

物性研だより

第16卷
第3号
1976年9月

目 次

○光波物性特別設備とレーザー分光連絡会	
世話人 塩谷 繁雄, 矢島達夫	1
○フランス, フィンランドの低温研究所訪問記	
藤井源四郎	15
短期研究会報告	
○ゼロギャップ近傍物質の電子的および格子的特異性の研究	18
世話人 川村 肇(阪大・理)	
松原 武生(京大・理)	
田中 昭二(東大・工)	
田沼 静一(物性研)	
○2次元系の集団運動	47
世話人 福山 秀敏(東北大・理)	
佐々木 亘(東大・理)	
菅原 忠(物性研)	
中嶋 貞雄(物性研)	
物性研談話会	64
物性研ニュース	
○助教授公募	66
○助手公募	67
○人事異動	70
○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

光波物性特別設備とレーザー分光連絡会

レーザー分光連絡会

世 話 人

塩 谷 繁 雄
矢 島 達 夫

昭和 44 年の始頃、当時の鈴木平所長を中心として、物性研の将来の研究体制や研究の進め方が大いに論じられた。当時は物性研の設立以来 12 年を経過した時点で、一つのターニングポイントにさしかかっていた。主な研究設備は設立時のまゝで、その後の研究の進展に伴う要求に応えられなくなりつつあって、このまゝでは物性研の共同利用研としての使命と責任を果せなくなってしまう、という危惧の念を誰しもが抱き始めていた。そこでこの状態を打破し、主要な研究設備を刷新するため、大型の予算の導入が計画され、いろいろ論議の結果、極限物性と光波物性の二つの特別設備の形にまとめられ、予算要求が行われた。光波物性特別設備計画は極限物性のそれに一年遅れて昭和 46 年にスタートし、本年 3 月に完了した。その概要を報告するのが本稿の目的である。

光波物性の計画はレーザー分光による物性研究のための装置の充実を主目的としたもので、この他に各種の自動化測定装置の整備も含まれていた。いまさら云うまでもないが、1960 年に出現したレーザーは物性の研究に画期的とも云える変貌をもたらした。物性研ではレーザー分光の研究やそれを利用した物性の研究がその当時すでにいくつかの研究室で活発に行われていた。光波物性の計画はこれらの研究室が協力し、レーザー分光による物性研究を飛躍的に発展させ、独創的な成果をあげることを意図したものである。このために、レーザー分光に関連した研究室の所員でレーザー分光連絡会を組織し、この計画の実施にあたった。この連絡会は現在、生嶋、神前、木下、櫛田、小林、塩谷、長倉、中村、森垣、矢島の 10 研究室の所員をメンバーとして構成されている。

レーザー分光による物性の研究とは、レーザー光のもつ高度の単色性、コヒーレンス及び高出力を利用した物性の分光学的研究の意味である。その内容は多岐にわたっているが、一応三つに大きく分けることができる。光波物性特別設備の当初の計画書をみると、この三つは次のように記されている。

(1) 光波と物質との相互作用、特に非線型光学効果と光の可干渉性との関連した新しい諸現象の

研究。

(2)これらの諸現象を利用した物性の研究、たとえば非線型光学効果を利用した固体、分子の電子構造の研究、誘電性の研究や光散乱現象を利用した液体ヘリウムの相転移や超流動の研究、あるいは臨界現象、フォノンの異常性、マグノンの状態の研究など。

(3)レーザー光の特徴を生かした固体、分子の光励起状態の構造や励起状態における相互作用の研究、特に高密度励起状態の研究、励起状態の動的挙動の研究など。

光波物性計画のスタート当時は、アルゴンレーザーや窒素レーザーで代表される分光用レーザー装置が次々と開発市販されつつあった時期で、多くの研究室でこれらの装置の導入が強く要望されていた。レーザー分光連絡会としてはこのような所内で共用性の高いレーザー装置と、それを使っての分光実験に必要な各種のモノクロメーターやフォトン・カウンターなどの検出装置の整備充実をまずはかる必要があった。それと同時に、これと平行して、独自のレーザー分光技術を開発することも光波物性計画の重要な意図の一つとして認識されていた。計画の具体的実施案はレーザー分光連絡会の毎回の会合でこまかい議論によってきめられたが、この二つの大きな意図を限られた予算の中でどう調和させるかは常に難しい問題で大きな悩みであった。結果的には前者の意図を優先せざるを得ず、計画の終了した現在となって振り返ってみると、使われた予算の大部分は共用性の高い装置の充実にあてられている。このことは残念な気持もあるが、しかしこれによって、共用性の高い基本的なレーザー分光装置は、欲を云え巴きりがないが、かなりの程度充実させることができ、関連研究室で極めて頻度高く、フル稼動に近い状態で使われており、成果が上っている。

鈴木前所長が「物性研だより」9巻3号(1969年8月)に「大学改革と物性研究所」という一文を書いておられる。この中で鈴木前所長は物性研における研究体制として、真に新しい研究分野を開拓して行くためには常に柔軟な研究体制を保持しなければならないことを強調され、「研究コアシステム」という考え方を提案しておられる。これは新しい分野の研究をスピーディに仕上げていこうという要請に答えるために組織された研究集団で、いくつかの研究室が共通の基本設備を中心にして集まり、互いに協力や情報交換をしながら、それぞれがその分野での独自の研究テーマを持って研究を進めていくとする極めて現実的なシステムである。このシステムが現実的であるという意味は、第一は研究者間に強い束縛を与えず、各自の創造的能力が發揮でき、その意味で実行性が高いこと、第二には予算の投入に対する経済的効率が高いことにあり、これがこのシステムの利点である。レーザー分光連絡会で意図した光波物性計画の進め方は鈴木前所長のこのような考え方とまさしく軌を一にするものである。

光波物性計画で設置された主な装置を次にあげておく。

光波物理特別設備(レーザー関係)主要装置

レーザー

- N₂ レーザー及び色素レーザー
Avco-Everett Dial-a-Line.
- N₂ レーザー及び色素レーザー
Molelectron UV-1000 & DL-200
- パルス励起YAGレーザー
NEC SL 121A
- アルゴンイオンレーザー
Coherent Radiation 2台
- アルゴンイオンレーザー
Spectra Physics 2台
- アルゴン励起 CW 色素レーザー
Spectra Physics

分光器及び測定器

- シングルモノクロメーター
Spex 2台
- シングルモノクロメーター
ナルミ 2台
- ダブルモノクロメーター
ナルミ
- オッショロスコープ
Tektronix 7904 2台
- ポックスカーリンガ
PAR 160 2台
- フォトンカウンター
SSR, Brookdeal, NF回路
- トランジエントレコーダー
Biomation

昭和46年にA棟の5・6階増築が完成し、5階にレーザー室が設けられた。これはいわば無人の共通実験室で、レーザー分光連絡会で管理し、光波物性計画で導入されたレーザー装置の中で共用性の高いものがこゝにおかれ、共同利用されている。悩みの種はこれらの装置、特に多くの研究室で使用希望の多い窒素レーザーなどのマシンタイムの割り当てである。各研究室代表の若い人達が月に一回集まって、譲り合いの精神で自主的にこの割り当てを行っており、幸いにして特にトラブルもなく、各装置は極めて効率よく使われ、各研究室の研究の発展に大いに役立っている。

このように基本的なレーザー装置が多数の人に共同利用され、その運営がかなりうまくいっているというのは国内外を通じてあまり例がない。このことは一応誇ってよいと思われるが、そこに問題がない訳ではない。レーザーを用いる最近の進んだ実験には、実験系全体が極めて複雑な構成とデリケートな調整を必要とするものが多い。この種の実験を共同利用レーザーで行おうとするとどうしても限界がある。真に独創的で本格的な実験を行うには何とか専用のレーザーを調達して、これにじっくりと取組まねばならない場合が少くない。レーザーはその規模や性格からいって、本来、それぞれの実験に専用に備えて然るべきものである。欧米でレーザーの共同利用が殆ど見当らないのはこのことを端的に反映しており、裏を返せば我国の研究費の貧困を表わしているともいえる。理想をいっては切りがないかも知れないが、これが実情というものである。我々のとった方法は限られた予算と需要のバランスをとるための止むを得ない措置であったと云わざるを得ない。

物性研におけるレーザー関係の研究活動は、上記の設備による他、各研究室固有の独自の装置によっても行われており、共同利用装置と相補的な役割を果していることもつけ加えておきたい。

ともあれ、このようにして光波物性特別設備の計画は円滑に終了した。我々の口から云うのもおかしいが、この計画は成功であったと云えよう。具体的にどんな成果があったか、は以下の関連各研究室の報告をお読み頂きたい。

最後に、この光波物性特別設備の計画に当初から関心と興味を持たれ、その実現にお骨折り下さった鈴木前所長と当時の関事務長に感謝の意を表したい。

生嶋研究室報告

生 嶋 明

当研究室では、光波物性特別予算によって、レーザー光の散乱を用いたヘリウムの研究をスタートさせた。

我々は、まず、ヘリウムという極めて量子的な物質での臨界現象が古典流体とどれほど異なるかを見るために、気相液相臨界点近傍でのレイリー散乱の測定を行った。これは、秩序パラメーターの臨界揺動によって直接散乱される光を見るもので、実験結果は非常に多くの静的・動的情報を含む。たとえば、我々はこの結果から、臨界指数 γ の値として、 ${}^4\text{He}$ で 1.18 ± 0.02 , ${}^3\text{He}$ で 1.14 ± 0.01 を得ているが、これは3次元 Ising 系での理論値 1.25 よりかなり小さく、前述の量子効果を示唆するものである。また、これら量子流体での臨界揺動がきわめてガウス的であることを、散乱光光子の確率分布から確認した。スペクトルについては、川崎恭治氏の理論と比較検討を行った。なお、これらの測定には、單一周波数化されたアルゴン・イオンレーザーが極めて有用であった。

超流動は、ヘリウムの示すもっとも特徴的な現象である。ここでは超流動相での諸現象を記述するフォノン、ロトンなどの素励起とそれらの相互作用が重要であるが、レーザーを用いたラマン散乱がその研究に非常に有効である。

超流動ヘリウム中では、運動量とエネルギー保存則を満たして、1つの入射光子によってほとんど反対方向の運動量を持つ2つの素励起が作られる。しかも数多く作られる素励起はごく小さな群速度を持つので、この過程による2次のラマン散乱は、素励起間相互作用を詳細に見るので極めて有効なわけである。

我々は、純粋な ${}^4\text{He}$ および約 15%までの ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ 混合系でラマン散乱の測定を行ない、いずれの場合も、素励起の分散曲線の極大値および極小値に対応する微細構造を持ったスペクトルを観測した。且つ、2つのロトンが分子のような対の束縛状態を形成していることも確認した。後者は、以前にMIT の Greytak らが主張していた点である。この研究は、今後とも続け、分散曲線に関する詳しい知識を得たいと考えている。なお、この測定には、当初、前記のアルゴン・イオン・レーザーとナルミ社製のダブルモノクロメーターを使用し、後に、やゝ分解能の高いダブルモノクロメーターで置換えて、データの再現性を確認した。

ヘリウムの研究分野では、以上の外にも光学的測定が有用な話題が数少なくないと考えられるので、今後、研究がこの面からも活発になることを強く希望している。

神前研究室報告

神 前 煉

最近の 5 年間に光波物性特別設備と関連してなされた研究の成果をのべる。これらはいずれも電子系の励起状態のミクロな構造、特に励起状態相互間及び格子系との間の相互作用やその動的挙動が興味の中心となる。夫々に特徴をもつ 3 種類の物質系について下記の研究が行われている。

- [1] ハロゲン銀：電子～格子相互作用が比較的弱い系である。光励起による螢光過程は従来不明瞭であったが Spex 分光器による高分解能と 2K にいたる低温の組合せによる一連の実験はその全貌をはじめて明らかにするにいたった。重要な結論の一つとしてハロゲン銀は励起子～格子相互作用において自己束縛効果を示すか示さないかの臨界的物質系であることが明らかとなり、豊沢研究室における固有吸収端 Urbach 則の解析結果を実験的に支持している。ハロゲン銀の特徴の第二は電子や正孔の局在状態が 2K の低温においても過渡的にしか存在せず distant pair 型の発光を通じて減衰することである。この特徴を利用した高感度の modulation 法により励起状態の遠赤外及び ESR スペクトルの測定に成功した。
- [2] アルカリハライド：アルゴンイオンレーザー励起と modulation 法との組合せにより F 中心の第一励起状態を出発点とする赤外スペクトルの測定に成功した。単発レーザー励起を用いた従来の結果と比べて各種のサイドバンドがはじめて明らかに観測され、束縛ポーラロンの典型としての F 中心励起状態の解明に大きい寄与をなした。
- [3] 希ガス凝縮系：パルス電子線励起下での発光及び過渡吸収の実験が進行中である。フォトンカウンティング及びトランジエントレコーダーとの組合せにより時間分解分光に成功し励起状態の 10^{-6} s 程度の新しい減衰チャネルを見出している。

木下研究室報告

木 下 実

レーザー分光連絡会に加わるようになったのは、本予算の最終年度からで、現在のところまだレーザーを用いる研究は行っていないが、以下に述べるように、複雑なスペクトルを対象としている関係上高分解能の分光器が不可欠で、以前から Spex 分光器を最大限に利用させて頂いてるので、この一文をもつて日頃の感謝の意を表したい。

我々の研究室では、極低温において有機化合物を光励起して励起三重項状態を生成させたとき生ずるスピン整列の現象を利用して、励起状態における分子構造、電子状態、分子間相互作用、エネルギー移動などの問題を研究している。手段としては、光検出によるゼロ磁場磁気共鳴が中心で、励起三重項状態からの発光を観測しながら、マイクロ波により三重項副準位間に遷移を起し、発光強度が変化することによってこの磁気遷移を検出する。この信号の強度、時間変化などを調べることによって、励起状態の静的、動的な性質を詳細に知ることができる。特に有機物質の場合、そのスペクトルは分子の振動による構造が極めて豊富で複雑になる。その振動帯を一つ一つ分離して観測し、マイクロ波摂動を加えると振動の種類によって異なった挙動が見られ、振動の同定、発光機構の考察に有効で、種々の芳香族化合物に適用して成果を挙げた。

これらの実験では、光励起により励起一重項状態を経由して励起三重項状態を作るのが普通で、スピン整列は各副準位への項間交差の確率で決まってしまう。しかし、光励起によって直接三重項状態を作るようにすると、三重項状態のどの振動準位へ励起したかによって副準位への分布が変って来る。その分布の違いをマイクロ波を用いて調べることにより、励起状態の分子の振動を解析することが可能になり、励起状態の分子構造について情報が得られる。この種の実験を昨年から始めているが、すでにベンゼン置換体、ピラジン、トリフェニレンなどで興味ある結果が得られている。特に、トリフェニレンは D_{3h} の対称性を有し、その励起三重項の電子状態はエネルギーの低い方から A'_2 , E' の表現に属しているので、 A'_2 と E' の間の pseudo-Jahn-Teller 効果、 E' での Jahn-Teller 効果について興味ある結果が得られつつある。

有機化合物の場合、スピン-軌道相互作用が極めて小さいので、三重項状態←基底一重項状態の遷移は禁制度が高く、十分単色化した光で特定の振動帯を励起する上記の実験は非常な困難を伴う。レーザーの高出力と単色性を利用してこの種の実験を発展させたいと考えている。

櫛田研究室報告

櫛田孝司

当研究室ではレーザーを光源とした各種の固体分光学を主な研究テーマとしており、光波物性特別設備によるレーザーならびに分光測定装置を大いに利用させて頂いた。以下に、これに関係して行なった研究の題目と主な成果を列記する。

(1) 半導体の共鳴ラマン散乱の研究

アルゴンレーザー、色素レーザーなどを光源として II-VI 族半導体やハロゲン化銅を対象

に研究を行なった。波長可変の色素レーザーを用いることにより共鳴効果を詳細に調べることができるなどを示し、励起子準位の中間状態としての役割を明らかにしたほか、2LO ラマン散乱の詳しい機構の解明も行なった。

(2) 半導体の高密度励起状態の研究

窒素レーザー、色素レーザーを光源に用い GaAs と CdS について主として発光スペクトルについて研究した。GaAs を強励起した場合に現われる自然放出や誘導放出による発光の帰属を決め、励起強度による誘導発光帯のシフトの原因を明らかにした。また電子正孔液相が直接型半導体でも実現されることが GaAs で初めて確認された。CdS の励起子発光線強度の磁場依存性を使って、励起子濃度の決定や電子正孔対の結晶内での拡散の様相の研究なども行なった。

(3) 励起状態に於ける吸収スペクトルの研究

アルゴンレーザーを使って ZnS : Mn を励起し、変調分光の方法で励起状態に於ける吸収スペクトルを測定した。基礎吸収帶に隠された Mn²⁺ の励起準位が見出され、そのエネルギーが決定された。

(4) 希土類イオンの共鳴螢光の研究

CW 色素レーザーを使ってガラス中の Eu³⁺ イオンを共鳴励起してその螢光を調べた。スペクトル幅から横緩和時間が求められ、直線偏光のメモリーからイオンの周りの結晶場や遷移の性格が知られることを明らかにした。

(5) 励起子の光スピン整列の研究

GaSe を円偏光で励起して発光の円偏光度を詳しく調べた。磁場依存性から直接励起子の寿命、スピン緩和時間、さらにはスピン緩和を起こさせる揺動磁場の相關時間や生成直後の励起子のスピンメモリーなどが求められ、温度依存性などからスピン緩和機構に関する知見も得られた。

小林研究室報告

小林 浩一

光波物理設備として購入された機器に関連して行われた、当研究室での研究は次の通りである。

1. タリウムハライドの $X_6^+ \times X_6^-$ 直接励起子

特殊な方法により作られた歪の少ないタリウムハライドの蒸着膜の光吸収、及び単結晶の光

反射を、250 KOe迄の磁場で測定し、a) 1s 状態は exciton-phonon quasi-bound-state をつくること、b) 1s の三重項状態による吸収、及び一重項三重項混合状態の一つの縦波に基く吸収が高磁場で現れることが見出され、その結果から、バレー間バレ内電子正孔相互作用エネルギーの値がきめられたこと、c) 磁場の增加にともない、反磁性による励起子エネルギーのシフト、及び2s 状態の3d 状態への混合による新しい吸収の出現、又、d) 高磁場における励起子的状態からランダウ的状態への変化や e) 高磁場における励起子のポーラロン・ピニング現象などの発見が主な成果であった。

2. タリウムハライドの $X_6^+ \times R_6^-$ 間接励起子

高純度タリウムハライドの吸収端の精密測定、及びその近傍での螢光測定より、a) 吸収端がフォノン禁止間接遷移に基くものであること、及び導電帯のR点がX点より低エネルギーであることが証明され、b) 吸収端発光がこの間接励起子の自由状態に基き、その構造はこの励起子のエネルギー状態を反映していることが示された。又、c) この間接励起子は容易に励起子分子をつくり、更に d) 2 個の $X_6^+ \times R_6^-$ 間接励起子の衝突により、1 個の $X_6^+ \times X_6^-$ 直接励起子がつくられることが見出された。

3. タリウムハライド混晶の電子状態

混晶の光反射と螢光測定により、a) 低濃度混晶では吸収端に不規則許容励起子遷移による吸収が見られ、濃度の増大によりはじめて束縛状態による吸収が現れること、b) TlBr-TlCl 系混晶では、融合型と自己主張型の励起子が共存すること、c) 自由励起子が融合型であるにも拘らず、それによる局在発光は濃度に対し不連続であることが見出された。

4. ハロゲン化銀の間接励起子

高純度ハロゲン化銀の吸収端の磁気光効果を 150 KOe 遠の磁場で測定し、a) 間接励起子の三重項状態に基く吸収が見出され、b) 一重項三重項混合状態及び三重項状態の各々の磁場による分裂より、g 値が求められた。

塩谷研究室報告

塩 谷 繁 雄

光波物性特別設備の主要装置の中で、トップを切って導入された Avco-Everett の窒素-色素レーザーは我々の研究 - レーザー分光による固体光物性の研究 - に実に有用な装置だった。これを用いた研究として、始の頃の、固体中の希土類イオンの不均一に拡がった準位間のエネルギー移動の研究などもあるが、特に力を入れたのは CdS などの II-VI 化合物の高密度励起子系の

研究である。

CdS, CdSeについて、窒素レーザー励起下の発光スペクトルの強度変化をくわしく測定し、また試料を変えて不純物による束縛励起子発光線を分離したことから、励起子分子の発光を始めて見出し、さらに励起子分子の非弾性衝突による発光を見出した。また最近、励起子分子の発光の逆過程に相当する光誘起吸収を見出し、励起子分子の形成を確認した。

一方以上と平行して、高密度励起子系の動的挙動を直接観測する目的で、モード同期ガラスレーザーによるピコ秒分光装置の建設が進められた。スタートしてから早くも5年になり、最近は高感度レピカメラを用い、一発のピコ秒パルスの励起で生じた発光のスペクトルをかなりの精度で測定できるようになっている。初期の段階において、CdSeの励起子分子のピコ秒パルス励起による発光スペクトルに、窒素レーザー励起(すなわちナノ秒パルス励起)では見られない鋭い発光線が現われることを見出し、これを励起子分子のポース凝縮によるものと解釈した。その後このスペクトルをレピカメラを用いて精密に測定したが、鋭い発光線の様相はポース凝縮を想定した場合と必ずしも合致せず、なお検討中である。最近は励起子分子や励起子間非弾性衝突による発光線のピコ秒域時間分解スペクトルの測定を行っている。時間変化の様相は誘導放出効果に強く支配されることが分り、また励起子分子の形成時間は極めて短く、時間分解能(10 psec)以下のようなである。また時間分解スペクトルの測定から、極めて強い励起下で現われるオリジン不明の発光線が電子-正孔液体に基因することを明らかにした。

中村研究室報告

中 村 輝 太 郎

当研究室では、光散乱によるソフトフォノン相転移の研究を行っている。変位型強誘電体の相転移にさいし、フォノンのソフト化がおこることが理論的に指摘されて以来、一般に、格子の不安定化を伴う相転移におけるソフトフォノンについて興味がもたれている。

レーザーによる光散乱の研究が盛んになって、ラマン散乱、ブリルアン散乱によるソフトフォノンの研究を重視するのは、世界的傾向となった。ところが、ここにフォノンの減衰の問題がある。1つの例として典型的な変位型強誘電体であるBaTiO₃をとると、ソフトフォノンは大きな減衰を伴い、その結果、そのラマン散乱スペクトルは明瞭なピークを示さず、スペクトルの解釈のために多くの研究者はいばらの道を歩んだ。

当研究室では、減衰の大きいフォノンにフォトンを混合してボラリトンを生じさせると、実効

的に減衰が減少するから、ラマン散乱スペクトルピークが見られるようになることを予想して実験を行ったところ、まさに予想どおり、ピークの発見に成功したのである。

実験としては、準前方ラマン散乱スペクトルを測定するのである。前方では、光源のレーザーからの直接光が強烈であるために、実験は困難をきわめるのが常識であった。ところが、吾々が実験をはじめる少し前に、アルゴンレーザーをシングルモードで発振させ、 I_2 の吸収線の周波数と一致させると、 $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 程度まで吸収できることが見出だされたため、実験に成功したのは幸いであった。

減衰のある場合のポラリトンによるラマン散乱スペクトルの解析法は、それまで満足すべきものが得られていなかったが、スペクトル密度の強さからレスポンス関数 $\chi(\omega)$ の虚数部を求め、これと ω との積 $\omega\chi''(\omega)$ を作ってみると、この量のスペクトルのピーク周波数は、実は減衰のない場合のポラリトン周波数そのものであり、減衰のない場合と同じポラリトンの分散関係を示すことに気づき、解析法を確立することができた。その解析法を用いて、ソフトフォノン周波数に比して十分低い周波数に対する誘電率の決定に成功した。このようにして確立した方法を用い、現在 KDP の low lying mode の研究を行っている。

この実験に用いられているアルゴンレーザー（CR 製）、ダブルモノクロメーター（ナルミ製）、フォトンカウンター、光学系アクセサリーの一部は、光波物性研究設備費によって購入されたものである。これらの装置によって、はじめて上述の研究の成功が見られたのである。

長倉研究室報告

長 倉 三 郎

当研究室で光波物性特別設備を利用して行なった研究は、①窒素レーザーによって高濃度に生じた励起分子または励起分子錯体の電子構造やエネルギー緩和過程の研究、②溶液中の励起分子間および分子性結晶中の励起子—励起子相互作用の研究の二つに大別される。

①の課題の具体的な成果の一つは分子の励起一重項状態からの発光に対する磁場効果を見出したことである。これまで、常磁性でない励起一重項状態は磁場の影響を受けないと考えられていた。われわれは二硫化炭素 (CS_2) の気体分子を窒素レーザーによって選択的に特定の励起一重項状態に光励起し、生じたけい光に対する磁場効果を測定することによって、けい光強度が磁場により著しく減少する（10000 エルステッドの磁場の存在でけい光強度は約 $\frac{1}{2}$ に減少）ことを見出した。またこの現象が分子内エネルギー緩和過程に対する磁場効果に起因することを明らか

にした。そのメカニズムについては、励起一重項状態と振動的に励起された基底一重項状態との結合に対する磁場効果および励起一重項状態と励起三重項状態との相互作用に及ぼす磁場効果の二つの面から理論的研究が進められつつある。同様な磁場効果がグリオキザール(CHO·CHO)分子についても見出された。その他、窒素レーザー照射によって高濃度に生じた励起一重項状態からさらに高い励起一重項状態への遷移にともなう吸収スペクトルをベンゼン二置換体や電子供与体—受容体錯体について測定した。測定結果にもとづいて、励起一重項状態の電子構造を解析し、分子内または分子間電荷移動状態の存在を実証した。

②の課題については、窒素レーザーによって、溶液または結晶中の分子を高濃度に励起した場合、通常の1分子的減衰過程の他に、2分子的減衰過程の存在することを明らかにした。またその解析から、2分子減衰過程の速度定数を求めると共に、分子性結晶中の励起子移動過程や二つの励起子間の相互作用によるイオン化過程のメカニズムを研究した。

森垣研究室報告

森 垣 和 夫

当研究室では、固体内の励起状態の問題に関連して2, 3の実験を行っているが、以下簡単に述べたい。

1. Geにおける電子・正孔液体

低温で光励起で生成された電子・正孔対は励起子をつくるが、ある密度以上では空間的に凝縮して電子・正孔液滴(EHD)を形成することが知られている。中村新男君は純粋及びAsをドープしたGeについて、EHDによるルミネッセンス及び光伝導を、特にその平均電子・正孔対(n_p)密度依存性に注目して、Qスイッチ・YAG:Ndレーザー、パルス色素レーザーの励起下で実験を行った。ルミネッセンス・スペクトル、特にその幅が $n_p = 2.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ で臨界的に変化することが見出され、それ以上の n_p では、EHDが試料全体を占め、電子・正孔液体(EHL)を形成していることが分った。同様の結果は、その時間分解スペクトルからも得られている。上記の研究からEHLの基底状態エネルギーの n_p 依存性が求められた。AsをドープしたGeでは、その金属濃度域でも安定にEHDが存在することが認められている。光电流減衰曲線に見られる巨大揺動電流スパイクの観測からEHDの荷電が求められたが、これの一軸性ストレス依存性を確認する実験が現在鵜久森正毅君(山口大)によって行われている。

2. 励起状態の光検波 ESR

励起状態から放出される光の強度または偏光度の ESR による変化、即ち光検波 ESR 法によって、村山和郎君が神前研究室の協力のもと、KC1 中の F 中心の緩和励起状態、銀ハライド中の励起状態について研究を行った。特に AgCl 中での自縛自縛励起子の電子状態を明らかにした。現在、椿光太郎君がこの方法を半導体物質に拡張している。

尚、共同利用で来訪された方々の中で、鵜久森君の強光励起下での GaSe のルミネッセンスと光吸収の実験をあげておきたい。

矢島研究室報告

矢 島 達 夫

当研究室ではレーザー自体やレーザー分光の新らしい手法に関する研究を行うことを基本方針にしており、自作のレーザー装置が主体となっている。したがって、今回の特別設備は補助的な役割を果すものではあるが、レーザーから測定器に至る迄、かなり広範囲の実験に利用されてきた。以下、特別設備が多少とも関係した研究について述べる。

先ず非線形光学現象の一種である光混合を利用したコヒーレント赤外光発生の研究が行われた。YAG レーザーの第 2 高調波及びそれによって励起された色素レーザーを 2 波長光源として LiIO₃ 結晶で差周波混合を行い、2.8 ~ 3.4 μm の赤外光を得た。これは差周波法で高速くり返し波長可変赤外パルス光を初めて得た実験である。この他、N₂ レーザー励起 2 波長色素レーザーを用いてアルカリ金属蒸気中の 3 次混合による波長可変赤外光発生の実験も行った。

次に光混合の分光学的応用として、共鳴レーリー型光混合非線形分光法という独自の方法を考案し、これを用いて $10^{-12} \sim 10^{-13}$ 秒領域の超高速緩和過程の研究を行っている。2 周波 ω_1 、 ω_2 の入射光を物質にあてるとき 3 次効果により周波数 $2\omega_1 - \omega_2$ の光が発生する。 $\omega_1 - \omega_2 \approx \tau^{-1}$ (τ は各種の緩和時間)、 $\omega_1, \omega_2 \approx \omega_0$ (共鳴遷移周波数) の条件の下でこの過程の非線形感受率の分散特性を測定すると緩和の有用な情報が得られる。この方法によって、従来信頼性の高い測定が困難であった固体・液体・生体物質等の電子励起状態における超短時間の緩和、横緩和、交叉緩和時間等を知ることが可能になった。実験は N₂ レーザー励起 2 波長高性能色素レーザーを光源に用い、現在迄に色素溶液を主な対象物質として理論との一致を確かめ、有用な情報が得られている。この方法を更に発展させるため、コンピューターによる自動化を準備中である。

一方、超高速物性現象を時間領域で直接研究するため、サブピコ秒領域の極超短パルスレーザ

－技術の開発とその応用を目指した予備的研究も進めてきた。モード同期ガラスレーザーから得られるピコ秒パルス光を、增幅器と可飽和吸収体を組合せた圧縮器によって変形し、すでに～0.7ピコ秒の光パルスを得ている。またこの極超短光パルスや、それと相互作用する共鳴媒質の緩和時間を高時間分解能・高感度で測定するため、空間的光バラメトリック効果による非線形相関法を開発してその実験を進めている。

フランス、フィンランドの低温研究所訪問記

藤井 源四郎

5月11日より14日までの4日間、フランスのグルノーブル(Grenoble)で開催された第6回低温工学国際会議(6th International Cryogenics Engineering Conference)に出席し、その後フランス、フィンランドの低温研究所を訪問し主に超低温実験室を見聞してきたのでその時の印象を書いてみる。

会議の行なわれたグルノーブルは、パリから飛行機で南へ約1時間、アルプスのふもとの人口30万余の小都市である。今年のヨーロッパは記録的な猛暑で、グルノーブルも会議中ずっと30°Cを越す暑さが続いていた。ここは第10回の冬のオリンピックの開催地として有名になった所であるが、それ以前はスキーヤーやハイカーが訪れるだけの田舎町だったそうである。新しい建物の建築が市条例で厳しく制限されているため、街並も伝統的な特徴ある家々が保存されており、街全体の調和がとれた美しい所であった。一方大学は市の中心から2~3kmにあり、近代的な建物が整然と配置されており、ヨーロッパでも有数の学園都市を成していた。ここはドイツのハイデルベルクの学園都市のような伝統的な雰囲気は無いが、いかにもフランス人らしい機能的な学園都市を感じさせる所である。研究所群は大学とは別の区域で、グルノーブルの市心から2~3kmの所にあり、C.E.N.G.(グルノーブル原子力研究所) C.E.C.(L'Air Liquideの研究所), I.L.L.(フランス・ドイツ・イギリス3カ国の高中性子束炉の共同利用研究所) C.N.R.S.(フランス科学院、このCentre de Recherches sur les Très Basses Températuresで超低温実験を行なっている)等が隣接して建てられていた。

会議はAlpes会議場で行なわれ、主に低温工学に関する技術的な問題が討論された。プログラムの内容は冷凍装置(ヘリウム液化機, ^3He - ^4He 稀釀冷凍器), 超電導材料, 超電導機器に関するものが主であった。中でも招待講演として行なわれた重力波検出に関する実験の報告(M. S. Mc ASHAN - Stanford University)が好評であった。これは重力波検出のために重量5,000Kgのアルミニウム棒をResonatorとして用い、thermal noiseを下げるために、このアルミニウム棒をdilution refrigeratorで100mK以下に冷却したという報告である。私の出席した1K以下の分科会でも、特徴あるdilution machineの話や、超流動 ^3He の転移温度($T_A = 2.75 \pm 0.11\text{mK}$)の熱力学的な考察の話等が活発に行なわれた。この会議の報告集はまもなくイギリスのIPC Science & Technology Press Ltdから出版の予定となっている。

フランスにおける超低温研究は、Grenoble の C.N.R.S. と Saclay の C.E.N. で行なわれている。Grenoble では D.Thouloze と G.Frossati が中心となり、新型の ^3He - ^4He 稀釈冷凍器の開発中であった。構造的には、従来の ^3He - ^4He の稀釈冷凍器の混合器（mixing chamber）の他に ^4He 循環用の混合器を備えたもので、Frossati 考案のプラスティック熱交換器を 6 個用いて 3.2 mKを得ていた。この ^3He - ^4He 稀釈冷凍器はもちろん自作であり、特徴あるプラスティック技術を自在に用い、いかにもフランス人らしい頑固さをもって、装置の開発に当っているのが印象的であった。この他にも普通の ^3He - ^4He 稀釈冷凍器が広い実験室（ちょうど物性研の液化室程度）に 2 台設置されており、夫々断熱消磁法により低温を得て、金属の電気抵抗、カピツツア抵抗の測定が進行中であった。また Frossati の話では初期温度 3.0 mK位から Pomeranchuk cooling を始める予定との事であった。

一方 Saclay はパリから電車で 30 分位の所にあり、パリ大学附属の研究所である。ここでの超低温グループは E.Varoquaux, P.Rauber.O.Avenel, M.Bernier が中心となり、大型 ^3He - ^4He 稀釈冷凍器を数グループで協同で使用して各々の実験を行なっていた。私が訪れた時は Bernier 等が Pomeranchuk cooling による固体 ^3He の multiple spin echo の測定を行なっていた。

フランスでは研究所間の人の交流が非常にスムーズに行なわれている印象を受けた。例えば Saclay の超低温グループに Grenoble から研究者が参加して、一つのプロジェクトを組んで仕事をしていた。またフィンランドのグループからも研究者が参加して、協同研究を行なっていた。このような人の交流は、お互いのグループにとって非常に有効であるとの事で、これから大型実験に対する研究組織の在り方を見る上で、興味深いものがあった。

Saclay では、低温グループの他に高圧グループ（D.Jerome 等）の研究室を訪れたが、この研究室自身も ^3He - ^4He 稀釈冷凍器を数台持つて、低温・高圧下での一次元金属（TCNQ 塩等）の物性実験を行なっていた。もはや ^3He - ^4He 稀釈冷凍器も Dewar 瓶の一つ位の感じで、研究者が各実験に使用している様子であった。

最後にフィンランドのヘルシンキ工科大学の低温研究室を訪れた。ここは O.V.Lounasmaa を中心とした超低温グループで、世界の超低温研究の中心の一つとなっており、前回の低温物理国際会議（LT 14）の開催地でもあった。フィンランドで何故低温研究がこれ程までに盛んになったのか不思議な気もする。あらためて Lounasmaa 先生の組織力と行動力に感服する思いがした。彼の室を訪れるときーンズによれよれのポロシャツ姿で気軽に迎えてくれ、スキーで捻挫したという左足を引きずりながら研究所を案内してくれた。研究室を一廻りすると低温研究の概略が一応理解できる程、全ての低温設備が備わっており、さながら低温実験の教科書を目のあ

たりにする感じであった。有名な³He の超流動実験をした核断熱消磁装置は、フランスで見た装置と比べて御世辞にもスマートとはいえないまでも、数々の輝やかしい業績をあげてきたという重みが直に伝わってくる興奮を禁じ得なかった。現在でもこの装置は立派に働いており、Cornell University の R. C. Richardson 等が³He ion mobility の実験中であった。ヘルシンキ大学の超低温グループは夫々の研究者が個性を強く持っており、例えばある人は dilution machine またある人は SQUID という具合に、低温実験上不可欠な技術的開発に専念しているエキスパートが何人もおり、これらの技術が Lounasmaa グループ内で十分活用されているという環境が、大変うらやましく感じられた。

フィンランドはもう白夜の季節で、2~3時間しか暗い時が無く、それも真暗になるわけではないので時間感覚がつかめず、睡眠不足の毎日であった。それに酒類の統制があり、左党にはあまり住み易い所ではないようである。

短期研究会報告

「ゼロギャップ近傍物質の電子的 および格子的特異性の研究」

開催期日 昭和51年6月4日，5日

開催場所 物性研旧棟1階講義室

司話人 川村 肇， 松原 武生

田中 昭二， 田沼 静一

PbTe, S_xTe, GeTeなどのN-VI化合物半導体, (Hg, Cd)Te系合金半導体及びBi_{1-x}Sb_x系合金はバンドギャップが零またはそれに近い値をもち、バンドは非放物線型になるなどの特異性をもつ。とくにN-VI化合物およびその合金は結晶構造が不安定であるが、これは平均バンドギャップの小ささのために生じる価電子の“軟かさ”と関連がある点で興味がある。

これらの点を中心にして、実験、理論の両面から討論が行われた。次に個々の講演の内容を述べる。

1. Narrow-gap 半導体における変位型相転移

名取 晃子（東大・理）

Pb_{1-x}Sn_xTe, Ge_{1-x}Sn_xTe, Pb_{1-x}Ge_xTe混晶系はnarrow-gap半導体を構成し、高温側ではNaCl構造を持ち、組成x, carrier濃度nに依存し低温でAs的構造に相転移する。2次の構造相転移に対し、order parameter q_0^0 の4次の項迄展開した自由エネルギーを用いると、転移温度 T_c とひずみ q_0^0 は下記で与えられる。

$$F = F_0 + \frac{\tilde{\omega}_0^2}{2} q_0^{02} + \frac{C_2}{4} q_0^{04}$$

$$\tilde{\omega}_0^2 |_{T=T_c} = 0, \quad q_0^{02} = -\frac{\tilde{\omega}_0^2}{C_2} (\tilde{\omega}_0^2 < 0)$$

narrow-gap半導体に対するモデルとして、バンド間電子—格子相互作用と格子非調和性を考慮した系を考える。order parameterとしてNaCl-As的構造ひずみに対応し、TOモードの波数 $q=0$ 成分のひずみ q_0^0 を取る。平均場近似で $\tilde{\omega}_0^2$ と C_2 を求める。 C_2 に対する電

子系の寄与は narrow-gap 系では大きくなり、従って格子ひずみ q_0^0 は抑えられる事が期待される。

簡単な 2 バンドモデルに對し、電子分極 \mathbf{P} の寄与のみを考えた時の転移温度 T_c のバンド構造依存性、更に格子非調和性の寄与を高温近似で考慮した時 ($\tilde{\omega}_0^2 = \omega_0^2 (1 - \mathbf{P}) + \alpha T$)、 T_c の carrier 濃度依存性を 図 1 と 2 に示す。ここで B はバンド巾、($E_0 - B$) はエネルギーギャップを示し、エネルギーは $1.6 g_0^2 / \omega_0$ で規格化されている。($2 g_0$ は電子 - ホノン結合定数、 ω_0 は TO モードの $\mathbf{q} = 0$ のホノンエネルギー)

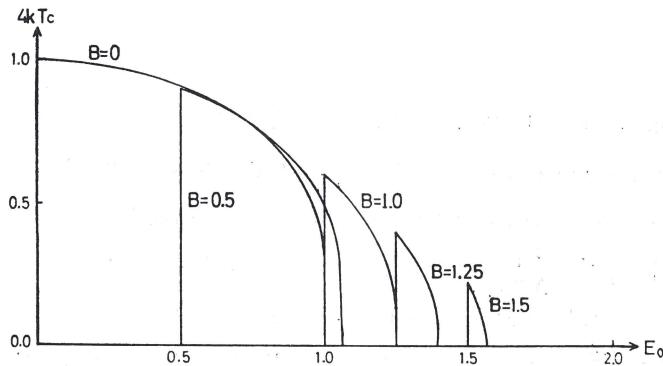


図 1

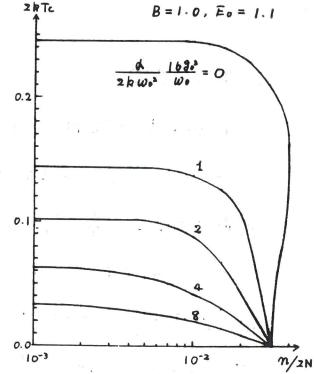


図 2

最後にバンド端での電子バンド構造が結晶変位 \mathbf{a} に対してどう変化するかについて触れる。バンド端 L 点での Dimmock の $4 \times 4 \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ ハミルトニアンを用いると、4 個の谷方向の単位ベクトルを \mathbf{e}_i ($i = 1, 2, 3, 4$) として、各谷 i のバンド構造は下記で与えられる。

$$E_i = \frac{1}{2} \left\{ \epsilon_c + \epsilon_v \pm \sqrt{(\epsilon_c - \epsilon_v)^2 + 4 \left[\left(\frac{\hbar}{m} P_{11} k_z \right)^2 + \left(\frac{\hbar}{m} \mathbf{P}_{\perp} \boldsymbol{\kappa} I \mathbf{r}_i \right)^2 \right]} \right\}$$

但し $\mathbf{r}_i = \mathbf{a} \cdot \mathbf{e}_i$

4 個の谷は \mathbf{r}_i の値に応じ同等でなくなり、又各谷で 2 重縮退の分離が生じる。

2. 変位型相転移における電荷密度再分布

片山信一（阪大・理）

N-VI 族構造相転移の秩序パラメーターの一つに、単位胞内の二原子の <111> 方向への内部変位がある。最近の多くの実験から、この変位の出現に、価電子密度の再分布が重要な役割を果すことが期待される。

1. 相転移モデルと電荷密度再分布

$q \sim 0$ ソフト横光学 (TO) モードに対する原子のうごきは、単位胞の大きさを不变にとどめる。しかしその相対変位 \vec{u} は、短距離バンド間電子 - フォノン結合 Ξ をつうじて、単位胞内の電荷密度の再分布をうながすであろう。その結果、この偏った電荷分布を介して、ある温度以下で、単位胞中の二原子が強く引き合うことが可能になり得る。この事情は、TO フォノンの規準座標の静的部分 $\langle Q_0 \rangle$ と誘起される電荷密度めらぎ $\langle \rho_0^{cv} \rangle$ を、格子間非調和項をも考慮して、self-consistent IC 決定すれば示すことができる。

2. 横有効電荷 e_T^*

Lucovsky-Martin-Burstein は、V-VI 系物質 IC 対し、 $e_T^* \propto \epsilon_\infty^{\frac{1}{2}}$ (ϵ_∞ : 光学的誘電率) をみいだした。この傾向は、Lucovsky-White IC より、共鳴結合の存在を暗示する現象として説明された。 e_T^* は、本来光学モードでの原子のうごきに対する“イオン+価電子”系の応答を表わす量である。我々は、 $e_T^* = \lim_{u_x \rightarrow 0} \frac{Px}{Nu_x}$ を定義式とみなす。分極密度 P_x を誘起する電荷密度として、1.での密度めらぎ $\langle \rho_0^{cv} \rangle$ を使う。価電子のエネルギー・バンド IC Penn のモデルを採用すれば、 $e_T^* - 1 = \frac{30}{K_F a_0} \frac{\Xi}{\hbar \Omega_p} (\epsilon_\infty - 1)^{\frac{1}{2}}$ を得る。 a_0 , K_F 及び Ω_p は、格子定数、価電子系のフェルミ波数、プラズマ振動数である。 $\frac{\Xi}{\hbar \Omega_p} \sim 0.6$ と選べば、Sn Te, Pb Te, Pb Se, Pb S IC わたる e_T^* と ϵ_∞ の実験的関係が上式でうまく再現できる。1.2 から、V-VI 系は、他物質 IC くらべ、 Ξ が大きく、平均バンドギャップエネルギー \bar{E}_G が小さい。これを反映し、電荷再分布効果は、有限の $\langle Q_0 \rangle$ の出現と、 e_T^* の特異な傾向 IC、大きく寄与していると思われる。

3. 3次の摂動理論と As の金属的および共有的結合について

森 田 章 (東北大・理)

V 族元素、V-VI 族合金の特異な A7 構造を安定化させている因子を明らかにする目的で、As の結晶エネルギーを擬ポテンシャルによる摂動論を用いて結晶構造パラメータと密度の関数として計算した。計算にあたっては、特に金属的結合に対応する 2 次摂動の結果と共有結合効果を含む 3 次摂動の結果との比較 IC 注目した。擬ポテンシャルとしては truncate された型をした Lin-Falicov の経験的なポテンシャルと原子のエネルギー準位から定めた Topp-Hopfield 型の untruncated ポテンシャルの 2 種類のポテンシャルを用いた。

Lin-Falicov ポテンシャルを用いた場合には、観測される密度と結晶構造の近傍に計算を限定すれば 2 次摂動の結果は一応満足すべきものを与える。しかし密度の変化範囲を拡げると、A7 とは異なった別の強い安定構造が出現し、実験と矛盾する。また計算を 3 次摂動まで進めると結果はかえって悪くなる。この原因は Lin-Falicov ポテンシャルが実測された結晶構造のところで定められた経験的な truncated ポテンシャルであることに帰せられる。

Topp-Hopfield ポテンシャルを用いた場合、金属的結合に対応する 2 次摂動の範囲内では金属的な simple rhombohedral 構造（配位数 6）が安定で、A7 は安定には存在しない。共有結合を含んだ 3 次摂動まで考慮して初めて A7 構造（配位数 3）が最も安定な構造となることが示される。この場合の計算は adjustable パラメータを含んでいない。結晶エネルギーと原子体積の計算値は $-2.5247 \text{ ryd}/\text{電子}$, $2.13 \times 10^{-23} \text{ cm}^3$ であるが、これらの実測値は夫々、 $-2.535 \text{ ryd}/\text{電子}$, $2.13 \times 10^{-23} \text{ cm}^3$ である。

4. P-軌道電子のバンドと結晶格子構造

松原武生, 小川 泰, 中西 章(京大・理)

$\langle V \rangle$ 族物質が配位数 3 の結晶構造を、 $\langle VI \rangle$ 族物質が配位数 2 の結晶構造をとる傾向がある。これは構成原子の価電子が p-軌道でその数がそれぞれ 3 および 4 であることと関連していると考えられている。しかしこのことを明快に指示した文献は見あたらなかったので簡単なモデルを用いて例示することを試みた。

p-軌道の特徴はそのベクトル性である。縮退した 3 つの軌道 ($p_x = \frac{x}{r}, p_y = \frac{y}{r}, p_z = \frac{z}{r}$) に単位ベクトル \vec{e} を対応させて、 $|\vec{e}, \vec{R}\rangle$ によって \vec{R} にある原子の p-電子の状態を表わすことになると、 \vec{R}, \vec{R}' にある 2 個の原子間の p-軌道電子の遷移行列は座標軸の選び方によらず

$$\langle \vec{e} \vec{R} | V | \vec{e} \vec{R}' \rangle = V_\sigma (|\vec{R} - \vec{R}'|) P_{ee'RR'} + V_\pi (|\vec{R} - \vec{R}'|) \{ (\vec{e} \cdot \vec{e}') - P_{ee'RR'} \}$$

$$P_{ee'RR'} = \frac{(\vec{e} \cdot \vec{R} - \vec{R}') (\vec{e}' \cdot \vec{R} - \vec{R}')} {|\vec{R} - \vec{R}'|^2}$$

の形に書ける。 V_σ, V_π はそれぞれ σ -型, π -型の遷移行列積分で一般に $|V_\sigma| \gg |V_\pi|$ である。原子を任意の配置に並べて p-電子の LCAO から作られるバンドを求め、それに電子をつめて電子系のエネルギーを計算すれば、どの配置に対してエネルギーが最低になるか決めることができる。例えば原子が θ なる角をはさんだ Zig-Zag 状に並ぶとき p-準位の中の 2 つは

ている。 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 系混晶は、混晶比 x によって共有性——金属性の相対的な強さを変えることが出来、さらに $x \sim 0.4$ の辺りでバンド反転が起るため、特にこの相転移機構を調べる点で興味深い物質である。我々は、 $x = 1.0, 0.54, 0.44$ の結晶について比抵抗、ホール係数の測定を行い以下の結果を得た。

- (1) $SnTe$ 比抵抗は相転移点近傍で異常増加分 $\Delta\rho$ を示す。
- (2) 比抵抗異常点から $SnTe$ の相転移温度 T_c のキャリヤー濃度依存性を決めることが出来た。
- (3) $\Delta\rho$ の大きさは、 E_g が小さくなる程大きくなる。
- (4) ホール係数は相転移点で極小を示す。

以上の結果の中で $\Delta\rho$ の大きさ、および温度依存性、ホール係数の異常は変形ポテンシャルを $\sim 10\text{ eV}$ とすれば電子——格子相互作用のモデルによって説明出来る。 T_c のキャリヤー濃度依存性は、フォノン——フォノン相互作用によって ω_{TO} の温度依存性が決っていると仮定すれば $\sim 10\text{ eV}$ の変形ポテンシャル型電子——格子相互作用によって説明出来る。フォノン——フォノン相互作用が大きな寄与をもつてゐることは相転移点における比熱異常の測定結果（八田一郎氏）からも結論される。

7. $Pb_{1-x}Sn_xTe$ の ラマン散乱

嶋田寿一、小林啓介、

片山良史、小松原毅一（日立・中研）

狭いバンドギャップをもつ半導体である $SnTe$ 等での相転移に帶間電子——格子相互作用が重要な役割をもつてゐる。 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 混晶系では $x = 0.4$ 付近でバンド反転が起り、バンドギャップが零になる。そのため帶間電子——格子相互作用が強調されると期待される。

$Pb_{1-x}Sn_xTe$ の高温相は $NaCl$ 型で一次のラマン散乱は禁止されているが、低温相である菱面体晶になると許容される。

実験では 130 cm^{-1} と 147 cm^{-1} 付近に各々ピークをもつ散乱スペクトルが得られ、その散乱強度が相転移温度 T_c およびバンド反転温度 T_b 近傍で強くなることが観測された。この散乱強度の増大は TO フォノンのソフト化によって $NaCl$ 型構造からの動的なずれが大きくなることにより起ると考えられる。

逆にこの散乱強度が極大となる温度から T_c と T_b を定めることが出来、これらを組成 x の関数として求めることが出来た。しかもラマンスペクトルは試料表面の空乏層について測定している

と考えられ、本方法で求めた T_c はキャリヤ濃度零の時の相転移温度 T_{co} であると結論された。この様にして求めた T_{co} は T_b と T_c が一致する $X \cong 0.4$ 付近で異常に高くなっている。このことは帯間電子—格子相互作用が単にラマン散乱強度だけでなく、相転移そのものに重要な影響をもっていることを示している。

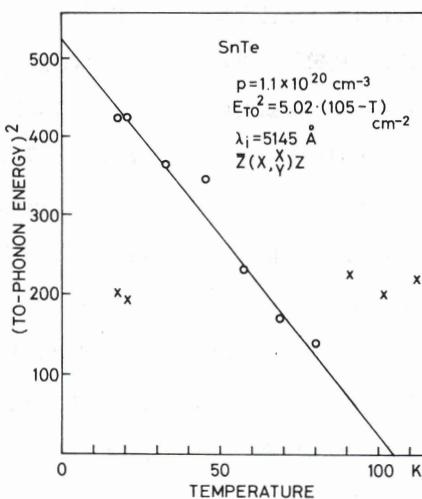
8. Sn Te の ラ マ ン 散 亂

水貝俊治, 邑瀬和生, 川村 肇(阪大・理)

Sn Te は高温相の $\text{Na Cl}(\text{Oh})$ 型から低温相の菱面体晶系 (C_{3v}) へ相転移する。この相転移は横光学 (TO) フォノンのソフト化で特徴づけられている。我々は転位点 (T_c) 以下で TO フォノンをラマン散乱ではじめて観測した。TO フォノンは高温相では T_{1u} でラマン不活性であるが、低温相では $A_1 + E$ になりともに活性である。我々は Ar イオンレーザーの 5145\AA の光を使って後方散乱で実験した。 $p = 1.1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ の試料では 21K で 21 と 130cm^{-1} にかなり鋭いピークが、 147cm^{-1} に幅の広いピークが、 38 , 79 と 106cm^{-1} に小さな幅の広いピークが観測された。 21cm^{-1} のピークは温度とともにエネルギーと強度が変化し、 T_c 以上で消えてしまうので TO フォノンによる散乱ピークである。他のピークはほとんど温度変化を受けないので高次のラマン散乱によると考えられる。TO フォノンによる散乱は変形ポテンシャルを Na Cl 型からの格子のずれの大きさで展開した 1 次の項であらわされるが、これは 2 次のラマン散乱過程と全く同じ形をしており大きさも同等であるので、この考えは妥当であると思われる。

図に TO フォノンエネルギーの温度変化を示す。

T_c はバルクの転移点とほぼ同じ 105K であるのでキャリヤーの存在するところからの散乱をみていると思われる。TO フォノンの散乱強度は 45K 附近で最大になり T_c に近づくと減少する。半値幅も同様の変化をする。 $20 \sim 30\text{cm}^{-1}$ の幅を持つセントラルピークが 50K 附近から顕著になり、 T_c に近づくにつれて大きくなる。TO フォノンとセントラルモードを合わせた散乱強度は T_c に近づくほど大きくなり、この 2 つのモードに結合があることを示唆している。



9. $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 合金の Shubnikov-de Haas 効果

成田 信一郎, 高藤 裕(阪大・基礎工)

先きに $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 合金の Shubnikov-de Haas 振動曲線において横磁気抵抗ではスピン分離が明瞭にあらわれるが、縦磁気抵抗ではその一方が消えることを見出し、これを説明するために、スピン軌道相互作用をともなった散乱とその選択律の差違によってこれを説明した。その選択律は(主なる遷移に対して)、横磁気抵抗効果では

$$N\uparrow \rightleftharpoons (N-1)\uparrow, N\downarrow \rightleftharpoons (N-1)\downarrow, N\downarrow \rightleftharpoons N\uparrow \quad (1)$$

縦磁気抵抗効果では

$$N\downarrow \rightleftharpoons (N-1)\uparrow \quad (2)$$

であった。これ等の現象の観測は $Hg_{1-x}Cd_xTe$ と $InSb$ といった結晶構造、バンド構造の同じ物質に限られていたが、もう一つの代表的な微少ギャップ半導体 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (n 型) に対して、磁場を結晶の [100] 方向にかけて Shubnikov-de Haas 効果を測定した。図 1 はそのレコードトレースである。上が横磁気抵抗、下が縦磁気抵抗効果である。 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ と同じように横磁気にみられるスピン分離は縦磁気ではその片側が消失している。ただし $Pb_{1-x}Sn_xTe$ では横磁気で強磁場極限からあらわれる 2 番目のピークに対応したピークが始めて縦磁気で現われる。これは $Hg_{1-x}Cd_xTe$ では強磁場極限より数えて 3 番目のピークに対応したピークが現われるのと異なった点である。この違いは、前者では Landau sublevel の最低レベルが $O\downarrow$ であるのに対して後者が $O\uparrow$ であることによってうまく説明がつき、同じ選択律によって、すなわち同じ理論によってこの現象が見事に説明つくことがわかり、理論に対する新らしい証拠を得ることが出来た。

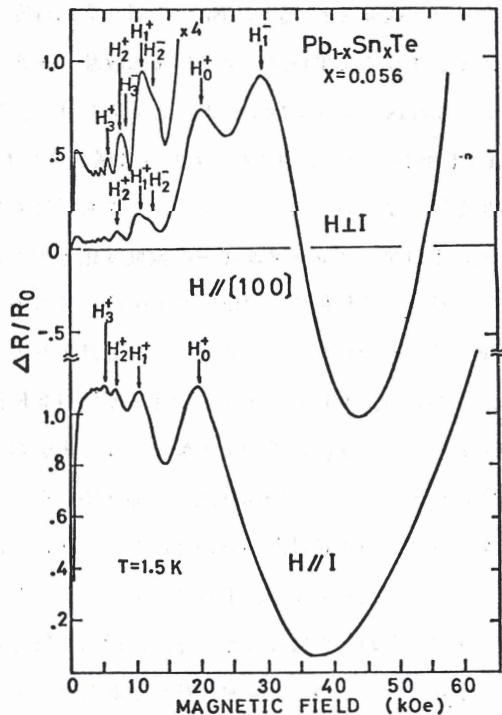


図 1

なお、副産物として Landau sublevel の crossing が起っていると考えた方が都合がよい
ということが推論出来る。

磁場の方向を変えて、また、 x 値を変化させて Shubnikov - de Haas 振動の同期を測定して、
フェルミ面の形を測定した。その結果、従来考えられているように n 型 に対しても正確な回転橙
円体をなしていること、またその異方性 K は x と共に増加して行くことが知られた。

10. $Pb_{1-x}Sn_xTe$ の静水圧による相転移

成田 信一郎、高藤 裕、辻本 康治(阪大・基礎工)

$Pb_{1-x}Sn_xTe$ に静水圧を加えるとエネルギーギャップの変化及び低圧相(NaCl)から高圧
相(Orthorhombic)への1次相転移を起こす。

我々は Bridgemann, 気相及び液相成長法によりサンプルを作成し、約 40 kbar まで圧力を
加え、その比抵抗及び、ホール電圧を測定した。

右はその測定の一例で、△は移動度
の圧力変化を示したもので、その他は
比抵抗の圧力変化を示している。

比抵抗は、圧力増加と共にエネルギー
ギャップが減少し、ギャップ 0 の所
で Minimum をもつ。その後再びギ
ャップが大きくなり、抵抗が上がって
いき、転移圧力で急激な増大を示して
いる。

$x = 0.36$ の data からこの抵抗の
増大が殆んど移動度の減少に起因して
いることがわかる。

比抵抗とホール電圧の data から転
移圧力の x 依存性及びエネルギーギャ
ップが 0 となる圧力の x 依存性をまと
めてプロットしたものが 図 2 である。

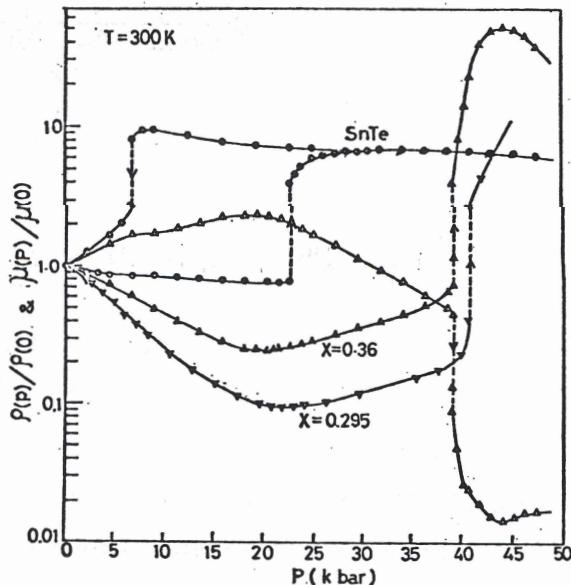


図 1

現在 $x = 0.5$ 付近のサンプルの転移圧力及び SnTe の転移圧力のキャリアー濃度依存性を実験中である。

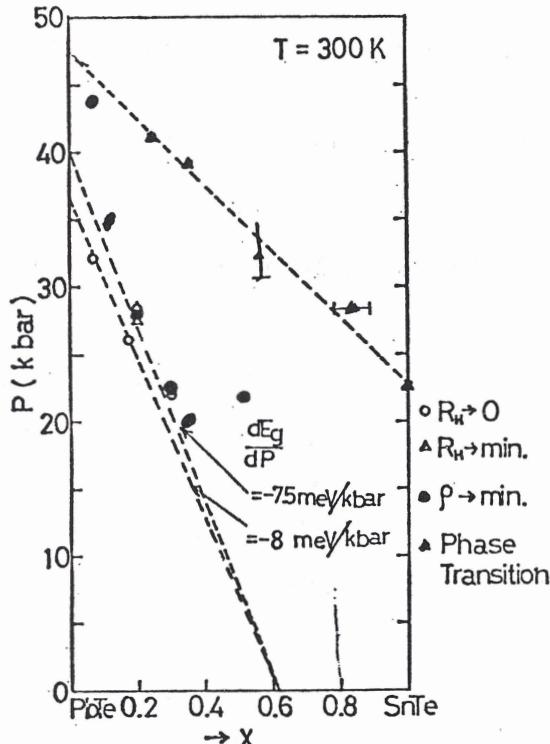


図 2

11. Pb_{1-x}Sn_xTe のトンネル効果

横川正道, 森谷明弘,

浜口智尋, 中井順吉(阪大・基礎工)

トンネル分光はフォノンのエネルギーを求める有効な手段の一つである。われわれは Pb_{1-x}Sn_xTe ($x = 0, 0.32, 1$) を用いて MIS型のジャンクションを作り、トンネル電流の2回微分を測定して原点に関して反対称な4つのピーク A, B, C, D を観測した。その結果を図に示す。

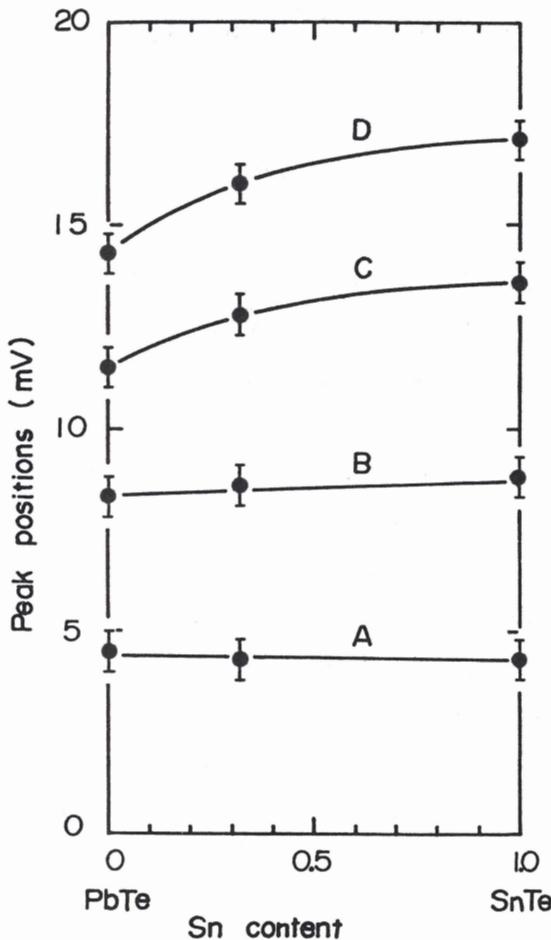


図 1

A, B は混晶比 x にはほとんど依存せず, Pb の TA および LA フォノンに相当する。また D のピークは中性子散乱により測定された $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ の Γ 点の LO フォノンに相当している。C のピークは $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ の L 点のフォノンが関与している。この時のフォノンの選択則は、 PbTe と SnTe とではバンドの対称性が反転している事に注目すれば、 $\text{L}_{\alpha x}$ の手法により次のように求まる。



実験結果との比較より, L_1^+ (LA), L_3^+ (TA), L_2^- (LO), L_3^- (TO) である事がわかった。

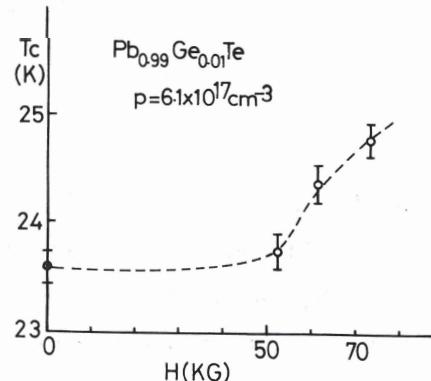
12. $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$ の相転移

邑瀬和生, 鷹岡貞夫

水貝俊治, 川村 肇(阪大・理)

Pb Te 結晶は NaCl 型構造をしているが, これに 0.5 %以上の Ge Te を混ぜると, 低温領域で As 型の構造をとるようになる。組成比 x の増加に伴って, 転移温度 T_c が急速に上るのが特徴的である。この系で, 格子不安定性のメカニズムを研究することは, キャリヤ数や組成 x をたやすく設定できる利点を生かせば, 大変実りある結果を導びくものと期待できる。われわれは, $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$ ($x < 0.1$)について, ソフト・TOフォノン・モードとこれに関連した現象を, 抵抗, ホール効果, 磁気プラズマ波励起の実験によって系統的に追求している。たとえば, $x = 0.055$ の試料について, 抵抗異常は顕著で, そのピーク位置は ($T_c = 143.5 \text{ K}$) は X 線測定による値によく合う。異常部分を, ソフト・TOフォノンとこれに付随した L_モードによる散乱として計算した。そのさい, モードの分散と, ソフト化の温度係数を考りよしている。計算曲線は, 異常部の両翼の形をほど再現しうるが, $|T - T_c| < 10 \text{ K}$ では, 実験値と合せられない。臨界振動や TO フォノンと音響モードとの非調和効果による抵抗変化を無視できない。 $x = 0.055$ の試料について, T_c のキャリヤ依存性から, 電子 - TO フォノン相互作用の変形ポテンシャルを見積ると 17 eV になる。

組成比 x が小さく, T_c の低い試料については, 新しい効果が見られる。たとえば, $x = 0.01$, $p = 6.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ の試料について, 抵抗異常ピークの温度 T_c は, 図のよう, 磁場に依存する。これは, 電子状態の磁場による変化が, TO フォノンとの相互作用で, T_c に影響をおぼしたものと考えられる。また, 同じ x の値で, $n = 7.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ の試料では, $T_c \lesssim 1.8 \text{ K}$ で, p 型と n 型のちがいが敏感に反映することが見出されたのも, 驚嘆すべきことである。



13. $Pb_{1-x}Ge_xTe$ のトンネル分光

鈴木守夫, 籠田和徳(佐賀大・理工)

微小ギャップ半導体 $Pb_{1-x}Sn_xTe$, $Pb_{1-x}Ge_xTe$ 等はバンド構造に相対論的効果が現われ、更に相転移に伴う Γ 点の T O フォノンのソフト化が生ずる。この様子を明らかにするために数種の試料に対し、M I S 接合によるトンネル分光を行った。まず $V-dI/dV$ (図 1) から次の事がわかる。(1) $PbTe$ に Ge 又は Sn を入れてゆくと相対論的効果が弱まり、Gap エネルギーが減少する。これは G. A. Antelitte 等¹⁾ の $Pb_{1-x}Ge_xTe$ ($0 \leq x \leq 0.05$) による測定と逆である。(2) Ge は Sn に比べバンド端状態密度の変化を急激にする。(3) $Pb Te$ スペクトルの -650mV 近傍の急な立上りは G. Martinez 等²⁾ のバンド計算結果と一致する。

次に $V-d^2I/dV^2$ (図 2) の対称性から構造 A, B, C, D はフォノンに基づくことがわかる。 Pb , $PbTe$ のフォノンエネルギーと比較して、A は Pb のフォノン又は $Pb_0.8Ge_{0.2}Te$ の T O (Γ) フォノン、B は Pb のフォノン、C と D はそれぞれ $Pb_0.8Ge_{0.2}Te$ の LA (L) 及び LO (Γ) のそれである。表 1 は各組成のフォノンエネルギーの比較を示す。

トンネル分光でソフトフォノンが現われない理由は ① phonon assisted tunneling は $PbTe$ 系では表面のごく近傍に限られるので(実験結果より)相転移が起りにくい。② T O (Γ) はフォノンの $\Gamma \rightarrow \Gamma$ 遷移により生じこれによる phonon assisted tunneling の確率が小さい事による。

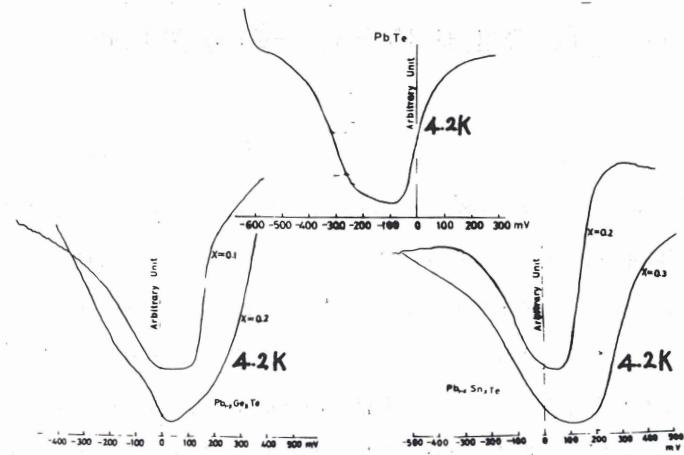


図 1

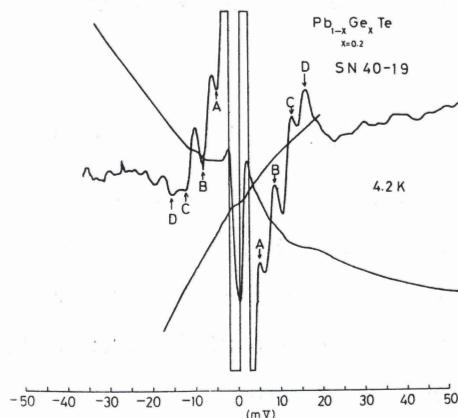


図 2

	Carrier Concent. (cm⁻³)	Phonon energies (meV)				
		Pb or TO(Γ)	TA(L)	Pb	LA(L)	LO(L)
Pb ₈ Sn ₂ Te		3.7	6.8		11.2	14
Pb ₇ Sn ₃ Te		4		8	12.6	14.1
Pb ₉ Ge ₁ Te	$p = 4.1 \times 10^{18}$	3.6	6.1	7.6	11.1	14.1
Pb ₈ Ge ₂ Te	$p = 4.9 \times 10^{18}$	4.1		7.6	11.6	14.6

1) Appl. Phys. Lett. 21, 505, '72.

2) Phys. Rev. B 11, 651, '75.

14. Sn_xGe_{1-x}Te の相転移と格子の非調和性

八 田 一 郎 (名大・工)

狭いエネルギーギャップをもつ物質において、その伝導帯、価電子帯とTOフォノンが結合しているとき、強誘電的相転移がもたらされることがある。SnTe系の物質ではこのような機構でもとづく相転移が起こるが、エネルギーギャップなど電子系のパラメータとして報告されている値をとると、理論的には相転移は起らないことが知られている。名取の理論的考察によって、格子の非調和性の寄与を考慮することにより実際のSnTe系の物質で相転移がもたらされることが明らかにされている。格子の非調和項を含まない自由エネルギーはTOフォノンの調和項と電子格子相互作用による部分を低温相における変位 q_0 で展開し、

$$F = F_0 + \frac{C'_1}{2}(T - T'_{\text{c}}) q_0^2 + \frac{C'_2}{4} q_0^4 \quad (1)$$

となるが、これに格子の非調和項の寄与を q_0 の二次、四次の項に付け加えると、

$$F = F_0 + \frac{C_1}{2}(T - T_c) q_0^2 + \frac{C_2}{4} q_0^4 \quad (2)$$

となる。SnTe系では(1)の C'_1, C'_2 などについては電子系のパラメータを用いてかなり詳しく検討でき、格子の非調和項の寄与は(2)の C_1, C_2 を実験でもとめ(1)と比べることにより見積ることができる。 C_1 はソフトモードの温度依存性よりもとまる(A)。低温相での格子の変位は $\frac{C_1}{C_2}(T_c - T)$ で表わされ(B)，熱容量の T_c でのとびは $\frac{C_1^2}{2C_2} \cdot T_c$ である(C)。これらより C_1, C_2 はもとまる。われわれはこの考えに従い T_c での熱容量のとびをもとめ、格子の非調和性に関する知見を得る目的で $\text{Sn}_x\text{Ge}_{1-x}\text{Te}$ の熱容量の測定を行なった。Geの濃度が増すに従い、 T_c がよく知られた直線関係に従って増加し、かつ熱容量の T_c 近傍でのすそのが広くなることがみいだされた。SnTeでは熱容量は T_c で単なるとびを示し、 T_c 近傍でのふるまいは分子場近似で理解できる。最後に、SnTeでは C_1, C_2 をもとめるのに必要な上の3つの測定、A(水貝らのラマン散乱)、B(飯泉らの格子変位)、C(熱容量のとび)がそろい、小林の見積りによればそれらからもまとまる C_1, C_2 はお互いにより一致をしていることを強調しておきたい。

15. 微小ギャップ半導体中の磁性不純物 —輸送現象及び電子スピン共鳴を中心として—

井上 正，八木寿郎(福井大・工)

最近、IV-VI半導体のような微小ギャップ半導体に溶けた磁性不純物について関心が寄せられている;¹⁾ 一つには希薄合金の場合と同様にキャリアと磁性不純物との相互作用を調べること、あるいはこれらの半導体と磁性物質(例えばMnTe)との混晶という見方から磁性半導体の研究。私達は主として SnTe 中の Mn (SnTe-MnTe混晶)に注目している(一部 PbTe-MnTe)。单結晶は Te 過剰比 $\text{Sn}/\text{Te} = 0.495/0.505$ でプリッジマン法によって育成し、適当な熱処理でキャリア数を制御した($p = 1.2 \sim 10 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$)。

電気的性質から見ると、少なくとも 77 K以上の温度では磁性イオンは單にイオン化不純物を中心として働き、キャリア移動度を減少させる。ただし、母体の誘電率が大きいためキャリアの遮蔽効果が著しい。いろいろの実験からこの系で Mn イオンはある温度以下でキャリアを介して弱い強磁性配列を示すことが知られており、抵抗、ホール効果、磁気抵抗の測定から s-d 相互作

用の存在が考えられる。

Mn イオンに対する ESR 実験から、この母体の g 値、超微細構造定数、デバイ温度を求めた；化学的に SnTe は PbTe よりも共有性が大きい。Mn 濃度が少ないと局在した 6S 状態（電子スピン $S = 5/2$ 、核スピン $I = 5/2$ ）と考えられるが、濃度が多いと Mn イオン間の直接的あるいは間接的な相互作用が働き、一本の吸収線となる。線幅の温度変化にはコリンハ型緩和が効く。

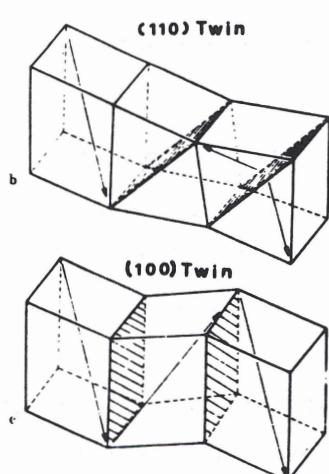
なお、この種の研究では磁性不純物が一様に固溶するかどうかという点にも注意する必要がある。

1) 井上、八木：日本物理学会誌 31(1976) 357.

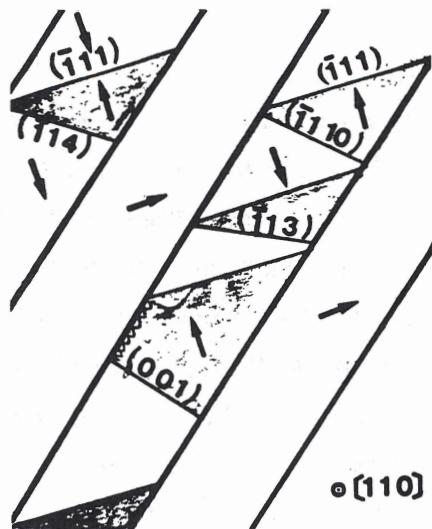
16. $\text{Sn}_x\text{Ge}_{1-x}\text{Te}$ の電子顕微鏡による直接観察

田中通義、境 太一（東北大・理）

GeTe 単結晶を化学研磨し透過電子顕微鏡法によって分域の観察を行った。分域構造には 90° 分域と 180° 分域がある。前者は純結晶学的に理解できるもので、 (100) および (110) 面を分域境界とする双晶分域である。第1図に分極方向も含めてその構造を示したが、実際にこの二つの分域が観察される。一方 180° 分域は電頭によるパターンでは第2図のように三角形をし



第1図



第2図

ており、分域境界面の一方は常に(111)面である。他方は(311)面であることが多いが(411)面もかなりみられ、まれには(n11)但し、 $n = 5, 6, \dots, 10$ の場合もある。分極の向きは境界面と平行にならず(111)に垂直になっている。これらの境界の成因については他で述べることにする。このような分域が出来る組成範囲は49.8~50.5 atomic%Teでそれ以上 stoichiometry からずれると incoherentな分域が出来るようになりやがては二相になる。

Ge Te と Snを固溶させて $\text{Sn}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}\text{Te}$, $\text{Sn}_{0.68}\text{Ge}_{0.32}\text{Te}$ について分域構造をしらべたが、90°分域はGe Teと同様であるが、180°分域では境界面が定まらず不規則な形になることがわかった。また、試料の表面層は照射電子によって分極反転をおこし、その厚さは500 Å以下と推定される。ペロブスカイト型強誘電体では照射電子による分極反転はみられないことから考えて、この物質の抗電場は非常に低いものと考えられる。Sn Te 側の分域については今後調べる予定である。

17. Hg Te の磁気プラズマと誘電関数異常

内田慎一, 田中昭二(東大・工)

Hg Te (Hg Se) 型のゼロギャップ半導体の赤外・遠赤外領域に於ける動的誘電関数は乱雑位相近似(RPA)で次のようにあらわされる:

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega) &= \varepsilon_{\infty} + \varepsilon_{\text{phonon}}(\omega) + \varepsilon_{\text{intra}}(\omega) + \varepsilon_{\text{inter}}(\omega) \\ &= \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_{\infty}(\omega_{\text{LO}}^2 - \omega_{\text{TO}}^2)}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega_{\text{TO}}} - \varepsilon_{\infty} \frac{\omega_p'^2}{\omega(\omega+i\gamma)} + \varepsilon_{\text{inter}}(\omega; E_F, T, \Gamma_8^{[1]}) \end{aligned} \quad (1)$$

ここで $\varepsilon_{\text{inter}}$ は通常の半導体では誘電定数 ε_{∞} に繰り込まれるもので、価電子帯から伝導帯へのバンド間遷移の寄与をあらわす。Hg Te がゼロギャップであり、伝導帯・価電子帯ともに同じ既約表現 Γ_8 に属すために赤外領域で大きな寄与を持ち、かつ周波数の特異な関数となる。

図1の黒丸はn型 Hg Te の反射スペクトルを4.2 Kで測定したもので $-n = 1.9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (S16), $6.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (S17) - $\varepsilon_{\text{inter}}$ を考慮しない場合の計算(破線)とはかなり異っている。実線が式(1)から計算されたもので実験結果と良い一致を示している。純粋試料の場合^[2]と同様n型試料でも $\varepsilon_{\text{inter}}$ の寄与の大きいことを意味している。

図2は同じ試料の磁気反射スペクトル——ファラデー配置、無偏光——である。参考のために純粋試料(S15)のスペクトルを示すが、S15のスペクトルは Γ_8 ランダウ準位間の遷移で決

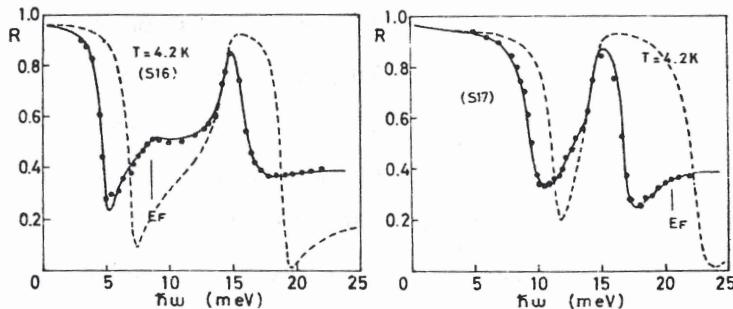


図 1

定されている。それに対して n 型試料ではスペクトルの形が全く異なり、そのパターンから判断して、磁気プラズマ効果がスペクトルを支配していると考えられる。我々はこれらのスペクトルに対して磁場を変数とする「Kramers-Kronig」解析を行い反射率から逆に誘電率を導き出した。^[3] 図 3 右は得られた誘電率からフォノン・プラズマ・ ϵ_{∞} の寄与を引き去った残り — すなわち ϵ_{inter} — をプロットしたものである。磁場中でも ϵ_{inter} は大きな寄与を持ちその値は磁場によってあまり変化しないことがわかる（図の実線は零磁場の値を示す）。左図は K.K. 解析によって決定された磁気プラズマ — フォノン結合モードの位置を示したものである。 ϵ_{inter} の存在を無視した場合の計算値（破線）との著しい違いは、バンド間励起の効果によりプラズマ — フォノン結合が大きく変化しているということを示している。

[1] J. G. Broerman, Phys. Rev. B5, 397 (1972).

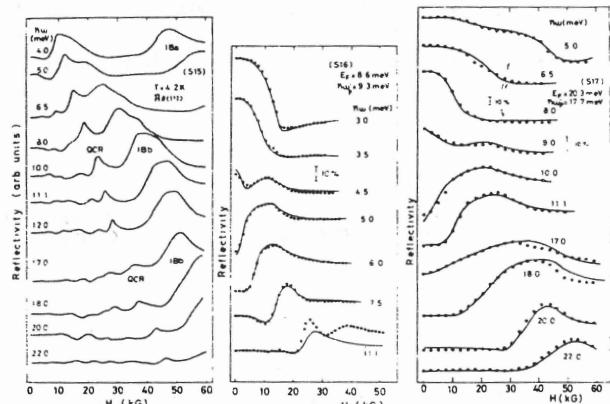


図 2

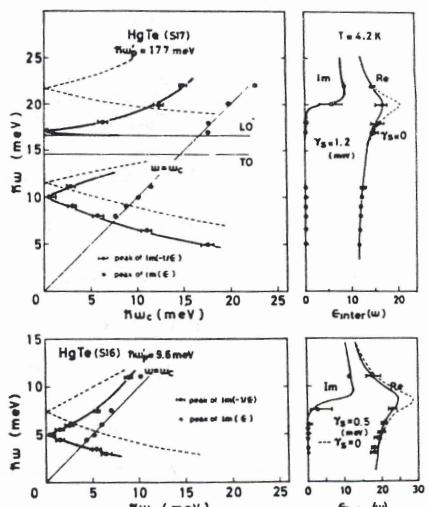


図 3

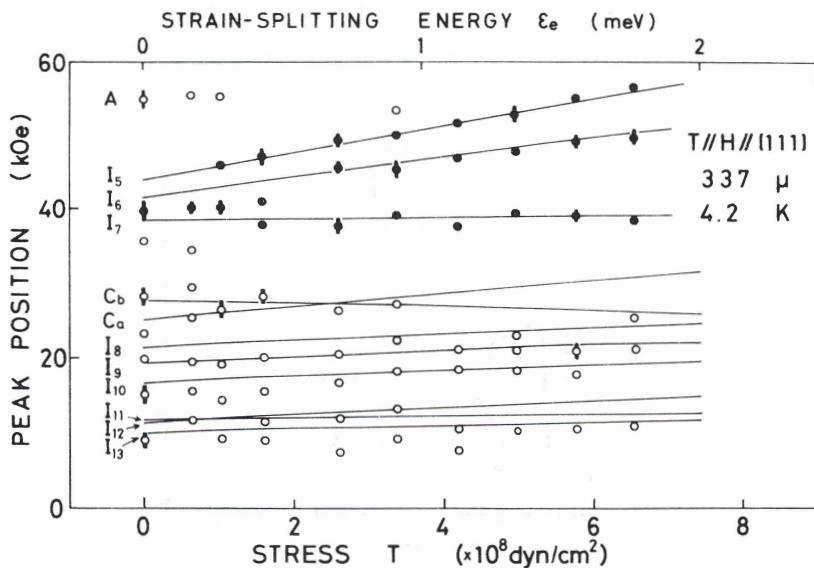
- [2] M. Grynberg, R. Le Toullec and M. Balkanski, Phys. Rev. B9, 517 (1974).
 [3] S. Uchida and S. Tanaka, to be submitted.

18. 一軸性応力下の HgTe のサイクロトロン共鳴

吉崎 亮造, 田中 昭二(東大・工)

Hg Te に一軸性圧力 (T) 及び磁場を加え, 4.2 Kにおいて H_2O 又は HCN レーザーによる磁気光吸収を観測した。実験は $\mathbf{T} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$ 軸又は $[001]$ 軸の 2 つの場合について行われた。図には観測された吸収ピークの位置 (○印) が、圧力に対してプロットしてある (●印は、特に目立った吸収ピークである)。ここで $I_5 \sim I_{13}$ は $\Gamma_8 - \Gamma_8$ 帯間遷移による吸収であり, Ca, Cb はそれぞれ a-セット, b-セット伝導体のサイクロトロン共鳴である。又 A は、アクセプター準位からの帶間遷移である。

これらの解析は p-Ge の場合¹⁾と同様にして行われた。即ち $\mathbf{T} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$, $[001]$ の 2 つの場合についてランダウ準位を計算し、許容遷移の位置が $\pm\omega = 10.6 \text{ meV}, 3.7 \text{ meV}$ の 2 つについて、 T の大きさを変えて求められた。 $T = 0$ における実験結果が、内田ら²⁾の結果と良く一致しているのでバンドパラメーターとしては彼等の値を用い、変形ポテンシャルを未知の係数として計算を行なった。実験結果との一致より(図の実線) $D_u = 1.2 \pm 0.4 \text{ eV}$, $D_u' = 2.0 \pm 0.2 \text{ eV}$ と求まった。



この結果より HgTe に於て、張力下で半金属=半導体遷移³⁾が、圧力下では半導体=半導体遷移が、磁場の増大とともに起ることが判った。又 Γ_8 バンドの k -linear 項の大きさとして $C \lesssim 1.0 \times 10^{-9}$ eV·cm ($E_t \leq 1$ meV) が適当であることが、ランダウ準位の計算より得られた。

- 1) K. Suzuki and J. C. Hensel : Phys. Rev. B9 4184 (1974).
- 2) S. Uchida and S. Tanaka : J. Phys. Soc. Japan 40 118 (1976).
- 3) 遷移の際に励起子エネルギーが有限であり ($T//H/[111]$ の場合のみ) Bi と同様に一次の遷移となる可能性がある。

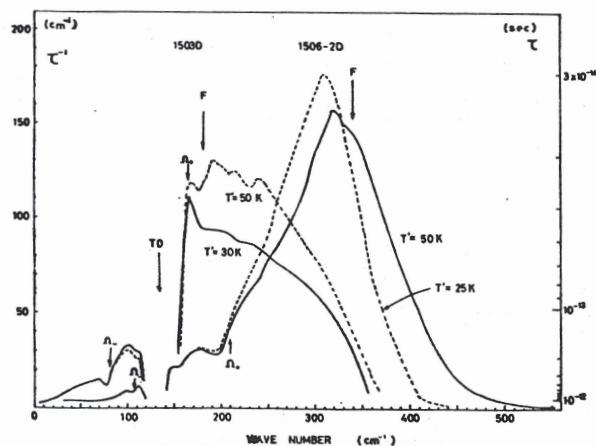
19. HgSe の赤外反射スペクトルと 自由電子運動量緩和時間の波数依存性

真鍋 悅，三石明善(阪大・工)

n -HgSe の赤外反射スペクトルを 2 K で測定し、次の誘電関数にもとづいて解析した。

$$\epsilon_{\text{total}} = \epsilon_{\infty} + \epsilon_{\text{inter}} (\Gamma_8 - \Gamma_8) + \epsilon_{\text{intra}} + \epsilon_{\text{phonon}}$$

ϵ_{total} は Kramers-Kronig の関係により反射スペクトルから求めた。 ϵ_{inter} , ϵ_{phonon} の理論式に含まれるパラメータ及び ϵ_{∞} はてきとうな方法で定めることができるので、 ϵ_{intra} が求まり、Drude の式に含まれる自由電子の運動量緩和時間 τ を波数 Ω の関数として決定した。その結果を二種の試料について図に示す。図中の F はフェルミ準位 Ω_F , T' は ϵ_{inter} の



broadening を考えた有効温度を示す。 $\tau^{-1}(\Omega)$ は、 $\Omega \rightarrow \Omega_F$ に近づくと増大している。
($\Omega > \Omega_F$ で $\tau^{-1}(\Omega)$ は減少傾向を示すが、データ処理に伴う誤差が高波数で増大するのでまだ確定的なことは言えない。)

この現象を説明するモデルとして、 Γ_8 値電子帯から Γ_8 伝導帯への電子遷移を中間状態として含む intraband transition process が有効ではないかと推定している。

20. $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ 合金の遠赤外・光磁気効果

金 粒三, 金得 守, 成田信一郎(阪大・基礎工)

実験は、半金属領域では、strip-line の方法で、又半導体領域では通常の Faraday 配置での透過測定の方法で行った。使用した sample はいずれも zone 溶融法で作成したものであり、Sb 濃度は 0 ~ 13% までのものである。

まず strip-line では、我々の場合 $\mathbf{q} \perp \mathbf{H} \perp \mathbf{E}$ の Voigt 配置になっており、Resonance peak は Dielectric anomaly に對応している。そしていずれも Hybrid resonance が観測されており、この解析は、一般の角度即ち、 $\mathbf{H} \parallel$ arbitrary axis の時は、2-electron, 1-hole の el-el. hybrid と el-hole hybrid resonance となり、又 $\mathbf{H} \parallel$ Trig. axis の時は、1 つの el-hole hybrid となる。⁽¹⁾ 得られた data より Hybrid mass vs. x を各軸に對して plot したのが 図 1 である。

この半金属領域では、 x が増加すると、 E_g 及び E_F が小さくなる事から、これらの Hybrid mass が減少する事は容易に理解出来る。又 electron と hole の mass tensor element. その他の決定には、有効誘電率を使って数値解析しなければならない。

次に半導体領域の透過測定では、337, 311, 195, 119 μm の Laser 光を用いて C.R. と Combined resonance と思われる peak が観測されている。我々は、これを解析する際、Bareff の結果⁽²⁾ を利

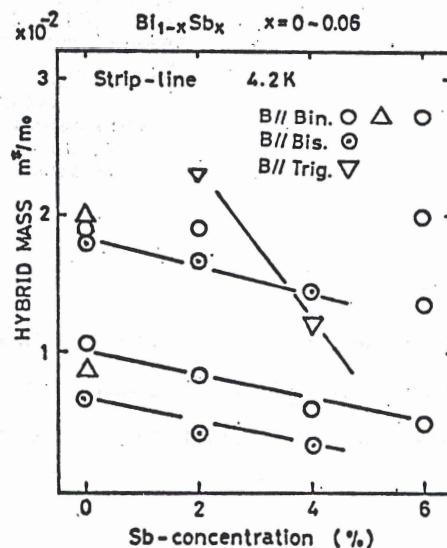


図 1

用して、Vecchi-Dresselhaus ら⁽³⁾の計算結果とは、いくつかの相違点がある次式を得た。

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{j=0}^{\pm} = \pm \left[\left(\frac{1}{2}Eg - 2G\beta^*H \right)^2 + P^2 (\beta^*H)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\ E_{j,s}^{\pm} = E_{b,j}^0 + 2\beta^*H \left[\left(\frac{\epsilon}{E_{b,j}^0} \right) B \cdot j + GS \right], E_{b,j}^0 = \pm \left[\epsilon^2 + 2\epsilon \left(\beta^*H_j + \frac{\hbar^2 k_H^2}{m_H} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \\ \epsilon = \frac{1}{2}Eg, \quad j = n + \frac{1}{2} - s, \quad s = \pm 1 \end{array} \right.$$

これらより適当なパラメータを使って、13%のsampleの場合の伝導帯のenergy levelを磁場の関数として示したのが図2であり、実験結果も付記されている。

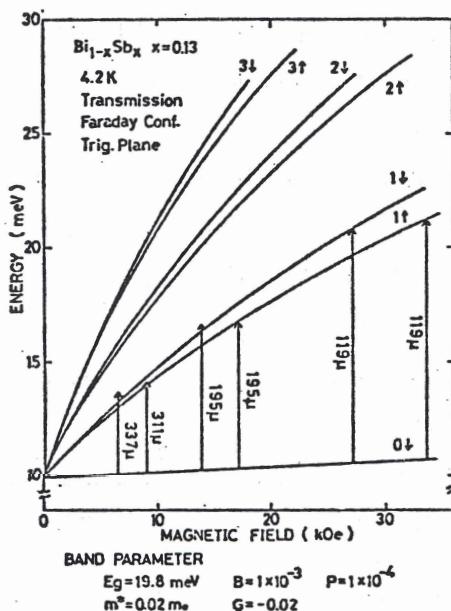


図 2

(参考文献)

- (1) Phys. Rev. 129 154 (1963). G. E. Smith et al.
- (2) Phys. Rev. 137 842 (1965). G. A. Baraff.
- (3) Phys. Rev. B7 5186 (1974). M. P. Vecchi & M. S. Dresselhaus.

21. Bi の ドハース・ファンアルフェン効果 における Frequency Mixing

鈴木正継, 寿栄松宏仁, 田沼静一(東大・物性研)

ピスマスのドハース・ファンアルフェン振動数のYZ面での角度依存性において未だ報告されていない新しい振動数を見出した。図1において, D及びEと記されている振動数がそれである。これらはピスマスの電子のフェルミ面として一般に受け入れられている $L_{\alpha\beta}$ のENPモデルからは直ちに生じないような振動数である。これは誤差の範囲内において $F_a + F_{bc}$ に一致するこ

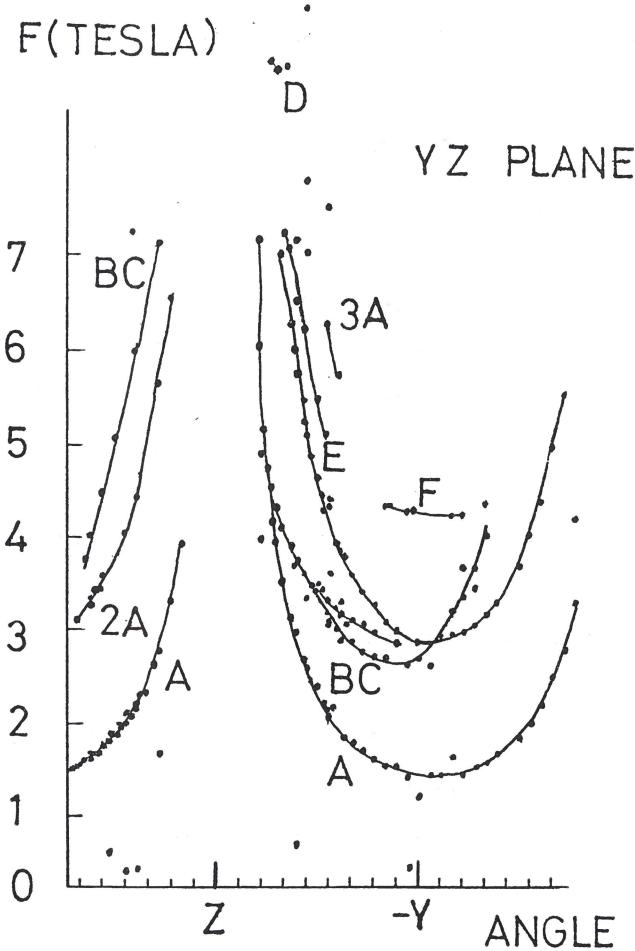


図 1

とがわかった。ビスマスのフェルミ面の他の金属に比べて非常に小さい。それ故通常の金属に比べてはるかに低い磁場において Landau 準位は量子極限に近い小さな量子数をとることになる。さらに担体濃度が非常に少ないことからフェルミ・エネルギーは磁場とともに著しく変化する。

a と $b\ c$ pocket の和に対応する振動は、 a または $b\ c$ pocket の極値断面積がフェルミ・エネルギーの磁場変調を受けることによって生じていることがわかる。

測定している磁場範囲 ($H \geq 2$ kOe) では、大きなフェルミ面で生ずる frequency mixing の、いわゆる Shoenberg 効果の起こらないことが、トルク・ドハース法による磁化の絶対値の測定から確かめられた。

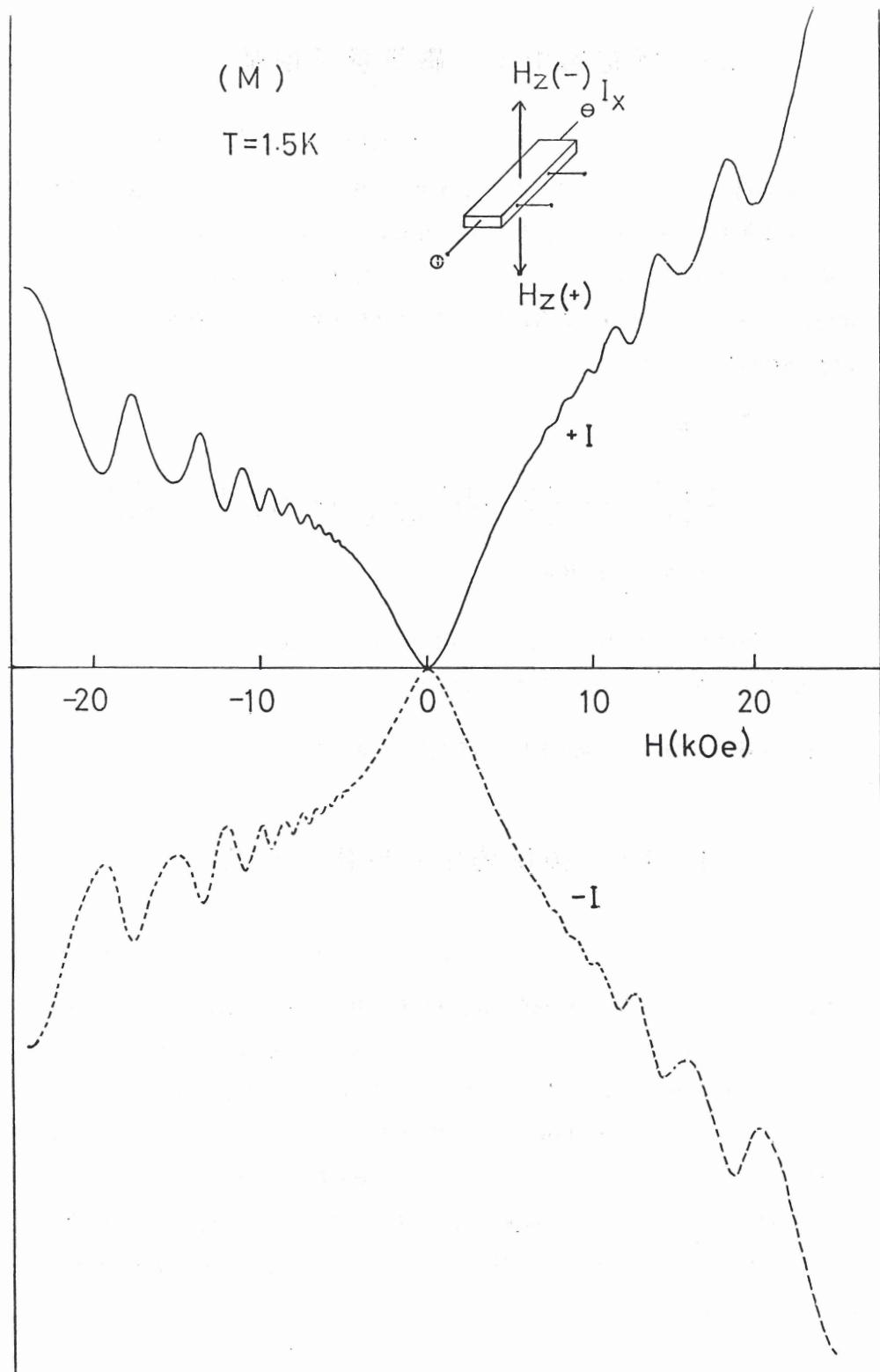
22. Bi の 静 的 表 皮 効 果

鈴木正継, 田沼静一, 寿栄松宏仁(東大・物性研)

ビスマスの(1)横磁気抵抗, (2)ホール電圧, (3)磁気量子振動の新しい観測法の主に3つの実験の詳細な検討より静的表皮効果を支持する結果が得られた。(1)横磁気抵抗((1)電流 $I \parallel x$, 磁場 \mathbf{H} を yz 面内で回転。(2) $I \parallel y$, \mathbf{H} を xz 面内で回転。) 図1C $\mathbf{H} \parallel z$, $I \parallel x$ のときの横磁気抵抗の一例が示されている。 y ・プローブでは $H=0$ に関して顕著な非対称性が現われる。(1)の場合にはかかる非対称性は全く観測されない。(2)ホール電圧。 \mathbf{H} が yz 面内にあるときには, $\rho_{xy}(\mathbf{H}) = -\rho_{xy}(-\mathbf{H})$ であるが, \mathbf{H} が xz 面内にあるときには $\rho_{xy}(\mathbf{H}) = \rho_{xy}(-\mathbf{H})$ である。(3)ビスマス試料に交流電流を流し, それに直交する静磁場を印加し, z 軸と同軸に試料の周囲に巻いた検出コイルに信号電圧の発生を見た。 yz 面内での磁場回転に対してはシュブニュフ・ドハース型の振動が重畠してきた。一方 zx 面ではかかる信号は観測されなかった。

yz 面内では $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ (\mathbf{E} ; 電場) の方向への電流のドリフトは存在しないが, xz 面内では $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ の方向に正孔電流のドリフトが必ず存在する。このため zx 面内では補償されない金属の閉じたフェルミ面の場合と同様に試料内部での電流分布は, 打ち消し合わないホール電圧により一義的に決まり, 静的表皮効果は小さいと考えられる。(1)及び(3)の実験より, I を逆転させても $H=0$ に関する非対称性が変わらないことから, 試料表面への電流の片寄りは H にのみ依存するものと考えられる。

二、物質による磁化
にで料二
属よせ存



23. 横電場中の磁気量子振動

寿栄松 宏仁（東大・物性研）

強い静磁場中の金属に横電場を加えると、磁化の変化が生じ、一種の電気=磁気効果が期待される。静磁場中のランダウ準位は、電子の中心座標について縮重しているが、電場によって、この縮重が解けエネルギー分散が生じる。このため状態密度は準位の底で発散せず、 $1/\sqrt{eEL}$ に比例したピークをもつ。（ L ；試料長さ）このため磁化 \tilde{M} は、 E および H に對し振初項を含む。 $eEL/\hbar\omega_c \ll 1$ のたいし、

$$\tilde{M}(E, H)$$

$$\sim \frac{e\varepsilon_F \sqrt{m_e}}{\pi c \hbar^2} (\hbar\omega_c)^{-\frac{1}{2}} \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p p^{-\frac{3}{2}} \frac{X}{\sinh(X)} \cdot \cos(2\pi p \frac{eE L}{\hbar\omega_c}) \cos(\frac{2\pi p \varepsilon_0}{\hbar\omega_c} + \frac{\pi}{4}),$$

$$X = 2\pi^2 p k T / \hbar\omega_c$$

したがって静磁場中金属に振動電場を加えることによって、振動磁化が生じることになり、鈴木¹⁾らの Bi における実験を説明しうるようと思われる。

1) 鈴木正継、田沼静一、寿栄松宏仁；本研究会 22 番講演

24. Bi の強磁場中の縦磁気抵抗

寿栄松宏仁、田沼静一（東大・物性研）

Bi の低温 ($T = 0.5$ K)，強磁場 ($H \leq 10$ T) 中での縦磁気抵抗において、従来観測されていたよりは、はるかに鋭いショブニコフ・ドハース振動が観測された。図に示すように、個々のランダウ準位の状態密度を反映した、極めてよく分離された抵抗のピークが観測される。この分離されたピークの lineshape からランダウ準位の広がりの大きさを (デイングル温度 T_D に換算) 求めると次表の通りであり、一方低磁場での振動振巾の包絡線から求めた T_D はこれらより 1 枝以上大きい。転位による dephasing 効果などの見かけ上の T_D の磁場依存なのか、または、高磁場での screening 長さの減少による不純物散乱の減少といった緩和時間の磁場依存性か等の検討を進めている。

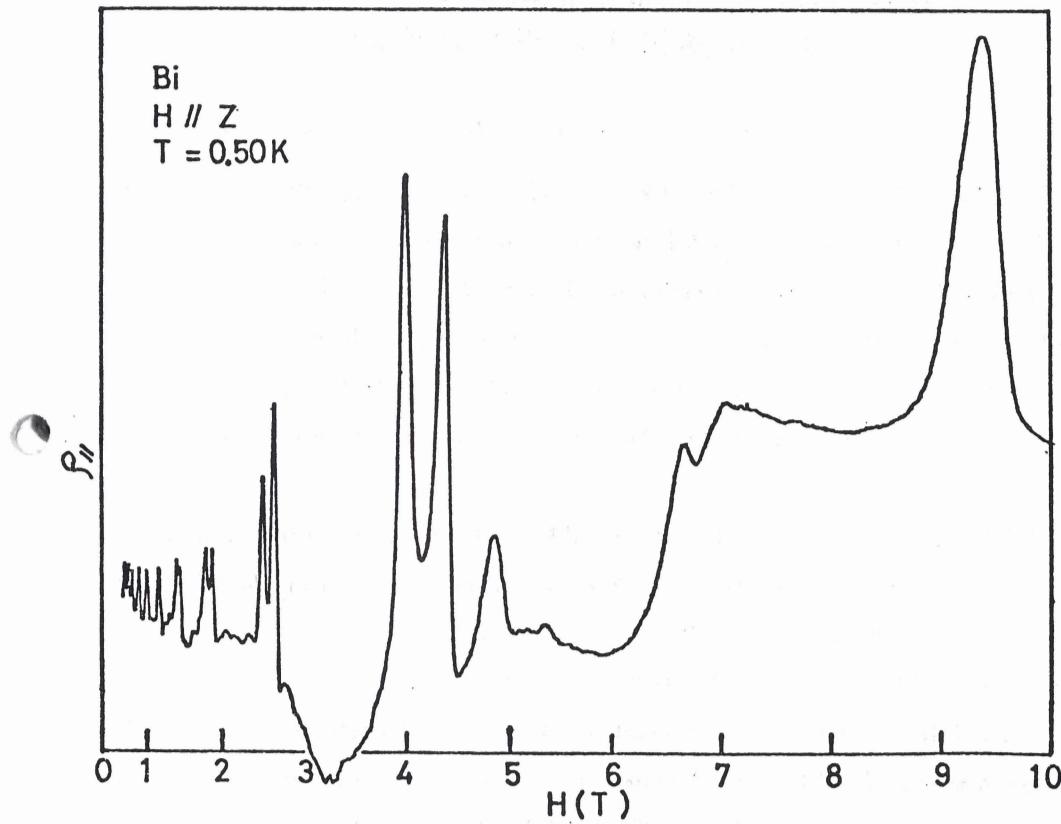


図 Bi の 縦 磁 気 抵 抗

Q n . N o .	$H_0 (\text{kOe})$	$T_D (\text{K})$
E N V .	≤ 3.3	1.87
2 +	1 8.2	0.05
3 -	2 5.0	~ 0.0
1 +	2 6.3	~ 0.0
2 -	4 0.0	0.1
0 +	4 4.1	0.1
1 -	9 4.0	0.2

表 縦磁気抵抗から求めたディングル温度の磁場依存性

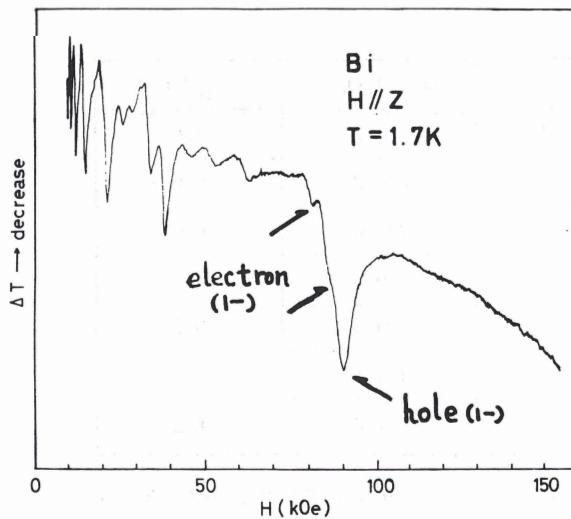
25. Bi の強磁場中の電子相転移の 磁気比熱による研究の検討

小池洋二, 田沼静一, 寿栄松宏仁 (東大・物性研)

最近, Bi の超音波巨大量子減衰の実験から, 強磁場で, Gas-Liquid型の一次の相転移と思われる異常な不連続が発見された。相転移において, 比熱は最も基本的な量であるから, その相転移を観測するために, Magnetothermal Oscillation (MTO) の実験を試みたい。MTO の振幅は, Bi で計算すると ($H = 1 \times 10^4$ Oe, $T = 1$ K, $T_D = 0$ Kの場合) 1×10^{-2} K とかなり大きい。また MTO の波形は dH-vA 効果に比べ, 高調波成分がより多く効くので, シャープになり, スピーンスプリットも容易に観測できるという利点もあり, 相転移の研究には有効であろう。

予備実験として, 高真空中にした断熱セル中の試料に, カーボン抵抗を接着して, 温度を測る。このとき, ダミーのカーボン抵抗とともにブリッジをくむことにより, Liq-He 浴の温度のゆらぎや, カーボン抵抗の磁気抵抗の影響を小さくするようにした。

図は磁場を Z 軸にかけたときの MTO であるが, 90 kOe 附近に hole (1-) のピークと, すぐ近くに b electron (1-) と c electron (1-) のピークが観測されている。磁場を YZ 面内で Z 軸から少し傾けたとき, b electron (1-) (あるいは c electron (1-)) と, hole (1-) のレベルが最も接近し, 相転移が観測されることを期待している。



短期研究会報告

「二次元系の集団運動」

開催期日 昭和 51 年 6 月 17 日 - 19 日

開催場所 物性研旧棟講義室

司会者 福山秀敏（東北大・理）

菅原忠（東大・物性研）

佐々木亘（東大・理）

中嶋貞雄（東大・物性研）

下のプログラムからもわかるように、かなり色々な分野の研究者が「集団運動」という視点を共通に集まつたもので、まず失敗するものと危ぶんでいたが、座長の努力と参加者の協力で、どのセッションも活発な討論にあふれた。ひとつには、二次元系という対象のもつ新鮮さによるものとおもわれる。

研究会後特に強く印象に残ったのは、2次元系がいまや3次元系におとらぬ精密物性の対象になりつつあることと、実験と理論との間隔が3次元系よりずっとせまいことである。MOS反転層や液体ヘリウム上の電子系でのウィグナー結晶の可能性、音響型プラズモンを仲介とする超伝導メカニズム、グラファイト上に物理吸着した希ガスによる中性子散乱などの話を聞いての筆者の感想である。詳しくは講演者自身のレポートをお読み頂きたい。
（中嶋貞雄）

プ　ロ　グ　ラ　ム

6月17日(火) 座長 植村泰忠

I MOS反転層と液体ヘリウム上の電子系

1. Si-MOS反転層の強磁場中の局在状態

若林淳一, 川路紳治(学習院大・理)

2. n-型反転層内伝導電子の低温における局在化

片山良史, 成田小二郎, 青木正明, 小松原毅一(日立・中研)

3. 強磁場下に於ける Si-MOS反転層のウィグナー格子

塙田捷(東大・理)

4. 磁場によるウィグナー格子の形成とピン止め

福山秀敏(東北大・理)

5. 強磁場下 MOS 反転層におけるアンダーソン局在性

青木秀夫, 上村 洸(東大・理)

コメント

星野公三(東北大・理)

(休憩)

座長 中山正敏

6. In-As 表面の超伝導 川路紳治, 木下貴雄(学習院大・理)

7. 音響型プラズモン機構によるMOS 反転層に於ける超伝導

高田康民(東大・理)

8. In-As 表面の超伝導について

川畑有郷(学習院大・理)

(休憩)

座長 長岡洋介

9. 液体ヘリウム表面上の電子の蒸発 梶田晃示, 佐々木亘(東大・理)

10. He 表面上の熱い電子 斎藤基彦(東大・教養)

11. 表面の電磁応答 中山正敏(九大・教養)

12. 2次元古典電子系における電子相関 東辻浩夫(東大・理)

13. 全体についての討論

6月18日(金) 座長 川路紳治

II 層状金属

1. 遷移金属カルコゲナイトの物性 田中韶二(東大・工)

2. 2次元金属の電子状態と相転移 山田安定(阪大・教養)

3. 2H-NbSe₂ 及び Fe-doped 2H-NbSe₂ の超伝導

能登宏七, 武藤芳雄(東北大・金研)

4. Graphite Intercalation 化合物のバンド構造と CDW の可能性

井下猛, 中尾憲司, 上村 洸(東大・理)

(休憩)

座長 山田安定

III 稀ガス元素单層膜, 薄膜

1. 吸着ガス膜(2次元格子)に於ける励起

— BNLに於ける中性子散乱 遠藤康夫(東北大・理)

2. グラフィル上の ^3He 及び $^3\text{He}-^4\text{He}$ 系

菅原 忠、佐藤 幸三(東大・物性研)

3. グラフィル上の多層薄膜 ^4He の超流動転移

渡辺 昂(北大・理)

コメント

生嶋 明(東大・物性研)

(休憩)

座長 雉井恒丸

4. 2次元超流動

中嶋貞雄、藤堂 清(東大・物性研)

5. 超流動ヘリウム膜の臨界速度について

市川泰丸(名大・理)

6. カピツタ抵抗の Monolayer 模型

生井沢 寛(東大・教養)

6月19日(土) 座長 田沼 静一

V Superionic Conductors

1. Superionic Conductors の物性

金田卓爾(富士フィルム)

座長 恒藤敏彦

V 2次元系の相転移の理論的問題

1. 2次元 n -ベクトル模型の相転移とスケール不変性

氷上 忍(京大・基研)

(休憩)

2. 2次元系の相転移に関する討論

3. Correlation Energy of 2-D Electrons(論文のみ) 豊田 正(SUNYAB)

Si-MOS反転層の強磁場中の局在状態

若林淳一、川路紳治(学習院大・理)

Si(100)面上のnチャネルMOS反転層の強磁場中の伝導率 σ_{xx} をゲート電圧 V_G の関数として測定すると、ソース・ドレイン電場が十分に小さければ、フェルミ準位がランダウ準位の境界近くにあるとき σ_{xx} が0となる。¹⁾ 97 K Oeと80 K Oeの磁場中で、4.2 K~1.6 Kの温度領域で V_G を $\sigma_{xx}=0$ 付近のいくつかの値に固定したとき、 $\sigma_{xx}=\sigma_0 \exp(-W/kT)$ の関係が確かめられた。 σ_0 とWは V_G に依存し、Wは0.3~1.5 meVである。また、最低ランダウ準位では、2.2 Kから2.5 Kの間の温度で σ_{xx} の温度変化に不連続が現れ、この温度の上下でWが変化する現象が見出された。これは、何らかの相転移を示していると考えられる。

1) S. Kawaji and J. Wakabayashi: Surface Sci. Proc. Int. Conf. on Electronic Properties of Quasi 2D Systems 印刷中

*n*型反転層内伝導電子の低温における局在化

片山 良史, 成田 小二郎,

青木 正明, 小松原 毅一 (日立・中研)

Siの*n*型反転層はMOSFETのゲート電圧 V_G により同一試料内で電子濃度 n_S を自由に変化させることができるので、電子の局在・非局在の問題を調べるのに適している。反転層の伝導度 σ_S は、 $n_S < 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ の低濃度域では、温度 T および n_S の函数として複雑な挙動を示し、13°K近くで鋭い極大値をとる。反転の閾電圧 V_{TH} もこの温度付近で低電子濃度側へずれる。すなわち、この温度付近では、反転層の中の電子は、濃度が低いにもかかわらず動き易くなっていることを示す。これ等の実験結果は、低温におけるWigner Latticeの形成とそれに対する反転層のポテンシャルの空間的な fluctuationによる電子の trapping の効果をとり入れることで理解される。

強磁場下における Si-MOS 反転層の ウィグナー格子

塚田 捷 (東大・理)

強磁場下の二次元電子系において、中心座標の力学は実効ハミルトニアン、

$$H_N \sim \sum_{i \neq j} \tilde{V}_N (\mathbb{X}_i - \mathbb{X}_j) + \sum_i \tilde{W}_N (\mathbb{X}_i) \quad (1)$$

及び $[X_i, Y_j] = i \ell^2 \delta_{ij}$ ($\ell^2 = c \hbar / eH$)

で支配される。上で \tilde{V}_N , \tilde{W}_N はそれぞれコースグレインされた電子間相互作用及び不純物ポテンシャルである。中心座標 $\{\mathbb{X}_i\}$ は(1)を極小にする配置 $\{\mathbf{R}_i\}$ ($\tilde{W}_N = 0$ の時には周期格子)の近くで微小振動するとして、変位 $\delta \mathbb{X}_i = \mathbb{X}_i - \mathbf{R}_i$ の二次まで展開すれば、フォノンの分散関係を求める事ができる。但し展開係数は自己無撞着調和近似で決める。横波の音速が消失する濃度を温度に対してプロットしてウィグナー結晶の相図を求めた。不純物のピニング効果によって、融解曲線は高濃度側にずれ実験と定性的な一致をみた。ピニング力は微少な電場に対して break-down する事を簡単な模型によって議論した。

強磁場中のウィグナー結晶の生成とピン止め

福山秀敏（東北大・理）

磁場をかけることにより電子液体 — ウィグナー結晶の転移を誘起することが出来るが、この臨界磁場の大きさをリンデマンの法則をもとにして評価した。この評価には結晶状態での励起、即ち、フォノンのスペクトルが必要となるが調和近似の範囲では任意の磁場の強さに対して正確に定まる。

不純物散乱がある場合にはフォノンのスペクトルが著しく変化し結晶のピン止めが起る。このピン止めの電流磁気効果に及ぼす影響が調べられた。

「強磁場下MOS反転層におけるアンダーソン局在性」

青木秀夫，上村洸（東大・理）

若林、川路により報告された immobile carrier の存在を、不規則性によるアンダーソン局在として理解できる可能性を検討した。強磁場下の2次元電子系においては、不規則ポテンシャルは、一方では中心座標Xの飛び移りに関与して σ_{xx} に寄与し、他方では inhomogeneity により局在状態を作る事に関与する。この2つの機構の競り合いの考察から、状態が局在し $\sigma_{xx} = 0$ となる条件として、 $\eta\ell < \tau v$ (η は数値因子、 $\ell^2 = c\hbar/eH$ 、 τ は輸送緩和時間、 v は \dot{X} の平均) を提案した。これから、移動度端 E_c やそこでの σ_{xx} の値 σ_{min} ($= (2/\pi\eta)^2 e^2/\hbar$) を、不規則ポテンシャルの詳細に依らない形で self-consistent Born 近似を用いて導き、immobile carrier 数の磁場、ランダウ指数依存性等の実験データを定性的に説明できることを示した。

強磁場下MOS反転層における Anderson局在に対するコメント

星野公三（東北大・理）

Kawaji, Wakabayashi の実験によれば $N=0$ ランダウサブバンド(4ヶ)のうち1番エネルギーの低いサブバンドでは、 F_{SD} が小さい時は $\sigma_{xx} \approx 0$ であるが、 F_{SD} を $2V/cm$ 以上になると有限の σ_{xx} が生じる。

このサブバンドの σ_{xx} のピークの値を $1/F_{SD}$ についてプロットすると直線に乗る。
すなわち

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \exp(-F_{SD}^0/F_{SD})$$

とかける。ここで $\sigma_0 = 1.3 \times 10^{-5} \Omega^{-1}/\square$, $F_{SD}^0 = 2.8 \text{ V/cm}$.

ここで, σ_0 がふつう minimum metallic conductivity と言われているもの(例えば, Licciardello と Thouless が 2 次元系で計算機実験で求めた値は $\sigma_{min} \approx 3 \times 10^{-5} \Omega^{-1}/\square$) に比べて小さいことから, この conduction はふつうの metallic conduction ではなく, tunneling conduction のようなものを考えるべきだろう。

WKB 的に考える tunneling probability $P \propto \exp(-2 \int_{r_1}^{r_2} \kappa(r) dr)$ で exp の片は barrier の通りにくさに関係している。

外部電場が effective にこの barrier を通りやすくすることから, rough に言うと

$$P \propto \exp(-F_{SD}^0/F_{SD})$$
 となり, 従って $\sigma_{xx} \propto \exp(-F_{SD}^0/F_{SD})$

となることが定性的に理解できる。

InAs 表面の超伝導

川路紳治, 木下貴雄 (学習院大・理)

P型 InAs 表面で超伝導が見出され, 汚れた 2 次元超伝導体に対するゆらぎの理論によって超伝導パラメーターが決定されている。¹⁾ この現象は InAs 表面の厚さ 30~50 Å の反転層内の現象と考えられるが, 表面に折出した金属 In の超伝導の可能性も検討に値する。もしも後者であるならば, 実験から試料の形状因子に依らず決定される超伝導パラメーターと 3 次元自由電子模型から導かれる正常抵抗値から, その厚さは約 4 Å と推定される。同じパラメーターと 2 次元自由電子模型によると, 2 次元サブバンドの数は約 3 と推定される。これから, この現象が InAs 表面反転層の現象であると考えるのが合理的であると結論される。

1) S. Kawaji, S. Miki and T. Kinoshita : J. phys. Soc. Japan. 39 (1975)

音響型プラズモン機構による M.O.S. 反転層に於ける超伝導

高田康民（東大・理）

最近， S. Kawaj et al.⁽¹⁾ や D. L. Miller et al.⁽²⁾ は， InAs や PbTe の反転層の電子が， $T_c \sim 1 \text{ }^{\circ}\text{K}$ のオーダー超伝導を起すという実験を報告している。しかし，一般には，反転層は， m^* が小さく，従って，状態密度が小さいため，超伝導にとり，特に有利という事はない。実際，代表的な反転層である Si-M.O.S. は，これまで，超伝導の振舞をみせていない。しかし，Si と，InAs 等の III-V 族とを比べると，前者は電子が詰るサブバンドが一つであるが，後者は，複数である。ところで，複数サブバンド系では，夫々のサブバンドの電子が，out-of-phase に集団運動をする音響プラズモン（A.P.）が存在し得て，それを媒介とする超伝導が考えられる。

この A.P. 機構が，フォノン機構に勝る点は，その結合定数が，4～5倍の大きさを持つ点であり，そのため，状態密度の小ささを克服して， $1 \text{ }^{\circ}\text{K}$ のオーダーの T_c を持つ事ができる。実際，例えば，GaAs の n 型反転層で，電子密度が， $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ のとき， $T_c \sim 4 \text{ }^{\circ}\text{K}$ が，計算された。

- 1) S. Kawaji, S. Miki, & T. Kinosita. J. phys. Soc. Japan 39, 1631 ('75).
- 2) D. L. Miller, M. Strongin & O. F. Kammer. PR. B8 4416 ('72).

InAs の超伝導について

川畑有郷（学習院大・理）

川路等によって観測された超伝導が In 薄膜によるものかどうかを見わけるために，paramagnetic effect を考える。InAs では g factor が -14 と大きいので Zeeman energy は大きいが，同時に，spin-orbit coupling は spinflip scattering time τ_s を短くするので，paramagnetic effect は小さくなる。磁場を sample の表面に平行にかけた場合，電子が二次元的ならば磁場効果は，paramagnetic effect のみのはずであるので，In 薄膜の場合とは区別できるはずである。ただし， τ_s は抵抗からきまる relaxation time τ_t と一応関係はつくが，不定性が大きいので， τ_s を直接測らないかぎり，断定するのは難しい。

液体ヘリウム表面上の電子の蒸発

梶田晃示，佐々木亘（東大・理）

液体ヘリウム表面上の電子系の強い相関のあらわれ、例えば「結晶化」、を検出する一つの手段として、電子が束縛状態から自由空間へ「蒸発」する速度の測定を行なった。表面電子密度が $10^8/\text{cm}^2$ 程度になると、電子密度の増加に伴なって「蒸発」速度が減少するという異常があらわれることを見つけた。電子密度、温度、外部印加電場、液面位置に対する現象の依存性を調べた。その結果、表面上の電子が強いクーロン反発力によって、自分の周囲の他の電子を排斥していることが「蒸発」の異常の原因であることが推察された。これは、ヘリウム面上の電子がヴィグナークリスタリゼーションをおこしている可能性もあることを示唆している。

(準) 2次元系の集団運動

中山正敏（九大・教養）

(準) 2次元系の集団運動を自己無撞着場法により論じた。集団運動は、2次元分極を自己無撞着的に誘起する電磁場の normal mode (表面波) として与えられる。この方法では2次元分極率としてはクーロン長距離力を無視して計算したものを用いればよい。分極が面に平行な場合外磁場がない場合とある場合、2次元系に横波のない場合とある場合の組合せについて、横波と縦波成分を含む波の分散に関するこれまでの研究を整理した。2次元プラズモンについての実験を紹介した。2次元結晶の場合について分散観測の可能性を論じた。分極が面に垂直な場合、有限の波数での soft 化が起こりうることを示した。電子の溜った He の液面の ripplon 不安定性はその一例である。表面 reconstruction に関する Trullinger - Cunningham の模型計算もこの観点から理解できる。

2次元古典電子系における電子相関

東辻浩夫（東大・理）

He 表面上の電子系は、通常の実験条件では古典統計に従い、粒子の個別性の効果を表わす無次元パラメーター $\epsilon = 2\pi n^2 e^4 T^{-2}$ で特徴づけられる。この系の熱力学的性質には、長距離相

関と短距離相関とが、共に ϵ の最低次の寄与をする。又、電子衝突の平均自由行程は遮蔽距離と同程度の大きさであり、 ϵ の零次である。この様に、個別性に基づく短距離相関（衝突）が、集団的性質と同程度に重要である事がこの系の特徴である。¹⁾

電子衝突は ripplon などの散乱による電気伝導率にも影響する。電子密度 $\gtrsim 10^5 \text{ cm}^{-2}$ ならば電子衝突は ripplon 散乱より頻繁で、電子系内で分布函数はすぐに緩和する。この為、直流伝導率は電子衝突のない場合に比べて減少する。ripplon による散乱の場合、面に垂直な電場の強い領域では、約 $1/2$ になる。

1) J. Phys. Soc. Japan 40 (1976) 857, 39 (1975) 253.

遷移金属カルコゲナイトの物性

田 中 昭 二 (東大・工・物工)

V, V 及び VI 族の遷移金属のカルコゲナイトは、層状構造を持ち、それぞれ、絶縁体、金属、半導体としての物性を示す興味ある物質群である。ここでは、V 族 (Nb, Ta 等) のカルコゲナイトの電子帶構造について述べ、それにもとづき、最近発見された charge density wave について概説する。さらに、超伝導状態と charge density wave との関係や、特に 2 次元性を良く示していると思われる、臨界磁場 H_{c2} の角度依存性について、やや詳しく説明する。現在のところ、NbSe₂ 等で見出されている、 H_{c2} の異方性を充分に説明する理論はなく、今後、2 次元性と関連して、議論されよう。また、fluctuation の問題も、2 次元性と関連して重要な問題と思われる所以、最近の実験を紹介しておこう。

2 次元金属の構造相転移

山 田 安 定 (阪大・教養)

六方層状構造をもつ化合物、 MX_2 (M : N, V, N 属遷移金属, X : S, Se, Te) は、その構造上の特性から六方格子面内にのみ金属的電気伝導をもつ「2 次元金属」として特徴づけられる。このような特異な性質を反映して、強い伝導電子 — 格子相互作用にもとづく広い意味での Peierls 相転移が観測される。即ち、いわゆるフェルミ面の nesting 条件を満足する波数をもつ格子波と電子密度波が、ある温度以下で凍結する。この構造相転移の性質につき概観し、特に

複雑な転移の様相を示す $1T-TaS_2$ については、殆んど commensurate な相の出現機構を論じた。

$1T-TaS_2$ の incommensurate 相は、この物質のバンド構造からきまる nesting wave vector により特徴づけられ、一方 commensurate 相は、McMillan の一般論にもとづいて説明できるが、中間的な“殆んど commensurate な”相の出現には、基本的な nesting vector の外に、これの 3 次の高調波との結合が重要な役割をはたす事を指摘した。更に、Moncton らの $NbSe_2$ の取扱いと対比して、一般にこの系列の物質の複雑な構造相転移は、通常の Peierls instability に加えて、2 次、3 次の高調波との結合を考えると統一的に説明できると思われる事を述べた。

コメント 2 次元金属の相転移について

山田 安定（阪大・教養）

$1T-TaS_2$ の Peierls 相転移について、Matheiss の計算によるフェルミ面の nesting 波数と、観測される凍結した格子波の波数ベクトルは、方向がくいちがっている。これについては、Williams らの “bell shape” フェルミ面のモデルによる説明がある。一方、 $2H-NbSe_2$ の転移については、Rice による “saddle point instability” の model があるがこれも同様に方向のくいちがいの困難がある。これらの困難は、単に誘電関数 $\chi(q)$ の singularity に対する 6 ケのフェルミ面の multiplicity を考慮すれば解決できる可能性があることを指摘した。但し、 $2H$ -polytype については逆に伝導度の異常性が少いことについての説明ができなくなるのは問題である。

2H-NbSe₂ 及び Fe-doped 2H-NbSe₂ の超伝導

能登 宏七、武藤 芳雄（東北大・金研）

上部臨界磁場 H_{c2} 、比熱及び電気抵抗の測定結果の解析から明らかになった事及び今後の問題点を指摘し議論した。即ち主なものは、

- pure $NbSe_2$ (non-intercalated) の H_{c2} の振舞は単純な Effective Mass Model や Josephson Coupling Model では説明できず、Mass 及び Gap の異方性、及び非局所性の効

果を入れた高中のモデルでほぼ良く説明される。

2. Super 及び Normal 状態での比熱の結果から pure NbSe₂ は異方的且つ強結合的超伝導体である。両者を入れた Model で全温度領域での熱力学を展開し、比熱の振舞をほぼ完全に説明し得ることが判った。
3. Fe - doped NbSe₂ では Tc のごく近傍を除き異方性の温度依存性はなくなる。異方性の強さは Tc 近くで pure の場合より大きく、Gap のより大きな異方性を考えなければ説明できない。
4. Tc 近傍ですべての測定量にゆらぎの効果と見られる異常が観測されている。
5. CDW-Transition に起因する 30 K 近傍での抵抗異常は Fe を dope すると suppress される。

Graphite Intercalation 化合物の バンド構造と CDW の可能性

井下 猛，中尾憲司，上村 洋（東大・理）

Intercalation は層状物質の電子状態を外部から操作する有力な方法として今後益々重要なと思われる。通常 intercalation により B.Z. が縮小され、host の dispersion が新しい B.Z. 中に折り返される。従ってその電子状態はこの折り返しに intercalate との相互作用を摂動的にとり入れることにより理解されよう。こうしたことを調べる第一歩としてグラファイトの intercalation compound, とくにその中でも比較的簡単な構造をもつ C₈K について tight-binding によるバンド計算を行なってフェルミ面を導き、ナイトシフトや電子比熱の実験がおよそ説明できることを示した。求めたフェルミ面は nesting の可能性を示している。

実際、類似のフェルミ面をもつと思われる C₈Cs について最近 CDW が観測された。

吸着ガス膜（2次元格子）に於ける BNL に於ける中性子散乱

遠藤 康夫（東北大・理）

固体表面に吸着した原子膜のミクロな性質を研究するのに中性子散乱研究が非常に有効な手段であることを、最近のブルックヘブン国立研究所で行われた研究* を通じて紹介する。熱中性子の特性をうまく利用すること及び表面の均一性に秀れたグラフォイルが熱中性子の吸収が少ない

事も幸いして、グラフィル上の単一原子層状膜で膜構造及び原子の励起運動に関する情報が得られている。

低温における単一層は秩序正しい格子を組んでいる事が回折像の解析から明らかになった。単一層もしくはそれ以下の密度でグラフィルの窒素原子のつくる六角格子の真中の potential の低い位値 (c 格子の $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ epitaxial 構造) を占める相及びグラフィル下地とは無関係な格子の相もみつかっている。次の表は単一層の構造である。

		最近接距離	温 度	ガス体積
$\sqrt{3} \times \sqrt{3}$	epitaxial 構造 (3角格子)	4.259 Å		
N ₂	单一層 (")	4.247	20 °K	400 cc STP
Ar ³⁶	" (")	3.88	5	454
He ⁴	" (")	3.19	1.75	660

単一層膜の面内の格子振動モードによる中性子非弾性散乱が Ar 膜で始めてみつけられた。この実験結果は単純な 2 次元調和振動模型だけでかなり定量的に説明でき、面内振動モードをみると下地の窒素原子と吸着ガス原子との相互作用の顕著な効果はない。

吸着膜の励起の温度変化及び膜の密度変化を追求することによって 2 次元格子の相転移とを関連づけた研究が、今後期待される。

- * J. K. Kjems et al. ; Phys. Rev. Lett., 32 724 ('74).
- H. Taub et al. ; Phys. Rev. Lett., 34 654 ('75).
- J. K. Kjems et al. ; Phys. Rev. B.13 1446 ('76).

グラフィル上の ³He, ³He-⁴He 単原子膜

菅原 忠, 佐藤 幸三 (東大・物性研)

グラフィルやグラファイトに吸着された ³He 単原子膜の NMR による研究の現状と問題点について述べた。実験としては数篇の報告があるが定性的に一致しない結果が出ており、従って比熱等から決められた相図との関係も不明確である。またスピン格子緩和時間 T₁ については定量的な測定結果が報告されていない。いっぽう理論にあっては、線幅や T₁ などを二次元系の特徴と He 分子の運動を考慮して解析したものがない。要するに実験的にも理論的にもこれからと言うべき段階にある。しかし実験は NMR の感度 (とくに不飽和膜) と高周波加熱などの点で多くの困難があり、これらの解決が望まれる。なお ³He-⁴He 系の NMR の研究は未だ報告がないが、上記純 ³He 膜の物理を解明する手がかりを与えるであろう。

「グラフォイル上のヘリウム多層薄膜の超流動転移」

渡辺 昂（北大・理）

- ① 我々の実験では、4層以上で、比熱に“カスプ”が見られ、この“カスプ”は膜厚の増加とともに高温側に移動する。我々の測定した膜厚の範囲では、Bretzの実験のような2つの“シンク”は見られない。
- ② Bretzの実験では、3層完成付近の膜厚の時、比熱に鋭いピークが見られたが、我々の測定でも、それに対応すると思われるピークが明瞭に観測された。
- ③ 今後、我々の実験結果と Bretz の実験結果とを比較しながら、ヘリウム薄膜の超流動転移と比熱の関連について検討をすすめる予定であり、薄膜の比熱の精度よい値を得るために、実験装置の改良を進めている。

コメント

生嶋 明（東大・物性研）

北大での He 吸着膜の比熱測定に関連して、次のことをコメントしたい。

これまで、Bretz のデータがいろいろと議論されているが、それを見ると、低温側の肩が薄膜でのいわゆる超流動 onset 温度にはほぼ一致し、それより高温で平坦な比熱を示す特有な領域がほぼ bulk He のラムダ点まで続く。この結果は、たとえ Grafoil を基板としても He 膜は不均一で、いわば比較的深い水たまりと浅い膜になっているところが有り、コヒーレンス距離が後者の厚さと同程度のところで第3音波等々のマクロな測定できる “onset” があらわれるのはないかと考えられる。この点で、北大のデータは、Grafoil に Au を coat した基板のために膜がより均一化されているため onset(あるいはそれにごく近いところ)で比熱にピークが出ているのではないか(しかし比熱のトガリがやや鋭すぎるか?)。この関連で同一条件下での第3音波の測定をすべきではなかろうか。

一方、第3音波での “onset” は、あるいは、膜の単位面積当りのエントロピー \bar{S} の膜厚に対する微分、 $\partial \bar{S} / \partial d$ がゼロである可能性もあるので、この関連でも、第3音波と比熱との同一条件下での測定を行うべきであろう。

2 次 元 超 流 動

中嶋貞雄，藤堂清（東大・物性研）

実験 ほぼ3原子層以上の⁴He薄膜については超流動が確認されており、中性子散乱でロトンも見えている。種々の方法で測定した超流動出現温度と膜厚の関係もほぼ一致している。比熱については問題が残っている。不完全単原子層の超流動は最も興味があるが、³He薄膜の超流動とともに将来の課題である。

理論 実用的な理論としては、薄膜超伝導のG L理論に対応する Ginzburg-Pitaevskiiの理論、これに臨界振動を加味した Usui の理論がある。しかし、上述の超流動に関する実験事実や、単原子膜が2次元固体を低温で作る事実を考えあわせると、2次元系における相転移について、formalismとphysicsの開発が必要で、Berezinskii, Kosterlitz-Thouless, Zittartzらの試みがすでにある（氷上氏の項を参照）。

「超流動ヘリウム膜の臨界速度について」

市川泰丸（名大・理）

まず、凝縮体場 Ψ で特徴づけられる Usui の現象論¹⁾に基づいて T_λ 近傍の膜の安定性を調べる。『超流体密度 $n_s = m |\Psi|^2 / m^*$ は不可逆過程がなければ保存する』ことを要請すると、 $n_s \sim \varepsilon^{2/3}$ ($\varepsilon \equiv 1 - T/T_\lambda$)、 $|\Psi|^2 \sim \varepsilon^1$ から $m^* \propto (|\Psi|^2/n)^{-1/3}$ を得る。この $|\Psi|^2$ 依存性のゆえに Ginzburg-Pitaevskii²⁾ とは定性的に異なる結果が導かれる。① 1次相転移：onset thickness $d_c = 3.63 \xi$ (ξ : healing length)， $n_s^{\text{film}} = 0.390 n_s^{\text{bulk}}$ ，1粒子当たりのエントロピーのとび $\Delta\sigma = 0.74 k_B \cdot \varepsilon^1$ ② 臨界速度 V_{sc} は膜厚 d と共に増大する。これは Feynman³⁾、Langer-Fisher⁴⁾ とは異なる第3の機構と考えられる。

次に V_{sc} にピークがあることを示した実験⁵⁾を解析する。上述②から $V_{sc} d = f(d/\xi)$ となることが期待される。(i) van der Waals 力のため壁から d_s まで固化している。(ii) $d_c \propto \xi$ を仮定すると、 $T = 1.5 \sim 1.8 \text{ K}$ での3つのデータは、 $d_s = 1.5 \text{ atomic layers}$ にとるとよい精度で1つの曲線にのることが示される。

〔参考文献〕

- 1) T. Usui, Prog. Theor. Phys. 41 ('69) 1603.

- 2) V. L. Ginzburg and L. P. Pitaevskii, Sov. Phys.-JETP 7 ('58) 858.
- 3) R. P. Feynman, Prog. Low Temp. Phys. 1 ('55) 17.
- 4) J. S. Langer and M. E. Fisher, Phys. Rev. Lett. 19 ('67) 560.
- 5) K. Telschow, I. Rudnick and T. G. Wang, Phys. Rev. Lett. 32 ('74) 1292.

液体⁴Heの表面上の熱い電子

斎藤基彦（東大・教養物理）

液体⁴Heの表面上に鏡像力と面に垂直な電場 F_z によってとらえられた、2次元的な電子の易動度について考察した。十分に低温では($T \lesssim 0.8$ K)主な散乱はリプロンによるものであり、それより高温では⁴Heの蒸気原子による。低温での散乱時間は非常に大きいので($\approx 10^{-8}$ s)，弱いドリフト電場でも熱い電子の効果が大きいと期待される。ここではリプロン散乱および⁴He蒸気との散乱の両方を考え、ボルツマン方程式を用いて電子の平均エネルギーと散乱時間の電場依存性を計算した。その際電子の分布関数に対して、有効温度を持ったマクスウェル分布を仮定し、エネルギー平衡の式により有効温度を定めた。散乱時間がオームの法則に従がなくなる特性的な電場を温度および F_z の関数として図示した。(例えば $T = 0.5$ K, $F_z = 50$ V/cm で特性電場 ≈ 0.4 mV/cm)。散乱時間はドリフト電場と共に増加するが、特定の条件の元では減少する場合もある。

「カピツツア熱抵抗のモノレイヤー模型」

生井沢 寛（東大・教養）

1941年にカピツツアが固体と液体He⁴との境界を通過する熱流に伴って、両物質間に温度差が生ずる事を見出しつつ以来、種々の物質間の境界に熱抵抗の伴う事が実験的に確かめられて来た。通常の固体(今電子の寄与はないものとする)の境界熱抵抗は、ハラトニコフの弾性不整合の理論で充分良く理解されるが、一方が、量子効果の著しい物質(液体及び固体 He⁴, He³, 固体 H₂, D₂ 等)であると、ハラトニコフの予想より熱抵抗は一桁から二桁小さく、温度依存性も強い。特に液体 He⁴へのパルス熱を用いた実験に依り、熱は固体表面に He⁴が、高々数層しか付着していない場合でも、バルクに流れると同程度伝導し、バルク He⁴に流入する熱流が、

弾性不整合理論の予想する角度分布の外側に、非弾性的な分布で輻射される事が判つて來た。ここでは、この付加的な非弾性的な音波伝導の機構を、固体表面に、固体からの強いファンデル・ワールスカによって束縛された量子物質の分子膜を仮定し、それに沿つて伝播する集団運動状態との散乱によつて、パルク音子が、固体から量子物質へ伝達されるという模型を提案し、この非弾性過程による液体 He^4 への音波輻射の角分布を計算し、実験結果と、良く対応する結果を得た。熱伝導係数の絶対値は、パルス熱流の実験からは出せないので、熱平衡の場合の値と比べると、依然として小さい。

Superionic Conductors の 物 性

金 田 卓 爾 (富士フィルム・中研)

この2～3年の間、米国で急激に関心を持たれつつあるものに superionic conductors がある。 Superionic conductivity を日本語に直訳すると「超イオン伝導」ということになるが、いわゆる superconductivity とは直接関係はないさうである。要は、固体中でイオン（陽イオン又は陰イオン）がよく動き、それによる導電率が約 $10^{-3} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ 以上の物質がこの類に属する様である。たとえば、ヨウ化ルビジウム銀 (RbAg_4I_5) では Ag^+ イオンが電気担体であり、室温での導電率は約 $0.2 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ である。この値は銀ハライド (AgX) での室温の導電率 ($\sim 10^{-6} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$) —— AgX での電気担体も Ag^+ イオン —— に較べ 10^5 倍も大きい。 Superionic conductors は大体次の4つに分類できる。

(1) Cation Disordered Phase



(2) Beta Alumina Structure : 2次元



(3) Defect Stabilized Ceramic Oxide



(4) Organic Compounds



この数年間になされた superionic conductors に関する研究のうち分類(1), (2)に関する主な研究の概要を紹介した。最後に今年5月10～12日、米国、ニューヨーク州 Schenectady で開かれた Superionic conductors に関する国際会議の印象につき若干ふれた。

2 次元 n -ベクトル模型の 相転移とスケール不変性

氷上 忍 (京大・基研)

$n \rightarrow \infty$ 極限で n -ベクトルスピン模型は spherical 模型に、 $n/2$ 成分ボーズ模型は理想ボーズガス模型に一致するが、 2 次元では臨界点 $T_C = 0$ 。 $1/n$ 展開によって

$$T_C \propto \frac{1}{\left(\frac{n-2}{d-2}\right) + 2}$$

となり $n > 2$ では 2 次元 ($d = 2$) では $T_C = 0$, $n = 2$, $d = 2$ (2 次元 XY model, Bose Gas) では有限温度で相転移が存在して、 T_C は臨界線になる。臨界指数 η , ν , β は

$$\eta = \frac{d-2}{n-2}, \quad \nu = \frac{1}{d-2}, \quad \beta = \frac{1}{2} \left(\frac{n-1}{n-2} \right)$$

と $d-2 \ll n-2$ のとき計算される。 β の式で $n=2$ と置くと、 $\beta=\infty$ となり、これは自発磁化が存在しないことと対応する。

Correlation Energy of 2-D Electrons*

豊田 正 (SUNYAB, U.S.A.)

われわれは先に Friedel type oscillation, 誘電率に関係した eigenvalue の sum rule 等を求めた。¹⁾ これは 3 次元の場合について Isihara によって定式化された方法²⁾ を発展させたものである。今回はこの仕事に引き続き、2 次元の電子気体の基底状態エネルギー, Fermi momentum を高密度展開で e^4 の order まで求めた。計算にあたっては ring diagram および 2 次までの交換効果を考慮に入れた。その結果、3 次元系に較べ、運動エネルギーはほぼ $1/2$ 、かつ交換および相関エネルギーはやや大きくなることが見出された。また Fermi momentum は Coulomb 相互作用が効いてくるに従って減少することがわかった。

* A. Isihara and T. Toyoda, Phys. Rev. に投稿中。

1) A. Isihara and T. Toyoda, Z. Physik B 23, 389 (1976).

2) A. Isihara, Phys. Rev. 172, 166 (1968).

A. Isihara, ten Seldam, C. A., Physica 76, 153 (1974).

物性研究所談話会

日 時 1976年7月19日(月)午後4時~5時30分

場 所 物性研Q棟第一会議室(二階)

講 師 H. Haug, Professor
Inst. Theor. Physics., Univ. Frankfurt

題 目 On the phase transitions in highly excited semiconductors

要 旨

Under stationary excitation of semiconductors with laser light one can generate a dense system of electronic excitations in a quasi-equilibrium state. The electronic excitations consist of bound and ionized electron-hole pairs. At low temperatures, condensations into quantum-statistically degenerate phases occur (electron-hole liquid and Bose-Einstein condensed excitons). A calculation of the phase diagram and of the thermodynamical properties of the various phases will be discussed.

日 時 1976年7月22日(木) 午後4時~5時半
場 所 物性研Q棟講義室(一階)
講 師 J. B. Goodenough, Professor
Dept. of Chem. Univ. of Oxford
題 目 CERAMICS FOR ENERGY CONVERSION AND STORAGE
要 旨

The development of alternate energy technologies awaits, in many cases, the identification of suitable materials. Examples include ceramic membranes for high-temperature electrolysis, catalytic electrodes for the photoelectrolysis of water by sunlight, wavelength-selective coatings and adsorbers for heating and cooling with solar energy.

~~~~~  
物性研ニュース  
~~~~~

東京大学物性研究所の助教授公募の通知

下記により助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) 研究分野および公募人員数

理論第2部門 助教授 1名

広い意味の物性理論の研究者であって、新しい領域の開拓に意欲的な人を期対します。なお、

在職中の理論関係所員は、斯波弘行、菅野 晓、豊沢 豊、中嶋貞雄、花村栄一、守谷 亨、芳田 奎、吉森昭夫です。

(2) 公募〆切

昭和51年11月30日(火)

(3) 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(必ずタイプすること)ほかに出来れば主な論文の別刷

(ロ) 応募の場合

- 履歴書
- 業績リスト(必ずタイプすること)および主な論文の別刷、研究計画書
- 所属の長または指導教授等の本人についての意見書(宛先へ直送のこと)
- 健康診断書

(4) 宛 先

〒 106 東京都港区六本木7丁目22番1号

東京大学物性研究所 総務課人事掛

Tel (402) 6231・6254

(5) 注意事項

理論第2部門・助教授公募書類在中または意見書在中の旨を表記し、書留で郵送のこと。

(6) 選定方法

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

東京大学物性研究所長

芳 田 奎

東京大学物性研究所の助手公募の通知

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

(1) 研究室名及び公募人員名

磁気第2部門 守谷研究室 助手 1名

(教授 守谷 亨、助手 長谷川秀夫が在職)

(2) 内 谷

固体物理の理論を専攻し、特に磁性に関心のある人を希望する。

(3) 資 格

応募資格としては修士課程修了又はこれと同等以上の能力を持つ人。

(4) 任 期

5年以内を原則とする。

(5) 公募締切

昭和51年10月15日(金)

(6) 就任時期

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(略歴で結構ですが、学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと)
- 主要業績リスト(必ずタイプすること)、ほかに出来れば主な論文の別刷

(ロ) 応募の場合

- 履歴書(学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと)
- 業績リスト(必ずタイプすること)及び主な論文の別刷

- 所属の長又は指導教授の本人についての意見書（宛先へ直送のこと）
- 健康診断書

(8) 宛 先

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
郵便番号 106 電話(402)6231・6254

(9) 注意事項

守谷研助手公募書類在中、又は意見書在中の旨を表記し、書留で郵送のこと。

(10) 選定方法

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

東京大学物性研究所長

芳 田 奎

東京大学物性研究所の助手公募の通知

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

(1) 研究室名及び公募人員数

中性子回折部門 伊藤研究室

(同部門には教授 平川金四郎、助教授伊藤雄而、助手 佐藤正俊が在任中)

助 手 1名

(2) 内 容

偏極中性子法と動的プロトン核偏極法により有機化合物中のプロトン、並びに磁性電子の挙動を研究する。

(3) 質 格

応募資格としては修士課程修了又はこれと同等以上の能力を持つ人。特に中性子散乱実験の経験の有無は問いませんが、上記内容に意欲ある研究者を望みます。

(4) 任 期

5年以内を原則とする。

(5) 公募締切

昭和 51 年 10 月 30 日(土)

(6) 就任時期

なるべく早い時期を希望します。

(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(略歴で結構ですが、学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと)
- 主要業績リスト(必ずタイプすること)，ほかに出来れば主な論文の別刷

(ロ) 応募の場合

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

(8) 宛 先

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

郵便番号 106 電話(402)6231・6254

(9) 注意事項

伊藤研助手公募書類在中、又は意見書在中の旨を表記し、書留で郵送のこと。

(10) 選定方法

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

東京大学物性研究所長

芳 田 奎

人 事 異 動

固体物性部門
(客員部門) 教授 佐々木 泰三 51. 7. 1 併 任 東大教授(養)
固体物性部門
(客員部門) 助教授 石井 武比古 51. 7. 1 併 任 東北大助教授(理)
電子顕微鏡室 助手 鈴木 邦夫 51. 7. 1 昇 任 教務職員より
理論第Ⅱ部門 助手 浅野 摂郎 51. 7. 1 昇 任 東大助教授(養)へ
理論第Ⅲ部門 助手 黒田 義浩 51. 8. 1 休職更新
理論第Ⅲ部門 助手 栗原 康成 51. 8. 1 休 職

Technical Report of ISSP 新刊リスト

Ser. A.

- No. 764 Paramagnon Effect on the Nuclear Spin-Lattice Relaxation in Type I Superconductors by Hideo Hasegawa.
- No. 765 Spin-Dependent Final-State Interactions in Core Photo-electron Spectra of Metals with Incomplete Shell I by Hiroyuki Kaga, Akio Kotani and Yutaka Toyozawa.
- No. 766 Spin-Dependent Final-State Interactions in Core Photo-electron Spectra of Metals with Incomplete Shell II --- Numerical Computations --- by Hiroyuki Kaga.
- No. 767 Electron Spin Resonance Study of Interacting Donor Clusters in Phosphorus-Doped Silicon at Low Temperatures I. Shift of Electron Spin Resonance Line at 0.56 - 4.2 K by Yukio Toyoda, Naoki Kishimoto, Koichi Murakami and Kazuo Morigaki.
- No. 768 Electron Spin Resonance Study of Interacting Donor Clusters in Phosphorus-Doped Silicon at Low Temperatures II. Overhauser Effect and Electron-Nuclear Double Resonance by Yukio Toyoda and Kazuo Morigaki.
- No. 769 Proton Magnetic Resonance in $\text{CaCu}(\text{CH}_3\text{COO})_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ and $\text{CaCu}(\text{CD}_3\text{COO})_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ at Low Temperatures by Asako Kawamori and Hidetaro Abe.
- No. 770 Thermal Conductivity of Some Practical Insulators around 100 mK by Hidetaro Abe and Kei-ichi Koga.
- No. 771 Observation of Linear and Nonlinear Relaxations of Fluid Dynamical Motion in Liquid Crystal by Masatoshi Sato and Kinshiro Hirakawa.
- No. 772 Mössbauer Study of $\text{Fe}_{1-x}\text{Cr}_x$ Alloys by Hisashi Kuwano and Kazuo Ono.
- No. 773 Luminescence and Light Scattering under Resonant Optical Excitation by Takashi Kushida.
- No. 774 Neutron Scattering Study of the Lattice Dynamics and AgBr at 4.4 K by Yasuhiko Fujii, Sadao Hoshino, Shiro Sakuragi, Hiroshi Kanzaki, Jeffery W. Lynn and Gen Shirane.

- No. 775 Generation of Pulsed High Magnetic Fields up to 180 Tesla and Their Application to Cyclotron Resonance and Faraday Rotation Experiments by Noboru Miura, Giyuu Kido, Katsumi Suzuki and Soshin Chikazumi.
- No. 776 Magnetic Critical Behavior of a Quasi Two-Dimensional Antiferromagnet $MnTi_3$ by Jun Akimitsu and Yoshikazu Ishikawa.
- No. 777 Continuity of Self-Consistent Solutions between Commensurate and Incommensurate Phases of the Peierls Instability I. Analytic Investigations II. Numerical Calculations at Zero Temperature by Akio Kotani.
- No. 778 Lanthanum Diluted Cerium Magnesium Nitrate Thermometer for Milli-Kelvin Region by Genshiro Fujii, Yasukage Oda, Hiroshi Iizuka and Hiroshi Nagano.
- No. 779 NMR of ^{51}V in the Antiferromagnetic State of V_5S_8 by Hironori Nishihara, Hiroshi Yasuoka, Yoshio Oka, Koji Kosuge and Sukeji Kachi.

編 集 後 記

今回は最近 5 年間にわたって整備された光波物性特別設備について紹介して頂きました。研究会報告 2 篇など全体でかなり厚い号となりました。締切が 8 月中旬の頃でしたが、間に合わせて頂いたことを執筆者の方々に感謝致します。

次号の締切日は 10 月 10 日です。所内外の方々から建設的な御意見、御提案などお寄せ下さることを期待しております。

東京都港区六本木 7 丁目 22 番地 1 号

東京大学物性研究所

細 谷 資 明

稻 垣 睿