

物性研だより

第33卷
第3号

1993年9月

目 次

○ 物性研に着任して	勝本 信吾	1
○ 第6回物性専門委員会（第15期）議事録		2
短期研究会報告		
○ 「スピニ偏極電子によっ展開する物性物理学」		7
世話人	溝口, 早川, 菅, 中西, 吉岡, 柿崎	
物性研究所談話会		76
物性研ニュース		
○ 東京大学物性研究所 客員部門教授・助教授公募		77
○ 1994年度日米科学協力事業「中性子散乱」研究計画の公募		79
○ 人事異動		80
○ テクニカル・レポート 新刊リスト		81
編集後記		

東京大学物性研究所

ISSN 0385-9843

物性研に着任して

勝本信吾

4月1日より凝縮系物性部門に勤務して、はや半年が過ぎましたが、年のせいかなかなか六本木にはなじめず、今だに異邦人のような気分で過ごしています。ようやく所員の方の顔と名前を大体覚えた、という所でしょうか。さて、本文にて自己紹介をせよとのこと。過去のものをみると、経歴を語りつつ「物性研のこの問題について私はこう思う」とか「私がかつて勤めた○○国の○○研究所ではこうだった」と物性研をチクチクしてみたり、といったことをやるようです。残念ながら、今の所私はそのような経験も勇気も持ち合わせていないので、簡単に文字通りの自己紹介をして早々に退散したいと思います。

東大の理物を卒業して入ったのは、本郷の佐々木・小林研究室です。それまで、ランダム系に興味をもち、自己流で近藤-豊沢理論や小林流のランダム行列理論を勉強していたのに、大学院に入った途端、それらによる実験の解釈がすっかりひっくり返った、と聞いて愕然としました。代ってファインマン図形による摂動計算や繰り込み群の嵐がやってきたのですが、今思えば随分と平和でした。ショックから立ち直る間もなく、Bell研からやってきたThomas博士の部下にさせられ、良く理解できぬまま弱局在の理論を使って実験の解釈をするという仕事をやらされました。博士が帰国するかしないかの内に、今度は冷えない希釈冷凍機の改修を命じられ、旋盤・溶接・リーケテストの毎日・・・。しかし、優秀な先輩達のお陰もあり、結局はうまうまと乗せられて大学院生活を楽しんでしました。

修士を出て電電公社に入りましたが、当然武蔵野の研究所に配属されると思っていた所、東海村に行くことになり、眼前が暗くなりました。東海村でタクシーに乗って「NTTの研究所」といっても「それ、どこですか」と聞き返されます（この点、物性研も似ていますね）。しかし、当時は光ファイバー・フィーバーに沸いていて、半導体研究者達は小さくなっていました。ここで、分子線エピタキシー(MBE)などの成長技術を使った衛星用太陽電池の研究に従事しました。このMBEが団体ばかりでかいオンボロで（もっとも当時のMBEはすべてオンボロといって良かった）、こいつの世話については、語るも涙聞くも・・・ですが、省略しましょう。

茨城生活によく慣れ、特許を書いたり、工学系の学会で少しいい気になりかけたころ、本郷の小林俊一研に助手で戻ることになりました。人生設計についてはあまり深く考えていないかったのですが、最初にもらった給与の額面を見て、致命的な誤りを犯したことに気付きました。それでも、学生をからかいながら仕事をさせるのは割と性にあっていたらしく、ペイの良い仕事に移ろうという気は、起きました。ここで、金属絶縁体転移の研究を始め、意外なことにNTTで仕入れた知識が大いに役に立ちました。これは、その後のメゾスコピック系の実験でも同様でした。

という経験で、物性研にやってきたわけです。物性研で最初にショックを受けたのは・・・後で笑い草にできればいいなと思っています。

第6回物性専門委員会（第15期）議事録

日 時 1993年5月17日（水） 13:00～17:00

出席者 伊達 宗行, 安藤 恒也, 石井武比古, 遠藤 祐久, 遠藤 康夫,
勝木 渥, 川村 清, 小林 俊一, 小松原武美, 竹内 伸,
張 喜久夫, 長岡 洋介, 中嶋 貞雄, 藤田 敏三, 目方 守
オブザーバー 今田 正俊, 安岡 弘志, 家 泰弘

[前回議事録の承認] 前回（第5回）議事録を承認した。

[報告]

1. 学術会議（中嶋）

○「学術分野における国際貢献に関する基本的提言」が採択された。すでに会長より内閣官房長官に提出されている。今後政府と継続的に接觸できるようにするために「提言」とした。アジア地域との交流が強調されている。「アジア太平洋地域」とすべきであるとか、過去の侵略行為に対しても意見を述べるべきとの意見がでた。後者は会長談話中に盛り込まれている。学術国際貢献特別委員会が活動を継続中である。新しい組織の構築の必要性をうたっているが、このシステムに国内研究を含むのかどうか、傘下にハードウェアを含むのかどうか、予算規模の分析等など、なお議論が必要である。

○国際対応特別委員会を第16期から第7常置委員会にすることが決まった。複合領域の研連を統合して浮いた2研連枠を使う。4部からは16名の定員を供出することとなる。4部に関しては最終的には7月の第4部会（仙台）で決定する。

○研連が硬直化しているので研連見直しが提案された。これに関しては第1常置委員会から「研連見直しのためのガイドライン」が提出された。この中で一部の研連は大きすぎると示唆している。物研連が大きすぎると思われているところがあるが、物研連はこれでよいと思う。物理学の論理は学術会議内部でも理解されていないので、物研連も自らの特殊性を外に向けて説明してほしい。

○国際数学研究所の設立が数学研連から提案された。10月総会で勧告を出したいという動きがある。化学教育研連が科学教育に関する対外報告を出そうとしている。

2. 物性研究所（竹内）

○人事 理論1名を公募中である。凝縮系の1名が着任した。

○中性子散乱研究施設が4月より発足した。研究員宿舎等の建設のための2700m²の土地を取得することになった。今年度中に建設が開始される。

3. 基礎物理学研究所（長岡）

○建物については本年度予算がついた。今年中に着工できるだろう。旧建物は一部を湯川記念館として残す。これで宇治と北白川の合併が完成する。

○大学院関係 理学部の大学院部局化が来年度からはじまる見込みである。大学院生定員は現状（修士、博士共1学年4名）のまま全教官が協力講座に加わる方向で検討している。

○今後は中味の充実に移りたい。たとえば、物性関係部門増として「非平衡物理学」の実現を推進したい。

4. KEK放射光（石井）

○実験設備はおおむね順調に稼働している。民間のビームライン中NTT分が空くことが見込まれる。

○PFRリングの性能向上（高輝度化）については平成6年度概算要求にのった。ライナックの改造（2.5GeV→8GeV）を行うことにしたが放射光には迷惑はかかるない。

○AR(accumulator ring)を放射光専用に転用することが議論されている。PFRビームラインのスクラップ・アンド・ビルトが行われようとしている。高輝度光源開発のためのR&Dがはじまつた。スピニ偏極光電子分光装置は10月に供用を開始する。

5. 物性委員会（長岡）

○物性将来計画 科研費の申請方法も含め審議中である。

○百人委員の選出方法の変更 百人委員の出ないグループをなくすために、各グループごとに委員を選出することにしたい。若手代表が出にくいなどの意見もあったが、物性委員会として現行百人委員に提案し、百人委員の投票で変更の可否を決めることとした。

6. 物性将来計画のワーキング・グループ（長岡）

物性研将来計画については日本全体の将来計画の中で議論すべきだという提案があったので、「センター」構想の中の5つ（多重極限、量子分光、表面、量子物性、物質合成）についてワーキンググループを作って審議した。物質合成については外部からも要望が強い。

〔議事〕

1. 基研運営委員選出（長岡）

委員の任務と被選挙権者についての説明の後、投票に移り、無記名投票の結果次の4名を推薦することになった。

福山秀敏 安藤恒也 山田耕作 川村 清 (次) 蔵本由紀

2. 物性将来計画

明日の本会議で物理学の将来計画を議論するが、そのとき、物性としてのビジョンを出したい旨の委員長発言があり、各将来計画の議論に移った。

(a) 物性研

- (竹内所長発言) 所内では外部の意見を取り入れ、各グループごとに修正を検討中である。柏キャンパス取得が前提になっているが、東大新執行部の下で、キャンパス関係の全委員会を改編し、全体計画を推進することになった。今年度に入って、急速に検討が進められるようになり、平成6年度は概算要求に全体計画の準備調査を盛り込む。3極構想の理念づくり、柏キャンパス取得の理由づけの検討が行われており、今年度中にかなり具体化しそうである。以上の発言の後、以下の議論があった。
- 本郷キャンパス高層化の見通しがついてきたので工学部の柏キャンパス進出がトーンダウンしている。物性研の柏移転の環境が変化してきた。
- 将来計画を推進する旨物研連全体会議で報告すべきではないのか。
- 物性グループ全体として総花的といわれないか。
- 外部ではそれぞれの分野で拠点計画があり、それと整合性を保ち、住み分けをすべきではないか。
- 日本全体の将来計画にとって拠点計画は必要で、それを見る組織としての物性研の役割はある。総花的だというだけでは今後の検討はやりにくい。
- SRを例にとると、各地の計画中で物性研の計画がどう位置づけられるか、どれが緊急課題かという議論が必要である。「強磁場」は拠点（阪大、東北大、物性研）づくりを要求することとした。
- 物性の将来計画全体で物性研の計画の位置づけをする議論をしてほしい。
- 物性研内部の優先順位をつけてほしい。物性研のグループ全体の優先順位を求められるかも知れない。
- 加速器部会の主たるテーマはSSCとTRISTAN II（Bファクトリー計画）であるが、ここで終わりにしたくないので、たとえば、大型ハドロンやKEK主リングのSR専用光源への転用など先の議論をするよう要求中である。
- 物性研の将来計画はほとんど現在の分野の転用だから全体で1セットである。大規模、中規模、小規模研究のセンター群からなるが、大規模計画のうちのSORをどう位置づけるかが問われるかも知れない。残りは順位をつけるようなものではない。2回の検討会と研究会で具体的な検討も行われ、議論が進展したと思っている。
- SORはたしかにポイントである。第1段階はこれでよいが第2段階でしばらなくてはならないかも知れない。文部省はまだ細部まで議論したがらない。
- 物性研とは別に、われわれが順位をつけたい。さもないと、外部から単にイジワルをしているみたいにとられる。
- SORをまず出す。強磁場はクネール法がユニークだからこれを押す。つぶしてもよい分野

もある。

- スクラップする分野を明示してほしい。投資効果が上がっていない分野もある。
- 計算機物理をどうするか。
- 順位を中の人作るのは酷だから強化すべき分野を外部で考えて人の入れ替えもありうるような将来計画を外部で作れないか。
- スクラップする分野や人を将来計画にのせるのは長い目でみて危険である。人事交流の組織を書くことはできると思うが。
- 大蔵レベルに行ったらリストラを要求される。
- 現状の延長であることに対し、これまでの外部との議論で外から計画の変更を求めるような具体的な提案はなかった。
- 物性研内部でリストラができないか所員会で提案してみようか。

(b) パルス中性子

- （渡辺氏からの提案書について遠藤委員から以下の説明があった）大型ハドロン計画が大幅に遅れているので、中性子および中間子研究将来計画検討会において現在の飢餓状態からの脱却案を立てた。これはあくまでも私的な検討であるが、来世紀初頭においても十分に世界一級の陽子加速器をもつライナックの加速陽子ビームを 1 GeV シンクロトロンでショートパルスにするもので、全体として 250 億で収まる計画案である。予算の内訳は大部分が加速器の建設費用である。また、ライナックは最終的には 1 GeV まで加速のできるように設計される。中性子散乱装置は大部分 K E K の現在使用中のものを移設するし、中間子の実験装置は東大の中間子センターからそっくり移設する。

以上の発言の後、以下の質疑応答と議論があった。

Q：現実するまでのつなぎにプロント・シンクロトロンの運転モードを変える計画はないか。

A：もう限界にきている。

Q：計測機器にはどれぐらいかかるのか。

A：現在のものを使うので原則的には無料であるが、鉄とコンクリートのターゲットが約 10 億円かかる。

Q：実験ステーションはいくつか。

A：12ヶ所である。放射光より安上がりである。

- 大型ハドロン計画が止まっていることによるいらだちの表明と違う面もある。

- 良い計画であると結論づけてよいか。

- 東大としては核研の改廃が最も重要課題だろうが、他方、世界的に原子炉が苦しいという実情も考えないといけない。

- 欧米は安全性の問題が持ち上がっている。

(c) 国分寺計画

- (安岡氏発言) ネットワーク化について物性専門委員会WGに提案した。これは学術審議会の答申の中の COE(center of excellence)という考え方を受けたものと考えている。研究分野でNetwork化の試行ができないかと意見があったことと、国分寺計画が前からあったので、それを受けた出した。物性研究は相補性と多様性を持っている。そこで大型装置をベースとしたネットワーク化と研究領域をベースとしたネットワーク化の2つが考えられるが、今回議論されているものだけでは物性物理全体をカバーすることはできない。そこで各研究機関の基盤整備も同時に実行した上で物性研の研究センター群構想もとり込む。
- 心強い提案である。物性研内部の人が日本全国の絵を書いてくれて感謝している。八ヶ岳研究組織が必要とも思うが、下手に組織化すると硬直化するという意見もある。
- 物性は物性研と各地の拠点を強化する。そのための組織を考えるという方針に賛成である。
- 無いものから国分寺を作ることは現実性があるか。提言としては出来るが。
- 物性研が窓口になってよそに国分寺を作つて共同研究グループを作れるか。
- 拠点に装置をおいておけというようなものではだめである。機械はすぐこわれてしまうから、図書館から本を借りるのは事情が違う。
- システムが必要である。ただし、原子核・素粒子は剛直な組織を作るが、そういう組織は物性では不要である。そこで、物性研外から委員長が出る「物性研究連絡会（仮称）」を作り、事務局は物性研におく。その下に各分野ごとのリエゾン委員会を作る。このような組織は、SR, 高圧, 強磁場にはある程度あるが、それをいろいろな分野に整備する。
- 物性委員会との関係はどうか。
- 物性委員会の構成、いきさつから見てふさわしいかどうか。むしろ、物性専門委員会のWGがその機構を果たせるのではないだろうか。
- 形式を整備することも対外的には必要である。
- 現構想の中の分類は手段によっていて、物理によるものではない。
- 装置として見やすいものから列挙した。「量子物性」から先は物理でグループ分けしてある。
- 原子核のように各大学の概算要求をある程度知つておくことは研究者集団としても必要である。
- 今期中にこの構想をまとめて報告書を作りたい。3月の物研連に提案し、6月に決めたい。
- 拠点的な小さな共同利用の施設を作れないか。「学内共同」を「全国共同利用」にできないか。単発で共同利用施設は出来ないか。そういうものが物性の特徴ではないか。
- 重点、特別推進に作った装置が立派になっているのもあってもったいない。

物性研短期研究会報告

「スピン偏極電子によって展開する物性物理学」

世話人 溝 口 正（代表）
早 川 和 延
菅 滋 正
中 西 疊
吉 岡 正 和
柿 崎 明 人

上記研究会が6月30日(水), 7月1日(木)の2日間にわたり, 東京大学物性研究所にて開催された。

電子は電荷と共にスピン磁気モーメントを持っており, その具現としての磁性体の存在を人類は紀元前より知っていた。我が国においても磁性研究の層は厚い。一方現代文明を支えているエレクトロニクスはもとより, 電子をビームとして直接扱うテクノロジー, 例えは電子顕微鏡, EPMA, LEED, RHEED, ESCA, Auger分光等々は従来電子を単なる荷電粒子として扱ってきた。電子が $S = 1/2$ のスピンを持ち, パウリの原理に従うフェルミ粒子として振る舞うことは固体物理学において基本的な重要性を持っている。それ故, 理論計算はスピンを区別して行われているにもかかわらずそれらの和を実験と比較するというもどかしい事態となることが多い。より基本的に自然界の対称性に対する考察を行う上で, 高エネルギー物理学においてもスピン偏極電子線加速器実験にむけての要請が高まり, 世界的にその準備が進んでいる。

現在, スピン偏極電子ビームを得る方法としては, 適当なエネルギーの円偏光をGaAsに照射して発生する光電子を用いることが行われているが, その寿命はGaAsの表面状態に極めて敏感である。またGaAsの縮退を解いてスピン偏極度を高めるためStrained GaAs や超格子フォトカソードの試みもみなされている。これらのスピン偏極電子源と共に偏極電子の検出を行うポラリメータも古典的なモット検出器の他に種々の試みがなされている。

昨年11月に高エネルギー・スピン物理学国際会議が名古屋大学で開催された折, 直前に物性研究者も交えたWork Shop がもたれた。その際, 物性物理学における今後の重要性に鑑み, 是非研究会を持とうということで物性研究所短期研究会に申請した所, 幸いにも御許可をいただき, 開催の運びとなった。今回はその裾野を広げる意味もあって固体内におけるスピン偏極電子の振る舞いに関連する巨大磁気抵抗や, スピン依存トンネリングの話題も合わせて話していただいた。

本研究会の特徴は, 既に確立した分野の成果報告会ということではなく, これから発展するであろう極めて学際的な話題を持ち, それを反映して表面, 磁性, 半導体, 原子, 分子等から高エネル

ギー物理に至る種々の分野の方々が一室に集まり、熱心に討論が行われた事である。全体だ 100名近い参加者があり、特に若い方々の顔が多かった。研究会準備や、興味深いご講演をいただいた方々、熱心に討論に参加して下さった方々に感謝すると共に、今後のこの方面的研究を益々発展することを願う次第である。

物性研「スピン偏極電子によって展開する物性物理学」

場 所： 東京大学物性研究所Q棟講義室

日 時： 1993年6月30日（水）－7月1日（木）

6月30日（水）

13:30-17:35

(1) スpin偏極電子源とその応用（柿崎明人）	13:30-15:00
溝口 正（学習院大理） はじめに	（5分）
菅 滋正（阪大基礎工） スpin偏極電子源の開発と分光研究への応用	（20分）
中西 疊（名大理） 高い偏極度を有するフォトカソード(Strained GaAs) の開発	（20分）
坂 貴（大同特殊鋼） Strained GaAs型フォトカソードの作製	（15分）
大森恒彦（高工研） 超格子フォトカソード型高スpin偏極度電子源	（20分）
吉岡正和（高工研） Linear Collider 加速器の概要	（10分）

休 憇

15:00-15:20

(2) 電子スpinに依存する物性（輸送現象）（溝口 正）	15:20-17:05
前川禎道（名大工） スpinに依存する電気伝導現象	（15分）
末沢慶孝（帝京技術科学大） 強磁性薄膜間のスpin編極トンネル効果	（15分）
高梨弘毅、藤森啓安（東北大金研）コメント	（10分）
末岡和久、武笠幸一（北大工）早川和延（北大触媒セ） スpin偏極電子のSTMによる検出	（15分）
秋光 純（青学大理工） トンネル効果を用いた電子スpin偏極	（10分）
宮崎照宣（東北大工） 82Ni-Fe/Al ₂ O ₃ /Co トンネル接合の磁気抵抗効果	（10分）
堀中博道（大阪府大工） 歪んだ GaAs 薄膜のスpin依存性発光の励起特性	（15分）

G.Fasol (新技術開発事業団)

（3）量子細線におけるスピン偏極 (15分)

インフォーマル・ミーティング 17:05-17:35

7月1日 (木)

10:00-16:25

(3) スピン偏極電子検出器 (中西彌) 10:00-11:15

栗原良将 (高工研) モット散乱を用いたスピン偏極度測定装置 (15分)

木下豊彦 (東大物性研) 光電子分光法によるスピン偏極電子検出技術 (15分)

鈴木 皇 (学習院大理・電通大レーザー極限セ) スpin偏極電子検出の光学的方法 (15分)

小池和幸 (日立基礎研) スpin偏極走査電子顕微鏡法 (15分)

早川和延 (北大触媒センター) 電子スピン計測による磁化形成の初期過程
の測定法の提案 (15分)

休憩 11:15-11:30

(4) 電子スピンに依存する物性 (電子分光及びスピン解析) (木下豊彦, 曽田一雄)

柿崎明人 (東大物性研) スpin偏極光電子分光による磁気相転移の観察 (15分)

鈴木義茂 (融合研) スpin偏極電子回折による反強磁性体観測の可能性 (15分)

松井正顕 (名大工) fcc Fe/Cu(M) 単結晶薄膜の磁性 (10分)

江川千佳司 (宇都宮大教養) fcc Fe薄膜の磁性 (10分)

昼 食 12:20-13:45

柳下 明 (高工研) 完全実験としてのスピン解析 (15分)

城 健男 (広大理) 内殻励起スピン分解光電子放出と電子状態 (15分)

鈴木 直, 白井正文 (阪大基礎工) 多元遷移金属化合物の磁性状態における電子エネルギー

帯構造 (15分)

小谷章雄 (東大物性研) コメント (15分)

溝口 正 (学習院大理) スpin偏極電子によるX線解析 (SPEPXA) (15分)

休 憩

15:00-15:15

(5) 電子スピンに依存する物性 (磁気コンプトン散乱及び磁気円二色性)(菅 滋正)

15:00-16:40

坂井信彦 (姫工大理) 磁気コンプトン散乱による磁性電子の運動量分布の測定

(15分)

並河一道 (学芸大教育) X線の磁気的共鳴散乱 (15分)

宮原恒昱 (高工研) 内殻励起による磁気円二色性 (15分)

伊藤文武 (群馬大工) 磁気円二色性による人工格子多層膜の磁性 (15分)

今田 真 (阪大基礎工) 円偏光を用いた磁性体の光電子MCDとスピン偏極 (15分)

石井武比古 (東大物性研) 今後の展望 (10分)

スピニ偏極電子源の開発と分光研究への応用

大阪大学基礎工学部 菅 滋 正

スピニ偏極電子を用いた研究として代表的なものを表1にまとめる。特に筆者の関心はスピニ偏極電子状態にあるが、そのなかでスピニ偏極光電子分光は占有電子状態の、またスピニ偏極逆光電子分光は非占有電子状態の直接的研究に欠かす事ができない手段である。勿論フェルミ準位付近の電子状態に限って言えば走査トンネル電子分光もきわめて有力な手段である。占有状態から非占有状態への励起を通じて間接的にこれらの情報を得る手段としては光吸収の磁気円偏光二色性(MCD),スピニ偏極電子線エネルギー損失分光(SPEELS)などがあるし、また中間状態のスピニ偏極についての知見を得るのにはX線内殻共鳴磁気散乱の手法がある。このほか磁性電子の運動量分布を知るためにには磁気コンプトン散乱もある。一方スピニ偏極電子を持ついわゆる磁性原子配置についてはスピニ偏極電子回折(SPLEED)やスピニ偏極光電子回折(SPPEED)あるいはスピニ偏極光電子ホログラフィー(SPPEH)などの手法がある。

ところで我々は物性研グループと共同でPFのBL-19B用のSPLEEDによるスピニ偏極光電子分光装置を開発中である。また大阪大学ではGaAsを用いたスピニ偏極電子源開発を行っている。そこで本講演では、はじめにMn_xSbとMnAlGeの光電子、逆光電子分光の例を挙げてそこに見られるスピニ交換相互作用分裂の精度良い測定の重要性を指摘したい。特にフェリ磁性体のようにスピニ配置が複雑な系ではスピニ分解した光電子分光と逆光電子分光測定は必須であろう。次の例としてこれらの物質の内殻XAS(光吸収)のMCDを紹介する。実験結果は他の光電子、逆光電子分

光の結果と矛盾無く解釈できるがMCDだけでは電子状態のすべてを理解する訳には行かない。

我々が最も力を入れている逆光電子分光についての最近の興味ある結果はHimpselらの報告している量子井戸状態の観測であろう。すでに報告されているAuに挟まれたFeの量子井戸状態に加えて、Co(100)面上のCu(100)薄膜についても量子井戸がはっきりと観測された。フェルミエネルギーでの逆光電子放出強度はCu膜厚にして5.5～6層で振動しその周期は強磁性、反強磁性磁気結合の振動周期と一致する。またFe(100)上のAg(100)薄膜に観測された非占有状態量子井戸についても同じ系のスピン偏極光電子分光で観測された↓スピン準位に接続する事から判断して同様にスピン偏極していると考えられる。これらの解釈は今後スピン偏極逆光電子分光で直接的に確かめられるべきであり、われわれはスピン偏極電子源の開発によりその方向をめざしている。またスピン偏極電子線の利用により電子線エネルギー損失分光も可能でありスピン反転、非反転の4つの過程の定量的分離も可能でありスピン交換散乱の詳細を調べる事ができる。

我々のスピン偏極電子源の開発状況はGaAsのArイオンスパッタリングと傍熱加熱アニーリングで 3×10^{-10} torrの真空中で現在のところ電流値 $20\text{ }\mu\text{A}$ 、寿命約1時間が得られたが、上記の分光研究への実用のためには今後寿命を数時間に改善する必要がある。なお電子銃レンズの透過特性は数%でありこれも改善の必要がある。超高真空中関してもNEGポンプ等の活用により改善を試みるつもりである。

一方スピン偏極度検出器についてはW(100)面を利用したSPLEED検出器のテストを行っている。現在抵抗性アノードによる2次元検出器を用いてLEEDパターンの測定を行っている。このようにスピン偏極分光についての準備がほぼ整ったのでこれから薄膜磁性や表面磁性の研究を推進したい。

参考文献

1. A. Kimura et al., Solid State Commun. 85, 901(1993).
2. S. Suga et al., Proc. 9th Int. Conf. Ternary and Multinary Compounds, Yokohama, Aug. 1993. to be published in Jpn. J. Appl. Phys.
3. F. Himpsel, Phys. Rev. B44, 5966(1991).
4. J. Ortega and F. Himpsel, Phys. Rev. Lett. 69, 844(1992).

スピノン偏極電子状態

占有電子状態

スピノン偏極光電子放出
スピノン偏極電子源

(光電子のMCD, LMD)

スピノン偏極STS

走査トンネル電子分光

電気伝導

吸収の磁気円偏光2色性 (MCD)

スピノン偏極電子線エネルギー損失分光
(SPEELS)

X線内殻共鳴磁気散乱：中間状態のスピノン

磁気コンプトン散乱
磁性電子の運動量分布

スピノン偏極電子を持つ原子の配置

スピノン偏極電子線回折 (SPEED)

スピノン偏極光電子回折 (SPPED)

半導体フォト・カソードの性能と開発の余地

名大理物理 中 西 弘

スピニ偏極電子を生成する半導体フォト・カソードを支える2つの重要な物理的現象は

- 1) 「価電子が伝導帯に励起されるときの円偏光吸収の選択則」
- 2) 「伝導帯の電子から見て外部(真空)のエネルギー準位が低い状態の表面作製」

である。前者が“スピニを偏極させる”役割、後者が“大きな電流密度を引き出す”役割を分担している。フォト・カソードの性能は当然このメカニズムに支配されており、原理的には実証されている。しかし、詳細については未だ必ずしも充分に解明されておらず、理想的な偏極電子源を得るには(その用途に応じて)なお多くの開発の余地が残されている。ここではこれらの問題点を整理してみた。全く不充分なメモでしかないが、問題提起の助けになれば幸いである。

◎ 偏極度

→ Γ 点のバンド構造に支配される 縮退している $P \leq 50\%$

○ Strained GaAs 縮退を解く $P \leq 50\%$ $P \geq 90\%$ (現在値)

○ 超格子 " $P \leq 50\%$ $P \geq 75\%$ (現在値)

● カルコパイライト " $P \leq 40\%$ (?)

→ 半導体内での“spin flip”による減偏極プロセスも生じる。

◎ 量子効率 → [伝導帯への励起確率] × [取り出し確率] で決まる

[伝導帯への励起確率] 価電子帯の状態密度

..... カソードの厚み

..... 結晶構造の完全さ(吸収係数)

[取り出し確率] は半導体表面でのNEA状態に支配される

..... 半導体表面のクリーニング

..... 超高真空中(Coの分圧?)

..... Cs or O₂ の最適量

..... カソード温度(低温での増加)

◎ 寿命 → NEA表面の劣化による。

[劣化の原因] Csのドリフト(?)

..... 残留ガスによる汚染(?)

..... 半導体内部からの不純物(??)

..... イオンによる半導体表面へのダメージ(?)

◎ ビームのエネルギー分解能

高エネルギー加速器に応用したときに生ずる問題

◎ 取り出せる最大ピーク電流

- 空間電荷制限.....高電圧破壊現象
- レーザー光による半導体の破壊現象
- 短いレーザーパルス (\leq 数nsec) で励起したときの飽和現象

◎ 低エミッタンスのビーム

- 空間電荷効果による発散 ($\beta \ll 1$) \rightarrow RF電子銃

◎ ビームの時間構造 \rightarrow レーザー光の時間構造に追随する

- 超短バンチ (どこまで速いビームが作れるか?)
- JLCのビーム構造=(10psec バンチ) \times (55~90バンチ/パルス) \times (50~150パルス/sec)
ビーム強度 \sim 1.0 \times 10¹⁰ケ/バンチ, 強度安定性 \leq 0.5%

スピニ偏極電子源の開発

報告者：名大（理学部） 中 西 弘

- 私たちはここ10年くらいスピニ偏極電子源の開発を名古屋大学で続けている。これらは共同研究として実施されており、Strained GaAs フォト・カソード開発に関して大同特殊鋼、大阪府立大学、豊田工大、上智大学、超格子フォト・カソート開発に関して高工研、NEC、そして、JLC (Japan Linear) 加速器用・偏極電子銃の作製に関しては高工研との共同研究である。
- 私たちが、名古屋大学に於いて作製した (or作製中の) 装置とその実験目的を要約すると以下のようになる。

[基礎研究] N E A 表面の基礎研究 (量子効率、寿命) 0号機 (試験段階)
フォト・カソードの開発 (高い偏極度) 1号機 (稼働中)

[応用研究] 高エネルギー加速器用偏極電子源の開発 2号機 (試験段階)
JLC用偏極電子源の開発 3号機 (設計段階)
R F 偏極電子銃 吉岡グループ

[応用目的] JLCでの高エネルギー偏極電子ビーム実験 高工研
ELSA(3.5GeV), MAMI(0.9GeV)での " Bonn, Mainz

- このうち、1号機はすでに～5年くらい稼働している。これは～4KVの加速電圧の偏極電子銃

と100KeVで運転するMott polarimeterで構成したシステムである。レーザーは連続型の Ti : Sapphireを用いている。

◦ 1976年以降1991年までGaAs型偏極電子源は最大でも～40%の偏極度で実用に使われていた。この事態を改善する為に「格子不整合により歪みをかけたGaAs」フォト・カソードを試作したが、2番目の試料により～86%の高い偏極度を得た。下に試料の構造と量子効率と偏極度の波長依存性を示す。データは1号機を用いて採ったものである。

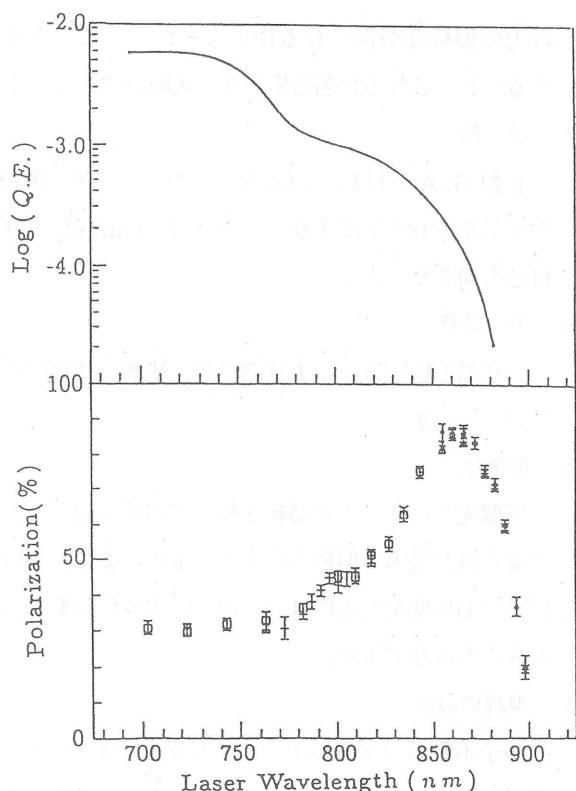
◦ 参考文献

- 1) Phys. Lett. A158 (1991) 345
- 2) Phys. Lett. A167 (1992) 415
- 3) J. Cry. Growth 124 (1993) 346
- 4) 「パリティ」 6巻 (1991) №11 40

Zn-doped GaAs

Zn-doped GaP_xAs_{1-x}
($t \approx 2 \mu m$)

Zn-doped GaAs(001)
($t = 350 \mu m$)



[Strained GaAs型フォトカソードの作製]

報告者：大同特殊鋼(株) 坂 貴
加藤俊宏

1. はじめに

スピンの方向の揃った偏極電子源として直接遷移型半導体を円偏光レーザーで励起する方法が用いられている。特に格子不整合によりGaAsを歪ませ、価電子帯の縮退を解くことにより80%以上の偏極度が得られる様になった¹⁾。この方法による線源の設計および作製について報告する^{2, 3)}。これらは名古屋大学、大阪府立大学および豊田工業大学との共同研究である。

2. 試料

p型 GaAs 基板上に $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ バッファ層(2000nm)およびGaAs薄膜をMOCVD(有機金属気相成長)法により成長させた。GaAs層の厚さ t およびPの混晶比 x を変えた8種類の試料を準備した(表1)。

3. 歪の評価

二結晶X線回折法により調べた。観測された回折ピーク位置より歪の大きさを推定した。結果を表1に示す。

4. 偏極度

円偏光レーザにより励起された光電子の偏極度をモット・アナライザーにより測定した。室温で得られた最大の偏極度を表1に示す。また、歪の大きさとの関係を図1に示す。これより80%以上の偏極度を得るには 5×10^{-3} の歪みが必要である。なお、図1で歪による価電子帯の分離の大きさも併せて示す。

5. 線源の設計

格子不整合のあるヘテロ・エピタキシャル成長では臨界膜厚 t_c 以下の薄膜はコヒーレントに成長し、歪は内部に保存される。一方、 t_c を超えると欠陥が導入され歪は緩和される。図2に臨界膜厚で規格化されたGaAs薄膜の厚さ(t/t_c)と歪の在留比率($\varepsilon_R/\varepsilon_c$)の関係を示す。ここで ε_R は実際にGaAs薄膜に残留する歪を、 ε_c はコヒーレントに成長したと仮定した場合の歪の大きさを示す。なお、 t_c はMatthewsらの式⁴⁾より求めた。両者の間に線形関係が認められる。

図2の関係より $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ の混晶比 x および GaAs層の厚さ t の組み合わせに対して期待されるGaAs薄膜の歪を計算した結果を図3に示す。高い量子効率を得るにはGaAs膜は厚い方が有利である。一方、80%以上の偏極度を実現するためには 5×10^{-3} 以上の歪が必要である。これより、 $x \sim 0.25$, $t \sim 200\text{nm}$ が最適である。

6. 今後の展開

以下の課題を現在検討中である。

- (1) GaAs薄膜では最大の偏極度は励起レーザの波長が~860nm の時に得られる。励起光として半導体レーザが使用できる様 GaAsP 薄膜を用いた線源を開発する。
- (2) 現状の量子効率は~ 10^{-3} が最大である。効率の向上を目指す。

[参考文献]

- 1) T. NAKANISHI et al. Phys. Lett. A158 (1991) 345
- 2) H. AOYAGI et al. Phys. Lett. A167 (1992) 415
- 3) T. SAKA et al. J. Cryst. Growth 124 (1992) 346
- 4) J. W. MATTHEWS et al. J. Cryst. Growth 27 (1974) 118

表1 試料の特性

試料No.	厚さ(nm)	混晶比X	ε_R	偏極度(%)
1	80	0.04	1.2×10^{-3}	40
2	85	0.17	5.3×10^{-3}	86
3	140	0.18	4.7×10^{-3}	83
4	220	0.26	4.5×10^{-3}	79
5	200	0.33	3.7×10^{-3}	74
6	310	0.13	3.4×10^{-3}	67
7	85	0.27	8.0×10^{-3}	87
8	210	0.20	4.8×10^{-3}	80

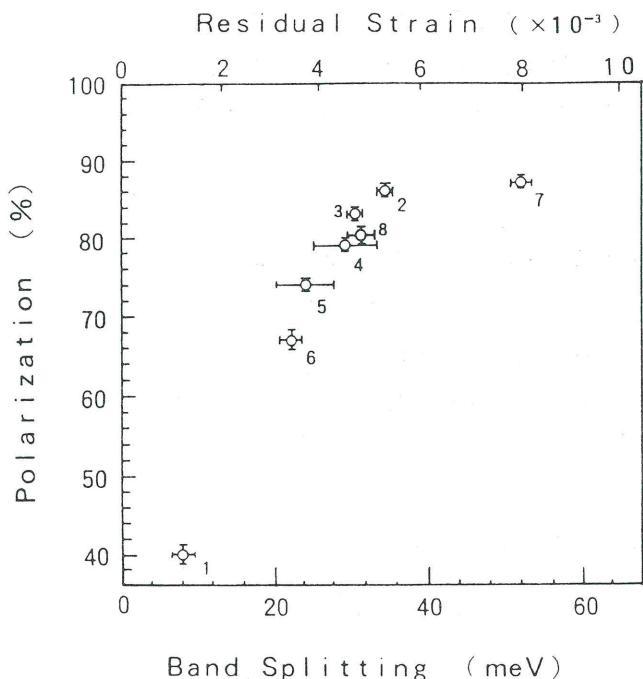


図1 最大偏極度の歪依存性

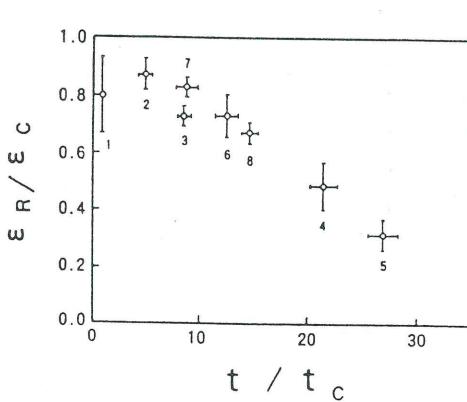


図2 $\varepsilon_R / \varepsilon_c$ と t/t_c の関係

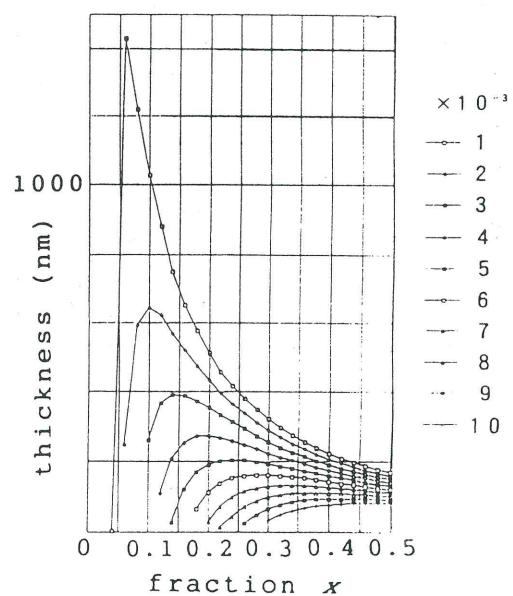


図3 (Pの混晶比 x , GaAs膜厚 t)と ε_R の関係

超格子フォトカソード型偏極電子源

KEK 大森 恒彦

KEK では名古屋大学、NECと共同で次世代の電子・陽電子リニアコライダー⁽¹⁾に用いる為の偏極電子源の開発を行なっている。リニアコライダーの特長の一つとして偏極電子源ビームを加速できることがある(加速途中での減偏極がほぼゼロ)。良く知られているように弱い相互作用はパリティを100%破っており、偏極電子ビームを用いることにより特定の反応の断面積を倍にしたりゼロにしたり出来る。このことを用いて、調べたい反応の断面積を倍にしたり、バックグラウンドを大幅に抑制したりすることで実験の感度を大幅に上げ、また系統誤差を大きく減らすことが出来る。また生成粒子の角分布を変化させる事もでき、これも実験するうえで大変有効である。

これらの効果は偏極度の上昇とともに急激に大きくなる為により高い偏極度をもつ電子源を開発することは極めて重要である。リニアコライダーに用いる偏極電子源には高い偏極度の他に、1)パルス構造のビームが作りやすい、2)実験の系統誤差を減らす為に偏極の向きをパルス毎にランダムに変える事が出来る、3)十分な強度の電子をとりだせる、以上3つの性質が要求される。光電効果を用いるフォトカソードはこの3つの要求を満たす電子源である。しかし通常使用されているGaAs半導体を用いたフォトカソードは価電子帯の重い正孔と軽い正孔との縮退のために原理的に50%以上の偏極度が得られないという欠点がある。

我々はこの縮退を解くために超格子半導体を使用することにした。超格子の種類は制作技術のよく確立しているAlGaAs-GaAs超格子を使用し、MBE法で制作している。さて超格子半導体を用いて高偏極を達成しようという試みは既に1980年代に行われているが、いずれも残念ながら実際に50%を超える偏極電子を取り出すのに成功しなかった⁽²⁾。しかしこれらの実験の何れを見ても十分な研究が不足しており、なぜ50%を超えないかの理由もはっきりしないままに途中で締めた感じが否めない。従って1980年代の不成功にもかかわらず、超格子がだめな理由はどこにも見いだせず、我々は各パラメータ(各AlGaAs層の厚さ(L_B)、各GaAs層の厚さ(L_w)、Alの比率(x)等)を組織的に調べて最適化することにより高偏極が可能だと考えて研究を進めた。

我々は先ず、重い正孔と軽い正孔との分離が室温での熱雑音より十分大きくなり、かつ電子が超格子より出てきやすい様に超格子内での層間の移動度が1980年代のサンプルよりひとけた程度大きくなるようなパラメータをバンド計算によりきめた⁽³⁾、 $L_w=31.1\text{ \AA}$ 、 $L_B=19.8\text{ \AA}$ 、 $x=0.35$ である。このパラメータを採用した超格子から取り出した電子の偏極度は励起光の波長と共に2段階の振る舞いを示した。すなわち重い正孔だけが寄与すると考えられる長波長領域では高い偏極度を示し、波長が短くなると偏極度が下がる。しかし最初に測定したサンプル⁽⁴⁾では残念ながら長波長領域でも偏極度は52%程度にとどまり、これは実験の系統誤差を考えると50%を有意に超えたとは言えない。このサンプルでは超格子部分の全厚が厚すぎた($0.4\mu\text{m}$)為に電子が外に取り出されるまで

の減偏極によって偏極度が下がっていると考えて、全厚のもっと薄い($0.1\mu\text{m}$)サンプルを作つてテストしたところ最大偏極度71%の結果を得ることができた⁽⁵⁾。これは超格子を用いて50%を超える偏極電子を取り出すのに成功した最初の実験である。図1にこの結果を示す。この年(1991年初め)は我々の超格子のみならず、歪半導体フォトカソードでもSLACグループが歪InGaAsで⁽⁶⁾、名古屋大グループが歪GaAsで⁽⁷⁾ 50%を超える成果を出し偏極電子フォトカソードの研究が大きく進んだ年であった。

次に我々は電子が外に取り出されるまでの減偏極の問題を定量的に追及するために全厚のさらに薄い($0.05\mu\text{m}$)サンプルを作つた。図2に以上の3つのサンプルの偏極度を全厚の関数として示す。図中a, b, c が全厚の異なる3つのサンプルの測定結果で、実線はそれを超格子中のスピニフリップを考慮した拡散方程式の解として再現したものである。この解は超格子中の伝導電子の再結合寿命をバルクのGaAsの典型的な値である $4\times 10^{-11}\text{ sec}$ と仮定したときに、スピニン緩和時間 $1.5\times 10^{-11}\text{ sec}$ 、超格子各層に垂直な方向の拡散定数 $16\text{cm}^2/\text{sec}$ に相当する。解として得られたスピニン緩和時間はバルクのGaAsの典型的な値とほぼ等しく、また拡散定数は超格子各層を伝導電子が駆歩によって動くとした計算とほぼ一致する。このように電子が外に取り出されるまでの減偏極の問題は拡散現象として矛盾無く理解できる事が解かった⁽⁸⁾。図2で明らかになった重要な点は、全厚がゼロの点に外挿しても偏極度が100%にならない事である。したがつて我々は偏極度が100%にならない原因をスピニン緩和以外の所に求めなければならない。

我々のサンプルはフォトカソードとして働くようにp型ドーピングとなっている。つぎにこのドーピング量を変えたサンプルを作ってテストをおこなつた。この目的はドーピング量を減らす事によって超格子中のスピニン緩和を減らす事が出来ると考えたからである。ドーピング量によって偏極度がどのように変わるかを図2に示す。前述の3つのサンプル(a, b, c : 記号は図2及び表1と同じ)のドーピング量は約 $4.8\times 10^{18}/\text{cm}^3$ で、これはNEA(負の電子親和力)を得るのに必要だと言われている標準的な値である。これに対して我々はドーピングが約一桁高いサンプル(h : $2.4\times 10^{19}/\text{cm}^3$)と低いサンプル(d : $4.8\times 10^{17}/\text{cm}^3$)(両者とも全厚は $0.1\mu\text{m}$)を作ってテストした。予想どおりドーピングの低いサンプルは偏極度が高い。またサンプルdの偏極度は前述の3つのサンプル(a, b, c)から得られる厚さゼロへの外挿値とほぼ一致している。これは全厚 $0.1\mu\text{m}$ 程度のサンプルではドーピングが $4.8\times 10^{17}/\text{cm}^3$ 以下になればスピニン緩和の影響は無視できることを示している。なお低ドーピングのサンプルdでは表面から 122\AA の深さまでだけはNEAを保つために標準ドーピング($4.8\times 10^{18}/\text{cm}^3$)に設定してある。このような細かい操作が出来るのもMBE法の利点である。また量子効率もドーピング量を減らす事によって実効的に増大する事が解かった。これはドーピング量が低いサンプルほど高偏極を示す励起波長が短い領域にシフトする現象と共に観測された。この波長領域はドーピングが異なるサンプル(h) 2.4×10^{19} , (b) 4.8×10^{18} , (d) $4.8\times 10^{17}/\text{cm}^3$ に対して各々794nm以上, 775nm以上, 764nm以上となる。量子効率はこの高偏極領域の短波

長端でサンプル h, b, dに対して各々 4×10^{-5} , 1×10^{-4} , 3×10^{-4} であった。この量子効率の改善と波長領域のシフトはドーピングの低下によるバンドテイルの減少に拠るものとして定性的には理解できる。表面付近を標準的なドーピングに保ったまま（あるいは後述するサンプルのようにむしろ高いドーピングに設定して），内部を低いドーピングにすることは偏極度と量子効率を同時に改善できる重要な技術であり，これは我々が初めて明らかにしたものである。

最後に表面構造の差異が偏極度に与える影響について議論する。サンプルの表面付近には p ドーピングによってバンドベンディングが生じている。我々はこのベンディングが超格子本来のポテンシャルの周期構造を歪めることによって表面付近を伝導電子が通過するときに特に大きなスピン緩和が起こるのではないかと考えて次のような 3 つのサンプルを比較テストをした。3 つとも内部ドーピングは $4.8 \times 10^{17} / \text{cm}^3$ である。比較したサンプルは，(d) 最表面の層は GaAs で 19.8 \AA ，表面付近は $4.8 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ ドーピング，これはここまで述べたサンプルに共通な表面。(e) 最表面の層は GaAs で 50 \AA ，表面付近は $3.8 \times 10^{19} / \text{cm}^3$ ドーピング，このサンプルではベンディングは表面の 1 層に収まっている。(f) 最表面の層は AlGaAs で 31.1 \AA ，表面付近は $4.8 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ ドーピング。結果はこの 3 つのサンプルで偏極度に大きな差はなくすべて 70% を少し超える程度であった。すなわちバンドベンディング領域で特に大きなスピン緩和は起こっていない。このテストで特筆すべきことはサンプル e が特に高い量子効率 (2×10^{-3}) を示したことである。ただ残念ながらその理由については現在のところ明らかではない。表 1 にこれまでのサンプルの結果をまとめる（本文中で触れていないサンプルも含む）。詳しくは文献(9)を参照してください。

以上をまとめると，1) 超格子フォトカソードを用いて 50% を大きく超える偏極度の電子ビームを得ることが出来た。2) 表面付近を高いドーピングに保ったまま，内部のドーピングを下げることにより偏極度と量子効率を両方改善できる。3) 現時点での実用上最適と考えられるサンプルは e であり，励起波長 751 nm にて偏極度 72%，量子効率 2×10^{-3} を示す。このサンプルは量子効率及び波長の点で使いやすいものであり現時点でも実際に低エネルギーの実験には使用できると考えている。

今後の課題としてはさらに高い偏極度を目指してもう一度 L_B と L_W の値の見直しを行なう。我々は重い正孔の間のバンドミキシングが偏極度を 70% 程度にとどめている原因であると推察しており，この場合重い正孔と軽い正孔の分離を大きくする L_B と L_W を選ぶことによって偏極度を改善出来ると考えている。またさらに高い量子効率を目指す。このためには，サンプル e が特に高い量子効率を示す理由を理解する事が重要だと思われる。

参考文献

- (1) JLC Group, "JLC-I", 1993, KEK-Report, 92-16.
- (2) S.F.Alvarado, F.Ciccacci, and M.Campagna, Appl. Phys. Lett. 39(8) (1981) 615;
R.Houdre, C.Hermann, and G.Lampel, Phys. Rev. Lett. 55, (1985) 734.

- (3) Y.Kurihara, T.Omori, Y.Takeuchi, M.Yoshioka, T.Baba, and M.Mizuta, **KEK Preprint** 90-77.
- (4) T.Nakanishi and S.Nakamura, "Development of Polarized Electron Source of GaAs-AlGaAs Superlattice and Strained GaAs", Proceedings of the 9th International Symposium on High Energy Spin Physics, Bonn, Sep. 6-7, 1990;
Y.Kurihara, T.Omori, Y.Takeuchi, M.Yoshioka, K.Itoga, T.Nakanishi, H.Aoyagi, M.Tsubata, T.Baba, and M.Mizuta, "Development of Polarized Electron Source using GaAs-AlGaAs Superlattice", Proceedings of the 1990 Linear Accelerator Conference, Albuquerque, NM, USA, Sep. 11-14, 1990;
- T.Omori, Y.Kurihara, Y.Takeuchi, M.Yoshioka, K.Itoga, T.Nakanishi, H.Aoyagi, M.Tsubata, T.Baba, and M.Mizuta, "Polarized Electron Source for JLC using AlGaAs-GaAs Superlattice", Proceedings of the Second Workshop on Japan Linear Collider, KEK, Nov. 6-8, 1990.
- (5) T.Omori, Y.Kurihara, T.Nakanishi, H.Aoyagi, T.Baba, T.Furuya, K.Itoga, M.Mizuta, S.Nakamura, Y.Takeuchi, M.Tsubata, and M.Yoshioka, Phys. Rev. Lett. **67**, 3291 (1991).
- (6) T.Maruyama, E.L.Garwin, R.Prepost, G.H.Zapalac, J.S.Smith, and J.D.Walker, Phys. Rev. Lett. **66**, 2351 (1991).
- (7) T.Nakanishi, H.Aoyagi, H.Horinaka, Y.Kamiya, T.Kato, S.Nakamura, T.Saka, and M. Tsubata, Phys. Lett. **A158**, 345 (1991).
- (8) Y.Kurihara, T.Omori, T.Nakanishi, H.Aoyagi, T.Baba, K.Itoga, M.Mizuta, S.Nakamura, Y.Takeuchi, M.Tsubata, and M.Yoshioka, Nucl. Instr. and Meth. , **A313**(1992)393.
- (9) T.Omori, Y.Kurihara, K.Itoga, Y.Takeuchi, M.Yoshioka, T.Nakanishi, H.Aoyagi, M.Tsubata, S.Nakamura, T.Baba, and M.Mizuta, "Development of Polarized Electron Source for Future Linear Colliders Using AlGaAs-GaAs Superlattice", Proceedings of the XVTH International Conference on High Energy Accelerators, Hamburg, Germany, Jul 20-24, 1992.

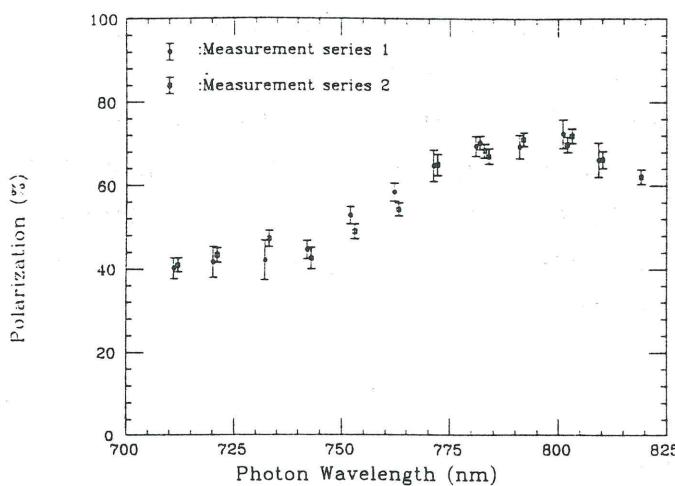


図1 初めて50%を超える偏極度を記録した超格子(サンプルb)のデータ

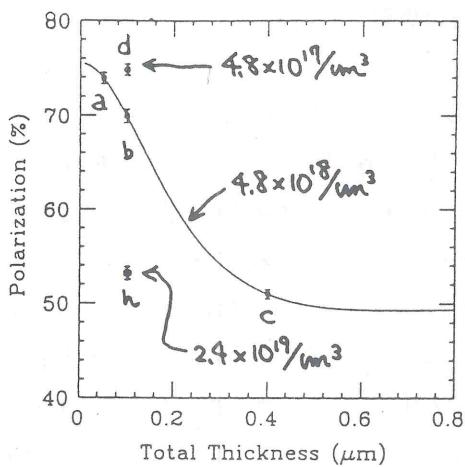


図2 偏極度の全厚依存とドーピング依存

表1 これまでにテストしたサンプルの構造上の特長と実験結果。

Category-1 Uniform Normal Doping

SL	t (μm)	doping most part (p/cm^3)	surface doping (p/cm^3). depth (\AA)	final layer		shoulder		ave- rage $P_e(\%)$	QE at bench mark points		
				mate- rial	t(\AA)	λ (nm)	QE		750 nm	775 nm	800 nm
a	0.05	uniform, 4.8×10^{18}	GaAs, 19.8		775	6×10^{-5}	73.8	5×10^{-4}	6×10^{-5}	1×10^{-6}	
b	0.1	uniform, 4.8×10^{18}	GaAs, 19.8		775	1×10^{-4}	69.4	8×10^{-4}	1×10^{-4}	3×10^{-6}	
c	0.4	uniform, 4.8×10^{18}	GaAs, 19.8		775	1.5×10^{-4}	51.1	4×10^{-3}	1.5×10^{-4}	1.5×10^{-6}	

Category-2 Low Doping, w/High Surface Doping, w/Various Choice of Surface

d	0.1	4.8×10^{17}	$4.8 \times 10^{18}, 122$	GaAs, 19.8	764	3×10^{-4}	74.6	8×10^{-4}	8×10^{-5}	2×10^{-6}	
e	0.1	4.8×10^{17}	$3.8 \times 10^{19}, 50$	GaAs, 50	751	2×10^{-3}	71.2	2×10^{-3}	1×10^{-4}	5×10^{-6}	
f	0.1	4.8×10^{17}	$3.9 \times 10^{18}, 133$	AlGaAs, 31.1	760	4×10^{-4}	73.0	1.2×10^{-3}	5×10^{-5}	$< 1 \times 10^{-6}$	
g	0.4	5.4×10^{16}	$4.8 \times 10^{18}, 122$	GaAs, 19.8	755	3×10^{-3}	63.8	5×10^{-3}	2×10^{-5}	5×10^{-7}	

Category-3 Uniform High Doping

h	0.1	uniform, 2.4×10^{19}	GaAs, 19.8	794	4×10^{-5}	53.2	1.5×10^{-3}	4×10^{-4}	3×10^{-5}		
---	-----	-------------------------------	------------	-----	--------------------	------	----------------------	--------------------	--------------------	--	--

Linear Collider 加速器の概要

高エネルギー物理学研究所 吉岡 正和

リニアコライダーとは電子・陽電子・線形・衝突型・加速器のことで、英語で Electron Positron Linear Colliding Accelerator, Linear Colliderと称す。高エネルギー物理学では衝突型加速器が主流でそのほとんどが円型加速器である。しかし電子円型加速器では軌道放射光によるエネルギー損失のため、周長27KmのCERNのLEP - II (ビームエネルギーは約100GeV) が最後で最大の e^+e^- 円型加速器と言われている。より高いエネルギーを達成するためには、放射光をださないよう e^+e^- のリニアックを2台対向させて置き、真ん中でビームを衝突させるリニアコライダーを開発しなければならない。SLACでは3km長の1台のリニアックでそれぞれのビームを50GeVまで加速し、終端部で振り分け、大きな2つのアークでビームを曲げて衝突させるやや変則的なリニアコライダー、SLCが建設され最近大きな成果を挙げている。これはZ₀ポールにおける物理が狙いの一つであるが、リニアコライダーの実証ということも目的の半分である。さて高エネルギー加速器にとっては「エネルギー」と「ルミノシティ」を同時に上げることが必要でそのためには「高輝度 e^+e^- ビーム生成」、「大電力高周波技術」及び「超精密ビーム制御技術」の3つが重要なポイントとなる。図1に概要を示すが、(1)ビーム発生、(2)エミッターンス低減、(3)バンチ長圧縮、(4)加速、(5)収束、(6)ナノメートルサイズのビームの衝突と各段階に整理できる。ここで円型加速器と大きな違いをまとめると次のようになる。(1)ビーム軌道が閉軌道ではなくone passである、(2)運転繰り返しは電力の制限などから100Hz程度となるのでルミノシティを高くするためにはビームサイズを極端に小さく絞り、精密に制御して衝突させるしかない。ところで一般に円型加速器はビームは同じ軌道をぐるぐる回るので制御しやすい(フィードバックが容易)と考えがちである。ところがビームを衝突させながら長時間安定に保持しければならないのに、衝突時には相手ビームからキックを受け(非線形レンズ)、しかもその強さはルミノシティを上げるほど大きくなりビームは不安になる。即ち原理的にルミノシティの上限が存在する。ところがリニアコライダーは衝突回数こそ少ないが、ビームは使い捨てなので後のことを考えないでいくらでもサイズを絞ればよい。つまり加速器技術の難しさはこの点に集約される。もちろん加速器の全長を現実的なサイズにするためリニアック単位長さ当たりの加速勾配を上げることも重要で、またこれは大電流を加速するためにも必要なことである。さて円型加速器の衝突点でのビームサイズは上記の制限のため現状は 10×100 ミクロ程度(1ミクロ程度にする計画もある)だが、SLCでは既に800ナノメートルという小さな値が達成された。我々はこれをさらに絞り、数ナノ×数100ナノメートルにすることを目指している。次の日本の高エネルギー物理分野の方針についてまとめよう。我々は中心施設としてトリスタンをようしてお、(1)トリスタン1期(エネルギー $\sqrt{s} = 100$ GeV), (2)トリスタン2期(ルミノシティラン), (3)トリスタン3期(非対称B工場)というシナリオを持ち、現在(2)から(3)

へ移行しようとしている。(3)はいわば究極の円型ルミノシティマシンでルミノシティフロンティアを目指すが、高エネルギーの幹の計画としてはエネルギーーフロンティアのリニアコライダー、JLC (Japan Linear Collider) を目指す。余談になるが JLC の J は Joint(国際) でもあり Joyful でもある。そして重心系エネルギー $300\sim500 \text{ GeV}$, ルミノシティ $> 5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を目標とし将来に亘って性能増強をはかる。これまでの開発の経過と今後の予定は;(1)第1次5箇年開発研究(1987~1991年), 試験リニアック(KEK)と最終収束試験装置(SLACでの国際協力)建設,(2)1992年に(1)のまとめとして, JLC-I, KEK Report 92-16, を出版する,(3)第2次3箇年開発研究(1993~1995年)発足。ここでは1.5GeV入射リニアックとダンピングリングを中心とする試験加速器建設(図2)が中心となる。そして(4)1996年に提案書を作成し, その後できるだけ早い建設開始を目指す。21世紀初頭には新粒子探索実験を開始したい。さらに主加速器が Linac であるため, 高周波技術の進歩により次世代以降まで性能増強が期待できる。私見だが JLC の形態としては設備, 施設総計4000億円規模の大計画であるので「日本主導」の国際協力でやることが望ましい。これは日本ハイテクノロジーを基盤とした真の国際貢献につながる。最後に物性物理との関係について触れる。先ず例えば本研究会の主題でもある偏極電子ビームのようなビーム発生技術やナノメートル級の精密ビーム制御技術など様々な加速器のテクノロジーにおける接点(協力関係)と超低エミッタントビームの応用が考えられる。特に後者によるX線自由電子レーザーの開発はそのこと自体が物理の課題となり得るし, またその応用により新たな分野がひらける可能性もある。(図3)

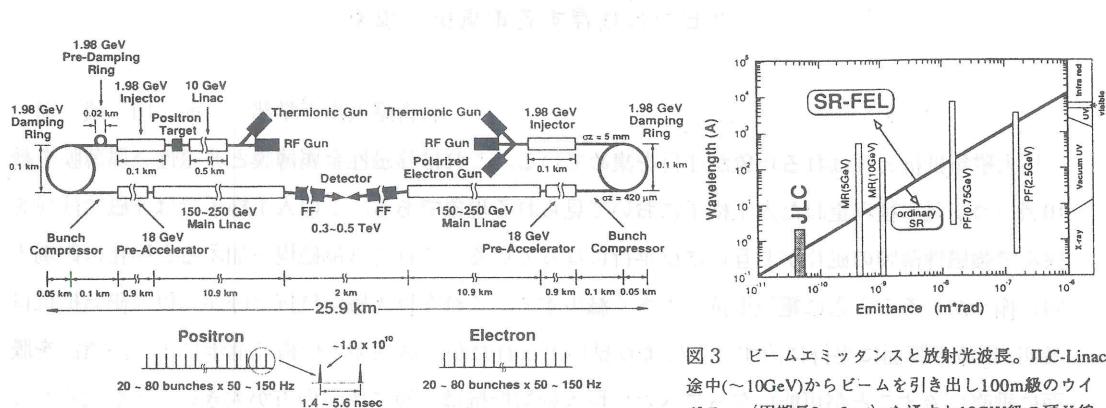
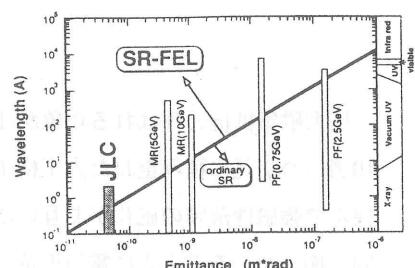


図1 リニアコライダーの構成(概念図) 全長約26km

図3 ビームエミッタントと放射光波長。JLC-Linac途中($\sim 10 \text{ GeV}$)からビームを引き出し100m級のウイグルー(周期長3~5cm)を通すと10GW級の硬X線レーザーが得られる

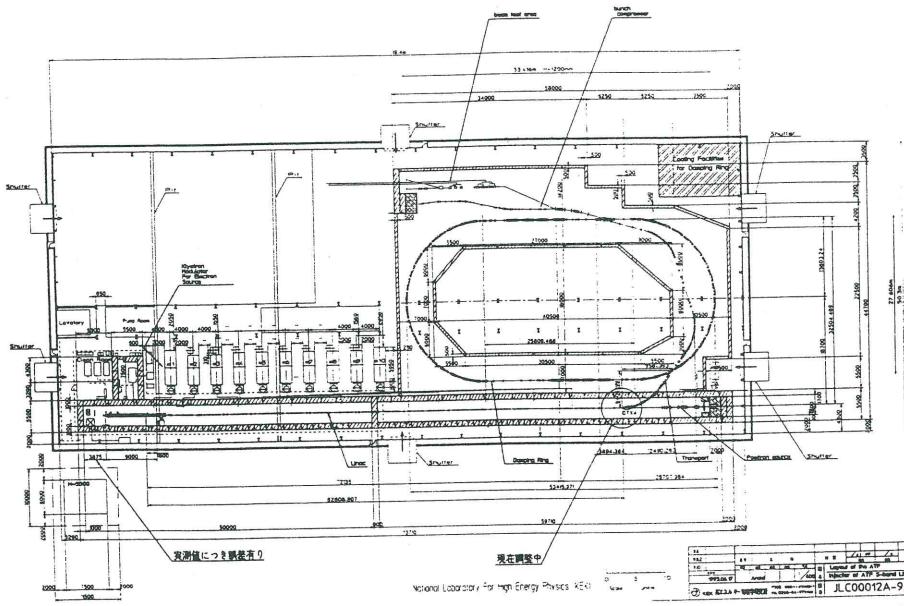


図2 トリスタンアセンブリー・ホールで製作中の試験加速器装置; 1.5GeV S-band Injector, Damping Ringが中心となる。リニアックは33MV/mと高い加速勾配を持つ。Normalized vertical emittance < 3×10^{-4} m目標

スピノンに依存する電気伝導現象

名古屋大学工学部 前川禎通

巨大磁気抵抗と呼ばれる現象が注目を集めている。これは強磁性金属薄膜と非磁性金属薄膜を数10層づつ交互に積み重ねた人工格子において見られる現象である。この人工格子では非磁性薄膜を挟んで強磁性薄膜の磁化がお互いに反平行になっている。これに外部磁場を加えると磁化は磁場方向に揃うが、そのときに電気抵抗が大きく減少する。これを巨大磁気抵抗と呼ぶ。巨大磁気抵抗は最初、電流を膜面に平行に流すことにより見い出されたが、微細加工技術の進歩により、電流を膜面に垂直に流すことが可能になってきた。巨大磁気抵抗は一般に後者の方が大きいことが知られている。絶縁体薄膜を強磁性金属で挟んだトンネル接合（強磁性トンネル接合）では、トンネルコンダクタンスが2つの電極の磁化の相対角度に依存するが、これは上記の人工格子における垂直方向の巨大磁気抵抗と同じ現象である。ごく最近、非磁性金属中に強磁性微粒子を析出させたいわゆる強磁性超微粒子合金でも巨大磁気抵抗が見い出された。

磁性合金の電気伝導現象は固体物理学の重要問題の1つとして、長年研究が積み重ねられてきた。磁性合金では電流はスピンの乱れにより散乱を受ける。従って、電流はスピン方向に依存するが、

磁性合金では、電流をスピンで分離して観測することは不可能であった。しかし、強磁性人工格子、強磁性トンネル接合及び強磁性超微粒子合金ではそれが可能になった。

ここでは、コンダクタンスに対するリカージョン法を用いて、上記の系での電気伝導現象を理論的に考察する。また、それぞれの系での巨大磁気抵抗の物質依存性についても考える。

強磁性薄膜間のスピン偏極トンネル効果

帝京技術科学大学・情報 末澤慶孝

はじめに

薄い非磁性の絶縁層を一対の強磁性金属電極が挟んだトンネル接合（強磁性トンネル接合）では、トンネルコンダクタンスが両電極の磁化のなす角度に依存して変化する（磁気バルブ効果）。

Slonczewski [1] は、強磁性金属間のスピン偏極電子のトンネル効果とそれに起因する磁性の問題を、片方の強磁性電極からスピン偏極電子が一次元矩形ポテンシャル障壁をトンネルして対向電極に電荷とスピンを運ぶというモデルで理論的に取り扱った。自由電子近似、絶対零度、電極間電圧微小の条件下に、トンネルに際してのスピノール変換を考慮して、トンネルコンダクタンスが次式に従って変化することを示した。すなわち、

$$G = G_0 (1 + 2 PA_{\text{eff}} PB_{\text{eff}} \cos \theta)$$

ここに、 G_0 は絶縁層の厚さに依存した定数、 θ は両電極の磁化のなす角、また、 $PA_{\text{eff}} PB_{\text{eff}}$ はそれぞれトンネル電子の有効スピン偏極度であり、両電極（A, B）のトンネル電子に対するスピン偏極度のみならず各電極と絶縁層の組み合わせにも依存する。Slonczewski の理論ではトンネル障壁の不均一性、スピン波、非弾性散乱などの効果は考慮されていないが、磁気バルブ効果などスピン偏極トンネル効果に起因する現象の本質を良く示すものである。このような、磁気バルブ効果に関する実験例としては、Fe/Ge/Co[2], Ni/NiO/(Ni, Co, Fe)[3, 4], Ni/Al₂O₃/Co[5], 82Ni-Fe/Al-Al₂O₃/Co[6], (Gd, Fe)/GdO_x/Fe[7]などについての報告があるが国内外とも実験研究例は少ない。良好な強磁性トンネル接合の作製が困難なためであると思われる。

試料作製

強磁性トンネル接合試料の良否は、均質で経時変化の少ない厚さ数10 Å以下の絶縁層の形成如何によるところが大きい。我々が作製したNi/NiO/Co, Ni/Al₂O₃/Co接合について以下に述べる。Ni/NiO/Co接合では、NiO層を絶縁層として用いるが、まずベース電極として、幅0.5~1mm, 長さ10mm, 厚さ1000~2000 Åのストリップ状Ni膜を、マスクを用いてガラス基板上に10⁻⁶~10⁻⁷ Torrの真空中で蒸着する。次に、このNi電極膜を大気中で熱酸化し、表面に薄いNiOの酸化層を形成する。最後に対向電極としてストリップ状Co膜をNi電極に直角に交差するように真空蒸着する。このようにして、両電極の交差部分にNi/NiO/Coのサンドwitch構造が形成される。Ni/Al₂O₃/Co接合では、Al₂O₃層を絶縁層として用いるが、まずベース電極として、幅0.5~1mm, 長さ10mm, 厚さ1000~2000 Åのストリップ状Ni膜を、マスクを用いてガラス基板上に10⁻⁶~10⁻⁷ Torrの真空中で蒸着する。次に、このNi電極膜を大気中で熱酸化し、表面に薄いNiOの酸化層を形成する。最後に対向電極としてストリップ状Co膜をNi電極に直角に交差するように真空蒸着する。このようにして、両電極の交差部分にNi/Al₂O₃/Coのサンドwitch構造が形成される。

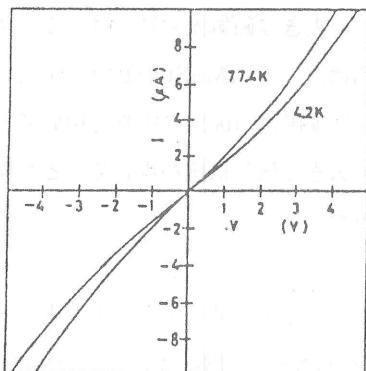
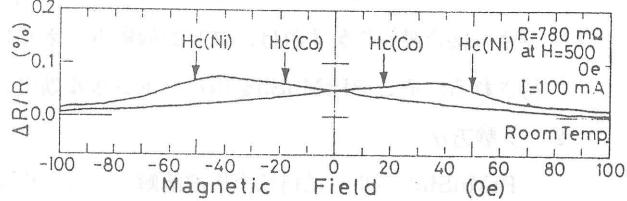
O_3 /Co接合においても、NiベースおよびCo対向電極を同様に蒸着形成するが、ベース電極の形成後、その中央部に薄いAl膜を蒸着し、これを大気中室温にて10数時間放置し完全に酸化させて、薄い Al_2O_3 層を形成し絶縁障壁層として用いた。両トンネル接合を比較すると、Ni/NiO/Co接合は経時変化が大きく数日で電極間が短絡されてしまうが、Ni/ Al_2O_3 /Co接合は長期間安定であることが判った。このちがいは、両者の酸化膜の標準生成エネルギーの差によるものと考えられる。磁気バルブ効果を見るためには、両電極の磁化の相対角度を外部磁界によって変化させることが必要である。このために、斜め蒸着法などによって、保磁力の異なった電極膜を形成する。トンネル接合の磁気特性は、VSM、FMRを用いて調べた。

トンネル特性と磁気バルブ効果

作製したNi/ Al_2O_3 /Co接合のトンネル特性の代表例を図1に示す。電流-電圧曲線はほぼ3次曲線となり、測定温度が低いほどトンネルコンダクタンスが低くなり、トンネル接合が形成されていることが分かる。我々は、この様なトンネル特性の良否を調べるために、接合の電流-電圧特性をStratton[8]の理論を用いて解析した。多くの場合、トンネル特性の温度依存性は、同理論から予測されるよりもはるかに大きな依存性を示した。更にまた、同理論を用いて推定される Al_2O_3 の厚さは20Å程度であるにもかかわらず、良好なトンネル特性を示す試料を作製するためには、酸化するAl膜の厚さを数100Åにする必要があることが判った。これらの矛盾は、Al膜が均一に酸化されているのではなく、粒界にそってAl結晶粒毎に酸化が進み、表面が酸化層で被われた結晶粒が電極間に連なっているとして解決されることが判った[9]。

図2に我々が既に報告したNi/ Al_2O_3 /Co接合のトンネル抵抗の室温における外部磁界依存性を示す[5]。図中矢印で示されるNi、Co両電極の保磁力の中間の値の印加磁界で、すなわち両電極の磁化が反平行になった時、トンネル抵抗が最大になり、室温で0.07%の抵抗変化率を示す。この結果は、Slonczewskiの理論と矛盾せず、磁気バルブ効果が示されていることが分かる。上述のトンネル電流-電圧特性の解析から、トンネル障壁の高さは2[eV]程度と計算されるが、この値を用いると、Slonczewskiの理論からトンネル抵抗の変化率は、0.5%程度と推定され、上記の実験値はこれよりもはるかに小さい。測定温度が室温であること、および上記のような絶縁層の構造のためであると思われる。

本研究は、九州共立大学・工学部教授 権藤靖夫先生との共同研究によるものである。謝意を表す。

図 1 Ni/Al₂O₃/Co接合のトンネル特性図 2 Ni/Al₂O₃/Co接合のトンネル抵抗の磁界依存性 [5]

参考文献

- [1] C. Slonczewski : Phys. Rev. B39, 6995 (1989)
- [2] M. Julliere : Phys. Lett. 54A, 225 (1975).
- [3] S. Maekawa and U. Gäfvert : IEEE Trans. Magn. Mag - 18, 707 (1982).
- [4] Y. Suezawa and Y. Gondō : Proc. Int. Symp. Physics of Magnetic Materials, Sendai, 1987 (World Scientific, Singapore, 1987) p.303.
- [5] Y. Suezawa, F. Takahashi and Y. Gondō : Jpn. J. Appl. Phys. 31, L1415 (1992).
- [6] T. Miyazaki, T. Yaoi and S. Ishio : J. Magn. & Magn. Mater. 98, L7 (1991).
- [7] J. Nowak and J. Rauluszkiewicz : J. Magn. & Magn. Mater. 109, 79 (1992).
- [8] R. Stratton : J. Phys. Chem. Solids. 23, 1177 (1962).
- [9] Y. Suezawa and Y. Gondō : to be published in J. Magn. & Magn. Mater..

— PtMnSbの磁気光学効果とスピン偏極トンネル効果への応用 —

東北大金研 高梨弘毅

藤森啓安

1. はじめに

Cl_b型ホイスラー化合物の一つであるPtMnSbは、非常に大きな磁気光学効果を示すことで知られ、ハーフメタルと呼ばれる特異なバンド構造を持っていることがバンド計算から予言されている。ハーフメタルとは、多数スピンのバンドはフェルミ準位に状態密度を持ち金属的であるが、

少数スピンのバンドはフェルミ準位に状態密度がなく半導体的であり、伝導電子のスピン偏極率が100%であるような物質のことである。PtMnSbが示す非常に大きな磁気光学効果は、この特異なバンド構造に起因すると言われている。我々の研究の目的は、このPtMnSbの磁気光学効果のメカニズムを実験的に明らかにすることである。また、スピン偏極率100%の物質を用いてトンネル接合膜を作製すれば、スピン偏極トンネル効果によって大きな磁気抵抗が現れることが期待される。そこでPtMnSbを用いたトンネル効果の実験も試みた。

2. 実験方法

PtMnSbのバルク試料は高周波溶解によって作製し、磁気光学測定のためにダイヤモンドペーストで研磨した。東京農工大にて磁気カーリ回転角(θ_k)及び磁気カーリ円率(η_k)のスペクトルを1~6eVの範囲で測定した。また物性研の放射光施設を利用して、25eVまでの反射率スペクトルを測定し、その結果からクラマース・クローニヒ変換を用いて誘電率テンソルの対角成分である ϵ'_{xx} , ϵ''_{xx} 導き出した。さらに、 ϵ'_{xx} , ϵ''_{xx} , θ_k , η_k から伝導率テンソルの対角成分 σ'_{xy} と σ''_{xy} を計算した。トンネル効果用のPtMnSb薄膜はスパッタ法で作製し、トンネル障壁としてはAl₂O₃およびGdOをスパッタあるいは電子ビーム蒸着によって作製した。磁気抵抗測定は4.2Kで通常の4端子法によって行った。

3. 実験結果及び考察

PtMnSbの θ_k スペクトルは、1.75eVに鋭いピークを持っている。一方、バンド間遷移のスペクトルに相当する $\omega\sigma'_{xy}$ は2.5eV付近に幅広いピークがあり、 θ_k スペクトルとは明らかに異なる形状を示している。また、 ϵ'_{xx} は θ_k がピークとなる1.75eV近傍で0を切ることがわかった。このことは、PtMnSbの大きな磁気光学効果の直接的な原因是、ハーフメタル的なバンド構造に起因する光学遷移ではなく、プラズマ共鳴による増大効果であることを示している。

トンネル効果に関しては、スパッタ法を用いたAl₂O₃の蒸着により比較的良好なトンネル障壁が形成することがわかった。またトンネル電極としてPtMnSbとNi₃Feを用いれば、両者の保磁力差を利用してトンネル障壁をはさんだ2つの強磁性層の強化の反平行状態を作ることができる。しかし、良好なトンネル障壁形成と急峻な保磁力差という2つの条件を同時に満たすことはかなり困難で、現在のところスピン偏極トンネル効果としての信頼できるデータは得られていない。PtMnSbの磁気光学効果の研究は、東京農工大・佐藤勝昭教授、池亀弘氏、本宮秀俊氏、東大物性研・藤沢正美氏との共同研究です。

スピニ偏極電子のSTMによる観察

北海道大学工学部　末岡和久・武笠幸一

北海道大学触媒化学研究センター　早川和延

1. はじめに

近年になって磁性体の表面をSTMを用いて原子分解能で超微細磁気構造を観察する試みが注目を集めている。Wiesendangerらは CrO_2 探針を用いて Cr(100)清浄表面に現れるスピニ状態の異なるテラス間のステップ高さを観察することで、試料のスピニ状態に依存したトンネル電流の変化を検出している⁽¹⁾。彼らのグループは、 Fe_3O_4 のFeイオンサイトで同様なスピニ状態に依存すると思われるトンネル電流の変化を観察している⁽²⁾。他にスピニ偏極電子をSTMで検出した実験としては、AlvaradoとRenaudにより、Ni探針から試料へトンネルしてくるスピニ偏極電子がGaAs試料中で再結合時に発生する円偏波として検出されることが実験的に報告されている⁽³⁾。

我々のグループはスピニ偏極状態の検出可能なSTMすなわちスピニ偏極STM(SP-STM)の開発を目指し1989年より以下のような研究を計画し、推進してきた。

1. STMを用いたスピニ偏極電流検出の検証実験。
2. STMを用いる試料ならびに探針のスピニ状態を評価するための、小型軽量Mottスピニ分析器の開発
3. 探針のスピニ状態の評価のためのスピニ偏極電界放射顕微鏡(SP-FEM)の開発
4. SP-STMの開発

1に関して円偏光で励起した薄膜GaAs試料と強磁性体Ni探針を用いたSTMによりトンネル電流の円偏光度依存性、探針磁化方向依存性を検出した⁽⁴⁾。2に関してはGrayらのデザイン⁽⁵⁾を基に球状加速電極型Mott分析器を設計し作成した。自作した簡易型のNEA-GaAs光電子を用い分析器によるスピニ検出実験を行っており、電子線スピニ状態に依存した左右散乱電子数の非対称性を検出している。SP-FEMには開発したMott分析器を用いる計画であり、スピニ分析チャンバに取り付けが可能なようにFEM分析チャンバを作成し、分析面方位の設定が容易なフォルダを作成し清浄なNi(100面)および(111)面の観察が可能であることを確認している。

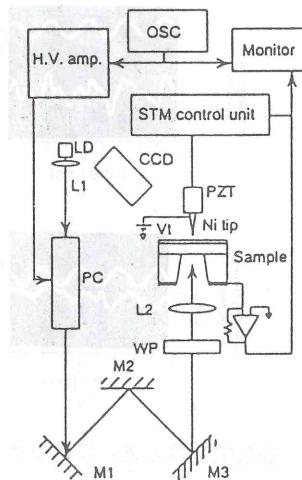


図1 STM 実験構成

2. STMによるスピンド極電流の検出実験

GaAsはスピンド極電子源として知られており、SP-STMの非磁性スピンドプローブとして可能性が指摘されていた⁽⁶⁾。我々はこの可能性を実験的に検証するために、図1に示す実験構成を考案し実験を行った。1 μm程度の厚さのAlGaAs薄膜上に500 Å程度のGaAs薄膜をエヒダキシャル成長させ、選択エッティングにより基板部分を除去した試料を用いた。この試料では試料裏面より入射した励起光によりGaAs薄膜表面まで偏極電子を励起することができる。また磁性体探針の軸に沿った方向（探針は形状異方性により探針の軸に沿った方向に磁化される）より励起光を導入でき、励起された電子のスピンド極ベクトル方向と探針の磁化方向を一致させることができる。

励起光の円偏光方向をスイッチングするときに強度の変化が生じると励起電子数の変動が生じ、変化が大きい場合には探針あるいは試料の熱膨張による探針-試料間隔の変動が生じることになる。強度変化が小さく熱膨張の影響が無視できる状態では、励起電子数の変化が顕著に現れ、正バイアス側と負バイアス側での変化が異なる。図2に示した様に負バイアス側では探針から試料へトンネルする電子が励起電子により阻止されると考えられる電流の変化を示す。この信号は探針の磁化方向に依存しなかった。強度変動を十分小さくしても負バイアス側での電流変化は残り、図3に示すようにこの電流変化の位相は探針の磁化方向に依存することがわかった。励起電子のスピンド極度の違いにより、励起光円偏光度が90%トンネル電流密度の変化が8%とすると、GaAs中の励起電子の偏極度が50%スピンド緩和時間が $\tau / \tau_s = 0.2$ とした簡単なモデルでは探針からのトンネル電子の偏極度は Pt=43%であると計算される。測定されたトンネル電流密度の

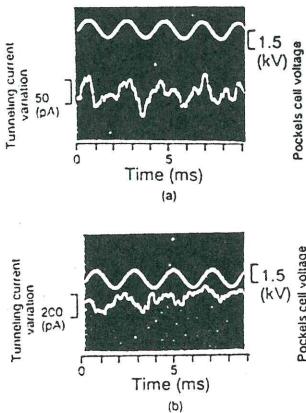


図2 励起電子数の違いによるトンネル電流の変化 (a)+1.2V (b)-1.2V

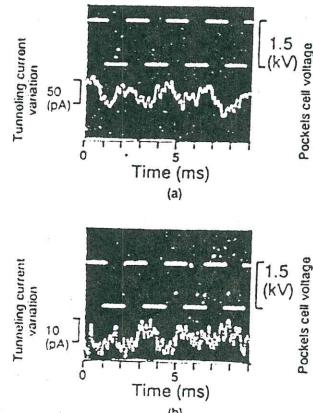


図3 スピンド極依存性トンネル電流 (a) 探針磁化 N (b) 探針磁化 S (-1.2V)

変化は数%から20%程度であり、予想される値より大きくなる原因としては、ノイズ、励起光の微少な強度変化、GaAsの歪みによる励起電子の偏極度の変化、表面準位の影響が考えられるが、詳細な解析については今後の課題である。現在ロックインアンプを用いて強度変化依存性、バイアス依存性の測定を行っている一方で、超高真空中での実験を開始する準備を行っている。

3. 球状加速電極型Mottスピン分析器

我々が作成した分析器では40kVの低加速領域におけるMott散乱電子の左右非対称性の測定が行えるよう、2次電子増倍管の前に非弾性電子阻止電極を設置している。この分析器は電界および軌道シミュレーションにより入射電子の最適値が1keV～7keVになるように設計されている。低い入射電子に対しては球状電界の収束効果より入射付近の漏洩電界の影響が大きくなる。最適エネルギー範囲はFEMの分析に適当であり、加速・減速機構を新たにつくる必要がない。簡易型のNEA-GaAs電子銃を用いて偏極度測定(図4)を試みたところ図5に示す偏極度依存性が確認された。機械的非対称性があり、2倍程度の非対称性のバイアスが検出されている。これは入射電子孔付近のコリメータおよび2次電子検出系に問題があると考えられ、現在調整を進めているところである。実効シャーマン関数の測定はこの非対称性の問題を解決後に予定しているが、仮に $S_{eff}=0.25$ 程度とすると20%程度の偏極度が得られていることになる。

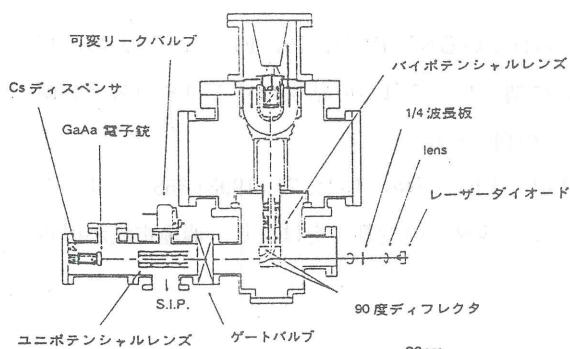


図4 NEA-GaAsスピン偏極測定システム

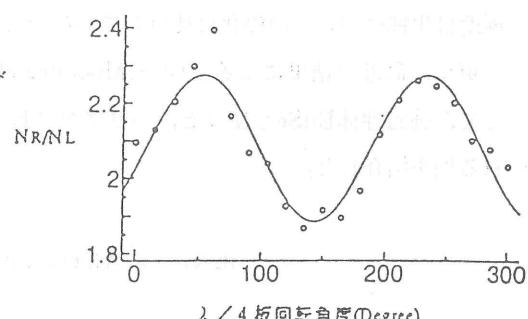


図5 散乱電子非対称性

- (1) R. Wisendanger et al., Phys. Lett. 68, 247 (1990)
- (2) R. Wisendanger et al., Z. Phys. B. 86, 1 (1992)
- (3) S.F. Alvarado and P. Renaud, Phys. Rev. Lett. 68, 1387 (1992)
- (4) K. Sueoka et al., Jpn. J. Appl. Phys. 32, (1993) in printing
- (5) L. Gray et al., Rev. Sci. Instrum. 55, 88 (1984)
- (6) D. Pierce, Phys. Scr. 38, 291 (1988)

超伝導トンネル効果を用いた電子スピン偏極

青山学院大学理工学部 秋 光 純

スピン偏極電流を得る方法として、超伝導トンネル効果を用いる方法をのべ、若干の測定結果を示した。特にこの方法は日本では全く行なわれていず、世界でもM.I.Tでのみ行なわれている実験なので、測定方法についても略述した。

この方法は、超伝導-絶縁体-強磁性体のサンドイッチ膜に磁場を印加し準粒子の状態密度をゼーマン分裂させる。

ゼーマン分裂した超伝導の準粒子側から強磁性体側（あるいはその逆）に流れるトンネル電流を測定することにより強磁性体のフェルミ面付近（～数meV）のスピン偏極度を調べようとするものである。

今まで得られている結果は、素朴なバンド描象から得られる結果とは異なっており、例えば

1) NiおよびNi合金のスピン偏極度は正である。

（ちなみに、バンド描象から期待されるNiのフェルミ面近傍のスピン偏極度は負である）

2) スピン偏極度はバルクの磁化の値と比例している。

（フェルミ面近傍のスピン偏極度が磁化に比例していることは直観的には大変理解しにくい）等の結果が得られている。

我々は典型的な偏歴型強磁性体であると考えられているNi-Pt,Ni-Pd,Fe-Pt……系のスピン偏極度をPt,Pdの濃度を横軸にとって系統的に調べた。これらの結果からこの系のスピン偏極度は単純にバルクの磁化に比例していないことが判明した。

更に、最近の結果によると(J.S.Moodera et al : Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 853) バリアとして、強磁性体EuSeを使うと、バリアがスピンフィルターの役割りをはたし、偏極電流が得られる例を紹介した。

82Ni - Fe/Al₂O₃/Co トンネル接合の磁気抵抗効果

東北大工 宮崎照宣

強磁性金属(A)/絶縁体(B)/強磁性金属(C)からなるサンドイッチ膜で、Bの厚さを電子がトンネルする程度に薄くすると、A,Cの伝導電子がスピン偏極をおこしているため（フェルミ面における上向きスピンと下向きスピンの電子状態密度が異なっているため）、A,Cの磁化の相対角度によりコンダクタンス(G)が異なる。磁気抵抗比は $(R_{ap}-R_p)/R_p = (G_p - G_{ap})G_{ap} \approx 2(G_p - G_{ap})/(G_p + G_{ap}) = 2P_a P_c$ と表される。ここで p, ap は磁性層 A, C の磁化がそれぞれ平行、反平行を意味し、P_a, P_c はそれぞれの電子の偏極度である。Fe, Ni, Co 等の伝導率の磁界

依存性より求めた P_A , P_C [1] を用いて $2P_A P_C$ を計算してみると、10~数10%の磁気抵抗の変化率が期待される。

ところで A と C の磁化の平行, 反平行状態を実現するには両磁性層の保磁力が適当に異なる物質を選べばよい。我々は A として 82Ni-Fe(パーマロイ, 約 1000 Å), B として Al_2O_3 (100 Å 前後, 但し蒸着した Al を大気中で約 30 時間酸化したものであり, Al_2O_3 厚さは分かっていない), 更に C として Co(1000 Å) を選びトンネル接合を作製した。

Figs. 1, 2 に磁気抵抗曲線および磁化曲線をそれぞれ示す。この場合, 印加磁界方向は Co 膜の磁化容易軸方向である。図中の(a), (b) のマイナーループは, 先ず ± 100 Oe の磁界を印可し, それぞれの残留磁化状態(即ち, Co の磁化は (a) の場合右向き, (b) の場合左向き)にした後さらに, ± 50 Oe の間の磁界をスイープすることにより, 82Ni-Fe の磁化のみを反転させた際の磁気抵抗曲線及び磁化曲線である。いずれの場合も両磁性層の磁化が平行のとき抵抗は最小, 反平行のとき最大となり, 両曲線の対応関係も非常に明確である。また, この測定は室温で行ったものであるが, 磁気抵抗の変化率は 3.5% でこれまで報告されている値よりもかなり大きい[2]。

最初に述べた磁気抵抗比が両磁性層のスピン偏極度の積の 2 倍で表わされるか否かを実験的に調べることは興味がある。Tedrow らにより測定された偏極度[1] の値を用い $2P_A P_C$ (期待値) に対し, これまでに報告されている 4.2K での $\Delta R/R$ (実験値) を fig. 3 に示した。両者は比例関係にあるが, 実験値は期待値の約 1/2 となっている。データポイントが少ないため詳しいことは言えないが, スピンフリップを起こさないで電子のトンネルが十分に起きていると考えられる。今後の多くの物質についてこの関係を調べる必要がある。

なお, この研究は平成 5 年 3 月東北大学工学研究科を修了した矢追俊彦君(現ソニー中研)が修士の仕事として行ったものである。これに関してこの他にも 1~2 の成果を発表しているので[3,4], 興味ある方は併せて参照していただきたい。

- [1] P.M. Tedrow and R. Meserbey, Phys. Rev. BA (1973) 318.
- [2] T. Miyazaki, T. Yaoi and S. Ishio, J. Magn. Magn. Mater. 98 (1991) L7.
- [3] 矢追俊彦, 石尾俊二, 宮崎照宣, 日本応用磁気学会誌 16 (1992) 303.
- [4] T. Yaoi, S. Ishio and T. Miyazaki, Proceedings of MML'93 (J. Magn. Magn. Mater., 1993)(in press).

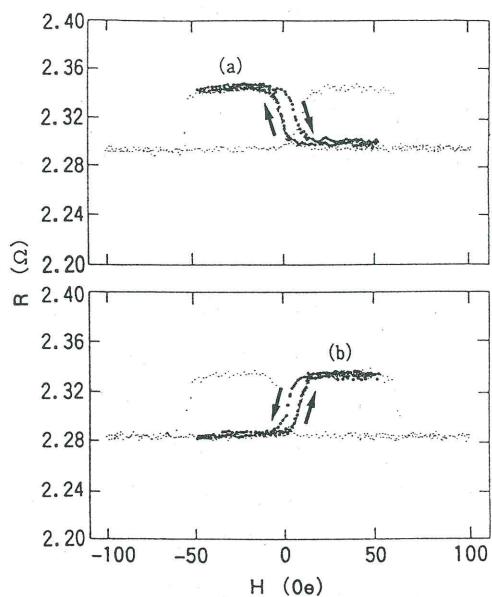


Fig. 1 磁気抵抗曲線.

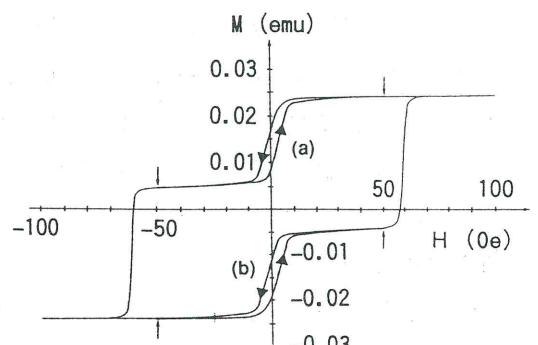


Fig. 2 図 1 に対応した磁化曲線.

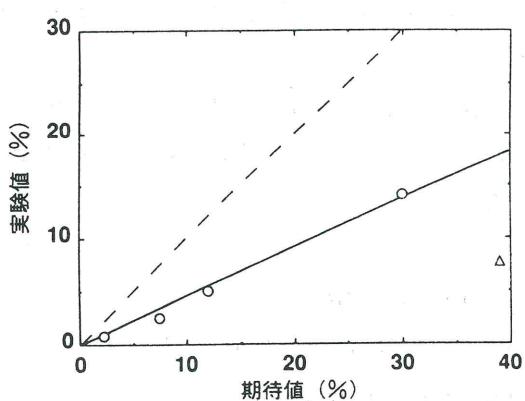


Fig. 3 両磁性層のスピン偏極率の積 $2 P_A P_C$

(期待値) に対する磁気抵抗変化率
(実験値).

○ : 絶縁層が Al_2O_3 , △ : 絶縁層が GdO

歪んだGaAs薄膜のスピン依存性発光の励起特性

堀中 博道, 林 良一^{a)}, 中西 疊^{b)}, 奥見 政治^{b)}, 渡川 和晃^{b)}, 坂 貴^{c)}, 加藤 俊宏^{d)}, 神谷芳弘^{d)}, 大阪府立大学 工, 大阪府立大学 総合科学^{a)}, 名古屋大学 理^{c)}, 大同特殊鋼(株)^{c)}, 豊田工大^{d)}

CaAsなどの半導体を円偏光で励起すると伝導帯電子にスピンの偏りが生じる。伝導帯電子のスピンの偏りは内部歪みなどによる価電子帯構造の変化に大きく依存するものと考えられる。我々は、既に伝導帯へ励起された電子を外部へ引き出し、Mottアライザーを用いてスピン偏極度を直接判定する方法で、ヘテロ成長薄膜において内部歪みによるスピン偏極度の増加を確認している[1]。励起された伝導帯電子は不純物または価電子帯の正孔との再結合の際に円偏光を放出するので、円偏光の偏りから伝導帯電子のスピンを評価できると考えられる。本研究では、円偏光励起による発光の励起スペクトルを測定し、スピンの偏りとバンド構造の関係を調べた。

資料として、GaAs($0.2\mu\text{m}$)/GaP_xAs_{1-x} ($x=0.2-0.33$, $2-3\mu\text{m}$)/GaAs 基板の構造のものを用いた[2]。GaAs薄膜層には格子不整合によって界面方向に2次元圧縮応力が加わり、その結果、垂直方向に一軸性引っぱり歪が生じている。図1に示すように、価電子帯電子は円偏光によって角運動量保存則を満たすように伝導帯に励起される。伝導帯とアクセプターレベル間の発光をモニターし、左右円偏光状態別に励起波長に対する発光強度の変化を測定すれば、励起過程における円偏光に対する遷移強度の偏りを調べることができる。図2に上記の資料を用いて測定した発光の励起光源 (Ti : sapphireレーザー) の波長に対する依存性を示す。 σ^+ , σ^- は、左右円偏光状態を表わす。発光の測定波長は835nmに固定している。図3は、図2の測定結果から求めた発光における円偏光の偏りの励起波長依存性を示す。図2のスペクトルに比べて、エネルギー帯構造の影響がはっきりと現われている。ピークE_gはGaAs基板のバンド間遷移によるものであり、一方、ピークE_{hh}はGaAs薄膜の伝導帯と重い正孔バンドの遷移によると考えられる。歪によってバンドエッジが21meVシフトしている。歪みによるバンドエッジのシフトと価電子帯の分離の関係と選択則から800nm付近の窪みE_{lh}はGaAs薄膜の伝導帯と軽い正孔バンドの遷移によると考えられる。歪GaAsの809nm付近のピークの偏りは基板のGaAsの820nm付近のピークの偏りよりも大きく、内部歪による伝導帯電子のスピンの偏りの増加を示している。

図4は、励起光の波長を780nmに固定し、図2, 3と同じ試料で測定した発光のスペクトルとその円偏光に対する依存性を示す。図5に図4から求めた発光の偏りを示す。この励起波長では、重い正孔バンドと軽い正孔バンドの両方の価電子帯から伝導帯へ遷移が生じている。歪みGaAs層の重い正孔バンドへの再結合による発光E_{hh}の偏りは41%であり、アクセプタ準位への発光E_iの偏りは17%である。図3に示したように重い価電子帯から励起されアクセプタ準位の

正孔と再結合する場合の偏りは21%であることと考え合わせると、重い正孔バンドから伝導帯へ励起される場合の伝導帯電子のスピンの偏りは約70%であると予想できる。

スピンの偏極度とバンド構造との基本的な関係を理解するには緩和の影響を調べておく必要がある。そこで、パルスレーザとストリーカカメラを用いて発光およびその偏りの減衰特性を調べた。図6にその結果を示す。破線は励起光を示し、実線は発光（バンド間、不純物）の減衰を示す。また、鎖線は発光の偏りの時間変化を示す。

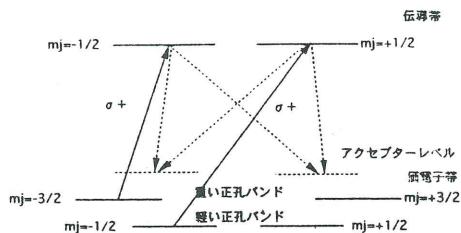


図1 引っ張り歪みのあるGaAsにおける円偏光に対する選択則

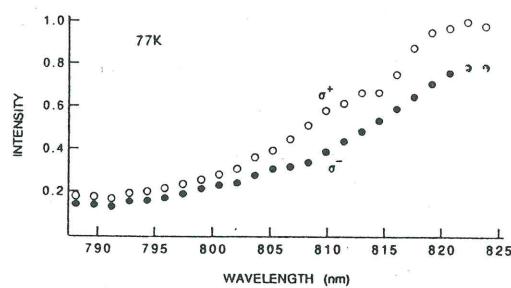


図2 発光の励起波長スペクトル（発光の測定波長は835nm）。
 σ^{\pm} は円偏光の状態を表わす。

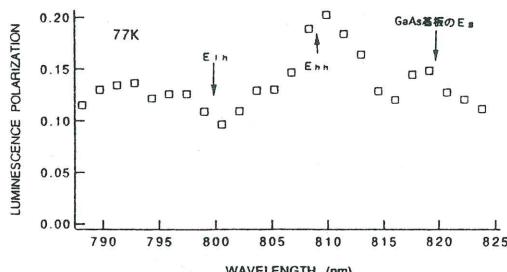


図3 図2から求めた発光の偏りの励起波長依存性。 E_{hh} は
GaAs薄膜の重い正孔バンドからの遷移を、 E_{lh} は軽い正孔バ
ンドからの遷移を示す。

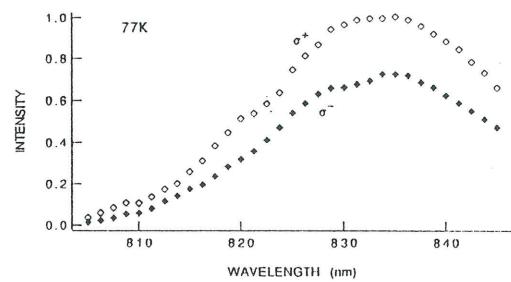


図4 発光スペクトル（励起波長は780nm）。

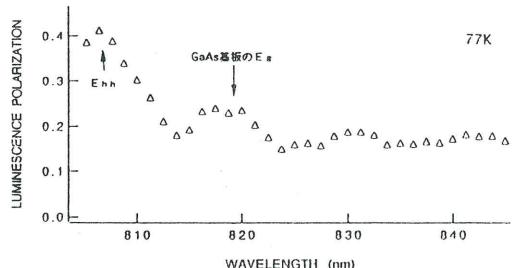


図5 図4から求めた発光の偏り。

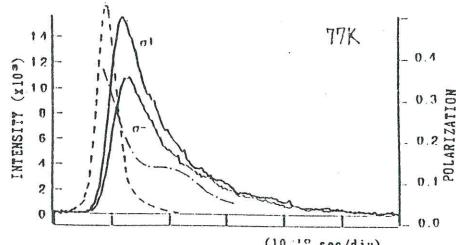


図6 発光（実線）とその偏り（一点鎖線）の時間変化。
破線は励起光の波形。

Spin Polarization Effects in Quantum Wires

Gerhard FASOL*and Hiroyuki SAKAKI

JRDC - ERATO Quantum Wave Project

c/o Research Center for Advanced Science and Technology,
University of Tokyo, 4-6-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153, Japan

Abstract. A microscopic picture for electron-electron pair scattering in single mode Quantum wires including electron spin is presented. The physical origin of spin-subband dependent electron pair scattering is explained. It is shown that spin-subband dependent pair scattering results in spontaneous spin polarization effects for transport in quantum wires and other mesoscopic structures

Transport and electronic properties of quantum wires and related mesoscopic structures are a very active research field[1]. Until very recently, spin effects have not been investigated neither in quantum wires nor in the related edge state transport in the Quantum Hall regime. The recent discovery of spontaneous spin polarization effects for edge states in the quantum Hall regime[2], and for single mode quantum wires[3][4] opens a new field of research. The basic principle of spin subband dependent pair scattering rates is demonstrated in Fig. 1. Even in a ‘single mode’ quantum wire (i.e. in a quantum wire of approx. 50nm thickness with only one conduction subband contributing), the conduction band has two spin subbands. In general, these two bands do not have the same energy and show spin splitting. This splitting has terms proportional to k and k^3 and has been investigated theoretically [5] [6] [7] and experimentally [8] [9] [10] in 3D and in 2D. It is of the order of 1meV at the Fermi edge under typical conditions[5][8].

In Fig. 1 we look at pair scattering of (a) an electron with wave vector p_1 in the spin-up band and (b) of an electron at p_2 in the spin-down band. For each case we show a typical pair scattering process with a partner electron near the Fermi surface. Once the electron at p_1 or p_2 and the partner electron at k_1 and k_2 have been chosen, energy and momentum conservation together with the band dispersion fix the final states. (For the purpose of producing Fig. 1 we have calculated the final states from a realistic dispersion relation using the ‘Mathematica’ software). The scattering process shown in Fig. 1(b) has much higher probability than the process in Fig. 1(a), since the Fermi population factors will be much more favorable for scattering. ($p_1 + q_1$ in (a) has a high probability of being occupied, re-

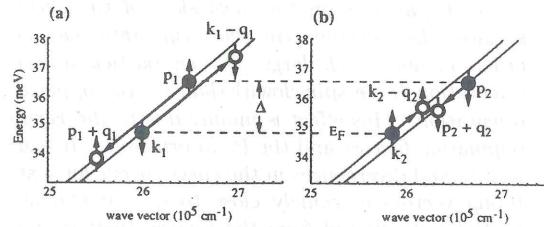


Figure 1: Spin-subband dependence of electron pair scattering: (a) Electron in the ‘spin-up’ band with wave vector p_1 has lower scattering rate since intermediate state at $p_1 + q_1$ has high probability to be filled. (b) Scattering rate for electron p_2 in the ‘spin-down’ band is much higher, since the final state $k_2 - q_2$ has lower thermal occupation probability than the final state in (a) at $p_1 + q_1$. Pair scattering is only allowed with a partner electron of opposite spin (even in 2D scattering for electron pairs of equal spin is reduced [11]).

ducing the scattering probability of the process in Fig. 1(a) dramatically compared to (b)). Therefore, an electron injected into the ‘spin-up’ subband is likely to pass the quantum wire with low scattering probability. An electron (p_2, \downarrow) injected into the ‘spin-down’ subband, on the other hand, has an increased scattering probability as demonstrated in Fig. 1(b). There is a high probability that an injected electron in the ‘spin-down’ subband is converted into a hot ‘spin-up’ subband electron at similar energy. Therefore the quantum wire can act as an active electron polarizer.

To demonstrate the spin subband dependence of pair scattering we have calculated the differential pair scattering rates as a function of wave vector k of the partner electron, and as a function of excess electronic energy Δ . The details of the calculations are explained in [3][4]. Fig. 2 shows typical results

*E-mail: fasoltansei.cc.u-tokyo.ac.jp

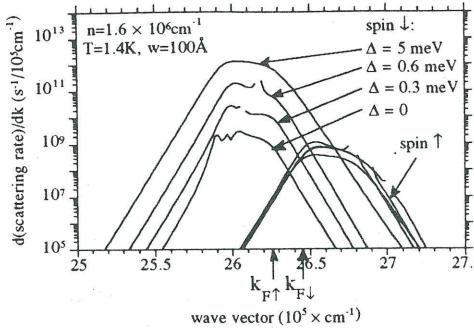


Figure 2: For hot electrons ($\Delta > 0$) and scattering with partners on the ‘near-side’ of the Fermi surface, the electron pair scattering rate may be orders of magnitude larger for one particular spin orientation (here spin-down) than for the opposite orientation. This effect is mainly due to the Fermi population factors and the Pauli principle. (Irregularities and divergences in the curves occur for scattering vectors extremely close to $\mathbf{q} = 0$ and are partially eliminated from the Figure, they are not eliminated for the final integrations of total scattering rates however. Scattering at $\mathbf{q} = 0$ is believed not to break the electron phase.)

of the calculation, and demonstrates that the pair scattering rates can be many orders of magnitude different for the two spin subbands. As explained in [3][4], the total scattering rates are the balance of scattering with partner electrons at the ‘near side’ and the ‘far side’ of the Fermi surface. The spin subband dependence is expected to be strongest for hot electrons, i.e. for electrons some energy Δ above the Fermi energy.

Fig. 3 demonstrates schematically the construction of a quantum wire spin polarizer based on spin subband dependent pair scattering rates. The wire length has to be less than the scattering length for ‘spin-up’ electrons (using the convention of the present Letter), less than the probability for scattering with partners near $\mathbf{k} \approx -\mathbf{k}_F$ and longer than the scattering rate for electrons in the ‘spin-down’ subband. Calculation shows that this can be fulfilled in $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ based quantum wires, for excess energies Δ of the order of 5 meV, operating temperatures of $T = 4K$ or below, and wire lengths in the μm -range. Acoustic phonon scattering is expected to be weaker than electron scattering effects up to at least 100 K, while we expect that optical phonon scattering will destroy this effect above approximately 100 K. Sufficiently high mobility is required, so that impurity and roughness scattering are lower than electron-electron scatter-

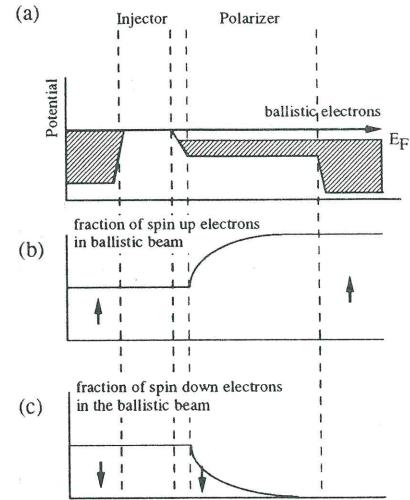


Figure 3: (a) Schematic design of a quantum wire spin polarizer for hot electrons. (b) and (c) show the fraction of electrons in the ‘spin-up’ and in the ‘spin-down’ subbands in the hot electron beam. In this case the background electron gas in the wire is coupled to a thermal bath which equilibrates the spin distribution

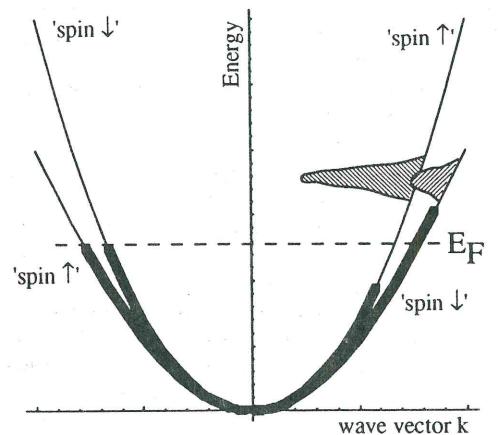


Figure 4: Schematic diagram showing a spin polarization of the electron gas in a quantum wire with spin splitting, induced by a hot electron beam due to spin subband dependent electron scattering rates.

ing. Since in-built microscopic electric fields affect the spin-splitting of the quantum wire, and since interface roughness can affect microscopic electric fields, it could also negatively affect the spin polarization phenomena. Plasmon scattering is a possible loss mechanism reducing efficiency and is neglected here.

So far we have assumed that the background electron gas in the wire is sufficiently coupled to the environment, so that its distribution is not disturbed by the injected electron beam. The opposite limit is the case of weak coupling of the background electrons in a section of the wire to the surroundings, as demonstrated in Fig. 4. In this case the injected electron beam will flip background electrons between spin subbands with unequal probability, leading to unequal spin populations and a steady state magnetization of the background electrons. In summary, we have shown that spin splitting causes spin subband dependent electron pair scattering rates. Using this effect, an active electron spin polarizer can be constructed from a quantum wire. We have calculated the spin dependent differential electron pair scattering rates as a function of electron excess energy. We have introduced a further related effect: a hot electron beam can induce spin polarization (corresponding to a steady state magnetization) in a section of a quantum wire, which is weakly coupled to the surroundings. This work opens the possibility of a range of spin dependent experiments in microelectronic structures.

References

- [1] C. W. Beenakker and H. van Houten, Solid State Physics, ed. by H. Ehrenreich and D. Turnbull, Academic Press (San Diego) **44**, 1 (1991).
- [2] J. Dempsey, B. Y. Gelfand, B. I. Halperin, Phys. Rev. Lett. **70**, 3639 (1993).
- [3] G. Fasol and H. Sakaki, Phys. Rev. Lett. **70**, 3643 (1993).
- [4] G. Fasol and H. Sakaki, Appl. Phys. Lett. **62**, 2230 (1993).
- [5] M. Cardona, N. E. Christensen, and G. Fasol, Phys. Rev. Lett. **56**, 2831 (1986), and Phys. Rev. B **38**, 1806 (1988).
- [6] G. Lommer, F. Malcher, and U. Rössler, Phys. Rev. Lett. **60**, 728 (1988).
- [7] G. Bastard, 'Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures', Les Editions de Physiques, Les Ulis, (1990).
- [8] B. Jusserand, D. Richards, H. Peric, and B. Etienne, Phys. Rev. Lett. **69**, 848 (1992).
- [9] B. Das, D. C. Miller, S. Datta, R. Reifenberger, W. P. Hong, P. K. Bhattacharya, J. Singh, and M. Jaffe, Phys. Rev. B **39** 1411 (1989).
- [10] P. D. Dresselhaus, C. M. A. Papavassiliou, R. G. Wheeler, and R. N. Sacks, Phys. Rev. Lett. **68**, 106 (1992).
- [11] G. Fasol and H. Sakaki, Solid State Commun. **84**, 77 (1992).

モット散乱を用いたスピン偏極度測定装置

高工研 栗原良将

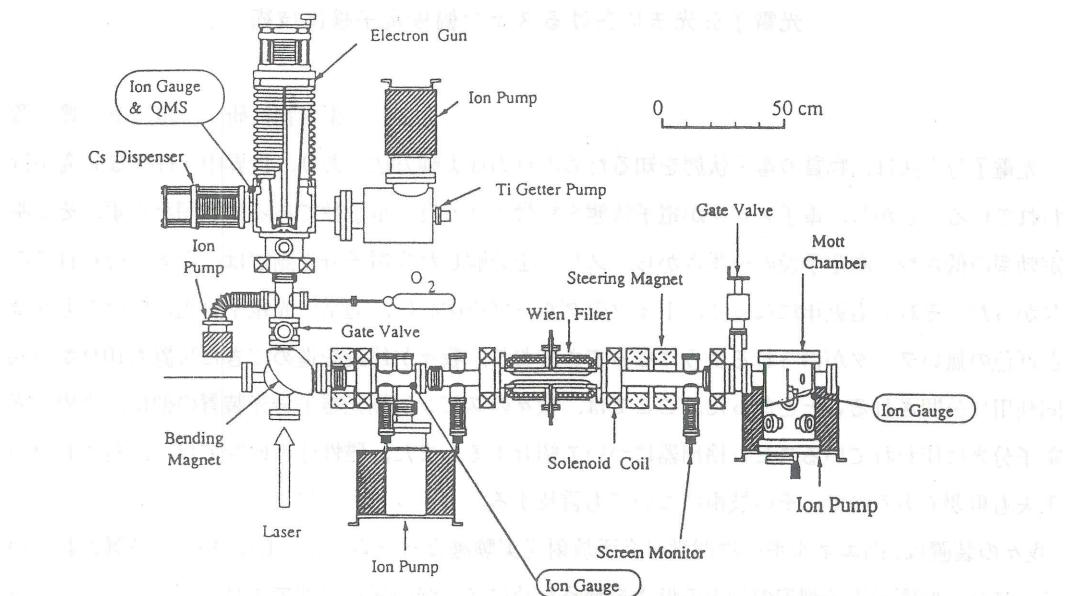
高工研では、総研大の糸賀氏（現・三菱電機中央研）を中心に名古屋大学と共同で、高偏極度フォトカソード開発用偏極電子銃及び偏極度測定装置の開発をおこなってきたが、この程この装置で電子の偏極度を測定することに成功したので報告する。

偏極電子銃及び偏極度測定装置の概要を図1示す。円偏光レーザーによって放出された偏極電子は電子銃部で70KeVまで加速され磁場によって曲げられモット散乱測定装置へ導かれる。途中ウィーンフィルター（磁場と電場を垂直にかけ運動量の方向を変えずにスピンを回転させる装置）により縦偏極を横偏極に直している。真空度は電子銃部で-10乗Torr、ビーム輸送部で-9乗Torr程度を保っており、カソードの寿命は、一度活性化すれば数日の偏極度測定が可能である。

モット散乱測定装置の概念図を図2に示す。横偏極（シリコン測定器とターゲットの作る面に対して垂直）に直された電子は金箔のターゲットに導かれる。後方120度に散乱された電子のエネルギーを左右1対のシリコン測定器によって測定する。測定されたエネルギー分布より求められた弹性散乱した電子の数の左右の非対称から電子の偏極度が求められる。金箔の厚さは200Åから1000Åまで5種類が用意され、これらの結果から厚さゼロでの純粋な1回散乱の非対称性を導くことができる。

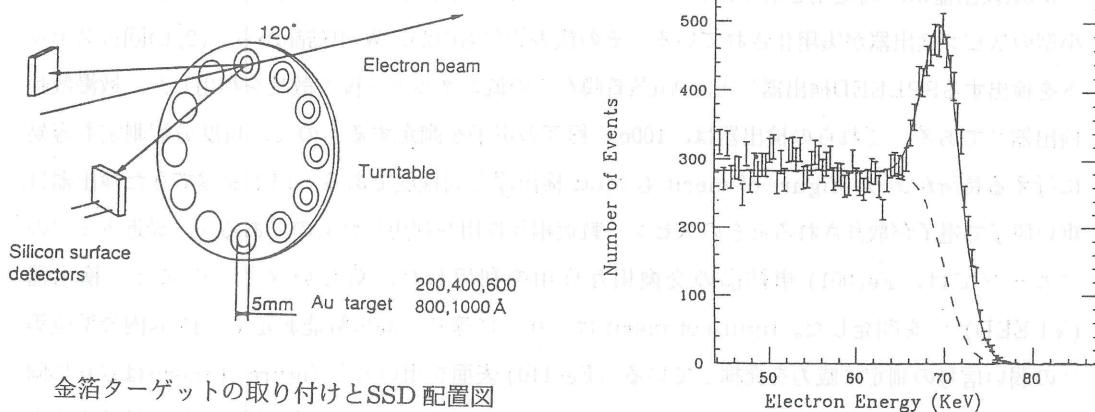
今回の測定ではバルクのGaAsのフォトカソードを用いた。電子の偏極度の理論的上限は50%であり、常温では20%から30%程度の偏極度が期待される。シリコン測定器によって測定された電子のエネルギー分布の例を図3に示す。70KeV付近のピークは弹性散乱した電子によるもので、60KeVよりしたの平らな分布は多重散乱した電子によるものである。この分布を、ガウス分布に適当なパックグランド分布を重ねあわせた関数でフィッティングすることによりパックグランドを除いた弹性散乱した電子の個数を知ることができる。その結果このサンプルでは $(19.9 \pm 6.9)\%$ という偏極度が得られた。誤差は統計誤差でイベントの数を増やすことによって小さくすることができる。またフィッティングの結果から70KeVの電子に対するエネルギー分解能は半値全幅で5KeV程度と測定された。

これからの課題としては、(1)加速電圧を10KVまで上げる、(2)多重散乱によるパックグランドを減らすためにビームのコリメーターを設ける、(3)装置全体のシステムティックを理解し、系統誤差を求め、それを小さくするよう努力する、等を考えている。



偏極電子源と偏極度測定装置

図1 偏極度測定装置の構成図(左)と電子エネルギー分布(右)



金箔ターゲットの取り付けとSSD配置図

図2

図3

光電子分光法におけるスピン偏極電子検出技術

東大物性研 木下 豊彦

光電子分光法は、物質の電子状態を知るための有力な実験方法であり、世界中で様々な研究が行われている。しかし、電子スピンが電子状態を特徴づける良い量子数であるにも関わらず、その測定効率の低さや、測定手段の複雑さから、スピンを分解した光電子分光測定は、あまり行われてこなかった。それでも近年になって、ドイツのグループを中心に、通常の光電子分光と比べてもさほど遜色の無いデータが得られるようになってきており、我々が建設を進めてきた装置も10月から共同利用に公開されることになった。ここでは、我々のスピン偏極光電子分光装置の他に、世界で光電子分光に使われているスピン検出器について紹介する。また、磁性体の研究では、試料まわりの工夫も重要であるので、その技術についても言及する。

我々の装置は、高エネルギー物理学研究所放射光実験施設ビームラインBL-19Aに設置されている。スピン偏極光電子測定の効率の低さを補うためには、強い光が必要であり、アンジュレーターからの放射光を分光して使用している¹⁾。図1に、我々の装置の概略を示す²⁾。角度分解型の静電半球アライザーでエネルギー弁別された電子は、Mott散乱槽で100keVまで加速される。金の薄膜(～1500Å)のまわりには、5つのSi半導体検出器が設置されており、上下方向や、紙面に垂直方向のスピン偏極度の測定の他、スピン分解しない測定をする事ができる。装置のfigure of meritは、～10⁻⁴であり、Mott検出器としては、世界最高のもの³⁾と同程度である。装置自身の非対称性を除くために、後から述べるような、試料磁化の方向を反転させ、測定したデータを平均することによって、偏極度を得ている。図2に示す強磁性Ni単結晶の3dバンドの交換分裂を～0.25eVの分解能で測定するのに要した時間は、約2時間である。

Mott検出器は、高電圧を取り扱わなければならず、大型になってしまふ欠点があるが、近年は、小型のスピン検出器が実用化されている。その代表的なものが、W単結晶からの(2,0)回折スポットを検出するSPLEED検出器⁴⁾と、Au蒸着膜からの低エネルギー後方散乱を利用した、散漫散乱検出器⁵⁾である。これらの検出器は、100eV程度の電子を測定するもので、角度分解測定も容易に行える長所があり、figure of meritもMott検出器と同程度である。以上述べてきた検出器は、重い原子で電子が散乱されるときのスピン-軌道相互作用を利用したものであるが、最近ドイツのグループでは、Fe(001)単結晶の交換相互作用を利用した、新しいタイプのスピン検出器(VLEED)⁶⁾を開発した。figure of meritは、10⁻³に達し、高分解能測定や、Fe3s内殻準位等⁷⁾の弱い信号の測定に威力を發揮している。Fe(110)表面を用いると、figure of meritはさらに向上するという報告もなされている⁸⁾。参考のために、いくつかのスピン検出器の仕様、性能をまとめたものを表に示す⁵⁻⁹⁾。

スピン偏極光電子分光実験では、スピンの量子化軸が定まるように実験配置を決める必要がある。

参考文献

- 1) A. Kakizaki et al., Nucl. Instrum. Methods A311, 620 (1992).
- 2) J. Fujii et al., in Proc. of the 10th Int. Sympo. on "High Energy Spin Physics", Nagoya, 1992, edited by A. Masaike et al., (Universal Academy Press, Tokyo, 1993).
- 3) E. Kisker et al., Rev. Sci. Instrum. 53, 1137 (1982).
- 4) J. Kirschner, "Polarized electrons at surfaces", (Springer, Berlin, 1985), p. 62.
- 5) M. R. Scheinfein et al., Rev. Sci. Instrum. 60, 1 (1988).
- 6) D. Tillmann et al., Z. Phys. B77, 1 (1989).
- 7) F. Hillebrecht et al., Phys. Rev. Lett. 65, 2450 (1990).
- 8) G. Fahsold et al., Solid State Commun. 84, 541 (1992).
- 9) J. Unfuris et al., Rev. Sci. Instrum. 57, 1314 (1986).
- 10) N. Irmer et al., Phys. Rev. B45, 3849 (1992) and references therein.

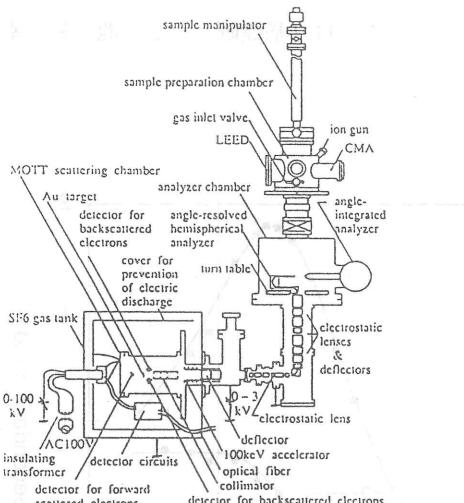


図 1

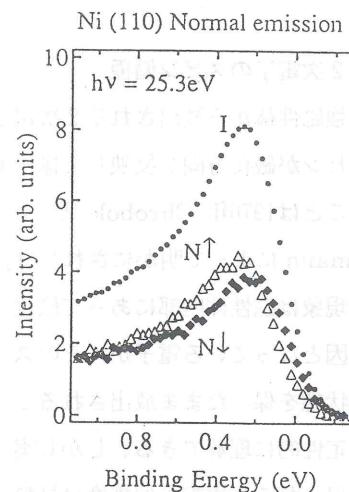


図 2

Analyzer type	Operating energy	Size m ³	Target	Vacuum required	ΔE	$E\Omega$ mm ² sr cV	I/I_0	S	Figure of merit	Ref.
Mott, traditional	100-120 keV	1-10	Thin Au foil	10^{-5}	10 keV	10^3	1.5×10^{-3}	0.26	1×10^{-4}	24
Mott, cylindrical retarding	60-120 keV	10^{-1}	Thin Au foil	10^{-5}	1.3 keV	10^4	10^{-6}	0.33	1×10^{-7}	12
Mott, spherical retarding	20 keV	10^{-1}	Thin Au foil	10^{-5}	1.3 keV	10^4	1.4×10^{-3}	0.12	2×10^{-5}	13,14
Hg beam	15 eV	10^{-3}	Hg atoms	10^{-5}	2 eV	10	2.8×10^{-4}	0.37	4×10^{-5}	11
PLEED	105 eV	10^{-3}	W crystal	10^{-10}	2 eV	1.6	2.2×10^{-3}	0.27	1.6×10^{-4}	15
Absorbed current	100 eV	10^{-4}	Au film	10^{-9}	10 eV	1			1×10^{-4}	19
Low-energy diffuse scattering	150 eV	10^{-3}	Au film	10^{-9}	40 eV	10^2	0.9×10^{-2}	0.11	2×10^{-4}	this work

VLEED 12 eV Fe(001) 10^{-10} 1 eV 10^{-1} 0.2 2×10^{-3}
 5 eV Fe(110) 10^{-10} 1 eV 2×10^{-1} 8×10^{-3}

表

最近は、円偏光や、直線偏光を用いたスピニ偏極光電子分光実験も報告されるようになっており¹⁰⁾、その際には、偏光の入射方向や、試料の対称性で、量子化軸が決まる。磁性体に対するスピニ偏極光電子分光実験では、試料を磁化してスピニ軸を揃える。漏れ磁場は、光電子分光測定に少なからぬ影響を与えるので、額縁型の試料を用いたりするなどの工夫がなされている。最近の磁性薄膜の研究では、空芯コイルでパルス磁場を発生させる方法がとられている。今後は、高分解能測定や、相転移にともなう電子状態の変化を測定するために、試料温度を変えられる試料ホルダーとの組み合わせが必要となってくるであろう。現在我々もそうした装置の開発に取り組んでいる。

スピニ偏極走査電子顕微法

日立基礎研 小池和幸

1. 2次電子のスピニ偏極

強磁性体から放出される2次電子のスピニが磁化方向を反映して揃っていることは1976年 Chrobok と Hofmann によって明かにされた[1]。この現象は磁性体内部にあって磁化の要因となっている電子が、そのスピニ状態を保ったまま放出されることで定性的に理解できる。しかし実際に得られる2次電子偏極度は試料内部の電子の偏極度よりも大きい。

図1の黒丸および黒の四角は Kirschner と Koike によって測定されたFe(110)からの2次電子偏極度およびイールドの1次電子エネルギー依存性である[2]。偏極度は100 eV以下のエネルギーでdバンドの偏極度27%に近い値を示しているが、エネルギーの増加とともに増加して1keV以上ではdバンドの2倍もの偏極度を示す。この現象は1984年Koike と Hayakawa によって、パーマロイからの2次電子について初めて発見されたが[3]、同様な傾向は上記試料にかぎらず、アモルファスFe₈₃B₁₇[4]や、Fe(001)[5]についても認められている。この特性は、2次電子の脱出深さがスピニに依存することで以下の様に説明できる。

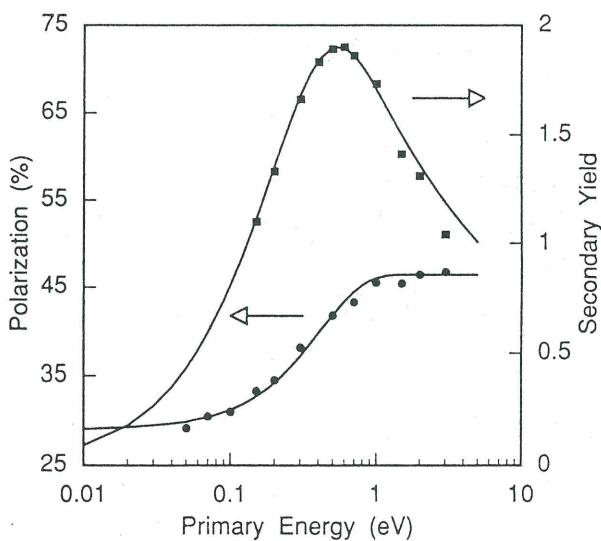


図1 2次電子スピニ偏極度およびイールドの1次電子エネルギー依存性

1次電子線のエネルギーが小さいとその侵入深さが浅くなるため、2次電子は試料表面近傍のみで生成され、dバンドの偏極度を保ったまま放出される。1次電子線のエネルギーが大きくなるとその侵入深さは深くなり、2次電子は試料表面近傍から深部に至る広い領域で生成される。この時マジョリティスピントラップを有する電子の脱出深さがマイノリティスピントラップを有する電子のそれより大きいとすると、深部で生成された2次電子が表面に到達する過程でマジョリティスピントラップを有する電子の相対的割合が増大し、偏極度が増すことになる。このモデルに基づいて計算した偏極度およびイールドを図1の実線で示す[6]。実験結果とよく一致していることが分かる。

2. 磁区観察

強磁性体から放出された2次電子の偏極ベクトルが磁化ベクトルと平行であることから、走査電子顕微鏡において2次電子の偏極度を検出し、これを画像信号とすると磁区像が得られることは、1978年DiStefanoによって示唆された。[7]。この磁区観察法は1984年KoikeとHayakawaによって実現され[8]、スピントラップ走査電子顕微法(スピントラップSEM法)と名付けられた。スピントラップ法は従来法に比して、高分解能であること、磁化方向の定量検出ができること、表面形状とは独立に磁化情報のみを検出できること等優れた特長を有しており、磁気記録等工業的応用分野は勿論、超薄膜、人工格子等基礎磁性の分野でも威力を発揮している。図2はスピントラップSEMの構造である。この装置はSEM用電子銃、イオン銃、2次電子収集転送光学系、スピントラップ検出器より構成され、試料室は超高真空となっている。この手法では表面から約1nmまでの領域の磁化情報を得られるが、通常大気中に置かれた試料は表面に酸化層や吸着層を有しており、そのまま観察してもこの部分の磁化情報を得ることになって磁区像は得られない。イオン銃はこの酸化層や吸着層を除去し、清浄表面を得るためにものであり、また超高真空試料室は観察中試料表面に残留ガスが吸着するのを防ぐために必要である。

図3(a),(b)はスピントラップSEMによって得られた鉄系アモルファスリボンの磁区像であり、それぞれ磁化ベクトルの像上部矢印方向成分を画像信号としている。この磁区構造はKoike等によって初めて見いだ

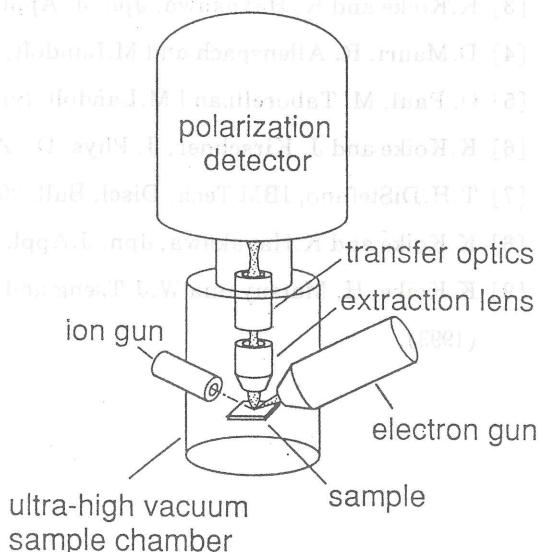


図2 スピントラップSEMの構造

されたもので、圧縮応力に起因する垂直磁気異方性によって生じたものと解釈されている[9]。

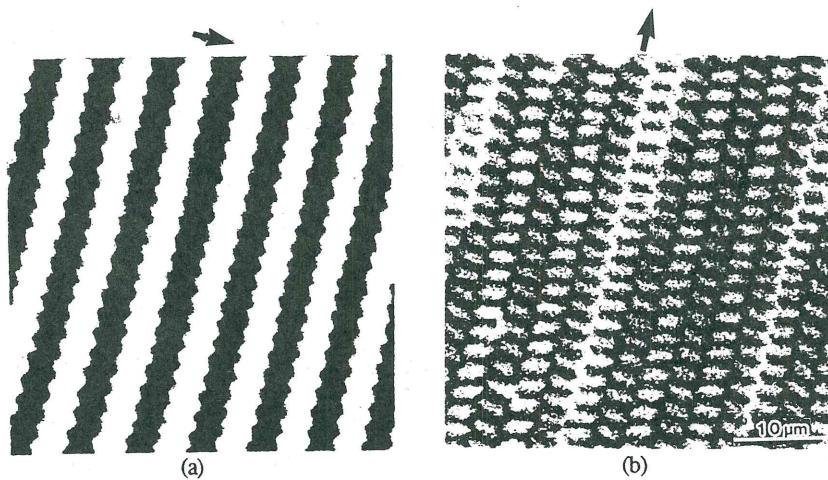


図3 アモルファスリボンの磁区像

参考文献

- [1] G.Chrobok and G.Hofmann, Phys. Lett. 57A, 257 (1976).
- [2] J.Kirschner and K.Koike, Surf. Sci. 273, 147 (1992).
- [3] K.Koike and K. Hayakawa, Jpn. J. Appl. Phys. 23, L85 (1984).
- [4] D.Mauri, R. Allenspach and M.Landolt, J.Appl. Phys.58, 906 (1985).
- [5] O. Paul, M. Taborelli and M.Landolt, Surf. Sci. 211/212, 724 (1989).
- [6] K.Koike and J. Kirschner, J. Phys. D : Appl. Phys. 25, 1139 (1992)
- [7] T.H.DiStefano, IBM Tech. Discl. Bull. 20, 4212 (1978).
- [8] K.Koike and K.Hayakawa, Jpn. J.Appl. Phys. 23, L187 (1984).
- [9] K.Koike, H. Matsuyama W.J.Tseng and J. C. M. Li, Appl. Phys. Lett. 62, ,2581 (1993).

電子スピン計測技術による磁化形成の初期過程の測定法の提案

北海道大学触媒化学研究センター 早川和延

1. はじめに

この提案は、単原子層レベルの厚さの磁性原子層の結晶格子形成と、スピン格子形成を一つの分析装置で計測可能にする表面計測装置の開発提案である。実験は未着手なので、構想だけを述べる。

磁化検出はスピンSEM¹⁾方式、表面1原子層の構造情報検出とスピン情報励起はRHEEDの表面波共鳴現象²⁾を使用する。これによって、単原子層という極限の薄膜での磁化形成を解明する研究の展開につなげたい。スピンSEMについては前報告にあるので、RHEEDの表面波共鳴現象を中心に述べる。

2. RHEEDマイクロプローブとスピン計測の複合化

μ プローブRHEEDと電子スピン分析器を複合化した表面計測装置の概念を図1に示す。以下に、一次電子線と結晶表面との相互作用のなかで、特に表面1原子層の結晶・スピン情報を選択的にピックアップしうると考えられる『表面波共鳴』相互作用に関して考察する。

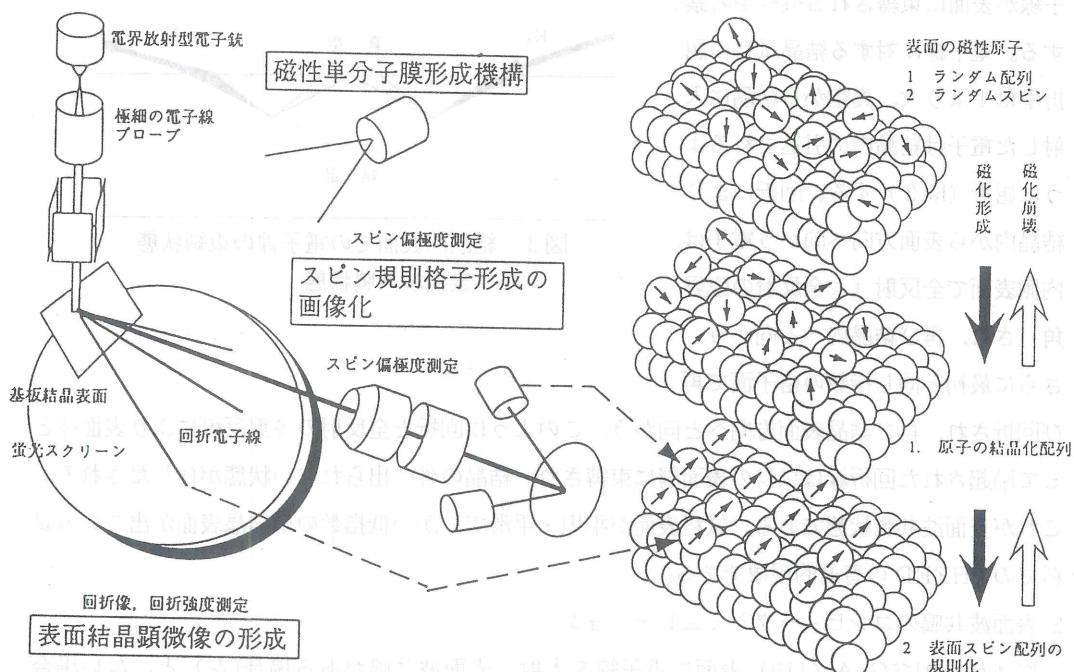


図1 電子線マイクロプローブによる非磁性結晶基板上の磁性原子の結晶化過程とスピン格子の形成過程の同時計測

3. RHEED における表面波共鳴現象

表面波共鳴現象を、図2に示すシリコン単結晶(001)表面からのRHEED像の例で説明する。

図2で、SEは試料表面の蛍光面へ投影像(shadowedge), Sは鏡面反射、SWは試料表面方向に励起されたブラック反射(surface wave=表面波)である。このように試料表面方向への強いブラック反射が励起されている場合を表面波共鳴条件という。この条件下では、入射電子線と回折電子線は結晶表面の第1原子層だけに強く束縛されて、結晶内部へ侵入することができない。また、それにより励起された2次電子は表面第1原子層の情報だけを選択的に保持することになる。

3.1 結晶表面での電子線の屈折・回折・全反射と表面波共鳴

表面波共鳴条件下で、プローブ電子線が表面に束縛される機構を考察する。電子線に対する結晶試料の屈折率は1より大。真空中から結晶に入射した電子は結晶内に引込まれるように屈折(図3)する。回折により結晶内から表面方向へ向かう電子は、内側表面で全反射(<全反射の臨界角)され、再び結晶内へと向かう。さらに最初と同じ指標の格子面で再び回折され、再び結晶表面方向へと向かう。このように回折と全反射の多重反復により表面波として励起された回折線は試料の表面層に束縛され、結晶の外に出られない状態が作りだされる。これが表面波共鳴状態である。試料表面が平坦・平滑で、かつ低指標の単結晶表面が出ている試料でのRHEEDの普遍的現象である。

3.2 表面波共鳴のコンピュータシミュレーション

図4は平坦なGaAs(110)表面に電子線を入射、表面波共鳴がある場合(左)と、ない場合(右)で、表面層に存在するプローブ全電子の密度分布のシミュレーション結果である³⁾。表面波共鳴がある場合は電子密度は表面第1原子層に局在していることが明瞭に示されている。

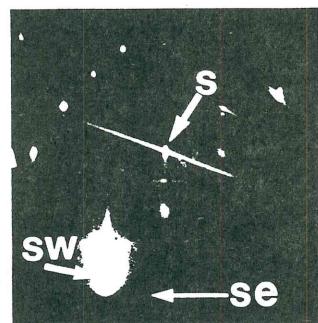


図2 表面波共鳴にある
RHEED像、Si(001)表面

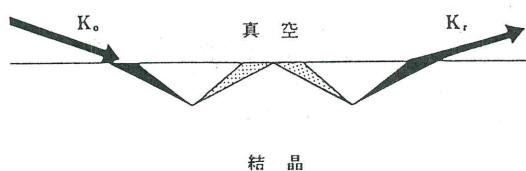


図3 結晶内表面での電子線の束縛状態
=表面波共鳴状態

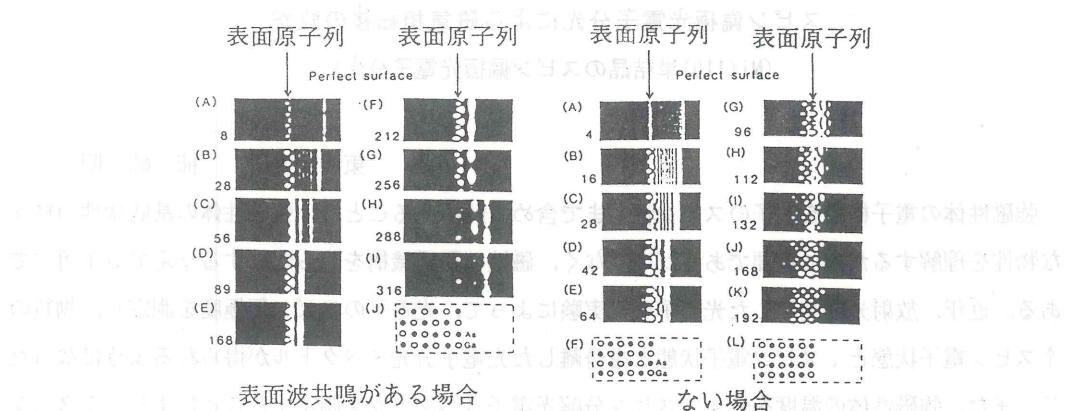


図4 表面波共鳴状態におけるプローブ電子の表面密度分布

各図の左側が結晶内部、右側が真空

以上、RHEED で表面波共鳴状態が成立しているとき、試料から放出される散乱回折・非弹性散乱電子線、放出2次電子線は、試料表面第1層だけを経験して出ていくことを具体的に示した。この状態での放出2次電子は、表面第1原子層の情報を選択的にピックアップする唯一の電子線プローブ状態である。

4. 表面波共鳴条件下でのスピン分析

図1のRHEED-スピン分析装置複合系で、非磁性体単結晶基板表面に磁性原子を1原子層以下のレベルで堆積させた試料を想定する。この試料に1次電子線を入射し、基板単結晶表面に対して表面波共鳴条件を成立させる。前節までに示したようにプローブ電子線は基板単結晶表面第1原子層を含め、その外側に存在することが許され、回折電子線・2次電子線は表面第1原子層を含め、その外側の情報を担って放出される。基板単結晶表面上には、1原子層レベル以下に堆積した原子だけが存在するので、この堆積原子からの回折・2次電子情報だけが選択的に強調されて放出されることが期待できる。

5. 謝辞 図1を作成して下さった北大工 末岡和久氏に感謝します。
6. 参考文献

 - 1) K.Koike and K.Hayakawa : Jpn. J.Appl. Phys. 23 (1984) L187; Appl. Phys. Lett. 45 (1984) 585.
 - 2) S. Miyake and K.Hayakawa : Acta Cryst. A26 (1970) 60 - 70.
 - 3) Z.L.Wang : Ultramicroscopy 24 (1988) 371.

スピン偏極光電子分光による磁気相転移の観察

(Ni(110)単結晶のスピン偏極光電子分光)

東大物性研 柿崎明人

強磁性体の電子構造を電子のスピン状態まで含めて解析することは、強磁性体の基底状態の様々な物性を理解するために重要であるだけでなく、磁性の発現機構を明らかにするうえでも不可欠である。近年、放射光を利用した光電子分光実験によって、光電子のスピン偏極度を測定し、物質の↑スピン電子状態と↓スピン電子状態とを分離した光電子分光スペクトルが得られるようになった¹⁾。また、強磁性体の温度を変えてスピン分解光電子スペクトルを測定することにより、↑スピン電子状態、↓スピン電子状態の温度依存性を直接分離して観測でき、強磁性一常磁性相転移に関する様々な理論の検証も行われている²⁾。今後、スピン偏極光電子分光実験は、磁性体だけでなく様々な物質の電子状態の詳細を知るための重要な手段になると考えられる。一方、光電子励起に伴う多電子効果は、電子のスピン状態に強く依存する³⁾。このため共鳴光電子放出、オージェ電子放出など、多電子効果のスピン依存性を調べることによって、光励起に伴う多電子効果の新しい展開を期待できる。

ここでは、最近、KEK PF BL-19Aでアンジュレータ放射を利用して行った、Ni(110)単結晶のスピン偏極光電子分光実験について述べる。図1は、室温及びキュリー温度近傍でのNi(110)スピン偏極光電子分光スペクトルである。試料の磁化容易軸(111)としているため、スペクトルは Σ_3 と Σ_4 の対称性を持つ価電子帯からの寄与が合わさったものである。 $T < T_c$ では交換分裂によって↑スピン↓スピン電子状態が分離して見え、 $T/T_c > 1$ で、↑スピンと↓スピン電子状態が一致することが直接観測できた。Feのスピン偏極光電子分光と異なり、 $T \sim T_c$ で磁気モーメントのtransverse fluctuationを示す新たなピークは観測されない。磁気相転移に関する理論との照合には↑スピン、↓スピン両電子状態のピーク位置、スペクトル幅など、今後いくつかの考察が必要である。

図2は、Ni3d価電子帯サテライトのNi 3p-3d共鳴領域でのスピン偏極度の光子エネルギー依存性を温度パラメータにして示したものである¹⁾。温度が転移温度に近づくと、スピン偏極度が小さくなるが、共鳴光電子放出を特徴づけるパラメータqには大きな変化がなく、短距離磁気秩序が T_c 近傍で残っていることを示唆している。

1) E.Kisker; Metallic Magnetism ed. by H.Capellmann(Springer, 1987)

2) H.Hopster et al.; Phys.Rev.Lett. 51 829(1984)

3) R.Clauberg et al.; Phys. Rev. Lett. 47 1314 (1981)

4) T.Kinoshita et al; Phys. Rev. 47 6787 (1993)

低温下の偏光育成回転による回転電子線の偏光化

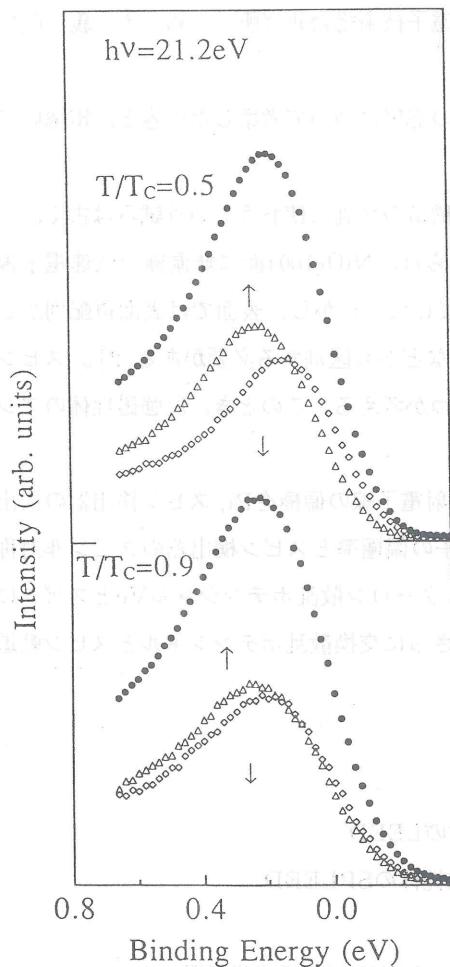


図1

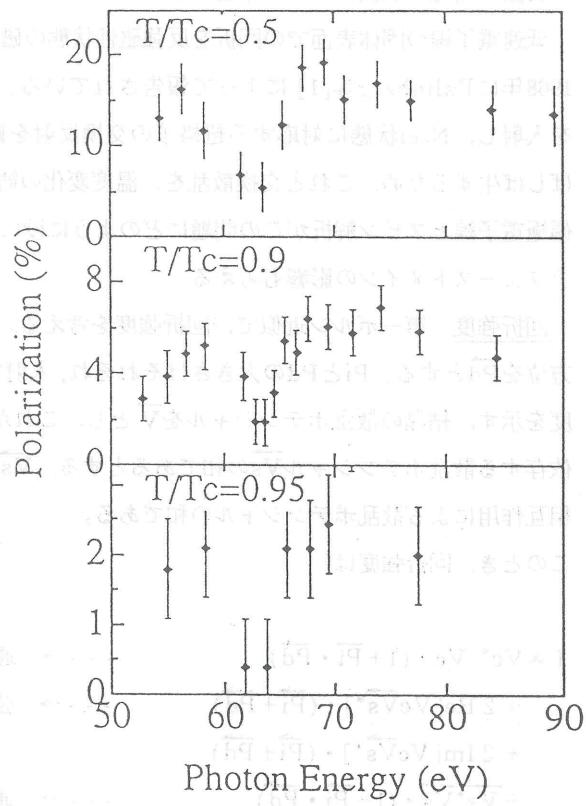


図2

スピニ偏極電子線回折による反強磁性体観測の可能性

電子技術総合研究所 鈴木義茂*

はじめに

スピニ偏極電子線の反強磁性状態の磁気構造の評価への応用について考察した内容と、電総研での装置の開発の現状について報告する。

低速電子線の固体表面での回折を反強磁性状態の磁気構造の評価に使おうという試みは古く、1968年にPalmberg等[1]によって報告されている。彼らは、NiO(100)面に無偏極の低速電子線を入射し、Neel状態に対応する超格子の交換反射を観察した。しかし、表面では表面再配列がしばしば生ずるため、これと交換散乱を、温度変化の観察などから区別する必要がある[2]。スピニ偏極電子線とスピニ解析がこの問題にどのように役に立つか考える。このとき、反強磁性体のアンチフェーズドメインの影響も考える。

回折強度 第一ボルン近似で、回折強度を考える。入射電子線の偏極を \vec{P}_i 、スピニ検出器の検出方位を \vec{P}_d とする。 P_i と P_d の大きさはそれぞれ、入射電子の偏極率とスピニ検出器のスピニ非対称度を示す。結晶の散乱ポテンシャルを \vec{V} とし、これが、クーロン散乱ポテンシャル V_c とスピニに依存する散乱ポテンシャル \vec{V}_s の和であるとする。 \vec{V}_s はさらに交換散乱ポテンシャルとスピニ軌道相互作用による散乱ポテンシャルの和である。

このとき、回折強度は、

$$\begin{aligned} I \propto & V_c^* V_c \cdot (1 + \vec{P}_i \cdot \vec{P}_d) & \rightarrow & \text{通常のLEED} \\ & + 2 \operatorname{Re}[V_c \vec{V}_s^*] \cdot (\vec{P}_i + \vec{P}_d) & \rightarrow & \text{強磁性体のSPEED} \\ & + 2 \operatorname{Im}[V_c \vec{V}_s^*] \cdot (\vec{P}_i + \vec{P}_d) \\ & + \vec{V}_s^* \vec{V}_s \cdot (1 - \vec{P}_i \cdot \vec{P}_d) & \rightarrow & \text{通常のLEEDによる交換散乱} \\ & + 2 \operatorname{Re}[(\vec{V}_s^* \cdot \vec{P}_i) \cdot (\vec{V}_s + \vec{P}_d)] & \rightarrow & \text{スピニ偏極スピニ分解LEEDで観察される} \\ & + 2 (\operatorname{Im}[(\vec{V}_s) \times \operatorname{Re}[\vec{V}_s]] \cdot (\vec{P}_i - \vec{P}_d)) & & \text{交換散乱} \end{aligned}$$

となる。第一行は、クーロンポテンシャル V_c の二次の項で通常のLEEDで観察される項である。第二行は、クーロンポテンシャルとスピニに依存したポテンシャル \vec{V}_s の一次の項で、強磁性体のSPEED測定で非対称度を与える項である。第四行は、スピニに依存した散乱ポテンシャルの二次の項で通常のLEEDでスピニ交換散乱を与える項である。第五行は、やはり V_s の二次だが入射電子のスピニの結晶に対する相対方位と、検出スピニの結晶に対する相対方位に依存する項である。

シングルドメインの反強磁性体はこれら全ての項が回折に寄与するが、180度のアンチフェーズドメインであると、第二行は、 \vec{V}_s の一次であるため平均としてゼロになってしまう。したがって、入射電子の偏極、もしくは、回折電子のスピニ解析のどちらか一方では反強磁性体の磁気構造の測

定に役立たない。そこで、入射電子のスピン偏極と回折電子のスピン分解の両方を行なうと、第五行が現われる。この項はVsの二次なのでアンチフェーズドメインによって消失しない。この項を利用することにより、

1. 単純格子

2. 再配列

3. 反強磁性

4. 反強磁性+再配列

が原理的に区別できる。さらに、第五行から反強磁性の量子化軸の方向も原理的に決定できる。

図1にこのような実験のための装置の提案図を示す。

電総研の現状 図1の様な装置を開発する前段階としてまず、通常のSPLEEDを作製している。このとき、スピン偏極電子源をできるだけ簡易型にするために図2に示すように引き出し電極にテーパーをつけ励起光をGaAs陰極に斜め45度から照射する方法を取った。この場合、レーザーの偏光面の角度を調整することによりGaAs中に円偏光を作ることができる。条件式は、

$$\cos(\phi - \chi) = \cot\theta$$

である。電子は、GaAs中の光の進行方向(χ)に量子化されると期待される。

電総研では、この構造の電子銃でGaAsのNEA状態を作り、試験的にHe-Neレーザー励起で光電子(数 μA)を放出させ、NiFeの回折を観察するところまで開発が進んだ。まだ、スピン偏極の確認は行なっていない。レンズ系の透過率は90eVの電子線に対して8から9パーセントであった。

本実験は、日本大学大学院理工学の谷中真澄氏との共同研究で行なわれた。

参考文献

[1] P.W.Palmberg, et al., Phys. Rev. Lett., 21(1968)682.

[2] 解説には、並河一道：固体物理17(1982)479がある。

* 現所属 産業技術融合領域研究所

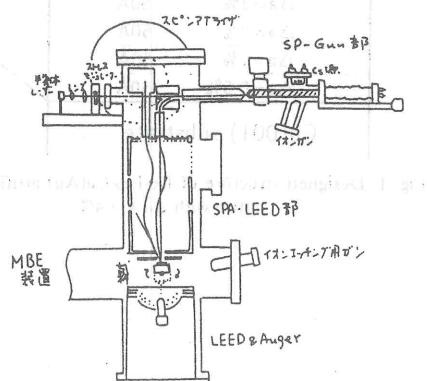


図1 スピン偏極、スピン分解
LEED装置(案)

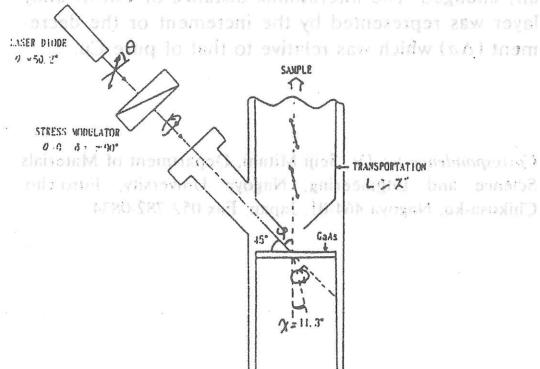


図2 レーザー光学系の幾何学的配置図

Magnetic properties of fcc-Fe artificial superlattices

S. Mitani, A. Kida and M. Matsui

Department of Materials Science and Engineering, Nagoya University, Furo-Cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-01, Japan

Fcc-Fe/Cu(M)(001) ($M = \text{Au}, \text{Ni}$) artificial superlattices were prepared. The interatomic distance of fcc-Fe was changed by the epitaxial growth on Cu(Au) or Cu(Ni) alloy layers. The magnetic moment of Fe is increased up to $2.7\mu_B$ for only 1% increment of interatomic distance. Furthermore, non-ferromagnetic state of fcc-Fe was observed at 1.8% decrement.

1. Introduction

We reported that fcc-Fe/Cu artificial superlattice films were grown on Cu single-crystal substrates using MBE technique and measured their magnetic properties in previous papers [1,2]. The ferromagnetic moment of fcc-Fe was determined to be $2.0 \times 0.1\mu_B/\text{Fe}$. The Curie temperature was 400 to 580 K and increased with increasing number of Fe atomic layers. Below 3ML Fe, the films showed perpendicular anisotropy. Thus fcc-Fe epitaxially grown on Cu(001) showed ferromagnetic properties corresponding to the high spin state of fcc-Fe which was suggested by R.J. Weiss [3].

On the other hand, it was reported that γ -Fe precipitates showed antiferromagnetic state which corresponds to the low spin state with smaller volume than the high spin state [4-6]. In the present paper we study the magnetic properties of fcc-Fe as a function of interatomic distance by preparing fcc-Fe/Cu(Au) film for expansion and fcc-Fe/Cu(Ni) film for contraction.

2. Sample preparation

The artificial superlattice films were grown on Cu(001) substrate by the MBE method. The interatomic distance of fcc-Fe was changed by the epitaxial growth on a Cu-Au or Cu-Ni alloy layer, whose lattice constant was evaluated by the composition of Au or Ni for expansion or contraction, respectively. The [fcc-Fe/Cu(Au)]₂₀ and [fcc-Fe/Cu(Ni)]₂₀ multilayered films were prepared. A typical design of the film is shown in fig. 1. The composition of the buffer layer was gradually changed. The interatomic distance of Cu(M) alloy layer was represented by the increment or the decrement (Δa) which was relative to that of pure Cu.

RHEED and XRD were observed for structural identification. The magnetization of the films was measured by VSM and SQUID magnetometer.

3. Results and discussion

RHEED showed epitaxial growth of fcc-Fe on Cu(M) alloy layers. Fig. 2(a), (b) are the RHEED patterns of Cu(Au) surface and 20th fcc-Fe surface of [7ML Fe/10ML Cu(Au)]₂₀ ($\Delta a = +0.5\%$) film. Fig. 3 shows a XRD pattern of a fcc-Fe artificial superlattice film, where $\Delta a = -3\%$. RHEED and XRD revealed

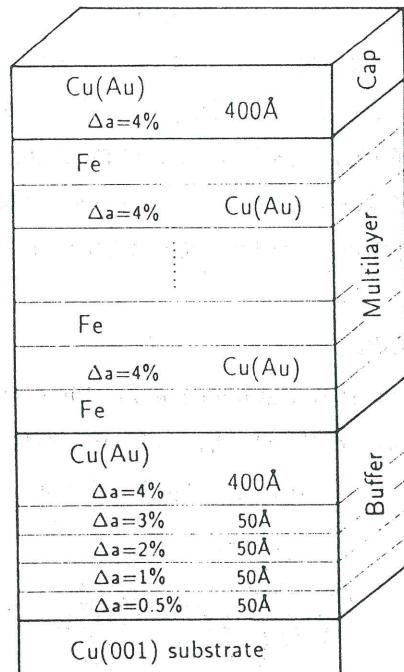


Fig. 1. Designed structure of fcc-Fe/Cu(Au) artificial superlattice with $\Delta a = +4\%$.

Correspondence to: Dr. Seiji Mitani, Department of Materials Science and Engineering, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-01, Japan. Fax 052-782-0834.

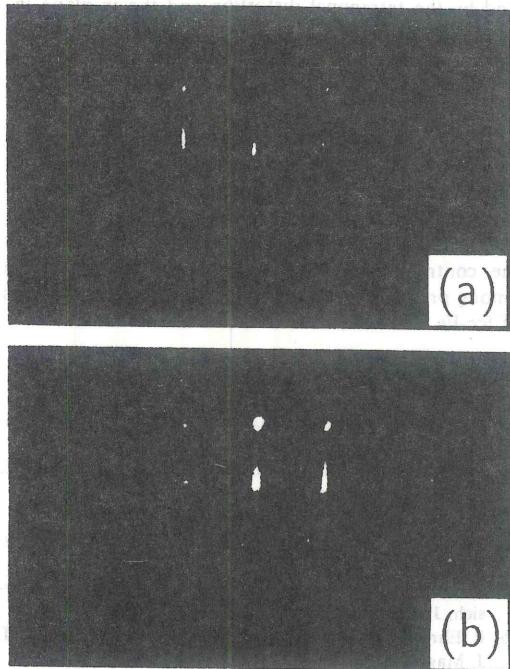


Fig. 2. RHEED patterns of $[7\text{MLFe}/10\text{MLCu(Au)}]_{20}(001)$ film with $\Delta a = +0.5\%$; [100] azimuth, (a): Cu(Au) buffer layer, (b): 20th fcc-Fe layer.

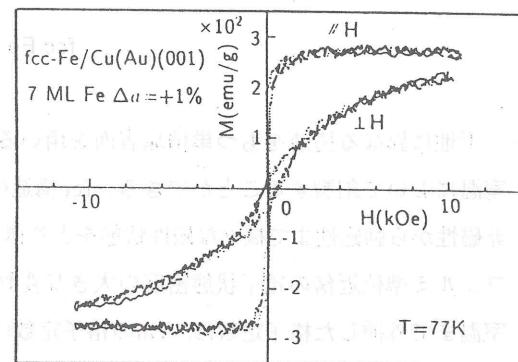
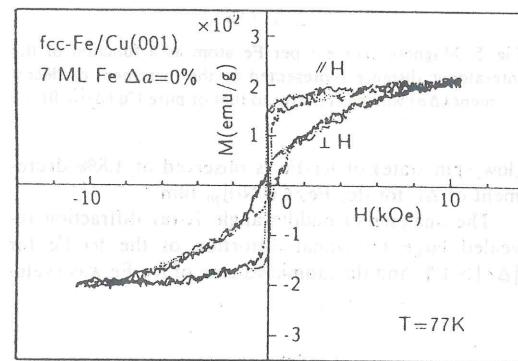
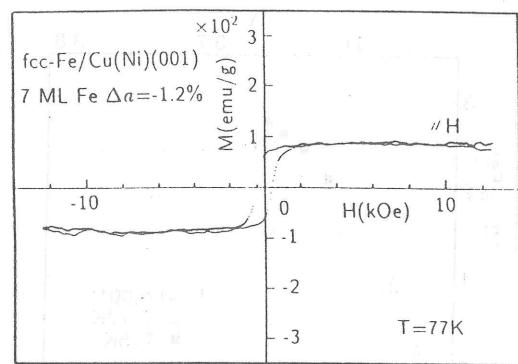


Fig. 4. Magnetization curves of fcc-Fe/Cu(M) ($M = \text{Au}, \text{Ni}$) artificial superlattices; (a) $\Delta a = -1.2\%$, (b) $\Delta a = 0\%$, (c) $\Delta a = +1\%$.

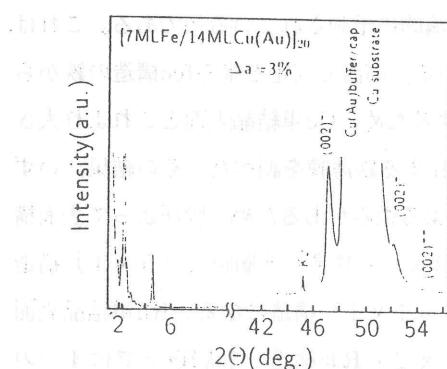


Fig. 3. XRD pattern of $[7\text{MLFe}/14\text{MLCu(Au)}]_{20}(001)$ film with $\Delta a = +3\%$.

270 emu/g for Fe was obtained for $\Delta a = +1\%$. Magnetic moment per Fe is summarized as a function of Δa in Fig. 5. It is increased up to $2.7\mu_B/\text{Fe}$ for only 1% increment of Δa for $[\text{fcc-Fe}/\text{Cu(Au)}]_{20}$ film. The result suggests a possibility of huge magnetization films for applications. Furthermore, non-ferromagnetic state

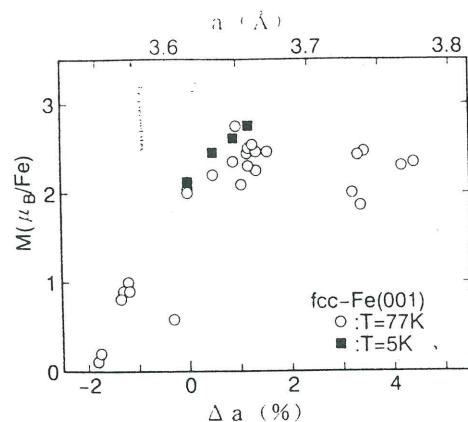


Fig. 5. Magnetic moment per Fe atom as a function of the interatomic distance represented by the increment or decrement (Δa) which is relative to that of pure Cu ($\Delta a = 0$).

(low spin state) of fcc-Fe is observed at 1.8% decrement of Δa for [fcc-Fe/Cu(Ni)]₂₀ film.

The analyses of middle angle X-ray diffraction revealed large tetragonal distortion of the fcc-Fe for $|\Delta a| > 1\%$, and the atomic volume of fcc-Fe was evalu-

ated by the tetragonal distortion and the in-plane interatomic distance. The plot of magnetic moment vs atomic volume also revealed that the ferromagnetic state disappears at about 1.9% decrement of the atomic volume.

It should be emphasized that magnetic properties of fcc-Fe strongly depends on the interatomic distance or atomic volume of Fe atoms and that the present result is the first direct proof of the two-spin states of fcc-Fe. On the basis of the present results, it is concluded that the contradictions of magnetic properties of fcc-Fe among previous reports come from the two spin states of fcc-Fe with different atomic volumes.

References

- [1] M. Matsui, S. Mitani, K. Doi and M. Doyama, J. Magn. Soc. Jpn. 14 (1990) 339.
- [2] M. Doyama, M. Matsui, H. Matsuoka, S. Mitani and K. Doi, J. Magn. Magn. Mater. 93 (1991) 374.
- [3] R.J. Weiss, Proc. Phys. Soc. 82 (1963) 281.
- [4] S.C. Abrahams, L. Guttman and J.S. Kasper, Phys. Rev. 127 (1962) 2052.
- [5] U. Gonser, C.J. Meechan, A.H. Muir, Jr. and H. Wiedersich, J. Appl. Phys. 34 (1963) 2373.
- [6] P. Ehrhart, B. Schönfeld, H.H. Ettwig and W. Pepperhoff, J. Magn. Magn. Mater. 22 (1980) 79.

fcc Fe 薄膜の磁性

(宇都宮大教養) 江川千佳司

下地に異なる構造をもつ単結晶表面を用いると、バルクの安定構造と異なるfcc構造の鉄薄膜を室温において創製することができる。fcc構造の鉄薄膜はその格子定数のわずかな違いによって、非磁性から強磁性まで様々な磁性状態をとり得ることが理論的に予測されている系である。これは、フェルミ準位近傍の電子状態密度の大きな変動を伴っている。高温で安定となるfcc構造の鉄から室温まで外挿した格子定数は、Cuの格子定数にはほぼ一致するため、Cu単結晶表面とこれより大きな格子定数をもつRh単結晶の(001)表面を下地として成長する鉄薄膜を調べた。その結果、いずれの表面においても、鉄と下地の表面の格子定数の違いによる歪みがあるため、膜圧よって表面構造が次第に変化する。Cu単結晶表面では、3-4層で(4x1)構造、5層目で(5x1)構造、6-10層で(2x2)p4g構造、それ以上ではブロードな(1x1)構造になる。Rh単結晶表面では、5層まで(1x1)構造、6-8層では(2 2x2)R45構造、10層以上では4つの[110]方向にスポットが分裂したファセット構造となる。こうした表面構造の変化はdバンド準位のシフトと対応することが明らかになった。このフェルミ準位近傍の表面電子状態は、水素の解離吸着をはじめとして吸着や表面反応に重要であることが知られているが、これらfcc構造の鉄薄膜における水素の吸着状態も、表面構造の違いに対応して変化し、bcc構造のバルクの鉄単結晶表

面におけるものとは異なっていることが明らかとなった。このように、下地に用いる単結晶表面の格子定数を適切に選択すると、表面構造／表面対称性を保ったまま電子状態だけを変化させ、その関連を明らかにできるものと期待される。

原子の光電離過程の完全実験

高エネ研・P F 柳下 明

電気双極子近似のもとでは、良く知られているように全角運動量 J に関する光電離過程の選択則は、 $\Delta J = 0, \pm 1$ である。従って、光電離過程は、3個の行列要素で記述することができる。それぞれの行列要素は、複素数で表されるので、光電離過程は5個のパラメーターで表される。行列要素の位相に関しては、相対的な位相のみが意味をもつので、パラメーターはひとつ減る。このような理由により、光電離過程を記述する5個のパラメーターを決定する測定を完全実験という。

5個のパラメーターのうちの2個、すなわち光電離断面積 σ と光電子の非対称パラメーター β は通常の実験で比較的容易に決めることができる。残りの3個のパラメーターは、光電子のスピン角運動量の(x, y, z)成分である。それ故に、完全実験を遂行するためには、光電子のスピン解析が必須となる。

本講演では、希ガス原子の最外殻の光電離過程を例にあげて、完全実験の概要を述べる。

(参考文献)

- 1) 原子の光電離過程の詳細を記述したもの。
V. Schmidt, Rep. Prog. Phys. 55, 1483 - 1659(1992).
- 2) σ , β およびスピン偏極パラメーターの計算結果。
K. N. Huang, W. R. Johnson, and K. T. Cheng, Atomic and Nuclear Data Tables, 26, 33 - 45(1981)

内殻励起スピン分解光電子放出と電子状態

広大 田中 新, 城 健男

強磁性Niの3d光電子放出において、3dバンドに対応する主ピークに加えて、結合エネルギー6eV付近にサテライト構造が見られる事はよく知られている。このサテライトは一つのNi原子内に2個の正孔がクーロン相互作用を及ぼし合って存在する光電子放出の終状態($3d^8$)に対応することが知られており、入射光エネルギーが2p, 3p内殻しきい値近傍で共鳴を示す。ここではまず、6eVサテライトに対し期待されるスピン偏極の入射光エネルギー依存性を、3d軌道内の多重極電子間相互作用を正しく考慮した模型に基づき議論する。次に、左右の円偏光とスピン分解

を合わせた場合の有用性を、この問題について議論する。

前者の問題は、実験で 6 eV サテライトの大きな正のスピン偏極（多数スピン-少数スピンを両スピンの和でわり算して規格化した量）が報告¹⁾された後、多重極相互作用を無視した簡単な模型に基づき、Ni の 3 p 内殻励起共鳴 3 d 光電子放出について約 10 年前に議論された。²⁾それによると、直接の 3 d 光電子放出 $3d^9 \rightarrow 3d^8$ と 2 次摂動過程 $3p^6 3d^9 \rightarrow 3p^5 3d^{10} \rightarrow 3p^6 3d^8$ の間に干渉（Fano効果）がある場合、入射光エネルギーの関数としてのスピン偏極度に、3 p しきい値付近でスピン分極度のへこみが存在する可能性が指摘された。最近、木下達は、実験により 3 p しきい値付近でスピン分極度のへこみを観察した。³⁾しかし、以前の指摘は必ずしも明快なスピン偏極度のへたみに対する描像を伴ったものではなかった。今回、上記の計算により、Fano効果がスピン偏極の入射光エネルギー依存性に影響を及ぼす事は事実であるが、「へこみ」そのものは上記 2 次摂動過程だけでも生ずる事、⁴⁾又 3 p 内殻だけでなく 2 p $_{1/2}$ しきい値においても生ずる事を示し、それの生ずる機構を議論した。

Ni の 3 p 内殻励起 3 d 光電子放出、2 p 内殻励起 3 d + 3 p + 3 s 光電子放出において、入射光として左右の円偏光を用い、光電子のスピン分解を行った場合の上記の模型に基づく計算例を示した。光電子のスピンの向きにより又光電子放出の終状態がスピン一重項であるか三重項であるかにより磁気円二色性が逆転する事から、終状態の特定に有力な方法である事を示した。

- 1) R. Clauberg et al., Phys. Rev Lett. 47 (1981) 1314.
- 2) T. Jo et al., J. Phys. Soc. Jpn. 52 (1983) 2581.
- 3) T. Kinoshita et al., Phys. Rev. B47 (1993) 6787.
- 4) A. Tanaka and T. Jo, J. phys. Soc. Jpn. 62 (1993) 1118.

多元遷移金属化合物の磁性状態に於ける電子エネルギー帯構造

大阪大学 基礎工学部 鈴木 直、白井正文

これまで我々のグループでは、NiAs型化合物や遷移金属ダイカルコゲナイト層間化合物をはじめとして、多種多様な多元遷移金属化合物の電子エネルギー帯構造を第一原理的に計算し、その結果をもとにこれら物質の磁気的光学的性質を研究してきた。今回の研究会では、Cu₂Sb型化合物を例にとり、その電子エネルギー帯構造の計算結果¹⁾を概説するとともに、最近の光電子分光・逆光電子分光実験の結果²⁾との比較を行う。

Cu₂Sb型構造は、空間群 $D_{4h}^7(P4/nmm)$ に属する正方晶構造である。単位胞には 4 個の金属原子が含まれており、それらは対称性の異なる 2 種類の位置（各々、M (I), M (II) と呼ぶ）を占める。Cu₂Sb型化合物は、この金属原子位置を占める磁性イオンの種類によって、様々な磁気秩序を示すことで興味がもたれている。例えば、Mn₂Sb はフェリ磁性を、MnAlGe や MnGaGe は

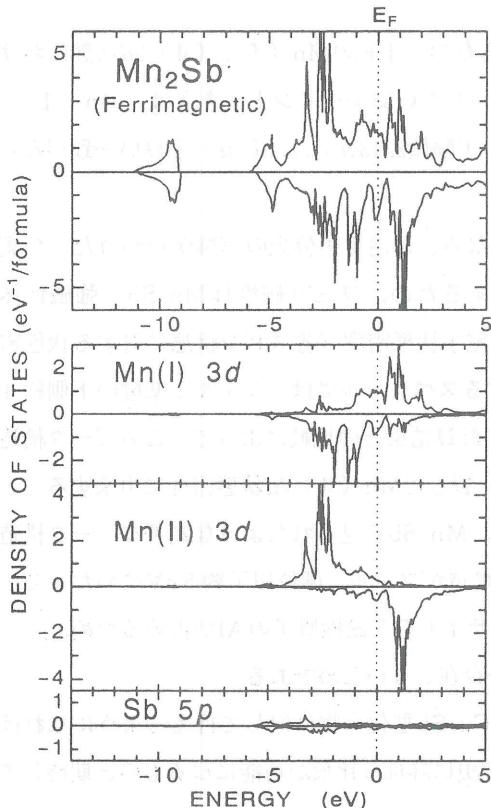


図1. Mn_2Sb のフェリ磁性状態における電子状態密度.

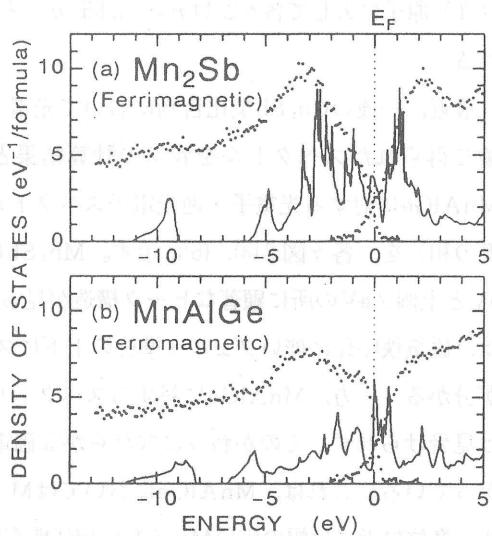


図2. (a) Mn_2Sb (フェリ磁性) と (b) $MnAlGe$ (強磁性) に対する光電子・逆光電子スペクトルと電子状態密度.

強磁性を示し、また Cr_2As , Mn_2As , Fe_2As は、各々すべて異なる反強磁性秩序構造をとる。さらに、M (II) 原子の磁気モーメントは、M (I) 原子のそれより一般に大きいことが、実験により確かめられている。

これまで我々のグループでは、APW法もしくはLAPW法といった第一原理的な手法を用いて、多くの Cu_2Sb 型化合物の非磁性状態および磁気秩序状態における電子エネルギー帯構造を計算してきた¹⁾。その結果、(1)この系の3d電子は、遍歴電子として扱うべきであること、(2)M (II) 原子の3d電子の遍歴性は、M (I) 原子のそれより幾分弱いこと、(3)計算で得られた磁気モーメントの大きさは、実験結果と良く一致すること、等々が明らかになった。

一例として、図1に Mn_2Sb のフェリ磁性状態で計算された電子状態密度を示す。この図からMn 3dバンド幅は約5 eV程度あり、しかもMn (II) 3dのバンド幅がMn (I) 3dのそれより狭いことが見てとれる。これは、上記の Cu_2Sb 型化合物に対する一般的な特徴(1)および(2)に対応する。また、電子間の交換相互作用により生じた状態密度のスピン分裂は、Mn (II) 3d状態において約4 eV程度あるのに比べ、Mn (I) 3d状態においては約2 eV程度とかなり小さいことが分かる。この図からも明らかなように、フェリ磁性状態での電子エネルギー帯構造は、非磁性状態でのそれ

をリジッドにスピン分裂させるだけでは到底記述できない。上記のMn (I), (II) 3d状態におけるスピン分裂の大きさの相違を反映して、計算で得られた磁気モーメント大きさは、Mn (I), (II) 原子に大して各々 $2.11\mu_B$, $3.65\mu_B$ となり、実験値 $2.13\mu_B$, $3.87\mu_B$ と良い一致がみられる。

最近、一連のCu₂Sb型化合物において光電子分光ならびに逆電子分光の実験が行われた。²⁾ 実験で得られたスペクトルを我々の計算結果と比較するため、フェリ磁性体Mn₂Sbと強磁性体MnAlGeに対する光電子・逆光電子スペクトルと全電子状態密度（各スピン状態に対する状態密度の和）を、各々図2(a), (b)に示す。Mn₂Sbに対するスペクトルには、フェルミ準位の下側約3eVと上側2eVの所に顕著なピーク構造が見られる。計算結果との比較によって、このピーク構造は、磁気秩序化に伴いフェルミ準位の上下にスピン分裂したMn (II) 3d状態密度に由来することが分かる。一方、MnAlGeに対するスペクトルには、Mn₂Sbで見られたような顕著なピーク構造は見受けられず、そのかわりになだらかな価電子帯構造がフェルミ準位以下約5eVにわたって広がっている。これは、MnAlGeにおいてはM (II) サイトを非磁性原子のAlが占めるため、フェルミ準位付近には幅の広いMn (I) 3d状態密度しか存在しないためである。

今後、スピン偏極光電子・逆光電子分光実験が、Cu₂Sb型化合物に対して行えるようになれば、実験結果と計算で得られた電子エネルギー帯構造との更に詳細な比較が可能になるものと期待している。

参考文献

1. M. Shirai and K. Motizuki: Recent Advances in Magnetism of Transition Metal Compounds, edited by A. Kotani and N. Suzuki (World Scientific, Singapore, 1993) pp. 67 - 77.
2. S. Suga and A. Kimura: ibid. pp. 91 - 102

コメント

—反強磁性Mn化合物における内殻光電子のスピン偏極—

東大物性研 小谷章雄

まず、Mnの3sおよび3d内殻電子の光電子スペクトルについて、原子スペクトルおよび固体効果に関する最近の理論計算結果¹⁾を紹介した。これらのスペクトルは内殻電子と3d電子の間の交換相互作用のため7重項と5重項に分裂していて、それぞれに対する光電子スピンは3dスピン方向と反平行、平行に偏極している。したがって、強磁性Mn化合物や強磁場下のMn原子では内殻光電子スペクトルにスピン偏極が見られる筈である。

一方、反強磁性Mn化合物では、この光電子スピン偏極は二つのスピン副格子間で相殺するため、

通常の手段では観測されない。しかし、光電子回折には、7重項と5重項の間の相対強度の温度変化が観測され、Mn化合物の反強磁性短距離秩序についての情報が得られている²⁾。また最近、7重項と5重項の局所的なスピン偏極を利用して、 $3p \rightarrow 1s$ 発光の励起スペクトルからMnのK吸収のスピン依存性をしらべる実験が行われている³⁾。これらは、内殻光電子のスピン偏極を物質内部にある局所的なスピン偏極電子源として利用した興味ある現象である。特に後者については、スピン依存性の知見が含まれていることの他に、通常のK吸収では1s正孔の短い寿命の為に隠されていたスペクトル構造がより明確に観測できるという利点がある。励起スペクトルの幅は1s正孔よりも長い3p正孔の寿命によって決まるからである^{3, 4)}。一方、励起スペクトルの構造を決めている多体効果は何か？ 励起スペクトルと吸収スペクトルの間には十分な対応関係が存在するか？ などの問題が残されていて、今後理論的に解明していきたいと考えている。

- 1) K. Okada and A. Kotani: J. Phys. Soc. Jpn, 61 (1992) 4619, and unpublished results.
- 2) C. F. fadley: Core - Level Spectroscopy in Condensed Systems, ed. J. Kanamori and A. Kotani (Springer, 1988) p. 236.
- 3) K. Hamalainen, J. B. Hastings, D. P. Siddons and L. Berman: Jpn. J. Appl. Phys. 32 (1993) Suppl. 32 - 2, 170
- 4) S. Tanaka, H. Ogasawara, K. Okada and A. Kotani: Jpn. J. Appl. Phys. 32 (1993) Suppl. 32 - 2, 101.

Spin Polarized Electron Probe X-ray Analysis (SPEXA)

学習院大：溝口 正

Abstract: The principle of fluorescent X-ray analysis using spin polarized electron beam for excitation of inner core electrons is described with some preliminary experiments.

EPMA (Electron Probe Micro Analysis) has been established as one of the most reliable and popular method of physical analysis. Chemical analysis of surface has been possible by total- reflection-angle X-ray Spectroscopy [1]. It is now important to examine the magnetic state of various atoms at surface of magnetic materials.

If we use spin polarized electron beam for exitation of inner core of target atoms it is shown here that magetic polariztion of those atoms can be obtained by qualitatively distinguishing individual elemets in a specimen. Let the intensity of incident electron beam of + or - spin I_+ or I_- . Then total intensity is $I = I_+ + I_-$ and the spin polarization of the incident electron beam $P = (I_+ - I_-)/I$.

The energy of the incident electrons is chosen to be large enough to excite the inner core (K shell) electrons of target atoms in a specimen. The probabilities of the excitations are denoted as p and q for the cases of parallel and antiparallel spins of the incident and core electrons. p and q are proportional to the cross section of the inelastic electron scattering which can be expressed as $|f-g|^2$ and $|f|^2+|g|^2$, respectively, where f and g denote the direct and exchange scattering amplitude.

The number of holes in the core level may be written as

$$h_+ = pI_+ + qI_- \quad (1)$$

$$h_- = pI_- + qI_+ \quad (2)$$

The fluorescent X-ray is emitted when electrons in upper levels fall into the holes in the core level. If the target atoms have magnetic moment, d or f electrons are spin polarized with the spin dependent state densities, $D(1+m)$ or $D(1-m)$. Neglecting the spin flip process the emitted X-ray intensity, X_{+P} , is considered to be proportional to

$$D(1+m) h_+ + D(1-m) h_- = D I [(p+q) + (p-q) m P] \quad (3)$$

It is easy to reverse the polarization of incident electron beam to $-P$, with which the fluorescent X-ray intensity, X_{-P} , is obtained. Then the spin polarization, m , of the target atom can be obtained from the experimental results as follows,

$$[X_{+P} - X_{-P}] / [X_{+P} + X_{-P}] = -A P m, \quad (4)$$

where the asymmetric factor, A , is expressed as follows,

$$A = (q-p) / (q+p) = 1 - 2(|f|^2 + |g|^2) / (|f-g|^2 + |f|^2 + |g|^2). \quad (5)$$

The direct and exchange scattering amplitude, f and g , are determined by the transition matrix elements between the initial and final state of two electrons system. Hence the asymmetric factor, A , is considered to be determined by the core electron state of the target atom, and may be weakly dependent on the energy of incident electrons. An experiment of impact ionization of polarized hydrogen atoms by polarized electrons showed that A became up to 0.5 at just above threshold energy [2].

Preliminary experiment using unpolarized RHEED electron beam of 20 μA (16 keV in energy) gives about 10^5 counts/sec for K_β line of Fe by a SSD detector placed about 20 cm apart from the specimen. The fluorescent X-ray intensity increases drastically with incident electron energy just above the absorption edge, and saturate about 10 keV above the edge. The X-ray intensity is not linear to the incident electron beam current but almost proportional to the square root of the current.

Polarized photo-electron beam from a GaAs crystal illuminated circularly polarized laser light decays after NEA surface treatment by Cs and O_2 . Typical decay time is 400 sec with an initial current of 20 μA with longer tail than exponential decay. It is possible to maintain the photo-current constant at lower current value for longer time (e.g. 1.2×10^4 sec at 0.5 μA) by adjusting the laser power. The accumulated total X-ray counts of Fe-K_β line by a SSD detector for one run without refreshment of NEA surface was 3.2×10^5 in this geometry. It is possible to increase counting rate by factor 10 by putting the SSD detector closer to the specimen.

Statistical error is the square root of total counts. Thus the left hand side of Equation (4) has at least the relative error of 8×10^{-4} . The polarization of incident electron beam can be close to 50%, and the asymmetric factor may be assumed to be about 0.2. Then we can detect magnetic polarization of target atoms in an accuracy of about 8×10^{-3} for one run of the experiment.

An advantage of this method is that we can distinguish each element in the alloy specimen or different surface atoms on a ferromagnetic materials by the energy of fluorescent X-ray. If the electron beam can be focussed on the surface of a specimen, magnetic domain map as well as the chemical map can be obtained by just scanning the incident electron beam. It may also be possible to get the depth profile by selecting the take-off angle of the fluorescent X-ray from the surface of the specimen.

Acknowledgement

The authors would express sincere thanks to Dr. Kakizaki and Dr. Kinoshita for their kind permission of using the polarized electron source to test the life time of NEA surface.

References

- [1] S. Ino, T. Ichikawa and S. Okada, Japan. J. Appl. Phys. **19** (1980) 1451.
S. Hasegawa, S. Ino, Y. Yamamoto and H. Daimon, ibid. **24**(1985)L387.

[2] T.J.Gay et al., Phys. Rev. A26 (1982) 3664.

磁気コンプトン散乱による磁性電子の運動量分布の測定

姫工大・理 坂井信彦

X線散乱にBragg散乱とCompton散乱がある。前者から電子のr空間の〈電荷密度： $\rho(r)\rho_{mag}(r)\rho(p)\rho_{mag}(p) = \rho^{\uparrow}(p) - \rho^{\downarrow}(p)p_z$)とは $\rho(p)$ を2重積分した

$$J(p_z) = \int \int \rho(p) dp_x dp_y ,$$

で1次元の情報である。これから3次元の運動量密度 $\rho(p)$ を求めるには、結晶軸に対して、さまざまな方位 z' の $J(P_{z'})$ を測定し、それからフーリエ変換による再構築法で実行した。

磁気コンプトンプロファイルの測定値はFig-1に示した14方位の $J_{mag}(P_{z'})$ で、これからFig-2(a)に示した $\rho_{mag}(p)$ が再構築できた。

一電子近似のバンド理論にもとづく $\rho_{mag}(p)$ の数値計算結果(Fig-2(b))と比較すると、理論のスピン密度の分布の山谷の様子はよく実験値と一致している。 Γ 点近傍の負のスピン偏極はほとんど第1ブリルアル帯の中に存在している。バンド理論によると、これは第1バンドのs成分のスピン偏極と第2第3バンドのp成分のスピン偏極に対応づけられる。火山の外輪山のようなスピニ線分は3d成分である。

上記のほかに磁気コンプトンプロファイルを利用して、強磁性3d-4fアモルファス合金などの3d原子の磁気モーメントと4f原子の磁気モーメント比を知ることが出来る。[2, 3]。

文献

- [1] Y. Tanaka, N. Sakai, Y. Kubo and H. Kawata; Phys. Rev. Letters 70 (1993) 1537-1540.
- [2] N. Sakai; Material Science Forum 105-110 (1992) 431-438.
- [3] 坂井信彦, 田中良和; 応用物理 61 (1992) 226-233.

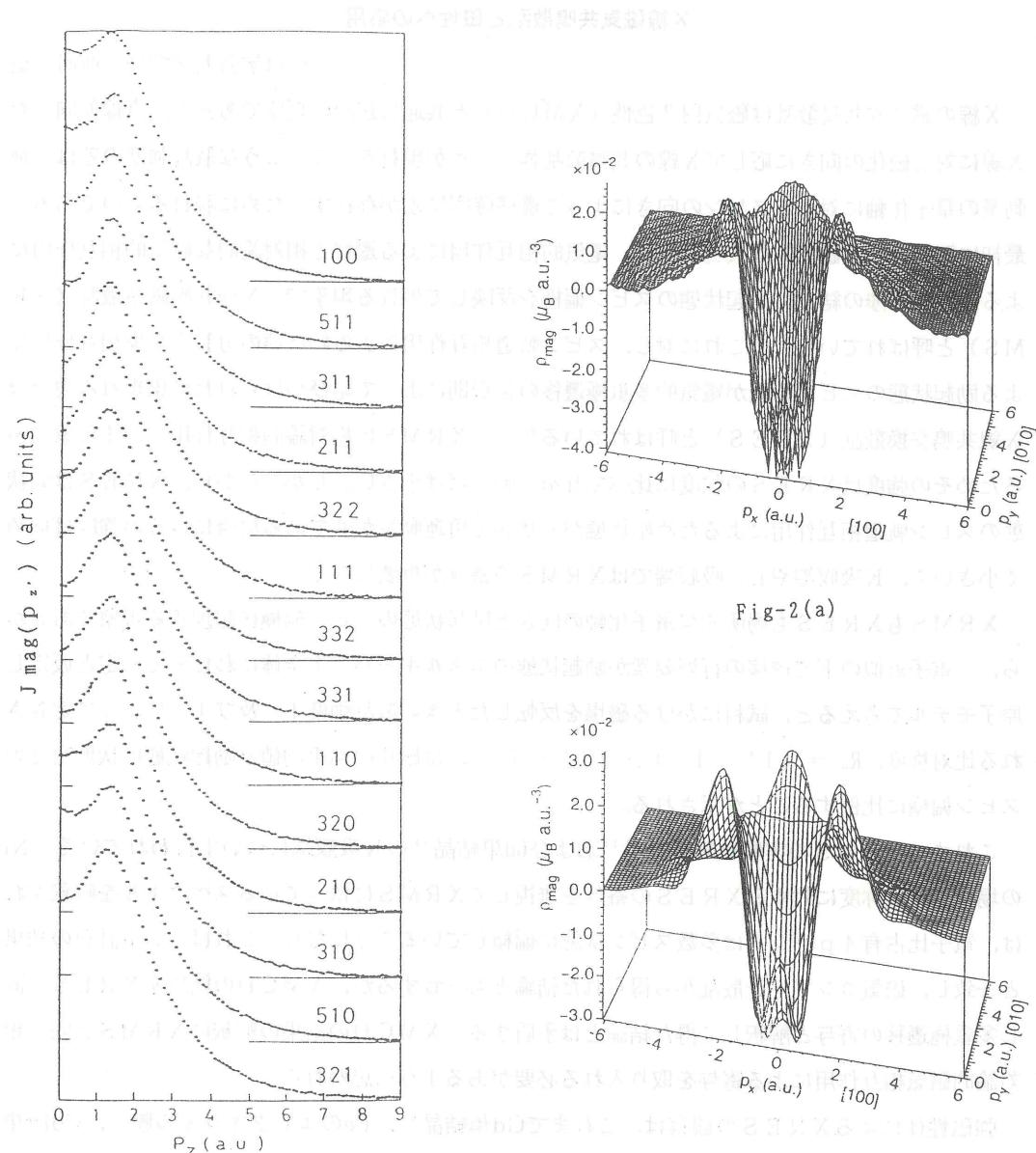


Fig-1

X線磁気共鳴散乱と磁性への応用

東京学芸大学物理 並河一道

X線の磁気的共鳴散乱は磁気円2色性(XMCD)と共に通な起源の現象であって、直線偏向したX線に対し磁化の向きに応じてX線の共鳴散乱強度に差が現れる。このような散乱強度の差は角運動量の量子化軸に対するスピンの向きによって遷移確率に差が存在するために現れるものである。最初に観察された磁気的な共鳴散乱は、電気的相互作用による遷移と相対論的な磁気的相互作用による遷移の干渉の結果、励起状態のスピン偏極を反映して現れる現象で、X線共鳴磁気散乱(XRMS)と呼ばれている¹⁾。これに対し、スピン軌道相互作用による始状態の分裂と交換相互作用による励起状態のスピン偏極が電気的多重極遷移の選択則によって結びつけられた結果現れる現象はX線共鳴交換散乱(XRES)と呼ばれている^{2, 3)}。XRMSは相対論的相互作用による現象であるためその強度はXRESの強度に比べて $h\omega/mc^2$ だけ小さい。しかしながら、XRESは始状態のスピン軌道相互作用によるため始状態がs状態で角運動量が0である場合にはその強度は極めて小さく、K吸収端やL₁吸収端ではXRMSの寄与が重要になる。

XRMSもXRESも局所的な量子化軸の向きと励起状態のスピン偏極に起因する現象であるから、一電子近似の下で遷移の行列要素が励起状態のエネルギー・バンド全体にわたって一定と仮定し原子モデルで考えると、試料にかける磁場を反転したときの散乱強度 I^+ 及び I^- によって定義される比対称度、 $R_a = (I^+ - I^-) / (I^+ + I^-)$ 、は磁化の熱平均値と励起状態の状態密度のスピン偏極に比例することが示される。

これまでXRMSの実験はNi単結晶¹⁾およびGd単結晶⁴⁾のK吸収端について行われている。Niの場合、比対称度に対するXRESの寄与を無視してXRMSに依っているスペクトルを解釈すれば、電子比占有4pバンドは多数スピン状態に偏極していることになり、これはバンド計算の結果と一致し、磁気コンプトン散乱から得られた結論とも一致するが、XMCDの結果をXRESと同じ多重極遷移の寄与と解釈して得た結論とは矛盾する。XMCDの結果の解釈にXRMSと同じ相対論的磁気相互作用による寄与を取り入れる必要があるように思われる。

強磁性体によるXRESの観察は、これまでGd単結晶⁵⁾、Feのエピタキシャル膜⁶⁾、CoPt単結晶⁷⁾、およびNd₂Fe₁₄B単結晶⁸⁾のL₂、L₃吸収端またはM₂、M₃吸収端について行われている。これらのうち、Feのエピタキシャル膜とCoPt単結晶については原子モデルによる解釈がなされ、実験結果がよく説明されている。これに対し、Gd単結晶とNd₂Fe₁₄B単結晶については、4f準位の寄与や5dバンドに角運動量の存在を仮定する必要はあるが、バンド的描像が結果をよく説明するように思われる。Gdの場合、L₂、L₃吸収端における吸収スペクトルの大きさの比は1:2で、上で述べた仮定にもとづいて求めた行列要素の比で説明される。しかし、同じ仮定にもとづいて求めた非対称度の比は1:1であって、実際の非対称度の比である2:3とは一致しない。この不一致は励起状態の5dバンドに角運動量の存在を仮定し、非対称度に対する多数スピン状態

の状態密度の寄与を考慮することによって説明される。その結果、電子非占有 5 d バンドは吸収端の位置で多数スピン状態が卓越し、約 6.5 eV 高エネルギー側で少数スピン状態が卓越し、その比は 4 : 1 であることがわかる。

磁気的な共鳴散乱の非対称度スペクトルを状態密度の定量的議論と直接結び付けることは、目的の状態密度以外の寄与を正しく差し引くための精密な理論計算を前提とするので、現時点ではあまり一般的ではない。したがって、実験結果の解釈は幾分とも定性的になるのは避けられず、むしろ、このような観点から X 線の磁気的な共鳴散乱を利用することの利点が多いように思われる。X R M S および X R E S と X M C D には 4 重極遷移の偏光依存性に違いがあり、X R E S では偏光解析によって希土類の 4 f 準位と 5 d バンドの寄与を分離して測定することが可能である。X 線の磁気的な共鳴散乱を利用してたとえば励起状態における局依存状態と遍歴状態の揺動や混合といった問題を調べることもできる。そのほか、一般に温度とか圧力とか磁場といったパラメーターを変えることによって生ずるの磁性の変化を議論するのには適している。また、多層膜磁性体の膜圧や組成による磁気構造の変化をスピン状態との関係で定性的に議論するのにも適している。

参考文献

- 1) K. Namikawa, M. Ando, T. Nakajima and H. Kawata, J. Phys. Soc. Jpn., 54, 4099(1985)
- 2) D. Gibbs, D. H. Harshman, E. D. Isaacs, and D. B. McWhan, D. Mills and C. Vettier, Phys. Rev. Lett., 61, 1241(1988)
- 3) J. P. Hannon, G. T. Trammell, M. Blume and D. Gibbs, Phys. Rev. Lett., 61, 1245(1988)
- 4) K. Namikawa, M. Ando, T. Nakajima and H. Kawata, AIP Conference Proceedings 215 X-ray and Inner-Shell Processes, p 760(1990)
- 5) K. Namikawa, M. Ando, K. Mori, H. Kawata and M. Konno, unpublished
- 6) C. Kao, J. B. Hastings, E. D. Johnson, D. P. Siddon, G. C. Smith and G. A. Prinz, Phys. Rev. Lett., 65, 373, (1990)
- 7) F. de Bergevin, M. Brunel, M. Galera, C. Vettier, E. Elkaim, M. Bessiere and S. Lefebvre, Proceedings of the Daresbury Study Weekened, Magnetic X-ray Scattering, p39(1990)
- 8) A. Koizumi, H. Maruyama, K. Namikawa, K. Mori, H. Kawata, M. Ando and H. Yamazaki, J. Phys. Soc. Jpn., 61, 399 - 402(1992)

内殻励起による磁気円二色性

高エネルギー物理学研究所 宮原恒昇

内殻励起による磁気円二色性とは、より正確には内殻励起のできる光エネルギー領域での磁気円二色性をさす。状況によっては、価電子が連続準位に励起されることによる磁気円二色性が重なる場合があるからである。

次に、このような測定の目的をどのようにとらえるかによって、どの内殻を選ぶかの基準が変わってくるであろう。この目的とは、おおざっぱに言って

- ①基底状態の電子状態についての知見を得たい。
- ②励起状態に特徴的な磁気円二色性について知りたい。

と言う二点に要約されるであろう。①については、このような測定の最大の利点は、総和則などを用いて、磁性電子のSzとLzの対称性の破れをそれぞれ独立に見積もることができる点である。ただし、これが可能であるためには、価電子の励起による磁気円二色性などが混入していないほうがよい。したがって、この立場からは適切な内殻が存在するはずであり、たとえば、3d遷移金属ならば3pより2p内殻、希土類金属ならば4dより3d内殻について調べたほうがよいということになる。

しかし一方、②の目的については、それぞれの内殻の磁気円二色性を比較すると、興味深い知見が得られる。たとえばNi-Pd合金について、Ni2p, Pd3p内殻についての測定結果と、Ni3p, Pd4p内殻についての測定結果を比較すると、Niの3d電子が連続準位に励起される磁気円二色性が、干渉的あるいは非干渉的に重なった場合についての特徴的な振る舞いが明瞭に見てとれる。もちろんこの実験の直接な目的は基底状態におけるSzとLzの見積もりであり、Niの濃度が減少すると、主としてLzが増大するという結果が得られる。

また重希土類の4d内殻励起エネルギー領域での磁気円二色性は $4f \rightarrow \varepsilon 1$ 遷移にともなう磁気円二色が4f電子が7でない限り現れてくる。一方、原子を標的とした、光電子分光でCISを測定した結果は、軽希土類では4dCISの強度は4fCISの強度よりはるかに大きく、重希土類ではその逆で、特に4fCISは典型的なFanoプロファイル (q がかなり小さい) となっていることが知られている。このことは巨大吸収領域での連続準位への緩和の仕方が軽希土類と重希土類とでは異なっていることを示唆する。この相違は、磁気円二色性にも反映するはずである。なぜなら $4d \rightarrow 4f$ および $4f \rightarrow \varepsilon 1$ についての磁気円二色性は互いに符号が反対であるからである。

実際に測定結果を見ると、高エネルギー側のすそは、ゼロになるどころか、相当に広い範囲で可なりの値を保持している。これを定性的に説明するには、左右の円偏光によってまず $4d \rightarrow 4f$ 励起に差が生じ、これにより $4f \rightarrow \varepsilon 1$ 吸収に差がなくとも q パラメタ（一般に複素数）に差が出るとするモデルを考えることができる。このようなモデルがゼロ次近似として正しいかどうかは今後、軽希土類について $4d \rightarrow \varepsilon 1$ 巨大吸収についての磁気円二色性を測定することによりある程度の判断が付くであろう。しかしながら、一連の重希土類についての結果は、基底状態でLzが残っているとき、

4f → ε l 吸収そのものに大きな磁気円二色性がでることを明瞭に示している。したがってこの場合は、非常に高エネルギーまで測定すれば、どこかで磁気円二色性の符号は反転するはずである。このような広範囲の測定も今後の課題である。

磁気二色性による人工格子多層膜の磁性

群馬大学工学部 伊藤文武

人工格子多層膜の磁性の特徴は界面における二次元性を反映し、メゾスコピックな興味ある現象を呈することが知られている¹⁾。Fe/Gd系の人工格子はその一例であり、1) 人工周期に依存して飽和磁化の値が変わること、2) 特定の人工周期の場合に、飽和磁化がある温度で極小をもつこと（温度補償）、3) 特定の周期の人工格子の場合に、磁場に対して二段階磁化過程を呈すること（スピンドリップ），などの現象が知られている。これらの現象の物理的起源を理解するために本研究ではX線磁気円二色性を測定した。X線磁気円二色性は原子種毎に磁気モーメントの情報をもたらし得ること、また磁気モーメントのスピントラム成分と軌道成分の分離が可能である点で特色ある新しい磁気測定研究手段として注目されている。

磁気円二色性の実験はKEK-NELの円偏光X線を用いておこなわれ、測定は人工格子多層膜のFe-KαならびにGd-L₂, L₃吸収端につきなされた。

結果：

1) 飽和磁化の人工周期依存性：周期20Å以上ではFeとGdの磁気モーメントは反強磁的に結合しており、Feモーメントが優勢である。人工周期が短くなるにつれて、Gdモーメントが優勢になるが、反強磁的結合は保持されている、ことがわかった。これは短周期になるにつれ、FeとGdの磁気モーメントの大きさは変化するためと考えられる。

Carraの理論²⁾に基づき、GdのL₂, L₃スペクトラムから磁気モーメントのスピントラム成分を見積もった結果、両者とも人工周期依存性を示すものの軌道成分はスピントラム成分より約一桁小さいことがわかり、バンド計算の結果が裏付けられた。

2) Fe(40Å) / Gd(40Å) のX線磁気円二色性の温度変化を20–300Kの範囲で測定した。室温近傍ではFe-KαならびにGd-L₃の強度測定よりFeモーメントとGdモーメントは反強磁性的結合をしていること、温度減少によりFe-Kα強度は120K近傍から急激に減少はじめ、40度近傍で符号も変わること、一方Gd-L₃強度はこれに対応して増加し、40度近傍でモーメントの向きが逆転することが見いだされた。この変化の特徴はFe-Gd間の反強磁性的相互作用と磁場によるゼーマン相互作用の競合の結果と考えられる。

3) Fe(9Å) / Gd(9Å) 多層膜のB-H曲線に応じて、Fe並びにGdの磁気円二色性強度が複雑に変化し、それぞれの磁気モーメントが磁場方向から傾くというモデルに基づき、スピントラム構造の磁場依存のモデルが提唱されている。文献3)を参照していただきたい。

文献

- 1) 新庄輝也; 応用物理61 (1992) 1214.
- 2) P. Carra; Syn. Rad. News, 5 (1992) 21.
- 3) F. Itoh, M. Nakamura, H. Sakurai, H. Kiriake, M. Nawate, S. Honda and H. Kawata; Jpn. J. Appl. Phys. 32 (1993) 326.

今後の展望

東京大学物性研究所 石井 武比古

1. 序にかえて

スピン偏極電子を直接的あるいは間接的に観測する研究分野がこれからどのように発展していくのかを予想するのは、筆者の学識をもってしては、ほとんど不可能である。ただ、何人の目にも明らかなことは、今回の短期研究会は成功であった、ということである。そして、遠からず、「電子スピン」をキーワードにして結集する研究グループが出現するであろう。これが筆者に課せられたテーマによる議論の結論である。

学問が進歩してくると、昔不思議であった事柄が常識になり、人々はその常識を議論の出発点にする。そして、不思議であったその話が何故不思議でなくなったのかが忘れ去られる。物性物理学の世界では、何か非常識なことが見出されたら、まず、実験が誤っているか、または、計算が誤っている、と考えるべきである。その発見が誤りでないことが確認される過程で、新しい発展の大きな動機が生まれる。一昔前に入々が固体の光電子分光に興味を持ったのは、Spicerが「Niの3dバンドはフェルミ準位より数eV下に存在している」と主張したからである。Spicerは「強磁性Niの3dバンドは、キュリー温度の上下で、ほとんど変化しない」という主張をしている。後に、イスイスのBuschのグループが今日のスピン分解電子分光実験の端緒をひらいた。彼らは強磁性Niの3dバンドから放出される電子がスピン偏極しているのを見出したが、偏極度の符号がエネルギー bandwidthから予想されるものとは正反対であった。

常識をよく理解することは、言うなれば、故きを温ねることである。そこから新しきを知ることができるというものである。今回の研究会で論じられた話は、高エネルギー物理学に関するものを除けば、すべて1930年代に基礎的理論は確立していたことである。スピンは電子の特性を指定するラベルなので、電子-電子散乱や光励起などの電子遷移過程に必ず顔を出す。また、エネルギー準位を分類する指標になりうるので、原子分子の電子構造や固体のエネルギーband, それに相関相互作用の詳細を区別する。これらを通して電子スピンは光スペクトルおよび伝導現象や磁性のような物性を支配する。今日、スピン偏極した電子を直接的に観測する技術が進歩したので、物性研究や分光研究は新しい段階に入りつつあると言えるだろう。スピン偏極電子を利用する高エネルギー物理学も、偏極電子源の進展により、将来の発展が期待される。

わが国のこの分野の研究には、これまで、ごく一部の研究を例外として、常に外国の研究の後を追いかけるという、万年野党的体質があった。この状況を抜け出して、一挙に世界の研究の先端に躍り出るためには、研究者間の役割分担を明確にして、かなり組織化された研究推進をはかる必要があろう。試料作製、分光器の設計というような、地味ではあるが、新研究の推進上不可欠の部分に陽を当てるようにしなければならない。

そのほかに、どのような立場から研究を行っていくのか、研究者自身の目的意識をはきりさせる必要がある。特に、物理を追いかけるのか応用を指向しているのか、立場を明瞭にしておくことが大切である。この点がファジーであると、皆さんと同じように同じ測定をして、皆さんと同じような推論をしているだけのことになる。要するに、一つの道を皆で渡っているのである。応用目的の研究をする際に単に試行錯誤を繰り返す場合と、研究の方向を定めるのに一つの指導原理が存在している場合がある。これまで良い技術開発は良い指導原理に導かれた例が多いことに心すべきである。

2. 実験技術

実験技術が改善されるに仕方には、1つの突破口 (breakthrough) が見出されて改善が一気になされる場合と、地道な仕事を一步一步 (step by step) 繰返して改選が連続的に少しづつ成される場合がある。突破口は偶然に発見されることもあるが、結局は研究者の絶えざる努力の賜物であることが多い。

今回の研究会にはトンネル分光実験に関する研究発表がいくつかあった。フェルミ準位近傍の電子準位を見る手段としてはこの方法は有力である。そこでは、研究対称物質が多彩なので、研究発表を聞くかぎりでは、研究の現状はさながら物質開発研究の様相を呈する。この状態は当分続いていくであろう。そして、研究は一步一步着実に進であろう。計測手段について筆者が気になったのは、スピニ偏極度を決定する精度である。それは、実験結果の中に統計誤差として入ってくるだけでなく、系統誤差としても入る可能性があるので、この部分をきちんとしておく必要はないであろうか。

技術の問題で詳細に議論されたのはスピニ偏極電子源である。その開発の重要性は極めて明白である。スピニ分解した走査型顕微鏡、スピニ分解した逆光電子分光実験、将来の高エネルギー物理実験などにおいて、スピニ偏極度が100%に近く、かつ、電子放出の収量の高い電子源を得ることは、実験の質を高める上で決定的重要度をもつ。これまで研究の積み重ねにより、性能の良い電子源が得られるようになってきているが、到達目標にはとどいていない。GaAsのエネルギー-bandのスピニ軌道分裂を利用して光電効果に頼る従来の方法には、限界が見えているようである。研究を進展させるためには、発想の転換が必要ではなかろうか。はじめは試行錯誤でもよいから、新しい手掛かりを求めて展開をはかってほしいものである。

電子分光においては、スピニ偏極電子の検出器の開発が重要なテーマである。これには、現在、

重い原子による高速電子の散乱を利用する方法と、結晶による低速電子の回折を利用する方法がある。日立基礎研グループによるスピン分解した走査型電子顕微鏡の素晴らしい成果も、彼らのすぐれた電子顕微鏡技術に加えて、良い電子源と良い検出器の開発の賜物であるように思える。光電子分光においても、測定系の性能指数（Figure of Merit）がかなり高くなっている。しかし、現状では、世界の最先端の水準ですら、満足すべき状態から程遠いのではないか。ここでも画期的な進歩を期待してやまない。例えば、零点法で直接偏極度を記録し、しかもその絶対値の確率誤差を今より一桁小さくすることが工夫さるべきだ。ここでも、また、検出器に用いられる標的物質の開発をもっと系統的に行うべきであることを付言したい。

光電子分光測定系においては、測定系全体の改良も行っていかなくてはならないだろう。測定系は、光の分光系と電子の分光系、それにスピンの分析系から成る。光と電子の分光系のエネルギーと運動量の分解幅は、原理的には、まだまだ小さくすることができる筈である。基本的には、この部分に多くの情報が含まれるのであるから、その性能向上の努力を怠ってはならない。この部分の改善の可能性を単純に研究費の問題として片付けてしまわないことが重要である。

3. 伝導現象

既に指摘したように、スピン偏極電子の関与する伝導現象の研究は、どちらかと言えば、広い意味での物質探査の様相を呈してくるものと思われる。そこでは、一つの試料を選択することがそのまま1つの物理系を選択したことになり、そういう制約の中で、観測にかかる物理現象を既知の量子統計に従って分類するようなこととする。そこから新しい物理が生まれるであろうか。筆者の答えはyesである。あるとき、誰かが意外な現象、つまり意外な系を発見し、我々の知らなかった物理が顔を出す。そもそも、トンネル分光研究それ自体も始まって間もないを見てよいのである。

4. 電子分光

期待のスピン分解・角度分解光電子分光実験はいわゆる完全実験である。これが行われている研究室の数は極めて少ない。この実験を遂行するのに多大な労力が必要だからである。しかし、この実験はやるべきであり、筆者はいずれ、分光研究がその方向に進展していくものと期待している。現在、原子の分光研究においては、実験データを説明するために、実に詳細な計算が成されている。また、四次の摂動項を計算してはじめて理解されるような現象が観測されている。このように微に入り細を穿った実験の成果は、ちょうど今回の研究会で大森恒彦氏が高エネルギー物理学について解説してくれたように、我々の自然に対する認識の問題にもかかわってくることであると思う。

固体の場合には、気体の完全実験に必要なパラメタに加えて、試料（単結晶の温度と入射光に相対的な方位）が対象となる物理系を指定するパラメタに加わる。研究者達は既にその種の実験を行っている。これは、実験としては、ほとんど手つかずの状態で残った分野であり、物理学としては、古くて新しい分野である。サテライト線の解析や表面と薄膜のスピン電子状態から始めて、電子励起と散乱現象の面白い研究分野が拓けてくるものと思われる。トンネル分光実験からの情報と

相互に補完し合うような研究も出現するであろう。データの解析にあたっては、小池和幸氏が指摘したように、電子の脱出深度がスピンに依存することを考慮に入れなくてはならない。

固体の研究においても、また、理論的研究と実験研究の協力が極めて重要である。我が国においては、この点はうまくいっていると考えてよい。城 健男氏が指摘したように、共鳴励起現象におけるスピン偏極度の励起スペクトルを理解するには、干渉効果以上にスピン軌道相互作用によるスピン状態の混合が効いている、というのは言われてみると全くその通りである。小谷章雄氏はある種の共鳴蛍光の測定が有力であることを強調したが、それもその通りである。これから、実験家と理論家は、相互に花咲翁さんと愛犬のような関係を維持するだろう。

5. 光吸收・散乱

ここでは、軟X線・X線が主役である。X線の磁気コンプトン散乱、磁気円2色性、吸収端近傍のスペクトルの微細構造の解析など、実験は活発に行われている。現在、研究という箱の蓋が開けられた段階で、取り出されるものがすべしが珍しい。つまり、興味ある成果が得られているところである、と言ってもよいとおもう。しかし、物理学的には、よく見るとその根底にある原理が遠い昔に明らかにされているものばかりのような気がしないでもない。新しい物理を顕在化させるためには、分解能、検出感度、測定精度の格段の上昇が必要となるだろう。小谷氏が指摘した蛍光の実験の場合のように、発想の転換をはかる人が必ず出現するであろうから、研究の質の向上は、技術の進歩と相俟って、必ずなされると思う。大型高輝度光源の稼働とともに、この研究分野は、放射光利用研究の舞台で、主役の一人となろう。

一つ指摘しておきたいことは、光電子収量スペクトル測定において、光電子の収集系に顕微法を導入することにより、偏光依存性まで含めた光吸收の選択則を利用して、スピンを分解した計測をしなくとも、実質的にスピン分解した顕微鏡像が得られる、ということである。このことはIBMのStohrらが既に実用化した。これも今後発展が期待される研究分野である。

6. 応用研究

既に指摘したように、重要な応用研究には、走査型電子顕微鏡、光電子顕微鏡（収量測定型）、高エネルギー物理学などがある。それらはそれら自身に発展の内的原動力があるので、自然に発展していくであろう。筆者の受ける印象は餅は餅屋ということである。ここでは素人が手をだしてはいけないものもあるということを強調したい。

物性研究所談話会

日 時 1993年8月30日（月） 午後1時30分～2時30分
場 所 物性研究所 旧棟1階講義室
講 師 Prof. A. Peter Young
(所属) (University of California, Santa Cruz)
題 目 Superconductor - Insulator Transition in Disordered Thin Films
要 旨

Since all electron states are localized by disorder in two dimensions, there is no metallic state at zero temperature in disordered thin films. There can, however, be a superconducting phase, and hence a transition, at $T=0$, between superconducting and normal phases when, for example, the amount of disorder is changed. This is an example of a transition driven by quantum, rather than thermal, fluctuations. Quantum transitions in disordered systems are poorly understood, and their critical properties cannot be understood by conventional perturbative renormalization group techniques. The superconductor - insulator transition is a particularly interesting example of this type of transition, because there are experimental realizations and because of some unusual theoretical predictions, such as the universality of the resistance at the critical point. The talk will review existing work and then discuss the results of numerical simulations intended to elucidate the critical properties of these systems.

物性研ニュース

東京大学物性研究所客員部門教授・助教授の公募

本研究客員部門において下記のとおり教授（併任）・助教授（併任）の公募をいたします。

1 公募人員

研究分野 A : 教授 1名

研究分野 B : 助教授 1名

研究分野 C : 教授又は助教授 1名

研究分野 D : 助教授 1名

研究分野 E : 助教授 1名

研究分野 F : 助教授又は教授 1名

研究分野 G : 助教授 1名

2 期間

B F G : 平成6年4月1日から平成6年9月30日までの半年間

A C D : 平成6年10月1日から平成7年3月31日までの半年間

E : 平成6年4月1日から平成7年3月31日までの半年間

3 研究分野

A : 極限物性部門超強磁場グループと協力して、パルス超強磁場下での磁気光学的物性研究を行う。

B : 極限物性部門極限レーザーグループと協力して、軟X線光学及び分光の研究を行う。

C : 極限物性部門表面物性グループと協力して、光励起過程に関する表面物性の研究を行う。

D : 極限物性部門超低温グループと協力して、超低温での物性研究を行う。

E : SORグループと協力して、高輝度放射光源の設計に関する基礎研究を行う。

F : 凝縮系物性部門と協力して、人工構造物質系における量子物性の研究を行う。

G : 茨城県東海村に設置してある本所附属中性子散乱研究施設の職員と協力して、日本原子力研究所JRR-3M原子炉内に設置した中性子散乱装置、及び試料環境制御装置（アクセサリー）の技術開発研究を行う。

4 研究条件

- (1) 研究室の供用、その他可能な範囲で研究上の便宜を計る。応募に際しては本研究所所員とあらかじめ連絡をとること。
- (2) 研究費及び本研究所との間の往復の旅費、滞在費を支給する。
- (3) なるべく多くの時間を本研究所における研究活動にあてること。

5 公募締切

平成5年12月6日(月)(必着)

6 提出書類

(ア) 推薦の場合

○推薦書(本人の本研究所における研究計画に関する記述を含む)

○履歴書

○業績リスト(必ずタイプすること)ほか出来れば主要論文の別刷

(イ) 応募の場合

○履歴書

○業績リスト(必ずタイプすること)ほか出来れば主要論文の別刷

○所属の長などによる本人についての意見書(宛先へ直送のこと)

○研究計画書(本研究所滞在可能期間の推定を含む)

7 宛先及び問い合わせ先

〒106 東京都港区六本木7丁目22番1号

東京大学物性研究所 総務課 人事掛

電話 03(3478)6811 内線5021, 5022

8 注意事項

客員の応募分野を明記し、教授又は助教授応募書類在中、或いは意見書在中の旨を表記し、書留郵便で送付すること。

9 選考方法

東京大学物性研究所人事選考協議会での審議に基づき、物性研究所教授会で決定する。

平成5年8月25日

東京大学物性研究所

竹内伸

1994年度日米科学協力事業「中性子散乱」研究計画の公募

1994年度の日米科学協力事業「中性子散乱」に関する日本側提案の研究計画を下記のとおり公募します。

本国際協力研究事業は、文部省特別事業として1981年から実施しています。事業の態様等について、申請に先立って下記関係委員会委員とお打合せの上申請くださるようお願ひいたします。

記

1. 応募資格 :

全国国公私立大学、研究所所属の研究者（含大学院学生）

2. 提案様式 :

所定の提案書（用紙は提出先に請求してください）とコピー2部

3. 提案書送付先 :

〒106 東京都港区六本木7丁目22番1号

東京大学物性研究所 藤井保彦

電話 03(3478)6811 内線5511, 5512

FAX 03(3402)9449

4. 応募締切 :

1993年11月30日（火）必着

5. 課題の審査及び審査結果の通知

日米協力「中性子散乱」研究計画委員会及び日米合同研究委員会で審査され、結果は1994年3月頃通知します。

6. 参考説明 :

- i. 採択された研究計画で派遣される人数は、オークリッジ国立研究所(ORNL)3~4名、ブルックヘブン国立研究所(BNL)5~6名程度となる見込みです。派遣期間は4~6週間程度です。
- ii. 本計画でできるだけ柔軟性、即応性を持たせるため、BNL実施計画のうち、1995年1月以降に実施を計画する分については、追加応募を受付ます。追加分の締切は1994年2月28日（月）とします。
- iii. この協力研究の実施方法について不明な点は、研究計画委員会委員長、各担当幹事、最寄りの委員にお問い合わせください。また、各設備に関しても上記の委員にお問い合わせください。
- iv. 現在BNLでは従来の装置に加えて、干渉計用光学ベンチ、表面反射率計を新たに設置しており、これらを利用した装置開発研究に御関心を持たれる方々の積極的な提案も期待します。

v. 研究計画委員会の本年度の委員は次の8名です。

藤井保彦(東大物性研・委員長)
加倉井和久(東大物性研・BNL担当幹事)
河原崎修三(阪大理・ORNL担当幹事)
池田宏信(高エネルギー研)
遠藤康夫(東北大理)
藤井博信(広島大総科)
船橋達(原研)
山岡仁央(京大工)

人 事 異 動

1. 研究部

(休職更新)

所 属	職・氏 名	発令日	異動内容
凝縮系物性部門	教務職員 吉田美穂子	5. 8. 31	平成5年9月30日まで

2. 事務部

(転入)

所 属	職・氏 名	発令日	異動内容
経理課	経理掛 志田清文	5. 9. 1	教養学部・数理科学研究科学 生課より

Technical Report of ISSP 新刊リスト
Ser.A

- No. 2682 Pressure Dependence of Sm:YAG Fluorescence to 50 GPa - New Calibration as a High Pressure Scale. by Hitoshi Yusa, Takahiko Yagi and Haruo Arashi.
- No. 2683 Itinerant Character of 5f Electrons in UNi₂Ga. by Tetsuo Ohama, Hiroshi Yasuoka, Yasuomi Maeda, Toshiro Takabatake and Hironobu Fujii.
- No. 2684 Wavelength Dependence of Nonsequential Double Ionization in He. by Kiminori Kondo, Akihito Sagisaka, Taichiro Tamida, Yasuo Nabekawa and Shuntaro Watanabe.
- No. 2685 ASE-free Terawatt KrF/Ti:Sapphire Hybrid Laser System. by Yasuo Nabekawa, Kiminori Kondo, Nobuhiko Sarukura, Kazuaki Sajiki and Shuntaro Watanabe.
- No. 2686 High-Order Harmonic Generation and Ionization Using Ultrashort KrF and Ti:Sapphire Lasers. by Kiminori Kondo, Taichiro Tamida, Yasuo Nabekawa and Shuntaro Watanabe.
- No. 2687 Quantized Persistent Currents of a Quantum Dot in a Strong Magnetic Field. by Yshai Avishai and Mahito Kohmoto.
- No. 2688 Suppression of Higher-Order Modes in an RF Cavity by Resistive Material. by Tadashi Koseki, Masaaki Izawa and Yukihide Kamiya.
- No. 2689 Beam Position Monitoring System using PIN Diode Switches. by Kenji Shinoe, Tadashi Koseki, Yukihide Kamiya, Norio Nakamura, Tomotaro Katsura and Takao Ieiri.
- No. 2690 Horizontal Movement of the Storage Ring Floor at the Photon Factory. by Tomotaro Katsura, Hajime Nakamura, Yukihide Kamiya and Yutaka Fujita.

- No. 2691 Measurement of the Orbit Parameters at SOR - RING. by Hirofumi Kudo, Kenji Shinoe, Hiroyuki Takaki, Tadashi Koseki, Haruo Ohkuma and Yukihide Kamiya.
- No. 2692 Design and Calibration of Pickup - Electrodes for Beam Position Monitoring at SOR - RING. by Kenji Shinoe, Norio Nakamura, Tomodotaro Katsura and Yukihide Kamiya.
- No. 2693 Electronic Structure, BIS, Core Level XPS and XAS in CePd₇: Experimental and Theoretical Studies. by E. Beaurepaire, J. P. Kappler, S. Lewonczuk, J. Ringeissen, M. A. Khan, J. C. Parlebas, Y. Iwamoto and A. Kotani.
- No. 2694 Electronic Structures of Ti and V Oxides: Calculation of Valence Photoemission and Bremsstrahlung Isochromat Spectra. by Takayuki Uozumi, Kozo Okada and Akio Kotani.
- No. 2695 Possible Existence of Crossover between Two Kinds of Metallic Phases in Cuprate Superconductors. by Masatoshi Imada.
- No. 2696 Magnetic Phase Diagram of Spin - Peierls Cuprate CuGeO₃. by Masashi Hase, Ichiro Terasaki, Kunimitsu Uchinokura, Masashi Tokunaga, Noboru Miura and Haruhiko Obara.
- No. 2697 Metallic and Superconducting Salts Based on an Unsymmetrical π - Donor DMET - TSeF (dimethyl(ethylenedithio)tetraselenafulvalene). by Reizo Kato, Shuji Aonuma, Yoshinori Okano, Hiroshi Sawa, Masafumi Tamura, Minoru Kinoshita, Kokichi Oshima, Akiko Kobayashi, Kozo Bun and Hayao Kobayashi.
- No. 2698 Pairing Symmetry of the High - T_c Cu Oxides Studied by the Nuclear Spin - Spin Relaxation. by Yutaka Itoh, Kazuyoshi Yoshimura, Tomohiko Ohmura, Hiroshi Yasuoka, Yutaka Ueda and Koji Kosuge

- No. 2699 High Field Magnetization of NdCo_5 and NdCo_5H_3 Single Crystals. by Mikhail I. Bartashevich, Tsuneaki Goto, Masuhiro Yamaguchi and Isao Yamamoto.
- No. 2700 Self-Interaction Correction for an Impurity Resonance State in Metals. by Tsuyoshi Miyazaki, Kiyoyuki Terakura and Yasushi Ishii.
- No. 2701 Phase Diagram of $S=1/2$ Antiferromagnetic Heisenberg Model on a Dimerized Square Lattice. by Nobuyuki Katoh and Masatoshi Imada.
- No. 2702 Theory of Core-Exciton Effect for Resonant Auger Electron Spectrum in La-Compounds. by Atsushi Mori, Yosuke Kayanuma, Makoto Nakazawa and Akio Kotani.
- No. 2703 Interpretation of the Intensity, Lifetime, Decay Profiles, and their Temperature Dependence in Porous Si Luminescence. by Tohru Suemoto, Koichiro Tanaka and Anri Nakajima.
- No. 2704 c-Si like Phonon Structures in the Luminescence of Porous Si. by Tohru Suemoto, Koichiro Tanaka, Anri Nakajima and Toru Itakura.
- No. 2705 Time-resolved Electronic Raman Measurements in Germanium by 100-fs $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ Laser. by Koichiro Tanaka, Hideyuki Otake and Tohru Suemoto.
- No. 2706 Luminescence Side Bands due to Distributed Stark Levels in $\text{Pr}_{3+}:\text{ZrO}_2-\text{Y}_2\text{O}_3$ (YSZ). by Tsuyoshi Okuno, Koichiro Tanaka, Kazuko Koyama and Tohru Suemoto.
- No. 2707 Itinerant Metamagnetism of the Co-Sublattice in $\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Co}_3$ System under Ultrahigh Magnetic Fields up to 110 T. by T. Goto, K. Kouji, M. I. Bartashevich, H. Aruga Katori, M. Yamaguchi, I. Yamamoto and F. Sugaya.
- No. 2708 Subband Structure of Quantum Wires in Magnetic Fields. by Tatsuo Suzuki and Tsuneya Ando.

編 集 後 記

物性研だより 9月号をお届けします。勝本所員から原稿を頂きました。短期研究会の詳しい報告等も掲載されております。
ご意見等どうぞお寄せ下さい。

次号の原稿締切りは10月10日です。

高 橋 敏 男

高 橋 寛

