 TiCuCl_3 の磁気的基底状態は励起ギャップ $\Delta/k_B=7.5\text{K}$ をもつシングレット状態である。このギャップは Cu_2Cl_6 内の強い反強磁性相互作用によって生ずる。最近の磁気励起の研究から、この系は反強磁性ダイマーが三次元的に結合した系として記述されることがわかった。ギャップをこわす臨界磁場以上の磁場を加えると、三次元性のために磁気秩序が発生することが予測される。我々は最近、磁気測定によって、そのような磁場誘起相転移を観測した[1]。ダイマーのシングレット状態を真空に、磁場と共にエネルギーレベルの下がるトリプレット状態をボソン（マグノン）と置くと、この系は磁場中で磁化 $g\mu_B$ を持つマグノンの集合体として表され、磁場誘起相転移は、マグノンのボース - アインシュタイン凝縮(BEC) として記述される[2]。この場合、磁化は全粒子密度に、部分格子磁化は凝縮体密度に、そして磁場は化学ポテンシャルに対応する。この様に磁場誘起相転移を BEC で記述すると、相転移温度 T_N と磁場の関係や磁化の温度依存性がうまく説明されることがわかった[2]。

我々は BEC に対するランダムネスの効果を調べるために同型物質である KCuCl_3 との混晶 $(\text{Ti}_{1-x}\text{K}_x)\text{CuCl}_3$ を作成し、磁気測定で磁場誘起相転移を調べた。

図 1 は $(\text{Ti}_{1-x}\text{K}_x)\text{CuCl}_3$ において $H=7\text{T}$ での磁化の温度変化を表している。磁場 H は b 軸に平行に

かけられている。 $x=0$ は pure な TlCuCl_3 を表し、約 4K 付近で極小値をとり、凝縮することによって再び磁化が増大する傾向が見られている。そしてこの図をみると、 $(\text{Tl}_{1-x}\text{K}_x)\text{CuCl}_3$ においても TlCuCl_3 と同様にボーズ凝縮が観測され、濃度が増すにつれて $H=7\text{T}$ での相転移点 T_N が減少する傾向が見られた。

図 2 は $(\text{Tl}_{1-x}\text{K}_x)\text{CuCl}_3$ において磁化の温度変化、磁場変化から決めた温度 - 磁場相図を表している。磁場はエネルギーギャップに相当する臨界磁場 H_c で normalize してある。これを見ると秩序相の領域が濃度が増すにつれて狭くなっていく傾向が見られる。非磁性の Tl^+ イオンを K^+ イオンで一部置換すると、交換相互作用にランダムネスが入る。これはボーズ粒子系でいうと、化学ポテンシャル、粒子のホッピング及び粒子間の斥力相互作用にランダムネスが導入されたことになる。従って K^+ イオンの量を増やすと T_N が低下する現象は、BEC とアンダーソン局在の競合が起こり、それによって凝縮温度が低下したものと解釈される。

[1] A. Oosawa *et al.*: J. Phys.: Condens. Matter **11** (1999) 265.

[2] T. Nikuni *et al.*: cond-mat/9908118

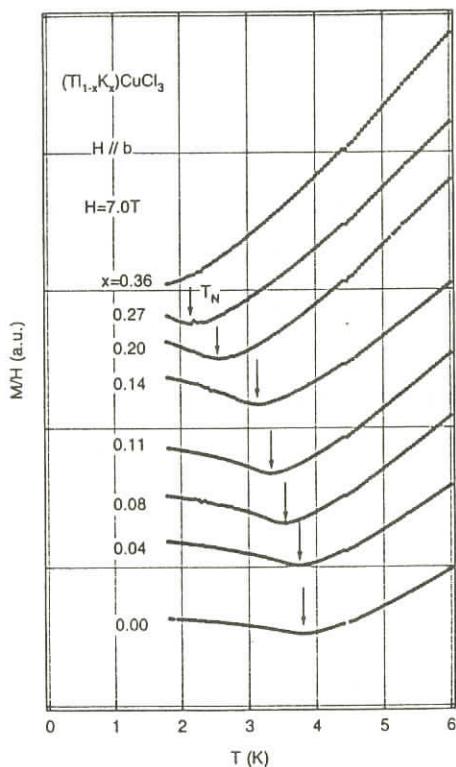


図 1 : $(\text{Tl}_{1-x}\text{K}_x)\text{CuCl}_3$ において $H=7\text{T}$ での磁化の温度変化

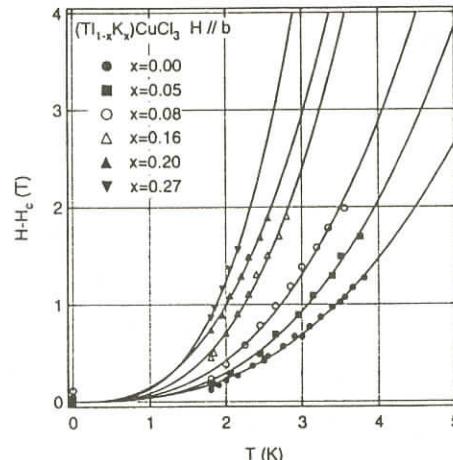


図 2 : $(\text{Tl}_{1-x}\text{K}_x)\text{CuCl}_3$ において $H \parallel b$ での温度 T と換算磁場 $H - H_c$ の相図

スピニギャップ系 $TlCuCl_3$ の強磁場 ESR

神戸大VBL	大久保 晋
神戸大理	太田 仁
東工大理	田中秀数

$TlCuCl_3$ は $KCuCl_3$ と同じ結晶構造を持つ量子スピン 2 重鎖系物質である。 $S=1/2$ の Cu^{2+} が 2 重鎖を形成しており、鎖内、次近接が反強磁性的、次々近接が強磁的に結合している。単結晶の測定から帶磁率が、38K にブロードなピークをもち低温でゼロに向かっていくことが報告されている[1]。このことから基底一重項の状態を持ち、第一励起状態との間にはギャップが開いているスピニギャップ系であることと考えられている。SQUID を用いた磁化の温度依存性、また磁化測定の磁化の立ち上がりの臨界磁場の温度依存性から、3 次元秩序化の磁場温度相図が提案されている[2]。この相境界は $H \parallel b$ と $H \perp (10\bar{2})$ で異方的であるが、g 値で規格化でき、異方性は g 値の異方性だけで決まっている。この相図では $H \parallel b$ の $T=0$ における臨界磁場は約 5.5T と見積もられ、それ以上の磁場では系は 3 次元オーダーしていると考えられている。ESR 測定は、田中ら[3]、野尻ら[4] による報告がある。反強磁性相において EPR ライン近傍に見られる 2 つの共鳴モード ω_2, ω_3 と、基底一重項と 3 重項との間の直接遷移モード ω_1 が観測されている。直接遷移モードの磁場依存性から見積られるゼロ磁場でのギャップは約 160GHz と磁場温度相図で見積もられる臨界磁場とコンシステントになっている。

磁気相図では明らかにされていないより高磁場側の相境界を明らかにするために、我々は $TlCuCl_3$ の単結晶試料を用い、 $H \parallel [010], [10\bar{2}]$ 方向の強磁場 ESR の温度依存性の測定を行った。また、 ω_2, ω_3 の起源を調べるために低温での周波数依存性測定を行った。測定の温度範囲は 1.8K から 70K、周波数は 60GHz から 400GHz で行った。250GHz より高周波で ω_2, ω_3 は 3 つになることが観測された。臨界磁場付近での変化を見るために横軸に共鳴磁場、縦軸に磁場マーカーである DPPH の共鳴磁場との差をとってプロットしたものが Fig. 1 である。臨界磁場付近に異常は見られないが、共鳴磁場の異方性は g 値では規格化できないほど大きいものであることが観測された。一方、磁気相図の相境界の上下と相境界に対応する 105, 160, 300GHz での温度変化測定から求められた ω_3 共鳴磁場の g 値の温度依存性は Fig. 2, 3 のようになった。 $H \parallel [010]$ では低温で 3 次元オーダーがみられる 300, 315GHz で g 値に 8Kあたりで異常が見られ、低い周波数では低温で g 値が減少する g-shift が観測された。これから 315GHz に対応する磁場 11.2T (g=2として) に対応する相境界は 8K 前後であると考えられる。それに対し、 $H \parallel [10\bar{2}]$ ではいずれの周波数も低温で g 値が増大する g-shift を示している。これらの g-shift は 1 次元スピン系で見られる g-shift に類似している。線幅の温度依存性は、 ω_2, ω_3 で異なる振る舞いをし、メインの吸収である ω_3 は温度依存性がなくほぼ一定なのに対し、 ω_2 は低温で発散する傾向を示した。 ω_2, ω_3 は、低温における周波

数磁場ダイヤグラムではEPR モードライン付近にありこれまであまり注目されていないが、 g 値と線幅の温度依存性はそれぞれ異なった振る舞いを示しており、2つが異なる別の起源のモードであることが考えられる。今後さらに詳細な測定からその起源を明かにしていく必要がある。

References:

- [1] K. Takatsu et al., J. Phys. Soc. Jpn. 66 (1997) 1611.
- [2] A. Oosawa et al., J. Phys 11 (1999) 265
- [3] H. Tanaka et al., Physica B 246 - 247 (1998) 545
- [4] 野尻他, 日本物理学会 1997 年秋の分科会 講演概要集 第 3 分冊 p555

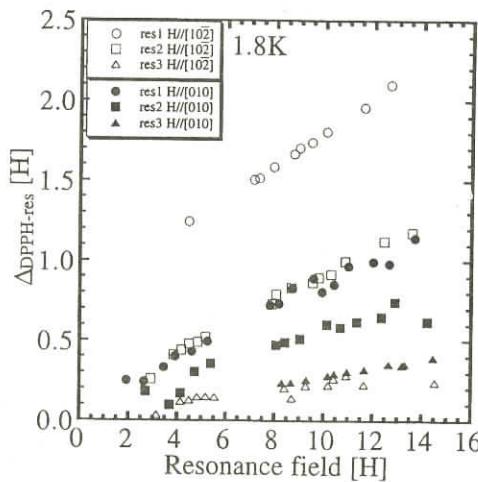


Fig. 1

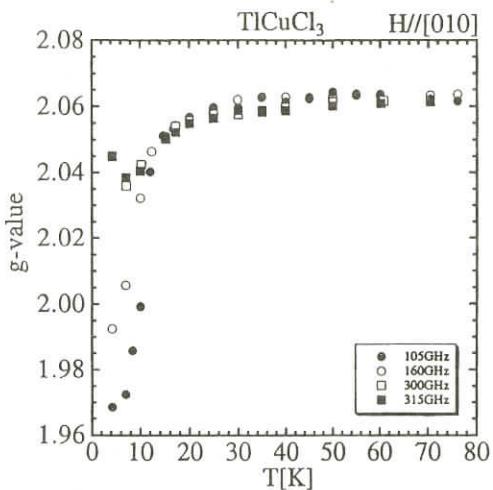


Fig. 2

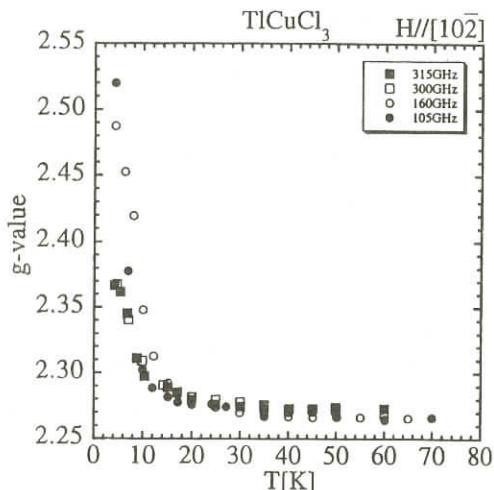


Fig. 3

多体相互作用をもった XXZ 模型の磁化過程

東京大学物性研究所 村本成洋
高橋 實

次近接サイト間の遠距離相互作用をもつ XXZ 鎖模型 (J_1 - J_2 模型) は、一般の J_2/J_1 比に対しては可積分ではない。我々は、Tsvelik - - Frahm の方法 [1, 2] を応用し、次々近接サイトまでをも含む 4 体間相互作用を組み込むことにより、ある条件の下で、一般化された模型が可積分であることを示した。

$$\begin{aligned} H_{\Delta, \alpha} = & J_1 \sum_{j=1}^N [S_j \cdot S_{j+1}]_{\Delta_1} + J_2 \sum_{j=1}^N S_j \cdot S_{j+2} \\ & + J_3 \sum_{j=1}^N (S_j \cdot S_{j+2})(S_{j+1} \cdot S_{j+3}) + J'_3 \sum_{j=1}^N [S_j \cdot S_{j+3}]_{\Delta_3} [S_{j+1} \cdot S_{j+2}]_{\Delta'_3}. \end{aligned}$$

ここでは周期的境界条件 $S_{N+1} = S_1$ を課し、異方的スカラー積 $[a \cdot b]_{\Delta} \equiv a^x b^x + a^y b^y + \Delta a^z b^z$ を用いている。可積分条件は次の通りである。

$$J_1 = \frac{1 + \Delta^2}{2} \alpha, \quad J_2 = \frac{J_3}{4} = -\frac{J'_3}{4} = \frac{\Delta \alpha}{2}, \quad \Delta_1 = \frac{2\Delta(1 - \alpha)}{2 - (1 + \Delta^2)\alpha}, \quad \Delta_3 = (\Delta'_3)^{-1} = \Delta.$$

基底状態についての相図は解析的に得られており、不完全な自発磁化を持つ領域の存在が示されている (図1: Imperfectly Magnetized phase, $\text{IM}_{\text{F(AF)}}^{\pm}$; $|\Delta| \geq 1, |\alpha| > \alpha_{\text{crit}}$)。いずれの相も素励起にギャップではなく、自発磁化が不完全 ($S_z = S_{\text{ztotal}}/N < 1/2$) という共通点を持つ [3]。

今回の研究会では、反強磁性的かつ等方的な場合 ($\Delta = 1$) における、外部磁場に対する磁化曲線について調べ、 $1/12 < \alpha < \alpha_{\text{crit}}^+ = 4/\pi^2$ の領域では、磁化曲線にカスプ特異点が見られることを報告した。次近接以遠の相互作用のためにエネルギー分散関係が歪められ、エネルギー極小点が 2ヶ所に分裂することがその起源である。

IM_{AF} 相は、外部磁場により励起された Heisenberg 鎖の状態と本質的に変わらない。上記の特異点は、実質的に $\text{IM}_{\text{F(AF)}}^+$ 相と IM_{AF} 相との間の相転移を意味しており、両相の間には秩序の相違があることを示唆している。

秩序がどのように異なるのかは未解明の問題である。古典スピン極限では、 IM_{AF} 相が Néel 状態から各スピンが一斉に傾いて不完全磁化した状態に対応し、 IM_{F} 相は Néel 状態と強磁性状態を交差させた状態が対応すると考えられているが、詳しくは今後の課題である。

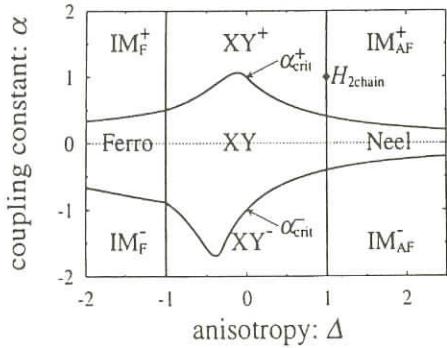


図 1 : 拡張XXZ鎖模型の相図

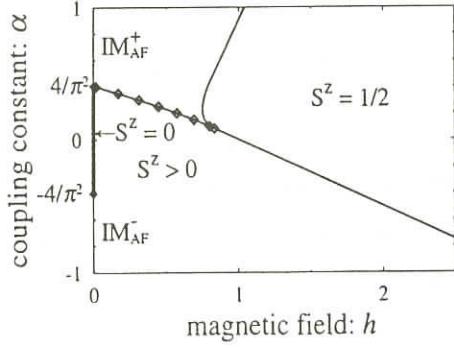


図 2 : 外部磁場に対する相図

参考文献

- [1] A. M. Tsvelik: Phys. Rev. **B42** (1990) 779.
- [2] H. Frahm: J. Phys. **A25** (1992) 1417.
- [3] N. Muramoto and M. Takahashi: J. Phys. Soc. Jpn. **68** (1999) 2098.

スピン鎖の磁化過程と低エネルギー励起状態

大阪大学大学院工学研究科 奥 西 巧 一

最近、空間構造を持つスピン鎖およびスピン梯子の磁化過程が理論的にも実験的にも注目を集めている。たとえば、磁化過程のハルデンギャップからの立ち上がり、プラトーと基底状態の周期との関係や磁化過程のカスプ[1]などである。これらの振る舞いは、ボソン化や非線型シグマ模型場の理論的手法や、厳密対角化等の数値計算の手法を組み合わせて盛んに研究され、また、実験的にも対応する磁化過程が観測されたりしている。

我々は、数値繰り込み群(PWFRG)法と有限温度のDMRG法を用いて、熱力学的極限の基底状態および、有限温度の磁化過程の直接計算をおこなった。これらの手法は、量子モンテカルロ法に特有の負符号問題や、厳密対角化におけるサイズの問題を回避することができ、磁化過程の計算の有効であることがわかっている。具体的には、 $S=1$ Bilinear - Biquadratic(BLBQ)スピン鎖

$$\mathcal{H} = \sum S_i S_{i+1} + \beta (S_i S_{i+1})^2$$

において、ある領域($\beta > \beta_c \sim 0.41$)で、その磁化過程にカスプが現れることを示した[2,3]。同様に、 $S=1/2$ ジゲザグスピン梯子

$$\mathcal{H} = \sum J_1 S_i S_{i+1} + J_2 S_i S_{i+2}$$

においても、PWFRGの計算を行い、 $J_2/J_1 > 1/4$ の領域で、その磁化過程の高磁場側にカスプが

現れること、さらに、 $J_2/J_1 > 0.53$ になると、低磁場側にもカスプが現れることを初めて示した。

[1](図1)

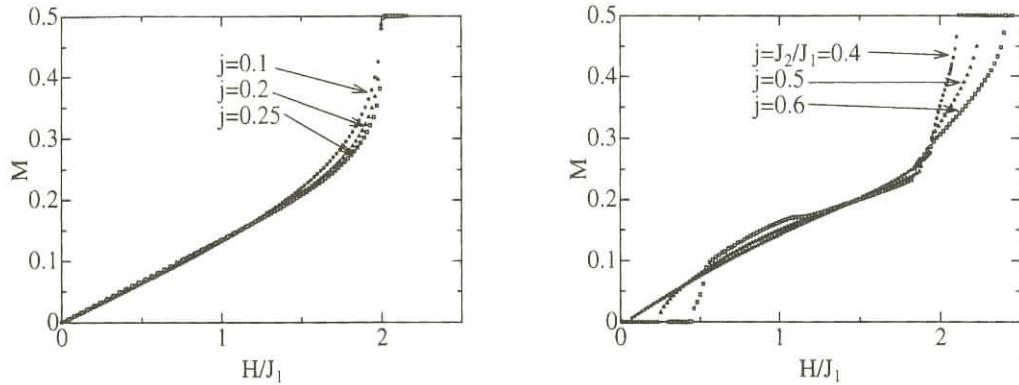


図1：ジグザグスピニ鎖の磁化過程、(a) $j < 1/4$ 、(b) $j > 1/4$

我々は、これらの磁化過程の振る舞いは、系の低エネルギーの分散関係に着目すれば、統一的に説明できることを示した。たとえば、ジグザグスピニ鎖の場合は、飽和磁化近傍での素励起は上向きにそろったスピニ中の一個の下向きスピニで与えられ、その分散は

$$\omega(k) = J_1(\cos k - 1) + J_2(\cos 2k - 1) \quad (1)$$

となる。十分に高磁場側での磁化過程の定性的な振る舞いは、下向きスピニを自由フェルミ粒子とみなし、その粒子を外場 H に対応するフェルミ面までバンド(1)に、つめていくことで理解できる。

[1]このとき、 J_1 と J_2 の競合により、 $J_2/J_1 = 1/4$ を境に、分散関係(1)が、整合な領域(バンドの底= π)から、非整合な領域(バンドの底 $\neq \pi$)へ変化する。すなわち、系の低エネルギーの振る舞いが、フェルミ面がバンド(1)を切る回数に対応して1成分から2成分に変化することが分かる。さらに、 $J_2/J_1 > 1/4$ の領域では、フェルミ面が十分高く(外場 H が小さく)なると、2成分のうちの1成分が消えることにより、磁化過程にカスプが現れることが自然に理解できる。また、低磁場側のカスプに関連しても、相関関数の振る舞いに整合- 非整合性が報告されており、高磁場側とのカスプと同様に理解できると期待される。一方、BLBQ鎖においても、0磁場近傍の素励起の解析的な取り扱いはないが、最近の数値計算により、低エネルギー分散関係に、ジグザグ鎖と同様のメカニズムが働いていることが示されている。

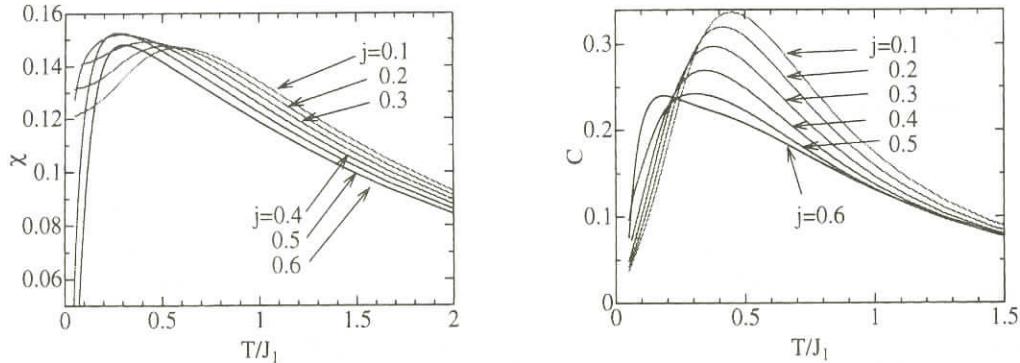


図2：ジグザグスピニ鎖の帶磁率と比熱, (a).帶磁率, (b) 比熱

また、これらの励起状態は、他の物理量、帶磁率や比熱等の有限温度の物理量にも現れることが予想されるが、とくにジグザグスピニ鎖の場合は、量子モンテカルロの負符号問題のために、満足の行く計算はなされていなかった。我々は、これらの物理量を有限温度DMRGで計算することに成功し、 J_2/J_1 に対して具体的な変化の様子を初めて与えることができた（図2）。[4] これらの数値計算結果は、実験結果の解析にも有用であると期待している。

以上、低エネルギー励起と磁化過程の関係についてみてきたが、これらのメカニズム、特にカスプに関しては、これまであまり注目されてはいなかったが、相互作用に競合がある場合に一般に広く見られる可能性のある現象であることを付け加えておきます。最後に、本研究は、大阪大学理学部の前島展也氏、阿久津泰弘氏、日永田泰啓氏との共同研究であることを記しておきます。また、筑波大の菊池彦光氏には実験に関する有益な議論をしていただき感謝の意を表わしたいと思います。

参考文献

- [1] K. Okunishi, Y. Hieida and Y. Akutsu, Phys. Rev. B **60**, (1999) R6953.
- [2] K. Okunishi, Phys. Rev. B **60**, (1999) 4043.
- [3] K. Okunishi, Y. Hieida and Y. Akutsu, Phys. Rev. B **59** (1999) 6806.
- [4] N. Maeshima and K. Okunishi, preprint.

異方的反強磁性スピン鎖の横磁場中での磁化過程について

学習院大学計算機センター 日永田 泰 啓

磁性体の模型を数値的に研究する際の手段として密度行列くりこみ群の方法[1]をはじめとする【数値くりこみ群の方法】と呼ばれるものがある。このうち、磁化過程の計算をするのに特に適した方法として我々は積波動関数くりこみ群の方法(略して PWFRG)[2]を開発しており、この方法は様々な場面で有効に働く事が示されている。[3]

これまで多くの磁化過程の研究が為されて来た。しかし、 S_{total}^z が保存しない系についての磁化過程に関する数値的研究[4]は比較的少ない。我々の PWFRG には S_{total}^z が保存する系に適用したのと同程度にたやすく適用できるという特長がある。もちろん、一般に適用可能性は必ずしも有効性を伴わない。そこで我々は以下に書く通り、厳密解による有効性のチェックを行っている。

具体的な研究対象は、横磁場中に置かれた $S=1/2$ の XXZ model の磁化過程である。ハミルトニアンは、 $\mathcal{H} = \sum_i [J(S_i^x \cdot S_{i+1}^x + S_i^y \cdot S_{i+1}^y) + S_i^z \cdot S_{i+1}^z] - H \sum_i S_i^x$ である。この系の磁化過程を PWFRG で計算したものが以下の図 1 及び図 2 である。

まず、図 1 は横磁場 H をかけた場合の横磁化 $M_x \equiv \langle S_k^x \rangle$ を示したものである。ただし、図 1 中の各実線は左から $J=0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1$ のグラフである。図中の \times 印は各 J に対する厳密解(disorder point と呼ばれる)であり、それを PWFRG による磁化曲線が貫いている事が見て取れる。また $J=0$ と $J=1$ の磁化曲線が厳密解と良い一致を示す事も確認している(重なってしまうので図には示していない)。

更に図 2 の方は、staggered magnetization $M_{st} \equiv |\langle (-1)^k S_k^z \rangle|$ を計算したものである。図 2 の左上から右下にかけての各実線は、それぞれ $J=0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ の各場合を計算したものである。図中の \times 印は厳密解(disorder point)であり、これも図 1 と同様 PWFRG で計算した磁化曲線に貫かれている。また $J=0$ の実線が厳密解との良い一致を示す事も確認済みである。更に $H=0$ での M_{st} には厳密解があるが、 $J=0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ の各 J のぞれぞれに対し、PWFRG による計算値と 5 ~ 6 衍一致する事を確かめている。興味深く思われる事は $J \geq 0.6$ の磁化曲線が非単調減少性を示す事である。

この他、 $M_{st} \sim (H_s - H)^{1/8}$ (H_s は飽和磁場) に従う事を確認している。また $S=1$ の横磁場中 XXZ model の場合にも磁化曲線に非単調減少性が見られる場合がある事等も報告されている。

[5] 我々は現在横磁場中での振舞いを更に調べる研究を継続中である。

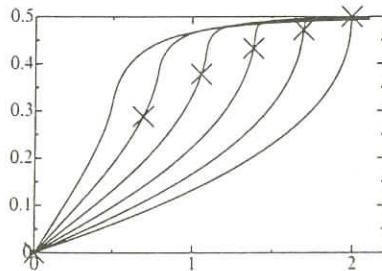


Figure 1: H (横軸) - M_x (縦軸) curve

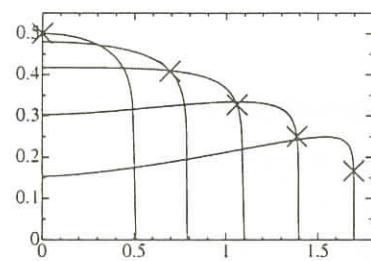


Figure 2: H (横軸) - M_{st} (縦軸) curve

本研究は大阪大学工学部の奥西巧一氏と大阪大学理学部の阿久津泰弘氏との共同研究に基づく。
参考文献(略号: PRL="Phys. Rev. Lett.", PRB="Phys. Rev. B", JPSJ="J. Phys. Soc. Jpn."
PRE="Phys. Rev. E")

- [1] S.R. White: Phys. Rev. Lett. PRL **69** (1992) 2863 ; PRB **48** (1993) 10345.
- [2] Y. Hieida, K. Okunishi and Y. Akutsu : Phys. Lett. A **233** (1997) 464.
- [3] R. Sato and Y. Akutsu: JPSJ **65** (1996) 1885 ; M. Hagiwara, Y. Narumi, K. Kindo, M. Kohno, H. Nakano, R. Sato and M. Takahashi: PRL **80** (1998) 1312, K. Okunishi , Y. Hieida , Y. Akutsu : PRB 59 (1999) 6806 ; PRE **59** (1999) R6227; **60** (1999) R6953 .
- [4] S. Mori , I. Mannari and I. Harada: JRSJ **63** (1994) 3474, S. Mori , J.-J. Kim and I. Harada: JPSJ **64** (1995) 3409 及び両論文中での引用文献を参照の事。
- [5] 奥西巧一, 日永田泰啓, 阿久津泰弘 : 日本物理学会 1998 年秋の分科会講演予稿集 27a - B - 1 ; なお本研究の内容は $S=1$ に対するものと合わせて論文として投稿中。

How to use level spectroscopy

九大理 野 村 清 英

$U(1)$ 対称な1次元量子系の低励起状態は朝永・ラッティンジャー(TL)流体で記述される。TL流体が不安定となる機構の1つに Berezinskii - Kosterlitz - Thouless (BKT) 転移があり、磁化プラトー・モット転移等に関係する。ところでmasslessな臨界的領域からmassiveへ相転移する際、massiveな領域で離散的対称性の破れがない時と、離散的対称性が破れる時は、繰り込み群方程式は同一でも相関関数(励起スペクトル)の構造が違う。

1. Massive相2重縮退(BKT転移線上でSU(2)対称)

$S=1/2$ の次近接相互作用のある XXZスピン鎖を例にとる(簡単のため $L=4n$ とする)。

$$H = \sum_{j=1}^L (h_{j,j+1} + \alpha h_{j,j+2}), \quad h_{i,j} = S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y + \Delta S_i^z S_j^z \quad (1)$$

基底状態の量子数は波数 $q=0$,スピン数 $S_T^z=0$,パリティ $P=1$ である。Néel相の最低励起は $q=\pi$, $S_T^z=0,P=-1$, dimer相は $q=\pi,S_T^z=0,P=1$ で, 共に無限大で基底状態と縮退し, 上の励起とギャップが空く。XY相の最低励起は $q=\pi,S_T^z=\pm 1,P=-1$ である。

XY - Néel相境界で両相の最低励起($q=\pi,S_T^z=\pm 1,P=-1$ と $q=\pi,S_T^z=0,P=-1$)が交差するが, これはBKT転移に内在する $SU(2)$ 対称性による。この類推から XY - dimer 相境界は両相の最低励起の交差($q=\pi,S_T^z=\pm 1,P=-1$ と $q=\pi,S_T^z=0,P=1$)で決まるが, これはBKT転移の対称性, 繰り込み群双方から正当化される[1]。

さらに, 各励起を Clebsch - Gordan 係数で平均化すると対数補正を除去できる。

2. Massive 相縮退なし(BKT転移線上で $SU(2)/Z_2$ 対称)

ハミルトニアン(1)で $S=1$ の場合, Haldane相に縮退がない。従って XY - Haldane 相間の対称性は上記と異なる。これについて marginal な臨界指数に関連する励起スペクトルの構造から議論した[2]。さらに北澤のひねり境界条件法[3,4]。を使うと, 隠れた $Z_2 \times Z_2$ 対称性の破れが明確になるので, 1.と同様の議論ができる。具体的には, 周期境界条件($S_{L+j} \equiv S_j$)での $q=0, S_T^z=\pm 2$ の励起と, ひねり境界条件($S_{L+j}^{x,y} \equiv -S_j^{x,y}$, $S_{L+j}^z \equiv S_j^z$)での $S_T^z=0$ 順位交差からBKT転移点決定が出来る[5]。対数補正の除去も同様である。

参考文献

- [1] K.Nomura and K.Okamoto J. Phys. A **27** (1994) 5773.
- [2] K.Nomura J. Phys. A **28** (1995) 5451.
- [3] A.Kitazawa J. Phys. A **30** (1997) L285.
- [4] A.Kitazawa and K. Nomura, J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 3379 ; *ibid.* 3944.
- [5] K.Nomura and Kitazawa J. Phys. A **31** (1998) 7341.

基底一重項系 $Cs_3Cr_2Cl_9$ および量子スピン三量体 $3CuCl_2 \cdot 2dioxane$ における高磁場・高周波ESR

九大理	網代芳民
浅野貴行	
稻垣祐次	
東北大金研	野尻浩之
	本河光博

1. はじめに

磁性体を微視的に研究する手段として電子スピン共鳴法の優れた特徴はこれまでに確立されている。最近の飛躍的な技術の進展によって高磁場・高周波ESRは量子スピン系のダイナミクスを高磁場まで研究する最良かつ唯一の手段を提供するまでに発展した。講演では, 具体的に本研究会で

話題になった磁化プラトーを伴う基底一重項系と量子スピン三量体に関する実験例を2件紹介した。

2. 基底一重項系 $\text{Cs}_3\text{Cr}_2\text{Cl}_9$

スピンギャップ状態そのものは単純な反強磁性二量体で代表されるDimer相で現われることは良く知られている。 $\text{Cs}_3\text{Cr}_2\text{Cl}_9$ においては最近接の2個の $\text{Cr}_{3+}(S=3/2)$ が強い反強磁性相互作用($-J$)で結合するためにDimer形成による基底一重項状態($S=0$)が実現し、 J , $3J$, $6J$ 上位にそれぞれ $S=1$, $S=2$, $S=3$ の磁気励起準位がスピンギャップを伴って離散的に現われる。強磁场磁化過程の結果については既に報告した(Inagaki *et al.*, Proc. Int. Symposium on Advanced Physical Fields (1999) 236.; 稲垣, 綱代, 物理学会シンポ1999秋)。低温・低磁场では非磁性であるが, 磁場中では3段階($S=0 \rightarrow 1$, $1 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$)の階段状の磁化過程を経て飽和磁化に到達する。0.5Kにおいて40Tまでの強磁场磁化測定行った結果, 予想通り3段階の磁化過程が観測されたが, 3つの臨界磁场は単純に等間隔ではなく(16T, 29.5T, 38T)かつ孤立Dimerモデルからは説明出来ない特異な磁化曲線が得られた。このモデル物質について30T, 800GHzに至る高磁场・高周波ESR実験を行った。温度の低下に伴い, 二量体形成の過程を反映していると思われる共鳴位置の温度変化が観測された。Dimer間相互作用を考慮して励起三重項の密度とダイナミックスを議論した。

3. 一次元スピン三量体系 $3\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{dioxane}$

整数・半整数スピンの違いに由来する新奇な量子スピン効果に関連して, スpin1/2を構成要素とする複合スピン量子一次元鎖の研究は興味あるものである。以前, 我々は, このような複合スピン鎖の一例として, 3個の $S=1/2$ スピンから成る強磁性三量体が一次元的に反強磁性結合したモデル物質 $3\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{dx}$ の強磁场磁化過程の結果について報告した(Ajiro *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **63** (1994) 859.)。低温での磁化曲線は低次元Heisenberg反強磁性体に特有なもので, 下方に湾曲しながら非線形に増加し, 約15Tで飽和する。三量体モデルからは, 低温において $S=3/2$ の一次元反強磁性鎖の挙動を示すと考えられるが, $S=3/2$ の理論曲線よりもスピンの短縮が大きく, 複合スピン系においては量子効果が際立っていることを示している。このモデル物質について30T, 800GHzに至る高磁场・高周波ESR実験を行った。温度の低下に伴い, スピン三量体形成の過程を反映していると思われる三種類の共鳴モードが観測された。最低温度(1.6K)における周波数vs.磁场関係から, 単一スピン $S=3/2$ 一次元反強磁性鎖とは異なる複合スピン $S=3/2$ 一次元鎖を特徴づけると思われる興味深い結果が得られている。得られた結果は, 単一スピン $S=3/2$ 一次元反強磁性鎖の場合とは明らかに異なることから励起状態を考慮した共鳴モードの議論を行った。

理論的には, 飛田が数値計算によって(Hida, J. Phys. Soc. Jpn. **63** (1994) 2359.), 岡本がボゾン化法を用いて解析的に(Okamoto, Solid State Commun. **98** (1996) 245.)一次元三量体系を議論し, 特定の組合せの相互作用パラメータ領域において1/3磁化プラトーを伴う興味ある中間相の存在を指摘している。

CsCuCl₃ のNMR：量子ゆらぎと磁場中相転移

京大エネルギー理工研 千葉明朗
 平野純一郎
 上田静政

スピン系の秩序相におけるエネルギー状態に些細でない縮退(nontrivial degeneracy)が存在するとき、量子ゆらぎによって順次その縮退が解かれることが理論的に知られている[1]。弱い容易面型異方性をもつCsCuCl₃はその典型的な一例である。結晶のc-軸に平行に磁場をかけたとき容易面型異方性が解消され、10 Tを越える磁場において量子ゆらぎによるスピン構造転移が起こる。このことは、磁化、ESR、中性子線回折等の実験から知られており、我々のグループも¹³³Cs核のNMRスペクトルからスピン構造転移を直接的に検証している[2]。

CsCuCl₃における容易面型異方性を不純物により解消させる目的で、イジング型のCo²⁺の不純物をドープした試料における実験が、近年、行われている。この試料においては、3 Tまでの低磁場において、純粋系でも見られているT_{N1}～10Kにおける相転移の他に、さらに低温で不純物濃度xおよび磁場Bに依存する相転移点T_{N2}が現れることが、磁化率の測定により報告されている[3]。我々は、この相転移に伴うスピン構造の変化を調べるためにCsCu_{1-x}Co_xCl₃(x = 0.02)の試料における¹³³Cs核のNMRスペクトルの観測をB//c-軸の配置で行った。観測されたスペクトルの一例を第1図に示す。低温、低磁場側で、新たなスピン構造に対応する共鳴線が観測された。磁化率およびNMRスペクトルから求めた磁気相図を第2図に示す。NMRから求めた相転移点は、磁化率から求めたものとよく一致している。中間相のスピン構造は純粋系のときにも出現していた構造と同じ、c-面内120°構造で、磁場の方向に少し閉じたumbrella型構造と思われる。一方、低温相におけるスピン構造は、未だ明らかでない。

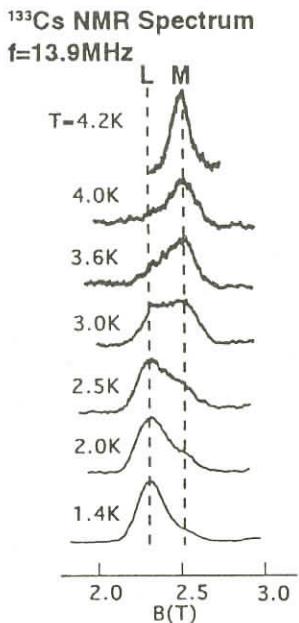
¹³³Cs核のNMRスペクトルの温度変化のデータを見ると、中間相のスピン構造に相当する共鳴線Mと低温相に相当する共鳴線Lの現れる位置は、共にほとんど温度変化しない。これは、中間相と低温相では全く異なるスピン構造となっていることを示しており、中間相と低温相のスピン構造が連続的につながるものではない。また、ある温度領域では共鳴線MとLが共存して観測され、二相共存を示唆している。

結論として、NMRのデータを見る限り、中間相—低温相間のスピン構造の転移は不連続的であること、また、転移温度領域において両相が共存していることがわかる。ただし、二相共存に関しては、不純物濃度の不均一性による可能性も否定できないため、本質的なものかどうかは不明である。

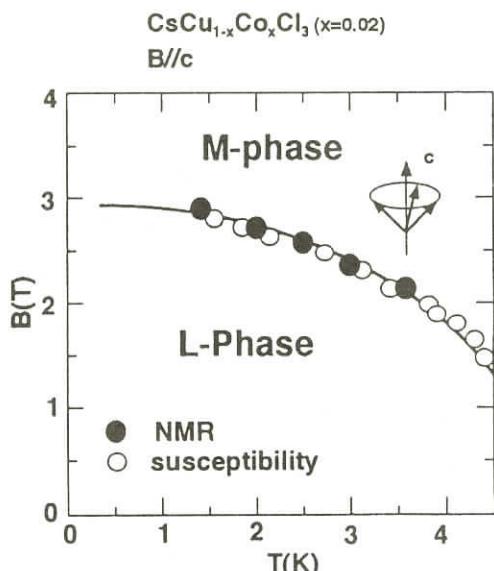
[1] T. Nikuni and H. Shiba, J. Phys. Soc. Jpn., **62**, 3268 (1993).

[2] M. Chiba, K. Ohara, Y. Ajiro and T. Morimoto, J. Phys. Soc. Jpn., **62**, 4186 (1993).

[3] 小野, 田中, 日本物理学会講演概要集1998年秋の分科会第3分冊, p.570.



第 1 図



第 2 図

ナノスケール分子磁性体Fe8のスピンドイナミックス

京大入環 前 川 覚

上 田 未 紀

メゾスコピック磁性体はミクロとマクロの中間に位置し、量子力学的性質と古典力学的性質の中間的性質を示すものとして興味深い。今まで微粒子や磁性タンパク質フェリチン等で研究がおこなわれてきたが、分子磁性体はナノサイズ、同一サイズの単磁区磁性体と見なすことが出来、実験的研究に適するものである。これらの分子磁性体において、最近、極低温で磁化の巨視的量子トンネリング現象が観測され注目を集めている。我々はFe8およびFe10と呼ばれる分子磁性体を合成し、帶磁率とNMRの実験を行っている。

Fe8の1分子クラスターには、8個のFe³⁺(S=5/2)が存在し、酸素を介した強い反強磁性相互作用で結合し、各クラスター間の相互作用は非常に小さい。低温において、クラスターの基底状態はS=10と見なすことができ、スピンドルトニアンは容易軸異方性D=0.27Kと約1桁小さいE項異

方性およびゼーマン相互作用により記述される。0.4K以上の高温域においては磁化の緩和は異方性エネルギー障壁を熱揺らぎにより飛び越えることによって起こり、その緩和時間はArrhenius型で表されるが、0.4Kになると磁化の緩和は温度に依存しなくなり、エネルギー準位交叉に対応する特定の磁場での共鳴量子トンネリングが起こっていると言われ、Landau-Zener非断熱遷移理論で説明されている。

我々は、Fe8の3mm大の単結晶試料の合成に成功し、まず帯磁率と磁化曲線を測定した。帯磁率、磁化曲線とも大きな異方性を示し、磁化の角度依存性は一軸異方性を反映して明瞭な180°周期を示している。2.0Kにおける磁化曲線は磁場方向に応じて0.5Tから5T程度の磁場で $20\ \mu_B/\text{Fe8}$ に飽和することが観測され、S=10の磁性体であることが分かる。

^1H 核のNMRスペクトルは温度低下と共に幅が増大する。これは温度低下に伴う磁化の増大を反映し、また多数の ^1H サイトが存在するためである。後者のために核スピン緩和の時間変化も非指数関数型を示す。このような場合には、初期緩和の時定数が各 ^1H 核の平均緩和率を与える。この緩和率の温度、磁場依存性を300Kから0.5Kの温度域で測定した。その結果を図1に示す。100K以上では温度低下と共にスピングラス緩和率 T_1^{-1} およびスピニスピン緩和率 T_2^{-1} は共に増大し、約100Kから10Kの温度域では T_2 が短すぎてNMR信号は観測できなくなった。約10K以下では約1桁の温度低下で緩和率は4桁も減少し、

また磁場（共鳴周波数）を増すと緩和率は減少する。この緩和率をLascialfari et al. [1]、Hartmann et al. [2]の理論を用いて解析した。スピングラス緩和率はスピングラスの相関関数のフーリエ成分に比例する。一軸異方性と外部磁場により分裂した $2S+1=21$ 個のエネルギー準位の内のいずれかにあるスピングラス状態 m がスピングラス-フォノン相互作用により $m\pm 1$ の状態に遷移することによりスピングラスが生じているとして緩和率を計算すると、図1の実線等で示すように実験と良く一致することが明らかになった。フォノンによる格子ひずみが軌道スピングラス相互作用を通じてスピングラス状態の遷移を起こしていると考えられる。

今後さらに0.4K以下のトンネリング領

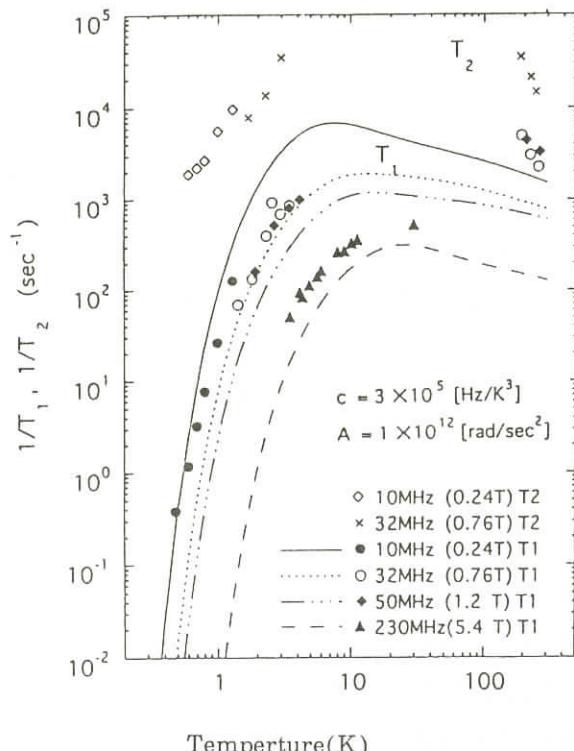


図1. Fe8の ^1H 核スピングラス緩和率 T_1^{-1} , T_2^{-1}

域における緩和時間の測定を行う予定である。この領域では、固体³Heにおける³He原子の交換トンネリング運動による緩和で見られるように緩和率は温度に依存しなくなり、トンネリングの時定数に関する情報が得られるものと期待される。

[1] Lascialfari et al., Phys. Rev. Lett., 81, 3773, 1998.

[2] Hartmann-Boutron et al., Int. J. Mod. Phys., 10, 2577, 1996.

核磁気緩和による基底一重項系磁性体の磁場中磁気励起

京都大学大学院人間・環境学研究科 戸田 充

基底一重項系磁性体 (CsFeCl_3 , RbFeCl_3) において興味深い、交換相互作用(J)と異方性エネルギー(D)の競合を核スピン-格子緩和時間 T_1 の測定から調べた結果を報告する。 CsFeCl_3 においては競合において D の効果が勝つために $T=0$ Kまで常磁性と考えられるのに対して、 RbFeCl_3 においては競合において J の効果が勝つ

ために $T=2.6$ Kで励起二重項への磁気励起のソフト化が起き、長距離秩序相 (LRO) が生じる。しかし CsFeCl_3 においても磁場を異方性軸 (c 軸) に平行にかけると、励起二重項の内の一つの準位が基底準位と交差する磁場付近の $H=4\sim 11$ Tで、第一励起状態への磁気励起がソフト化し、磁場誘起相転移が起きる。温度の低下と共に磁気モーメントが消失する条件と、多体効果によりLROが生じるような条件での常磁性相におけるスピンドイナミクスの違いを調べる目的で、¹³³Csと⁸⁷Rbの T_1 を $H//c$ の条件で測定した。

CsFeCl_3 においては、相転移の存在しない磁場域では緩和率 (T_1^{-1}) の温度依存性は熱活性型で、温度と共に指数関数的に減少する傾向にあるが、

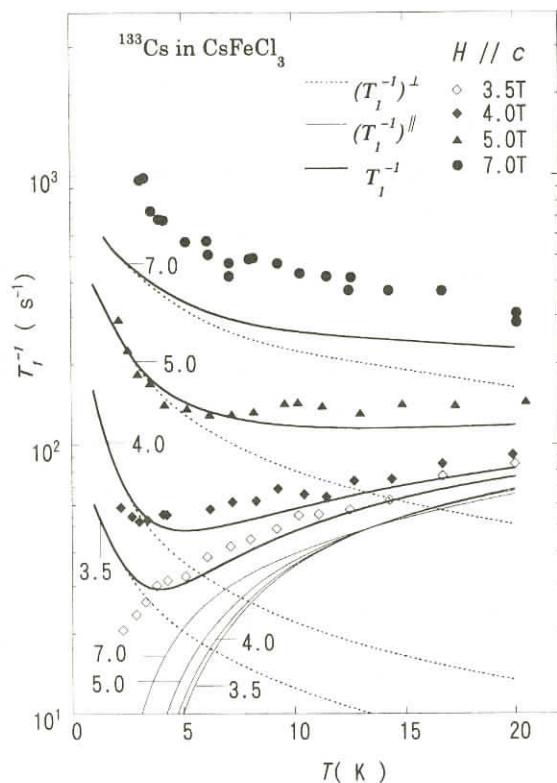


図 1

秩序相の存在する磁場域では約5 K以下で緩和率が急激に増大する傾向が見られた。RbFeCl₃においても同様に、転移点付近では緩和率が発散する傾向が見られた。鈴木の動的相関有効場近似(DCEFA)理論を用いた解析から緩和率が低温に向かって減少する傾向は、スピン揺動のz成分の寄与($(T_1^{-1})^z$)によるものであり、転移点付近での発散的な傾向は、スピン揺動のxy成分の寄与($(T_1^{-1})^{xy}$)によるものであることが分かった。更に、スピンの時間相関の指數関数的減衰を仮定すると、LROが生じるような磁場域における常磁性相では、非調和項による影響が大きく磁気励起の寿命が短いことが分かった。今後は、磁場をc軸に垂直にかけた条件での磁気励起を T_1 の測定により調べる予定である。

参考文献

- [1] M.Toda, T. Goto, M. Chiba, K. Adachi and N. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. **68** (1999) 2210.

歪んだダイヤモンド型 S=1/2 スピン鎖の基底状態 —有限磁場効果—

神戸大理	利根川	孝
東工大院理工	岡 本 清 美	
神戸大院自然科学	引 原 俊哉	
	高 橋 裕	
神戸大国際文化	鏑 木 誠	

次のハミルトニアン

$$\mathcal{H} = J_1 \sum_{\ell} (\vec{S}_{3\ell-1} \cdot \vec{S}_{3\ell} + \vec{S}_{3\ell} \cdot \vec{S}_{3\ell+1}) + J_2 \sum_{\ell} \vec{S}_{3\ell+1} \cdot \vec{S}_{3\ell+2} \\ + J_3 \sum_{\ell} (\vec{S}_{3\ell-2} \cdot \vec{S}_{3\ell} + \vec{S}_{3\ell} \cdot \vec{S}_{3\ell+2}) - H \sum_{\ell} S_{\ell}^z \quad (J_1, J_2, J_3 > 0)$$

で記述される、歪んだダイヤモンド型 $S=1/2$ スピン鎖の基底状態を議論する。このハミルトニアンはCu²⁺化合物Cu₃Cl₆(H₂O)₂ • 2H₈C₄SO₂をモデル化するものとして提案され、この化合物では $J_1 > J_2 > 0$, $J_1 > J_3 > 0$ であると予想されている [1]。我々は、最近、主として数値的方法を用いて、 $H=0$ の場合の J_3 対 J_2 平面上 ($J_1=1$ と固定) の基底状態相図を決定した [2, 3]。この相図は、全スピンの大きさ $S_{\text{tot}} (= \sum_{\ell} \vec{S}_{\ell})$ が $S_{\text{tot}} = N/6$ (Nは全スピン数) のフェリ(FRI)相、及び、 $S_{\text{tot}}=0$ のダイマー(D)相、スピン流体(SF)相からなり、例えば、 $J_2=0.8$ の時には、 $J_3>0.813$, $0.813>J_3>0.353$, $0.353>J_3>0$ で、それぞれ、FRI相、D相、SF相が基底状態相となる。

本講演で我々は、有限磁場中基底状態に対する研究結果 [3] を報告した。密度行列繰り込み群法

を用いて、 $J_1=1.0$, $J_2=0.8$ の場合、種々の J_3 の値に対して基底状態磁化曲線を計算し、磁化プラトーの出現に関して、例えば、 $J_3=0.5$ のとき、 $0 < H/H_s < 0.003$ 及び $0.161 < H/H_s < 0.698$ で、それぞれ、 0 - プラトー及び $1/3$ - プラトーが、また、 $J_3=0.3$ のとき、 $0.316 < H/H_s < 0.841$ 及び $0.908 < H/H_s < 0.942$ で、それぞれ、 $1/3$ - プラトー及び $2/3$ - プラトーが出現するという結果を得た。ここで、 H_s は飽和磁場を示す。これらの結果をまとめて、 $J_1=1.0$, $J_2=0.8$ の場合の H/H_s 対 J_3 平面上の磁化相図を描いた。

よく知られているように、 0 - プラトーの出現の有無は、 $H=0$ での基底状態がギャップをもつ相 (D相)であるか、ギャップをもたない相 (SF相)であるかによる。また、 $1/3$ - プラトーの状態は、本質的に上述の FRI 相状態と同じものである。一方、 $2/3$ - プラトーの状態は、開放端境界条件のもとで各サイトのスピンの z - 成分 S_ℓ^z の期待値を計算することにより、並進対称性の周期 n が $n=6$ の状態であることが分かる。この結果は、押川等 [4] によるプラトーの出現に対する必要条件を満たしており、このプラトー状態において、上記ハミルトニアンの並進対称性が自発的に破れていることを示している。 $2/3$ - プラトーの状態の出現機構は、ボンド交代のある最近接相互作用と一様な次近接相互作用をもつ $S=1/2$ 反強磁性鎖で出現する、並進対称性の自発的破れを伴った $1/2$ - プラトー [5] の出現機構 [6] と同じであると考えられる。この機構によれば、例えば、 J_1 の値を定めたときに、 J_3 対 J_2 平面上でプラトーが存在し得る領域と存在しない領域との間の境界線は Berezinskii - Kostelitz - Thouless 線であり、従って、レベルスペクトロスコピー法 [7] を用いて境界線を数値的に定めることができる。 $J_1=1.0$, $J_2=1.0$ の場合の $2/3$ - プラトーの状態の出現領域は、 $0.169 \leq J_3 \leq 0.375$ と求まる。 $0 \leq J_2 \ll J_1$, $0 \leq J_3 \ll J_1$ の極限での $2/3$ - プラトーの状態の出現領域は、摂動計算を行うことによっても評価することが出来、結果は、 $\frac{5}{32}J_2 < J_3 < \frac{7}{16}J_2$ (但し、 $J_1=1$) となる。この結果は、数値的結果をよく再現している。

- [1] M. Ishii et al., preprint.
- [2] K. Okamoto et al., to be published in J.Phys.:Condens.Matter(cond-mat/9907440).
- [3] T.Tonegawa et al., in preparation.
- [4] M.Oshikawa, M.Yamanaka and I.Affleck: Phys. Rev.Lett.**78** (1997) 1084.
- [5] T.Tonegawa, T.Nishida and M.Kaburagi: Physica B **246-247** (1998) 368.
- [6] K.Totsuka: Phys.Rev. B **57** (1998) 3454.
- [7] K. Okamoto and K. Nomura: Phys. Lett. A **169** (1992) 433.

4倍周期混合量子スピン鎖の相図と磁化過程

豊田工大 高野健一

最近接に反強磁性的交換相互作用がある2種類のスピンから成るハイゼンベルグ・スピン鎖を考える。構成するスピンの大きさを s_a と s_b ($s_a \leq s_b$) とする。単位胞が4つのスピンを含んでおり、基底状態はシングレットであるとすると、スピン配列は $s_a - s_a - s_b - s_b$ の場合しかない(Fig.1)。交換定数もこれに応じて4倍周期で変化するとする。 s_b どうしの交換相互作用定数 J_{bb} を1とると s_a どうし J_{aa} と $s_a - s_b$ 間 J_{ab} の2つの独立なパラメータがある。

この模型は、周期的で基底状態がシングレットなので、文献[1]により非線形シグマ模型に変換でき、位相項より系がスピン・ギャップをもたない条件(ギャップレス方程式)が求まる。ギャップレス方程式の解はパラメータ空間において相境界を定め、任意の s_a と s_b に対して基底状態の相図をあたえる。相図は $1/J_{aa} - 1/J_{ab}$ の空間で見ると簡潔で、すべての相境界は一点から放射状にでる直線群となっている。また、相の数は $2s_b + 1$ で s_a には依らない。 $s_a = \frac{1}{2}$, $s_b = 1$ の場合の相図[2]は、Hikiharaらの数値計算の結果[3]と定性的に合っている。一般性のある例として $s_a = 1$, $s_b = \frac{5}{2}$ の場合の相図を Fig.2 に示す[4]。

各相の基底状態を定性的に理解するために、VBS描像[5]を拡張した SCS (Singlet Cluster Solid) 描像を提案する。この描像ではいくつかの $\frac{1}{2}$ スピンが局所的なシングレットのクラスターを形成し、基底状態はその直積で表現される。重要な点は、すべての相を理解するためには、バランス・ボンド(singlet dimer)よりも大きなシングレット・クラスターが必要なことである。SCS 描像によって相の数が $2s_b + 1$ であることや、下から $2s_a + 1$ 番目の相の形(例: Fig. 2 の C(3, 2) 相)も理解できる。

各相における磁化過程でのプラトーの出現については、Oshikawaらの必要条件[6]がある。基底状態がVBS状態のときには、単位胞あたり1個のsinglet dimerがこわれる度ごとにプラトーが現れるため、必要条件のすべてのプラトーが実現すると考えられる。これは、Fig. 2 では一番下の相に当たる。しかし、それ以外の相の基底状態は、より大きなシングレット・クラスターを含んでいるので、いくつかのプラトーは現れない可能性がある。

- [1] K. Takano: Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 5124.
- [2] K. Takano: cond-mat/9909440 (to be published in Physica B).
- [3] T. Hikihara, T. Tonegawa, M. Kaburagi, T. Nishino, S. Miyashita and H.-J. Mikeska: preprint.
- [4] K. Takano: cond-mat/9911098.
- [5] I. Affleck, T. Kennedy, E. H. Lieb and H. Tasaki: Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 799.
- [6] M. Oshikawa, M. Yamanaka and I. Affleck: Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 1984.

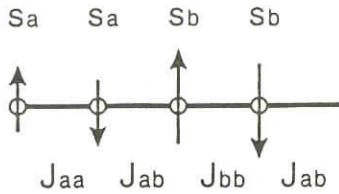


Fig.1

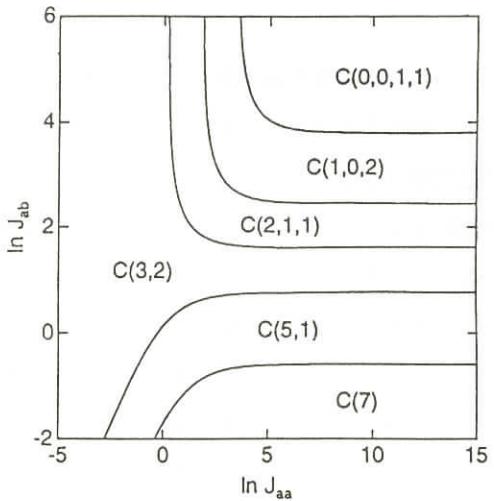


Fig.2

磁場中の次近接相互作用を持つ $S = \frac{1}{2}$ スピン鎖における磁化の飛び

九大理 平田俊作
野村清英

次近接相互作用をもつ $S = \frac{1}{2} XXZ$ スpin鎖

$$H = H_0 - h \sum_i^L S_i^z,$$

$$H_0 = \sum_i (h_{i,i+1} + \alpha h_{i,i+2}),$$

$$h_{i,j} = S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y + \delta S_i^z S_j^z.$$

を考える。このモデルでは、 $\alpha > 0$, $-1 < \delta < 0$ のあるパラメータ領域で絶対零度の磁化曲線をみると、ある磁場で飽和磁化への飛びができることが知られている[1]。

このような磁化の飛びは次のような事情に起因している。 XY 面内の相互作用は強いが最近接と次近接相互作用のあいだに競合があり、 z 軸方向の相互作用は弱いが競合はない。本来、系は XY 面内に秩序を保つ傾向があるが、次近接相互作用や磁場が十分強くなると z 軸にそってスピンを完全にそろえた方がかえってエネルギー的に得をするという状況が生じる場合がある。

今回、我々はこのような飛びが起こる領域の境界 δ_c を決定した[2]。図から明らかなように、二つの領域 $\alpha > \frac{1}{4}$ と $\alpha < \frac{1}{4}$ とで異なる振舞いが見られる。これはエネルギー分散曲線の構造の変化を反映しているものと思われる。

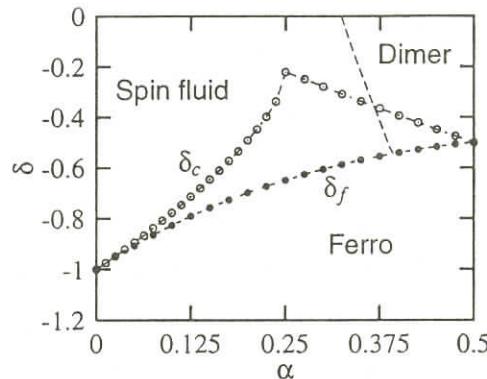


図1：二つの曲線 δ_c と δ_f で囲まれた領域において磁化曲線に飽和磁化への飛びが現れる。

磁場 $h=0$ における相(Spin fluid 相, Dimer 相, 強磁性相) も示す[3]。

参考文献

- [1] C. Gerhardt et al., Phys. Rev. B **57**, 11504 (1998).
- [2] S. Hirata, in preparation.
- [3] S. Hirata and K. Nomura, cond-mat/9909290 .

場下における 1 次元競合量子スピン($S=1/2$)鎖の動的スピン相関関数

岡山大学理学部 原田 勲

西山由弘

福山大一般教育 森 重喜

1 次元量子スピン系における spin gap は、当初スピンパイルス系のような非常に特殊な系で起きる現象と考えられていたが、その後 ladder 系など様々な系で発見され、しかもその spin gap と高温超伝導体の発現機構との関連が指摘されて以来、ますます活発に研究してきた。これらの spin gap は spin singlet dimer に起因し、系の低次元性、相互作用の競合、格子構造との整合性の結果として実現されることが明らかになりつつある。

これら spin gap をもつ系の基底状態は秩序変数である spin singlet dimer の格子への配置に構造があり、従ってその低エネルギー励起状態にもそれらの構造を反映した特徴ある状態が知られている。最近、磁化過程で現れる中間磁化を持つ状態がやはり spin gap を持ち、従って磁化曲線にプラトーをもつことが示され注目されている。この中間磁化を持つ状態もまたその秩序変数に構造が有ることが、基底状態からの類推により予想される。

私達は、以下の Hamiltonian で記述される系の $S_{total}^z = M_s/2$ (M_s は飽和磁化の値) を持つ状態の特徴を、静的および動的スピン構造因子を計算して調べる：

$$\mathcal{H} = \sum_n [\{1 - (-1)^n \delta\} \mathbf{S}_n \cdot \mathbf{S}_{n+1} + j \mathbf{S}_n \cdot \mathbf{S}_{n+2}],$$

ここで最近接相互作用定数は 1 とし、 δ は最近接相互作用の交代、 $j (\geq 0)$ は次近接交換相互作用定数、また、 \mathbf{S}_n は n 番目の site の spin-1/2 演算子を表す。この Hamiltonian は spin gap を生じる系として知られ、これまで数多くの研究がある。最近接相互作用の交代を spin-phonon 相互作用に取り替えた模型についても上記系と平行して調べた。

この系の $S_{total}^z = 0$ を持つ基底状態は、 δ vs j 平面で、 $\delta = 0, j < j_c = 0.24$ の線上を除き、triplet state との間に gap が存在する singlet dimer order を示す。線上では、gapless で spin fluid 状態にある。また励起状態についても、それらの基底状態を反映したものであることが明らかにされている。

私達が調べた、 $S_{total}^z = M_s/2$ の状態は [1,2]、gapless 領域が面として存在する。これはこの状態 (singlet dimer と triplet dimer を交互に並べた状態) と格子の周期との整合性が取りにくいためであろう。このことは、それらの整合性を保証する spin-phonon 相互作用模型での結果との対比より明らかである。[3] gapless 領域と gapped 領域との境界は有限スピン鎖における静的スピン構造因子の波数 $Q = \pi/2$ での発散的振る舞いや秩序変数の計算により決定された。

また、動的スピン構造因子の計算結果 [3,4] から低エネルギー励起状態に関する情報が得られた。

即ち、2重に縮退したsinglet dimerとtriplet dimerを交互に並べた状態からの励起状態はそれらの磁壁[2]に相当することが確認されるとともに、 δ の小さい領域ではtriplet dimerが $S=1/2$ の domain wall に分解することなどが明らかになった。

以上の結果は、基底状態ばかりでなくある種の中間磁化を持つ状態の理解にも、粒子描像[2]が大いに役立つことを示し、さらに gapped 領域の性質を定量的に議論する際の助けにもなる。この描像は直感的で理解しやすく、今後新しい性質を持った物質を開発する際などに指針を与えるものと期待される。

参考文献

- [1] T. Tonegawa et al.: *Physica B* **246-247**(1998) 368.
- [2] K. Totsuka: *Phys. Rev. B* **57** (1998) 3454.
- [3] S. Mori and I. Harada: *J. Phys. Chem. Solids* **60** (1999) 1133.
- [4] M. Usami and S. Suga: *Proc. 4th Int. Symp. on Advanced Physical Field; Quantum Phenomena in Advanced Materials at High Magnetic Fields* (1999) p.259.

フラストレイトしたスピニラダーでの磁化プラトー

姫路工業大学理学部 岡崎暢寿
坂井徹

今回、我々は両対角線の次近接相互作用もしくは次々近接相互作用のある $S=1/2$ の反強磁性スピニラダーの磁化過程を有限個のクラス

タの対角化とサイズスケーリングによって解析した。磁化 $m \equiv M/L = 1/2$ での磁化プラトーの可能性を調べる。プラトーの大きさは磁化曲線の幅に等しく、 $\Delta E(L, M+1) + E(L, M-1) - 2E(L, M)$ のオーダーパラメーターによって表される。次近接相互作用がある場合で $J_1 = 0.4$ の時、スケールギャップ $L\Delta$ は Fig.1 のようになる。また、次々近接相互作用がある場合で $J_1 = 0.4$ の時、スケールギャップ $L\Delta$ は Fig.2 のようになる。

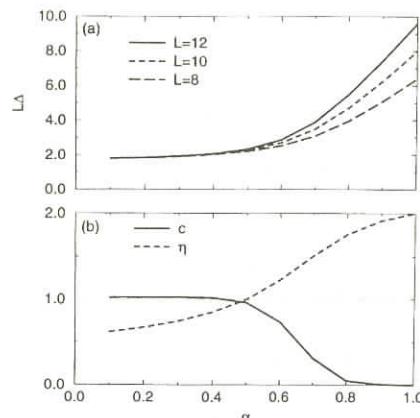


Fig.1. (a) Scaled gap $L\Delta$ vs α . (b) Conformal anomaly c と指数 η vs α . ($J_1 = 0.4$), 次近接相互作用

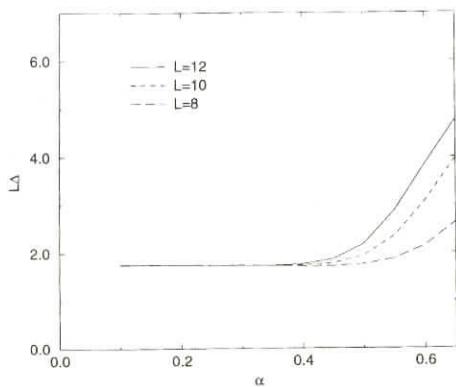


Fig.2. Scaled gap $L\Delta$ vs α . ($J_1=0.4$), 次々近接相互作用

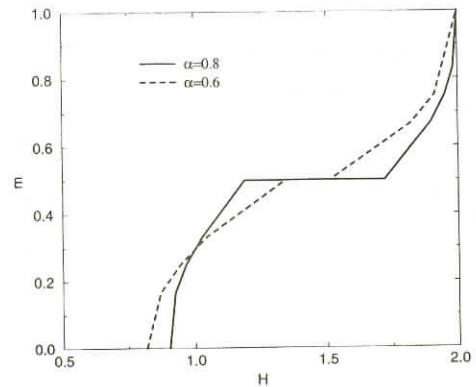


Fig.3. 磁化曲線(J_1, α)=(0.5, 0.6)と(0.5, 0.8), 次近接相互作用

この二つの図をみてわかるように、次近接相互作用がある場合よりも次々近接相互作用がある場合の方が転移点が小さいことがわかる。つまり次々近接相互作用がある場合の方が磁化曲線にブラーが出現しやすい事がわかる。ここで、次近接相互作用がある時、 $(J_1, \alpha)=(0.5, 0.6)$ と $(0.5, 0.8)$ の点での磁化曲線はFig. 3 のように書ける。

スピニギャップ系における非整合相関

東北大理 渡辺真仁
横山寿敏

スピニPeierls系や梯子系、結合交替系、Haldane系等の一次元量子スピニ系を幅広く記述する $S=1/2$ Heisenberg モデル（ジグザグ梯子格子）を考える ($J > 0$, 図1(a))。

$$H = J \left[\sum_i \mathbf{S}_{2i-1} \cdot \mathbf{S}_{2i} + \beta \sum_i \mathbf{S}_{2i} \cdot \mathbf{S}_{2i+1} \right] + \alpha J \sum_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+2}.$$

α, β はそれぞれ次近接相互作用、結合交替を制御する無次元のパラメータで、これらを変化させることにより、様々な系のつながりを系統的に議論することができる。このモデルに対して密度行列数値繰り込み群(DMRG)と対角化法を適用し、さらに摂動論を援用して物理的考察を行なった。得られた結果は多岐に渡るが、この講演では純粹物質（不純物や格子欠陥の無い場合）の非整

合相関に焦点を絞る。これまで、このモデルの非整合相関に関する正確な知見は限られていて、ほとんどが結合交替の無い場合 ($\beta=1$) であった。

この研究により $\alpha - \beta$ 平面上でその全貌が明らかになった。主な結果を以下に述べる。

整合・非整合領域の境界を決定し、基底状態の相図を求めた（図1(b)）。図1(b)中で影をつけた部分は、実空間の相関関数 S_{ij} に非整合な周期の振動項が出現する領域である。一方、数字を振った等高線は S_{ij} の Fourier変換である静的構造因子 $S(q)$ が最大値をもつ波数 q を示しており、中性子散乱などの実験から直接測定される量として重要である（実際に結合交替物質 CuNb₂O₆ で非整合の傾向が見出されている）。実空間で非整合領域を画する境界線(disorder線)のうち、 β の大きい方は一重項対の直積状態が厳密な基底状態となる Shastry - Sutherland ($\beta=2\alpha$) 線と一致し、小さい側の disorder 線は $\alpha \rightarrow \infty$ の方向に伸びる。重要なことは、disorder線と $S(q)$ の最大値を与える q が整合波数 π から始める q 空間での境界線 (Lifshitz線) が、一致しない点である。つまり、実空間と波数空間で非整合領域は等価ではない。これは強い量子揺らぎによってスピン相関が短距離になっていることが原因であり、競合する交換相互作用を持つスピンギャップ系に特有の一般的な現象である。このことは、ギャップが開いている系では、たとえ $S(q)$ が整合相関を示す場合でも整合波数に特異的な鋭いピークを持たない場合には、実空間では非整合相関が出現する可能性があることを意味している。以下のように、非整合の本質的な性質が実空間での非整合性によって支配されるという事実から、実験結果を解釈する場合などに注意が必要である。例えば上記のモデルでは、Lifshitz線上では計算した全ての物理量が滑らかに変化するが、disorder線上では2点相関に関する物理量に特異的な振る舞いが現れる。一般に、実空間の非整合振動項の周期や相関長のパラメータ微分の不連続性などによって、disorder点は2種類に分類されている。これとは対照的な例として、古典スピン系では非整合の場合、常にスパイラル長距離秩序が出現するため、disorder線と Lifshitz線は一致する。また、量子系でもギャップレスの場合は、朝永・Luttinger流体やRKKY相互作用のように波数空間でのピークや特異点に対応する周期がそのまま実空間の振動項の周期となって現れる。

図1(b)中に示した三角印の破線は、スピンギャップの大きさを $\alpha - \beta$ 空間にプロットした時に見出されたカスプを表しており、上述の実空間での非整合領域のほぼ中央に現れている。このカスプは、第一励起状態の準位交差 ($q=\pi$ から $q=\pi/2$) によって生じることが、 $\alpha=\beta=0$ からの摂動論と動的構造因子 $S(q, w)$ の計算によって示された。定性的には、カスプの位置は局在した2つの一重項を結ぶ最近接と次近接の三本の交換相互作用が打ち消し合い、局在した三重項の最低励起が生成される点として理解できる。 $\alpha \gtrsim 0.5$ では三重項の最低励起を与える波数が非整合な波数を経由して π から $\pi/2$ へと連続的に移り変わるので、カスプは消失する。

以上が非整合相関に関する結果の概要である。その詳細、及び同モデルに対する純粹系の他の性質や不純物置換効果については、文献[1]を参照されたい。

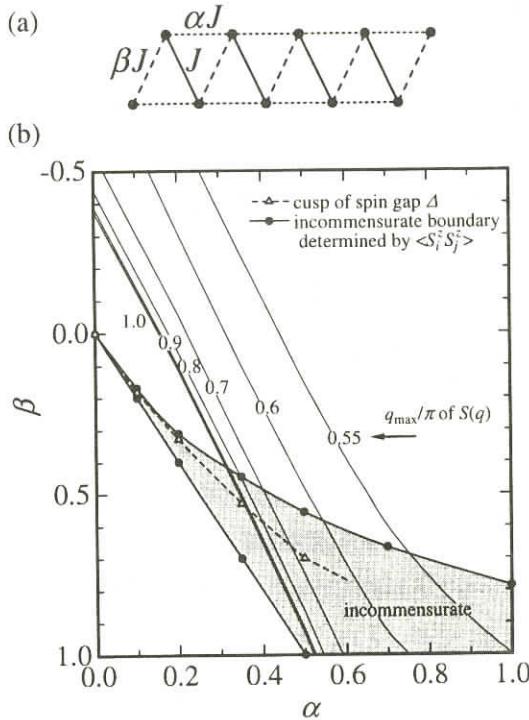


図1：(a) 結合交替 β と次近接結合 α をもつ一次元スピンモデル。

(b) 非整合相関が出現する領域図。影をつけた領域は実空間で非整合な周期の振動項が出現する領域。等高線は静的構造因子が最大値をもつ波数。三角印の破線はスピンギャップがカスプをもつ点を結んだもの。

参考文献

- [1] S. Watanabe and H. Yokoyama: J. Phys. Soc. Jpn. **68** (1999) 2073.

反強磁性はしご系の交換散乱スペクトルの計算

千葉大学自然科学研究科 多田 晋一郎
渡部 裕一
鈴木 敏彦
夏目 雄平

近年、低次元反強磁性体の研究が、実験、理論の両面から盛んに行われている。我々は今回、2本足の反強磁性Heisenbergはしご系の交換散乱機構によるラマンスペクトル計算 [3] を行い、実験との対応を考察した。

Fig1において、24site系2本足はしごの交換散乱スペクトルを示す。 $J_c/J_r=1.0$ で $1.2J_r$ (spin-gapの約2倍)と $2.5J_r$ (spin-gapの約5倍)付近に、2つの特徴的なピークが見られる。 $\text{Sr}_{11}\text{Y}_3\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ のRaman散乱実験[1]に見られる、 $2900[\text{cm}^{-1}]$ 付近のピークがFig1における $2.5J_r$ のピークに対応すると考えられる。

これらの励起構造の性質を明らかにするための予備的な計算として、8site系での厳密対角化によって系のすべての固有ベクトルを求め、励起構造を考察した。基底状態は、Neél構造の強い特徴を持つ状態として求められた。この系で交換散乱スペクトルを計算すると、spin-gapの2倍近くのエネルギーには強いラマン強度が得られた。この励起は、ダイマー描像におけるsinglet-triplet励起[2]の形に類似している。これらのピークの性質をさらに詳しく求めることが今後の研究の課題である。

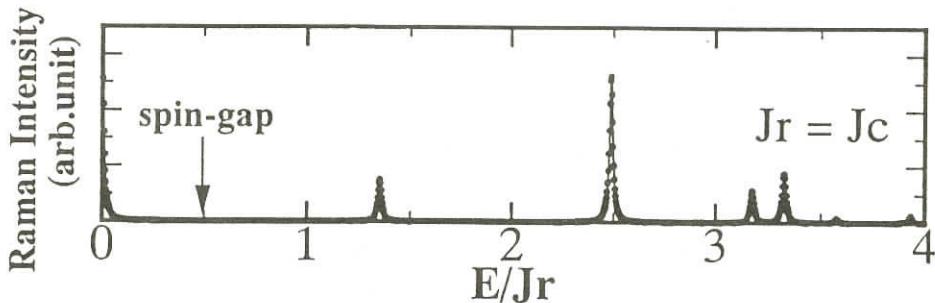


Fig1, ストークスシフトに対する、24site系、2本足はしごの交換散乱スペクトル。
はしごの交換相互作用の比は $J_c/J_r=1$ である。

参考文献

- [1] S. Sugai, M. Suzuki, H. Kobayashi, Z. Hiroi and M. Takano, to be submitted and private communications.
- [2] M. Troyer, H. Tsunetsugu and D. Wurtz: Phys. Rev. B **50** (1994) 13515.
- [3] K. Hibino and Y. Natsume, J. Phys. Soc. Jpn **54** (1985) 3526.

東京大学物性研究所 中村正明

一次元電子系の不安定性は、ボゾン化法や繰り込み群の方法を用いてその低エネルギーの有効理論が構築できるため、量子スピン鎖の諸問題と共にした視点での議論が可能である。一次元電子系の不安定性を一般的に論ずるため、拡張ハバード鎖(t, U, V)に非対角型の相互作用(X, W)を加えた以下の模型を考えた。

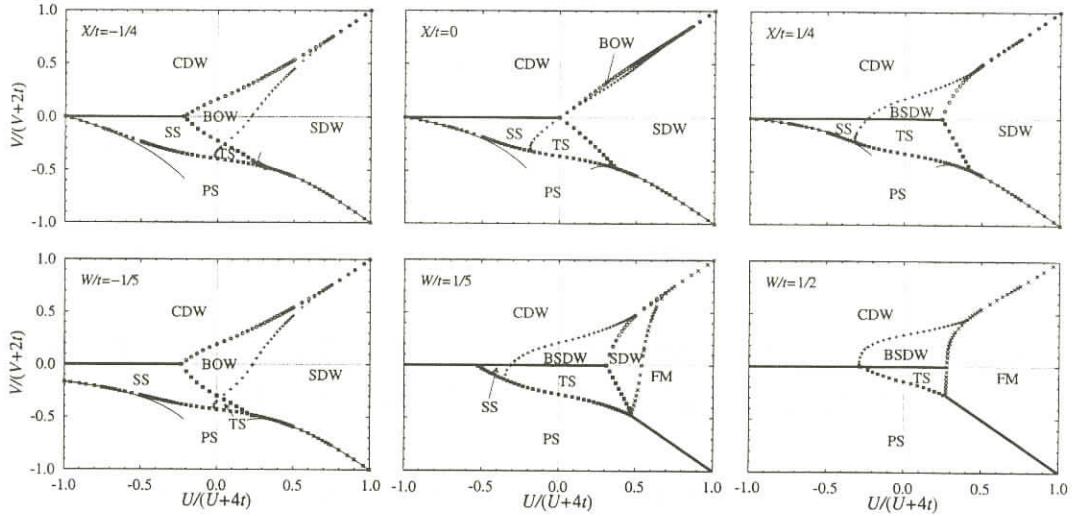
$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -t \sum_{is} (c_{is}^\dagger c_{i+1,s} + \text{H.c.}) + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} + V \sum_i n_i n_{i+1} \\ & + X \sum_{is} (c_{is}^\dagger c_{i+1,s} + \text{H.c.})(n_{i,-s} - n_{i+1,-s})^2 + W \sum_{iss'} (c_{is}^\dagger c_{i+1,s} + \text{H.c.})(c_{is'}^\dagger c_{i+1,s'} + \text{H.c.}) \end{aligned}$$

この模型は最近接の二サイト間における電子・電子相互作用を一般化することにより自然に得られるものである。Half-fillingにおいて電荷及びスピンギャップ、相分離、強磁性などの不安定性を議論し、以下の相図を得た[1,2]。一次元電子系の低エネルギー励起はスピンと電荷部分に分かれるが、前者については J_1 - J_2 スピン鎖(SU(2)対称)[3]、後者については異方的 J_1 - J_2 スピン鎖(U(1)対称)[4]で現れるものと同種の不安定性を生じ、全体の相図はそれらの相境界の重ね合わせで与えられる。これらの相境界については厳密対角化法によって得られる有限サイズ系の励起スペクトルを朝永・ラッティンジャー流体理論に基づいて解析することで定めた。

非対角項(X, W)の効果として重要なものは、電荷(CDW)及びスピン密度波(SDW)相の間に bond order wave (BOW)相、bond spin density wave (BSDW)相などの特異な絶縁相を出現させることである。これらの相は電子系をスピン↑↓からなるスピン梯子系としてみたときに valence bond 的なダイマー状態に相当するものである。強結合領域 ($U/t, V/t \gg 1$) ではこれらの相は CDW 相と SDW 相との間に消え、三重臨界点が出現する。これらの振舞いは通常の拡張ハバード鎖($W=X=0$)の CDW - SDW 転移における二次転移と一次転移のクロスオーバーに対応している[1]。

参考文献

- [1] M. Nakamura: J. Phys. Soc. Jpn. **68** (1999) 3123
- [2] M. Nakamura: cond-mat/9909277
- [3] K. Okamoto and K. Nomura: Phys. Lett. A **169** (1992) 433
- [4] K. Nomura and K. Okamoto: J. Phys. A **27** (1994) 5773



1次元スピン-軌道模型の相構造

日大理工 糸井千岳

Univ. British Columbia S.Qin

I. Affleck

1次元のスピン-軌道模型は、SU(4)対称性のある特別な点で、Bethe仮設可解である。

この点は、ギャプレスで、スピンと軌道の自由度が SU(4)対称性をもつ4成分のTomonaga-Luttinger(TL)液体の振る舞いを示す。

我々は、可解な点のまわりでSU(2) SU(2)対称性をもつ模型を非可換ボソン化とくりこみ群、DMRGをもじいて解析した。SU(2) SU(2)対称な摂動の効果として、2個のパラメーターがあらたに加わる。これはTL液体に2種類の2体の相互作用のほか、スピン波速度、軌道波速度に別々な差をあたえる。この効果がある条件のもとで、TL液体に不安定性をもたらす。第1の不安定性は、2体の相互作用がくりこみ群のもとでおおきく発達する場合である。これは、ダイマーギャップが開くことに対応している。くりこみ群の 最低次の計算によって、この不安定性の起こる相境界を描くことができる。また、安定領域も確実に広がって存在することも同時にわかる。

この相転移は無限次であるが、ギャップのスケーリング公式はKT転移とは違った普遍類に属する。

第2の不安定性はスピン波あるいは軌道波の速度が0までずらされ、基底状態の間にレベル交差

が生じることである。これはスピンおよび軌道の強磁性へのこの相転移を意味し、その転移の次数は1次である。以上をまとめると、次のような結果となる[1]。

- (1) SU(4)対称なギャップレス相は広がっている。(スピン波および軌道波速度の再定義でSU(4)対称性が現れる。)
- (2) スピン-軌道対称な線は異なる相の境界ではない。(励起状態のレベル交差が起こるだけである。)
- (3) SU(4)対称相からDimer相への相転移は無限次だがKT転移とは異なった普遍類に属する。
- (4) SU(4)対称相からスピンまたは軌道が強磁性相となる転移は、1次転移である。

とくに、(1)(2)は今まで報告されているY. Yamashita, N. Shibata and K.Ueda[2]や塚本、川上、山下、上田[3]による数値計算結果の解釈とは異なっているが、我々の理論では彼らの数値計算の結果も矛盾なく説明することができる。

スピン波および軌道波速度のずれによって起こる励起状態間のレベル交差は、彼らの数値計算が美しく示している。とくにスピンと軌道の非対称性が大きくなると、高いスピンの励起状態が第一励起状態となり、やがてはスピンが強磁性で軌道が反強磁性の相に転移するという、スピン-軌道模型 特有の興味深い現象が観測できる。

以上の結果は、ほとんど同時に発表された

Azaria, Boulat and Lecheminant [4] とも無矛盾である。

- [1] C. Itoi, S. Qin and I. Affleck, cond-mat/9910109, to be published in PRB.
- [2] Y. Yamashita, N. Shibata and K. Ueda, cond-mat/9908237.
- [3] 塚本康正、川上則雄、山下靖文、上田和夫、物理学会99年秋の分会27aR-6.
- [4] P. Azaria, E. Boulat and P. Lecheminant, cond-mat/9910218.

物性研究所談話会

日 時 1999年12月2日(木) 午前10時~

場 所 物性研究所 Q棟1階講義室

講 師 Robert J. Hamers 教授

(所属) (University of Wisconsin)

題 目 Molecular Architecture at Organic-Inorganic Interfaces

要 旨

Organic-inorganic interfaces play critical roles in a number of technology areas including the emerging fields of molecular electronics and biotechnology. Despite the fact that the microelectronics industry revolves around silicon, comparatively little has been understood about how to control the attachment of organic molecules to surfaces of silicon and other semiconductors. We have developed strategies for bonding molecules to silicon surfaces to produce well-defined arrays of functionalized molecules and have characterized the structure and properties of chemisorbed molecules using a variety of techniques including atomic-resolution scanning tunneling microscopy and monolayer-sensitivity vibrational spectroscopy; in some cases these molecules can even be aligned to direct specific chemical bonds along particular crystallographic directions, giving rise to unusual optical (and possibly electrical) properties. This talk will present the current state-of-the-art and prospects for the future in controlling the architecture of organic molecules on surfaces of silicon and other group IV semiconductors.

日 時 1999年12月2日(木) 午後1時~

場 所 物性研究所 Q棟1階講義室

講 師 John J. Boland 教授

(所属) (University of North Carolina)

題 目 Dynamical Measurements with STM: Experiments with One and Two Probes.

要 旨

The use of single probe STM to solve important dynamical problems in surface science is described. In particular we discuss the dynamics of hydrogen adsorption on the Si(100)-2x1 surface. At room temperature the sticking coefficient for molecular hydrogen on this surface is less than 10^{-12} . However, hydrogen molecules desorbing

from the surface do not have an excess of energy, suggesting at best a small barrier on the exit channel. These observations have led to speculation about the validity of detailed balance in this system. Here we show that this discrepancy can be explained by considering both the surface-molecule co-ordinate and that associated with the Si-Si dimer bond tilt-angle. By preparing the surface dimers with a specific tilt-angle we demonstrate that the barrier to adsorption is a function of this angle and that the sticking coefficient dramatically increase for certain angles. The adsorption-desorption dynamics can then be described in terms of a common potential energy hypersurface involving both of these co-ordinates. The implications of these observations are also discussed.

In this talk we will also discuss the potential for two probe STM measurements. The goals, design criteria and performance of our dual probe microscope will be described. The positioning and imaging capabilities are described, as are the sensitivity for transport measurements.

日 時 1999年12月10日(金) 午後1時30分～2時30分

場 所 物性研究所 Q棟1階講義室

講 師 Prof. D. Wayne Goodman

(所属) (Department of Chemistry Texas A&M University)

題 目 The Physical and Chemical Properties of Metal Clusters on Planar Oxide
Supports

要 旨

Model catalysts consisting of Au and Ag clusters of varying size have been prepared on single crystal TiO₂ and ultra-thin films of TiO₂ and Al₂O₃ films. The morphology, electronic structure, and catalytic properties of these Au and Ag clusters have been investigated with emphasis on the unique properties of those clusters <5.0 nm size. Motivating this work is the recent literature report that gold supported on titanium oxide is active for various reactions including low temperature CO oxidation and the selective oxidation of propylene.

Scanning tunneling spectroscopy (STS) has been used to study the electronic structure of Au and Ag clusters prepared on single crystal TiO₂(100). A band gap in the clusters is apparent at cluster diameters of 2-5 nm suggesting a metal-to-insulator transition within this cluster size range. Furthermore, the onset of catalytic activity for the Au

clusters is observed within this 2-5 nm cluster size range for CO oxidation, with a maximum found for those clusters with heights of two atoms and a band gap of 0.2-0.6. The binding energies as well of CO and Oads vary significantly with cluster size within the 2-5nm range. These studies illustrate the novel and unique physical and chemical properties of nanosized metal clusters.

日 時 1999年12月10日(金) 午後3時30分～4時30分

場 所 物性研究所 Q棟1階講義室

講 師 Prof. Xin Xu

(所属) (Department of Chemistry Xiamen University)

題 目 Chemisorptions and Reactions on Metal Oxides: A Quantum Chemical Cluster Model Study.

要 旨

酸化マグネシウムおよび酸化亜鉛上の化学吸着と化学反応について、量子化学のクラスター モデルを用いて、理論的に研究している。一酸化炭素、一酸化窒素、水素の吸着と分解反応において、クラスターサイズの違いによってこれらの反応がどのように異なるかを調べ、その電子状態と反応性の関係をあきらかにした。

日 時 1999年12月21日(火) 午後1時30分～2時30分

場 所 物性研究所 Q棟1階講義室

講 師 Rongjia Tao 氏

(所属) Southern Illinois University

題 目 Formation of High-Temperature Superconducting Balls

要 旨

A new phenomenon has been observed by physicists at Southern Illinois University. Rongjia Tao and his colleagues began by wanting to observe the motion of micron-sized Br-Sr-Ca-Cu-O, Nd-Ba-Cu-O, and Y-Ba-Cu-O superconducting particles (suspended in liquid nitrogen) in an electric field running between two electrodes. Metal particles in this situation would bounce between the two electrodes to transport charges or tend to line up; after all, an electric field helps define a preferred direction in space. The superconducting particles ignored this hint and, to the researchers' great surprise,

formed themselves into a ball. The ball, about .25 mm across and containing over a million particles, formed quickly and was quite sturdy; it even survived constant collisions with the electrodes.

What binds the ball together? Tao, collaborating with Princeton theorist Philip Anderson, have concluded that the effect is an artifact of superconductivity (the same particles, above their superconducting transition temperature, do not ball up but instead group into lines), perhaps something to do with way in which the surface energy of the particle ensemble is reduced by self-assembly into a ball. This unprecedented new surface energy is related to the acquired surface charges on the particles and the interlayer coupling in these superconductors. Granular properties of the particles might also play a role in the process and in the ball's internal structure. The liquid nitrogen, needed in the experiment to neutralize gravity, mitigates the friction dissipation occurred in all other granular materials. A way around this is to do the experiment in the microgravity space.

The basic scientific novelty of this new phenomenon is paramount, but Tao is also turning his attention to possible applications in the area of superconducting thin films and unusual forms of wetting.

日 時 1999年12月24日(金) 午後1時30分～2時30分

場 所 物性研究所 Q棟1階講義室

講 師 Arthur R. Smith 教授

(所属) (Physics Department, Ohio University)

題 目 Investigations of MBE Growth and Surface Structures of Wurtzite GaN

要 旨

Using molecular beam epitaxy and in-situ analytical techniques, the surfaces of wurtzite GaN have been explored. We find two unique classes of surface reconstructions corresponding to the two polar faces, (0001) and (000-1). Combining first principles total energy calculations with the experimental data, models for the surface structures have been deduced. I will present our findings for the surface structures as well as their relationship to the observed MBE growth phenomena. The use of various atomic overlayers which promote surfactant behavior on GaN will also be discussed.

人 事 異 動

研究部門等

(採用)

所 屬	職・氏名	発令日	備 考
先端領域研究部門	助手 椋田秀和	12. 1. 1	新規採用

(命・柏分室勤務)

所 屬	職・氏名	発令日	備 考
極限環境物性研究部門	技官 五十嵐 武	12. 1. 1	命・柏分室勤務

Technical Report of ISSP 新刊リスト

Ser. A

- No. 3509** Single-Particle Pseudogap in Two-Dimensional Electron Systems, by Shigeki Onoda and Masatoshi Imada.
- No. 3510** Control of Superconducting Correlations in High-Tc Cuprates, by Hiroyasu Tsunetsugu and Masatoshi Imada.
- No. 3511** Quantized Conductance through Atomic-sized Iron Contacts at 4.2K, by Fumio Komori and Kan Nakatsuji.
- No. 3512** Quantum Effects of Resistance-Shunted Josephson Junctions, by Takeo Kato and Masatoshi Imada.
- No. 3513** Quadrupolar Order Parameter and Third-order Magnetic Susceptibility of Kondo-lattice Compounds $Ce_3Pd_{20}Ge_6$, by Jiro Kitagawa, Naoya Takeda, Masayasu Ishikawa, Masahiko Nakayama, Noriaki Kimura and Takemi Komatsubara.
- No. 3514** Jahn-Teller-like Phase Transition of $TmPd_3S_4$ around 200K, by J. Kitagawa, E. Matsuoka, N. Takeda and M. Ishikawa.
- No. 3515** Evidence for Strong Quadrupolar Pair Interactions in Rare-Earth Palladium Bronzes RPd_3S_4 , by K. Abe, J. Kitagawa, N. Takeda and M. Ishikawa.
- No. 3516** Cluster Algorithms for General-S Quantum Spin Systems, by Synge Todo and Kiyoshi Kato.
- No. 3517** Random Fixed Point of Three-Dimensional Random-Bond Ising Models, by Koji Hukushima.
- No. 3518** Numerical Study of Aging Phenomena in Short-Ranged Spin Glasses, by Koji Hukushima, Hanime Yosino and Hajime Takayama.
- No. 3519** Polarization and Momentum Dependence of a Charge Transfer Excitation in Nd_2CuO_4 , by K. Hamalainen, J. P. Hill, S. Huotari, C. -C. Kao, L. E. Berman, A. Kotani, T. Ide, J. L. Peng and R. L. Greene.

編 集 後 記

西暦2000年最初の物性研だよりをお届けいたします。

2000年最初の刊行号という意味では、今保存しておけば将来、この方面的貴重な資料としてプレミアがつくかもしれません。冗談はさておき、六本木物性研も残り2ヶ月と僅かになってきました。柏物性研では、道路はまだ舗装されておらず、工事現場という印象が強いですが、本館建物は足場も一部取れ、いよいよ完成というところまでできています。その姿には、巨大なビルが広い平地の中にそびえたっていると言ってよいほど壮観なたたずまいです。今年中にも、後発の移転部門等の共同利用が新しい地で始まる予定で、六本木物性研と同じく研究関係者で賑わうことが期待できそうです。

なお、次号の原稿締切りは2月10日です。

所属又は住所変更の場合等は事務部共同利用掛までご連絡願います。

藤 原 直 樹
今 田 正 俊

