

物性研だより

第11卷
第5号

1971年12月

目 次

短期研究会報告

○ 核 物 性	世話人	1
	菅原 忠(物性研)	
	本田 雅健(〃)	
	大野 和郎(〃)	
	杉本 健三(阪大・理)	
	神前 熙(物性研)	
○ 遷移金属合金の電子構造と物性	世話人	20
	山下 次郎(物性研)	
	近角 聰信(〃)	
○ 荷電粒子のチャネリングおよび プロッキング効果の基礎と応用	世話人	35
	藤本文範(東大・養)	
	伊藤憲昭(名大・工)	
	万波通彦(京大・理)	
	大野 和郎(物性研)	

物性研ニュース

○ 短期研究会開催期日変更のお知らせ	67
○ 人事異動	68
○ テクニカルレポート新刊リスト	68
○ 編集後記	70

東京大学物性研究所

短期研究会報告

「核物性」研究会報告

開催期日 昭和46年10月29日(金)～30日(土)

司事人 菅原 忠(物性研)

大野 和郎(物性研)

神前 熙(物性研)

本田 雅健(物性研)

杉本 健三(阪大・理)

この研究会は、物性研の将来計画の一つの候補として挙げられている「核物性」研究計画に関する討議を目的として開催されたもので、通常の研究会とはやや異質のものである。従って報告の前置きとして、この研究会を閑くに到ったいきさつに触れておくのが適当であろう。

「核物性」研究計画は、イオン加速器ならびに各種放射線測定の方法によって、広い意味での物性の物理・化学的研究を行うことを意図する大型計画である。物性研究所では、創設当初よりこの種の研究を行うことを目的として放射線物性部門が設けられ、旧理工研から移設された小型のサイクロトロンを利用して整列核と中性子との反応、メスバウワー効果その他の研究が行なわれて来た。しかしながら本格的にこの境界領域の研究に取組むには現在のサイクロトロンは、余りにも非力であり、かつ古くなっている。そこでこれに替えてより大型の加速器を設置し、「核物性」の研究を推進するセンターとしてはどうかとの提案が所外から起った。これは昨年のことである。この提案の意義は二つあろう。すなわち(1)物性研究に新しい手法を導入することにより、従来の物性的方法では求められない知識が得られ、又新しい研究分野の発展をみちびく。それは従来の物性の概念を離れたものである場合もある。(2)この境界領域研究の成果が、原子核の研究にも進歩をもたらす。

この提案を検討するため今年に入って、物性研に有志によるワーキンググループが結成され、所外の関心をもたれる方々の協力を得て、研究内容や設備などに関する調査と研究を続けて来た。その中間報告を要約したものは「核物性」研究計画説明書として本年7月所内・外の研究者の意見を求めるため広く配布された。この計画はやや規模の大きい予算(建物も含めて概算で10億円)を必要とするとともに、共同利用性が高いことが予想されるので、この計画の実施を決めるにあたっては、広く物性(物理・化学)研究者の意見を求める必要がある。今回の研究会は、このような要請を背景として計画された。

研究会は10月29日，30日の両日にわたって開催され、世話人より依頼した物性物理の諸分野、放射化学、核物理の研究者約60名が参加した。第1日および第2日の前半は、主として研究内容の説明と討論、第2日の後半は、理研サイクロトロンの利用状況ならびに外国におけるこの分野の研究の状況、そして最後に、加速器の機種選択に関する資料の説明と討論があった。この研究会では、結論を出すことを意図しなかったが、この計画は、大方の支持が得られたものと思われる。以下プログラムの順にその内容の要旨を記すが、始めに述べたように、この研究会が、特殊な性格のものであるのでやや詳しくした。なお、この報告は、記録係をつとめた坂井・篠原両助手のまとめられたものを基礎にしたものであり、又研究会で配布された「不安定核に関する表」の製作に当たられた永宮正治氏（阪大）にも謝意を表したい。

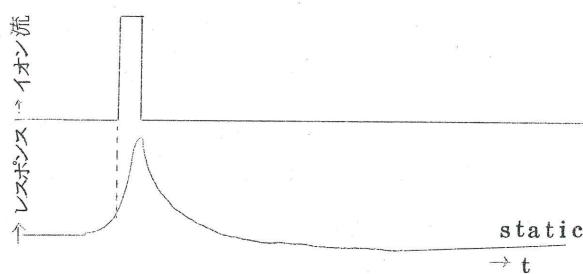
1. 経過の説明

菅 原 忠（物性研）

2.1 Radiation damage と implantation 神前 熙（物性研）

a) Radiation damage

従来の研究の多くは、試料を加速器のある所まで持参し、照射したものを持ち帰って調べるのが通例であった。加速粒子と結晶格子との間の弾性散乱の効果があとに残るが、非弾性散乱（電子的な transient プロセスを伴う）は、残らぬので、従来の方法は意味がない訳ではないが、興味ある transient なプロセスを見逃している。今後は、このような区別にこだわらず、照射直後の $n\text{ sec} - \mu\text{ sec}$ 程度の時間内におこる transient な電子的プロセスの研究が主流となるべきである。このためには“on beam” の実験が必要である。つまりパルス的に照射し、直後の電子的プロセスを研究する（下図）。実際のイオン励起の減衰時間は、 0.1 ns 程度の成分がすでに知られているので、今後 damage の研究に使用する励起の



パルス巾は少くとも $n\ sec$ 程度でなければならない。

従来の研究(電子的プロセスの)は、主として高エネルギー電子ビーム(LINACなど)を用いて行なわれて来たが、種々のイオンの加速により、高密度の damage や衝突における質量効果などを研究することは興味があり、どんなことが起るかは予測しがたい。

b) Implantation

イオンを加速して試料にうめ込むとき、途中では前記のような damage の現象がおこる。

implantation は特殊な試料製作の方法と見られるが次のような特徴がある。

- ① 任意の原子をドープ出来る。例えば Si 中の H, アルカリハライド中の Ar(F 中心)。
- ② 正確に目的の不純物をドープ出来る。
- ③ 熱平衡以上に(100倍程度)ドープ出来る。
- ④ 入る位置をコントロール出来る。
- ⑤ 新物質をつくりうる。

これらの理由から、物性研究には極めて有効な方法である。

[コメント] エッチングトラック

阪上正信(金沢大・理)

絶縁性固体に、荷電粒子をあてて生じた損傷を化学的方法でエッチすると、粒子の飛跡が拡大されて観察される。これは金属では出来ない。この方法で重イオンの弁別が出来る他、核分裂性核種の分布と濃度定量、中性子線束分布と線量の測定など広い応用面がある。又、宇宙線のデータ解析にも役立つ。

(文献)道家:応用物理 38(1969)1065, 阪上:化学の領域 24.(1970)124, 207

2.2 不安定核の応用, ESCA, その他

大野和郎(物性研)

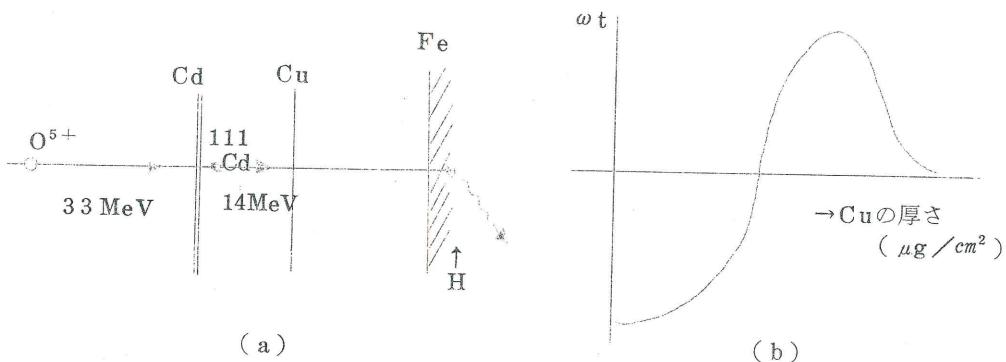
a) 不 安 定 核

不安定核を利用して種々の物性研究ができる。核が磁気モーメントや電気四重極モーメントを持つ時、超微細相互作用によるエネルギー分裂の効果、つまり $\mu_n H_{int}$ 又は $e^2 qQ$ を測定し内部磁場、磁性イオンのモーメントや核外の電荷分布、不純物の位置などを求めることが出来る。測定の方法は、

- ①エネルギー分裂を直接測定する。(メスバウワー効果、NMRなど)
 - ②不安定核よりの放射線の異方性の測定による
- の二つに大別される。

放射線測定による場合の利点は、第一に非常に感度が良いことである。例えば ^{54}Mn を用いる時、0.1 ppm の濃度で1%の精度で測定が出来る。Kondo 効果の研究などに適している。第二には、電磁波を用いないので表皮効果がないことであり、第三は種々の半減期の核種が利用出来ること。第四は、 $e^2 qQ$ の絶対測定が可能であることである。その他に transient な現象に関する知見もえられる。例えば下図のように Cd を 33 MeV の O^{5+} イオンでたたいて ^{111}Cd をつくり、これを Fe の金属にうめこむ。Fe に外部磁場をかけ、スピンをそろえておくと出て来る γ 線はそれを感じている。

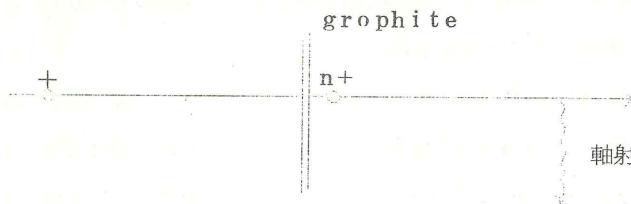
この方法で ^{111}Cd 核の所での内部磁場とその作用時間 τ との積に比例する $\omega\tau$ を求めることが出来る。その結果は、図の(b)の通りであるが、ある速さの Cd では正の内部磁場、遅くなると負の内部磁場が働いていることが判った。この解釈については種々の説があるが、反跳して Fe にうめこまれた Cd 核は、大体 10^{-12} 秒の程度でとまることを念頭におくべきである。



なお放射線の異方性を利用して内部場を精密にはかる方法として、ストロボ法がある。

b) ビーム一箔分光(Beam - Foil Spectroscopy)

加速されたイオンがグラファイトなどの薄膜を通過する際に、よりイオン化し、又種々の電子的励起状態にあげられる。この励起イオンから発射される輻射のエネルギー、又そのシフトや励起準位の寿命の測定(Time of Flight 法による)などによって、イオンの電子構造、励起状態に関する精密な知識が得られる。この方法を利用してイオン間の衝突に関する研究も行なわれている。



c) ESCA (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis),
XPS (X-ray Photoelectron Spectroscopy)

この二つは方法論的には同じで、特性X線を試料に照射した際おこる光電効果などによって、外へ放出される電子のエネルギースペクトルを精密に測定することによって、電子の結合エネルギーを求めることが出来る。例えば、 FeF_3 、Fe金属、 $\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6$ のXPSスペクトルの解析からFe中の3dスピンに平行、反平行のs電子のエネルギーの差が約7eVであることが結論されている。この方法は、これから物性の研究に広く、かつ興味ある応用が開かれると期待してよい。

d) 特性X線の利用

重イオンでたたくと、殆んど Bremsstrahlung のない、きれいな特性X線が得られる。これをを利用して微量分析が出来る他、原子や分子の電子構造にも利用出来ると考えられる。

e) チャネリング

後出、藤本氏の項にゆづる。

2.3 内部変換の応用 藤岡 学（東工大・理）久武和夫（東工大・理）

内部変換とは、励起状態にある原子核が γ 崩壊をする時、 γ 線を出すかわりに核外の軌道電子を放出して低い準位に落ちる現象である。内部変換の起る確率は、核の転移の型などに依存する他に核の附近における当量軌道電子の波動関数の二乗に比例するので、(a)その原子の化学状態、つまり外殻電子の状態によって、(b)電子の軌道状態の他にスピンが上向きか下向きかによって異なる。このことを利用して化学的ないし物理的变化が原子の個々の電子の波動関数にどんな変化をおこしているかについての情報が得られる。二・三の実例について具体的に説明する。従来の実験例は余り多くはない。

(1) Bocquetらは、白色錫と SnO_2 について ^{119m}Sn の 23.81 KeV 転移を用いて Sn

の 5 s 電子の内部変換確率の差を調べた。

- (2) Carlson らは W と WO_3 とでその内部でおこる ^{169}Tm の 8.4.0 KeV 転移の 6 s 電子の内部変換確率が変化することを示した。
- (3) Pleiter と Kolk は ^{57}Co をドープした合金について、母金属の種類や状態を変えたときにおこる ^{57}Fe の 14.4 KeV 転移による 4 s 電子の内部変換確率の変化を求めた。
- (4) Porter と Freedman は ^{57}Co をグラファイトの表面につけた状態(酸化状態)と内に埋め込んだ状態(金属状態)で外殻 4 s 電子の内部変換確率が変化することを示した。
- (5) 藤岡らは ^{57}Co を Co 金属にドープしたときの内部変換の測定から Co 中の Fe の 4 s 電子の Contact density を求めた。
- (6) 電子のスピンの向きに関係する実験として各殻の上向きのスピンの相対密度を調べる方法が森田・杉本両氏等によって提案されている。すなわち、核スピンに対し、転移の際の磁気量子数保存則を満たすようなスピンを持つ電子が選択的に内部変換を起し、一方核スピンの磁場(外場又は内部磁場)に対する向きはメスパウワー効果によって識別される。東工大グループ(鳥山・藤岡・久武)は ^{57}Co を線源、金属の Fe を吸収体としてメスパウワー吸収をおこさせ、14.4 KeV の励起状態からの転移に伴う内部変換電子を β 線分析器で分離検出し、そのメスパウワースペクトルを得た。6 本のピークの内、最外側の二本が上向き、下向きの電子スピニに対応し両者の強度比が電子の上向きと下向きスピンの相対的密度を与える。

2.4 ポジトロン消滅

堂山昌男(東大・工)

ある種の不安定核は、陽電子を放出するがこの陽電子は物質中の電子と対となって γ 線を出し消滅する。この消滅の実験には、出て来る二本の γ 線の角相関の測定と対の寿命の測定の二つがある。

角相関の実験は、多くの金属、半金属について行なわれているが、相関の counting rate を角度に対してプロットすると (a) パラボラ型(アルカリ金属など)と(b)ベル型(Cu, Co, Ni など)の二つに大別される。この方法で金属や半金属のフエルミ面を求めることが出来るが、ド・ハースーファンアルフェン効果などにくらべて低温、高純度、強磁場を必要としないので有利であり、特に合金のフエルミ面の研究が出来るのが特徴といえる。Cu-Al, Cu₃Au, Cu-Ni などの実験例がある。しかし格子欠陥や不純物の効果はかなり大きく、Cu-Ni の例では 10^{-5} 位の vacancy があるとフエルミ面のくびの部分からくる構造が消える。又アニールしたものと加工したものでかなりの差があるのも同じ原因と考えられる。

陽電子線源としては、内部線源法と外部線源法の二つがある。前者は藤原邦男氏によって⁶⁴Coを用いる巧妙な方法が開発され、Cu-Al や Cu₃Au のフェルミ面の研究が行なわれた。

⁶⁴Cu の他に ²²Na, ⁵⁵Co, ⁵⁷Ni, ⁹⁰Nbなどが考えられるが ²²Na が最も適当かと考えられる。内部線源の場合は、radiation damage に対する配慮が必要であろう。²²Naなどの線源をつくるには、加速器が必要である。又強い線源を持つことは、測定精度その他の観点から必要である。

[コメント] 陽電子消滅の実験について

藤原邦男（東大教養）

現在、最先端の角相関測定は、かなり高精度で行なわれており、議論も細かい。線源作成の面では、特殊な場合を除き加速器への期待は小さい。もし、電子加速器で 1~10 n sec 程度の陽電子パルスが得られれば、長寿命成分の測定精度は向上する可能性はある。陽電子消滅にあっては、電子がなくなるのだから、何らかの効果があるはずで、このようなことが、パルスピームで検出できると面白いであろう。

[コメント] γ 線の精密測定について

吉沢 康和（広島大・理）

この数年 γ 線の精密測定を行っているが、最近では Ge(Li) によると分解能 1 KeV が得られるようになって来た（Na I では 60 KeV 程度である）。これを用いて種々の物質中の陽電子消滅とともに出て来る γ 線スペクトルを観測した。スペクトルの幅は、物質中の電子のドップラー効果による。Cu, Al, Feなどの実験の結果はこの幅がフェルミーエネルギーに関係していることを示している。エネルギーの標準には ¹⁰⁶Ru の 512 KeV γ 線を用いた。この方法は、陽電子源が少なくてすむ（4 μ Ci 位）ので、種々の物質（ガス、液体を含む）に適用でき、角相関法にくらべて（1 Ci 位）有利であろう。

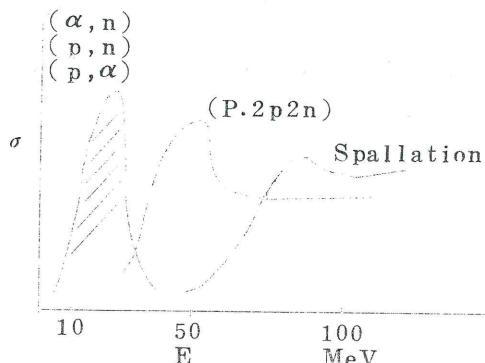
2.5 化学

本田 雅健（物性研）

放射化学の課題としては、前項の damage に関するもの、implantation による新物質等、物性、核に直接関連するもののほかややプロパーのものとしては、新核種の調製及び核データ測定、放射化分析、ホットアトム化学などがあげられよう。

まず、特定核種の調製に必要な加速器（照射条件）について述べる。最近原子炉の発達により昔のようにサイクロotronのみにたよることはなくなったが、加速器の利用価値は個別のものでありエネルギー、重イオン、線束等のちがいが直接関係する。一般に線束の大きさは勿論のこと、

量的には飛程が略々 $E^{1.8}$ に比例的であるため高いエネルギー領域で厚い標的を使用できる方が有利である。質的には、下図の励起関数の示す通り斜線部の所をうまく利用すると不純物を含ま



ない RI をつくることが可能である。

一般に生成物は本質的 carrier

free であるがそのためには標的の調製の際、既に高度の化学的研究が必要である。

高純度の核種をつくった良い例として本田が行った ^{53}Mn の調製実験について述べる。理研のサイクロトロンを利用して α エネルギー 1.4 MeV におさえる

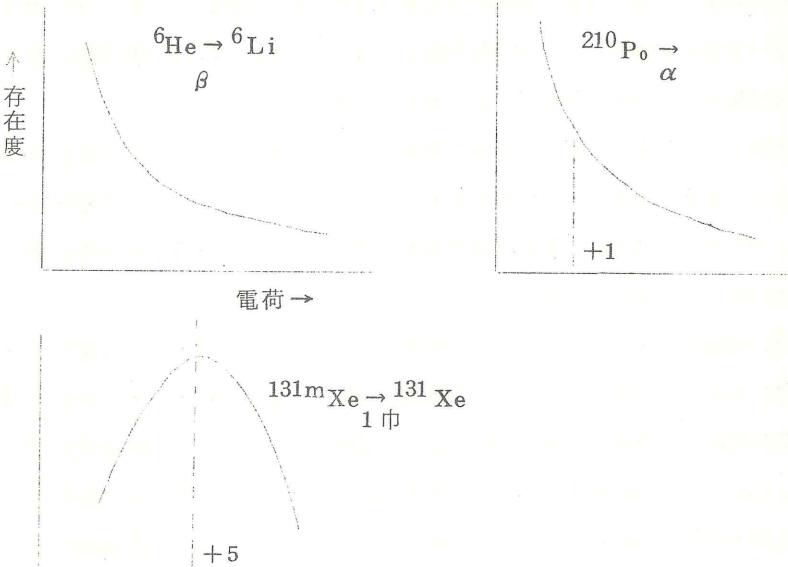
ことにより、 $^{50}\text{Cr}(\alpha, p)$ 及 $(\alpha, n) ^{53}\text{Mn}$ によって電着天然 Cr 標的により、10 α pm Mn 53 をつくることが出来た。不純物として微量 ^{55}Mn 及び ^{54}Mn が副成 (^{52}Cr $(\alpha, pn) ^{54}\text{Mn}$ 等による) されたが、後者の原子数は目的核の 10^{-3} 以下であり従来の方法で得られなかつた純度であった。天然 ^{55}Mn の混入も少く(生成核種数の 600 倍程度) 質量分析法により精確な半減期測定が可能であった。その結果 $3.7 \pm 0.4 \cdot 10^6$ y なる新しいデータを得た。これは従来のデータと 100 % の差があり、いかにこのような核種の調製に問題があったかがわかる。放射性核種の質量分析のためには感度が高いことが要求されるほか、必ず不純物のなかに安定なアイソバーが存在する筈でありこれが妨害となる。近年の進んだ高分解能質量分析手法を用いると、例えば米国における研究によれば ^{44}Ti と ^{44}Ca の分別測定が可能であり ^{44}Ti の半減期測定が成功した。又超微量測定例としては、107 al の ^{244}Cu 等の検出がある。その他、加速器による核反応の化学的応用例として微量分析への応用がある。たとえば、純 Si 中の C, N, O を ($\alpha, 2n$) 反応等を利用して分析した核研、理研の仕事があげられるであろう。但し一般に特に研究的な目的に利用すべきもので原子炉と異なり routine に使うことは経済的とは言い難い。

[コメント] ホットアトム化学

齊藤信房(東大・理)

ホットアトムの生成は、原子核の崩壊による場合(Nuclear)と核反応を用いぬ場合(Non-Nuclear)とがある。前者には induced reaction に伴うものと spontaneous decay に伴うものとがある。化学者の立場からは、ホットアトムのもつ電荷、その化学状態な

どの問題が研究されている。ホットアトムの電荷スペクトルには、種々のものがあり、パルス計数方式の質量分析計で調べると、たとえば次のような場合がある。



これから electron shake-off の起る場合と、Auger cascade の起る場合では電荷スペクトルの形態は、非常に異なることがわかる。ホットアトムの化学状態については、①化学的分離 ②メスバウワー効果 (${}^{119m}\text{Sn}$, ${}^{57}\text{Co}$ など) ③電子の測定 ④Photon の測定 ⑤化学状態による半減期の変化の測定などの研究の手段で調べられている。Non-Nuclear な方法によるホットアトムの生成は X 線により内側の電子殻に孔をつくることや、 α 線照射などについて行なう。

[コメント] 加速イオンの照射による化学変化

今村 昌（理研）

加速器による加速荷電粒子を物質にあてると、種々の化学的変化がおこる。この種の実験の前提となるものは、霧箱の原理(つまり液滴の成因)と Bethe の散乱の理論である。照射直後に生成する不安定イオンの寿命や、終局生成物に関する研究などが行なわれている。前者については、ヴァンデグラフで 0.5 m 秒のパルスにより μ 秒の生成イオンの寿命の研究がされ、又サイクロトロンでは、20 p 秒位の分解能が得られている。反応生成物に関しては、例えば H_2O を照射すると H_2 , H_2O_2 などができるが、 γ , α , p で生成物の比が違つて来る。又重イオンとして C, N なども使っているが、同じ stopping power でも生成物が違うことが判つている。

2.6 原子核

2.6.1 核モーメント

杉本健三(阪大。理)

物性研に加速器をおいた場合、物性研での関連で行われる課題としては、1)核の電磁気モーメント、2)核反応におけるスピン偏極効果、3)ベータ線、ガンマ線分光、が考えられる。ここでは電磁気モーメントの研究について補足的に述べよう。

核の電磁気モーメントの研究は電磁相互作用によって核構造を知ろうとするものであるが、静的モーメントと遷移モーメントの研究があり、またこれらに関連してベータ遷移も重要な対象といえよう。これらの研究では放射線の角度分布、すなわち核整列・偏極の結果観測される放射線の非等方性が有力な研究の手がかりとなる。

励起準位の静的モーメント(μ , Q)の研究では、その寿命と核に働く電磁相互作用の強さとの関連で適した測定法が決まり、またその難易は異なってくる。核モーメントの表(配布資料)を見ると数時間以上の寿命の領域と μ s ~ ns の領域は今までに比較的研究が行われてきたが、例えば、sec ~ ms の領域は今後の研究がまたれる。また、ps 領域では自由イオンの hf 相互作用を利用する研究が始まられている。例えば最近 O^{+7} イオンの hf 磁場 ~ 8.5 MG を利用した測定が行われた。

電気四重極モーメント Q は内部場 q の決定に問題が残されている。この点ではクーロン励起での二次的効果を利用した直接的な Q の測定とも関連して考えられるべき問題であろう。

次に核構造の観点から磁気モーメントの研究について述べる。核内核子の軌道およびスピン g 因子が自由核子のそれらとどのように異なっているかの点につき最近実験的に種々の角度からの検証が試みられている。例えば単一粒子軌道で良く記述できる準位の研究から、陽子の核内軌道 g 因子は 10% 程度ずれていることが指摘された。このような系統的研究が今後の課題と考えられる。

核子の集団運動に関連した核モーメントの研究も重要な課題であるが、それらの準位は寿命が ns 程度以下と短かいので今迄のところ充分な精度の測定が困難であった。

遷移モーメントのうちベータ崩壊について核偏極との関連で興味あるテーマを述べておく。許容遷移のうちフェルミ遷移は良く知られているごとく測定された $O^{+} \rightarrow O^{+}$ 遷移で良く一定の値を示す。一方鏡核遷移のごとく奇核の許容遷移ではフェルミとガモウ・テラー双方の遷移からなっていることが知られているが、この場合 $f t$ 値の他に、偏極よりのベータ線放射の非対称度 A を測定できればフェルミとガモウ・テラーの寄与を分離して決定できる。今迄に n , ^{19}Ne , ^{35}Ar についての実験があるが、それらの結果決められたフェルミ遷移の大きさは $O^{+} \rightarrow O^{+}$ の

ものと必ずしも良い一致を示していない。この点は実験的により追求されるべき問題の一つであろう。

2.6.2 偏極核と核反応

小林晨作（京大・理）

核力は強いスピン依存性をもっているから偏極核を使った核反応の研究は核子間の有効相互作用のスピン依存性についての知見をうるために、さらに核反応機構を明らかにするために重要である。このような観点から小林等が物性研で行った実験の最近の理論的解析と、この種の実験のその後の発展にふれたい。

- 1) 物性研で偏極速中性子と偏極 ^{59}Co の間に働く核スピン・スピン相互作用についての実験が行われた。（K. Nagamine et al., Nucl. Phys. A145(1970)203）中性子スピン $\frac{1}{2}$ と ^{59}Co のスピンIとの相互作用を $U_{ss}(r) \sigma \cdot I$ とすると

$$|U_{ss}| < 1.0 \text{ MeV}$$

という結果が得られ ^{59}Co を一つ陽子の孔のあいた状態とみなす（ $Z=28$ が原子核では閉殻）single particle 的計算と比較すると enhancement は認められなかった。この実験結果に対し核磁気能率の Schmidt line からのずれを説明するのに重要な役割を演ずる Core Polarization の効果を取り入れた解析がなされ（G.R. Satchler, Phys. Lett. 34B (1971) 37)むしろ強い quenching がおこることが明かにされた。（ $U_{ss} \sim 0.1 \text{ MeV}$ ）入射陽子を用いると中性子の場合と異り斤力が期待されるが、この場合も quenching がきくことが予言されている。

- 2) 我々の実験は ^{59}Co に関しては最初のものであったが、すぐ続いて Stanford で同様な実験が行われた。ただし、実験の geometry は相異があり、物性研の場合は進行方向に垂直に偏極しているのに Stanford の場合は進行方向に偏極している。このため二つの実験結果を組合せると上記 $\sigma \cdot I$ 型の相互作用の他に存在が原理的には期待される [3 ($\sigma \cdot r$) ($I \cdot r$) - $\sigma \cdot I$] 型のテンソル相互作用についても知ることができる。その estimation によると（T.R. Fisher, Phys. Lett. 35B (1971) 573）

$$U_{ss}^T = 0.17 \pm 0.21 \text{ MeV}$$

$$U_{ss}^T = 0.43 \pm 0.14 \text{ MeV}$$

となり、実験精度は未だ充分とは云えない。

- 3) 偏極核を用いた最近の実験の例として、この夏 Berkeley の国際会議に提出された実

験がある。Stanford で偏極 ^{165}Ho (単結晶を $^3\text{He} - ^4\text{He}$ dilution 法で冷却) の c 軸に $5 \sim 10\text{MeV}$ 陽子を入射して Ho 核の Q を測定した。変形の離心率は 0.33 であり クーロン励起等で予想されるものと一致した。この方法は一切の model に independent なのが特色である (例えば \mathbf{q} の値に無関係)

$$\sigma(180^\circ) = \sigma_R(1 - c <Q>/Za^2)$$

多くの偏極核を用いた実験のうち、光核反応の Giant resonance の split を核変形の効果として鮮かにみせた文献をあげておく。 (Phys. Rev. 179 (1969) 1194)

この種の実験は国際的にみても、強力なクライオジェニックスのグループとの協力で行われており、我国では物性研をおいてない。我々のグループの実験も、例えばターゲット製作や極低温関係の面で物性の方々の適切な示唆と支持のもとに行われたのである。

2.7 理論家の立場から

2.7.1 不純物の電子構造

金森 順次郎 (阪大・理)

「核物性」的手法の研究対象の一つである金属中不純物の電子構造についての計算を紹介する。遷移金属中に Cu, Al, Zn などの不純物を入れたとき、母金属の d バンドがどんな影響を不純物に与えるかは興味がある。Ni 中に上記のような不純物を入れたとき、磁化は不純物の価電子数に比例して減少する。 $\Delta M/atom = -n\mu\beta$ とおくと、Cu では $n \sim 1$, Al では $n \sim 3$ である。価電子が d バンドによって大きく影響されていることを示す。これに反して Fe に不純物を入れたときは単に薄められるだけである。また Pt や Pd に B を入れたときの $T_1 T$ は Au に入れたときにくらべて約 10 倍長い。Pt 中の Al についても Al にくらべて 10 倍大きい。これらの金属の内部変換の実験によると s 電子密度は自由電子のそれより大きいことが知られている。これらの現象は不純物の s, p 電子と母金属の d バンド間に結合、反結合の軌道がつくれられ、下図のようになるためと考えられる。Pd 中の B の T_1 が長くなるのは、フェルミ面が



s電子状態密度の小さくなっている結合。反結合状態の中間に来るためである。NiとFeにおける差はs電子とp電子の状態密度の違いによる。

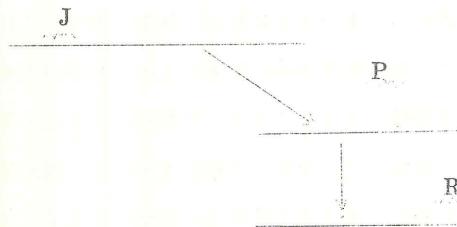
2.7.2 放射線の角度分布と核物性

森田正人(阪大・理)

a) 核反応を通じて反応機構の研究 反応生成物である人工核の崩壊から相互作用の構造の研究ができる。 μ 中間子や π 中間子を電子の代りに用いると寿命が限られて、結晶における transient phenomena について興味ある結果が得られよう。

b) 核整列 クーロン励起や極低温を利用して偏極核をつくり、 $\gamma-\gamma$ 角相關やメスバウア効果の測定を行うことにより、核の μ , Qなどに関する情報が得られる。メスバウア効果によるときは遷移の始および終状態のmを選べるのが利点である。核の状態にパリティーの混合があると、偏極核からの放射線の角度分布には $\cos \theta$ の一次の項がある。メスバウア効果を利用すると核を偏極できるのでこの効果を見ることができる。内部変換電子をしらべることは個々の軌道電子を取り出せるので、物性に関するミクロな情報源として有効である。メスバウア効果と内部変換電子とを組み合わせると、軌道電子のスピン密度がわかる。

c) 角度分布と対象性 偏極核からの放射線の角度分布は物理法則の対称性の判定に利用できる。既に時間反転、空間反転に関する実験はやられているが、もう一度見直される必要があると考える。時間反転については、例えば偏

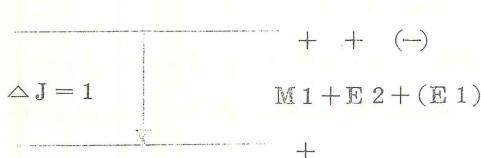


極核Jが β 崩壊し、次に γ 線を放出する際 $t \rightarrow t'$ で $J(P \times R)(J \cdot R)$ が全体としてマイナスとなることを利用する。

混合があり、波動関数は

$$\psi = \psi_{\text{normal}} + F \psi_{\text{aknormal}}$$

となり、M1遷移とE1遷移の比をRとする、 $P_\gamma \approx -2RF$ となる。理論によると $F \sim 10^{-7}$



でRは適当な核を選ぶと 10^2 位となる。

パリティーの混合は弱い相互作用に基づく核力による。結晶場を利用し時間反転・パリティーを調べることもできよう。重力場

に關しても調べる必要がある。

d) 弱い相互作用のパリティー非保存の結果、ベータ崩壊でてくる電子は殆んど 100% 左巻に偏極している。陽子は同じく右巻きに偏極している。ベータ線を偏極電子ビームとして使用することも考えられる。

3. 理研サイクロトロン利用の現状と問題

上 坪 宏 道 (理研)

理化学研究所(和光市)の中型サイクロトロンの利用状況など次の事項をまとめたプリントについて説明した。

- a) 理研のサイクロトロン使用の現状について、加速粒子の種類とエネルギー、年間利用時間と利用分野別割合、サイクロトロン関係人員数
- b) 原子核研究以外の分野のテーマ
- c) 研究実施計画年表
- d) ビームコースの現状

このサイクロトロンは、当初、核、物性、R I 製作で等分して利用する計画で、各実験に固有のビームコース(6ヶ)をもつ。しかし、実際はサイクロより実験装置の組立に時間がかかり、上記の通りになっていない。核実験の分野でも物性との関連で、重イオンが物質を通過したあとでの荷電状態、反跳核の荷電状態、クーロン散乱後の荷電状態などにも関心が持たれている。

またサイクロの利用について気がついたことを述べる。①寿命が数時間の R I の製作、②He³を加速して微量分析に利用、③X線物理関係として、高分解検出器の開発により、K殻のX線の shell shift を簡単に知り得る。この方法で核種の決定ができる。④照射後におこる現象のミクロな解明。なお「核物性」的な研究については広い分野の協力を必要とするが、固定職員のみではカバーできないのが問題点である。機器を幅広く諸分野で利用出来る使い方をすべきであろう。

4. 外国の状況

4.1 コペンハーゲンの研究から

中 井 浩 二 (東大・理)

内外で核物性の研究に関心がもたれているが、その理由として、

- (a) 実験技術の進歩(加速器、核反応による核偏極、IMPACなどの Production 面と perturbed angular correlation, Mossbauer効果などの detection の面)

(b) 核モデルの進歩

(c) 経済的理由

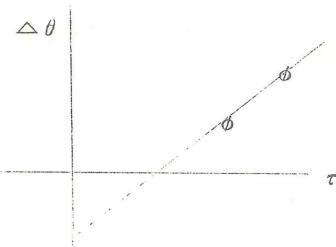
があげられよう。外国での研究としてコペンハーゲンの研究を紹介する。

1) Transient Field (Herskind 等) — Fe 中に Gd (放射性) を IMPAC でうえ込んだ場合と、放射性物質として入れた (static) 場合とで $\omega \tau$ に差ができる、IMPAC では transient field の存在が見られた。つまり IMPAC の場合放射線の角度分布のずれ、

$$\Delta\theta = \omega \tau = \omega_0 \tau + \phi$$

$$\omega_0 = g H_{hf}, \quad \phi = g \int H_{tr} dt$$

となり、 ϕ が transient field からくる部分である。Gd には寿命のちがう幾つかの集団励起状態があることを利用して $\Delta\theta : \tau$ の関係を測定し、transient field の存在を確かめた。(下図) この field は反跳粒子のエネルギーと Z に依存するが、 ϕ / ϕ_0 : エネルギーの実験結果 (^{196}Pt in Fe など) を Winter-Lindhard の理論と比較すると約 2 倍位大きい。理由は不明である。



2) IMPAC による Bi (Feldman-Arhus) — Grodzin らは Fe 中に ^{212}Bi を打ち込み、それから生じる ^{208}Pb の $\omega \tau$ の測定と拡散で入れた ^{207}Pb をつかう実験から得られた内部磁場の値とから ^{208}Pb の $g = 0.08 \pm 0.07$ を得た。一方で Bowman らは外部磁場 3.05 Koe を用い $g = 0.58 \pm 0.14$ を得ている。このちがいの原因是チャネリングの実験で明らかにされた。つまり IMPAC の場合と高温拡散の場合で入る格子位置がちがい、内部磁場の値がちがってくる。(IMPAC では 3.00 Koe, 拡散では 6.00 Koe)

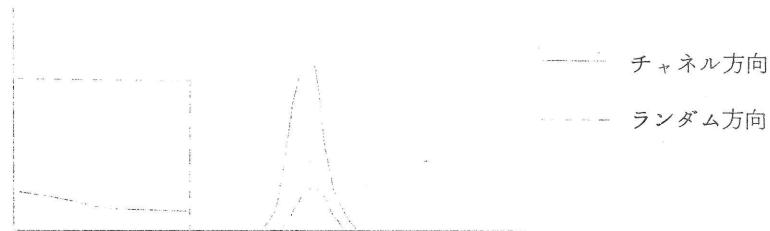
3) 金属中の B の位置 — IMPAC による ^{12}B は W や Ta 中では fcc 位置に入ることがチャネリングで確かめられている。

4.2 チャネリングの現状

藤本文範(東大・教養)

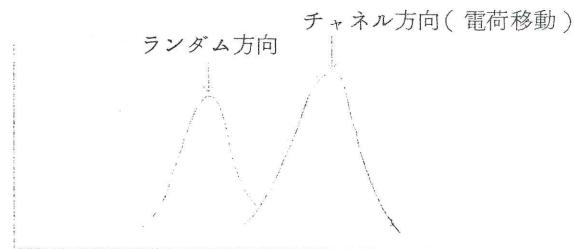
荷電粒子を単結晶にあてたときのチャネリングとブロッキング現象の解説があり、この方法によって不純物の分布、欠陥の密度、核反応時間などの測定ができることが述べられた。ついで最近の国際会議でのトピックスの紹介があった。

- Flux Peaking — Yb をうえこんだ Si 単結晶のチャネリングで Si によるものと Yb によるものとのスペクトルは下図のようになる。



これは Yb が interstitial に入るためである。

- 電荷の移行(Datz) — 4 ~ 40 MeV の種々の電荷の O イオンをチャネルさせるときランダム方向とチャネル方向でスペクトルにずれがある。これはチャネル中に電荷がかわることを示している。



- 重陽子の偏極(Fieldman) — Ni 単結晶薄膜($< 10 \mu$)に d^+ をチャネルさせ電子をもらって出てくる d^0 を電場をかけて選び出し、偏極度を測定したら 100% であった。
- $BaTiO_3$ のチャネリング — 強誘電性を示す領域ではシャープにチャネルしないことがわかった。内部電場のためプロトンのジャンプがおこるためらしい。
- 核反応時間の測定 — 最近著しい進歩があった。 $10^{-14} \sim 10^{-18}$ 秒の反応の寿命が測定されており、藤本の研究をはじめ多くの例が発表されている。

4.3 Orsay の放射化学研究

馬淵久夫(東大・理)

Orsay (Institut de Physique Nucléaire) には次の部門がある:
Nuclear Physics, High Energy Physics, Radio-Chemistry
(Nuclear Chemistry と Radio-Chemistry に分れている), Theoretical Physics.
加速器はヴァンデグラーフ 2 台、シンクロサイクロトロン、重イオン加速器(アリスとよぶ)で、シンクロサイクロの radio chemistry 関係の使用率は全実働時間の 6% である。放射化学分野の研究は

- 1) 新しいアイソトープの作製と確認
- 2) O, N, C の spallation あるいは fragmentation の励起関数の確立。これは宇宙科学と関係がある。
- 3) 重イオンによる反応のメカニズム
- 4) Super heavy element の研究。Z = 119, 120 に長い寿命のものがあると期待されている。次の方法でつくる。



これら recoil して出てくる ekaFr などは on line の質量分析器を用いてとらえる。そのため感度の改善などがされている。今はこの予備実験の段階である。放射化学のグループは化学者のみならず物理学者やエレクトロニックスの技術者などのスタッフで構成されている。

5. 加速器とその機種選択

5.1 機種選択にあたって考えるべき問題

大野和郎(物性研)

1) 加速器の種類とエネルギー、特徴、—— ヴァン・デ・グラーフ、タンデム、ペントロン、サイクロトロンなどの各種加速器(市販)の特徴、価格、種々のイオンの加速性能の比較が行われた。とくに重イオンの加速についてその得失を論じた。二・三の適当と思われる例をあげると、

AVF サイクロトロン 径 140 cm のもの 價格約 5 億円

E(P) 3 ~ 30 MeV (50 μA)

E(α) 3 ~ 52 MeV (25 μA)

E(¹⁴N³⁺) 45 MeV (30 μA)

タ ン デ ム	E N (6 M)	2.4 億円
E (P)	$3 \sim 12 \text{ MeV}$ ($5 \mu\text{A}$)	
E (α)	$\sim 18 \text{ MeV}$ ($1 \mu\text{A}$)	
タ ン デ ム	U (16 M)	10 億円
E (P)	$6 \sim 32 \text{ MeV}$ ($5 \mu\text{A}$)	
E (α)	$\sim 48.5 \text{ MeV}$ ($1 \mu\text{A}$)	

- 2) 各種の研究とそれに適當な加速器 —— 2 で述べられた各研究内容に適當と思われる加速器があげられた。問題は一種の加速器ですべての分野をカバーできないことである。
- 3) 物性研に設置する場合のスペース可能性 —— 例えば上記の A V F サイクロトロンを考えると現在の B 棟の位置に設置できる。
- 4) 附帶する各種測定器 —— β 線分析器、その他物性関係の各種装置、コンピューターが必要であり、加速器とほど同額程度となる。

5.2 コ メ ント

杉 本 健 三 (阪大・理)

国内に現存しているもの及び建設中の各種加速器をあげ、物性研に設置するなら種々の R I 製造ができる A V F サイクロトロンが適當と思う旨の意見が述べられた。

5.3 重イオン加速器計画(原研)

塙 田 甲子男 (原 研)

原子力関係の基礎研究のため、重イオンの加速ができるかつエネルギー分解能のよいタンデム、又は 2 MeV のペントロンを検討している。物性関係の研究としては重イオンによる放射線損傷も考えている。

5.4 そ の 他

機種選択に関連して出席者より次のような意見発表ないしは問題指摘があった。

- 1) 重イオンの加速を考えるときイオン源が問題である。サイクロの重イオン源は寿命が短かくて、整備のための技術者の確保が必要である。重イオン加速は p や α と質的にちがっている。タンデムでも重イオンは問題であろう。
- 2) イオン源の開発自身は物性研究の対象となりうるであろう。
- 3) ソ連の Dubna ではレーザーによるイオン源の開発が行なわれている。
- 4) 設備として電子加速器をも加えることはどうか。

- 5) 大エネルギーの電子加速器は結晶関係の将来計画の一つとして検討されつつある。
- 6) 各種研究目的に必要なビーム、エネルギーをおさえて表をつくってほしい。
- 7) このような計画の推進は意義がある。またこの分野の研究会が再び開かれることを希望する。

(以上)

短期研究会報告

「遷移金属合金の電子構造と物性」

世話人 山下次郎(物性研)
近角聰信(〃)

遷移金属合金の電子構造の研究は最近かなりの進歩を示した。これは現時点において我々の持つ知識と10年以前の時点において我々が持っていた知識とを比較してみると明かなことであろう。今日においては、バンド計算の進歩によって規則合金のいくつかについてはその構造が明かにされた。不規則合金を取り扱う近似法として Coherent Potential Approximation(CPA)が発展し、いくつかの実例について理論と実験との比較検討が行われるようになつた。つまり我々の持つ理論と現実との対応がようやく行われるような段階に到達したのである。この時に、理論家と実験家とが会合して、遷移金属合金の物性について、理論と現実との対応について、討論し、吟味を行つてみようというのがこの短期研究会の目的であった。研究会の討論を通して我々が知ったことは、我々は確かに、遷移金属の合金のような複雑な問題に対しても、研究手段を持っているということであり、この手段は有力であるということである。しかし、現実の様相は非常に複雑であつて、理論と現実との対応はいまだ必ずしも充分ではないということである。

(I) Coherent Potential Approximation(CPA)の基礎

11月8日， 10時—12時30分

座長 山下次郎

C P A の将来に対しては多くの研究者が関心をもつており、この点に関して多くの質問があつた。合金の磁性に強く関心をもつ研究者たちは、最近接原子間のスピン構造をも考慮した合金の電子構造を解明し得る近似法の発展を強く望んでいる。

C P A の理論的諸問題

東工大・理 米 沢 富美子

置換型不規則合金における一電子グリーン関数の集団平均を求めるためのC P Aは、(1)直観的・一般的近似であり乍ら近似の意味がはっきりしている。(2)適当な極限で予想される系のふるまいを再現する—dilute alloy limit, virtual crystal limit, split band limitなど—(3)パラメタを適当に変えるとバンドは融合型になったり自己主張型になったりする。(4)2元対称性を満たす。(5)sum ruleを満たす。(5)電気伝導度の計算が簡単で、Ward Identityが自動的にみたされる。などの長所をもっており、今日、遷移金属合金を含む多くの物質のバンド計算などに応用されている。この理論の欠点を補い、より現実的な系への、より広い応用を可能にするために、次のような問題点を考慮した改良、拡張が考えられる。(1)クラスター効果、(2)transfer integralが組成依存性をもつ場合、(3)原子の分布が統計的に独立でない場合(super latticesの問題等)、(4)原子の分布が構造上の不規則性をもつ場合(液体金属、無定形固体など)、(5)電子相関の効果。このうち、(1)は、形式上は解決すべきであるが、具体的応用は相当めんどうである。(2)はかなり現実的な仮定の下にとり入れることができる。(3)及び(4)は、今後の研究にまつところが多い。(5)は、規則系に対するHubbardの仕事程度は拡張可能であると考えられる。しかし、いずれの場合も、nonmagneticな系への応用は、かなり事実に近い扱いが可能であるが、磁性の問題が explicitにからんで来ると、現状のままのC P Aでは、適用外の問題も少くない。

合金の状態密度の二格子点近似

名大・工 高 橋 市 郎

Randomな合金の電子的性質を知るには、電子 Green 関数の配位平均が分ればよい。電子 Green 関数の配位平均を求める近似法として、縁込んだ single-site Hamiltonian を非摂動項とし、残りの effective transfer 積分を摂動項として取扱う一般論を展開する。配位平均を求める時、各摂動項を cumulant 平均で表わし diagram を用いる。縁込んだ single-site Hamiltonian は renormalized transfer 積分の diagonal 項が消える様に定める。

最低次近似は single site 近似と一致し、更に coherent potential 近似と一致する。次の近似は two-site 近似で、この結果の self-energy は energy のみならず波数にも依存する。更に dilute limit で不純物濃度の自乗迄、weak scattering limit で potential 差の 5 乗迄、narrow band limit で transfer 積分の 4 乗迄正しい結果と一致する。

(II) 合金の電子構造と磁性

11月8日， 2時—5時30分

座長 望月和子

金森氏の講演に対する活発な質問、討議の中からいくつかをひろい、質問の要旨と金森氏の答えを記す。

- Slater-Pauling curve によくのる合金では、rigid band model, CPA 共によい結果を与えることの必然性は何か。
- Ni_xFe_{1-x} に対する CPA の計算では ↓スピンバンドは x により形が変化するが、スピンバンドは fermi level の下にきて、その形は殆んど変化しない。従って全原子数は一定なので、磁化は一義的に決る。
↑, ↓ band の様子は conductivity の温度変化の測定かは分るはづで実施を期待する。
- 3元合金の実験は、どういう点で面白いか。
CPA を用いた 2元合金の磁気モーメントの濃度変化の計算をチェックするのよい方法で、同じような意味で多元合金の実験も面白い。
- Fe-Cr 合金の ferro が消失するところでの電子比熱の増加は Spin Fluctuation による有効質量の enhancement によるものか。
実験的にも問題があり現状ではよく分らない。
- Fe-Al, Fe-Ga 合金での Al, Ga 置換による Fe 当りのモーメントの減少、増加は電子移動によるものか、また、Mossbauer 効果で観測された大きな quadrupole splitting の原因は何か。
0.1 か 0.2 程度の電子移動は考えられるか、quadrupole field の原因には電子移動だけでなく、電子構造の詳細がきくであろう。

- Fe-Al 合金の強磁場磁化率を測定すると、モーメントのきえるところで急激な増加があるとのコメントがなされた。
- h.c.p. Co と Fe を加えた合金で平均のモーメントの減少が測定されたが、その理論的可能性はあるか。

現在のところ理論的には説明不可能

伊藤氏の講演に対し、金森氏は局在モーメントと伝導電子に分けることに問題があり、最近の Ni-Fe のバンド計算では、波動関数の振巾のちがいから場所的に負の偏極が求められていて、このことは conduction band が負に偏極すると考える必要のないことを示しているとのべた。伊藤氏の実験に関連して Fe-Rh 合金でも一様でない S- 電子の偏極が測定されているとのコメントがあった。

最後に長谷川氏は 2 元合金に対する CPA 近似を pair に拡張した計算について報告した。実際との対応からも、CPA の single site 近似を cluster に拡張することが望ましいが、pair の扱いはその第一歩である。

強磁性遷移金属合金の電子構造と磁性

阪大理 金森 順次郎

1 CPA の適用限界 2. 3 元合金 $Fe_xCo_yNi_z$ ($x+y+z=1$) への応用 3. 遷移金属同志の合金(2 元)とくに bcc 合金 4.1. 非遷移金属あるいは非金属不純物の電子構造と磁性
5. 4 での不純物の濃度が大きくなった場合、以上 5 つの題目について議論する。2. での主な結論は、磁化が Slater-Pauling 曲線からズレて減少はじめる境界は大体等電子線であること。および Slater-Pauling 曲線がなりたつ範囲で、Co の磁気モーメントの大きさは Fe の存在によってかなり大きく変る(約 $1.7 \mu_B$ から $1.4 \mu_B$ まで)ことである。3. の議論は 2. と同じく Single band tight binding 模型にもとづく CPA 計算で、今回はとくに Fe と Ni, Co, Mn, Cr との合金の問題をとり上げる。4. は CPA を離れた問題で、いわゆる s, p band と d band との mixing の本質を明かにし、磁化の大きさの変化、NMR での T_1 等の問題への具体的応用をのべる。5. は 4. での計算にもとづく Speculation と、CPA にもとづく計算の可能性に関するもので、Fe-Al Ni-Al 等の他 M_2B MB 等にも言及する。また CPA を適用するための一つの方法を提案する。

Pd-Ni, Pt-Ni 及び Pd-Pt の帶磁率 名大・工 加藤 友彦

Ni-Pd-Pt 系の二元合金について、常磁性帶磁率を C.P.A. の近似で計算した結果を報告する。Wolff-Moriya モデルに基き、Hartree-Fock 近似及び C.P.A. の範囲で、値数の等しい合金の常磁性一般化帶磁率 $\chi(q, \omega)$ は、

$$\chi(q, \omega) = [\chi_0(q, \omega)^{-1} - \Sigma(\omega)]^{-1}$$

$$\Sigma(\omega) = C \cdot \Delta U / \{ 1 - \frac{1}{N} \sum_q \chi(q, \omega) (\Delta U - \Sigma) \}$$

で与えられる。ここに $\chi_0(q, \omega)$ は、母体金属の R.P.A. による帶磁率、 ΔU は、母体金属と不純物の intra-atomic Coulomb integral の差である。この式を用いて、表題の合金の一様な帶磁率を計算した結果、全域に亘って、大体妥当な結果を得た。尚、パラメータ ΔU の値について、若干の考察を行う。

Ni-Cu 合金内の局在モーメント

東大物性研 伊藤 雄而

偏極中性子回折法によって得られた精密な Ni の磁気形状因子の解析から、通常磁化測定で得られる Ni の bulk の飽和磁気モーメント $0.606 \mu_B / \text{atom}$ は各原子に空間的に局在する局在モーメント $0.711 \mu_B / \text{atom}$ と金属中に一様に分布する負に偏極した diffuse component $-0.0096 \mu_B / \text{Å}^3$ ($1 \text{ 原子当りにすると } -0.105 \mu_B$)との和であることが知られている。今この様な Ni 中に磁気モーメントを持たない Cu を加えて行くと Fermi 面の変化及び Friedel による charge screening の影響を受け Ni の局在モーメント、又 Ni 中では一様に偏極していた負の diffuse component (伝導電子の偏極) の様子が変わって行くであろう。20% Cu の Ni-Cu 合金に関する中性子の磁気散漫散乱の結果によると Cu の添加による影響は主に n.n. に限られ、n.n. に 1 原子 Cu が入るごとに平均して約 $0.038 \mu_B$ Ni の局在モーメントが減少する。更に Ni-Cu 合金中で減少していく局在モーメント自身、並びに diffuse component の空間的分布を調べる為に 12% Cu の Ni-Cu 合金を用いて偏極中性子回折法により磁気形状因子を測定した結果、Ni_{0.88}-Cu_{0.12} 合金内で磁性を有する磁性電子は Ni と全く同じ形状因子 (球対称部分について) を持つ局在モーメントとして $0.644 \pm 0.008 \mu_B / \text{Ni atom}$ 従がって平均として、Ni の局在モーメントの変化の割合は Cu 1 原子が加わるごとに $0.58 \mu_B$ づつ減少し、これは 1 原子 (Cu) 当り約 $1 \mu_B$ づつ減少する Slater-Pauling curve に比べて約半分程である。一方一様に

負に偏極していた伝導電子の偏極は 1.2% の Cu の混入により正弦波的 fluctuation を受け、各原子位置では負の偏極が最とも少ない山に、又原子間では負の偏極の谷が出来、その平均として $-0.0079 \mu_B/\text{Å}^3$ となる。この様な実験事実は単純な rigid band では説明出来ず、又正弦波的な伝導電子の fluctuation が如何なる機構によるものかは興味ある問題である。

(III) 規則格子合金の磁性

11月9日 10時 - 12時30分

座長 芳田 奎

遷移金属の規則合金の電子構造

物性研 山下 次郎

自由電子モデルがよい近似であるような金属合金に対しては有名な Hume-Rothery の法則が成立している。これはプリルアン・ゾーンの境界附近でエネルギー・ギャップが生ずることによる。遷移金属合金の場合には、原子ポテンシャルの差異によりエネルギー・ギャップが生ずる。（状態密度が深い谷となるエネルギー領域が存在するという意味）その時電子数が適当であって、フェルミエネルギーが谷の所に出現するならば、そのような配置（電子構造）は安定化される。このような構造の実例として、CsCl 型結晶の VMn, TiFe, ScCo, FeCo (ferro), A₃B f.c.c. 結晶の Ni₃Mn(ferro), 層状結晶の NiMn(antiferro) の状態密度曲線を示した。

金属 Mn の磁性

東北大・金研 山田 竹

遷移金属の性質を実空間表示で理解しようとする試みを 2 種報告する。

- 1) Wannier 表示。Wannier 関数を L.C.A.O. で作ろうとすると、対称性から、fcc では 3rd, bcc では 4th neighbour 以上の原子まで括げなければならぬ。transfer Integral は等方的で便利だが電子相関を考えるには不便である。
- 2) L.C.A.O. による局所的な molecular orbital α -Mn は 4 種の Site からな

る結晶で反強磁性、中 Sites I , II にある原子は局在磁気能率をもつ。 β -Mn は 2 種の Site からなり、磁気秩序をもたない。各 Site に配位する原子のクラスターの形は 3 種に大別できその 1 つは変形した fcc のクラスターと見做せる。fcc のクラスターの molecular orbital による中心原子の状態密度を浅野・山下の γ -Mn のバンド計算と比較する。 α -Mn, β -Mn のクラスターによる計算は未完成であるがその予想をのべる。

国富氏の話 $A_u Cr$ 合金の dilute より高濃度迄の電気抵抗、中性子散乱の測定結果の紹介 (Cr 5% - 25%) 25% - 15% では反強磁性で T_N は C に linear, 12% で long range order は消える。中間相 (12% - 14%) では short range order がある。低濃度では抵抗最小をもつ典型的 Kondo 効果を示す稀薄合金である。抵抗の濃度変化から求めた T_K は 4°K と推定された。しかし核整列による外国のデータでは $T_K = 0.01^2 k$ で結果に差がある。より低温の抵抗測定が望まれる。抵抗は最小と同時に最大を示し最大値の温度 T_{max} は $\propto C^{\frac{2}{3}}$ ($\sim 1 a t \%$) この T_{max} がある限り、 T_K は T_{max} より低いと考えるべきであろう。(芳田)

(IV) 金属合金の反強磁性

11月9日, 2時 - 5時30分

座長 永宮健夫

浅野 摂郎：反強磁性のバンド理論

Cr に少量の Mn を加えたときの反強磁性は、殆んどひとしい電子フェルミ面とホール・フェルミ面の nesting によってすべて巧く説明されるが、 γ Mn や、これに Fe を加えた合金、さらに γ Fe の反強磁性は、バンド全体に関係して現われる。前者 (bcc) では、 $\pm 0.6 \mu_B$ のモーメントが各原子上に出現するが、これに応じた交換ポテンシャルをとるようにすると、フェルミ面の所にできるエネルギーの gap $2g \approx 0.03 Ry$, 状態密度の消失度 $\approx 40\%$, $d\epsilon$ 成分 $\approx 73\%$ など計算値がえられ、それらは実験値とよく合う。また $2g$ の値は d バンド幅 $\sim 0.1 Ry$ に比して小さいので、フェルミ面の特性が主要な役を演じているといえる。後者 (fcc) では、 γ Mn についてバンドを計算してみると、明らかな nesting はみられない。反強磁性 γ Mn では $\pm 2.4 \mu_B$ のモーメントがあり、この状態で状態密度を求めてみると、その値は ϵ_F

の所で低く、 ϵ_F 以下では majority spin に対して高く、minority spin に対しては ϵ_F よりも上に山が現われる。2 g として $\approx 0.14 \text{ Ry}$ がえられ、これはバンド幅よりも大きい。従ってフェルミ面の特性ではなくバンド全体の性質が反強磁性出現にあづかっている。電子数をふやして self-consistent ICg をきめ、モーメントをきめると、rFe 側に向って g は急速にへり、rFe では実測値の $\pm 0.7 \mu_B$ がえられる。なお途中、電子数 $7.3/\text{atom}$ 付近で nesting の傾向が現われる。

石川義和：fcc Fe-Mn 合金の反強磁性

r Mn-Fe 系の磁気相図を中性子実験から作ると、40~85 at.%Fe の範囲に異常な様子が現われる。そこでは T_N が高い山を示し、磁気モーメントは 50% Fe で深い極小を示す。Fe と Mn の核散乱位相が逆であるので原子配列の秩序は容易に検出される筈であるが、それは全く存在しない。 T_N が高いことや、電気抵抗が T_N 下で正の偏差を示すことから、この異常範囲では Cr のタイプの反強磁性が起きていると解釈したい。（しかしモーメントが Fe 増加に対して単調減少でないことは理解し難いとのコメントあり） Fe モーメントは 10% Fe 以上で $1 \mu_B$ の一定値をとることが Mossbauer 効果の測定から知れるので、Mn モーメントが 50% Fe の所で極少となる筈である。Mn の hf 比熱をはかってみたら、定性的にはそうなっている。

50% Fe の所で中性子の臨界散乱を測定すると、縦揺動 [$Q = (2\pi/a)(001)$] の local order に平行な方向のゆらぎ) は $X_{11} \propto (T - T_N) - 1.35 \pm 0.05$ となり T_N で発散する。これと緩和がいちじるしく早いことは共に Cr の場合に似ていて、itinerant electron の反強磁性の特徴と思われる。横揺動は発散せず、Tn 付近では hydrodynamic によって説明される（相関が時間と距離に対して共に指数関数型にへる）。この縦横のちがいは異方性交換相互作用を暗示する。 T_N より 10° 以上上では、Cr と同様に、collective mode が観測される。 T_N 下のスピン波測定も行なった。Q 点付近で $hw = \sqrt{(iw_0)^2 + aq^2}$ となり、a は Cr の場合よりはるか小さく、局在モデルで説明される程度である。 w_0 は DS^2_t を仮定して温度の関数として求めたものとよく合う。spin order は $Q = (2\pi/a)(001), (100), (010)$ のいずれかとしてよい。但しこの 3 つが等分に結晶中に分配されて域構造を作っているとする。この各に一軸性異方性があるということは考えられる。

安達健五： fcc Co-Mn-Fe 合金の磁性

原子当り電子数 e/a を 7 から 9 まで変えられる系として興味がある。 Fe から Co 寄りにかけて出る bcc α 相を除く範囲で磁気相図を作った。特に $(CoMn)_{1-x}Fe_x$ 系では $e/a = 8$ と固定されているので興味あり、 x をかえて色々測定した。 T_N は x がますと下り、 $x \rightarrow 1$ へ外押すると $T_N(\gamma Fe) = 60 \sim 70 K$ がえられる。 α 相近くの x ($0.2 \sim 0.3$) では、電気抵抗が T_N 下で正の偏差を示し、 Cr タイプ反強磁性を暗示する。 $e/a = 8.3 \sim 8.7$ のとき、 α 相境界近くでは、格子常数の温度変化やモーメントの大きさが invar 的な傾向を示している。中性子回折および散漫散乱もしらべた。また T_N と格子常数の間に、この 3 元系では universal relation があることが見出された。

中性子実験から T_N をきめる方法について石川氏から異議が出された。また Co と Mn が主体である 3 元合金で、 Co 寄りに強磁性、 Mn 寄りに反強磁性が出るが、両者共存の濃度領域があるということで、それはおかしいと異議が出た。

三井惟靖： Cr 合金の高圧下のバンド構造

静水圧による T_N の変化を電気抵抗から調べた。 Bell 研究所でなされたもっと高い圧力（但し静水圧とはいひ難い）での測定の結果とくみ合わせ、また常圧下の磁気相図ともくみ合わせると、原子当り電子数 e/a 、圧力 p 、温度 T をそれぞれ x 、 y 、 z 軸にとったとき、3 次元の空間で磁気相図がかかる。常磁性域、温度を下げて出現する Commensurable AF の領域、 Incommensurable AF (sin 型 SDW) の領域、 Spin Flop が起きた状態の領域が 3 次元空間にかける。 Spin Flop 域を別とすると、 e/a をへらすことは γ を増すことに対応している (1 at. \% V を加えることは体積変化率 $\Delta v/v = -0.015$ に相当)

圧力をかけると Cr の電子フェルミ面は小さくなり、ホール・フェルミ面は大きくなつて、ちょうどバナジウムを加えた場合と同様のことが起きるのであろうか。これに対してはバンド計算が答えてくれるであろう。

(V) 局在モーメント

11月10日， 10時—12時30分

座長 近角聰信

このセッションは局在モーメントという題である。最近の rigid band model から、 coherent potential approximation への移行を band theory の現実への歩みよりと見做すとすれば、このセッションのねらいは、実際の金属合金の磁性の荷い手は一体どうなっているかについて、より直接にメスを入れようということであろう。

はじめに約2時間たっぷり時間を使って守谷による「スピンのゆらぎと電子相関」の話があった。その内容は以下にあげるアブストラクトを見ていただければよいが、Hubbard model で現れる $H = t \sum a_{j\sigma}^* a_{l\sigma} + U \sum_j n_{j\uparrow} n_{j\downarrow}$ の Parameter を変え、温度Tを縦軸にとり、横軸に U/t をとった平面で考えると、右側が金属、左側が絶縁物の領域になり localized moment が左から右へ向ってぼけてくることを説明し、具体的な物質をこの上にプロットして議論したのは興味深かった。これに対して $T=0$, $U \rightarrow \infty$ で band 理論が正しいと思うのは間違いである（山下）とか、金属—絶縁物の境界は果してT軸に平行か（金森）とか、最もバンド的である Zr-Zn₂ ですら磁化率の温度変化がキュリー・ワイス則に合うのは理論的に理解できるのか（近角）とか、いろいろと活発な議論が交わされた。

次の溝口による Fe-Pt-Ir 合金の話は、彼が物性研に助手として滞在している間の実験結果の総まとめで、この合金系では Ir の添加と共に飽和磁化は急激に落ちるが、これは平均電子数との関連ではなく、局在モーメント自身は平均電子数8.4の線で落ち、それよりFeよりペカリ常磁性になるという、他のインバー合金（例えば Fe-Ni-Mn 系）とはかなり異なる性格を強調した。そのあと実験事実についての質問がなされた。

Fe-Pt-Ir合金における強磁性と局在モーメントの出現

学習院大。理 溝 口 正

fcc 結晶における Fe 原子の磁気的な状態を調べる目的で Fe-Pt-Ir 3 元系合金の磁化、帯磁率、低温比熱、Mossbauer Pt の NMR、偏極中性子回析の実験を行った。結論をまとめるとこの系における Fe の磁気的状態は次の 3 つの領域にわけられる。1) Itinerant character の領域、これは Fe rich Fe-Ir 合金およびこれにわずかの Pt が入った場合を含み平均電子数 $N \geq 8.4$ で実現される。帯磁率は 4.2 K まで異常を示さず一定。4.2 K における内部磁場は 10 kOe 以下。2) 局在モーメントをもった反強磁性状態の領域、Fe pour FeIr 合金及び FeIrPt 合金で Pt の量が Ir の半分以下。この領域では帯磁率は温度変化しない項と Curie Weiss 則に従う項の和としてよく表わされる。3) 強磁性状態の領域、Pt 側の IrPt 合金。2), 3) の境界で局在モーメントの大きさは急激に変化することはないと思われる。

スピノのゆらぎと電子相関

物性研 守 谷 亨

遷移金属、合金の電子状態と物性の研究は、バンド理論（合金の理論を含む）の発展によって著しく進歩したと考えられる。併し乍ら実験とのよい一致が得られるのは多くの場合低温の性質に限られて居り、バンド理論から得られるキュリー温度は高すぎ、又帯磁率のキュリー・ヴァイス則も出て来ない。有限温度ではスピノのゆらぎが重要な役割を果し、バンド理論（ハートレー・フォック近似）ではその効果が十分とり入れられないためと考えられる。スピノのゆらぎの効果を RPA でとり入れる現段階の理論ではこの不一致は改善されていない。更に低温でも光電子放出の実験等多体効果の重要性を示唆するものがある。

ここでは低温及び有限温度で期待される多体効果について考察し、金属から絶縁体に及ぶ磁性体全般の性質に表れる電子相関の効果を、スピノのゆらぎと局在モーメントに重点をおいてレビューする。

(VI) 「結晶と磁性」

11月10日， 2時—6時

座長 中村陽二

このセッションでは遷移金属の結晶と磁性の関連をとりあげた。まず志水は遷移金属の結晶構造の安定性についての最近のバンド計算を紹介し、Ni およびインバー合金についての熱膨張の計算結果について報告した。勝木は磁気体積効果のバンド理論の有限温度への拡張について述べた。志賀はいくつかの遷移金属合金について磁気モーメントと格子常数の間に密接な関係があることを指摘した。近角は最近のバンド計算の結果を利用して、インバー合金の小さな熱膨張を理解しようという試みをのべた。以上4つの話はいずれもインバー合金に関連するもので、この問題がバンド理論の立場から盛んに論じられるようになって来たことを示した。最后に脇山はFe を希薄に溶解したhcp Co の磁性特に double hexagonal の存在について実験的な報告を行った。

結晶と磁性 (Fe-Ni 合金の磁歪と熱膨張)

名大・工 志水正男

バンド計算の進歩によって、遷移金属が bcc, fcc, hcp 構のうちどれを出現させているかという理由が半定量的にわかつってきた。バンド模型で計算した強磁性エネルギーは bcc 相を安定化している。Fe-Co 合金では 75 at%Co で fcc → bcc 変態がおこることが説明される。この変態と弾性的異常との関係を議論する。Ni の強制磁歪(磁化の圧力変化と熱膨張係数の温度変化を議論する。磁場一定の熱膨張係数 α_H と磁化一定の α_M との間の関係 $\alpha_H = \alpha_M + h\sigma/(3\chi_{hf})$ と α_H , $h = \frac{1}{V}(\frac{\alpha_V}{\alpha_H})T, P$, $\sigma' = (\frac{\alpha_M}{\alpha_T})H, P$, $\chi_{hf} = (\frac{\alpha_M}{\alpha_H})HP$ の実験値を用い、 α_M を求めると、インバー合金の α_M の温度変化には全然異常がないことが結論される。したがって、インバー合金の異常は h , χ_{hf} , $|\sigma'|$ の値が Ni 等に比べて約 10 倍以上大きいことに原因していると結論される。これらの大きな値が強磁性と常磁性の磁気的 2 相混合のバンド模型で大体説明されることを示し、この磁気的混合が中性子散乱でも確められていることを紹介する。

磁気体積効果のバンド理論

信大・理 勝木 濡寺尾

かって我々は、インバー合金の熱膨脹異常を説明するために、OKでの磁気体積効果のバンド理論を作ったが (JPSJ 26 1109, 27 321, 826)、これを有限温度に拡張することによって、膨脹係数への磁気的寄与 β_M を算出することを試みた。体積がバンド電子系による収縮力と、“core”による反発力のつりあいできまとすると考えると、自発体積磁歪 ω_s は、

$$\omega_s = \kappa (P_p - P_f), \quad \kappa: \text{圧縮率} \quad (1)$$

で与えられるが、常磁性と強磁性状態におけるバンド電子系の収縮応力の差 $\Delta P \equiv P_p - P_f$ は、有限温度では

$$-\Delta P (m, T) = (\partial \Delta F / \partial U) T, m \quad (2)$$

であたえられる。ここで ΔF は強磁性と常磁性状態の自由エネルギーの差で、Stoner 模型の枠内では

$$\Delta F = \int_0^m \Delta \zeta (m') dm' - 2m^2 J \quad (3)$$

であたえられる。ただし $\Delta \zeta$ は exchange splitting, $m = (n^+ - n^-)/2$ である。
(2) の ΔP を

$$\Delta \zeta (T) = 4m(T) J \quad (4)$$

をみたす $m(T)$ 上で計算すれば、各温度での $\omega_s(T)$ が求められ、これを T で微分することによって β_M がえられる。

体積変化の効果を、状態密度の形を変えない今までのバンド巾 W の変化、およびそれを通じての実効交換相互作用 J の変化としてのみ取り入れることにすると、

$$-\Delta P = \left[\int_0^m \left(\frac{\Delta \zeta (m')}{W} - T \frac{\partial \zeta}{\alpha T} \frac{\Delta (m')}{W} \right) dm' - 2m^2 \frac{J'}{W'} \right] \cdot W' \quad (5)$$

となる。ここで $W' \equiv \partial W / \partial v$, $J' \equiv \partial J / \partial v$

fcc 3d バンドの状態密度の特徴を保持する階段状状態密度を用い、 $Fe_{70}Ni_{30}$ で強磁性が消えるようにえらんだ J/W の値、 $Fe_{30}Ni_{70}$ でOKの ω_s が0になるようにえらんだ J'/W' の値を用いて、各組成に対する ΔP 、従って ω_s を(5)によって数値計算し、これから、 $\beta_M(T)$ を算出した。

格子定数と磁性

京大・工・志賀正幸

3d遷移金属合金について、その格子定数と磁気モーメントの間に密接な関係があることが見出された。具体的には、① Co-Ni合金では両者共組成に対し直線的に変化する。② Fe-Co(bcc), FeNi(fcc)については格子定数が鉄 rich 側で直線からずれるが、このずれは磁気モーメントのスレーターボーリング曲線の右側直線部からのずれに比例する。③ Co-Mn(fcc), NiCu, FeAl(bcc)合金では非強磁性部分の格子定数が直線となり、強磁性の発生に伴い、格子が膨張する側にずれる。④ Co-Mn 系の高温($T > T_c$)での格子定数は常温でのそれと同じような振舞を示す。これは格子の膨張は強磁性の発生に伴うのではなく局在モーメントの発生に伴うものと考えられ、逆に局在モーメント存在の証拠とも考えられる。⑤ FeNi(fcc)の高温での格子定数を以上のような観点から見ると、Ni rich 領域では局在モーメントが高温でも存在し、インバー領域では高温で局在モーメントがつぶれると考えられる。このような考えに基づくとインバー問題、特に磁気モーメントの消失と熱膨張異常の関係がよく説明出来ることを示す。

インバー合金の熱膨張と磁性

物性研 近角聰信

インバー(35 at% Ni-Fe)合金は常温で 1.2×10^{-6} という異常に小さな熱膨張係係数をもつが、その原因をこの合金特有のバンド構造から説明を試みた。一般に遷移金属(3d, 4d, 5d)の原子間距離は d バンドが空か、満ちているときに大きく、中途半端に満されているときには小さいという傾向がある。インバーは浅野の fcc Ni, fcc Fe のバンド計算にてはめてみると、O K で一スピンドのフェルミ面は $d\epsilon = 1.5$ 個、 $d\gamma = 1.0$ 個電子を収容した位置にあり、+スピンドは丁度満されていて、ともに球形をしており、原子間距離は大きい状態にある。温度の上昇と共にバンドの分極が減るにつれて、-スピンドは $d\gamma$ が増し、+スピンドは $d\epsilon$ が減ってともに球状からはずれ、収縮が起きるものと思われる。

hcp Co-Fe 合金の結晶型と磁性

東北大・工 脇 山 德 雄

Co と Fe 不純物を希薄に固溶させた hcp 合金の磁性は、興味のある問題であるが、実験の困難な点もあって未解決の問題であった。本研究においては、単結晶を作成して、次の実験結果を得た。
① Magnetization : (a) ~ 1 at.% Fe 以下では $d\bar{\mu}/dc = -1.7 \sim -2.5 \mu_B/\text{Fe atom}$, (b) ~ 1 at.% Fe 以上では $d\bar{\mu}/dc = +1.0 \mu_B/\text{Fe atom}$ 。
② Crystal structure (山口、平林共同) : (a) では ABA B-hcp で、c/a は Fe 濃度と共に減少。
(b) では ABAC-dhcp で c/a は増大。
③ NMR (川上、厚井共同) : wall と domain の signals を観測。共鳴周波数は、(a) では Fe 濃度と共に下り、(b) になると上る。Fe 不純物を入れると satellite が低周波側に出る。温度変化で spin flopping を観測。
また、quadrupole splitting を測定。
④ Magnetic anisotropy : (a) では C 軸が磁化容易方向、(b) では C 面が磁化容易面。以上の実験結果を報告し、考察、討論を行った。

短期研究会報告

「荷電粒子のチャネリングおよび
ブロッキング効果の基礎と応用」

開催期日 昭和46年11月25日(木)～26日(金)

司話人 東大物性研 大野和郎
〃教養 藤本文範
京大・理 万波通彦
名大・工 伊藤憲昭

チャネリングおよびブロッキング現象が発見されたのは、ほど10年近く前である。我が国でも、少しおくれて原研などで研究が始まられ、とくに核反応時間の測定については、原研を中心としたグループによって、先駆的な研究がなされた。チャネリングの現象は、核反応時間の測定だけでなく、格子欠陥の研究にも広い応用の可能性を含んでおり、又、衝突の問題に関する基本的な問題の解決にも有用であると考えられる。又、最近、磁化された強磁性体結晶のチャネルを通過した陽子がほとんど100%に近い分極を示すこと、強誘電体結晶の分極とチャネリング粒子の挙動とが密接に関係していることなど興味深い現象がみつかっている。

このように、チャネリングの問題は、応汎な範囲の問題をふくむだけに、研究者の間の密接な連絡が必要であると考えられ、すでに1971年6月、名大工学部で研究会を行なった。その後9月にゴースタルでこの問題に関連した国際会議がひらかれ我が国からも数人が出席した。6月の研究会で充分討議されなかつた問題に加えて、その後の進歩、及びゴースタル会議での問題点などを討論するため、今回の短期研究会を開くこととなった。参加者は50人余りにも達し、この問題に対する関心の深さがうかがわれる。

参加者の研究分野は、X線、粒子線、半導体、格子欠陥、核物理、放射線物理と多岐にわたっているが、単にチャネリングの応用面をとらえるだけでなく、大槻氏らの理論的研究をはじめとして、チャネリングの現象自身をより深く洞察しようとする試みが多いのは心強い。チャネリングが一つの有効な研究手段として確立されるには、基礎的な研究や、他の手段でえられた結果との対比が必要であると考えられる。この意味でこのような研究会は、意義深いものであった。今後もこの種の研究会、又は、さらに焦点をしぼった研究会が行なわれることを期待したい。

講演のアプストラクトを以下に示す。

(文責 伊藤)

1. ゴースタール会議報告 I

東大・教養 藤本文範

ノールウエーのゴースタールにおいて9月20日より24日まで、チャネリングおよび関連現象に関する国際会議がひらかれた。2日目を除いて全体会議方式がとられ、その内容は次のようにであった。

1日目(20日) 一般論および Flux Peaking

2日目(21日) Dechanneling
Sputtering

3日目(22日) Electron Channeling, Polarizatiion, Electron capture と loss.

4日目(23日) Lifetime measurement と High resolution による Channeling の研究

5日目(24日) Stopping Power

以上のでその他に4日の夜 Lifetime Measurement と Electron Channeling の informal meeting があった。こゝでは3日目と4日目の話の中から特に興味のあった講演について記す。

Datz 達(Oak Ridge) のグループによる O イオンの Au 膜を通過した時の charge の変化、即ち electron capture と loss の実験は興味深く、今後この種の実験により原子衝突についていろいろの情報を提供するようと思われる。彼等は、O の各種の charge をもった ion 粒子のうち magnet である特定の charge のものをとり出し、Au 膜を channeling した後の charge の変化およびその cross section を測定した。値数の異なった O イオンの electron loss および capture の cross section を軸 channeling 面 channeling について求めている。これらは impact parameter と密接なつながりがあり、理論との比較に興味がもたれる。

Electron capture に関連した実験として Polarization の問題がある。すでに Kaminsky により d^+ の Beam と直角に magnetize した Ni foil を <100> channeling で通過した時の d^0 が polarize しておることが報告されているが、Feldmen は 100% polarize した d^0 beamを得たことを報告した。この機構につ

いてはまだ不明の点が多く、今后の問題である。

Electron channelingについては Chadderton が wave mechanics との関係を話したが、必らずしも正しい議論ばかりとは思えないところもあった。筆者はこゝで、もう少し wave mechanics と classical model との関係を詳しくしらべ発表を行った。

その他 Ba Ti O₃ の ferroelectric とそうでない時とで又、結晶軸によって channeling の様子が非常に異なることが報告され、これは結晶の内部電場についての情報をもたらすものとして大変興味があった。

また、現在 π -meson による channeling が Gammell 達により計画されており、これには十と一の ion がありしかも質量が電子と陽子との中間であって結果に期待がもたれる。

Lifetime の測定は Clark (Harwell) により Ge の (p, p') と Mo の (p, p') について報告された。また Guerreau (Orsay) により S (³He, p) および Si(¹²C, p) の lifetime の測定についての発表があり、前者では 5×10^{-18} sec であった。Informal meeting ではさらに多くの測定の成功例が示され、全くおどろくべきものであった。いづれも非常に最近おこなわれたものである。すなわち、

Rutgers Ge (p, p') Isobaric analog resonance

Moscow ²³⁸U (n, f), ²⁴²Pu (n, f)

Dubna W (²²Ne, f), W (¹⁶O, f)

Aarhus ²³⁵U (n, f) Bi (¹⁶O, f) Pb (¹⁶O, f)

Japan Al (p, α)

Aarhus P (p, α)

のごとくであり、その他でも各所で計画中のようであり、一つの mode のように思われる程である。著者達によつて2年前に始めて成功して以来これ程まで一般化されたことはよろこばしいことである。

2 ゴースタル会議報告 II

名大・工 伊藤憲昭

コースタル会議の冒頭に行なわれた、J , A . Davies の Introductory Remarks はチャネリングの研究の発達や、問題点を要領よくまとめた興味深い講演であった。その中で、チャネリングの発達の歴史を、(i) discovery phase (1961～1965), (ii) (ii) understanding phase (1964～1968), (iii) application phase (1966～)および、(iv) quantitative phase (1969～)の4段階に分けていたが、このことは、現在の問題点を明示するものとして、考慮に値する。

チャネリングの応用の一つとして、不純物の結晶格子に対する位置決定の問題がある。この点について、この会議での特筆すべき進歩は、flux peaking の現象および、その有用性が確立されてきたことであろう。flux peaking とは、チャネルの中でのビーム束の分布がチャネルの断面内で一様でなく、ある点でピークになることをいう。ビームの入射方向が、結晶軸方向と一致するときは、ピークは、ストリング・ポンテシャルのもっとも小さい中心附近でおこる。従って、中心附近に存在する不純物原子と、チャネルにある粒子との反応効率の角度依存性を測定すると、入射角が軸方向と一致する角度で急峻なピークが生じる。Morgan は、モンテ・カルロ法を用いて、チャネルの断面内でのビーム束の分布の入射角依存性などを計算した結果をのべた。実験的に不純物の位置決定に、flux peaking を用いた例が、Domeiji, Eisen および Andersen によって述べられた。Andersenによる、タンクステン中のボロンの位置決定がもっとも明確で、ボロンが、八面体型の対称性をもった格子間位置に存在することが、ほど明らかとなつた。位置決定の際、現象が複雑となるのは、不純物の存在状態に2種類以上ある場合、又は不純物が単純な対称性をもった位置に存在しない場合であると考えられる。flux peaking も考慮に入れて、不純物とチャネルにある粒子との間の反応効率の角度依存性を、定量的に解析することが、今後に残された問題であろう。

2日目には、Dechanneling と Sputtering のセッションが平行して行なわれた。dechanneling については、Grasso, Bonderup のそれぞれ実験および理論の面からの一般的な話があり、それに引き続いて、藤本氏および伊藤の講演も含めて約10件の講演があった。Lindhard の提案でこれらの研究者の間の相互間の方法のちがいを論じようとい

う目的で、Excursion を返上して特別なセッションがひらかれた。back scattering のエネルギー。スペクトルを理論的に計算して実験と比較しようというグループと、Back scattering のエネルギー。スペクトルから dechanneling の割合を求めて、これを理論的に説明しようとするグループがあって、いずれも一長一短がありそうである。

5日目は、阻止能を中心としたセッションで、Schiott の総括的な話に引き続いた講演のうちとくに興味深かったのは、Eisen 及び Appleton らの阻止能の軌道依存性の実験である。彼等は、充分コリメートした粒子の Si の薄膜を透過した後のエネルギー。スペクトルを解析し、その中から proper channel した粒子の阻止能と、通常のチャネル粒子の阻止能を比較している。チャネリングの特徴は、粒子と格子原子との衝突経数を制御しえることであるから、このような研究は、本質的な問題を含んでいるものとして興味深い。

この会議で報告された論文の大部分は、Radiation Effect への予定である。この会議は、今回はチャネリングに重点がおかれたが、ともと “Atomic Collisions in Solids” の国際会議として、Chalk River, Sussex に続くもので、次回は、1973 年に Oak Ridge で開かれることになっている。

3. チャネリングにおける阻止能の研究

早大・理工 大 楓 義 彦
水 野 光 彦
北 川 盈 雄

チャンネリングする荷電粒子は、結晶中の特別な場所を撰んで通過するので、そのエネルギー損失、つまり阻止能は、通常のビームに対するそれとは大きく異なる。面チャネリングまたは軸チャネリングにおいて、特別な軌道を通るビームに対する阻止能は、結局阻止能関数（異常阻止能またはチャネリング阻止能） $S(X_0)$ が知れれば、それから簡単に導出できる。こゝに X_0 は、面または軸からの距離である。

われわれはこのような阻止能関数 $S(X_0)$ を求める理論を提出、実際の実験との比較を試みた。

まず、荷電ビームを古典的な軌道に乗せ、原子内電子の分布を Moliere および Lindhard の型に撰んで、その binding energy とか遷移確率の違いを無視する。しかしこ

の場合でも、量子論的なカット・オフは考慮しなければならない。結晶面から軌道が充分離れている場合には、当然のことながら、これらのカット・オフの効果は無視でき、阻止能はビームの通過する点での、電子分布に比例する。しかし、結晶面に近い点では、このカット・オフが効いて、電子分布には単純に比例しなくなる（図参照）。

次に、上のモデルで無視した、binding energy と遷移確率の違いの効果をとり入れるために、量子力学的計算方法を考える。入射エネルギーは、原子内電子の速さに比べて充分速いと仮定し、摂動論を用いる。ビームの状態を表わすのに、 δ -関数的な波束を考える。結晶面から X_0 離れた点でのエネルギー損失の一般式は次のように与えられる。

$$\Delta E(x_0) = -\frac{2 Z_1^2 e^4}{mv^2} \int_{-\infty}^{\infty} dZ \int_0^{\infty} \frac{2\pi}{p_{\min}} d\theta \int_{p_{\min}}^{\infty} p dp q^2$$

$$\times K_0^2(qp) + K_1^2(qp)) \rho(R) \sqrt{Z^2 + p^2 + x_0^2 - 2x_0 p \cos \theta}$$

ここで K_0, K_1 は変形ベッセル関数、 $\rho(R)$ は球対称な原子内電子分布である。 p_{\min} 、
 v, Z_1, e および m はそれぞれ、カット・オフ・パラメータ、ビームの速さ、その電荷および電子の質量である。

具体的な場合について計算したものを図に示す。密度に比例する単純な阻止能から、どのようにずれてゆくかが理解されるであろう。

なお、最近 Robinson は、 $S(x_0)$ が $\cosh(\frac{1}{2}bx_0)$ のような依存性になるべきであるということを Datz 達の実験結果から与えているが、ここで述べたような理論では理解できないことであり、摂動論が使えないくなるような、しきい値附近の阻止能の計算が与えられるべきであろう。

研究会ではその他に、電子線チャネリングの異常吸収についても報告した。

$Spl(\xi)$ (arbitrary units)

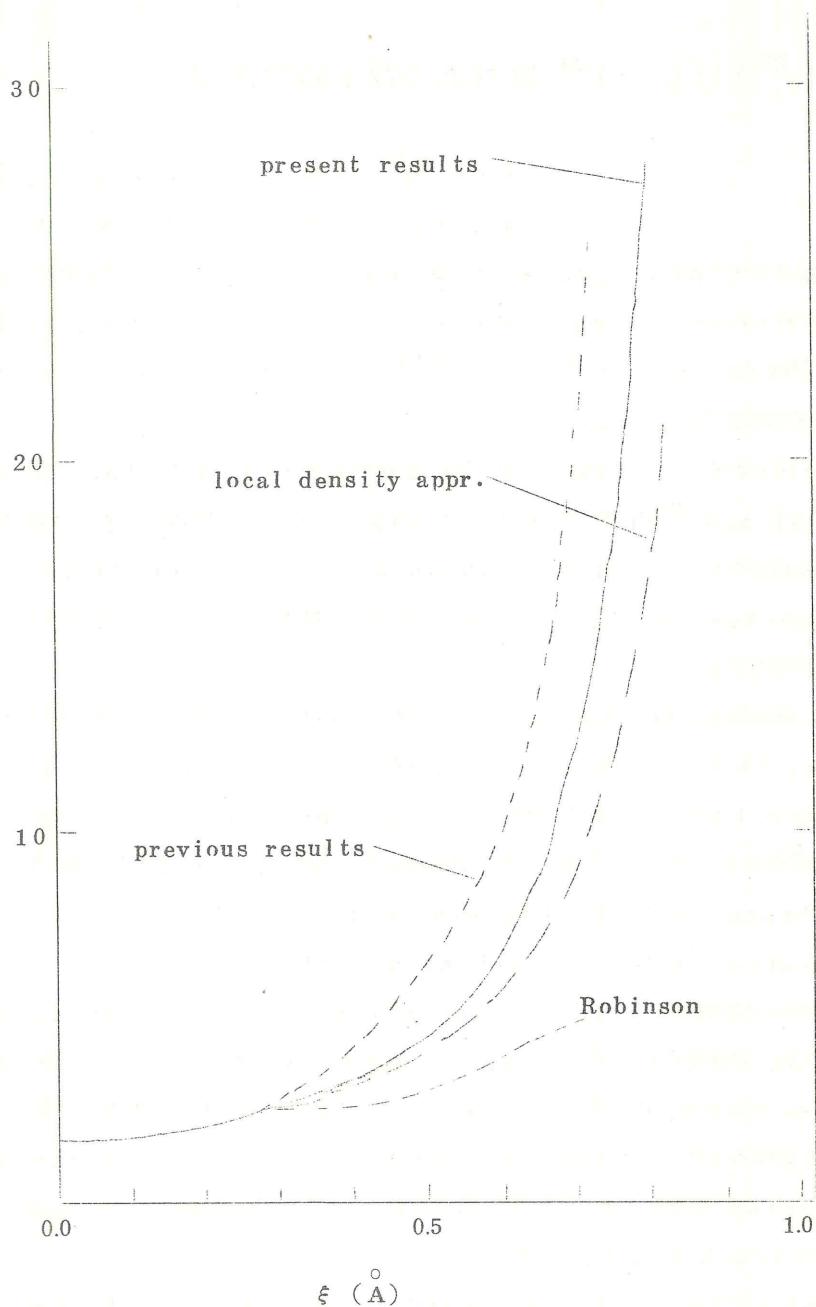


Fig 1

4. $^{27}\text{Al}(\text{p}, \alpha)^{24}\text{Mg}$ 反応の反応時間測定

東工大・理 中山久義, 石井道郎, 久武和夫
東大・教養 藤本文範, 小牧研一郎

単結晶内での荷電粒子のプロッキング効果を利用しての原子核反応の反応時間の測定は、最近さかんに行われている。今まで、発表されている測定は ^{238}U の陽子による分裂、^{1,2)} と $^{70,72}\text{Ge}(\text{p}, \text{p}')$ ^{70,72} Ge^* の測定^{3,4)} である。これによつて $10^{-16} \sim 10^{-17}$ 秒の反応時間が測定されている。

我々がおこなつてゐる実験は、厚い Al の単結晶ブロック(厚さ約 1 mm)をターゲットとした $^{27}\text{Al}(\text{p}, \alpha)^{24}\text{Mg}$ 反応の $E_p = 1.183\text{ MeV}, 0.937\text{ MeV}, 0.633\text{ MeV}$ の共鳴反応の寿命測定である。この 3 つの resonance は excitation curve の測定により、resonance の巾(Γ)が知られてゐるので、直接の寿命と、巾との比較ができる、興味ある結果が期待できる。

Al 単結晶は(101)面で cut してあり、(111)面が水平面になる様にゴニオメーターに set されている。入射陽子は <121> 軸近傍から入る様にしている。<121> 軸と 90° の方向の <110> 軸方向での α 粒子の blocking dip を測定する。そうすると、(111)面は水平面に対して約 70° 32' の角度を持つてゐるので、この(111)面に対しては recoil distance の効果のある blocking dip が、(111)面に対しては recoil distance の効果のない blocking dip が測定される。

α 粒子の検出器に position sensitive detector を用いると、ターゲットが厚いため、弾性散乱陽子が多くなり、また、 α 粒子の yield は少ないので、陽子の pile up pulse のために、 α 粒子の pulse がかくされてしまう。また、カウントを多くするために、大きな立体角を持った検出器で測定する必要がある。そのために、position sensitive detector を使用することは不可能である。これらの点を解決するために、セルロイド板を α 粒子の track 検出器として用いてゐる。

セルロイドでは、約 50°C、6 N NaOH で 3 ~ 4 分のエッチングで $E_\alpha < \sim 2.3\text{ MeV}$ の α 粒子の track が検出された。 $^{27}\text{Al}(\text{p}, \alpha)^{24}\text{Mg}$ 反応の Q-value は +1.6 MeV なので、出てくる α 粒子のエネルギーは、約 2.4 MeV になる。そのためマイラー膜 ($540\mu\text{g/cm}^2$) をセルロイドの前面につけ、 α 粒子のエネルギーを約 1.7 MeV にして、セルロイドに入射する様に

している。

このセルロイドの使用により、陽子に邪魔されずに α 粒子だけを検出することが可能になった。現在の所、 $E_p = 0.937 \text{ MeV}$ ($\Gamma \approx 150 \text{ eV}$) の resonance では、($1\bar{1}1$) の dip が $\chi = 0.51 \pm 0.03$ 、 $\psi \frac{1}{2} \approx 20^\circ$ 、($1\bar{1}\bar{1}$) の dip は $X = 0.49 \pm 0.03$ と誤差の範囲で一致している。統計を上げるために解析を続行している。

大きな効果 ($\sim 60\%$) が期待できる $E_p = 0.633 \text{ MeV}$ の resonance ($\Gamma < 30 \text{ eV}$) も解析中である。

- 1) F. Brown et al. Phys Rev. Letter 20 (1968) 1449
- 2) W.M. Gileson and K.O. Nielsen Phys. Rev. Letter 24 (1970)
114 IAEA-SM-122/129 P 861
- 3) M. Maruyama et al. Nucl. Phys. A145 (1970) 581
- 4) G. J. Clark et al. Nucl. Phys. A173 (1971) 73

5. イオン注入されたシリコン単結晶中の不純物 および欠陥分布のバックスキヤッタ法による解析

(三洋中研) 赤坂洋一, 堀江和夫 (三洋中研) 米田 清

(富士通研) 桜井照夫, 西 秀敏 (シャープ中研) 川辺昭治

(松下中研) 遠井淳友

シリコンにイオン注入を行って各種デバイスを製作する際に発生する放射線損傷は深さ方向の分布を持っており、 r 線、中性子線、電子線の場合の様な略均一な分布を持つものと異って解析が難しい。之を解明するためには色々の角度からの解析法を相補的に用いることが必要であるが、我々は一つの手段としてチャネリング軸入射の He^+ の後方散乱の実験を行い、電子顕微鏡観察、陽極酸化法を用いたエッチングを併用して損傷の分布をしらべた。又同じ加速器のシステムを用い、 ^{11}B (p, α) ^{8}Be による α 粒子を検出し、ボロンの分布の解析を行った。

不純物分布 100 KeV の ^{11}B を $1 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ 注入したシリコン基板 ($2 \Omega \text{ cm}$ n型, エピタキシャル) にプロトンを照射し、 680 KeV の broad resonance (p, α) 反応により発生した α を検出し、次に陽極酸化、弗酸エッチングにより表面を所定量削りとり、残った基板で (p, α) の α を測定し、之を繰返した。削った層の厚さが 0.1 \AA , 3300 \AA ,

4600 \AA の場合のスペクトルを第1図に示す。 α の yield の深さ方向分布を微分し、B 分布を求めると第2図が得られる。同図には damage に起因する scattering center の分布も示している。ボロン分布の形は従来キャリヤー測定から得られたものと比べて半値幅が狭く、LSS理論の結果とことなる。

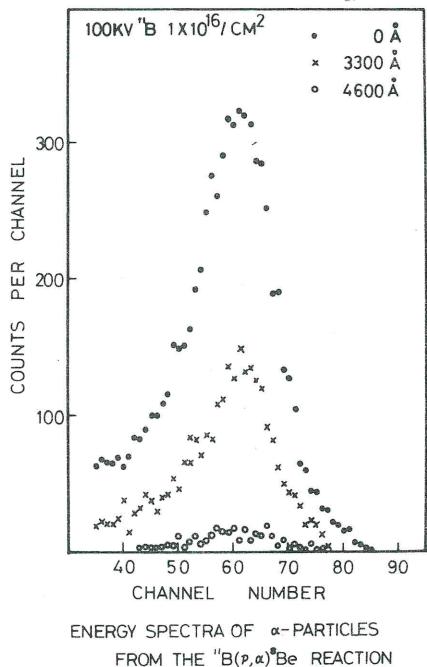


Fig. 1

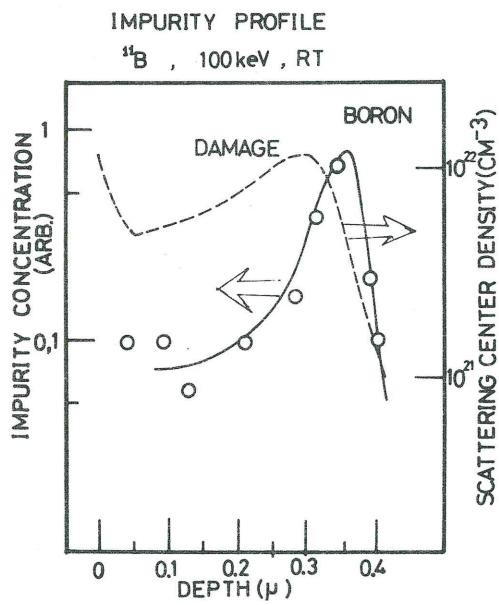


Fig. 2

欠陥分布 試料 [B^+ , 100 KeV, 1×10^{16} ions/ cm^2] の<111>の方向に 1.5 MeV He^+ を用いた後方散乱の結果を第3図に示す。RTは室温注入して未処理の試料、他は表示の温度で夫々 20 分間低温より逐次焼鈍した試料についてのスペクトルである。RT (as implanted) 及び 900°C アニールの試料につき、scattering center 分布を試算した結果を第4図に示す。900°C の場合は RT に比べて 0.1 μ 近傍の scattering center は顕著に減少しているが、0.3 μ 近傍のピーク値については増大し、ピーク位置が若干深い方に移動している。又図示していないが RT の試料につき表面から逐次削りながら後方散乱をとり、上記計算値との対応をチェックして確かめた。

アニール特性 アニールの機構は次の三領域に分けて考えられる。

1. $RT \rightarrow 600^{\circ}C$; surface peak, χ_{min} , damage peak 共に減少する。電気特性から見ても、キャリヤー数がアニール温度上昇と共に増加するのが認められる。

damage peak に寄与する damage の cluster は数は多いが小さいため電子顕微鏡では見えない。

2. $700^{\circ}C \rightarrow 900^{\circ}C$; χ_{min} に reverse annealing の現象が認められる。peak は dose $1 \times 10^{16}/cm^2$ においては、 $700^{\circ}C$ に存在する。damage peak は 1 の領域に比べて約 4 チャネル奥へ移動、reverse annealing の peak は $900^{\circ}C$ にみとめられる。電気特性の reverse anneal 特性は χ_{min} と近い温度で同様な振舞をすることが認められるが、damage peak のそれとは対応しない。

電子顕微鏡観察によると $900^{\circ}C$ アニール時には、大きな damage cluster の形成が認められ、その密度は深さ 0.35μ 近傍 ($\sim R_p$) で高いことがわかった。この巨大な cluster が scattering efficiency 及び dechanneling efficiency を高めて、

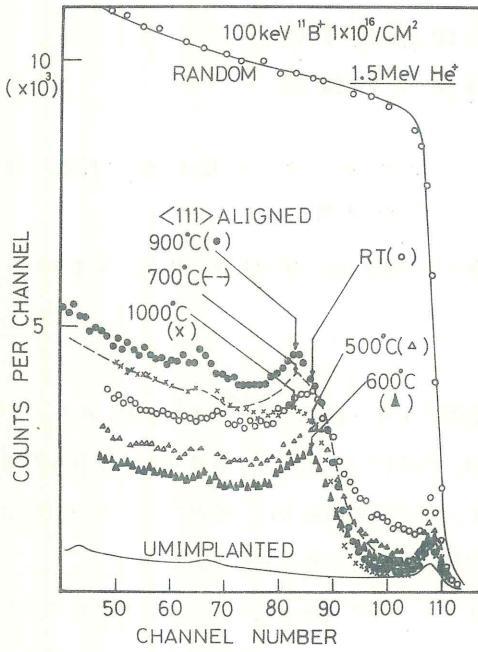


Fig. 3

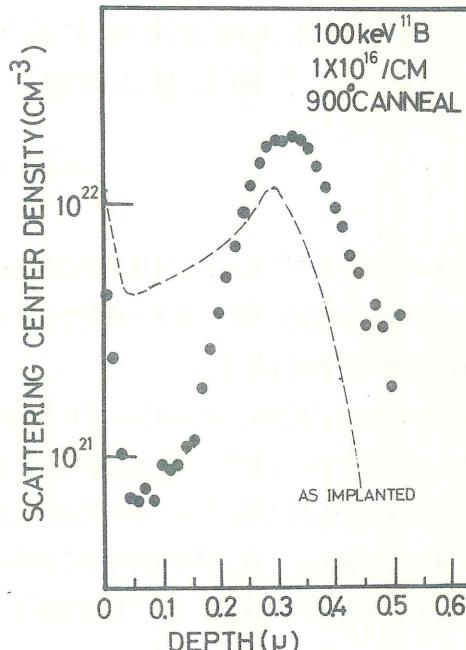


Fig. 4

上記の damage peak に関する顕著な reverse annealing 特性を示す原因となつたものと考えられる。800°C~900°C の領域においてはキャリヤー数は単調に増加して、シート抵抗値について rev. annealing は認められない。又この領域で damage peak が奥へ移動して、B の分布と略重なることは damage cluster の巨大化と B の相互作用例えれば cluster 部への B の析出等が示唆される。

3. 1000°C以上; χ_{\min} , damage peak 共に減少する。damage cluster, 及びそこに trap されていた B 原子の分解、再拡散によって、scattering center が全域にわたって減少しているものと考えられる。

まとめ チャネリング現象を用い、イオン注入されたシリコンの損傷分布を解析し、一方 (p , α) 反応によるボロンの結晶内分布を測定した。チャネリング軸入射時の後方散乱スペクトルは結晶性について有力な情報を与えるが、scattering efficiency 及び dechanneling efficiency に欠陥の大きさ、組成に対する依存性があると推定されるため、他の手段と併用し、確認する必要がある。

6. イオン注入により生じる Si 単結晶中の欠陥分布の測定と解析法の検討

東工大・工 古川静二郎、夏秋信義、石原 宏
松村英樹

イオン注入により生じる Si 単結晶中の欠陥分布を後方散乱法で測定した。また、エネルギースペクトルの解析法に関して若干の考察を加えた。

〔測定対象及び実験条件〕

約 3 Ω-cm、N 型、(111)、Si 単結晶基板に 100 KeV の $^{28}\text{Si}^+$ を $0.1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ のビーム強度で $1 \times 10^{15}/\text{cm}^2$ 室温注入した試料、同試料を表面から 400~1600 Å 陽極酸化法でエッチした試料。及び、ランダムスペクトル測定用多結晶 Si、熱酸化により表面欠陥層を除去した試料。(尚、注入の際の N_2^+ の混入は約 3% 以下と考えられる。)

測定は、 1.5 MeV He^+ の 180° 後方散乱を $<111>$ 軸チャネルについて、シングルアライメントで行なった。入射ビームの広がりは 0.05° 以下、アライメント精度は 0.1° 以下である。

〔後方散乱粒子のエネルギースペクトルの解析〕

以下の仮定をおく。エネルギーストラグリング無視、後方散乱は単回散乱のみからなる、粒子の損失無視、ランダム粒子に対する阻止能は一定。（以上の仮定は測定したランダムスペクトルを充分説明する。）入射粒子はランダム粒子とチャネリング粒子のみからなる、欠陥（変位原子）はチャネル内に均一に分布している、ブラックス・ピーキングは考えない、欠陥のある場合のチャネリング粒子に対する阻止能(dE/dx)^aを②式で与える。以上の仮定に基けば、規格化スペクトル $\chi(E)$ は

$$\chi(E) = \int_0^t dF_r(t) \cdot \Sigma(E, t) + (1 - F_r(t)) \frac{N_D(t)}{N} \Sigma(E, t) \frac{1 + \lambda k^2}{1 + \lambda k^2 (K + (1 - K) \frac{N_D(t)}{N})}$$

$$\Sigma(E, t) = \frac{E_i + \lambda E}{E_i + \lambda E + \frac{S(1-K)}{\cos \theta_{in}} (t - \int_0^t \frac{N_D(t')}{N} dt')^2}$$

$$E = k^2 E_i + \frac{k^2 S(1-K)}{\cos \theta_{in}} (t - \int_0^t \frac{N_D(t')}{N} dt') - \frac{S(\lambda k^2 + 1)}{\cos \theta_{in}} t$$

$$\lambda = \frac{\cos \theta_{out}}{\cos \theta_{in}}, \quad K = (\frac{dE}{dx_p})^c / (\frac{dE}{dx_p})^r, \quad k = \frac{M_1 \cos \theta + M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta}{M_1 + M_2}$$

$$\theta = \pi - (\theta_{in} + \theta_{out})$$

$$(\frac{dE}{dx})^r = S, \quad (\frac{dE}{dx})^a = (K + (1 - K) \frac{N_D(t)}{N}) \cdot (\frac{dE}{dx})^r$$

こゝに、 $\frac{N_D(t)}{N}$ ：深さ t で変位しているターゲット原子の割合、 E_i ：入射エネルギー、 E ：観測エネルギー、 $(dE/dx)^c$ ：完全結晶の場合のチャネリング粒子に対する阻止能、 θ_{in} 、 θ_{out} ：入射及び後方散乱粒子の進行方向が表面に垂直な方向となす角、 x_p ：粒子の進行方向に沿った距離、 $(dE/dx)^r$ ：ランダム粒子に対する阻止能。

①式にはディチャンネルした深さを考慮した結果として散乱断面積のエネルギー依存性が入っており、従来規格化スペクトル χ が即ランダムにある割合 F_r であると見做していたことからのズレを表わしている。完全結晶の場合に両者の違いは、深さ 1μ 付近で数%である。

[実験結果及び議論]

測定したエネルギースペクトルのいくつかを図1に示す。以下Frとしては周知のBøgh, Feldman-Rodgers 及び Ellegaard-Lassen, 藤本一小牧の与えた表式を用いた。これらの表式と①式とからエッチしてない試料について欠陥分布を計算すると前者の単回散乱によるディチャネリング機構を仮定した表式では欠陥のない深い領域で欠陥があることになり、逆に多重散乱機構を仮定した表式、Ellegaard等の表式では欠陥密度が負になる領域が生ずる。しかし乍ら、欠陥の影響の少ない表面近傍のみはいずれの表式を用いても得られる欠陥分布は一致する。従って、表面から少しずつエッチした試料について測定し、上の3つの表式が与える分布の一致する部分を継ぎ合せるとかなり正確な欠陥分布が得られると思われる。こうして得た欠陥分布を図2に示す。図には注入Siの分布(計算値)も同時に示してある。

尚、上記3つの表式を用いても欠陥のディチャネリングへの寄与を適当に補正すれば、裾の部

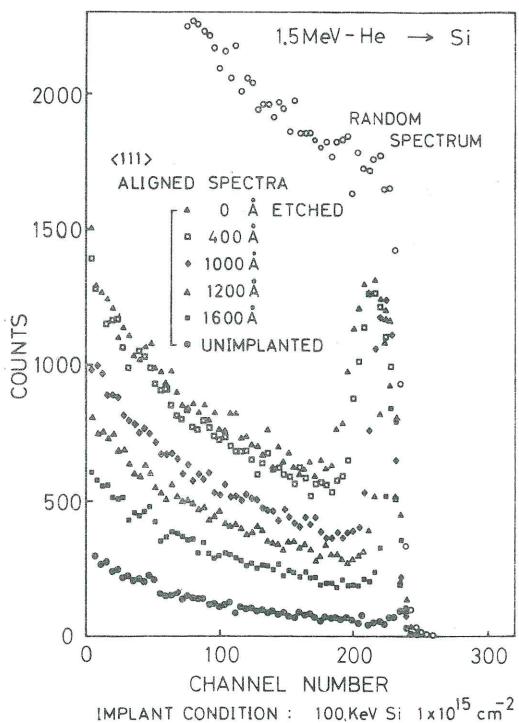


図 1

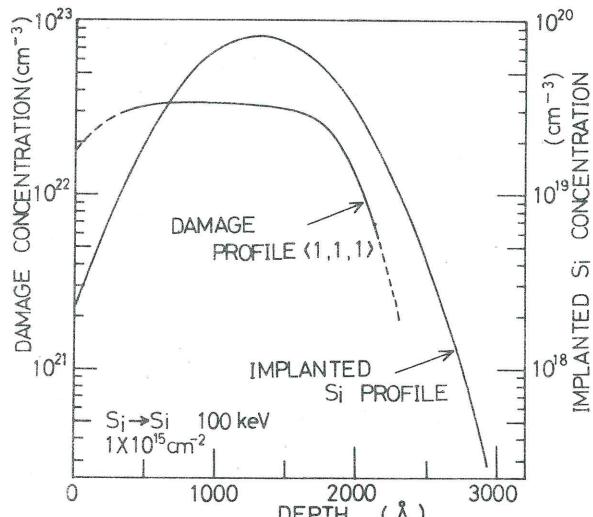


図 2

分を除いて大体欠陥分布を表わすことはできる。この補正は変位原子の実効的な散乱断面積に關係しているが現在のところその物理的意味は明確とは云えぬ。

[結論]

- 阻止能の大きい He^+ の場合でも表面から $1\ \mu$ 以内では規格化スペクトルとランダムにある割合は等しいと見做して実際上かまわない。
- スペクトル解析の際の仮定に基づく限り、ここで検討した3つの F_r に対する表式は欠陥のある場合のランダムにある割合を正確に表わしていないと云える。
- Si/Si (100 KeV) を注入した場合の欠陥分布は図2のようである。

[後書き]

本実験は東工大・理学部バンデグラフを使用した。関連諸氏に深謝する。

7. イオン注入シリコンの原子位置の深さ分布

阪大・基工 升田公三、蒲生健次、今田彬
難波進

ヘリウム・イオンのバックスキャッタリングを用いて Si 結晶に注入した原子の原子位置を測定し、全注入量に対する substitutional および interstitial 原子の量の比を求めた。これらの比の深さ方向の分布を求めた事が本実験の特徴である。

本実験では注入原子は Ga 及 In を用いた。シリコン基板に陽極酸化およびエッチングを繰返して表面より所要の厚さづつけづりとて測定した。この方法は表面よりある一定の深さ以下に存在する原子の原子位置を決定するのに非常に有効である。Ga 及 In の場合は Rp (projected range) 以上の深い所で random 位置 (substitutional でも tetrahedral interstitial でもない位置) を占めていることが明らかとなった。これは Sb 等がこの程度の深度で substitutional 位置を占めているのと比較して大きなかいである。

実験

イオン注入は次の条件で行った。

加速電圧 : 45 KV

注入量 : Ga にて 2×10^{15} イオン/ cm^2 、In = 1×10^{15} イオン/ cm^2

熱処理 : Ga = 注入後 900°C、20 分

In = 注入後 800°C、15 分

イオン・ビーム入射角 : シリコンウエハーの垂直線に対して 8° 傾斜

表面層は酸化後エッチする方法で取去った。取去った層の厚みは R_p または $\frac{3}{2}R_p$ である。バックスキヤッタリング実験は 1 MeV のヴァンデグラフを用いて 2 nA のビーム電流において行った。

<110> 方向、<111> 方向及び random 方向のスペクトルをとて全注入イオン量に対する substitutional と interstitial の量の比を求めた。R_p の深さの所での量を求めるためにはエッティングする前のスペクトラムより $2R_p$ エッチしたのち得られたスペクトラムを引算しこれを R_p での値とした。エッチする量を少くするほど深さ方向の精度はよくなる。エッチする量の制御可能な値は 30 Å 程度である。各測定終了後最初のスペクトルを再現させてみて測定中に検出可能な放射線損傷の起っていないことをたしかめた。

結果

第 1 図に Ga 注入 Si における <111> 方向と random 方向のスペクトラムを示した。Ga ピークの <111> 方向と random 方向との面積の差は substitutional Ga と interstitial Ga の総量に対応する。パイルアップレベルは点線で示した。Ga については R_p 以上の深い所では 25% が interstitial か substitutional site に入っていて残り 75% はこのような site には入らず random site に入っていることがわかった。この状態は第 2 図に示す通り更に深い所においてもほぼ同様であることがわかる。

In については、第 3 図に示してある通りほとんどの原子が random site に入っている。

考察

シリコンに各種のイオンを注入して n 型又は p 型の半導体を作るときに加速エネルギーによってシリコン結晶中に入るよりも数倍程度結晶の深部にまで浸入する。これは熱エネルギーによる拡散かとも思われるが、Sb 注入の場合は Sb が substitutional site に入って移動しているためこの考えは reasonable であるが、In, Ga の場合はむしろ substitutional とか interstitial (tetrahedral) といった位置にあるのでなくそれ以外の site を占めているものが多い。しかも In, Ga は深部において濃度が深さに対して exponential decay をしていたため Sb 等とと異った mechanism で浸入していると考えられる。これは広い意味で interstitial diffusion と呼べると思う。このような

増速拡散を見出したのはこの研究が始めてである。この差が生ずるのがSbがV族不純物でIn, GaがN族不純物であるためか、特にIn, Gaが特別の安定点をもつためかよくわかっていない。このように特別な安定点をもつとすれば、この位置を決定することは今後の重要な問題の1つである。

References

- 1) J. W. Mayer, L. Eriksson and J. A. Davies
"Ion Implantation in Semiconductor" (Academic Press
N.Y. 1970)
- 2) S. Namba, K. Masuda, K. Gamo, A. Doi, S. Ishihara and I.
Kimura Radiation effects 6 115 (1970)
- 3) K. Gamo, M. Iwaki, K. Kawasaki, K. Masuda, S. Ishihara and I.
Kimura
Ann. Rept. of Res. React. Inst. Kyoto Univ. 4 9 (1971)

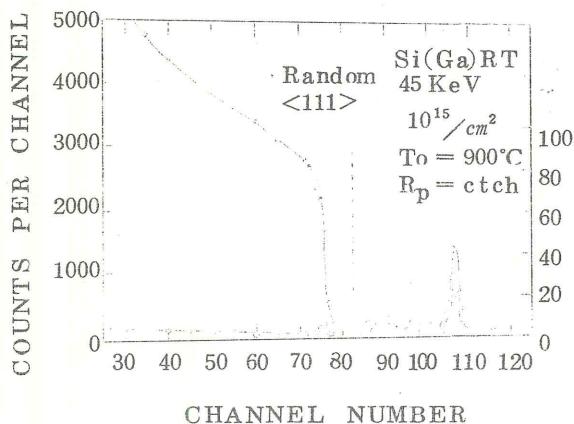
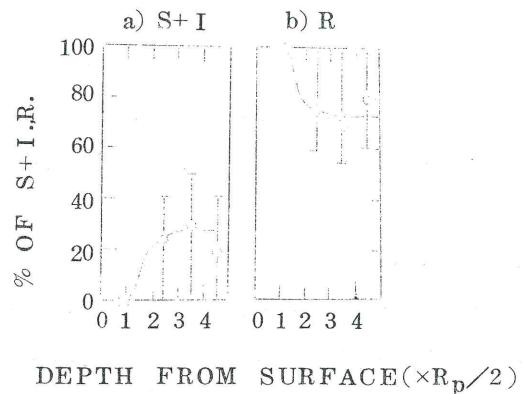


Fig.1 Back scattering spectrum of Ga implanted silicon after etching of R_p . ○ are for <111> direction. × are for random direction.

Fig. 2 Ratios of substitutional,
interstitial and off center
sites to total sites of
implanted Ga atoms.

Si(Ga)R.T. 45 KeV $1 \times 10^{15}/cm^2$ Ta = 900°C



Si(In)R.T. 45KeV $2 \times 10^{15}/cm^2$ Ta = 800°C
Ta = 800°C

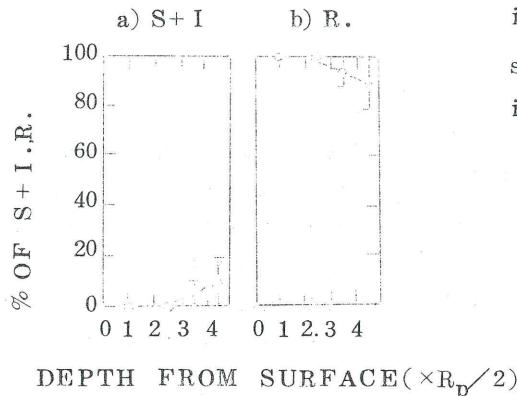


Fig. 3 Ratios of substitutional,
interstitial and off center
sites to total sites of
implanted In atoms

8. イオン結晶における格子欠陥の channeling 効果に対する影響

名大・工 松波紀明, 横山芳正, 森田健治, 伊藤憲昭
名工試 宮川草児, 三洋中研 井植 登

Channeling 効果を格子欠陥の研究に適用するためにはその構造がよく知られている格子欠陥が channeling 効果に及ぼす影響について調べることが重要になる。われわれは光吸収電子磁気共鳴などによって格子欠陥の構造がよく知られているイオン結晶、および表題とは異なるが放射化分析、電子顕微鏡等の測定が併用できる、拡散で dope した半導体を用い、格子欠陥が channeling 効果に及ぼす影響について調べた。

ここでは

- I 不純物からの後方散乱 yield の角度依存性 不純物の位置決定
- II channeled 粒子によって生じた格子間原子、不純物のまわりの distortion による dechanneling の断面積 格子欠陥による dechanneling の断面積の 2つについて述べる。

I 不純物の位置決定について

母体原子より重い不純物からの後方散乱に伴う粒子のエネルギー損失は母体原子より小さいので、後方散乱粒子のエネルギースペクトルにおいて母体原子からの散乱粒子と不純物原子からの散乱粒子が区別でき、その各々についての角度依存性いわゆる dip curve が得られる。

これまでに

- ① 格子位置にある不純物の dip は母体の dip と完全に重なる。 1),2)
- ② 格子間位置にある不純物の dip は flux peaking を示す。 3),4)

ことがわかっている。われわれはこれをもとにして Si 中の拡散によって dope した Au, KCl 中の Pb について次のような結果を得た。最初に Si 中の Au について、拡散面では $<100>$, $<110>$, $<111>$ いずれも dip を示さない。このことは電子顕微鏡観察によると金の Si の合金と考えられる相が生じていることとよく一致する。これに対して拡散面の裏面では電子顕微鏡観察によると Si のみの pattern が現われ、Au が Si の lattice に含まれていることがわかる。チャネリングの実験では、Au に対する dip curve が $<100>$

では Si に比べると臨界角が小さく又 minimum yield が大きい、 $<110>$ では flux peaking を示す（第 1 図）ことから Au は格子間位置に存在することがわかった。

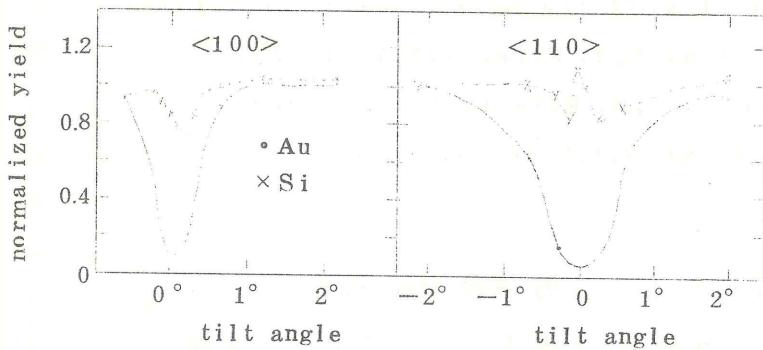
次に、 PbCl_2 を dope した KC I 単結晶では電荷中性の要求から Pb 一陽イオン空格子の対をつくることが光吸収、誘電測定等によって知られている。この時 Pb は陽イオン空格子の実効電荷によって $<110>$ 方向にずれないと予想される。*channeling* の実験では $<100>$ での Pb の dip は host の K, Cl に比べると minimum yield が大きい（第 2 図）ことから、a) Pb が colloid 状をなしている、b) radiation damage、c) Pb が格子位置からずれている、の 3 つの場合が考えられる。b) については dip curve において Pb の minimum yield の照射前後の変化が host の K, Cl のそれに比べて小さいことからその可能性は小さく又 a) については光吸収において Pb の colloid band が現われないことから Pb が格子位置からずれているものと考えられる。

II 格子欠陥による dechanneling の断面積について

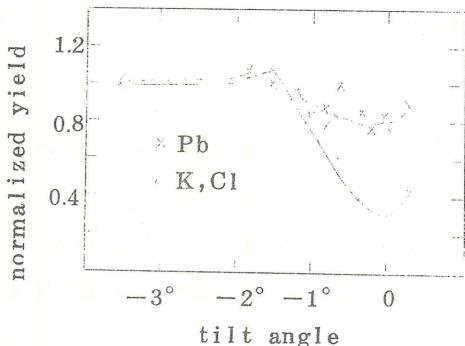
dechanneling とは channel している粒子が価電子、格子振動している原子および格子欠陥との衝突などによって channel からはずれていくことである。実験的には aligned spectrum の傾きを random spectrum の yield で規格化して得られる勾配 R と incident ion, target atom の原子番号、質量、測定装置の幾何学的条件、channel した粒子の stopping power から求められる。理論的には、channel した粒子の string に対する最近接距離を r_{\min} とすればほど $\pi r^2 \min$ で与えられる。Lindhard によれば r_{\min} は Thomas-Fermi radius a 程度であるから、したがって πa^2 となる。格子欠陥として陽子照射によって生じた格子間原子、不純物のまわりの distort した ion⁵⁾ に対して得られた結果を第 1 表に示す。実験値と理論値とのちがいはチャネルの中での粒子の分布が一様でないことを考慮して説明出来る。

又 channel の大きさ即ち臨界角に対して dechanneling の断面積は臨界角の二乗に逆比例することを示す結果が得られ（第 3 図）簡単な理論と一致する。

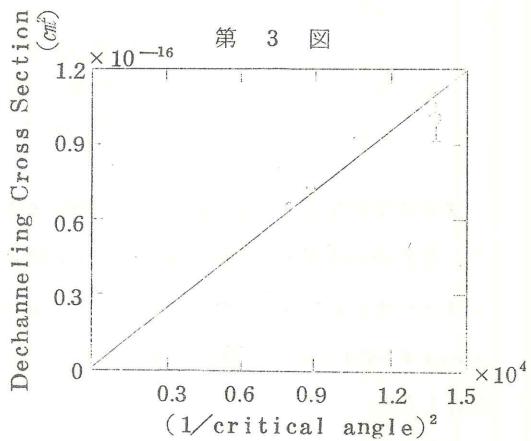
第 1 図



第 2 図



第 3 図

第 1 表 Dechanneling Cross Section (cm^2)

Interstitial atom ($\times 10^{-16}$)				Distorted ion ($\times 10^{-20}$)			
crystal	experiment	πa^2	$\frac{\text{exp.}}{\text{theo.}}$	crystal (impurity)	experiment	$\pi a^2 \cdot f(s)$	$\frac{\text{exp.}}{\text{theo.}}$
NaCl	0.47	0.10	4.7	NaCl (K)	30	5.4×10^2	5.6×10^2
KCl	0.53	0.089	6.0	KCl (Br)	1.8	2.3×10^2	0.79×10^2
KBr	1.1	0.072	15	KBr (Cl)	2.4	1.9×10^2	1.3×10^2

- 1) Alexander et al: International Conference on Atomic Collision in Solids
- 2) Tachibana et al: Solid State Comm., 9, 1425 (1971)
- 3) Andersen et al: Rad. Effects, 7, 1 (1970)
- 4) Domeij et al: Rad. Effects, 6, 155 (1970)
- 5) Miyagawa et al: Rad. Effects (in print)

9 アルカリハライドの陽子照射による 格子欠陥に対するチャンネリング効果

小沢国夫（原研） 藤原文範（東大教養）
小牧研一郎（東大教養） 万波通彦（京大・理）
桜井照夫（京大・理）

アルカリハライド結晶に対する陽子照射で生成する格子欠陥を陽子の後方散乱測定の手法で調べ、着色中心に関する光吸収測定等イオン結晶の欠陥に対する多くの知見との対比を行った。ゴニオメータに取付けた種々の結晶に対する 1.5 MeV 陽子の 150° 後方散乱の aligned spectrum の変化測定の陽子の照射量、結晶方位、試料の種類および温度に対する依存性を測定した。

散乱陽子のエネルギーと結晶表面からの depth, Z との関係式

$$E_{ob}(Z) = K^2 [E_0 - \beta S(E_0) Z] - S(K^2 E_0) Z \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \quad (1)$$

及び $K = \frac{M_1 \cos \theta_2 + M_2}{M_1 + M_2}$

を用いて、深さ Z に対する散乱の normalized yield, χ との相関を求め、yield curve の勾配、 $d\chi/dZ$ を dechanneling parameter とみなし、この量の照射量依存性の曲線を求めた。 $d\chi/dZ$ の照射量 0 に外挿した値を $\frac{d\chi p}{dZ}$ として $\frac{d\chi p}{dZ} - \frac{d\chi p}{dZ}$ を照射に依り生成する格子欠陥の量の表示として用いた。この量は次式に依り defect density ρ と結びつける事が出来る。

$$\frac{d \chi}{d Z} - \frac{d \chi_p}{d Z} = C \frac{N \cdot dZ_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{E} \rho \quad (2)$$

但し常数Cは欠陥との多重散乱を考慮すれば

$$C = \pi L_n [\ln \chi(Z)]^2 \chi(Z)$$

で示される。

種々の結晶を用いて測定した結果<100>方位の dechanneling は LiF > NaCl > KCl > KI > NaF の順序で減少を示した。-80°C ~ 150°C の温度依存性として高温になるとほど dechanneling の減少がみられ生成 interstitial defect の回復過程と対応している。<110>と<100>の両軸方向で測定した dechanneling の照射量による増加は<110>に対するものが<100>に対するものより約1.5倍大きい値を示し、アルカリハライドの欠陥生成における<110>方向に対するエネルギー focusing のモデルを支持した。

(2)式を用いた、 10^{15} proton/cm² の線量に対する defect density の見積を次表に示す。

	KCl	NaCl	KI	LiF	NaF
ρ	0.062	0.056	0.028	0.085	0.02

Pooley らは最近 0.4 MeV 陽子照射の F 中心飽和値を求め、 10^{-3} を得たが此の値に比較なりの増加が見られる。此の原因として dechanneling 過程には光吸収に關係しないメタルコロイドの折出等の欠陥を考慮する必要がある。又、結晶チャンネル内の陽子密度は一般に均一でなく flux peaking を起しており、(2)式に対する補正を必要としている。

10. Dechannelingについて

名大・工 森田健治、松波紀明、横山芳正、伊藤憲昭
名工試 宮川草児（三洋中研）井植 登

Dechannelingとは、チャネルしている粒子がランダム粒子に移行することを意味し、チャネルしている粒子の string と直角方向の運動量(transverse momentum)が、粒子が結晶内を進行すると共に増加することを示すものである。この transverse momentum の増加は粒子と価電子及び格子振動している原子との間の衝突により生じると考えられる。この dechanneling の過程は、チャネリング効果そのものを理解する上に重要であるだけでなく、チャネリング効果を格子欠陥研究に応用する上にも重要である。本研究では後方散乱エネルギースペクトルを測定し、その解析より dechanneling rate を求め、dechanneling rate の温度、粒子質量及び標的物質に対する依存性を調べた。これらの実験結果と Lindhard¹⁾ の拡散モデルに基づき計算した理論結果と比較し、dechanneling の過程について議論する。

理論的には dechanneling rate は次のようにして求められる。即ち Lindhard の拡散モデルに基づくと、チャネルしている粒子は、その transverse momentum が critical transverse momentum になった時ランダム粒子に変わると考える。Feldmann 達²⁾の面チャネルに対する取り扱いにならって、軸チャネルについて dechanneling rate R (eV⁻¹) を解析的に求め次式を得た。³⁾

$$\frac{M_1 E \theta_c^2}{m_e} R = 0.72 [1 + \frac{2 Z_2}{L_e} (\frac{\rho}{\sqrt{3}a})^2 K] \dots \dots \quad (1)$$

ここで m_e 及び M_1 は電子及び入射粒子の質量、 Z_2 又は標的原子の原子番号、 θ_c は critical angle, ρ は格子振動の平均振巾、 a は原子の Thomas-Fermi screening distance, そして K は critical angle の撰択に依存する定数である。 $L_e = \ln(4m_e E / M_1 I)$ であり、ここに I は平均の電離ポテンシャルである。(1)式の右近の第1項は電子的衝突によるものである。第2項は格子振動に起因する原子的衝突によるものである。Kは θ_c として critical angle の実験値を用いると、およそ 0.15 になる。

Dechanneling rate は実験的には、ビーム入射方向がチャネル軸と平行である時のエネルギー、スペクトル $\chi(E)$ と、入射エネルギー E_A で結晶面の法線と φ_0 角度で入射し、結晶

の法線と φ の角度で散乱される粒子のエネルギースペクトル $f_{\varphi_0\varphi}(E_A, E)$ とを用い、粒子の走行中の energy stragglingが小さいと考えるならば、次式で表わされる。

$$R(E_B) = Y(E) / [1 - \left(\frac{E_B}{E_A} Y(E) dE_B \right)] \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

$$Y(E) = \frac{d\chi(E)}{dE} \cdot \frac{(k_s + \xi \frac{\cos\varphi_0}{\cos\varphi})}{f_{\varphi_0\varphi}(E_A, E)} \frac{\sigma(E_A)}{\sigma(E_B)}$$

ここで、 $R(E_B)$ はエネルギー E_B における粒子の dechanneling rate, $\sigma(E)$ はエネルギー E の粒子に対する散乱断面積、 ξ はチャネルしている粒子に対する物質阻止能とランダム粒子に対する物質阻止能の比であり、 $k_s = (M_2 - M_1)^2 / (M_2 + M_1)^2$ となる。(2)式に従って得た $R(E_B)$ を $E_B \rightarrow E_A$ に外挿することによりエネルギー E_A における dechanneling rate を決定した。

この様にして得た dechanneling rate の実験値 [$M_1 E \theta_c^2 / m_e$] を掛けた値を $Nu = \frac{2Z_2}{L_e} (\rho/\sqrt{3}a)^2$ に対してプロットした結果を図 1 に示す。この図から ($M_1 E \theta_c^2 / m_e$) R は Nu に対して直線的に増加していることが判る。この実験結果は(1)式で表わされる理論式とよく一致している。図 1 から $Nu = 0$ における ($M_1 E \theta_c^2 / m_e$) R の実験値及び K の実験値はそれぞれ 0.67 ± 0.07 及び 0.043 ± 0.004 になる。前者は(1)式の理論値 0.72 とよく一致していると考えられる。しかし後者は理論値の 0.15 に比べてかなり小さいことがわかる。K の理論値は、 $[-\frac{2}{3} + \frac{\psi^2 \gamma_2}{4\theta_c^2} (e^{2\theta_c^2/\psi^2 \gamma_2} - 1)]$ になる。こゝに $\psi \gamma_2$ は $E \psi^2 \gamma_2 = U(r_{min})$ の解である。U(r) は thermal vibration している string のポテンシャルであり r_{min} は最近接距離である。従って、 θ_c として critical angle の実験値よりも小さい値を用いれば、K の理論値は小さくなる。又 K の値は最近接距離近傍に於ける string potential の曲率に依存するから standard potential の曲率よりも小さい Moliere の potential⁴⁾ を用いると K の値は小さくなることが期待される。

参考文献

- 1) J. Lindhard : Mat-Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 34 (1965) No. 4
- 2) L.C. Feldmann, B.R. Appleton, and W.L. Broun : "Proc. Intern. Conf. on Solid-State Physics Research with Accelerators" ed by N. Goland (1967) p. 58 (BNL 50087)

- 3) K.Morita, N.Itoh, K.Tachibana, S.Miyagawa, and N.Matsunami "Proc Intern Conf on Atomic Collisions in Solids" (Gausdal, 1971) to be published.
4) J.U.Andersen, and L.C.Feldman Phys. Rev. 1B (1970) 2063.

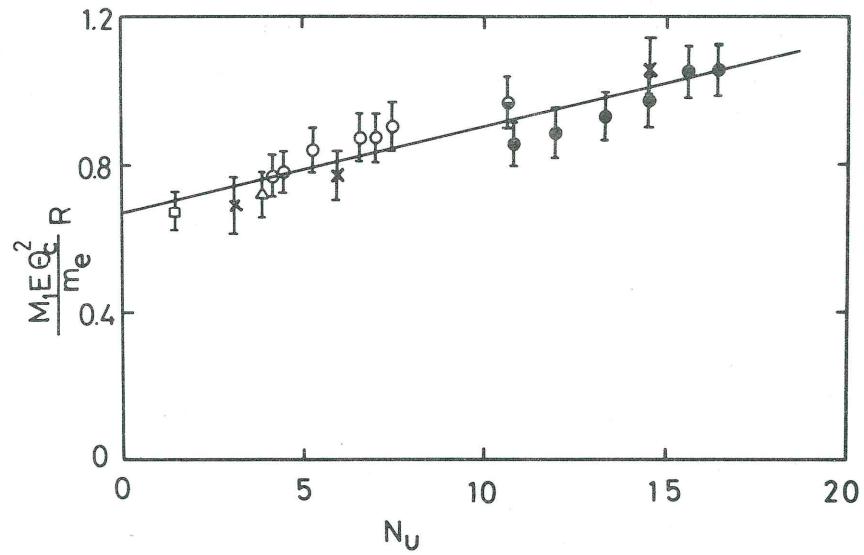


図 1.

11 高速陽子の Si 単結晶による channeling

(京大原子エネルギー研) 曾根和穂

(京大・工) 福沢文雄

Si 単結晶での陽子チャネリングを後方散乱による方法と前方透過による方法とで調べ、特に陽子ビームの入射角がチャネリングの臨界角付近のときのエネルギー・スペクトルに注目した。

I 後方散乱のエネルギー・スペクトル

200 KeV ~ 1.5 MeV の陽子ビームを用い、その後方散乱のエネルギー・スペクトルが注目しているオーブン・チャネルの方向に対する入射角の関数としてどのように変化するかを調べ、入射角がいわゆる臨界角を越えた付近、すなわち散乱収率対入射角の曲線でのいわゆる “compensation shoulder” の付近で、スペクトルが高エネルギー・ハングを有することを見出した。そして 6 月の名古屋、10 月の札幌の席上で、さらにこの辺のスペクトルに何らかの微細構造が見出されるかもしれないことを指摘した。このためにスペクトルの統計をよくしたさらにくわしいデータが必要となり、その後におこなった実験のデータ処理を現在進行中である。方針としては、スペクトルにあらわれる noise 成分を signal 成分と切離し除去することであるが、その 1 つにスペクトルの平滑化処理 (smoothing) がある。平滑化処理の代表的なものとしては、①フーリエ変換法、②移動平均法の 2 つがあり、共に計算機による高速処理が可能である。現在②が完成し、①が進行中なので、②の方についてのみその方法と結果を報告する。

I - 1. 方 法

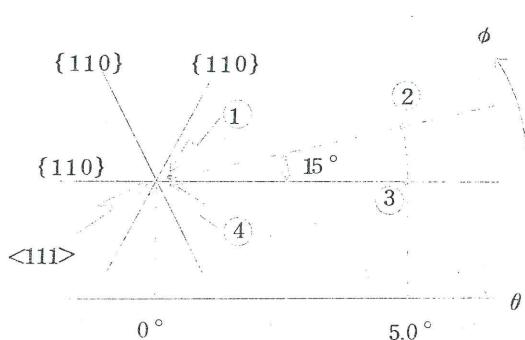
マルチチャンネル P . H . A . で得られたエネルギー・スペクトルの相隣る奇数個の点をとり、それらを 2 次ないし 3 次曲線で最小 2 乗法によって近似し、中心点の値を決める。これがより一般的な重みつき移動平均法と密接に結びついていることは、Savitzg et al. [1] によって示されている。我々は S S D の分解能を考慮し、平滑化がゆきすぎたり、不足であることのないように移動平均点数を選び、陽子の入射エネルギーおよび入射方向をパラメータとして平滑化処理を計算機でおこなった。

I-2. 結 果

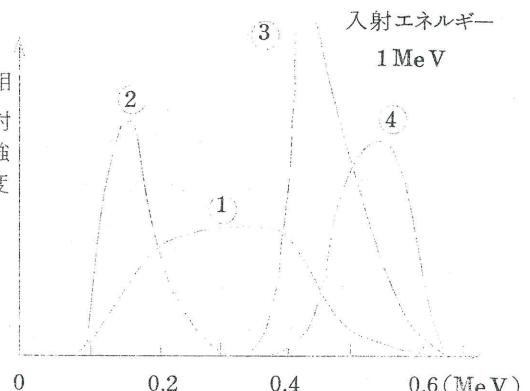
まずランダム方向からの入射エネルギー・スペクトル自身が平坦な形にならない。この原因は2つ考えられる。1つは計測系の systematic noise, もう1つはターゲットの方の特性である。ランダム方向というものが真に単結晶において存在しうるのかという問題はさておき、臨界角付近のエネルギー・スペクトルの構造を前者のそれと比べてみると、今までのところほぼ同じチャンネル数においてピークがあらわれるようである。とすれば、臨界角付近のエネルギー・スペクトルに固有な微細構造であるとは結論できず、検出器の分解能を考え合わせると計測系の systematic noise に原因する可能性が強い。はっきりいえることは、臨界角付近のエネルギー・スペクトルが高エネルギー部に顕著なハングを有し、そこから低エネルギー部に尾を引く凹部が存在することである。これらは臨界角付近の入射に対するビームのふるまいを調べる上で重要な手がかりとなるであろう。詳細については後ほど発表する予定である。なお今回おこなったスペクトルの処理は Si(110) 面チャンネルを選んだ。

II 前方透過のエネルギー・スペクトルおよび透過パターン

臨界角付近での透過のエネルギー・スペクトルの形が、後方散乱のハングとの対応でどうなるであろうか？これを調べるために次のような実験配置をとった。まず1mmのスリットを2個2m離し、陽子ビームをコリメートする。ビームは2次元的にターゲット上をスキャンできる。ターゲットの前でさらに0.2mmのスリットでさらにしづらる。前方(0°)に入射ビームの方向に垂直にたてた形スリット(幅0.5mm)つきSSDを置き、後方(135°)にビーム・モニター用SSDをおく。ターゲットは約20μm厚のSiである。



第1図



第2図

しかしながら次のような理由で臨界角付近での透過スペクトルを精密にとることはできなかった。我々の前方 S S D は固定であるため $<1\ 1\ 1>$ 軸の透過位置に一致させることができず、約 0.1° ズレたため第 1, 2 図のように①と④のスペクトルにちがいが出た。 $(1\ 1\ 0)$ 面の透過チャネリングは②と③のようにはっきりとピークが 2 つに分離できた。いずれにせよ、臨界角付近でのエネルギー・スペクトルを精密にとるためにには透過ビームを縦横にしづって、ローカルな位置でのスペクトルをみる必要があり、S S D 自身を 2 次元的に移動させることができなければならず、次の機会にこれをやる予定である。現段階では $3.0\ MeV$ 陽子の透過パターンを ZnS 板上に映し出し、これを撮影することができたので、 $<1\ 1\ 1>$ 軸および $(1\ 1\ 0)$ 面のチャンネルについて示した。この透過パターンは Nelson のテキスト [2] にも出ているが、特に軸チャンネルの場合にみられる面チャンネルへのビームの“もれ”や、臨界角付近での軸プロッキングの顕著な現れなど理論的なり扱いの残された部分があるので、より精密なデータが必要となっている。

文 献

- 1) Savitzky et al., Analyt. Chem. 36 (1964) 1627
- 2) Nelson, The observation of atomic collisions in crystalline solids (1968)

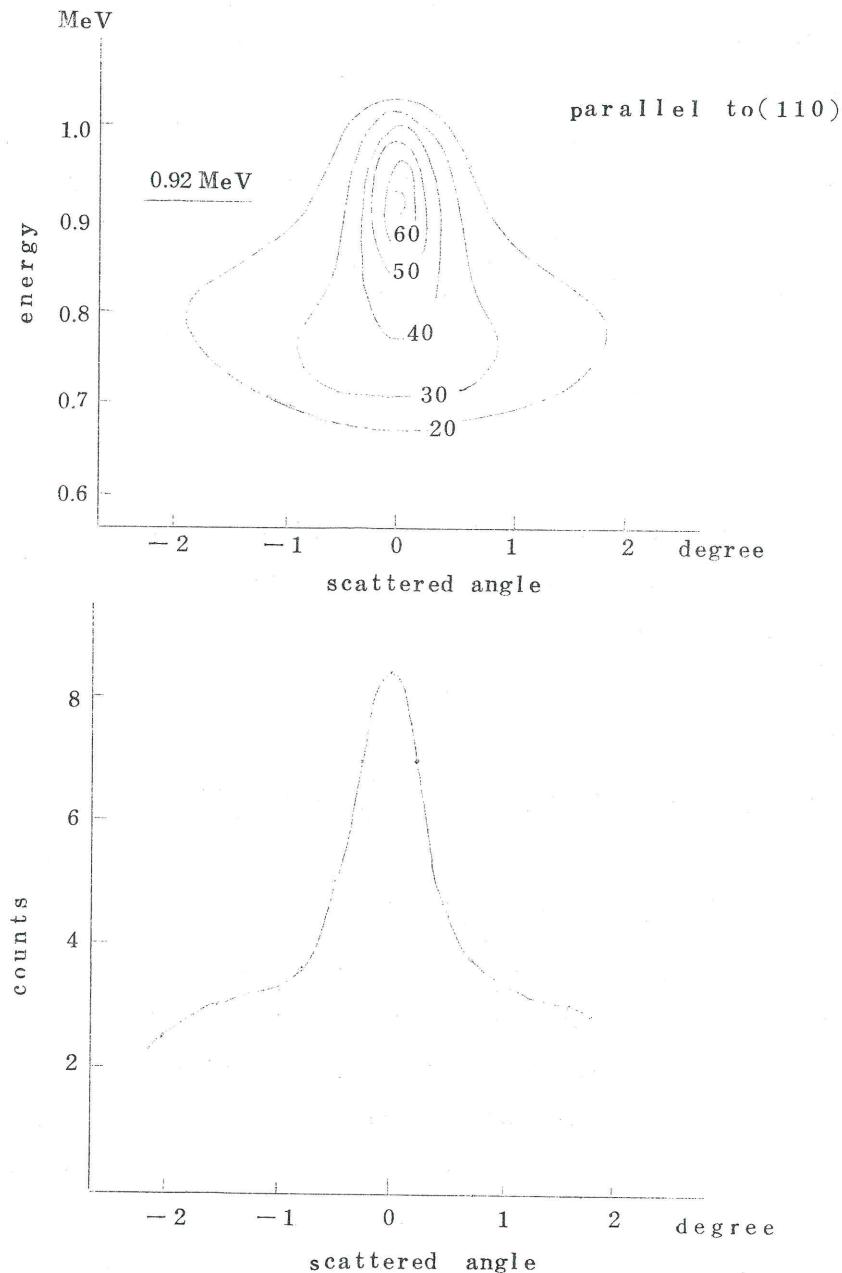
12 面チャンネルしたイオンの散乱角度分布

京大・理 押山 孝, 工藤 博, 万波 通彦

薄い結晶の低指標の面に、プロトンを平行に入射させて透過してきたビームの角度分布、エネルギー・スペクトルを測定して面チャンネリングの散乱機構を調べる実験及びその理論的説明を与える試みはいくつかある。たとえば Thompson 達は film と入射ビームに平行な結晶面との交線上に dark streak が現われ、散乱角度が増加して行くにつれてそれが light streak に変わるという実験結果を報告し、面に平行方向の角度の拡がりの説明には、原子との 1 次元多重散乱を考え、面に垂直方面の拡がりは $2\varphi_c$ で説明している。さらに面に対して入射ビームが傾いている時の説明には、周期的な井戸型ポテンシャルを用いて説明を行っている。もう一つの説明として Feldman は散乱のメカニズムは D (拡散係数) の中に入れて、チャン

ネル粒子にだけ 2 次元の拡散方程式を適用して角度拡がりを説明している。

我々は Si の (110) に 1.5 MeV のプロトンビームを平行に入射させた時、 12° , 27° 傾



いた時について、それぞれ position counter を用いて散乱角度、エネルギー分析を行い左図のような等高線（散乱角度 0 で～ 0.92 MeV でピークを持つ）及びエネルギー軸にそって加えた散乱角度分布を得た。（ただし detector と入射ビームと (110) との位置関係が下図に示す時の結果である。）

この散乱角度分布の型を説明するために次のような
2 次元拡散方程式を考えた。

$$n_1 = D_1 \nabla^2 n_1$$

$$n_2 = D_2 \nabla^2 n_2$$

初期条件 $n_1(x, y, 0) = \delta(x) \delta(y)$

$n_2(x, y, 0) = 0$

境界条件 $n_1(\pm \theta_c, y, t) = n_2(\pm \theta_c, y, t)$

$D_1 \nabla n_1 = D_2 \nabla n_2$

この 2 次元の解を求める第 1 段階として次の

様な 1 次元の解（境界での“流れ”の式も 1 次元として考えた）を得た。

$$n_{1x}(x_1 t) = \left(\frac{1}{4D_1 \pi t} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{x^2}{4D_1 t}}$$

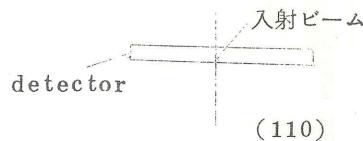
$$+ \left(\frac{1}{D_1 \pi t} \right)^{\frac{1}{2}} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{|D_2 - |D_1|}{|D_2 + |D_1|} \right)^n \cosh \frac{n \theta_c x}{D_1 t} e^{-\frac{-x^2 + 4n^2 \theta_c^2}{4D_1 t}}$$

$$n_{2x}(x_1 t) = \left(\frac{1}{\pi t} \right)^{\frac{1}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{|D_2 - |D_1|}{|D_2 + |D_1|} \right)^n e^{-\frac{1}{4D_1 t} (x + \frac{(2n+1)\sqrt{D_2 - \sqrt{D_1}} \theta_c^2}{\sqrt{D_1}})}$$

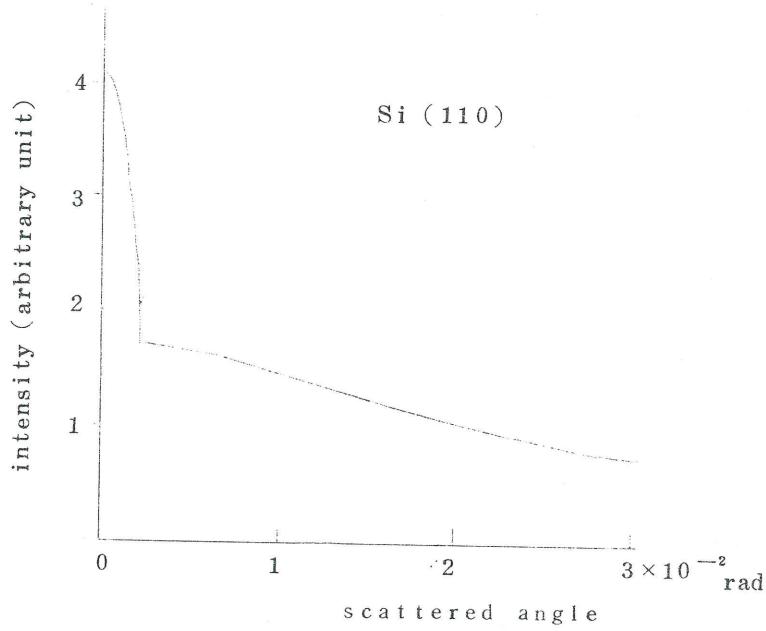
この解を数値計算を行って求めた profile は下図のようになつた。ただし $n = 4$ 項まで求めて、さらに D_1 は Feldman の実験結果を用いて D_2 は Williams の式を用いた。厚さは $10 \mu m$ とした。

これは、実験結果の profile とかなりよく一致することがわかる。

今後 2 次元拡散方程式の解を求めると共に、実験から D_1 を求めてチャンネル粒子の散乱メカニズムを明らかにして、さらに面に対するビームの入射方向を変えて（ブロッキング効果）拡散



方程式を解き、その時の散乱強度分布を明らかにして行く予定である。



物性研ニュース

短期研究会“固体界面の電子現象の基礎”の開催についてのお知らせ。

期日 3月13日～15日

前回のお知せ(物性研だより(11-4)44頁)で2月10日～12日としてありますが、研究会の内容の周知方を考えて少し期日をおくらせました。何卒御了解下さい。

なお、世活人の間で、プログラムの編成を急いでおります。一部変更があるかも知れませんが、その概要は下記の通りです。

物性研短期研究会「固体界面電子現象の基礎」

I 半導体表面の音子と電子 世話人 御子柴宣夫(電総研)

3月13日(9.00～12.30)

- | | |
|--------------------------------|-----|
| 1.江沢 洋(学習院大理)「サーフォン」 | 20分 |
| 2.平林莞爾(東芝総研)「界面障壁の理論」 | 20分 |
| 3.前田 甫(東芝総研)「反転層内キャリアのエネルギー構造」 | 20分 |

II 表面反転層の伝導現象 世話人 菅野卓夫(東大工)

3月13日(13.30～17.00)

- | | |
|-------------------------|-----|
| 1.川路紳治(学習院大理)「伝導現象」 | 20分 |
| 2.小松原毅一(日立中研)「極低温の異常伝導」 | 20分 |
| 3.植村泰忠(東大理)「電流磁気効果」 | 20分 |

III 固体表面の化学吸着 世話人 井口洋夫(物性研)

3月14日(9.00～12.30)

- | | |
|------------------------------------|-----|
| 1.戸谷富久(北大触媒研)・伊東一幸(北大理)「金属表面の水素吸着」 | 30分 |
| 2.恩地 勝(京大理)「清浄金属表面の化学吸着」 | 30分 |

IV 固体表面の電子分布 世話人 川路紳治(学習院大理)

3月14日(13.30～17.00)

- | | |
|---------------------------|-----|
| 1.宇佐美誠二(横浜国大工)「表面電位」 | 30分 |
| 2.大阪久雄(東北大電通研)「仕事関数と電子相関」 | 30分 |

V 総括報告および討論 世話人 植村泰忠(東大理)

3月15日(9.00～12.00)

リポーター

- | | |
|----------------|----------------|
| 1.御子柴宣夫(電総研) | 世話人 井口 洋夫(物性研) |
| 2.菅野 卓雄(東大工) | 植村 泰忠(東大理) |
| 3.井口 洋夫(物性研) | 川路 紳治(学習院大理) |
| 4.川路 紳治(学習院大理) | 菅野 卓雄(東大工) |

- | | |
|----------------------|----------------|
| VI 個別テーマに関するコメントと討論 | 世話人 井口 洋夫(物性研) |
| 3月15日(13.30～17.00) | 植村 泰忠(東大理) |
| 参加者の個々の研究についての紹介と討論。 | 川路 紳治(学習院大理) |
| 必要があればグループに分かれて行う。 | 菅野 卓雄(東大工) |

付記 講演題目には若干の変更があるかも知れませんので、お含みおき下さい。

人 事 異 動

理論第2部門 助手 井 上 雅 博 4 6.1 2. 1 採 用

格子欠陥部門 助手 塚 越 幹 郎 4 6.1 2.3 1 辞 職

理化学研究所研究員

TECHNICAL REPORT OF ISSP

Ser.A

新 刊 リ ス ト

- No.490 Koji Ohbayashi, Seiichi Kagoshima and Akira Ikushima: Observation of Polystrene Spheres Suspended in Water.
- No.491 Ichiro Hatta and Akira Ikushima: Specific Heat of NaNO₂ near its Transition Points.
- No.492 Yasunari Kurihara: The Thermoelectric Power of the Exciton Phase.
- No.493 Yuji Ito and Jun Akimitsu: Localized Moment in Ni rich Ni-Cu Alloy.
- No.494 Koichi Ohno and Hiroo Inokuchi: A Self-consistent Molecular Field Theory for Aggregates of Neutral Molecules I.
- No.495 Tomoe Fukamachi, Sukeaki Hosoya, Yoshinori Hosokawa and Haruyoshi Hirata: Compton Measurements by Use of Solid-State Detector.
- No.496 Hitoshi Sumi: Polaron Conductions from Band to Hopping Types.
- No.497 Kazukiyo Nagata, Yuich Tazuke and Kuniro Tsushima: Short Range Order Effect on the Magnetic Anisotropy in Heisenberg Linear Chain Antiferromagnet CsMnCl₃·2H₂O.

- No.498 Motoo Shinohara, Atsuko Ito, Masahide Suenaga and
Kazuō Ōno: The Mössbauer Effect of $\text{Fe}(\text{HCOO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$
Between 4.2 and 0.027K.
- No.499 Hironobu Ikeda and Kinshiro Hirakawa: Elastic and
Quasi-Elastic Neutron Scattering from K_2MnF_4 near the
Critical Point.
- No.500 Fumio Shishido: On the Possibility of the Resonance
Tunneling by a Long Wavelength Bloch Wave Electron.

編 集 後 記

今回は、かなりがっちりした短期研究会報告が3篇集りました。のりきれないで掲載を待っている気味があります。研究会に参加できなかった方々にとって、なるべく精しい報告を出してくださるように世話入の方に御願いしたいものです。

そんなわけで、ふざけすぎていると御注意を受けるような事を書く機会もないようです。いざ依頼しようと思ってみると、相当当りさわりをしたような方は一人も思いあたらないので、そのような原稿を集められなかつたというのが真相でしょうか。

阿 部 英太郎, 川 畑 有 郷

