

物性研だより

第38卷
第5号

1999年1月

目 次

| | | |
|--|------|----|
| 物性研を思う | 柿崎明人 | 1 |
| 短期研究会報告 | | |
| ○ 「アンダーソン局在と量子カオス及びその周辺」 | | 3 |
| 世話人 安藤恒也, 大槻東巳, 川畑有郷, 河原林 透, 中村勝弘, 福山秀敏 | | |
| 第1回物性専門委員会（第17期）議事録 | | 52 |
| 第2回物性専門委員会（第17期）議事録 | | 55 |
| 第3回物性専門委員会（第17期）議事録 | | 58 |
| 物性研究所談話会 | | 61 |
| 物性研ニュース | | |
| ○ 東京大学物性研究所 助教授又は教授公募 | | 62 |
| ○ 東京大学物性研究所 助手公募 | | 64 |
| ○ 退官記念講演会 | | 66 |
| ○ 人事異動 | | 67 |
| ○ 第7回 I S S P国際シンポジウム | | |
| 「中性子散乱を利用した物性研究の最前線」報告 | | |
| 藤井保彦, 松下裕秀 | | 68 |
| ○ テクニカル・レポート 新刊リスト | | 71 |
| 編集後記 | | |

東 京 大 学 物 性 研 究 所

ISSN 0385-9843

物性研を思う

高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所 柿崎明人

昨年6月（この原稿が皆様の目に触れるときは一昨年6月となっていると思う）に物性研から高エネルギー加速器研究機構（KEK）に移ってすでに1年半が過ぎたが、3月まで物性研を併任させていただいたこともあり物性研を離れて1年以上もたった気がしない。実際、居室はKEKにある物性研のプレハブから研究棟に移ったものの、働いている場所も一緒に仕事をする連中にも変わりはないのだから当然のことかもしれない。しかし、それでもこの頃は物性研のいろいろなことが気になったり、以前のことを懐かしく思い出すこともある。このことが物性研を離れた紛れもない事実なのだろう。

私がはじめて物性研の門をくぐったのはもう30年近くも前のことである。そのころの私の先生が物性研の出身ということもあって、年度末が近いちょうど今ごろの季節に何かの研究会に参加させていただいた。今のQ棟の講義室に横長の机が並び、私には名前と顔が一致しない物性研のエライ先生たちが熱心に議論するその場の雰囲気に圧倒されたことを思い出す。もちろん当時の私は、その後物性研でしかも全然違う分野で働くとは夢にも思わなかった。しかし世の中は妙なもので、前後の客員の期間もいれると13年間もお世話になってしまった。この間のいろいろな経験は、今の私にとって大きな財産となっている。中でも、いろいろな人に出会えたこととKEK-PFのアンジュレータビームラインの整備に参加できたことが大きい。お金を使い、人と交渉し、プロジェクトを立ち上げ、研究成果を出していく過程そのものと、厳しさ、おもしろさを知ることができたことは、私が物性研で得た最大の収穫である。出会った全ての人々とビームラインの整備とその後の研究活動の期間を共に過ごした皆様に感謝申し上げる。

さて、あと1～2年で物性研は柏の新しいキャンパスにすべて移転する。移転後の物性研がどうなるのか想像するのは簡単でない。そんな状況で、物性研に今後こうあって欲しい、ああして欲しいなどというべきか迷うのだが、二つのことを申し上げたい。第一はもちろん高輝度光源施設の実現である。今、東京大学の高輝度光源計画はサブナノメータラジアンのエミッタスをもつ高輝度光源を備えた放射光実験施設を柏キャンパスに建設しようとしている。計画の熱気が伝わってこないとか利用計画が従来の延長でしかないなどということを聞くことがある。しかし、全ての無責任な批判を排して是非とも計画を実現させていただきたい。すでに放射光は物性研究の多くの分野で必要不可欠な光源となっている。高輝度光源施設の建設・整備計画と目指す利用研究の方向と質の高さがはっきりしていれば、東京大学で実現することが可能だと思うのである。学問・教育・研究上の重要性を第一に掲げて計画を推進できるという、他の大学にはない東京大学の特質を是非とも生かしていただきたいと思う。

もう一つは、一昨年行った一般教育ゼミナールに参加してくれた教養の学生 9 人のうち、3 人までもが K E K の夏の学校の出身者であったことに刺激されたわけではないが、物性研がもっと広く世の中に物性研究の重要性を知らせて欲しいと思う。10 年後 20 年後に物性研究を担う若者の育成を考えた活動が物性研にあってもいい。物性研究の成果が生活の隅すみにまであふれているのに、高校の物理の教科書に物性物理に関する記述が少ないことに驚くのは私だけではないと思う。水素原子のエネルギー準位はともかくとして、ベータ崩壊よりは電気抵抗やレーザー発振、強磁性の原因などを説明することのほうが重要だと思うのである。世の中に物性研究の重要性を知らせるには、物性研のだれかがノーベル賞をとるのが一番効果的だという意見もあるだろう。異論はないが、それ以外の方法でもやって欲しいと思う。

最後になってしまってもうしわけないが、物性研を離れたご挨拶が今日まで遅れてしまったことをお許しいただきたい。

物性研短期研究会報告

「アンダーソン局在と量子カオス及びその周辺」

日時：平成10年11月16日(月) 13:30 開始

11月18日(水) 15:15 終了

場所：東京大学物性研究所 Q棟講義室

世話人 安藤 恒也
大槻 東巳
川畑 有郷
河原林 透
中村 勝弘
福山 秀敏

ランダムネスの効果および量子カオスの効果は、量子輸送現象における不規則性の効果としてもっとも典型的なものです。特に、磁場中においては、量子ホール効果など非常に興味深い現象が見られます。最近のメゾスコピック系における実験的、理論的研究の進展などにより、こうした2つの効果の統一的な理解に向けての研究が進んでいます。そこで、それぞれの分野の研究者が集まり、こうしたランダム系と量子カオス系の話題を中心に、量子輸送現象全般の最新の研究成果について議論し、理解を深めようと、標記の研究会は開催されました。

研究会では、アンダーソン局在に伴う金属-絶縁体転移、カオス系における量子輸送、磁場中の量子輸送、量子ホール効果、量子ドット（アンチドット）系における輸送現象などの幅広いテーマにおける最新の研究成果について、活発な議論および情報交換が行われました。

参加者は140名を超えました。これは、こうした研究分野への関心の高さを表わしていると思われます。本研究会をきっかけとし、このような量子輸送現象の研究において、ますますの発展があることを期待しています。

プ　ロ　グ　ラ　ム

11月16日(13:30~18:00)

金属-絶縁体移転(座長 大塚洋一)

13:30 はじめに

13:40 岡本徹(学習院大理)

「二次元電子系における金属相」

14:15 福山秀敏(東大理)

「二次元電子系における金属・絶縁体転移について」

14:35 伊藤公平(慶大理工)

「Ge:Gaにおける金属-絶縁体転移」

15:10 小堀裕己, 大山忠司(阪大理)

「金属-非金属転移近傍におけるn-GaAsの遠赤外磁気光吸収」

15:30 藤元章, 小堀裕己, 大山忠司(阪大理), 石田修一(東京理科大)

「Si:Sb のVariable Range Hopping領域における磁気抵抗の電流密度依存性」

15:50~16:05 休憩

量子カオス(1)(座長 寺井章)

16:05 中村勝弘(大阪市大工)

「量子カオスと量子輸送」

16:40 川畑史郎(電総研)

「二重連結構造ビリヤードにおける量子干渉効果とカオス」

量子ドット(座長 江藤幹雄)

17:00 落合勇一(千葉大工)

「連結ドットの電子輸送」

17:20 浅野泰寛(北大工)

「縦形2重量子ドットにおける電子状態と輸送現象」

17:20 明楽浩史(北大工)

「量子ドットの輸送現象とスピン分裂」

18:00 懇親会

11月17日(火)(9:30~17:30)

量子ホール系(座長 吉岡 大二郎)

9:30 鷹岡 貞夫, 音 賢一, 邑瀬 和生(阪大理)

「量子ホール系の磁気電気容量」

10:05 嶽山 正二郎(姫工大理)

「II-VI族化合物半導体二次元電子ガスでの強磁場磁気発光—整数・分数量子ホール系での磁気発光異常」

10:25 高麗 徹(学習院大理)

「量子ホール効果—多体系への数学的厳密なアプローチ」

10:45 青木 秀夫(東大理)

「整数量子ホール系の波動関数のマルチフラクタル解析」

10:55 矢久保 考介(北大工)

「不均一磁場中の二次元電子系における量子ホール効果」

11:25~13:00 昼休み

一次元系の量子輸送(座長 斎藤 理一郎)

13:00 川畠 有郷(学習院大理)

「一次元のコンダクタンスと電子間相互作用」

13:35 小栗 章(大阪市大理)

「リザーバーに接続されたHubbard鎖の輸送係数」

13:55 安藤 恒也(東大物性研)

「カーボンナノチューブの伝導現象」

14:30 Stephan Roche(東大工)

「Towards metal-insulator transitions in carbon nanotubes:
Influence of magnetic field and disorder on spectral and
quantum transport」

14:50~15:05 休憩

アンダーソン局在(座長 青木秀夫)

15:05 初貝 安弘(東大工)

「ランダム電子系と電子相関」

15:40 森 弘 之 (広大先端物質科学)

「梯子系における電子局在」

16:00 Keith Slevin (阪大理)

「アンダーソン転移の数値的解析」

量子カオス (2) (座長 中 村 勝 弘)

16:35 谷 口 伸 彦 (広大工)

「超対称非線形シグマ模型の量子カオスへの応用」

17:10 首藤 啓 (都立大理)

「非可積分系の量子トンネル現象」

11月 18 日 (水) (9:30 ~15:15)

磁場中の量子輸送 (座長 音 賢 一)

9:00 勝 本 信 吾 (東大物性研)

「周期的磁場変調下の量子輸送」

10:05 謝 花 良 貴 (学習院大理)

「複合フェルミオンの電気的性質」

10:25 永 長 直 人 (東大工)

「複合フェルミオンと量子輸送現象」

11:00 二 瓶 史 行 (NEC基礎研)

「アンチドット格子と複合フェルミオン」

11:35 瓜生 誠司 (東大物性研)

「アンチドット格子におけるアンダーソン局在」

11:55~13:00 昼 休 み

局在と量子カオス (座長 大 楓 東 巳)

13:00 高 根 美 武 (大阪市大工)

「カオス的ビリヤード系における弱局在効果と微小角回折」

13:20 小 野 嘉 之 (東邦大理)

「不規則電子系における準位統計」

13:55 河原林 透 (東大物性研), 大楓 東巳 (上智大理工)

「臨界準位統計と対称性」

13:15 長谷川 洋 (日大理工)

「アンダーソン転移と中間準位統計」

14:35 羽田野 直道（ロスアラ莫斯）

「非エルミート量子力学と局在現象」

14:55 富谷 光良（成蹊大工）

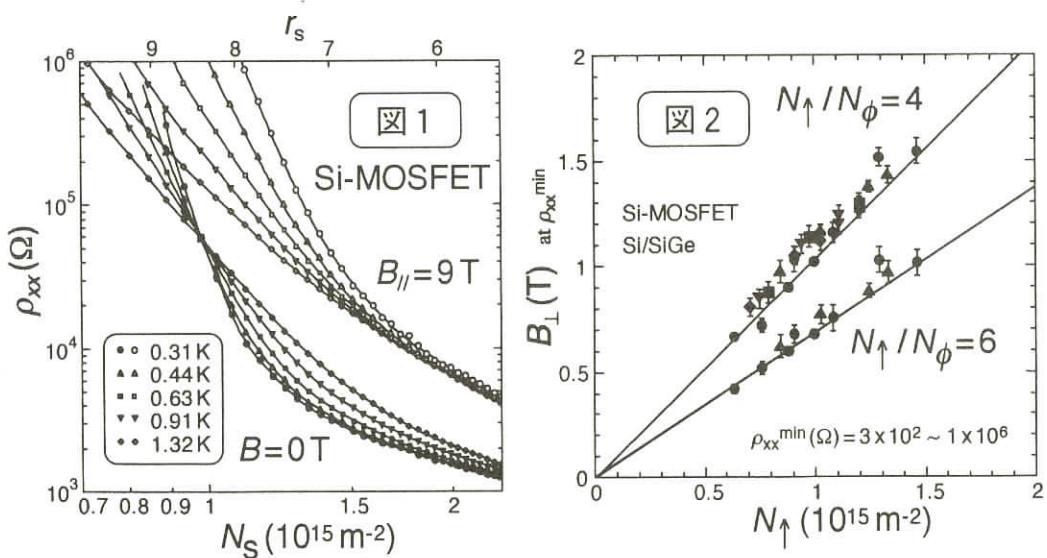
「スペクトルモード揺動分布と可積分性、カオス性」

2次元電子系における金属相

学習院大・理 岡本 徹

4人組のスケーリング理論¹⁾以来、乱れのある、十分に大きな2次元系の電気抵抗は、絶対零度に向かって発散すると広く信じられていた。そして、多くの物質で観測された $\log T$ に比例する、電気抵抗の負の温度依存性は、その前兆現象（弱局在）として理解された。ところが、近年、高移動度のSi-MOSFETにおけるKravchenkoらの実験²⁾を皮切りに、温度の低下に伴う急速な電気抵抗の減少がいくつかの系に対して報告された。この様な系では、キャリアー濃度などをパラメータとした金属・絶縁体転移が観測されており、スケーリング特性も見られている。金属・絶縁体転移が観測される系に共通な特徴として電子間相互作用が強いことが挙げられているが、金属相における電子状態や温度低下における抵抗減少のメカニズムは解明されていない。なお、絶縁体相での電子状態は、不純物ポテンシャルによって安定化された、ウィグナー固体相であると考えている³⁾。

我々は、Si-MOSFETとSi/SiGe試料を用いて、磁場効果を中心とした測定を行っている。Si-MOSFET試料においては、ゼロ磁場で金属・絶縁体転移が観測されている（図1）。ところが、2次元面に平行に磁場をかけて、スピンを完全偏極させると、抵抗は増大し、この試料では金属・絶縁体転移は消失する。また、磁場の2次元面に対する垂直成分に対して、対角抵抗は振動を示すが、極小点の位置は、全電子濃度ではなくて、up-spinを持つ電子の濃度を反映することが、磁場の強さと角度を系統的に変えて行った実験から分かった（図2）。金属相での電子状態および電気抵抗の温度変化の機構は未解明のままだが、スピンが伝導に大きく関わっていることが、明らかになった。



- 1) Abrahams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 673.
- 2) Kravchenko *et al.*, Phys. Rev. B **50** (1994) 8039 ; Phys. Rev. B **51** (1995) 7038; Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 4938.
- 3) Okamoto and Kawaji, J.Phys. Soc. Jpn. **65** (1996) 3716 ; Phys. Rev. B **57** (1998) 9097 ; references therein.

2次元電子系における金属・絶縁体転移について

東京大学理学部 福山秀敏

1. 2次元電子ガス系に金属・絶縁体転移が存在するという最近のKravchenkoら[1]の報告は2次元電子系の基底状態および低エネルギー励起についての我々の理解が不十分で未だに興味深い事実が隠されている可能性を改めて示唆した。この実験によれば、十分高易動度を持つ系では $n=0.96 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \equiv n_c$ を境に電気抵抗の温度依存性が異なり、 $n < n_c$ では半導体的に、 $n > n_c$ では金属的になるというものである。さらに $n > n_c$ の系であっても系に平行に磁場をかけることによって電気抵抗の金属的な温度変化が半導体的に移り変わることが明らかにされた。
2. 実は、今回と同様な電気抵抗の温度依存性の変化は、既にSbを添加したGeで見出されていた[2]。但しGe:Sbは3次元系であり、抵抗 \sqrt{T} に比例する弱局在と思われる領域における報告である。この実験事実については弱局在領域でのクーロン相互作用の効果に基づいた考察がなされた[3]。そこでは次式で定義される無次元化した相互作用の大きさ、 F 、が重要なパラメーターとなる。

$$F = D(0) \langle v(q, \omega=0) \rangle_{FS}$$

ここで $D(0)$ はフェルミエネルギーでの状態密度、 $v(q, \omega)$ 、は一般に動的に遮蔽されたクーロン相互作用、 $\langle \cdot \rangle_{FS}$ 、はフェルミ面上での平均を意味する。RPA近似では $F \leq \frac{1}{2}$ であるが、仮に $F \geq 1$ となれば実験の理解が可能であり、これは有効相互作用のより高次過程を考慮する重要性を示唆しているのであろうと結論された。

3. その後、2次元電子系での相互作用効果については多体論の観点から考察が進み、現在問題となっている(Umklapp散乱が重要な役割を果たさない)状況では、十分低いエネルギーの励起はフェルミ流体的であることは確定していると考えられる[4]。しかし、励起エネルギーの大きさによりクロスオーバーが存在している可能性がある[5]。Kravchenkoらの実験は輸送現象を通して2次元電子系の低エネルギー励起を探査しており、乱れの存在が避けられず、この乱れと

上に比べたクロスオーバーの関連に興味が持たされる。

参考文献

- [1] S.Kravchenko *et al.*, Phys. Rev. B **51**(1995)7038;Physics Today, 1997, July, p.19.
- [2] Y.Ootsuka, S.Kobayashi, S. Ikehata, W. Sasaki and J. Kondo, Solid State Commun. **30** (1979)169.
- [3] H.Fukuyama, Solid State Electronics **28** (1985) Nos. 1 and 2, p.163; Y.Isawa and H. Fukuyama, J. Phys. Soc. Jpn. **53** (1984)1415.
- [4] W.Metzner *et al.*, Adv. in Phys. **47** (1998)317.
- [5] K.Yokoyama, (cond - mat/9806158)

Ge:Gaにおける金属－絶縁体転移

慶大・理工 伊藤公平

本講演では、これまでの歴史的背景をふまえて、高品質Ce:Gaを用いた金属-絶縁体転移の研究結果とその位置付けを報告する。

1970年代以降、不純物半導体中の絶対零度電気伝導度、比熱、帯磁率等の物理量が不純物濃度の関数として測定された。特に電気伝導度測定は盛んに行われたが、その実験結果の信頼性と解釈に関しては現在でも大きな議論の対象となっている。1980年に米Bell研のグループが発表したSi:P系における臨界指数 $\nu \approx 0.5$ は $\nu > 2/3$ のChayesらの不等式を満たしていない事から話題となつた。[1] ところが、1993年に独Karlsruhe大のグループが、独自に測定したSi:Pのデータを基に、 $\nu \approx 1.3$ であると主張した。[2] この値はAnderson転移の高次の数値計算とよく一致する結果である。[3] 当然、Bell研はKarlsruhe大の解釈を強く非難したが、その論争は泥沼化して結論が出ていない。そこで我々が開始したのが本講演で紹介する p型Ge:Ga を用いた研究である。[4,5]

我々はGe同位体結晶を熱中性子ドーピングすることで、Ga不純物分布が極めて均一な試料を完成し、 $0.99N_c < N < 1.01N_c$ の臨界領域に位置する試料の低温電気伝導度測定を行った。その結果、補償の少ないGe:Ga系の電気伝導度臨界指数は0.5であることを示す。Bell-Karlsruhe論争に終止符を打つためには、Ge:GaとSi:Pとが同じuniverality classに属するかどうかの検討が必要である。ただ、0.5という臨界指数をもつ系が存在することは明らかになったと我々は考える。

本研究は東大低温センター・渡部道生氏と筑波大・大塚洋一氏と共同で実施された。

- [1] T. F. Rosenbaum, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **45**, 1723 (1980).
- [2] H. Stupp, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **71**, 2634(1993).

- [3] T. Kawarabayashi, et al.: Phys. Rev. Lett. **77**, 3593 (1996), K. Slevin and T. Ohtsuki : Phys. Rev. Lett. **78**, 4085 (1997).
- [4] K.M.Itoh, et al.: Phys. Rev. Lett. **77**, 4058(1996).
- [5] M.Watanabe, et al.: Phys. Rev. B **58**, 9851(1998).

金属 - 非金属転移近傍にあるn-GaAsの遠赤外磁気光吸収

阪大院理 小堀 裕己
大山忠司

半導体中に不純物をドープしていくと、不純物に束縛されている電子の波動関数は、次第に重なり始める。重なりが十分大きくなると、ある不純物濃度で束縛されていた電子は、束縛状態を離れ、比較的自由に結晶内を動きまわる様になると考えられている。これはMottの金属 - 非金属転移として知られている。金属 - 非金属移転は、不純物帯が伝導帯と完全に重なる前（この時の不純物濃度は転移濃度の3～5倍と言われている）の、不純物帯の中で起こるとされている。この転移を決めているのは、少なくとも間接型半導体のSiやGeでは、不規則系から生ずるAnderson型の転移で、不純物の下部Hubbard帯が上部Hubbard帯の重なりから生ずるMott - Hubbard型転移ではない事が、種々の（主に電気的測定）実験から確かめられている。我々は、n-GaAsに対して金属 - 非金属転移を引き起こす濃度($1.4 \sim 1.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)を含む広いドナー濃度域について、磁場効果も含めて、1) ドナー不純物帯の形成過程、2) 伝導帯との混合過程、3) 輸送現象に及ぼす効果、を調べる意味でドナーのゼーマン磁気光吸収及び伝導電子サイクロトロン共鳴の測定を行った。この測定は、不純物帯、伝導帯を直接モニターできる。図1に波長 $119 \mu\text{m}$ 、温度4.2Kでのドナー濃度に対する $1s \rightarrow 2p_{+1}$ 遷移のゼーマン磁気光吸収曲線を示す。図からわかる様に、ドナー濃度が増加するにつれて、束縛電子の波動関数の重なりが大きくなり、線幅が著しく増加する。また、転移濃度に近づくにつれて、共鳴位置が、かなり高磁場側にシフトし、零磁場の転移濃度以上でも磁場効果のために、共鳴線が観測される。 $1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ のドナー濃度以上では、共鳴的な吸収は消失して、金属相からの信号と思われる非共鳴的な吸収へと変化するのがわかる。図2は、零磁場の転移濃度直上にある試料での波長 $119 \mu\text{m}$ に対する温度依存性の信号である。温度が13K以上では、伝導帯にあるサイクロトロン共鳴が観測されるが、共鳴磁場値はほとんど変化していない。すなわち伝導帯電子の有効質量はほとんど変化していない。ドナーのゼーマン磁気光吸収の共鳴位置は、2.0～100Kへと温度が上昇するにつれてほぼ線型に高磁場側にかなりシフトする。

図 1

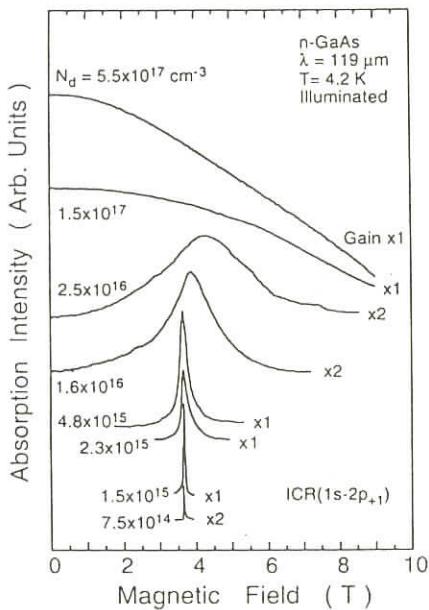
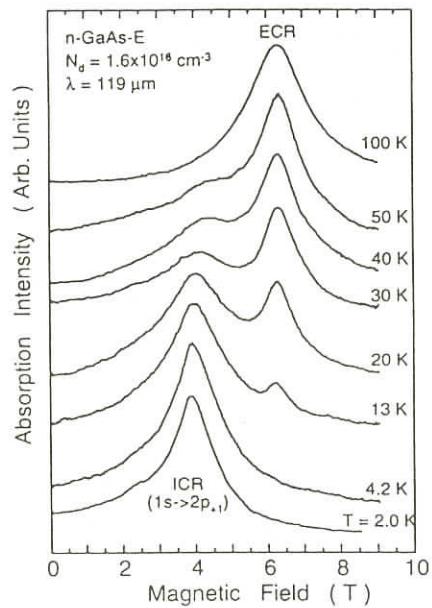


図 2



Si:Sb の Variable-Range Hopping 領域における磁気抵抗の電流密度依存性

阪大院理 藤元 章
小堀裕己
大山忠司
山口東理大 石田修一

これまで、金属 - 非金属転移に関する多くの研究がなされている。Si系の臨界濃度以下の Variable - Range Hopping(VRH)領域における正の磁気抵抗については、磁場の印加に伴う波動関数の収縮によるホッピング確率の減少により説明されている¹⁾。しかし、Si以外のVRH伝導を示す多くの系で、ホッピング・サイトを結ぶ経路間の電子波干渉による負の磁気抵抗が観測されており、Si系のVRH領域の磁気抵抗については、まだ問題点がのこされている。また、間接型半導体のSiやGeでは、この金属 - 非金属転移が、不純物帯の上部Hubbardバンドの下部Hubbardバンドとの重なりから生じるMott - Hubbard型の転移ではなく、不規則性によるAnderson型の転移であると考えられている²⁾。

臨界濃度以下のSi:Sbの試料($N_D = 0.80N_C$)の測定結果を図1及び図2に示す。図1は磁気抵抗の温度依存性である。零磁場での抵抗率の温度変化が、フェルミ準位付近の状態密度にクーロン・ギャップがある場合におけるEfros - Shklovskii(ES)型のVRHの特徴である $\exp [(T^*/T)^{1/2}]$ に

従う場合、磁気抵抗の温度依存性は $\ln \rho(B) / \rho(0) \sim T^{-3/2}$ となることが Shklovskii により理論的に示されているが³⁾、図 1 の挿入図に示す解析結果から、 $\ln \rho(B) / \rho(0) \sim T^{-1.8}$ となった。この温度領域では、抵抗の温度変化は E S 型の V R H 伝導によるものと考えられる。図 2 に磁気抵抗の電流密度依存性を示す。電流密度が増加するに従い、ホッピング確率の減少による正の磁気抵抗が減少し、負の磁気抵抗が現れる。Shklovskii の磁場中のホッピングの理論と Kawabata の弱局在理論⁴⁾とを考慮に入れて解析した結果が図 2 の実線である。この実験結果は、電場効果により、電子が下部 Hubbard バンド内の強局在状態から少し上の弱く局在したエネルギー状態に励起されるためと解釈できる。

図 1

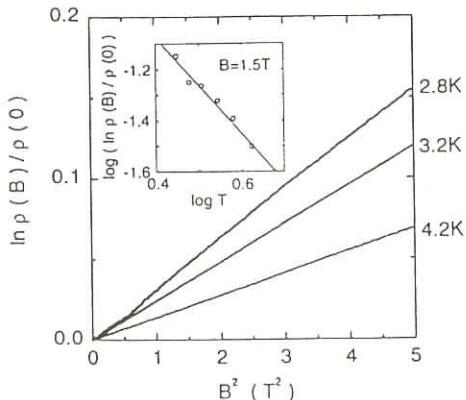
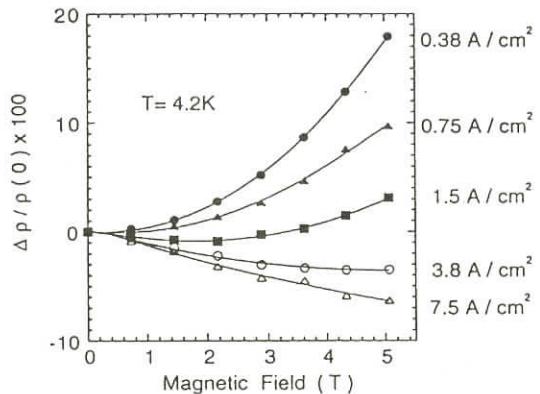


図 2



- 1) A. N. Ionov *et. al.* : Sov. Phys. JETP Lett. 42, 406 (1985).
- 2) R. N. Bhatt and T. M. Rice : Phys. Rev. B 23, 1920 (1981).
- 3) B. I. Shklovskii : Sov. Phys. Semicond 6, 1053 (1973).
- 4) A. Kawabata : Solid State Commun. 34, 431 (1980)

量子カオスと量子輸送

大阪市立大学応用物理学科 中村 勝 弘

アンダーソン局在と量子カオス¹⁾という一見相関の無いテーマをつなぐ keyword はパリスティック弱局在 (Ballistic Weak Localization, BWL) の概念である。本講演では BWL について詳しく解説し、その後、我々のグループの研究について触れる。

ガリウム・ヒ素などの半導体のヘテロ接合界面にスタジアム型の量子ドットやシナイ・ビリアード型のアンチドットを微細加工して伝導電子の量子輸送を測定することが盛んになってきた。そこでは、電子の平均自由行程がドットの長さよりも長く、電子は壁に弾性散乱される以外は弾道的に（パリスティックに）飛行する。

今、零磁場での後方散乱軌道を考えよう。このとき、この軌道とまったく同じ経路を逆に辿る時間反転対称軌道が共存する。時間反転対称関係にあるこの一対の後方散乱軌道は、電子が波動的にふるまうこととに注意すると、量子ドット内に定在波を形成する。これが BWL である。²⁾ ところが磁場をかけると時間反転対称性が破れ後方散乱（反射）が弱められる。（量子ドット内に入射した荷電粒子に磁場をかけるとサイクロトロン運動が生じて後方散乱が強められるという常識と逆になるところが面白い。）後方散乱（反射）の弱まり度合は、ビリアード（ドット）内に滞在する電子の古典軌道の統計的振る舞いにのみ依存する。反射係数の量子補正（磁場依存性）は、カオス的ビリアードでは、ローレンツ型になり、規則的運動しか生成しないビリアードでは、カスプ型となる。²⁾ カオスが輸送係数に顔を出してくることが重要である。¹⁾

BWL は時間反転対称性の関与する量子干渉効果であるが、同じ干渉効果を多重連結構造の量子ビリアード（シナイビリアードなど）に適用すると、反射係数の量子補正（磁場依存性）は、磁束量子の半分を周期とする Ballistic AAS 振動（アハロノフ・ボーム効果の一種）を示す。³⁾ 特に、BAAS 振動の半古典理論式が拡散領域の結果よりはるかに豊かな内容を含むことを明らかにする。

最後に微小角回折効果に誘起された部分的に時間反転対称な軌道対の概念を用いて Baranger らの理論の困難（ユニタリティの破れ）が解決されることを示す。⁴⁾

参考文献

- 1) K.Nakamura: *Quantum versus Chaos - Questions Emerging from Mesoscopic Cosmos* (Kluwer Academic, Dordrecht, 1997).
- 2) H.U.Baranger, R.A.Jalabert, and A. D.Stone: Phys. Rev. Lett. **70**(1993)3876.
- 3) S.Kawabata and K.Nakamura: J.Phys. Soc.Jpn.**65**(1996)3708.
- 4) Y.Takane and K.Nakamura: J.Phys. Soc. Jpn.**66**(1997)2977.

二重連結構造ビリヤードにおける量子干渉効果とカオス

通産省電子技術総合研究所電子基礎部 川畑史郎

最近の半導体デバイス分野における結晶成長および微細加工技術の著しい進展に伴って、実際にミクロなスケールのビリヤードを作製することが可能となってきた。そのため、ビリヤード力学系の量子カオスの研究が注目を浴びてきている。その理由としては、弱局在効果[1]やコンダクタンス揺らぎ[2]などの量子干渉効果に起因する現象が、カオス系と可積分系とで異なる振る舞いをすることが半古典理論を用いて予言され、実験的に検証されたことが挙げられよう。

ここでは、リング状のトポロジーを持つビリヤードを扱う。このようなビリヤードの穴の部分に磁束を印加したものはAharonov-Bohm(AB)ビリヤードと呼ばれ、コンダクタンスは、AB効果によって磁束の関数として周期的に振動する。半古典理論を用いた計算の結果、カオス系のエネルギー平均コンダクタンスは次式で与えられることがわかった[3,4]。

$$\delta g(\phi) = -\frac{e^2}{\pi \hbar} \frac{1}{4} \frac{\cosh \delta - 1}{\cosh \delta - \cos(4\pi \frac{\phi}{\phi_0})}$$

ここで、 δ はビリヤードの幾何学的情報のみによって決まる古典的物理量である。このコンダクタンス振動の周期は $\phi_0/2$ であり、拡散領域のAltshuler-Aronov-Spivak(AAS)振動と同じ現象が、パリスティック領域においても生じることがわかった。また、規則系の場合はカオス系よりもコンダクタンス振動の高調波成分が大きく寄与するということもわかった。

講演においては、 ϕ_0 周期のAB振動に対する半古典理論[5]および数値実験[6]の結果についても紹介を行う。

参考文献

- [1] H. U. Baranger, R. A. Jalabert, and A. D. Stone: Phys. Rev. Lett. **70** (1993)3876.
- [2] R. A. Jalabert, H. U. Baranger, and A. D. Stone: Phys. Rev. Lett. **65** (1990)2442.
- [3] S. Kawabata and K. Nakamura: J.Phys. Soc. Jpn. **65** (1996)3708.
- [4] S. Kawabata and K. Nakamura: Phys. Rev. B.**57** (1998)6282.
- [5] S. Kawabata: Phys. Rev. B.**58** (1998)6704.
- [6] S. Kawabata and K. Nakamura: Chaos, Solitons and Fractals **8** (1997) 1085.

連結ドットの電子輸送

千葉大工 落合 勇一

境界散乱や後方散乱に関する様々なバリスティック構造の研究に、弱磁場領域における磁気抵抗のピークの振るまいが解析されている。また量子ドットやコルゲーション型細線においては電気伝導のフラクタル性の議論も行われている。我々は新たなコルゲーション型のゲートの付いた量子細線を用いることによって、ゲート電圧の印加で細線をドットアレイに変調させ、磁場の印加によって後方散乱を解析する研究を行った。

実験中に用いたサンプルは高移動度GaAs/AlGaAsヘテロ構造上に作成したスプリットゲート型の細線である。ホールバーの幅は $80\text{ }\mu\text{m}$ であり、電圧端子の距離は $200\text{ }\mu\text{m}$ である。キャリア電子の密度と移動度はそれぞれ $\sim 2 \times 10^{15}\text{ m}^{-2}$ と $\sim 50\text{ m}^2/\text{Vs}$ である。作成した細線の長さと幅はそれぞれ $3\text{ }\mu\text{m}$ と $1\text{ }\mu\text{m}$ である。両側ティップ付の細線のゲートには縦 $0.4\text{ }\mu\text{m}$ 、横 $0.1\text{ }\mu\text{m}$ 、周期 $0.7\text{ }\mu\text{m}$ のティップが付けられた。ゲート電圧を印加されたとき、隣りのドットにポイントコンタクトのあるドットアレイになると考えられる。

下図に示すように、弱磁場の磁気抵抗には顕著なピークが現れ、磁場に対してほぼ対称となっている。ゲート電圧によるピーク位置のわずかな変化がある。ゲート電圧依存性より、それらのピークは古典的な散乱によるバリスティック伝導の電子軌道に対応していると考えられる。これらの基本的な伝導機構に関し、整合軌道のモデルを検討したので、その結果について報告を行う。

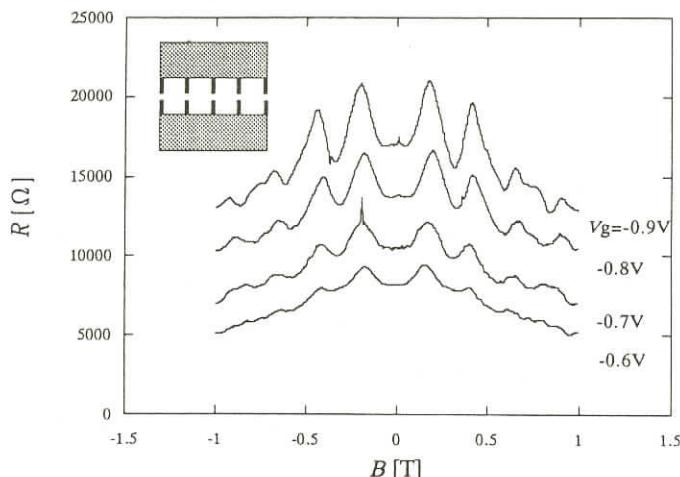


図1 弱磁場磁気抵抗

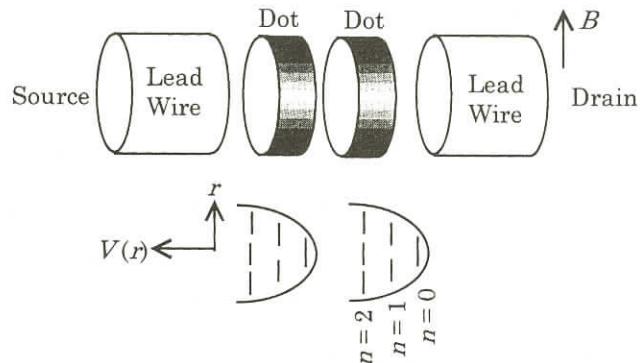
縦型 2 重量子ドットにおける電子状態と輸送現象

北海道大学工学部 浅野泰寛

量子ドットのコンダクタンスは、ターロン振動と呼ばれる振動を示し、ドット内の電子状態の特徴を強く反映する。そのためコンダクタンスの振動パターンを解析する事により、逆にドット内の電子状態を知る事が出来る。小さな量子ドットの電子状態が自然に存在する原子で見受けられる電子状態と同様に、殻構造やフント則に従う大きなスピンを示すことが明らかになっており、その意味で量子ドットが人工の原子と見なしうる様になっている[1]。量子ドット中の電子状態は電子間相互作用に支配され、その意味では強相関電子系の候補だが、電子相関の効果は、これまで強磁场下以外ではあまり顕著には現れていない。このような小さな量子ドットを二つ重ねた系は人工分子と見なせる系であり[2]（下図）、電子状態や電気伝導に関して非常に多くの研究がなされている。本研究の目的は、2 重量子ドットにおいて電子相関が電子状態やコンダクタンスに及ぼす影響を調べることにある。

2 重量子ドットの電子状態はドット間の距離によって質的に区別される。一つはドット間の距離が小さく、強く結合している場合、もう一つはドットの距離が大きく、弱く結合した場合である。我々はこの 2 つの領域において、量子ドットが十分に小さい極限で、基底状態と励起状態における全スピン運動量を電子数の関数として、数値対角比の方法を用いて調べた。

計算の結果、強結合領域の電子状態は系の回転対称性の為に、天然に存在する等核 2 原子分子の電子状態と非常によい対応をする事がわかった。またこの領域では電子相関の効果は顕著ではない。一方弱結合領域では、電子相関のために、電子数が奇数のときには大きなスピンの状態が、偶数のときにはスピンがゼロの状態が基底状態になる。これらの電子状態の起源は、ハーフフィリング近傍のハバード模型における電子状態の特徴と関連づけて理解する事が出来る。電子相関が支配的に



なった結果、低温においてコンダクタンスにはスピンドロッケイドと呼ばれる、振動ピークの消失が起きる[3]。しかし、実験でコンダクタンスピークの高さの温度依存性から、スピンドロッケイドの有無を判断するのは難しい。そこで、電流とは垂直の方向に磁場を加え、ピークの高さの磁場依存性から、スピンドロッケイドの有無を、従って電子相関が電子状態に及ぼす影響を確かめる方法を提案する[4]。

- [1] S. Tarucha, et. al., Phys. Rev. Lett. 77, 3613 (1996).
- [2] D. G. Austing, et. al., Physica B 249-251, 206 (1997).
- [3] Y. Asano, Phys. Rev. B 58, 1414 (1998)
- [4] Y. Asano, J. Phys. Soc. Jpn 67, to be published.

量子ドットの輸送現象とスピントリップル

北海道大学大学院工学研究科 明 樂 浩 史

量子ドットの典型的な輸送現象、クーロン振動においては、クーロン・ブロッケイドにより電流のピーク間隔が拡がるが、この同じクーロン・ブロッケイドにより電流のピーク値が減少する。たとえば、最も簡単な1準位のみのドットでは、上向きスピントリップルの電子と下向きスピントリップルの電子がゼロ磁場では同じゲート電圧で電流ピークをなすが、同時にドットを占有することができないため相関をもって運動する。このため独立に振る舞う場合に比べて電流の値が減少する[1]。この相関効果はスピントリップルを磁場により変化させることにより観測することが可能である。なぜなら、スピントリップルが大きい場合、一方のスピントリップルのみがトンネルするため相関効果が消失するからである。

ここでは、従来の理論[1]を準位が多数ある量子ドットに適用できるように一般化する。量子ドットの場合スピントリップルは面内磁場を用いて変えることができる。スピントリップルによる電流変化をみると、トンネル相関だけでなくスピントリップル反転によるdephasingも観測することができるることを示す。

磁気伝導度は、ドットや障壁の詳細によらないユーバーサルな関係 F_0 とドットや障壁の詳細に依存する定数 C_G の積の形に表される。導出に用いた仮定は次の2点である。(1)スピントリップル相互作用は小さく、面内磁場は2次元電子系のスピントリップル自由度のみに作用する。(2)トンネル接合は弱く、トンネルによる準位幅は熱エネルギーに比べて無視できる。小さい量子ドットにおいては多くの場合、基底状態と励起状態のエネルギー差は低温では熱エネルギーよりずっと大きいため、基底状態の間の遷移のみを考えることが許される。電子数がNとN+1の間を遷移するクーロン振動のピークに着目しよう。N電子基底状態のスピントリップルをS、N+1電子基底状態のスピントリップルを \tilde{S} とする。 F_0 はS、 \tilde{S} 、

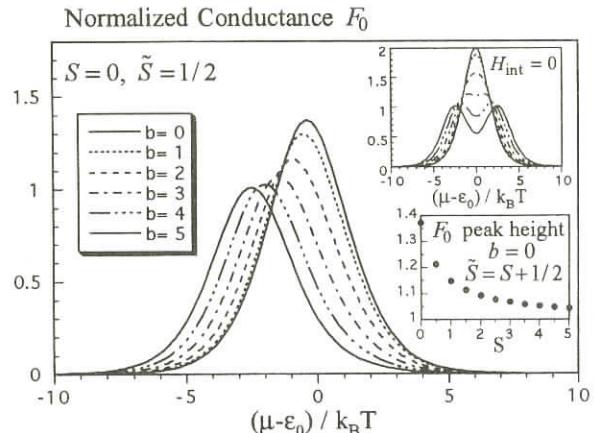
温度で規格化したスピン分裂と化学ポテンシャルのみに依存し, C_G はトンネルの行列要素やドットの多体波動関数に依存する。

図に F_0 を示す。スピン分裂 $b=g^*\mu_B B/k_B T$ を増すとピーク高が減少する。 F_0 は $b \rightarrow \infty$ でピーク高が 1 になるように規格化されているので、スピン分裂がない場合のピーク高はトンネルする電子の相関の効果を表している。クーロン相互作用がない場合に $b=0$ のピーク高が 2 であるのに対して、クーロン相互作用がある場合には 1.37 以下になる。また、 $b=0$ のピーク高が S を増すと減少し $S \rightarrow \infty$ で 1 に近づくことも興味深い。

相互作用がある場合、トンネルする電子のスピンが反転する過程がある（このとき同時にドットのスピンが変化する）。このスピン反転も基本的な多体効果で、ドットを通しての電流の位相コヒーレンスを決める[2, 3]。ドットを通る電子波のコヒーレンスについてはアハラノフ・ボーム(AB)効果を用いた実験および理論が数多くある。2重スリットを用いた最近の実験[4]ではドットの通過係数を測定することに成功しているが、通過係数におけるスピン反転の効果を見いだした実験はまだない。ここでは、通過係数で表されるAB振動の振幅の計算も行い、AB振動の振幅がスピン反転の効果を反映したユニバーサルな関数で表されることを示す。

ドットを通しての伝導度と通過係数がスピン分裂のユニバーサルな関数として表されることを示した。実験結果にフィッティングすることによりドットの基底状態のスピンの大きさが分かるだけでなく、トンネル過程の相関やスピン反転による dephasing の存在を知ることができると期待される。

- [1] L. I. Glazman and K. A. Matveev, JETP Lett., 48, 445 (1988).
- [2] H. Akera: Phys. Rev. B 47 (1993) 6835; Jpn. J. Appl. Phys. 36 (1997) 3974; Solid - State Electronics 42 (1998) 1379.
- [3] S. Katsumoto and A. Endo: Jpn. J. Appl. Phys. 36 (1997) 3978.
- [4] R. Schuster et al.: Nature 385 (1997) 417.



量子ホール系の磁気電気容量

阪大院理 鷹岡貞夫

音 賢一

邑瀬和生

◎ 整数量子ホール効果状態での電気容量

我々は、量子ホール効果状態で観測されていた、2次元電子系(2DES)とゲート電極間の電気容量の磁気振動を、2DESの電気伝導度 σ_{xx} の振動とエッジ状態の面積によると考えて、電気容量の極小値が2DESの面積に関係なく、エッジの長さに比例することを、実験的に見出した[1]。さらにその周波数、温度依存性より、エッジ状態の幅、2DES(バルク状態)の σ_{xx} を求めた。求まったエッジ状態の幅は、1電子近似で予想される磁気長よりはるかに広い(μm の程度)ことが判明した。この広がった幅は、電子によるポテンシャルの遮蔽効果により、エッジ状態において2DESの濃度が可変な領域(Compressible Strip)が広がったためと説明される[2, 3]。

◎コルビノ型試料での電気容量

ゲート電極の下に試料端(エッジ状態)のないコルビノ型試料の電気容量が2DESの σ_{xx} によってのみ決定されることを使って、量子ホール効果のために局在状態にあるバルク状態の σ_{xx} の温度、磁場、励起電圧依存性を 10^{-12} S まで測定した[2, 3]。

◎ 分数量子ホール効果状態での電気容量

電子間相互作用が本質的な分数量子ホール効果において、電気容量の極小値はエッジの長さに依存していることを見出し、その周波数依存性よりエッジ状態の幅、バルク状態の σ_{xx} を決定した。求めた幅は整数量子ホール効果の場合と同じように、磁気長よりはるかに広いこと、およびこの幅が励起電圧に大きく依存しているを見出した[4, 5]。これらの実験結果と複合フェルミオン・モデルとの関連を現在、討論中である。

参考文献

- [1] S.Takaoka et al., Phys. Rev. Lett. 72(1994) 3080.
- [2] 鷹岡貞夫, 音 賢一, 邑瀬 和生, 固体物理, 32(1997) 506.
- [3] S.Takaoka, K.Oto, K.Murase, Int. J. Mod. Phys. B11 (1997) 2593.
- [4] K.Oto et al., Proc. ICPS 24, Jerusalem, 1998 in press.
- [5] S.Takaoka et al., Phys. Rev. Lett. in press.

「II-VI族化合物半導体二次元電子ガスでの強磁場磁気発光

-整数量子ホール系での磁気発光異常」

姫工大 理嶽山正二郎
 物性研國松洋
 内田和人
 三浦登

ポーランド科学アカデミー物理研 G. Karczewski
 T. Wojtowicz,
 J. Kossut

GaAs系2次元電子ガス(2DEG)の整数／分数量子ホール領域での磁気発光を用いた研究は、磁気輸送測定とは異なった観点から、電子相関、特に、準粒子状態（ラフリン状態）や特異なスピントリニティ（スカーミオン）に関する有用な情報を与えている。他方、II-VI化合物半導体は強い励起子効果（励起子結合エネルギーはGaAsの数倍におよぶ）でも知られているようにクーロンの効果が強く、電子相関が関与する大きな現象が観やすく、また、ランデ $-g$ 因子が大きいためスピントリニティが大きく、スピントリニティが関与する現象も捕らえやすいという特徴がある。

我々は、(Cd, Mg)Te障壁層/n型変調ドープCdTe量子井戸での2DEG(電子濃度: $n=4-8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 、移動度: $\sim 80,000 \text{ cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$)を対象に、偏光磁気発光を40Tの強磁場領域まで調べた。15T以下の磁場領域までの弱励起下での発光測定では、磁気発光ピークエネルギーの振動が観られ、Katayama, Ando¹⁾の電子・正孔の自己エネルギー数値計算で予測された、偶数充

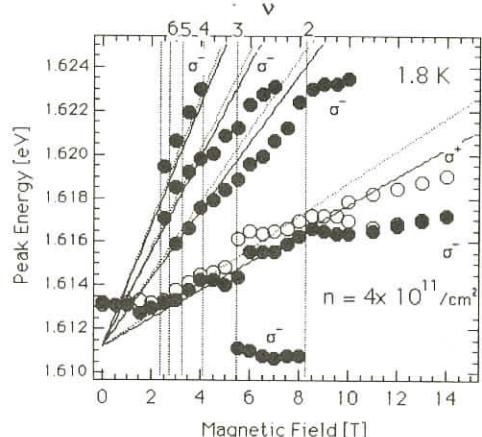


図 1 : CdTe-2DEG で観測された磁気発光振動と $3 < v < 2$ でのゼーマンギャップ異常によるピーク分裂。

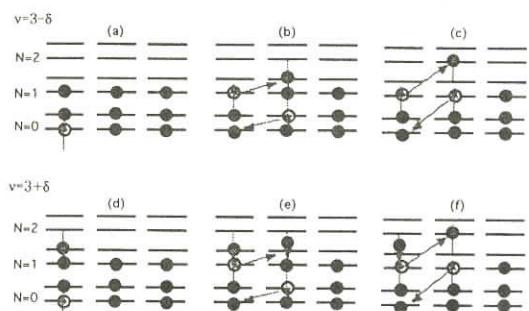


図 2 : ゼーマンギャップを介して起こりうる spin-flip&Auger 過程の模式図。

墳率での「クーロンホール」の寄与を示す振動カプスが観測された(図1)。また、 $3 > \nu > 2$ では、発光の分裂と強度の異常が観測された。これは、ゼーマンギャップの開いた所での特異な現象であり、Hawrylak等²⁾が提唱したスピンドリップとAuger程度を伴った共鳴多体効果を取り入れた計算で定性的に説明される(図2)。これは局在状態と連続状態のAnderson-Fano共鳴と類似の現象として理解されている。

[参考文献]

- 1) S.Katayama and T. Ando, Solid State Commun. **97**, 70(1989). /K.Asano and T. Ando, Physica **B249-251**, 549 (1999).
- 2) P.Hawrylak and M. Potemski, Phys. Rev. B 56, 12386(1997). /L. Gravier et al. Phys. Rev. Lett. **80**, 3344(1998).

量子ホール効果—多体系への数学的厳密なアプローチ

学習院大・理 高麗徹

量子ホール効果は、しばしば、整数、分数を分けて扱われがちであるが、本来、磁場中の相互作用する2次元電子ガスから出発して、整数、分数を分けず、統一的に理解するのが望ましい。この立場を踏襲すべく、次のN電子ハミルトニアンを考える。但し、系を一辺Lの周期的箱に入れ、簡単のため電子の спинや多層構造は考えない。

$$H_\omega = \sum_{j=1}^N \left\{ \frac{1}{2m} \left[(p_{x,j} - eBy_j)^2 + p_{y,j}^2 \right] + V_\omega(\mathbf{r}_j) \right\} + \sum_{i \neq j} U(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|) + \sum_{j=1}^N eFy_j P_j$$

ここに、 $\mathbf{r}_j = (x_j, y_j)$ はj番目の座標、 $m, -e$ はそれぞれ電子の質量、電荷、 $(p_{x,j}, p_{y,j})$ は磁場が無いときの運動量演算子、 B は2次元面に垂直にかけた磁場の強さ、 V_ω はランダム・ポテンシャルである。電子間相互作用 U は2体で電子間距離のみの関数とする。技術的理由により、関数 U および V_ω に対し、2階連続微分可能などの条件を仮定した。 H_ω の3つ目の和はy軸方向にかけた電場(強さ F)からのポテンシャルである。射影演算子 P_j によって境界での電場の発散を正則化する。我々は以下の結果を得た: 基底状態の上に有限のエネルギー・ギャップがあるならば、 V_ω について平均したコンダクタンスは不等式 $|\sigma_{xy} + e^2\nu/h| \leq \text{const.} L^{-1/12}$ 、 $|\sigma_{yy}| \leq \text{const.} L^{-1/12}$ を満たす。ここに、 h はプランク定数、 ν はランダウ準位の占有率である。よって、無限体積極限で期待された σ_{xy} の量子化が説明できる。例えば $\nu = 1/3$ なら、 σ_{xy} は $1/3$ に分数量子化される。しかし、ちょうど分数占有で基底状態の上にギャップが開くかどうかは、わからない。そこで、さらに、

Lieb - Schultz - Mattisの方法を用いて、どの占有率 ν ならギャップが開く可能性があるかを調べた。ただし、この方法は系に並進対称性がないと適用できないので、相互作用は入れるがディスオーダー無しの系を考える。我々は次の結果を得た：相分離のような並進対称性が完全に破ってしまう相転移がおこらなければ、ギャップが開くのは占有率 ν が有理数のときに限られる。ただし、エネルギーのカットオフおよび熱力学的極限の取り方にある仮定をした。このように、電子間相互作用がある場合、ランダムネスによってギャップが潰れなければ、整数および分数量子化が起こる。しかし、これはある特定の占有率でのコンダクタンスの量子化であり、占有率を少し変化させたとき、その量子化コンダクタンスが変化しない、すなわち、プラトーを示す、というものではない。プラトーの存在は以下のように示される：電子間相互作用が無い場合、バンド端で波動関数が局在する、すなわち、指数関数的に減衰するならばプラトーが現れる。電子間相互作用がある場合は拡散の意味で電子の局在を仮定する。さらに、ギャップに関する仮定と電荷密度の揺らぎが小さいという仮定を置き、相互作用がある場合のプラトーの存在を示した。3つ目の電荷密度に関する仮定はディスオーダーの性質から自然に出てくるべきものであるが、技術的な理由により仮定せざるをえなかった。奇数分母が偶数分母よりも現れやすい事の簡単な現象的説明についても触れる。

参考文献 : T. Koma, Preprints, cond - mat/9809228, cond - mat/ 9811112, in preparation.

整数量子ホール系の波動関数のマルチフラクタル解析

東大大学院理学系研究科 青木秀夫

一般に、不規則系における局在・非局在転移は、一種の相転移臨界点とおなせ、そこで波動関数はあらゆる長さスケールで揺らぐフラクタルになることが、1980年代に提案され[1]、その後これは様々な研究により確かめられ、マルチフラクタル解析にまで発展している。不規則ポテンシャルのある空間2次元系における自由電子気体に強磁場をかけた整数量子ホール系では、局在・非局在転移の問題が特に興味深いが、マルチフラクタル解析が有用な解析法となり得る。その理由は以下のようである。

- (1) 整数量子ホール効果と直接関連する一連のランダウ・バンドの中央における局在のユニバーサリティーが、未だに完全には理解されていない。有限サイズ・スケーリングからは、高いランダウ準位では最低ランダウ準位と異なり单一パラメータ・スケーリングが成立していない可能性が指摘されていたが、Huckestein[2]は、不規則ポテンシャルの空間変動のレンジを長距離にすると单一パラメータ・スケーリングが漸近的に回復する、と提案した。
- (2) 一方、局在・非局在転移点でのスケール不变性を局所的スケール不变性（共形不变性）にまで拡張できると仮定すると、臨界波動関数のマルチフラクタル・スペクトルから、共形場を用いて

局在のスケーリングが分かる[3]。

(3) フラクタル波動関数から生じる異常拡散（巾異常をもつダイナミカル応答関数）も論じられる。

この観点から我々は、整数量子ホール系の局在問題への新たなアプローチとして、一連のランダウ準位のマルチフラクタル解析を行い、数値的研究により、以下を示した[4]：

- (a) マルチフラクタル・スペクトルはランダウ指数に依存するが関数形は変わらず、波動関数の振幅の自乗が普遍的に対数正規分布であることが示唆される、
- (b) 共形不变性を仮定したスケーリング関数のポテンシャル・レンジ依存性は、有限サイズ・スケーリング結果と一致し、高いランダウ準位における単一パラメータ・スケーリングの回復を支持する。
- (c) 異常拡散はランダウ指数に依存する。

本研究は、寺尾貴道氏、中山恒義氏（北大・工）との共同研究である。

[1] H. Aoki, J. Phys. C **16**, L205 (1983); Phys. Rev. B **33**, 7310 (1986).

[2] B. Huckestein, Phys. Rev. Lett. **72**, 1080 (1994); Rev. Mod. Phys. **67**, 357 (1995).

[3] M. Janßen, Int. J. Mod. Phys. B **8**, 943 (1994).

[4] T. Terao, T. Nakayama and H. Aoki, Phys. Rev. B **54** 10350 (1996).

寺尾貴道、中山恒義、青木秀夫、固体物理 **32**, 671 (1997).

不均一磁場中の二次元電子系における量子ホール効果

北大大学院工学研究科 矢久保 考 介

二次元電子面にランダムな磁場（面に垂直）を印加することによって局所的に時間反転対称性が破れている二次元電子系を実現することができる。この系は不均一ベクトルポテンシャル中の電子状態の解明という基本的問題を含んでいるだけでなく、高温超伝導のゲージ理論や分数量子ホール系の複合フェルミオン描像とも密接に関係している。これまでに数多くの理論的・数値的研究がなされているにもかかわらず、ランダム磁場下の二次元電子状態における金属・絶縁体転移の有無は未だ明らかにされていない。従来の研究の多くは、平均磁場がゼロの系、すなわち局所的には時間反転対称性が破れているが大域的には対称であるような系を扱っていた。これに対して、平均磁場(B_0)がその周りの揺らぎ($b(r)$)の大きさよりも遙かに大きいような系では、磁場揺らぎはポテンシャル揺らぎにマッピングすることができるため、量子ホール系と同じように振る舞うことが予想される。本研究では、 $B_0 \gg b$ であるランダム磁場下二次元電子が量子ホール系と同じユニバーサリティ・クラスに属するか否かを数値計算により明らかにする。また、 $B_0/b \rightarrow 0$ とした場合、サブバンド中心の非局在状態がどのように変化するかを調べることで、 $B_0 = 0$ の二次元ランダム磁場

系の電子状態を予想する。

我々は、次式のハミルトニアンによって記述される二次元正方格子系のタイト・バインディング・モデルを採用した。

$$H = \sum_i \varepsilon_i |i\rangle\langle i| - \sum_{\langle ij \rangle} t_{ij} |i\rangle\langle j|$$

サイト・ポテンシャル ε_i は簡単のため $\varepsilon_i = 0$ とした。 t_{ij} は $t_{ij} = \exp(2\pi i \phi_{ij}/\phi_0)$ で与えられ、
 $\phi_{ij} = \bar{\phi} + \delta\phi_{ij}$ とした。ここで、 $\bar{\phi}$ は平均磁場 B_0 による磁束で、 $\bar{\phi} = B_0 a^2$ である。また、 $\delta\phi_{ij}$
 は $[-ba^2/2, ba^2/2]$ の区間のランダムな値を取るものとする。我々は局在-非局在転移の有無およびその臨界的性質を調べるために、波動関数のマルチフラクタル性に基づいたスケーリング解析を行なった。この方法は準一次元系に対する従来のスケーリングに比べ、(1)固有状態の全振幅分布から臨界的性質を抽出できる、(2)システム・サイズの異なる多くのサンプルを必要としない、(3)解析に現れるパラメータ q の値を変えることにより臨界的性質をチェックできる、という利点がある。実際の計算では、 60×60 および 120×120 のシステムにおける固有状態を強制振動子法によって求め、その振幅分布に対してスケーリング解析を行なった。計算の結果、 $B_0 \gg b$ の場合、(1)状態密度はサブバンドに分かれ、(2)サブバンド中心における電子状態のみが拡がっており、その転移のユニバーサリティ・クラスは量子ホール系のそれと一致する、ことが明らかになった。また、 $B_0 \leq b$ の場合は、(1)サブバンド間にミキシングが起こる、(2)非局在状態のエネルギー領域は広がりながら高エネルギー側にシフトする、という結論を得た。特に、 $B_0 \leq b$ における非局在領域の float up は、Chern 数の merge という視点から考えると、 $B_0/b \rightarrow 0$ の極限で全状態が局在することを示唆している。

1 次元系のコンダクタンスと電子間相互作用

学習院大学理学部 川 畑 有 郷

散乱のない理想的な 1 次元系のコンダクタンスは、電子間相互作用のない場合には、普遍的な値 $2e^2/h$ をとることがランダウアーによって示された。その後、相互作用のある場合には、この値から $2e^2K/h$ のようにずれる事が指摘された（斥力では $K < 1$ ）。しかし樽茶らの実験によれば、相互作用補正 K は存在しないようである。この講演ではこの問題の議論からはじめて、ランダウアーの理論を相互作用のある場合に拡張する試みについて述べる。

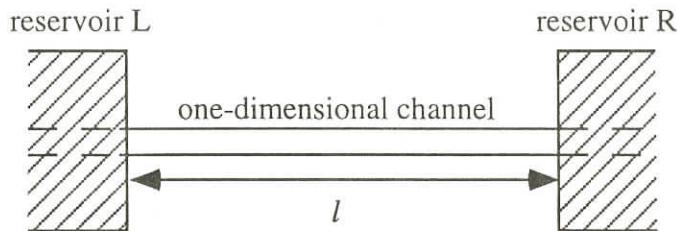
相互作用のある場合のコンダクタンスは、朝永の理論（及び拡張されたもの）と久保公式に基づいて計算されているが、分子場理論でも再現できる。分子場理論によれば、相互作用補正 K の意味

が明白になる。電流を流すために外から加えた電気ポテンシャルが電子により遮蔽され、弱められたポテンシャルで電子が駆動されるために電流が少なくなるのである。しかし、伊豆山によって指摘されたように、実際に電位差として観測されるのは遮蔽されたポテンシャルであり、コンダクタンスは電流と遮蔽されたポテンシャル（電位差）の比として定義されなければならない。この正しい定義によれば、相互作用補正是存在しない。

この問題に対してはその他にも理論があるが、いずれにしても、無限に長い1次元系に電流の駆動力としてポテンシャルを加える、というモデルは現実とはかけ離れており、ランダウアー理論のようなモデルから出発する必要がある。ここでは、1次元系の両側に2次元のreservoirをつけたモデルを考察する。reservoirと1次元系の電子のやりとりは、不純物散乱によって行われる。電流の駆動力は、reservoir間の化学ポテンシャルの差である。

得られた結果は、

1. 1次元系中の電子がフェルミ液体ならば、0 Kでコンダクタンスは $2e^2/h$ となる。
2. 1次元系中の電子が超伝導液体ならば、コンダクタンスは1次元系の長さ l のべきで減少する。



リザーバーに接続されたHubbard鎖の輸送係数

大阪市立大学理学部物質科学 小栗 章

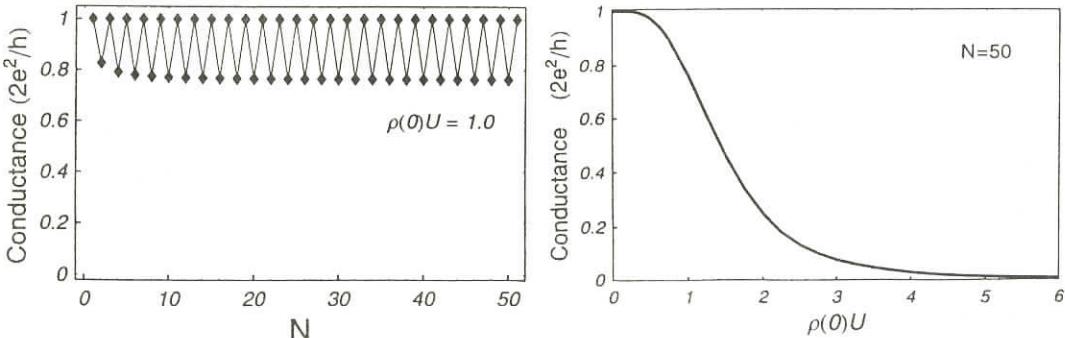
我々は、量子ドットと量子細線を内挿する模型として有限サイズのHubbard鎖を考え、絶対零度におけるコンダクタンスの値を、 U の摂動展開に基づいて調べた。モデルは以下の通りで、 U は試料部 $1 \leq i \leq N$ のみで有限、両側のリードの領域ではゼロとする；

$$\mathcal{H} = -t \sum_{i=-\infty}^{+\infty} (c_{i+1,\sigma}^\dagger c_{i,\sigma} + c_{i,\sigma}^\dagger c_{i+1,\sigma}) - \mu \sum_{i=-\infty}^{+\infty} c_{i,\sigma}^\dagger c_{i,\sigma} + \epsilon_0 \sum_{j=1}^N n_{j,\sigma} + U \sum_{j=1}^N n_{j\uparrow} n_{j\downarrow}.$$

$T = 0$ の場合、コンダクタンスは試料の両端を結ぶ遅延 Green 関数 $G_{N1}^+(\omega)$ の $\omega = 0$ の値によって決定される¹⁾； $g_N = (2e^2/h)(2\Gamma(0))^2 |G_{N1}^+(0)|^2$ 。いまの系では、 $2\Gamma(0) = \sqrt{4t^2 - \mu^2}$ 。 U 摂動が可能な場合、 $T = 0$ 、 $\omega = 0$ では、自己エネルギーに $\text{Im} \sum_{jj'}^+(0) = 0$ の性質がある。そのため、 $G_{N1}^+(0)$ を記述するDyson方程式は、くりこまれたホッピング、 $-\tilde{t}_{jj'} = -t[\delta_{j+1,j'} + \delta_{j-1,j'}] + \text{Re} \sum_{jj'}^+(0)$ 、をもつ一体ハミルトニアンの散乱問題と等価になり、準粒子描像が成立する。我々は、電子-正孔対称な場合 ($\mu = 0, \epsilon_0 + U/2 = 0$)において、 $\tilde{t}_{jj'}$ を2次摂動の範囲で解析的に求め、コンダクタンスを準粒子の散乱問題から求めた²⁾。左下図は、 $\rho(0)U = 1.0$ の場合のコンダクタンスの N 依存性である [$\rho(0) = 1/2\pi t$]。 N が奇数の場合、完全透過が起こり $g_N = 2e^2/h$ となる。この性質は、近藤共鳴の寄与と解釈され、 U の高次効果を入れても変わらない。一方 N が偶数の場合、サイズの増大に伴いコンダクタンスは減少するが、有限な値に収束する。 U の変化に伴いこの収束値は変化するが、 N 依存性の概形は変わらない。右下図は、 $N = 50$ の場合における g_N の U 依存性であるが、十分収束しており、図の精度の範囲で収束値と見なせる。このように2次摂動に基づく結果では、half-filled であるにもかかわらず、コンダクタンスは金属的な振る舞を示している。この結果には、 N が有限で $T = 0$ の状況では、左右のリードと試料からなる全系コヒーレンスがあることが重要に効いている。有限温度への拡張が今後の課題として残っている。

1) A. Oguri: Phys. Rev. B56 (1997) 13422; Errata, *ibid*, 58(1998)1690.

2) A. Oguri: preprint.



カーボンナノチューブの伝導現象

東京大学物性研究所 安藤恒也

カーボンナノチューブは、NECの飯島により発見された半径ナノメートル程度の黒鉛の極微細管である[1, 2]。ナノチューブは、中心部分が空洞で2次元グラファイト面を丸めて得られる円筒状をしており、長さは $1\text{ }\mu\text{m}$ を越え、非常に長い。それぞれの円筒上では炭素の6員環が管の軸方向に螺旋状に配置しており、その螺旋のピッチも様々である。最初は、数枚のグラファイト面からできている円筒だけが発見されたが、最近では1枚のグラファイト面からなるナノチューブも作られるようになった。ナノチューブは、通常の量子細線とはトポロジカルに異なっており、さらに2次元グラファイト上で電子が自由電子とは非常に異なった運動をするために、非常に興味深い性質を示す。

この特徴は、2次元グラファイトを連続体とみなし、有効質量近似で扱うことにより、はっきりする。すなわち、2次元グラファイトは、フェルミエネルギー近傍のK点とK'点付近の電子の運動が、ニュートリノに対する2行2列のWeylの方程式で記述される。ただし、円筒を一周したときに波動関数はもとに戻るわけではなく、余分の位相がつく。この位相はナノチューブの螺旋構造により決まり、その結果ナノチューブが1次元金属になるか半導体になるのかがきまる[3, 4]。

カーボンナノチューブに関する実験的研究は急速に発展している。半導体の微細加工技術と組み合わせることにより、ナノチューブ1本の電気伝導も測定され[5, 6]、量子ゆらぎや大きな磁気抵抗効果などが観測された。最近は、単層ナノチューブの単離に成功し、その電気伝導でクーロンプロケードなどが観測された[7]。この講演では、主として理論的側面から、ナノチューブの電気伝導についての最近の研究について概観する。

電気伝導で重要なのは不純物などによる散乱効果である。その詳細な考察の結果、通常の不純物ポテンシャルの場合、金属的なナノチューブでは後方散乱を引き起こせないことが理論的に明らかになった[8]。これは、ニュートリノがヘリシティを持つこと、すなわちスピンが運動方向に量子化され、後方散乱はスピンの反転を伴うためであると理解される。実際、スピンを回転するとベリーの位相により、左回転と右回転で波動関数の位相が π だけ異なるために、干渉により散乱の行列要素が消滅することを示すことができる[9]。

ナノチューブに、炭素の環が通常の6員環からずれた5員環や7員環などのトポロジカルな欠陥が存在すると、太さの異なるチューブの接合が実現する。有効質量近似では、5員環や7員環のまわりで電子が一周したときには、K点とK'点に対応した2種類のニュートリノの波動関数の2成分が互いに入れ替わってしまう[10]。このように、接合系は非常に興味深いトポロジカルな構造を持ち、そのために接合系のコンダクタンスは太さの比だけに依存する普遍的な振る舞いを示す。これは磁場効果についても当てはまる[11]。

参考文献

1. S. Iijima, Nature **354**, 56(1991).
2. S. Iijima, T. Ichihashi, and Y. Ando, Nature **356**, 776 (1992).
3. H. Ajiki and T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **62**, 1255 (1993).
4. H. Ajiki and T. Ando, Solid State Commun. **102**, 135 (1997).
5. L. Langer, V. Boyot, E. Grive, J. - P. Issi, J.P. Heremanss, C. H. Olk, L. Stockman, C.Van Haesendock, and Y. Bruynseraeede, Phys. Rev. Lett. **76**, 479 (1996).
6. F. Katayama, Master thesis (Univ. Tokyo. 1996).
7. S.J. Tans, M.H. Devoret, H. - J. Dai, A, Thess, R.E. Smalley, L. J. Geerligs, and C. Dekker, Nature **386**, 474 (1997).
8. T. Ando and T. Nakanishi, J. Phys. Soc. Jpn.**67**, 1704 (1998).
9. T. Ando, T. Nakanishi, and R. Saito J. Phys Soc. Jpn. **67**, 2857(1998).
10. H. Mastsumura and T. Ando, J. Phys Soc. Jpn. **67**, 3542 (1998).
11. T. Nakanishi and T. Ando, J. Phys Soc. Jpn. **66**, 2973 (1997).

Effects of Magnetic field and disorder on electronic properties of Carbon nanotubes

Stephan Roche

Department of Applied Physics, University of Tokyo

Groupe d'Etudes et de Recherche sur les matériaux avancés - GERMA

Riihchiro Saito

Department of Electronic Engineering, University of Electro - communications

ABSTRACT:

According to their diameter and chirality, carbon nanotubes have been shown to be either metallic or semiconducting. Indeed, from the chiral vector $C_h=(n,m)$ (in the honeycomb basis), it turns out that one may distinguish the nature of electronic spectra. In particular, the semiconducting energy gap is shown to be related with the diameter of CN(d_{CN})such that $\Delta \sim 1/d_{CN} \sim |C_h| = \frac{a}{\pi} \sqrt{n^2 + nm + m^2}$. Carbon nanotubes (CN) are often presented as 1-dimensional structure like quantum wires, but electronic features reveal 2D weak - localization, universal conductance fluctuations. At high temperature their behavior becomes graphite - like.

In this talk, after pointing out some experimental patterns of interest, the effects of magnetic field perpendicular to the nanotube axis and disorder upon spectral properties will be addressed. One shows that by increasing the magnetic field (chosen perpendicular to the nanotube axis), an oscillating transition from metallic to semiconducting and vice - versa is induced. In Fig 1, the evolution of TDoS as a function of dimensionless magnetic field ($L/2\pi l$, with $L = |C_h|$ and $l = \sqrt{e\hbar/eB}$) is shown for semiconducting (10,0) nanotubes. The two peaks are locating values of the magnetic field where the gap will close and the CN will have metallic character(η is related to a finite imaginary part of Green's functions). Conversely, TDoS as a function of the Fermi energy is reported on Fig. 2 where metallic TDoS, semiconducting TDoS for zero - magnetic field are drawn together with the metallic one affected by the magnetic field (in bullets). These patterns are further shown to be resistant against disorder.

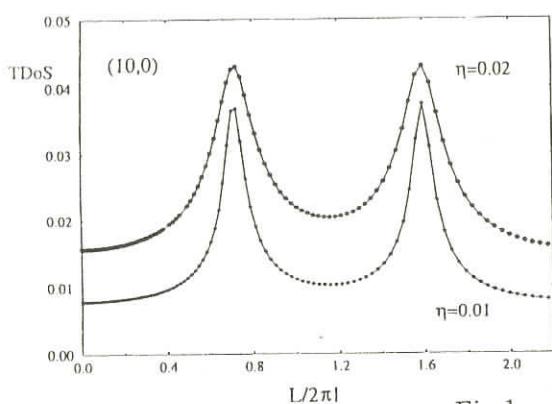


Fig.1

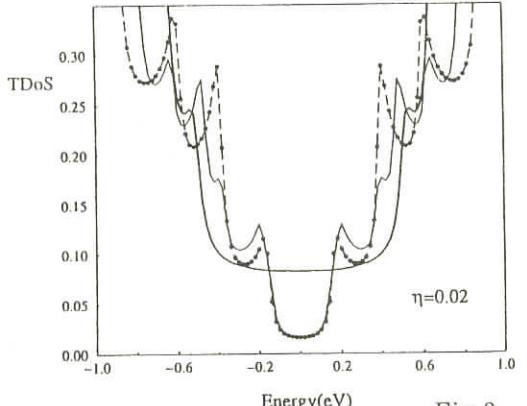


Fig.2

Quantum transport in the ballistic/diffusive regime will be then tentatively related to a method to investigate Kubo - formula for the electronic conductivity in infinte CN and by means of real space methods.

Collapse of the Mott Gap
in the Disordered Hubbard model at Half Filling

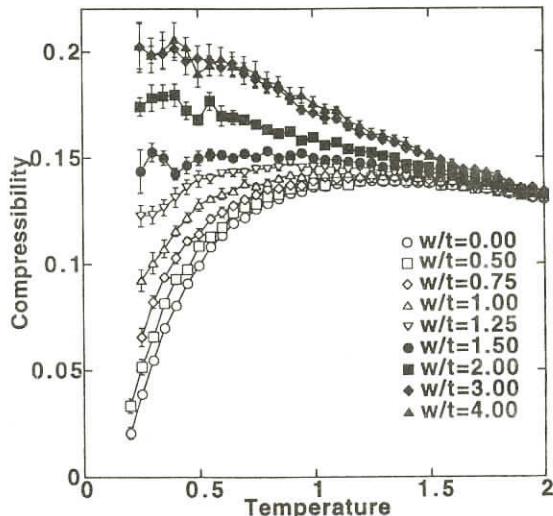
Y. Hatsugai^{1,2}, Y. Otuka₁, and Y. Morita¹

¹*Department of Applied Physics, University of Tokyo*

²*PRESTO, JST*

Abstract

Effects of randomness on the half filled Hubbard model are investigated by quantum Monte - Carlo method focusing on the Collapse of the Mott gap. The randomness closes the Mott gap and low - lying states are created which is observed in the charge compressibility. On the other hand, at least in one dimension, no (quasi -)Fermi surface singularity is formed which implies localized nature of the low - lying states¹. Extensions to the higher dimensions are also discussed.



¹Temperature dependence of the charge compressibility κ in the one - dimensional Hubbard model for a particular realization of randomness ($L=36$ and $U/t=4$). Without randomness, κ shows thermally - activated behavior and decreases toward zero at low temperature indicating the existence of charge gap. With weak randomness, $w < w_c$ ($w_c/t \sim 1.5$), κ still shows thermally - activated behavior. However, for strong randomness, $w > w_c$, κ is finite down to the temperature we studied.

[ref] Y.Otuka, Y. Morita, and Y. Hatugai, Phys. Rev.B15 Dec. (1998) and references therein.

梯子系における電子局在

広島大学先端物質科学研究所 森 弘 之

電子間相互作用はランダムポテンシャルによる局在効果を強めるのか弱めるのか？[1]

(Umklapp 散乱がないときの話)

• 1本鎖の話

スピニレスフェルミオン系[2]

通常のボゾン化法を利用し、ランダムポテンシャルの大きさの目安を与える W が小さいとして摂動的にその効果を繰り込み群を用いて調べると、 $dW/dl = (3 - 2/K)W$ が得られる。したがって、粒子間に働く斥力相互作用が大きいほど（ K が大きいほど）、実効的なランダムポテンシャル $W(l)$ の大きさも大きくなるということがわかる。単純にいえば粒子間の斥力が $2k_F$ のCDW的密度相関を強め、そのためにランダムポテンシャルにピン止めされやすくなる結果、局在効果が顕著になるということである。

電子系

W に対する繰り込み群方程式は、相互作用としてハバード型の U を想定し、さらに U が小さい時は $dW/dl = (1 - U/\pi v_F)W$ と書ける。この式は相互作用がランダムポテンシャルの繰り込みによる成長を押さえる働きをすることを示している。スピニスフェルミオンの場合はSDW的相関が支配的という点がスピニレスでは現れない特徴である。これにより、電子間相互作用はSDW的相関を強くし、そのかわり電子密度を均一にさせる方向に働く。ランダムポテンシャルによるピン止めは起りにくくなり、局在効果が低下するのである。[3]

相互作用がクーロン力のような長距離型の場合は、 $4k_F$ の密度揺らぎ成分が支配的になることが示されているので、上に述べたことから考えるとクーロン相互作用はランダムポテンシャルの影響を強める働きをするはずである。実際、数値計算でもこのことは確認されている[4]。

• N本鎖の話

C1S0相(2本鎖)[5]

C1S0相では、スピニスモードに完全ギャップが開いているために、 $2k_F$ SDW相関が指数関数的に減衰する。さらにこのことに付随して、 $2k_F$ CDWの相関も指数関数的に減衰する。したがって支配的となる揺らぎは密度の $4k_F$ のフーリエ成分であり、ランダムポテンシャルと結合するのもこの揺らぎ成分である。相互作用により $4k_F$ 密度揺らぎが発達してランダムポテンシャルによるピン止めを起こさせやすくする。よって2本鎖電子系のC1S0相では、相互作用とランダムポテンシャルとの関係が1本鎖の電子系とは逆の関係にあるのである。

CNSN相[6]

まず単純に電子間相互作用を無視する。ランダムポテンシャルの大きさを決めるパラメーターに対

する繰り込み群方程式を立て、局在長 L_{loc} を調べてみると、 $L_{loc} \sim N v_F^2 / W$ が得られる。一方で弹性散乱による平均的自由行程 l_e は v_F^2 / W 程度なので、最終的に N 本鎖の自由電子系において局在長と平均自由行程の間に $L_{loc} \sim N l_e$ という関係が成り立つことがわかる。[7]

では電子間相互作用を考慮に入れたたらどうなるか。相互作用が存在するために繰り込み群方程式は複雑になる。ハバード型の相互作用 U を念頭において、簡単のために相互作用が弱く、すべてのモードに対して $K \sim 1$ とすると、局在長 L_{loc} が $L_{loc}/a \sim (L_{loc}^{(0)}/a)^{1+CU/v_F\pi}$ と書けることがわかる。ここで $L_{loc}^{(0)}$ は相互作用のない場合の局在長である。 C は鎖の数に依存する定数であり、 $C = 1(N=1)$, $0.25(N=2)$, $0.042\cdots(N=3)$ で与えられる。これより 1 本鎖同様、電子間相互作用 U は不純物効果を抑える働きをすることに変わりはない。さらに N の偶奇により異なると考えれば、 $C(N=1) > C(N=3)$ より、鎖の数を増やすと相互作用が局在効果を抑える働きは弱まるといえる。

- [1] 森弘之, 固体物理**33**, 887(1998).
- [2] T. Giamarchi and H. J. Schulz, Phys. Rev. B **37**, 325(1988); H. Mori, Phys. Rev. B **51**, 12946(1995).
- [3] T. Giamarchi and B. S. Shastry, Phys. Rev. B **51**, 10915(1995); H. Mori and M. Hamada, Phys. Rev. B **53**, 4880 (1996).
- [4] H. Kato and D. Yoshioka, Phys. Rev. B **50**, 4943(1994)
- [5] E. Orignac and T. Giamarchi, Phys. Rev. B **56**, 7167(1997).
- [6] H. Mori, Phys. Rev. B **58**, 3486(1998); cond-matt/9810045.
- [7] この関係はすでに他のアプローチから求められている。J. L. Pichard and G. Sarma, J. Phys. C**14**, L127(1981); 同 L617(1981); H. Tamura and T. Ando, Phys. Rev. B**44**, 1792(1991); Physica B **184**, 335(1993).

Numerical Analysis of the Anderson transition

Dept. of Physics, Graduate School of Science, Osaka University Keith Slevin
Department of Physics, Sophia university Tomi Ohtsuki

Our current understanding of the Anderson transition (AT) is based on the non - linear σ model(NL σ M). According to the NL σ M it should be possible to classify the critical behavior using three universality classes: orthogonal, unitary and symplectic depending on the symmetry of the Hamiltonian with respect to time reversal and spin rotation.

Beyond the suggestion of the appropriate universality classes, it has not been possible to make detailed predictions about the critical behavior using the NL σ M. For example, it has not been possible to predict the value of the critical exponent ν . It has also been suggested that there maybe an infinite number of relevant operators in the NL σ M [1] though this is disputed [2]. If true, however, the NL σ M would be unsound. Numerical simulation is at present the only alternative to the NL σ M.

We have been able to demonstrate an important basic principle underlying our understanding of the AT: the universality of the critical properties of the AT. To do this has required us to address the principle uncertainty in previous numerical studies of the critical properties of the AT, the presence of systematic corrections to scaling in the numerical data. Such corrections arise because of the presence of irrelevant scaling variables and also non - linearities of the scaling variables. By taking proper account of these corrections, we have convincingly demonstrated the universality of the critical exponent for the orthogonal universality for three different distributions of the random potential.

The Hamiltonian used in our study describes non - interacting electrons on a simple cubic lattice with nearest neighbor interactions. We studied three models of the potential distribution: box, Gaussian and Lorentz distributions. For these three models we analyzed the finite size scaling of the localization length λ for electrons on a quasi - 1d dimensional bar of cross section $L \times L$.

Starting from the renormalization group equation which expresses the dimensionless quantity $\Lambda = \lambda / L$ as function of the scaling variables

$$\Lambda = f\left(\frac{L}{b}, \chi b^{1/\nu}, \phi b^y\right).$$

(Here b is the scale factor in the renormalization group, χ the relevant scaling variable and ϕ the leading irrelevant scaling variable. We should have $y < 0$ if ϕ is irrelevant.) we are led to the fitting equations

$$\Lambda = \sum_{n=0}^{n_f} \phi^n L^{ny} F_n(\chi L^{1/\nu}), \quad (1)$$

$$F_n(\chi L^{1/\nu}) = \sum_{m=0}^{n_R} \chi^m L^{m/\nu} F_{nm}. \quad (2)$$

We take account of non - linearities in the scaling variables by expanding both in terms of the dimensionless disorder $w = (W_c - W)/W_c$ where W_c is the critical disorder separating the insulating ($w < 0$) and conducting phases ($w > 0$).

$$\chi(w) = \sum_{n=1}^{m_R} b_n w^n, \quad \phi(w) = \sum_{n=1}^{m_f} c_n w^n. \quad (3)$$

A summary of our results appears in the Table below, for a more detailed account please see [3].

Taken together with our previous work [4], where the sensitivity of the critical exponent to the breaking of time reversal symmetry was confirmed, we have been able to demonstrate the soundness of the foundations of our understanding of the Anderson transition. The demonstration of universality also allows us to be much more confident that our estimate of the critical exponent $\nu = 1.57 \pm .02$ is correct.

- [1] V. E. Kravtsov, I. V. Lerner and V. I. Yudson Sov - Phys. JETP **67**, 1441(1988); H. Mall and F. Wegner, Nucl. Phys. **B393**, 495(1993).
- [2] E. Brezin and S. Hikami, PRB **55**, R10169(1997). 4085(1997).
- [3] K. Slevin and T. Ohtsuki, preprint(1998).
- [4] K. Slevin and T. Ohtsuki, PRL **78**, 4085(1997).

| | W_c | Λ_c | ν | y |
|----------|--------------|--------------|-------------|---------------|
| Box | 16.54(53,56) | 0.576(74,78) | 1.57(55,59) | -2.8(3.3,2.3) |
| Gaussian | 21.29(28,31) | 0.576(74,77) | 1.58(55,61) | -3.9(5.9,2.7) |
| Lorentz | 4.265(52,72) | 0.579(76,88) | 1.58(47,65) | -2.5(3.2,1.3) |

TABLE I. The best fit estimates of the critical disorder, the quantity $\Lambda_c = F_0(0)$ which is expected to be universal, the critical exponent and the leading irrelevant exponent. The numbers in brackets are 95% confidence intervals. The system sizes used in the study range from $L=4$ to $L=14$ and the accuracy of the numerical data was either 0.1% or 0.05%.

超行列非線形シグマ模型の量子カオスへの応用

広大工 谷 口 伸 彦

Recent Progress in Field Theoretical Approach to Quantum Chaos: Supermatrix Nonlinear Sigma Models

N. Taniguchi (Hiroshima U.)

In this talk, I review recent progress in quantum chaotic systems mainly brought by using field theoretical techniques known as supermatrix nonlinear sigma models. I start presenting several results from universal behaviors of quantum chaotic systems, which corresponds to the zero-dimensional sigma model. Furthermore, beyond the universal regime, current development can be viewed as three main directions — (1) from universal to nonuniversal behaviors, (2) from diffusive to ballistic systems, and (3) from Wigner-Dyson universalities to other universalities. In the talk, I mainly focus on the first two directions. Emphasis is put on various similarity and difference between disordered and ballistic (=quantum chaotic) systems, and underlying physical ideas will be explored to bridge from the conventional (diffusive) sigma model used in localization problems to new sigma models for ballistic transport.

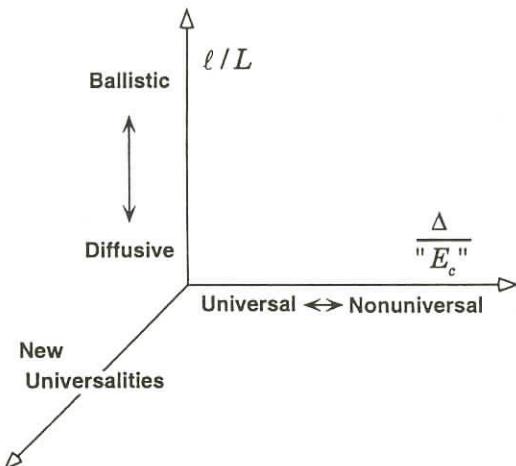
References

[universal behaviors] See e.g., Altshuler, Taniguchi, & Simons, Sur. Sci. **361/362**, 687(1996)

[Ballistic sigma models] Muzykantskii & Khmelnitskii, JETP Lett. 62, 76(1995); Andreev, Agam, Simons & Altshuler, Phys. Rev. Lett. **76**, 3947; Nucl. Phys. B **482**, 536(1996); A. Altland and M. Zirnbauer: Phys. Rev. Lett. **76**, 3420 (1996).

[Other universality classes] Andreev, Simons & Taniguchi, Nucl. Phys. B **432**, 487 (1994); Altland & Zirnbauer, Phys. Rev. B **55** 1142(1997); Zirnbauer: J. Math. Phys. 37, 4986 (1996).

The World of Sigma Model approach



非可積分系の量子トンネル現象

東京都立大学理学研究科 首 藤 啓

立命館大学理工学部 池 田 研 介

多自由度系のトンネリングには、大きく分けて2つの場合が考えられる。第一に、トンネルに関する自由度は一次元で、熱浴などの多自由度系と結合している、という場合である。このような問題に対しては、インスタントンを用いた解析が有効性を発揮することが既によく知られている。第2の状況として、トンネリングする自由度自体が多自由度である場合がある。このような、トンネルに関する自由度が本質的に多自由度であるような問題も前者の意味での多次元トンネリングと同様自然界に数多く存在する。

原子・分子など少数多体系は、対称性の高いごく限られた場合を除いて、ほとんどの場合、古典力学的に分類すれば非可積分系に属し、大なり小なり必ずカオスを内在する。その意味で、後者の意味での多自由度系のトンネリングは、対応する古典力学でカオスが存在する状況下で起こっているはずである。

我々は、典型的なカオス系として良く知られるkicked rotor系に複素半古典論を適用することによって、非可積分系固有のトンネル現象、“カオス的トンネル現象”の特性とその発生機構を明らかにした。カオス的トンネル現象は、

- (1) 競合する複数の複素経路の存在とトンネル確率のクロスオーバー
- (2) 複素経路の自己相似構造と複素空間での引き伸ばし折り畳み構造を反映したトンネル領域での波動関数の多段構造とランダムな干渉パターン
- (3) 準実火点で挟まれた準実ブランチの存在、およびそれによってもたらされるプラト領域の形成とトンネル確率の異常な増大

などによって特徴づけられるが[1]、さらに、カオス系のトンネル現象を支配する複素経路が、複素力学系で最も重要な概念である『ジュリア集合』[2]と極めて密接な関係がある。

References

- [1] A. Shudo and K. S. Ikeda, Phys. Rev. Lett., **74**(1995)682 - 685;
ibid**76** (1996) 4151 - 4154; Physica D **115** (1998) 234 - 292; パリティ, 1995年11月号30 - 33; 数理科学, 1997年9月号33 - 39; 日本物理学会誌,(掲載予定)。

- [2] E. Bedford and J. Smillie (一部 M. Lybien と共に著), “*Polynomial Diffeomorphisms of C^2 I - VII*”, <http://www.math.sunysb.edu/dynamics/preprints/preprints.html>;
J. H. Hubbard and R. W. Oberste-Vorth, Publ. Math. IHES, **79** (1994) 5; 上田哲夫, 谷口雅彦, 諸澤俊介『複素力学系序説』(倍風館, 1995年); 石井 豊, “ C^2 の複素力学系に関する Bedford - Smillie の最近の結果について” 数理解析研講究録 **1042** (1998) 193; 西村保一郎, “ C^2 の多項式自己同型の作る力学系 ポテンシャル論的方法” in *Lecture note Topics in Complex Analysis*, 谷口雅彦編集(1993)23.

変調磁場中の電気伝導

東京大学物性研究所 勝本信吾
加藤真由美
遠藤彰
家泰弘

結晶中の電子の基本である周期的なポテンシャル変調を人工的に作り出すことは、超格子以来永く試みられている。散乱の少ないヘテロ接合 2 次元電子系にゲート電極その他の方法でポテンシャル変調を与えることも早くから実験が行われ、磁気抵抗に Weiss 振動と呼ばれる特徴的な振動が現れることが見いだされている。

静電的なポテンシャル変調の代わりに周期的に変化する磁場を印加した場合の伝導は、静電変調と類似してはいるものの、多くの独自な点も有していることが理論的に予言されていた。ところが、このような磁気的な変調は、磁性体の微細加工ゲートを用いて与えることが多いが、同時に格子歪みを主とする原因による静電変調も導入されてしまうため、静電変調と独立に印加することが実験的に難しかった。

我々は磁場循環の方法を用いて、磁場変調が伝導に与える効果を分離して取り出すことに成功し、理論と実験の詳細な比較を可能にすることができた。試料は、2 次元電子系の上に、電子線描画を使って Ni のストライプを $0.5 \mu\text{m}$ の周期で並べたものである。また、変調ベクトルの向きを工夫することにより、格子歪みの影響を非常に小さくできることが報告され、磁性体材料の選択(Co)も相まって、静電変調よりも磁場変調が十分大きな試料を作製することができるようになった。更に、強磁場を 2 次元平面に平行に印加する（面内磁場）ことで磁性体の磁化を固定し、ストライプとの角度を変化させることにより、磁場変調の強さを自由に変化させることができるようになった。

このような試料を用いて、電気伝導における電子間散乱の効果を調べた。磁場変調が最大の状態では、電気抵抗の温度依存症に、フォノン散乱による温度の 1 次に比例する項と温度の 2 次の項が

現れた。後者は、電子間散乱によるものと考えられる。電子間散乱はその緩和時間が T^{-2} という依存性を持つことは簡単にわかるが、これが電気抵抗にそのまま反映するかどうかは自明ではない。それは電子間散乱は基本的に内力であり、純粋な電子ガスでは総運動量の増減に寄与しないからである。しかし、周期ポテンシャル系では、連続並進対称性が破れているため、ウムクラップ散乱過程により運動量の散逸が起こる。

この様子を、磁場変調を消して測定すると T^2 の温度依存が消えてしまうことから確認することができた。これが間違いなく電子間散乱によるものであることを、測定電流を増加させて電子系のみの温度を上昇させることで確認した。更に、残留抵抗の変化から、ポテンシャル変調による有効質量の変化を検出することができた。

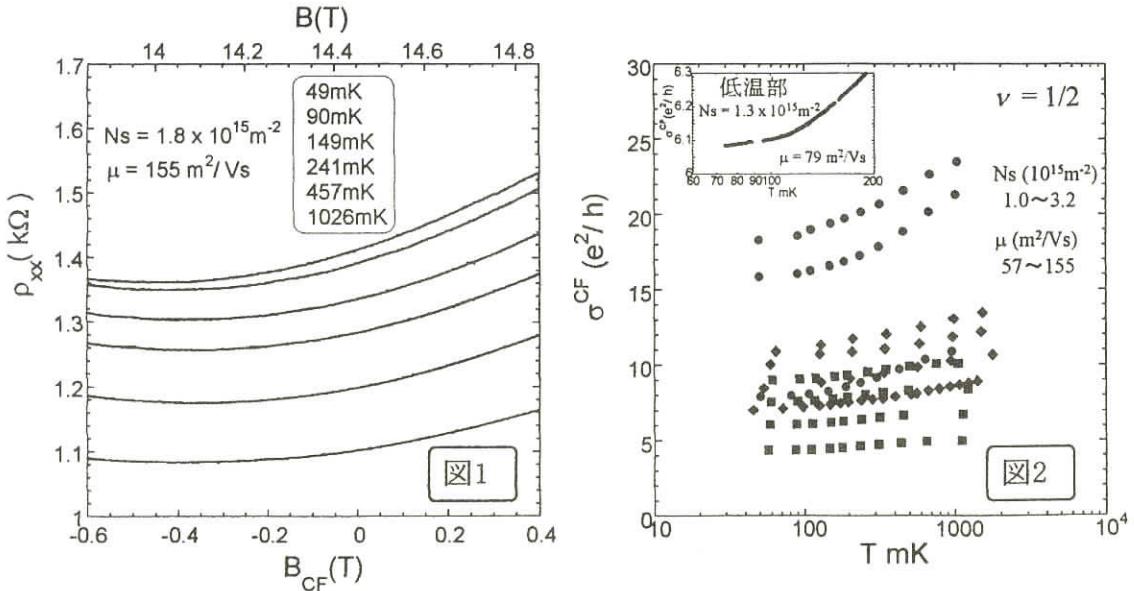
複合フェルミオンの電気的性質

学習院大理 謝 花 良 貴

乱れのある2次元電子系で、電気伝導率のドルーデ項に対する量子補正項や、ゼロ磁場近傍で弱局在と電子間相互作用による負の磁気抵抗などが実験と理論の両面から精力的に研究された。一方、分数量子ホール効果は、各電子に磁束量子を $2n$ 本 (n : 整数) ずつ貼り付けた複合フェルミオンモデルにより、 $\nu = 1/2n$ を実効的なゼロ磁場とする分数量子ホール効果として説明されている。すなわち、複合フェルミオンが形成される低温磁場下で、複合フェルミオンのゼロ磁場 ($B_{CF} = 0$) が実現されることになる。それならば、このゼロ磁場近傍では、電気伝導率の磁場依存性と温度依存性はどのように観測されるのであろうか？

我々は、電子濃度 $1.0 \sim 3.2 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ と、移動度 $57 \sim 155 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ の GaAs/AlGaAs 試料を用いて、 $\nu = 1/2$ 近傍の電気伝導率の磁場依存性（図1）と温度依存性（図2）を磁場領域 $9 \text{ T} \sim 26 \text{ T}$ 、温度領域 $50 \text{ mK} \sim 1500 \text{ mK}$ で測定した。図1で負の磁気抵抗効果が観測されなかったことから、弱局在はゲージ場のゆらぎにより消失していると考えられる。複合フェルミオンの電気伝導の磁場依存性と温度依存性に関する永長・福山理論¹⁾によると、磁場の2乗に比例する負の磁気コンダクタンスは、複合フェルミオンのドルーデ項 σ_0^{CF} に対する強い依存性 ($\sim (\sigma_0^{CF})^5$) を示し、温度依存性はゲージ場からの寄与が支配的であると予想される。実験結果は永長・福山理論を支持することが分かった。また、複合フェルミオンのゼロ磁場の散乱時間は、強磁場中の散乱時間 (τ_{SDH}) と比例関係にあることが、分かった。

1) N. Nagaosa and H. Fukuyama, J. Phys. Soc. Jpn. **67**(1998)3353.



Magnetoresistance in a Half-Filled Landau Level

Naoto Nagaosa

Department of Applied Physics, University of Tokoyo

Hidetoshi Fukuyama

Department of Physics, University of Tokyo

Abstract

The effects of the magnetic field $\Delta B = B - B_{1/2}$ applied to the half-filled Landau level ($\nu = 1/2$) are studied for the quantum transport in the framework of the composite fermions and Chern-Simons gauge field. The anomalously large positive magneto-resistance and the ΔB -dependent quantum correction to the conductance with $\ln T$ dependence, T being the temperature, are explained by the gauge theory taking into account the particle-hole symmetry at $\nu = 1/2$.

アンチドット格子と複合フェルミオン

N E C 基礎研究所 二 瓶 史 行

複合フェルミオンは偶数本の磁束量子と電子からなる複合準粒子である。このような準粒子を考えることで、強磁場中の2次元電子系に現れる分数量子ホール効果を複合フェルミオンの整数量子ホール効果とみなす事ができる[1]。複合フェルミオンに張りついている磁束のため、ランダウ準位占有率 $\nu = 1/2$ となる磁場がこの準粒子にとってのゼロ磁場となり、電子の $\sqrt{2}$ 倍のフェルミ波数を持ってフェルミ縮退する[2]。アンチドット格子、磁気収束構造、表面音響波などを使った一連の実験[3]によりフェルミ波数が実際に存在する事が明らかとなった。サイクロトロン運動と試料の微細構造との幾何学的共鳴によるゼロ磁場付近の磁気抵抗変調が $\nu = 1/2$ 付近でも再現する。

我々は以前にアンチドット（円状の微小な空乏領域）を格子状に配置した二次元電子ガスの磁気抵抗に見られる量子振動について報告した[3]。この振動は電子のサイクロトロン直径 $2r_c$ がアンチドット周期 a と等しい幾何学的共鳴条件下で起こる。磁気抵抗振動の周期はアンチドット格子の単位胞を貫く磁束を単位として h/e に近い値をとる。この振動は1個のアンチドットを周回する電子の閉軌道の量子化によるものと理解される。

我々は類似の振動が複合フェルミオンについての幾何学的共鳴条件近傍 ($2r_{c,CF} \sim a$) で観測された事を報告する。実験に使用したアンチドット格子の周期は 200 nm であり、三角格子をなしている。ただし振幅の温度依存性は低磁場でのそれと異なる。これは複合フェルミオンの有効質量が GaAs の有効質量より 10倍程度大きい事を考慮すると説明することができる。

- [1] J. K. Jain, Phys. Rev. Lett. **63**, 199(1989).
- [2] B. I. Halperin, P. A. Lee, and N. Read, Phys. Rev. B **47**, 7312(1993).
- [3] W. Kang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3850 (1993), V. J. Goldman, B. Su, and J. K. Jain Phys. Rev. Lett. **72**, 2065(1994), R. L. Willett, R. R. Ruel, K. W. West, and L. N. Pfeiffer, Phys. Rev. Lett. **71**, 3846(1993).
- [4] F. Nihey and K. Nakamura, Physica B **184**, 398(1993).

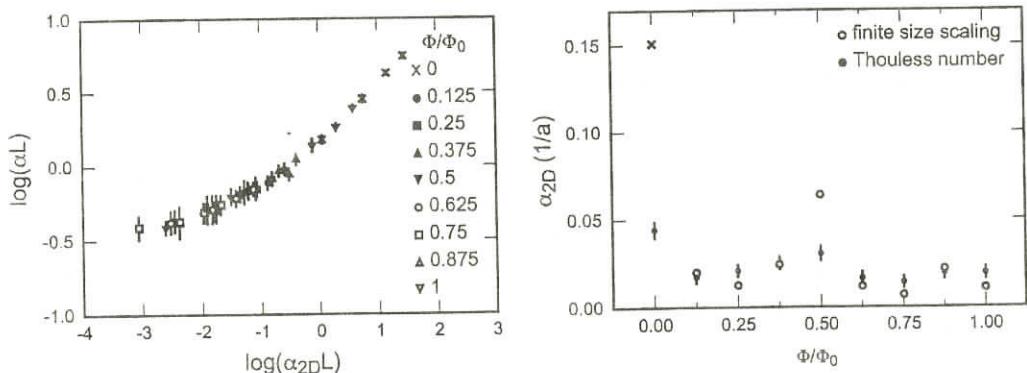
アンチドット格子におけるアンダーソン局在

東大物性研 瓜生誠司
安藤恒也

近年、アンチドット格子での絶縁体-量子ホール効果液体転移の実験が報告された[1]。この結果によるとゼロ磁場付近で抵抗率に振動が現れており、その周期は単位胞を貫く磁束 Φ を単位として磁束量子 $\Phi = h/e$ の半分に等しい。これは局在長の振動に由来していると示唆されている。本研究では、アンチドット格子における局在の磁場による効果を数値的に調べた。

局在を調べる数値的手法としてサウレス数法[2]と有限サイズスケーリング法[3]の二つの方法を用いた。有限サイズスケーリング法では、規格化された局在長の逆数 αL が磁場の大きさによらずにスケールされることを仮定して解析を行なった。ここで、 L は系の周の長さである。また、アンチドット格子のモデルとして量子交差点の二次元配列を用い、交差点での散乱行列によって系のエネルギー分散、コンダクタンスを計算した[4, 5]。

左図はスケーリング関数を示したものである。まだ誤差が十分小さくはないが、上述の仮定は満たされているように見える。右図はサウレス数法（黒丸）と有限サイズスケーリング法（白丸）による局在長の逆数の磁場依存性を示したものである。両者ともに局在長の逆数が $\Phi_0/2$ 周期の振動をする結果が得られた。



References

- [1] F. Nihey, M. A. Kastner, and K. Nakamura, Phys. Rev. B **55**, 4085 (1997).
- [2] J. T. Edwards and D. J. Thouless, J. Phys. C: Solid State Phys. **5**, 807 (1972);
D. C. Licciardello and D. J. Thouless, J. Phys. C: Solid State Phys. **8**, 4157 (1975).
- [3] A. MacKinnon and B. Krammer, Phys. Rev. Lett. **47**, 1546 (1981).
- [4] S. Uryu and T. Ando, Phys. Rev. B **53**, 13613 (1996).
- [5] S. Uryu and T. Ando, Phys. Rev. B **58**, 10583 (1998).

カオス的ビリヤード系における弱局在効果と微小角回折

大阪市立大学工学部 高根美武

カオス的な2次元ビリヤード系におけるバリスティック弱局在効果について検討する。Baranger等[1]は半古典論を用いて、反射係数の対角要素 $R_D = \sum_n |r_{nn}|^2$ に対する弱磁場領域での局在補正が $\delta R_D = R_{cl}/\{1 + (2B/\alpha_{cl}\Phi_0)^2\}$ となることを導いた（ R_{cl} : 古典的な反射確率, α_{cl} : 古典軌道の囲む面積を特徴付けるパラメータ）。この磁場依存性は実験的にも検証され半古典論は成功を収めたが、重要な問題も残されている。彼等は厳密に時間反転対称な古典軌道間の干渉のみを取り込んだが、その枠内では透過係数 $T = \sum_{nm} |t_{nm}|^2$ に局在補正が現れないのである。何故なら、透過係数に対する量子補正是入口から出口へと進む古典軌道間の干渉から生じるべきものであるが、それらの軌道対は互いに時間反転対称になりえないからである（入口から出口へと進む軌道と時間反転対称になるのは、出口から入口へと逆進する軌道である）。この結果はユニタリ性を満足せず、そもそも「バリスティック干渉効果は古典軌道間の干渉のみによって記述可能か？」と云う疑問を惹き起こす。

このような困難は、半古典近似を用いて局在補正を計算する際に、量子力学的回折効果によって生じる「微小角度で交差する古典軌道間の乗り移り」を取り込むことによって解決できることを示す[2]。反射・透過係数に関する局在補正是

$$\delta R = -\delta T = \frac{R_{cl} T_{cl}}{1 + (2B/\alpha_{cl}\Phi_0)^2}$$

と求められる (T_{cl} : 古典的な透過確率)。

コンダクタンス揺らぎの半古典論における同様な困難も[3]、微小角回折効果を取り込むことによって解決される[4]。

- 1) H. U. Baranger, R. A. Jalabert and A. D. Stone: Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 3876.
- 2) Y. Takane and K. Nakamura: J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 2977.
- 3) R. A. Jalabert, H. U. Baranger and A. D. Stone: Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2442.
- 4) Y. Takane and K. Nakamura: J. Phys. soc. Jpn. **67** (1998) 397.

不規則電子系における準位統計

東邦大学・理学部 小野嘉之

不規則電子系の量子状態は、波動関数の空間的広がりとエネルギー準位の統計的な振る舞いによって特徴づけられる。不規則系のエネルギー準位は、単なるランダムな数の並びのように見えるが、ランダム行列理論（RMT）[1]の手法を借りて解析することにより、電子状態に関する重要な情報を引き出すことができる。不規則系においては、あらゆる空間的な対称性が失われているので、量子状態に本質的な影響を与えるのは、時間反転対称性やスピン回転対称性などの基本的対称性のみである。異なる局在状態の波動関数は、空間の異なる領域を占めるため、準位間には相関がなく、準位統計はポアッソン分布に従う。一方、非局在状態の波動関数は、いずれも空間の殆どすべての領域に広がって存在するため、準位間には強い反発（=level repulsion）が働く。非局在領域における準位統計は系の基本的対称性に従って適当なガウス集団によって記述される[2]。すなわち、時間反転対称性が満たされている場合にはGOE（Gaussian orthogonal ensemble）で、磁場などによって時間反転対称性が破れている場合にはGUE（Gaussian unitary ensemble）で、また、時間反転対称性は保たれているが、スピン軌道相互作用などによってスピン回転対称性が破れている場合にはGSE（Gaussian symplectic ensemble）で記述される。3つの統計集団の違いは、ハミルトニアン行列要素を決めるランダム変数の自由度の違いであり、準位反発パラメータ β に最も端的に反映される。準位間隔 s の分布関数 $P(s)$ は、 s の小さい領域で $P(s) \sim s^\beta$ のように振る舞う。GOE, GUE, GSEのそれぞれに対し、 $\beta = 1, 2, 4$ であることがRMTから知られている。

不規則性に起因する局在-非局在転移は、準位統計の観点からポアッソン分布とガウス統計（しばしばWigner-Dyson統計と呼ばれる）の間の転移として捉えることができる。転移が2次転移であることに注意すれば、スケーリング仮説が適用できることが分かる。ランダム系の準位統計にスケーリング仮説を最初に適用したのは、Shklovskii等[3]であり、彼らは3次元アンダーソン模型における準位間隔分布を、異なるサイズ、異なる不規則ポテンシャル強度に対して計算し、その振る舞いから局在長の発散の指数として $\nu \approx 1.5$ を得た。これは転送行列法等による結果と一致する。我々もそれとは独立に、量子ホール系において同様の解析を行い、ランダウバンドの中央における局在長の発散の指数 $\nu \approx 2.3$ を得た[4,5]。これも他の波動関数の振る舞いに基づく計算結果と一致する。

準位統計は準位間隔分布だけでなく、二準位相関、 Δ_3 -統計（rigidity）等がある。これらの統計に關しても、それを特徴づける適當なパラメータを用いてスケーリング解析を行えば、準位間隔分布から得られるものと同じ結果を得ることが出来る。本講演では、具体的に主として量子ホール系を例に取って解析法を解説する[5]。また、量子ホール系特有の幾つかの問題について触れる[6]。

準位統計に関して最近注目されているのは、臨界点直上で準位分布の振る舞いであり[7, 8]、この臨界分布のユニバーサリティ、臨界分布の持つ情報、境界条件の影響の有無等[9]が話題になっている。

残された最大の難問は、電子間相互作用と不規則性が共存している系における準位統計の問題である。これは量子細線におけるコンダクタンスゆらぎや量子ドットを通しての共鳴トンネル効果から実験的に得られる準位分布の問題とも関連して今後注目される。

参考文献

- [1] M. L. Mehta: Random Matrices 2nd ed. (Academic Press, 1991)
- [2] K. B. Efetov: Adv. Phys. **32** (1983) 53.
- [3] B. I. Shklovskii, B. Shapiro, B. R. Sears, P. Lambrianides and H. B. Shore: Phys. Rev. B **47** (1993) 11487.
- [4] Y. Ono and T. Ohtsuki: J. Phys. Soc. Jpn. **62** (1993) 3813.
- [5] Y. Ono, T. Ohtsuki and B. Kramer: J. Phys. Soc. Jpn. **65** (1996) 1734.
- [6] M. Metzler: J. Phys. Soc. Jpn. **68** (1999) No. 1.
- [7] T. Ohtsuki and Y. Ono: J. Phys. Soc. Jpn. **64** (1995) 4088.
- [8] T. Kawarabayashi, T. Ohtsuki, K. Slevin and Y. Ono: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3593.
- [9] H. Potempa and L. Schweitzer: cond-mat/9810223

臨界準位統計と対称性

東大物性研 河原林 透
上智大理工 大槻東巳

ランダム系のエネルギー準位統計は、金属相では従来のランダム行列理論¹⁾でよく記述され、絶縁相では、系のサイズを大きくしていくとポアソン分布に近付くことが知られている。これに対し、転移点直上では、系を特徴づける長さのスケールが発散していることを反映し、エネルギー準位統計（臨界準位統計）がスケール普遍性を持つ。このスケール普遍な臨界準位統計は、Wigner-Dyson統計や、ポアソン統計とは異なる普遍的な臨界統計として注目を集め、その具体的な関数形や、系の対称性への依存性、臨界指数などとの関係などが解析的^{2), 3)}、数値的⁴⁾⁻⁶⁾に精力的に調べられてきた。

我々は、スピント軌道相互作用の強い3次元ランダム系において臨界準位統計を有限系のハミルト

ニアンを数値的に厳密対角化することにより調べた⁵⁾。その結果、臨界準位統計は系の対称性に敏感で、通常のランダム行列理論と同様のエネルギー準位間の反発を示すことがわかった。この点に関しては、他の対称性の場合の結果^{4), 6)}にも同様の結果が得られている。また、こうした臨界統計はスピン軌道相互作用の強さを変えた場合や、同じ対称性を持つ他の模型の場合⁷⁾と比べてもほとんど変化を見せないこともわかった⁸⁾。このことは、臨界準位統計が模型の詳細によらない普遍性をもっていることを示唆している。

臨界準位統計の解析的な表式にも大きな関心が集まっており、このような臨界準位統計と物理量との関係が議論されている。しかし、数値的に物理量と臨界準位統計の関係が確認されている例はあまり多くないのが現状である。最近になって、臨界準位統計の境界条件への依存性なども議論されており⁹⁾、こうした問題はますます興味深くなっている。

参考文献

- 1) M. L. Mehta, *Random Matrices* (2nd Edition, 1991).
- 2) A. G. Aronov, V. E. Kravtsov and I. V. Lerner, JETP Lett. 59 (1994) 39; Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 1174.
- 3) J. T. Chalker, V. E. Kravtsov, and I. V. Lerner, JETP Lett. 64 (1996) 386.
- 4) M. Batsch, L. Schweitzer, I. Kh. Zharekeshev, and B. Kramer, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1552.
- 5) T. Kawarabayashi, T. Ohtsuki, K. Slevin, and Y. Ono, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 3593.
- 6) I. Kh. Zharekeshev and B. Kramer, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 717.
- 7) E. Hofstetter, Phys. Rev. B57 (1998) 12763.
- 8) 河原林 透, 大槻 東巳, K. Slevin, 小野 嘉之, 日本物理学会1998年秋の分科会講演概要集 第3分冊。
- 9) D. Braun, G. Montambaux, and M. Pascaud, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1062.

アンダーソン転移と中間準位統計

日大原子力 長谷川 洋

金属電子の非局在－局在状態間転移をレベル統計から見れば、それはWigner - Dyson統計 - Possion統計間の転移と考えることができる。このような発想は1960年代のGor'kov - Eliashbergにみられ、それを受け継いだEfetov[1]及びAltsulerの仕事は最近まで継続している（後者についてはここでは[2]の引用にとどめた）。Wigner - Dyson統計の特徴を一言でいえば、それはレベル間の反発 (level - repulsion) であり、ガウス型集団（または円形型集団）の理論としてよく知ら

れる[3]。

量子準位間に吸引力 (level - attraction) は働くのであろうか? (最近の文献[4][5][6]ではこの問題が提起されている。)

ここで取り上げる話題はこの設問に対する積極的な回答である: すなわちアンダーソン転移を生ずる電子準位間には長距離的 (\geq Thouless energy) に強い吸引力が働いていることをレベル・ダイナミクス[7-10]に基いて示す。

We discuss a possibility and an evidence that, in a disordered metal that exhibits Anderson transition with electron localization, inter-level interaction for those pair of energy levels that are distant comparable with or larger than the Thouless energy is attractive to each other, and can be described by a partially attractive pair potential in the framework of level dynamics.

文献 (References)

1. K. B. Efetov, *Advances in Physics*, **32** (1983), 53
最近の論文: PRL, **79** (1997) 491; PR B **56** (1997) 9630.
2. B. L. Altshuler and B. L. Shklovskii, JETP **64** (1986), 127.
3. M. L. Mehta, *Random Matrices* (Academic Press, New York, 1991).
4. R. A. Jalabert, J.-L. Pichard and C. W. J. Beenakker, Europhys. Lett., **24**(1993), 1.
5. D. Weinmann and J.-L. Pichard, Phys. Rev. Lett. **77** (1996), 1556.
6. T. Guhr, Phys. Rev. Lett. **76** (1996), 2258; also, T. Guhr, Ann. Phys. (NY) **250** (1996). 145; K. M. Frahm, T. Guhr and A. Müller-Groeling, *preprint* (1998) cond-mat/9801298.
7. H. Hasegawa and J.-Z. Ma, J. Math. Phys. **39** (1998), 2564.
8. M. Gaudin, Nuclear Phys. **85** (1966), 545.
9. T. Yukawa, Phys. Rev. Lett. **54** (1985), 1883.
10. P. J. Forrester, Phys. Lett. A **173** (1993), 355.

Gaudin's linear gas model(Gaudin, Nucl. Phys.85(1966)545)

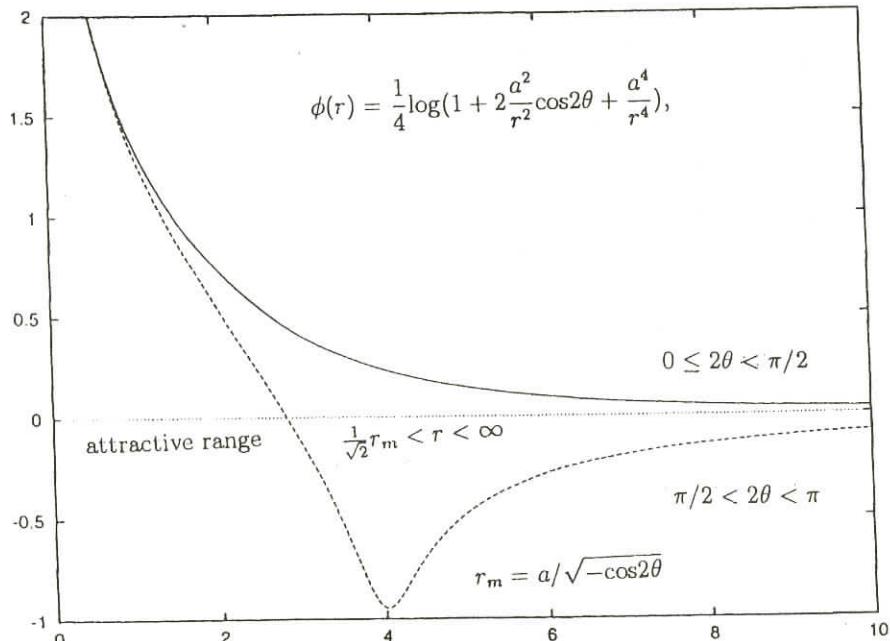
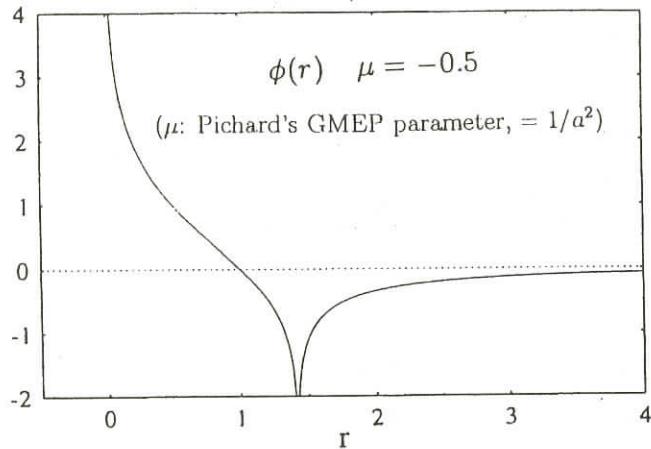
$$P(x_1, \dots, x_N) = C_N \prod_{j < k} \frac{(x_j - x_k)^2}{[(x_j - x_k)^2 + \beta/\gamma]} \quad \text{Yukawa's equilibrium level dynamics}$$

$$e^{-\beta H - \gamma Q} \quad (\text{cf. T. Yukawa; } \beta > 0), \quad \phi(r) = \frac{1}{2} \log(1 + \frac{a^2}{r^2}), \quad (\text{also } \gamma > 0) \quad \beta/\gamma \equiv a^2$$

Modified Yukawa-Gaudin model: $\gamma > 0 \rightarrow < 0$

$$P(x_1, \dots, x_N) = C_N \prod_{j < k} \frac{(x_j - x_k)^2}{[(x_j - x_k)^2 - (\alpha + i\delta)^2]} \quad \text{complex } \delta + i\alpha \equiv ae^{i\theta}$$

$$\phi(r) = \frac{1}{2} \log|1 - \frac{a^2}{r^2}| \quad (\delta = 0)$$



Delocalization Transitions in Non-Hermitian Quantum Mechanics

Theoretical Division, Los Alamos National Laboratory Naomichi Hatano

I introduce a non-Hermitian generalization of the one-particle Anderson model and its novel delocalization phenomenon. The Hamiltonian of the generalized model is defined [1,2] by $\mathcal{H} \equiv (\vec{p} + i\vec{g})^2/(2m) + V(\vec{x})$, where $\vec{p} \equiv (\hbar/i)\partial/\partial\vec{x}$ is the standard momentum operator and $V(\vec{x})$ is a random potential. The vector field \vec{g} (which, in the following, is put to a real constant vector) makes the Hamiltonian non-Hermite. The model is reduced to the standard Anderson model for $\vec{g} = \vec{0}$. The following have been shown [1]:

1. As the non-Hermitian field \vec{g} is turned on and increased, each localized eigenstate of the model is delocalized at its own critical point $g = g_c$. All eigenstates are eventually delocalized. (See Fig. 1.)
2. At the delocalization transition, the eigenvalue of the state becomes complex. The eigenvalue is fixed to a real value before the transition. (See Fig. 2.)
3. The inverse localization length of the state at $g = 0$ is equal to g_c .

These properties can be utilized for calculation of the localization length of the Hermitian Anderson model [2]. Suppose that we would like to know the inverse localization length of a state $\psi \sim e^{-k|x|}$ (its eigenvalue ε) of the Hermitian

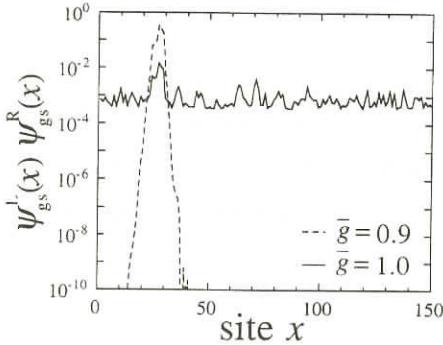


Fig. 1: Delocalization of the probability distribution function of the ground state. A 1D-lattice version of the non-Hermitian Anderson model of size 1000 was diagonalized.

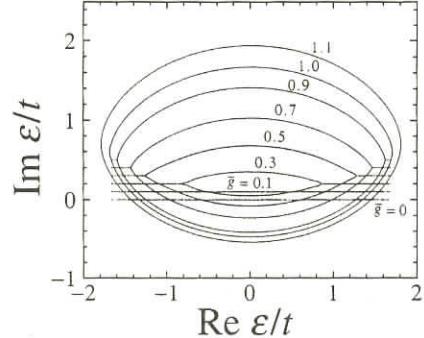


Fig. 2: The energy spectra of the same system as in Fig. 1 for various values of g . The real-energy axis is shifted for the plots with $g \neq 0$.

Anderson model. Then we turn on and increase the non-Hermitian field g , monitoring the eigenvalue of the state in question. The eigenvalue becomes complex at a certain point g_c . The value of g_c gives an estimate of the inverse localization of the original state, κ .

References

- [1] N. Hatano and D. R. Nelson, Phys. Rev. Lett. **77**, 570 (1996); Phys. Rev. B**56**, 8651 (1997); Phys. Rev. B**58**, 8384 (1998). 羽田野直道, 物理学会誌1998年11月号.
- [2] A. Zee, Physica A **254**, 300 (1998); N. Hatano Physica A **254**, 317 (1998).

スペクトルモード揺動分布と可積分性・カオス性

成蹊大工 富谷光良
埼玉大理 吉永尚孝

古典力学系における可積分性・カオス性が、対応する量子力学によりよく忠実に反映する指標としてスペクトル階段関数から平均的挙動の周りの揺動がなす分布を調べることがF. Steiner等のグループにより提案されている^[1, 2]。可積分性・カオス性の指標としては、レベル間準位間隔分布がもっとも有名であるが、彼等はこの場合に例外を見出していた。カオス的なはずの双曲面ビリヤードにおいて、境界条件によっては準位間隔分布がボアッソン分布的になってしまう。さらに彼らは、スペクトルモード揺動分布は例外なくカオス系ならガウス分布、可積分系なら特徴的な歪度のある分布となるという仮説を立て、境界条件によらず双曲面ビリヤードの場合は成立することを示した。

スタジアムビリヤードには、bouncing ball modesという可積分系的な振る舞いをする軌道族があるが、その寄与を半古典近似で評価してスペクトル階段関数から除くと、仮説が成り立つことがわかった^[3, 4]。各種の可積分・カオス的ビリヤード系についても、同様に仮説は確かめられている^[4]。

以上で議論されているのはすべてビリヤード系であるので、次により実際的なモデルとして coupled quartic oscillatorsを考える^[5]。二次元系の場合のハミルトニアンは

$$H = \frac{1}{2} (p_x^2 + p_y^2) + 3x^4 + y^4 - \lambda(xy)^2$$

とした。 $\lambda = 0$ の場合、4次のポテンシャルの重ねあわせであり、これは可積分系であることが知られている。 λ の値を次第に大きくすると、可積分系からカオス系まで連続的に変化させることができる。 $\lambda \approx 0.8$ で last KAMが壊れ、 $\lambda = 2.7$ では数値的にはほぼカオス系とみてさしつかえなく

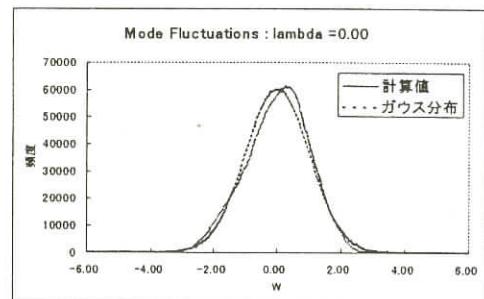
なる。この場合も F. Steiner の仮説自体は支持されたが、カオス系と可積分系の中間的な系の場合には、last KAM が壊れる頃には既にガウス分布に近い分布となってしまう。一方で λ の値が小さく非常に可積分系に近い場合は、予期しなかった複雑な挙動をする。三次元系の場合には

$$H = \frac{1}{2} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) + 3x^4 + 2y^4 + z^4 - \lambda(x^2y^2 + y^2z^2 + z^2x^2)$$

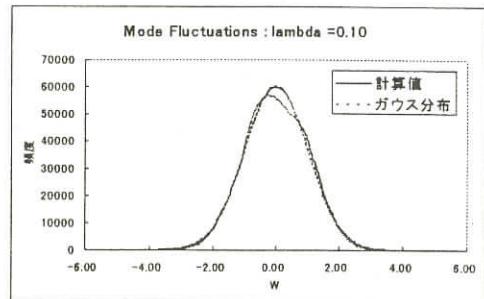
を採用した。次元が 3 以上の系の特徴であるアーノルド拡散の影響が確認できる。

F. Steiner の仮説自体は数値的には確認された。しかし可積分系とカオス系の中間状態では、モード揺動分布の挙動はカオス系の指標としては満足するべきものではない^[5, 6]。例えば歪度を見ても、モード揺動分布は純カオス的かどうかより可積分かどうかにずっと敏感である。従って、むしろ可積分系の指標として考えるべきであろう。

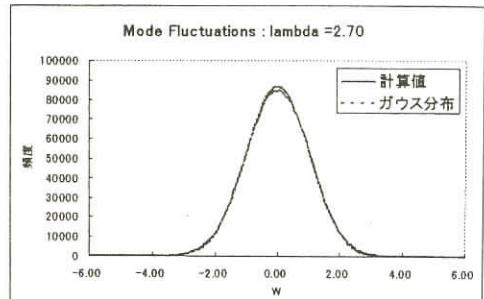
- [1] R. Aurich, J. Bolte, and F. Steiner, Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 1356.
- [2] R. Aurich, F. Scheffler, and F. Steiner, Phys. Rev. E 51 (1995) 4173.
- [3] M. Tomyia and N. Yoshinaga, JPSJ, 66 (1997) 3318.
- [4] R. Aurich, A. Bäcker and F. Steiner, Int. J. Mod. Phys. B 11 (1997) 805.
- [5] M. Tomyia and N. Yoshinaga, to be published in Phys. Rev. E 58 (1998) No. 8.
- [6] H. Alt, C. Demabowski, H. - D. Graef, R. Hofferbert, H. Rehfeld, A. Richter and A. Baecker, Phys. Rev. E 58 (1998) 1737.



スペクトルモード揺動分布 : $\lambda = 0.0$



スペクトルモード揺動分布 : $\lambda = 0.1$



スペクトルモード揺動分布 : $\lambda = 2.7$

第1回物性専門委員会（第17期）議事録

日 時：平成9年11月6日（木） 13:00～17:00

場 所：日本学術会議第4部会議室

出席者：長岡洋介，池田宏信，石黒武彦，遠藤康夫，巨海玄道，興地斐男，北原和夫，櫛田孝司，
合田正毅，斯波弘行，鈴木治彦，張紀久夫，西田信彦，福山秀敏，三浦登，目片守，
本河光博，安岡弘志，山田耕作

（出席者は下線にて表示）

1. 委員長，幹事の選出及び委員の構成

委員長1名，幹事4名の選出が行われた。委員長として興地斐男氏が推薦され，出席者全員によって承認された。

幹事の選挙を行った。その結果，池田宏信，本河光博，石黒武彦，斯波弘行の4名になった。
池田宏信が全体会議の幹事となることが決まった。

物性専門委員の定数は21名であるが，現在は上記の19名である。

物性委員会からの推薦は，巨海玄道，本河光博，張紀久夫，櫛田孝司，鈴木治彦，目片守，合田正毅の7名である。藤田敏三は委員をすでに3期務めたため推薦されなかった。

物理学会推薦は，山田耕作，池田宏信，西田信彦，福山秀敏，興地斐男，遠藤康夫，斯波弘行，石黒武彦の8名である。

学術会議会員からは長岡洋介，IUPUP委員からは北原和夫，三浦登，安岡弘志の3名である。

欠員の2名については後ほどきめる。注1

2. 報 告

1) 共同利用研究所報告

○基礎物理学研究所（斯波委員）

所員としてSigrist Manfred氏が着任した。所長支援経費として620万円文部省より配分された。

○物性研究所（安岡委員）

移転と改組が平成9年度に認められ，10年度の設備更新の概算要求を出した。財政構造改

革のため十分満たされるかどうかは問題で、11年度にシフトされる可能性もある。建物は財政構造改革の前に認められたので立派なものができる予定である。

東大の加速器建設のため370億円の概算要求をおこなったが認められなかった。ここ数年内にできるかどうか厳しい状態である。ユーザーグループとして、一部を先行できないかあるいは波長領域を狭くして100億円ぐらいでできないか検討している。

物性研創立40周年記念行事として記念シンポジウムと一般公開を11月27～30日に行う。

注1 後ほど以下の候補者について興地委員長から推薦があり、物性専門委員会としては了承した。

理 研 上 坪 宏 道 氏
京大基研 関 本 謙 氏

○物質構造科学研究所（池田委員）

新しい研究機構が平成9年4月1日よりスタートした。教官数は10名増え、放射光、中性子、中間子の各施設で人事を行うことになった。

平成10年度の概算要求として、JHP計画の設備、施設として840億円の要求を出したが、大蔵省に計上されなかった。陽子加速器の大型化に22億円が認められた。

共同利用経費が15%カットになるといわれている。

○物性事務局（遠藤委員）

藤田敏三前事務局よりの伝言として、事務局報を近日中に送り、それから本河新事務局に引き継ぐ。

3. 物性研究所委員の推薦依頼

長岡委員：人事選考協議会委員の候補者を投票によりここで決める。共同利用施設専門委員の候補者は物性委員会に委嘱し物性グループ百人委員の投票で決める。

安岡委員：人事選考協議会委員はなるべく連続して続けない人がいい。理論、実験、共通の分野から各1名、計3名の推薦を頼む。

投票の結果、理論分野は張紀久夫、実験分野は本河光博、共通分野は福山秀敏の各氏が人事選考協議会委員の候補として推薦されることになった。

4. 国際会議代表の派遣

半導体国際会議（エルサレム）及び統計物理学国際会議（パリ）にそれぞれ、三浦 登氏と北原和夫氏を代表として物性専門委員会から推薦することになった。

5. 引継と今期の方針

前期に議論された将来計画の中規模研究拠点計画は大型計画と同様に重要である。物性の将来計画について具体的なものをつくる必要がある。そのためにここの委員以外のメンバーもいれて連絡会議をつくることが考えられる。

興 地：連絡会議の委員長をここで決めたい。そして委員長がメンバーを決めることにする。
遠藤康夫氏を推薦する。

遠 藤：引き受ける。連絡会議のメンバーを選んで年度内にKEKで物性委員会を開きたい。

長 岡：物性専門委員の定員21名の内19名は決まっているが、他の2名については委員長が次回までに決めておけばいい。応物学会関連の人を入れるのがいいのではないか。

三 浦：半導体国際会議を2000年に大阪で開くことになっている。1000人規模の大きな会議であり、20年ぶりに日本で行うことになった。委員長は上村 洋氏である。2000年には高エネルギー物理の国際会議も大阪で行われる予定であるが、学術会議が二つを同時に主催するのは難しいかもしれない。その場合順位をつけて出すことになるが、物性専門委員会としては半導体国際会議を推薦していただきたい。

第2回物性専門委員会（第17期）議事録

日 時：平成10年2月5日（木） 13:00～16:00

場 所：日本学術会議第4部会議室

出席者：長岡洋介，池田宏信，石黒武彦，遠藤康夫，巨海玄道，興地斐男，北原和夫，櫛田孝司，合田正毅，斯波弘行，鈴木治彦，張紀久夫，西田信彦，福山秀敏，三浦登，目片守，本河光博，安岡弘志，山田耕作

（出席者は下線にて表示）

1. 報 告

1) 共同利用研

○物性研（安岡委員）

平成10年度概算要求に対する内示では移転に伴う設備要求満たされず、補正予算での補充を要求中。現状では平成10年の移転は困難。（1～2年の遅れ）高輝度光源計画はダウンサイズして再計画2GeVより1GeVに。（硬X線までは満たされず）2年程度で建設の予定。物質設計評価施設（パンフレット配布）には増員2名があった。

○基研（興地委員長、福山委員）

人事では素粒子・原子核分野の助教授が1人決まった。

COE研究員、湯川奨学生候補者をリストアップした。

Asian Pacific Center（韓国に設立）との関係が問題となりつつある。

○物構研（池田委員）

平成10年度の予算内示では総額は平成9年度とほぼ同じ。

KEK-Bファクトリーの建設経費が80億円認められ、残り10億円は平成11年度に見送られた。

施設運転経費、実験経費、国際協力事業経費はいずれも15%減となった。

ハドロン関係経費として約1.4億円が認められた。

平成10年度の加速器運転計画について検証が進められているが、中性子・中間子は平成9年度に比べて1～2割減。

P Fは例年通り4000時間の運転となる見通し。

大学院関係では総研大の放射光科学専攻の名称が物質構造科学専攻と変更される。

2) 物性委員会（池田委員）

2月3日に拡大物性委を開催して物性研究連絡会議の設置・委員の人選、今後の進め方について討議。物性研究拠点整備計画を受けてその具体化案を1年を目途に作成することを目指す。委員会は20名程度の構成とし、分野・地域に配慮しつつ選出。

3) 物性グループ

（報告なし）

尚、以上の報告に際し、次のような質疑・応答・コメントがあった。

Q 物性研の設備更新費がつけられなかったことについてその理由と対策は？

A 文部省より大蔵省へ出されるに至っていない。文部省の担当課より物性研の視察があるので物性研の立場について事情説明。

C 物性研には直轄研ではなく東大の付属研であるための制約があるのではないか。

C 今後理論分野における国際的な活動を考えるに当たりAsian Pacific Centerと基研の関係、あるいはわが国の理論分野のみならず物性物理学の国際的な対応について検討しなくてはならぬのではないか。

C 物性研では、物性物理国際交流センター設立構想を持っている。

議 事

1. 物性研究連絡会議について

2月3日の拡大物性委においてなされた人選に従い次のメンバーを承認。

議長 遠藤康夫（東北大）

大型設備（中性子・放射光・中間子）関係

秋光 純（青山大）、池田宏信（物構研）、小谷章雄（物性研）、

菅 滋正（阪 大）、藤井保彦（物性研）

中小規模設備関係

天谷喜一（阪 大）、家 泰弘*（物性研）、石黒武彦（京 大）、

小田垣 孝（九 大）、熊谷健一（北 大）、後藤輝孝（新潟大）、

佐藤正俊（名 大）、鈴木治彦（金沢大）、高山 一（物性研）、

張 紀久夫（阪 大）、中村新男（名 大）、藤田敏三（広島大）、

本河光博（東北大）

他にレーザ、表面などの分野関係者若干名。*変更の可能性あり。

2. 物性分野での国際的なセンターを構想することとしたい。このために興地委員長を中心に5名

程度で委員会を構成。委員の人選は委員長に一任。

3. 分子科学研究所の学会等連絡会議構成員候補者として、物性関係よりは張 紀久夫氏を推薦する。

4. 物理学会では分科会開催につき新しい方式を提案して学会誌、分科の会合等において意見を求め、来年度秋期より実施しようとしていることが興地委員長より紹介され、意見交換を行った。当面、13領域に分け、キーワードを申込時につけることを依頼し、それをもとに整理しプログラムを構成する。現在世話人として関与している人もプログラム構成に係わる。シンポジウム・特別講演も分科会全体を見渡しつつ設定する方式をとる。

5. 大学関連研究施設経費・特別事業費が15%削減されようとしているにつき、その不当さを訴えるアピールをすることが、安岡委員より提案され、了承された。原子核専門委とも協議の上、案文を作成し、当面、物研連委員長より学術会議第4部会員宛に送付する。

以上

第3回物性専門委員会（第17期）議事録

日 時：平成10年5月7日（木） 13:00～16:00

場 所：日本学術会議第4部会議室

出席者：長岡洋介, 池田宏信, 石黒武彦, 遠藤康夫, 巨海玄道, 興地斐男, 北原和夫, 櫛田孝司,
合田正毅, 斯波弘行, 鈴木治彦, 張 紀久夫, 西田信彦, 福山秀敏, 三浦 登, 目片 守,
本河光博, 安岡弘志, 山田耕作, 上坪宏道, 関本 謙

（出席者は下線にて表示）

1. 報 告

1) 共同利用研

○物性研（安岡委員）

人事としては極限部門に長田氏が着任した。その他助手5名、客員6名の採用があった。

柏移転に関し、前回の物性委員会で報告したときは平成10年度の設備更新費が認められなかったが、補正予算でかなりの額が認められる予定であり、又、実験棟もさらに建つことになった。

従来の設備は100億円くらいであったがそのうち50億円くらい（現在の価格にすると100億くらい）が設備更新の対象となる。

前回の物性委員会で報告されなかつたが、平成10年度にレーザー強磁場に加えて低温多重極限部門が移転するつもりで準備を開始した。

○基研（関本委員）

なし

○物構研（池田委員）

KEKから補正予算を要求している以下の3項目については6月初旬に採否が決まる予定。

- ・核研の移転に伴う新研究棟
- ・Bファクトリー建設経費
- ・中性子研究設備充実経費

○金研（本河委員）

ここ数年のうちに9つの教授人事を行う予定で、現在3つが進行中。3つが人事開始、3

つが性格決定の段階である。物理関係では結晶物理学、固体化学部門がある。科技庁の金材料研との合併問題が議論されはじめているがまだどうなるかわからない。

2) 物性グループ事務局（本河委員、遠藤委員）

今までの名簿がわかりにくかったのでデータベースにしてわかりやすく編集する予定。又、インターネットに入れて常に最新の情報が見られるようにする。事務局報を5月～6月に出す。拡大委員会を2月3日と3月30日に行った。物性研究連絡会をスタートさせたが活動はまだ。秋の学会のとき連絡会を開く予定。

ホームページを開き、電子情報網をもっと活用したい。

3) その他（長岡委員）

学術会議4部（部長・和田氏）に理学総合連絡会議がもうけられた。会員と連絡会議委員との接触を深める目的で4部会と理学総合連絡会議が開かれた。

行政改革がらみで学術会議自体がどうなるかが問題となっている。総合科学技術会議を内閣府の中におくことになり、学術会議は当面総務省の中におくことになりそう。今後どうするかは総合科学技術会議で決める。

学術会議の推薦母体として研連があり、その傘下にいろいろの学会がある。例えば物研連には物理学会、結晶学会、生物物理学会等が登録されている。システム鑑査学会がある研連に登録しようとしたが拒否された。訴訟沙汰になっている。

今年度予算で運転経費などが15%削減された。物研連として4部に問題提起した。各研連にも意見を聞いて理学総合連絡会議でも議論された。現状報告アンケートをとり4月の部会で報告された。このようなことのないようにとの要望に対し、総会の議論では文系からも強い賛成があった。しかし総会の決議とすることについてはためらいがあり、会長の談話として発表することになった。科学行政全体の問題として考えるべきものといわれている。

2. 議 事

1) 物性研協議会委員推薦

物性研協議会委員の推薦が依頼された。これは物研連物性専門委員会で選ぶことになっている。今回決める委員は

任期 平成10年9月1日から2年間

9月1日以前に60才になっていなければよい。

人数 5名。

これについて選挙の結果、遠藤康夫、斯波弘行、張 紀久夫、福山秀敏、池田宏信の5名と

菅 滋正（次点）となり上位 5 名が推薦された。

3. その他

国際センターの設置について、前回の会議での議論に引き続きこの問題が話し合われた。興地委員長より、福山秀敏を委員長とし、安岡弘志、安藤恒也、池田宏信、興地斐男、で検討委員会を構成したい旨提案がありそれを承認した。

「これは理論だけでなく境界領域を入れ、実験も入れたセンターを考えたい」、「物性研で考えているセンターをベースにできないか」などの議論があり、「理研の例」の紹介や「国際高等研究所は財団法人であるが、バブルがはじけて財政難に陥りピンチになっている」などの実情報告があった。

物性研究所談話会

日 時 1998年12月9日(水) 午後1時30分～2時30分
場 所 物性研究所 Q棟1階講義室
講 師 川上則雄氏
(所属) (大阪大学大学院工学研究科)
題 目 梯子およびプラケット構造を持つ低次元スピン系の量子相転移
要 旨

近年、低次元スピン系の示す量子相転移に多くの興味が集まっている。ここでは、まず一般化されたスピン梯子模型（異なるスピンの混合も含む）を導入し、そのmassless - massive 相間の量子相転移を非線形シグマ模型を用いて議論する。さらに、この計算を梯子構造やプラケット構造を持つ2次元スピン系に拡張し、シグマ模型、修正スピン波、クラスター展開などを用いて磁性-非磁性相転移を調べる。

日 時 1998年12月10日(木) 午後4時～5時30分
場 所 物性研究所 A棟2階輪講室
講 師 Dr.A.V.Balatsky
(所属) (Los Alamos National Lab)
題 目 Parity and Time Reversal Violation in Cuprate Superconductors
要 旨

We argue that the $d_{x^2-y^2}$ -wave superconductor is marginally stable in the presence of external perturbations. Subjected to the external perturbations by magnetic impurities, it develops a secondary component of the gap, complex d_{xy} , to maximize the coupling to impurities and lower the total energy. The secondary d_{xy} component exists at high temperatures and produces the full gap ~ 20 K in the single particle spectrum around each impurity, apart from impurity induced broadening. At low temperatures the phase ordering transition into global $d_{x^2-y^2}+id_{xy}$ state occurs.

東京大学物性研究所の教官公募の通知

下記により助教授または教授の公募をいたします。適任者の推薦、希望者の応募をお願いいたします。

1. 研究部門名等及び公募人員数

新物質科学研究部門 助教授または教授 1名

2. 研究内容

当部門では物質合成と物性測定の緊密な連携によって、物性物理の新現象の発見、解明を目指している。本公募の助教授（教授）には、輸送現象、熱力学的特性、磁気特性、分光学的特性などを例とする、主として基礎的物性測定の特色ある実験的研究を通じて、固体内の興味ある電子物性を追求することが期待される。

3. 公募締切

平成11年3月31日(水) 必着

4. 就任時期

決定後なるべく早い時期を希望する。

5. 提出書類

(イ) 推薦の場合

- 推薦書（健康に関する所見を含む）
- 履歴書（略歴で結構です）
- 主要業績リスト（必ずタイプし、特に重要な論文に○印をつけること）
- 主要論文の別刷（5編以内）
- 研究業績の概要（2000字程度）
- 研究計画書（2000字程度）

(ロ) 応募の場合

- 履歴書
- 業績リスト（必ずタイプし、特に重要な論文に○印をつけること）
- 主要論文の別刷（5編以内）
- 研究業績の概要（2000字程度）
- 研究計画書（2000字程度）
- 健康診断書
- 所属の長などによる本人に関する意見書（宛先へ直送）

6. 書類提出先

〒106-8666 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 5022, 5004

7. 注意事項

新物質科学研究部門助教授（教授）応募書類在中、又は意見書在中の旨を朱書し、郵送の場合
は書留で郵送のこと。

8. 選考方法

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

平成10年11月26日

東京大学物性研究所長

安 岡 弘 志

東京大学物性研究所の助手公募の通知

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

1. 研究部門名等及び公募人員数

先端領域研究部門 勝本研究室 助手 1 名

2. 研究内容

当研究室では、半導体、超伝導体、磁性体など多岐にわたる材料を用いて、量子ドット、量子細線、超格子などの人工物質を作製し、そこに起こる物理現象を、主に電気伝導測定や走査プローブ測定を通して研究している。薄膜や超構造のエピタキシャル成長、超微細加工、極低温での電気伝導測定、光学測定、その他の物理量測定に意欲のある実験研究者を求める。

3. 応募資格

修士課程修了、又はこれと同等以上の能力をもつ人。

4. 任期

内規により 5 年を原則とする。

5. 公募締切

平成11年 4月30日(金) 必着

6. 就任時期

決定後なるべく早い時期を希望する。

7. 提出書類

(イ) 推薦の場合

- 推薦書（健康に関する所見を含む）
- 履歴書（略歴で良い）
- 業績論文リスト（必ずタイプし、特に重要な論文に○印をつけること）
- 主要論文の別刷

(ロ) 応募の場合

- 履歴書
- 業績論文リスト（必ずタイプし、特に重要な論文に○印をつけること）
- 主要論文の別刷
- 所属の長又は指導教官等の本人についての意見書（宛先へ直送）
- 健康診断書

8. 本件に関する問い合わせ先

〒106-8666 東京都港区六本木7丁目22番1号

東京大学物性研究所 勝 本 信 吾

9. 書類提出先

〒106-8666 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 5022, 5004

10. 注意事項

先端領域研究部門勝本研究室 助手応募書類在中、又は意見書在中の旨を朱書し、郵送の場合
は書留とすること。

11. 選考方法

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

平成10年12月11日

東京大学物性研究所長

安 岡 弘 志

退官記念講演会

日 時 平成11年3月12日(金) 15:30~
場 所 東京大学生産技術研究所 第1会議室(3階)

- 挨拶
- 安岡弘志 「核磁気共鳴と共に38年」
業績紹介 瀧川仁

記念パーティー

開宴時間 記念講演会終了後(17時00分頃から)
場 所 物性研究所第1会議室(2階 上記講演会会場の真下です)

人 事 異 動

研 究 部

(転 出)

| 所 属 | 職・氏名 | 発令日 | 備 考 |
|----------|----------------|--------|-------------|
| 物性理論研究部門 | 助 手 草 部 浩 一 | 11.1.1 | 新潟大学理学部助教授へ |

(転 任)

| 所 属 | 職・氏名 | 発令日 | 備 考 |
|------------|----------------|---------|----------------|
| 附属物質設計評価施設 | 助教授 廣 井 善 二 | 10.12.1 | 京都大学化学研究所助教授から |

(採 用)

| 所 属 | 職・氏名 | 発令日 | 備 考 |
|-------------------------|--------------|---------|-----|
| 新物質科学研究部門 (瀧川研究室預かり) | 技 官 山 崎 淳 | 10.12.1 | |

第7回物性研究所国際シンポジウム開催される

組織委員長 藤井保彦

実行委員長 松下裕秀

第7回物性研究所国際シンポジウム(THE 7TH ISSP INTERNATIONAL SYMPOSIUM, 略称 ISSP7)が「中性子散乱を利用した物性研究の最前線」(Frontiers in Neutron Scattering Research)と題して昨年11月24日(火)から27日(金)まで物性研究所六本木キャンパスで開催された。物性研究所では1年ないし2年の間隔で国際シンポジウムを開いているが、柏キャンパスへの移転を目前に控えているため今回が六本木キャンパスでの最後の開催機会になると思われる。

中性子散乱は原子炉や加速器によって発生される中性子を物質に入射し、その散乱のされ具合を調べることによって、物質を構成する原子や分子の種類とその配置、およびそれらの運動状態を知ることができ、巨視的な物性(磁性、超伝導、弾性、生体機能など)の発現機構を微視的な原子・分子レベルで解明する最も強力な実験手段として知られている。物性研究所は1960年代から日本原子力研究所(茨城県東海村)の研究用原子炉を用いた中性子散乱の全国共同利用実施機関として位置付けられており、特に1990年に完成した世界屈指の改造3号炉(JRR-3M)にはハードウェアとしての大規模な装置群と、共同利用を司るソフトウェアとしての附属中性子散乱研究施設を設置し、国際的な研究センターの役割を果たしている。このような新たな研究環境での研究成果の発表と今後の研究動向を探索する目的で、本シンポジウムを企画した。

シンポジウムは生産研大会議室及び物性研究所講義室を講演会場として行われた。本会議1日目は藤井組織委員長(物性研究所中性子散乱研究施設長)の開会の辞に始まり、安岡物性研究所長の歓迎の挨拶があった。会議は6件の本会議招待講演(Plenary Session)と24件の分野別講演(Topical Session)を軸に構成された。特に後者は中性子散乱を用いた研究の分野が多岐に亘っていることを考慮し、同シンポジウムとしては初めて物性物理分野とソフトマテリアル研究の分野に分けたパラレルセッションの形式がとられた。

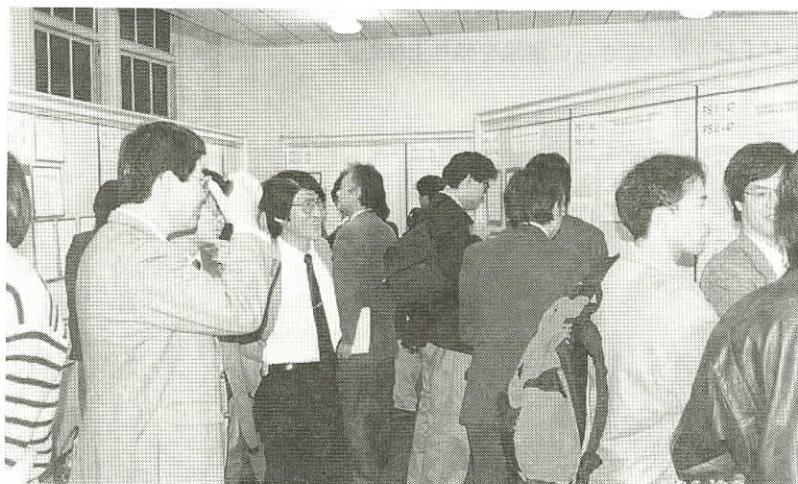
最初の講演は福山秀敏教授(東大理)による「強相関電子系と中性子散乱」と題する高温超電導物質についての理論的研究に関するもので、緻密に構成された論理的理論展開が巧みな英語を操って流れるように語られ、開会を飾るにふさわしい講演であった。他の本会議講演者はいずれも専門外の者をも退屈させない内容を持ったものであったが、持参したプロジェクターとコンピューターを駆使してフラーインなど新物質の構造に関して見事なプレゼンテーションを披露したBill David氏(英ラザフォードアブルトン研)、物理、化学から生物にまでいたる広範な分野の応用研究を、単に羅列でなく相互の関係を有機的に結び付けることによって聴衆を魅了したChung Loong氏(米アルゴンヌ国立研)の講演が特に目を引いた。パラレルセッションはどちらも補助椅子が必要

になる盛況振りで、予定講演時間を越えた活発な討論が続いた。



福山教授の招待講演後の議論風景

会議2日目午後には一般参加者によるポスターセッションが行われた。120件を超す申し込みがあり、二つの時間帯に分けても尚且つ場所が狭く感じられるほど熱氣あふれる議論、討論が続いた。ほほ笑ましい光景としては、外国人招待者から厳しい質問を浴びせられて返答に四苦八苦する若手研究者、院生も見られ、自ずからこれらの研究者の向学心向上に繋がる貴重な経験の場を提供した形になった。二日目の夜には場所を東京会館に移し夕食会(Conference Dinner)が開かれた。ここでは皇居を望むことができる素晴らしい景観の中で、日中の活発な研究上の討論とは趣を変え、打ち解けた雰囲気での自由討論により国際交流を深めあった。最終日は午前のパラレルセッションのあと本会議場に全員が集まり、加倉井プログラム委員長(物性研究所)の閉会の辞で幕を閉じた。



賑うポスター会場



夕食会での懇談風景

シンポジウムへの参加者は予想を大きく上回って招待者、同伴者を含めると200名を超える（登録参加者185名）、外国からも6カ国22名の参加者を得て、国際性豊かな会議となった。研究発表は招待講演26件、一般発表129件、合計155件であった。なお、本シンポジウムの会議録(Proceedings)は1999年にオランダのElsevier社からJ. Phys. Chem. Solidsの特集号として発行される予定である。本シンポジウムは、本年度文部省COE国際シンポジウムとしての財政援助と11企業からの寄付金、中性子研究連絡会の協賛を得て開催したものであり、この場を借りて厚くお礼申し上げる。

なお、本会議終了後2つのサテライト会議が開かれたのも、物性研国際シンポジウムシリーズ初めてのことであった。それらは”Quantum Effect and Dimensional Cross - Over in Spin Fluctuation”（代表者：遠藤康夫（東北大）、参加者約50名、11/27-28）と”Neutron Spin Echo Spectroscopy and Its Application”（代表者：瀬戸秀紀（広島大）、参加者約30名、11/28）で、ともに絞り込んだトピックスでさらに議論を盛り上げた。

Technical Report of ISSP 新刊リスト

Ser. A

- No. 3439** Quasiparticle Density of States of Clean and Dirty s-Wave Superconductors in the Vortex State, by Minoru Nohara, Masanobu Isshiki, Fumiko Sakai and Hidenori Takagi.
- No. 3440** High-Order Harmonic Generation from Solid Surface Plasma by Using a Picosecond Laser, by Atsushi Ishizawa, Kazuhiko Inaba, Teruto Kanai, Tsyneyuki Ozaki and Hiroto Kuroda.
- No. 3441** Interplay of the CE-type Charge Ordering and the A-type Spin Ordering in a Half-doped Bilayer Manganite $La_1Sr_2Mn_2O_7$, by Masato Kubota, Hideki Yoshizawa, Yutaka Moritomo, Hirofumi Fujioka, Kazuma Hirota and Yasuo Endoh.
- No. 3442** Energy and Polarization Dependence of Resonant Inelastic X-ray Scattering in Nd_2CuO_4 , by J.P. Hill, C.-C. Kao, K. Hääläinen, S. Huotari, L.E. Berman, W.A.L. Caliebe, M. Matsubara, A. Kotani, J.L. Peng and R.L. Greene.
- No. 3443** Theoretical Study of Resonant X-ray Emission in *f* and *d* Electron System—Impurity Anderson Model and Effects of Translational Symmetry—, by Akio Kotani.
- No. 3444** $1s2p$ Resonant Inelastic X-ray Scattering in $\alpha - Fe_2O_3$, by W.A. Caliebe, C.-C. Kao, J.B. Hastings, M. Taguchi, A. Kotani, T. Uozumi and F.M.F. de Groot.
- No. 3445** Large-Cluster Effects on Core-Level Photoabsorption Spectrum of $LaCuO_3$, by Kozo Okada and Akio Kotani.
- No. 3446** Numerical Study of Impurity Scattering in Carbon Nanotubes, by Takeshi Nakanishi and Tsyneya Ando.

編 集 後 記

物性研だよりの1月号をお届けいたします。

平成10年は物性研究所が将来に向かって大きく踏み出した年でした。

柏新キャンパスでは低層実験棟に続いて本館研究棟の建設が進み、地上6階の骨組みが姿を整えてきました。今年春には低層実験棟での活動が始まります。これから始まる移転の時期、共同利用の面では何かとご不便をおかけしますが、できるだけ速やかに柏での物性研が立ち上がるようご理解とご支援をお願いいたします。

なお、次号の原稿締切りは2月10日です。

所属又は住所変更の場合等は事務部共同利用掛までご連絡願います。

家 泰 弘
高 山 一

