

# 物性研だより

第13卷  
第4号  
1973年11月

## 目 次

○ 物性研究所における超強磁場研究の現状.....	1
近角聰信 三浦 登	
小黒 勇 木戸義勇	
短期研究会報告	
○ S O R 分光学.....	29
世話人 中村正年(東教大・理)	
山口重雄(都立大・理)	
江尻有郷(東大・教養)	
○ 超強磁場の発生と物性への応用.....	33
世話人 中川康昭(東北大・金研)	
伊達宗行(阪大・理)	
近角聰信(東大・物性研)	
三浦 登( 同 上 )	
国際会議印象記	
○ ダイヤモンドとマントル物質.....	秋本俊一 61
— キムバレー岩国際会議に参加して —	
物性研談話会.....	66
サ ロ ン	
○ 物性研用箋1号のデザイナーは誰か?.....	松井義人(岡山大・温泉研) 68
物性研ニュース	
○ 昭和49年度前期共同利用について(公募).....	69
○ 昭和48年度後期外來研究員一覧.....	81
○ 昭和48年度後期短期研究会一覧.....	93
○ 人事異動.....	94
○ テクニカルレポート新刊リスト.....	94
編集後記	

## 物性研究所における超強磁場研究の現状

近角聰信 三浦登  
小黒勇 木戸義勇

### § 1 はじめに

磁場は物性研究を行なう上で制御し得る重要な物理量の一つであり、強磁場は有力な研究手段となる。最近の各種のマグネットの発達によって次第に安定な強磁場が得られるようになるとともに強磁場を用いた物性研究は広い分野において急速に進展しつつある。一方発生し得る磁場の上限はメガエルステッドの領域にまで及んでおり、このような超強磁場の下では極限状態における物性の研究が可能になると考えられる。しかしながら超強磁場を実際に応用した物性研究は世界的にみても、二・三の予備的実験を除けばほとんど例がなく、本格的な研究はまだこれから始まる段階であるといってよい。本号の短期研究会報告<sup>1)</sup>にもあるように、我国においても超強磁場の発生技術の開発とこれを用いた物性研究への関心は高まりつつある。

物性研究所では数年前より強磁場計画がスタートし、超強磁場を含む各種の強磁場を発生する技術を確立して、これを用いた物性研究を行なおうとする研究計画を進めている。この強磁場計画には大別して3つの主要な磁場発生方法がある。一つは超伝導マグネットを用いた150 kOe 程度までの磁場を発生することであり、これによって安定な定常磁場を得ることができる。第二の方法はパルス電磁石によって、幅1 ms, 600~700 kOe 程度までのいわゆるサブメガガウス領域の非破壊的なパルス磁場を発生することであり、これにより、より強い磁場における測定を繰返し行なうことが可能になる。第三の方法が強磁場の極限として数メガエルステッドにまで至る超強磁場をクネール法とよばれる電磁濃縮法によって発生しようとするものである。この第三の方法は前の二者が比較的その技術が確立されつつあるものであるのに比して、発生技術的にまだいろいろの問題があつてかなり開発研究的色彩の強いものである。物性研究所の強磁場計画についてはすでに三年前の物性研だより<sup>2)</sup>にも詳しく述べられているが、ここでは上述の計画のうち現在もっとも力を入れている超強磁場について、その後の実験で得られた結果や知見を中心に述べることにしたい。未だこの研究は超強磁場の発生技術に重点がおかかれている段階ではあるが、実験上の諸問題点、また今後の物性研究への応用等についても触れて、各方面からの助言を期待したい。

## § 2 超強磁場の発生手段とクネール法

ここでクネール法についての説明に入る前に、超強磁場を発生する一般的な手段について少し触れておこう。強磁場を発生するためには空心ソレノイドコイルに大電流を流せば良いわけであるが、30 kOe 程度までの鉄芯を用いたマグネットの領域以上の強磁場発生にはすべてこの方法が用いられている。定常的な磁場としては現在までに超伝導マグネットによって最高 150 kOe 程度、また水冷コイルによるものでは、220 kOe 程度の磁場が得られている。これ以上の磁場領域ではコンデンサーバンクに蓄えた電気エネルギーを瞬間にコイルに放電することによって強磁場を得るパルスマグネット法が用いられる。10 mm 程度の直径の空間に幅約 1~10 ms, 400 kOe 程度までのパルス磁場はこの方法によって比較的容易に発生することができる。これより高い磁場になると安定に発生することが急激に難しくなる。大容量のコンデンサーバンクを用意して大電流さえ流せば、いくらでも高い磁場が得られそうなものであるが、いろいろな工夫をこらして実際に安定に発生させることができる磁場はせいぜい 600~700 kOe であり、通常の形のコイルでこれ以上の磁場を得ることは著しく困難である。

困難である第一の原因是コイルを流れる電流と、発生した磁場との間に働く強い力である。この力がコイルの材質の降伏応力を越えるとコイルが塑性変形を起してコイルの破壊を招く、一般に磁場をある空間に閉込めようとする導体には、磁場の方向に平行な壁面に垂直に

$$P = \frac{\mu_0}{2} H^2 \quad (1)$$

という圧力が働く、これは Maxwell の応力として知られた力であり、上に述べたコイルに働く力の原因となるものである。P が材料の降伏応力と等しくなる磁場を求めてみると Cu では約 300 kOe, Cu-Be 合金では約 500 kOe である。したがってこれらの材料によってコイルを作った場合、この値よりも強い磁場中では外側からの補強によって力を抑えこまなければならぬが、コイルの線材自身の強度がもたない状況下ではどこかに必ず弱い部分ができてしまい、非常に難かしいものとなる。ここに超強磁場の難しさがあるわけであり、メガエルステッド領域ではたとえば 1 メガエルステッドに対して P は 40 kbar にも達し、コイルを作れるいかなる材料の降伏応力をも越えてしまう。1 メガエルステッドの磁場はまたエネルギー密度として  $4 \text{ kJ/cm}^3$  という大きな値をもち、これをみてもメガエルステッドという磁場が大変なものであることがわかる。

次に磁場をつくるコイルに大電流を流そうとすればジュール熱による莫大な発熱が伴うこと

はいうまでもないが、これによってコイルの温度は上昇し、場合によってはコイルが溶けてしまうこともあり得る。このようにコイルの冷却の問題が第二の問題である。

これらの障害を克服して超強磁場を発生するために、これまでにいろいろな試みがなされている。阪大の伊達氏のグループでは Maxwell 応力によるコイルの破壊を避けるために多層コイル中の電流分布を層間で変えることによって応力分布を均一化し、メガガウス磁場を得る方法を開発している。<sup>1)</sup> これは非破壊的な発生方法であるが、コイルが一回毎に破壊しても良いという考え方に対しては、たとえば立上り時間のきわめて速い大電流を瞬間にコイルに流し、コイルが破壊する前に強磁場を発生してしまうことも考えられる。すなわちコイルに大電流を流すとコイルは外側に拡って破壊を起すが、パルスが非常に高速であれば、コイルがその慣性によってしばらく位置を保っている間に最大磁場に到達できるというものである。この方法によってすでに 2 MOe 程度までの磁場が得られているが、<sup>3)</sup> パルスの立上り時間は 3 μs 以下であることが必要であるとされている。この方法は簡便であり、試料を回収できる可能性が高い等の利点はあるが、非常に高速のコンデンサーバンクやスイッチング回路を用意せねばならず、又上記の値以上の磁場を得ることは難しいと考えられる。

こうした制約を除き、より強い磁場を爆薬のもつ巨大なエネルギーを用いて発生しようとする方法が、クネール法とも関連のある磁場の濃縮という考え方に基く方法である。この方法では金属円筒（ライナー）の中にはじめにコンデンサーバンクの放電によって初期磁場  $H_0$  を入れておき、このライナーを外側から爆薬の爆発力によって急速に押しつぶす。するとライナー中には渦電流が生じて内部の磁束を閉じ込めようとするので、ライナーの半径の減少とともに磁場は濃縮されることになる。ライナーの運動が十分速く理想的な条件の下では半径が  $r$  に縮まったときの磁場の値は

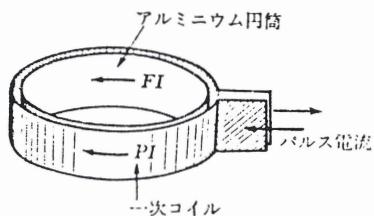
$$H = \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 H_0 \quad (2)$$

となる筈である。ここで  $H_0$  は初期磁場、 $r_0$  はライナーの最初の半径である。この原理に基く爆縮法によって、現在までに 25 MOe の超強磁場の発生も報告されている。我国においても東北大学金属材料研究所のグループが爆縮法による超強磁場発生を進めている。<sup>1), 4)</sup> この方法はもっとも強い磁場を発生し得る方法であるが、爆薬を使うために通常のものと異なる特殊な実験施設や技術を必要とする。

さてクネール法は磁場濃縮を爆薬によらずに、コンデンサーバンクに蓄えた電気エネルギーによってライナーを加速することによって行なう方法である。Sandia 研究所の E.C. Cnare が<sup>5)</sup>

1966年にはじめてこの方法によって約2 MOe の磁場を発生することに成功したことからこの名がつけられている。この方法の原理は第1図のように一巻きの一次コイルと、この内側におかれたアルミニウム円筒（ライナー）との配置によって説明される。いま一次コイルに瞬間大電流 PI を流すと、内側のライナー中にはその内部に PI による磁場を浸入させまいとして PI と反対向きで大きさがほぼ等しい電流 FI が誘起される。これら2つの電流は互いに強い力で反発し合うがこの力が先に述べた Maxwell の応力に他ならない。この力がライナーの材質の降伏応力を越えると、ライナーは塑性変形を受けつつ非常な勢いで内側に加速されることになる。いまライナーの電気抵抗が0であれば FI は PI による磁場を打消すので、ライナー内部の磁場は0であるが、ライナーに有限な抵抗があれば、FI は Joule 熱を放出して減衰するので、磁場の一部はライナーの加速の過程でその内部に浸入することになる。するとライナー中にはこの浸入した磁束を保存しようとする方向（最初の方向とは逆）に電流が流れ始め、ライナーの内径が小さくなるとともにこの分の電流は次第に大きくなつてついには FI の方向は逆転し、さらに最終的には FI は指数関数的に増大してライナー内部の磁場が濃縮されることになる。このようにクネール法では、磁場を濃縮するという点では爆縮法と同じであるが、ライナーの運動エネルギーと、濃縮すべき浸入磁場の両方共コンデンサーバンクのエネルギーによって与えるというところに特徴がある。言いかえると、一次コイルを流れる電流のエネルギーが最初ライナーの運動エネルギーに変換され、これがさらに磁場のエネルギーに変換されるわけで、これらのエネルギー相互の変換を巧みに利用した方法である。クネール法はライナーの円周方向に流れる電流を利用したものでいわゆる  $\theta$ -ピンチとよばれる現象を利用しているが、電磁的磁場濃縮法としてはこの他にライナーの軸方向に電流を流すいわゆる  $z$ -ピンチとよばれる方法もある。

さてクネール法のためには立上り時間の速い大容量のコンデンサーバンクを必要とするが、爆薬を用いる必要がないので、この方法は上に述べた諸方法のうちでも通常の実験室的規模の装置の範囲内で比較的高いメガエルステッド磁場を発生し得るという特徴がある。したがって発生磁場の有効径と磁場の大きさにおいては爆縮法に及ばないけれども、1～5 MOe 程度までの磁場であれば、破壊的発生法ではあるが、比較的制御し易い形で発生できるので物性測定のためには適した方法であるといえよう。



第1図 クネール法における一次コイルとライナーの配置図

### § 3 クネール法のコンピューターシミュレーション

クネール法ではライナーの加速が電磁エネルギーによって与えられる一方、ライナーの加速の段階で磁場のライナー内部への浸入が本質的に必要であるために、電磁的運動と力学的な運動が結合したかなり複雑な過程によって濃縮が起っている。まずライナーの運動を考えてみると、この運動方程式はライナーの内側と外側の Maxwell 応力の差によって与えられ

$$\left( \frac{m}{\ell} \right) \frac{d^2 r}{dt^2} = -2\pi r \times \frac{1}{2} \mu_0 \left[ (H(r) + h_e(r))^2 - (H(r) + h_i(r))^2 \right] \quad (3)$$

と表わされる。ここで  $m$  はライナーの質量、 $\ell$ 、 $r$  はライナーの幅および半径、 $H(r)$  は一次コイルがライナーの位置に作る磁場、 $h_e(r)$ 、 $h_i(r)$  はそれぞれライナーを流れる電流がライナーの外側と内側とに作る磁場である。またライナー中を流れる電流  $i$  に関しては

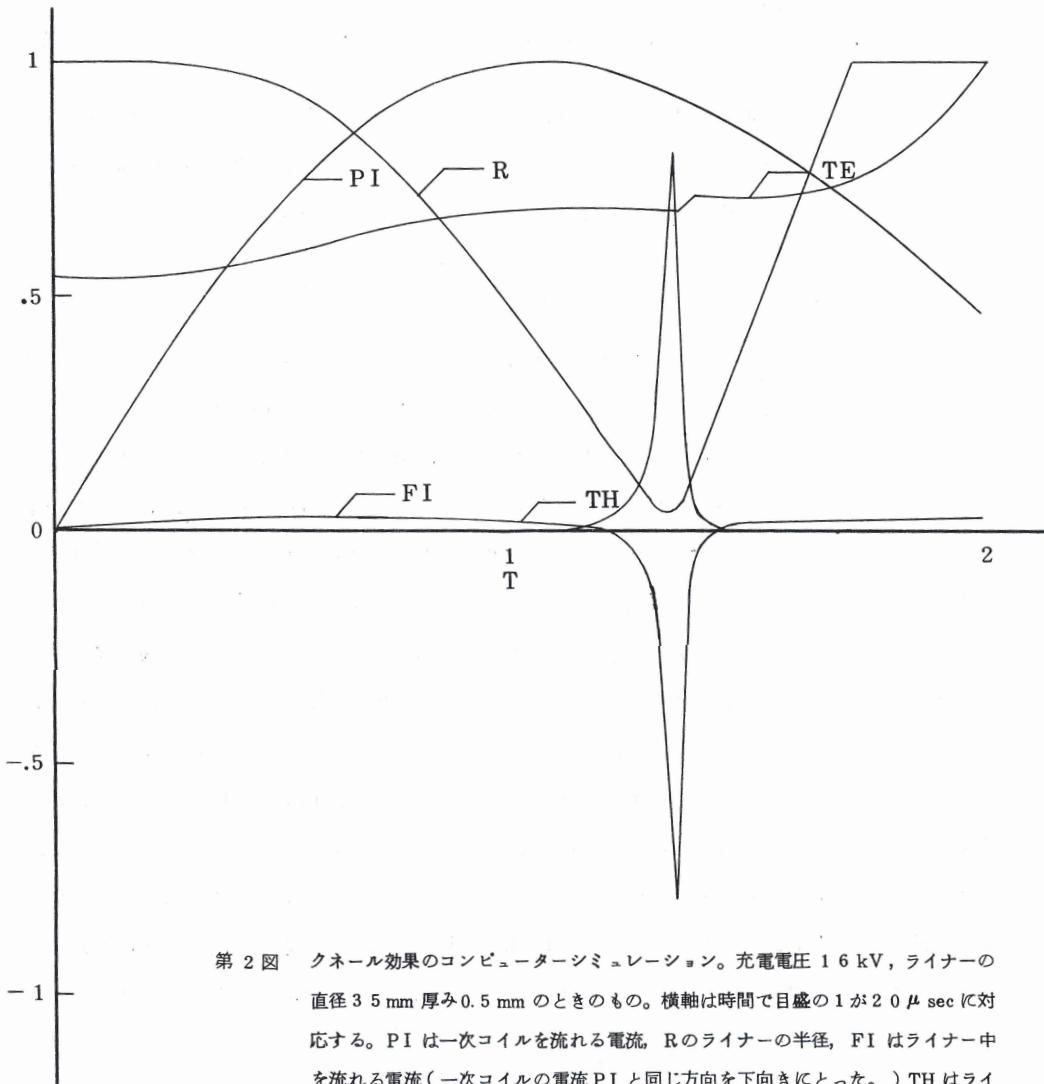
$$M(r) \frac{dI}{dt} + I \frac{dM(r)}{dt} = L(r) \frac{di}{dt} + i \frac{dL(r)}{dt} + R(r)i \quad (4)$$

という関係がある。ここで  $I$  は一次コイルを流れる電流、 $L(r)$ 、 $R(r)$  はそれぞれライナーの自己インダクタンスと電気抵抗、 $M(r)$  はライナーと一次コイルとの間の相互インダクタンスである。(4)が通常の Kirchhoff の法則と異なる点は  $L(r)$ 、 $M(r)$ 、 $R(r)$  が  $r$  や時間とともに変化することである。コイルの長さが有限であるため  $H(r)$ 、 $h_i(r)$ 、 $h_e(r)$  や  $M(r)$ 、 $L(r)$  等の形が単純ではないので(3)、(4)を解析的に解くことは不可能である。さらに  $R(r)$  がライナーの温度の上昇とともに増加することや(3)の右辺では実際にはこれからライナーの降伏応力を越えた力だけが加速に寄与するのでこの分を差引かなければならないことを考えると問題は一層複雑になる。したがって実験上のパラメータをいろいろに変えたとき、現象としてどのような結果が得られるかを定性的に予測することさえなかなか難しい。そこでコンピューターを用いて上に述べた諸効果をすべて含めた(3)、(4)の厳密解を求め、これを実際の実験結果と対応させつつ、最適な実験条件を見出すことを試みている。この計算では実験条件を第 2 図の上部の表に示されているように 25 個のパラメータとして代入すると、逐次近似法によって(3)、(4)が解かれ、一次コイルを流れる電流  $PI$ 、ライナーの半径の相対的大きさ  $R$ 、ライナーを流れる電流  $FI$ 、ライナー内部の磁場  $TH$ 、ライナーの温度  $TE$  のすべてが、約 25 分後に曲線となって出てくるようなプログラムになっている。

第 2 図は現在主として行なっている実験条件を代入したときの結果の一例であるが、上記の諸量が曲線としてプロットされている。ここで横軸は目盛 1 が  $20 \mu s$  に相当している。図で

C= 0.642E-03 AL= 0.323E-06 BL= 0.600E-07 CL= 0.323E-06 AR= 0.800E-02  
BR= 0.600E-03 CR= 0.800E-02 VO= 0.160E 05 CT= 0.250E-04 PL= 0.200E-01  
FL= 0.190E-01 PA= 0.195E-01 FAO 0.175E-01 FTO 0.500E-03 FR= 0.245E-07  
FD= 0.270E 04 TEO 0.300E 03 FC= 0.110E 04 FRT 0.123E-09 TM= 0.933E 03  
HL= 0.391E 06 WK= 0. YS= 0.100E 09 UT= 0.200E-06 SP= 0.

6.55 MOe PI MAX= 0.487E 06 FI MAX= 0.972E 07 R MIN= 0.355E-01  
TH MAX= 0.521E 09 TE MAX= 0.554E 03 T MAX= 0.399E-04



第 2 図 クネール効果のコンピューターシミュレーション。充電電圧 16 kV, ライナーの直径 35 mm 厚み 0.5 mm のときのもの。横軸は時間で目盛の 1 が 20  $\mu$  sec に対応する。PI は一次コイルを流れる電流, R のライナーの半径, FI はライナー中を流れる電流(一次コイルの電流 PI と同じ方向を下向きにとった。) TH はライナー内部の磁場, TE はライナーの絶対温度。縦軸は最大値を 1 および 0.8 に正规化してある。

0E-02  
0E-01  
5E-07  
3E-03

は最大 6.5 MOe の磁場が得られることになっている。後に述べるようにこの最大磁場の値を別とすれば実験結果との対応はかなり良い。このシミュレーションが実際の現象を良く再現できるものであれば、いろいろなパラメータを代入して、どのような実験条件に対してどのような結果が得られるかを予測する思考実験を行なうことができる。たとえば第 2 図の条件を基準にして少しづついろいろなパラメータを変化させたときの結果を、一々グラフで示す代りに主な点を表としてまとめてみると第 1 表のようになる。これからわかるることはライナーの厚みを

第 1 表 いろいろな実験条件に対するコンピューターシミュレーションによる計算結果

実験条件		ライナーの速度 $-dr/dt$	最大磁場 (MOe)	ライナーの最小直径 $2r_m$ (mm)	備考
変更したパラメータ	説明				
	第 2 図に示す結果これを基準とする	1.0 (123mm/ $\mu$ s)	6.6	1.24	このときの速度を 1.0 とする。
F T O → 1 mm	ライナーの厚みを 2 倍	0.71	—	0 *	
F L → 10 mm	ライナーの幅を $\frac{1}{2}$	1.1	6.5	1.37	
P L → 40 mm F L → 40 mm	一次コイルおよびライナーの幅を 2 倍	0.75	1.6	2.45	最大磁場 40 $\mu$ s 後
Y S → 0	ライナーの降伏応力を 0 とする。	1.0	8.7	0.98	
Y S → $1 \times 10^9$ (Kg/mm <sup>2</sup> )	ライナーの降伏応力を 10 倍にする	0.86	0.91	3.78	磁場の立ち上がりゆるやか
F R → $5 \times 10^{-6}$ ( $\Omega \cdot cm$ )	ライナーの電気抵抗を約 2 倍にする。	1.0	2.0	3.27	
W K → 1.0	しわのためにライナーの厚さが変化しないとする。 (電気抵抗, 降伏に影響)	1.0	0.68	0 *	磁場の立ち上がりはゆるやか, 磁束がもれて turnaround が起らない。
F R, Y S, F D F R T, F C, T M H L	ライナーの材質を Cu にする。	0.71	5.0	1.52	最大磁場 40 $\mu$ s 後

\* ここで  $r/r_0 < 0.02$  になると  $r = 0$  と定義している。

厚くすると速度が遅くなるとともにライナーの最小直径も小さくなる。ライナーの幅を小さくすると速度が速くなることは勿論であるが、現在の幅を $\frac{1}{2}$ にした程度ではその効果はそれ程大きくない。しかし逆に幅を2倍に広くしたときには濃縮がゆるやかになって最大磁場も減少する。ライナーの降伏応力、YSを0としてみるとそれほど結果に影響がないので、現在のライナーでは塑性変形を起させるための機械的仕事の効果は余り効いていないといえる。しかし逆にYSを10倍まで大きくするとさすがに速度を遅くすることに大きな効果がある。ライナーの電気抵抗が大きくなると磁場の浸入が起り易くなるために早くから濃縮が始まり、ライナーの速度は変わらないが、最小直径の比較的大きいところで最大磁場に達している。面白いことはライナーにしわがよることの効果を取り入れた結果である。しわがよるためにライナーの半径rが小さくなってしまってもその厚さが全然変化せず、このために電気抵抗もrの減少とともに減っていないとすると、ライナーの速度は変わらないが、電流の増大が十分でないために濃縮した磁束のものが著しく、磁場の立上りはゆるやかになって最大磁場の値は著しく減少する。また後に説明するような turnaround もみられない。またライナーの材質としてCuのパラメーターを代入すると質量が大きく、降伏応力も大きいことが効いて速度が遅くなる。

#### § 4 物性研究所における超強磁場設備の概要

クネール法ではすべてのエネルギー源をコンデンサーバンクによっているため、大容量のバンクを必要とすることは前にも述べたが、ライナーの運動エネルギーとの間の変換効率を高めるために時定数の速いものであることが必要である。物性研究所の装置には最大電圧30kV、充電容量285kJのコンデンサーバンクを装備し、またスイッチングには主回路とクローバー回路のそれぞれに MI-3300E (1本の電流容量450kA) 型イグナイトロンを2本直列、3本並列に計6本づつ接続して最大1MAまでの通電に耐えられるようになっている。現在使用しているコイルを負荷として接続したときのインピーダンスはインダクタンス分が $L = 416$  nH であり抵抗分が $R = 5.7 \text{ m}\Omega$ である。リードワイヤ、集電板等のインピーダンスは極小になるように配線されているが、インピーダンスのほとんどはイグナイトロンによるものである。この回路に通電すると、立上り時間( $T/4$ )が約 $2.5 \mu\text{s}$ の減衰振動型の電流が得られる。

磁場を発生するピンチコイルの部分は約1.3m立方の厚い鉄板で覆った可動式の防護箱で完全に包み、通電の際に生ずる強烈な爆音や、あらゆる種類の危険に対して防護できるようになっている。この防護箱のお蔭で超強磁場の実験が通常の実験室内においてでき、かつコイルに比較的接近した位置でのいろいろな測定も可能になったのである。一次コイルは39mm~71

さく  
程大  
少す  
ライ  
し逆  
ナー  
ナ一  
とは  
径  $r$   
てい  
磁束  
後に  
タ一  
  
のバ  
:高  
0 kV,  
一バ  
直列,  
現在使  
= 416  
匂小に  
である。  
る。  
首で完  
うにな  
イルに  
~ 71

mm, の内径をもち, 厚さ 3.0 mm の鉄板に孔をあけてこれに銅板による内張りを施した簡単な構造の单捲コイルであるが, これは何回か繰返し使用することができる。磁場の濃縮はショックウェイブの発生や放電を防ぐために真空中で行なうが, 一次コイルとライナーの間の絶縁をも兼ねたペークライトパイプを一次コイルに挿入し, この両側に光学的測定のための光学窓をつけた容器を設置して真空容器を構成している。装置の主要部分はこれに充電電源と諸パルスのコントロール回路が主なものであるが, この他にもう一つ 3.3 kV, 16 kJ のサブコンデンサーバンクとそのコントロールシステムがあり, これを主コンデンサーバンクと同期をとって使用することができるようになっている。このサブバンクは後に述べるように, ライナー中にあらかじめ初期磁場を注入しておき, これを主バンクのエネルギーで濃縮する方法をとるときに初期磁場発生用として用いられる。

また測定装置としては, 磁場の持続時間が数  $\mu s$  というきわめて短かいものであるため, 周波数特性のすぐれた高速の記憶装置が必要になる。この種の測定には従来はメモリーオシロスコープが使用されていたが, ここでは IC のディジタルメモリー素子を用いたトランジエントレコーダー(バイオメーション社製 810 型)を使用している。これは瞬間現象を精度 8 ピット( $1/256$ )最高時間分解能 10 ns, 記憶容量  $2 \times 1024$  ワード(2 現象)でディジタルに記憶することができる装置で, 出力はアナログ, ディジタルのどちらでも取り出すことができる。これによって非常に高速の現象を精度良く測定することができる。現在は磁場の測定等にこれを用いているが, 今後はこれを種々の物性測定に使用し, 出力信号をディジタルに処理することによって高速パルス測定の精度を上げることも可能になる。

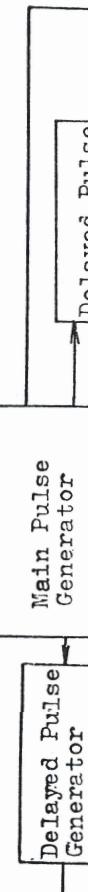
## § 5 高速度写真によるライナーの運動の観測

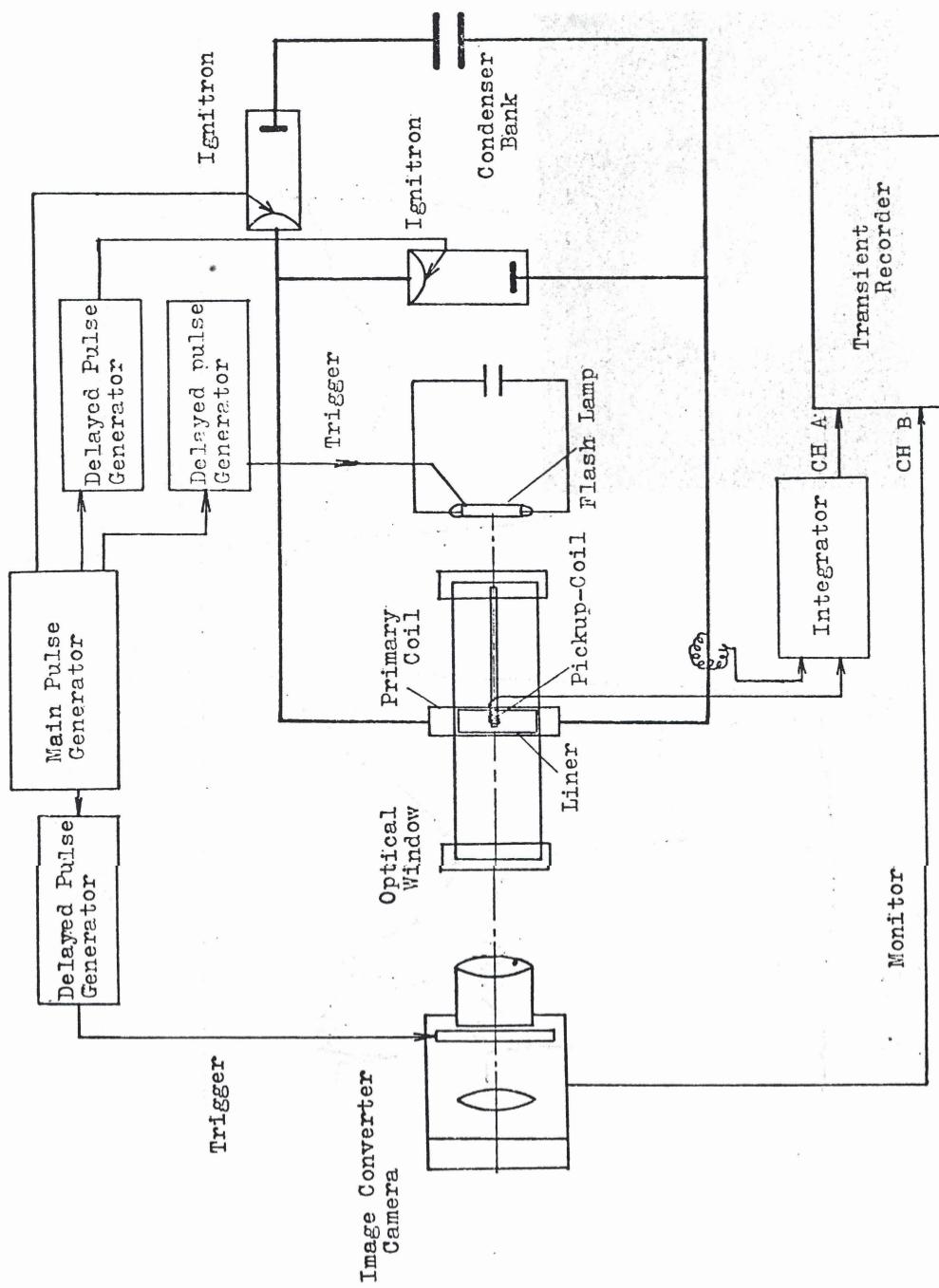
さてここでこれまでに行なわれた超強磁場発生実験の話題に移ろう。はじめにライナーに運動エネルギーを与えたとき, その運動の過程で実際にどのようにつぶれていくかを直接“目で見る”ことが必要である。このためにはライナーの瞬間写真を撮影すればよいわけであるが, 第 2 図からもわかるようにライナーが加速され始めてからつぶれるまでの時間は 20 ~ 40  $\mu s$  の程度であるので, 瞬間写真撮影のためにはシャッタースピードの速い高速度カメラが必要である。われわれは現在東大工学部総合試験所に付属している Beckmann-Whitley 社の 511 型イメージコンバーターカメラを使用させていただいている。このカメラでは最高 5 ns から 1  $\mu s$  の範囲でシャッタースピードが可変であり, 電気的トリガーパルスによって任意の遅延時間の後これを開くことができる。一コマ撮りではあるが, 現象そのものにある程度の再現性が

あれば、遅延時刻をずらせつつ何回も繰返し撮影を行なうことにより一連の瞬間写真を得ることができる。磁場発生装置、測定装置をも含めて、装置全体のブロック図を第3図に示す。照明にはキセノンフラッシュランプをバックライトとして用い、これに適当な遅延同期をかけてライナーの影絵写真を撮影した。このとき中心軸上に立てたボビンの上に pickup coil を巻き、磁場測定も同時に行なえるようになっている。イメージコンバーターカメラからはシャッターに同期したモニターパルスが出るので、これも同時に記録してシャッターの開いた時刻を正確に較正した。いまのところ、使用しているフラッシュランプの輝度の関係から主に  $1 \mu\text{s}$  のシャッタースピードで撮影している。

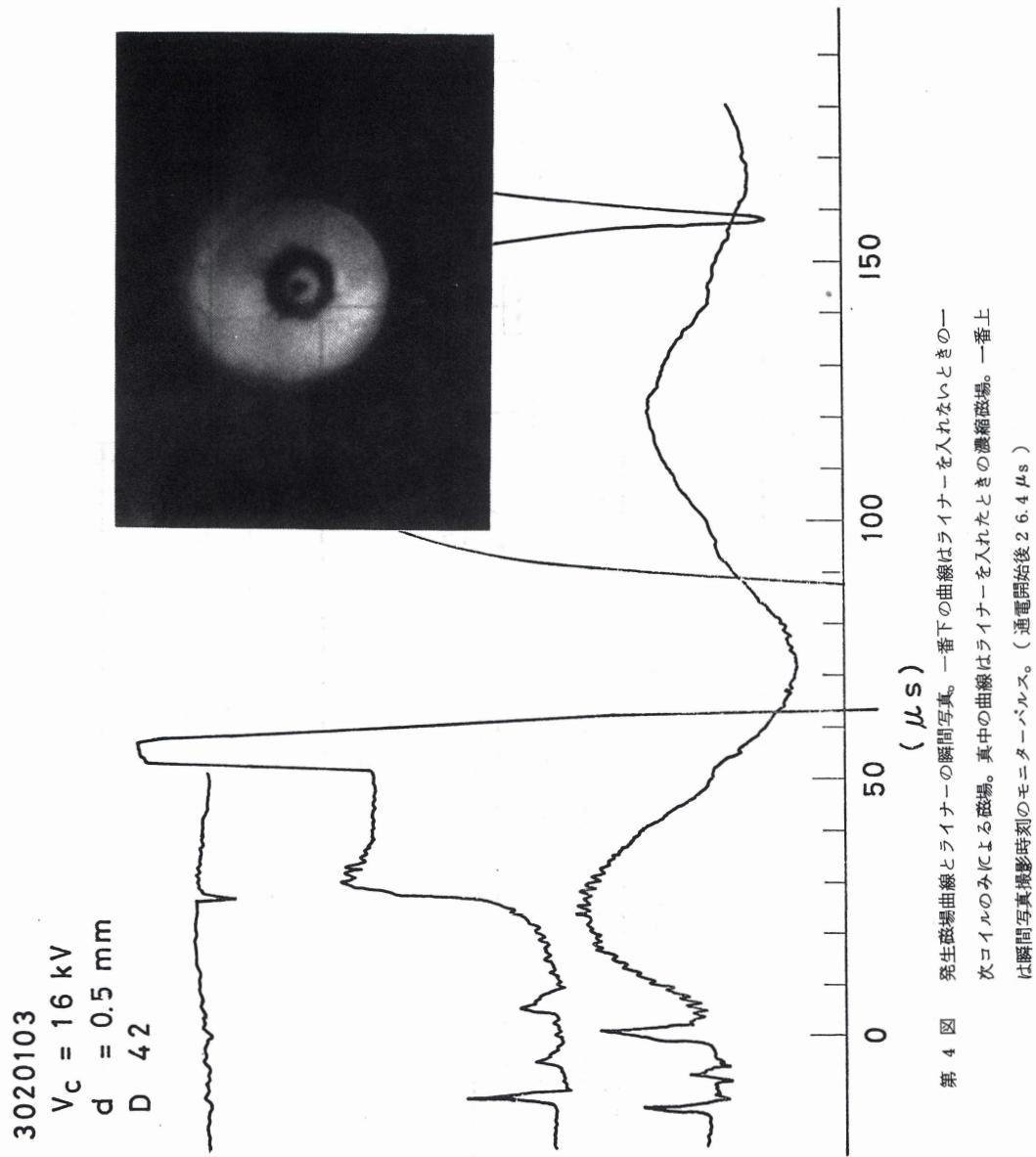
第4図に撮影された写真の一例をピックアップコイルによって同時にトランジエントレコーダに記録された磁場曲線とともに示す。充電電圧を  $16 \text{ kV}$  としたときのデータである。一番下の曲線はあらかじめ記録しておいたライナーを入れないときの磁場曲線であるが、一次電流に比例した減衰振動型の磁場が発生していることがわかる。最初の部分にあるノイズは、イグナイトロン点火用のスパークギャップスイッチによるノイズである。真中の図はライナーを入れたときの磁場の曲線である。はじめのうちは一次コイルに電流が流れてもこれと反対向きの電流がライナー中を流れるので、磁場の値は下図よりも小さいが、ある時刻から磁場は急速に立上って下図よりも大きい最大値をとっている。これが典型的な磁場の濃縮の図形である。磁場が最大値となったところではライナーがピックアップコイルを壊すので、コイルの出力電圧の積分値であるこの信号はしばらく一定値を保ちこの後は放電等による巨大なノイズを拾っていることが図に現われている。一番上の図のパルスは右上の写真を撮ったときにカメラから発せられたモニターパルスである。右上の写真はライナーが収縮するとともに磁場がどんどん増大し、ライナーが中心のピックアップコイルに衝突する直前の有様をとらえたものである。この写真の瞬間にライナーの内壁はまだピックアップコイルに触れておらず、磁場も上昇中であることがわかる。第4図では中図と下図とを比べてみると磁場の濃縮率は余り高くないが、この点については次節で述べることにする。

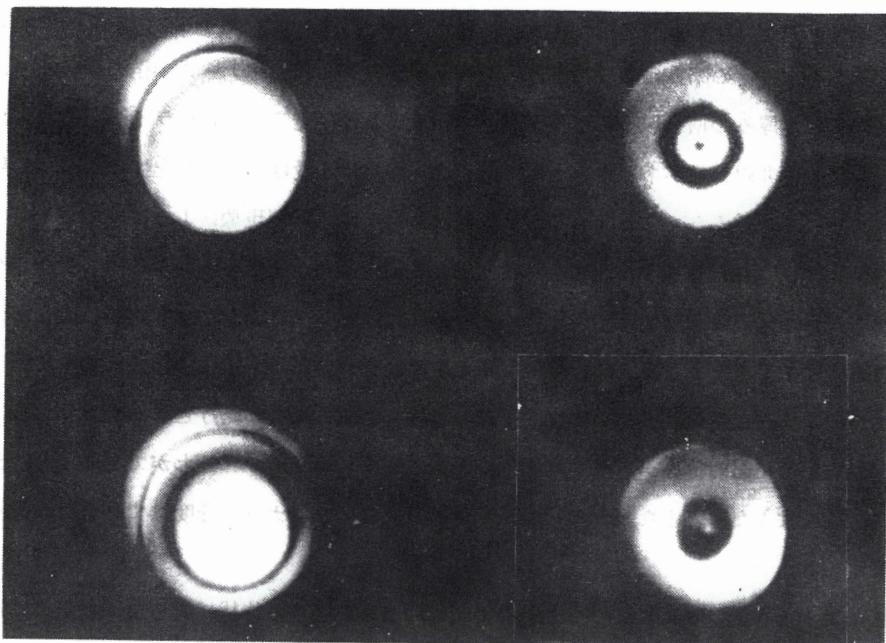
第5図はライナーの運動の様子を調べるために、同一条件のもとでのいろいろな時刻における瞬間写真を並べたものである。（このシリーズの写真は§7で述べるようにイグナイトロンパンクを改造して回路のインピーダンスを小さくしたときにとったものである。）左上から右下に向ってそれぞれ放電開始後  $0 \mu\text{s}$ ,  $15.3 \mu\text{s}$ ,  $20.6 \mu\text{s}$ ,  $23.8 \mu\text{s}$  後の写真である。また第6図はライナーの内径が十分小さくなったときの写真を拡大したものである。（ここでは§7に述べるように  $24 \text{ kOe}$  の初期磁場を注入している。）これらの写真から分ることは



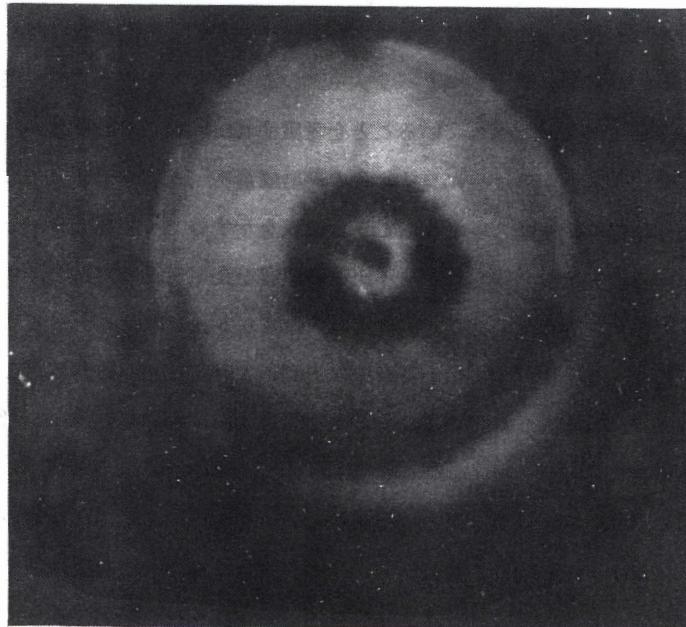


第3図 磁場発生装置、高速度カメラによる撮影装置、磁場測定装置のブロック図。





第5図 同一条件のもとでの一連のライナーの瞬間写真。イグナイトロンの配線替後のもの  
(§7参照)充電電圧16kV。遅延時刻は左上より右下方に向ってそれぞれ0μs,  
15.3 μs, 20.6 μs, 23.8 μs。



第6図 ライナーの内径が小さくなったときの拡大写真。充電電圧20kV, 初期磁場を  
2.4 kOe注入したときのもの。遅延時刻は20μs。

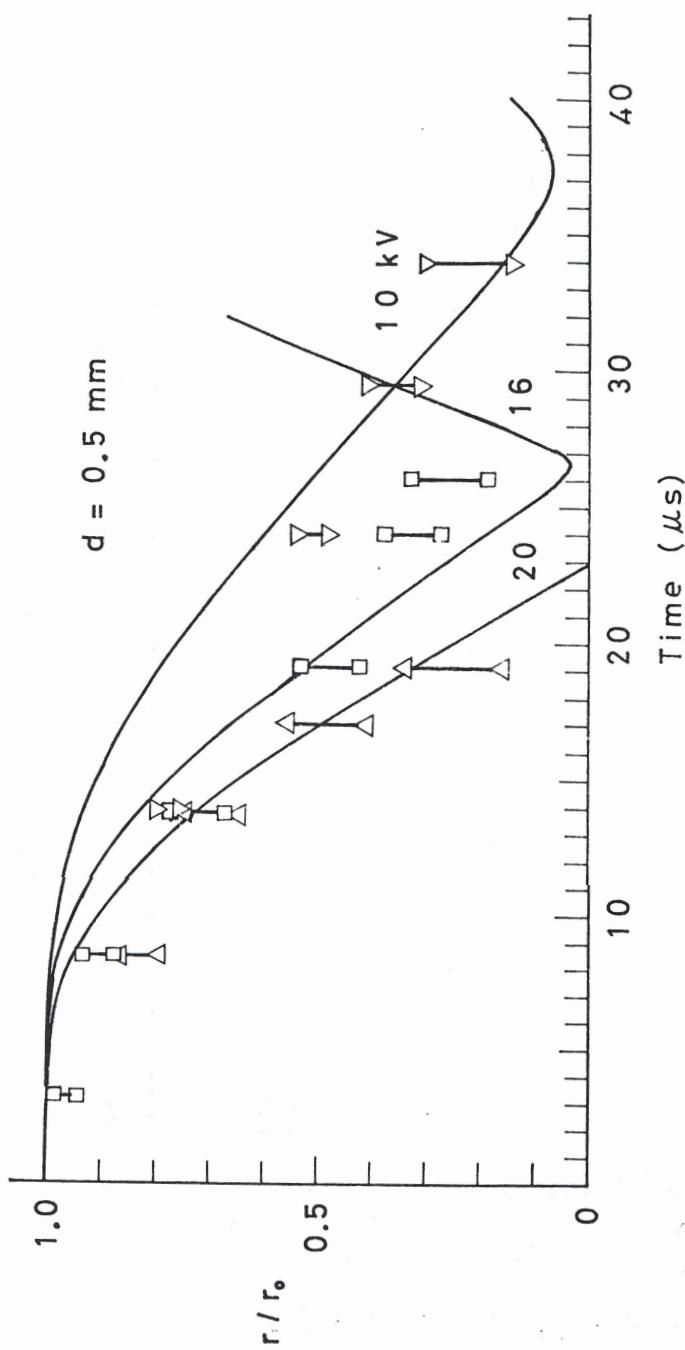
次コイルのみによる磁場。真中の曲線はライナーを入れたときの濃縮磁場。一番上  
は瞬間写真撮影時刻のモニターパルス。(通電開始後26.4μs)

まず、ライナーはかなり対称性良くつぶれているといえる。次にライナーはその半径が小さくなるとともにその厚みは当然増すことになるが、写真ではライナーの半径の小さいところでは計算された厚みの増加以上に厚みが増しているように見える。これはライナーのつぶれ方に軸方向にやや非対称性があるとともに、ライナーが変形を受ける際しわを生ずるために見かけ上厚くなっているからである。このしわは塑性変形の際の座屈現象によって生ずるものであるが、ライナーの運動の速度が速くなれば、しわの周期は短かくなると同時にその大きさも小さくなる。音速に近い速度ではこのしわのでき方は問題なく小さいが、速度が遅い場合にはしわの効果は著しく大きくなる。しわを生ずると、ライナーの厚みが半径の減少とともに増加していかないので、電気抵抗も減少せず、濃縮の過程で電流の増大の妨げとなるばかりでなく、不安定性を生じて円対称性からのずれを招く。このようにライナーにしわができるることは磁場濃縮にとって大きな障害となるので、これを避けるためにライナーの速度はできるだけ速くする必要がある。

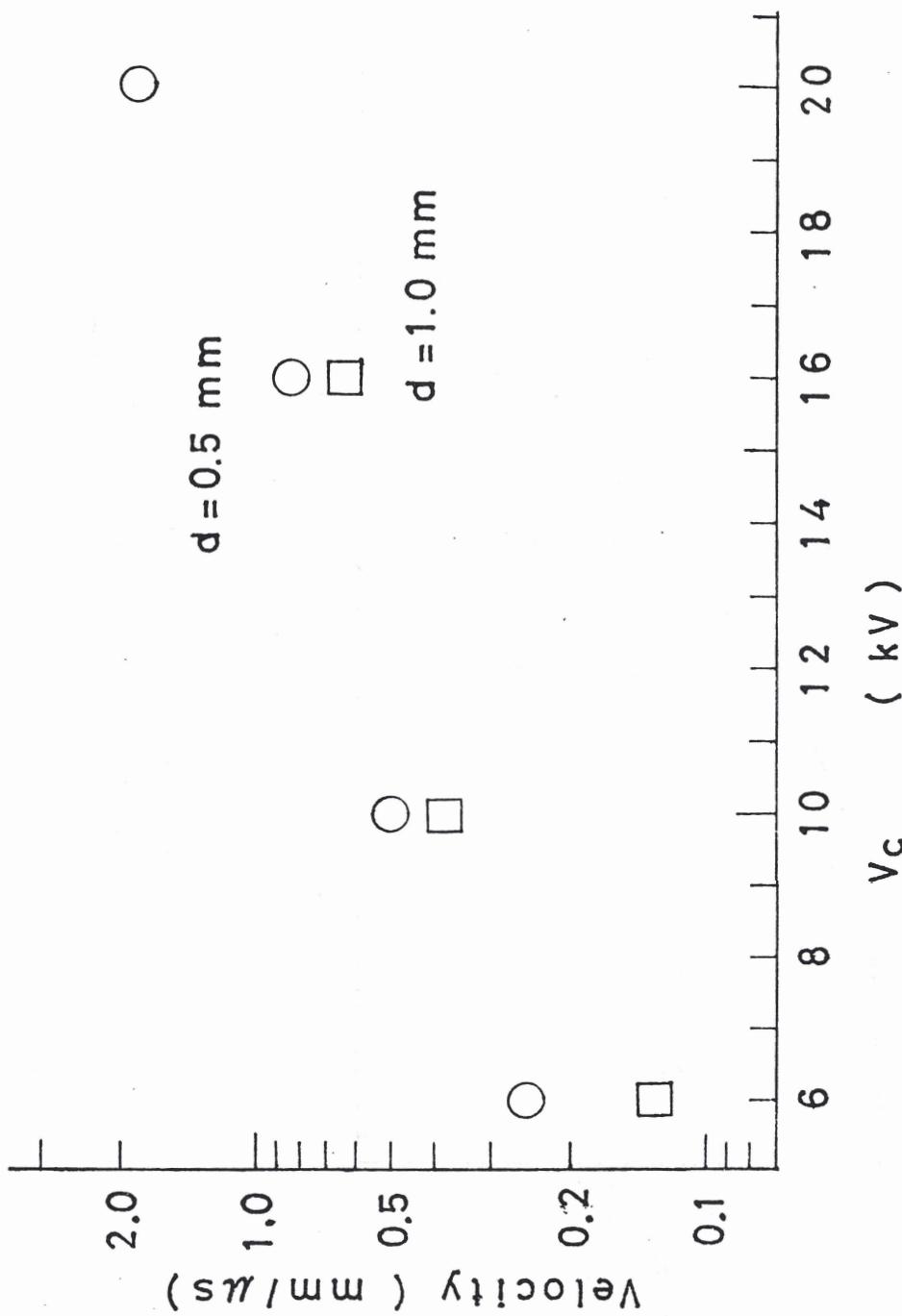
また第4～6図の写真にはライナーの外側表面から溶けて液体状になった部分が外側に飛び出していることもみられている。

これらの瞬間写真からライナーの運動速度を求めることができる。いろいろな充電電圧のもとでのライナーの半径の相対的大きさ  $r/r_0$  を時間に対してプロットすると、第7図のようになる。実線はそれぞれの条件に対して、コンピューターによって計算されたものである。このコンピューターの計算では調節すべきパラメータのようなものは用いずに、実験条件から直接に絶対値をも含めた計算がなされていることを考慮すれば、実験と計算との一致はかなり良いといえる。さて図からわかるようにライナーの運動は最初  $r/r_0$  がほぼ  $t^4$  に比例した加速過程を経て、次にほぼ等速運動とみなせるような領域を示すので、ここでライナーの速度を定義することができる。実験から得られたライナーの速度を充電電圧に対してプロットしてみると第8図のようになる。充電電圧 20 kV のとき、厚さ 0.5 mm のライナーではこの速度は  $1.8 \text{ mm}/\mu\text{s}$  にも達し、ライナー中を伝わる音速に近づいていることがわかる。このときのライナーの運動エネルギーは  $4.8 \text{ kJ}$  であり、与えた電気エネルギー  $\frac{1}{2} \text{ CV}^2$  の  $3.8\%$  の変換効率が得られていることになる。

なお第7図の計算曲線にはライナーが極小値をとった後再び大きくなり始めていることがみられる。これはライナーの内側の濃縮磁場が十分に大きくなると、今度は逆にこの Maxwell 応力によって外向きに力を受けてライナーが外向きの運動を起し始めるからである。この現象を turnaround とよんでいる。turnaround を実験で実際に得るためににはライナーの運動の対



第 7 図 各種の充電電圧に対するライナーの運動。半径  $r$  を最初の値  $r_0$  で割った値をプロットした。測定点のうち上の点はライナーの外径をまた下の点は内径を表わす。  
 $\triangle \cdots \cdots 10 \text{ kV}$ ,  $\square \cdots \cdots 16 \text{ kV}$ ,  $\triangledown \cdots \cdots 20 \text{ kV}$ ,  $\triangle \cdots \cdots 20 \text{ kV}$ , 実線はそれぞれの実験条件に  
対するコンピューターによる計算結果。



第8図 ライナーの速度とコンデンサー・バンクの充電電圧の関係。  
○……ライナーの厚みが $0.5 \text{ mm}$ のとき □…… $1 \text{ mm}$ のとき

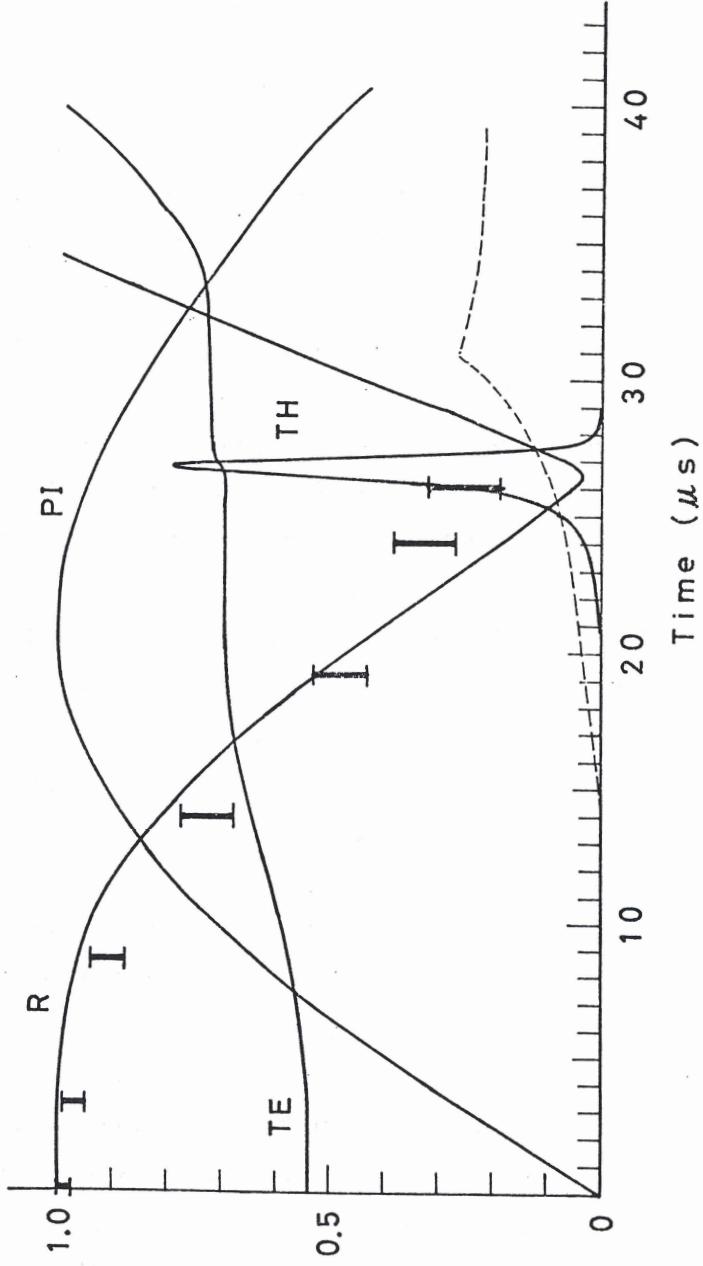
称性が完全であることが必要であり、われわれは未だその観測に成功していないが、もし turnaround が再現性良く実現できるようになれば、実験毎にライナーは破壊しても中の試料は生残る可能性があるので大変好都合である。

## § 6 発生磁場の観測

第4図にも示したように発生した磁場の測定にはピックアップコイルを用いこの出力を積分することによって磁場の値を求めている。最終的に磁場の値が最大値に達する時にはライナーの内径はかなり小さくなるのでプローブ（ピックアップコイル）の径はできるだけ小さくする必要があるが、現在直径 2 mm のピックアップコイルを使用している。第9図は実験で得られたライナーの内径と発生磁場とを計算曲線と比較してプロットしたものである。実験条件は第2図のものと同じである。点線が実験的に得られた磁場であるが計算曲線に対して縦軸を 4 倍に拡大して描いてある。ライナーの運動に関しては計算と実験との一致は大体良いといえるが、運動の終り近くで実験の方が遅れており、このために磁場の立上り時刻にも遅れを生じているのは、ライナーに生じたしわのために運動が理想的な状態からはずれたためであると考えられる。

ところで第9図の実験条件で観測される磁場は計算値に比べると十分に大きくない。この条件では計算によると 6.5 Oe の磁場が発生するはずであるが、実験で得られる磁場の値はせいぜい 0.5 Oe どまりである。この原因は第9図の計算曲線をみても分るように、最大磁場の得られるときのライナーの内径が非常に小さいことである。計算によれば最大磁場におけるライナーの内径  $2 r_m$  は 1.3 mm であり、プローブの大きさよりも小さい。またこの辺での磁場の立上りは非常に急激であるので、ライナーに少しでもしわがあったり、運動の重心に非対称性があったりすると、たとえプローブの大きさを若干小さくしたとしても、最大磁場が得られるかなり前にプローブが破壊されてしまうことになる。したがってより高い磁場を得るためにライナーの運動の対称性を高めるとともに  $2 r_m$  をできるだけ大きくすることが何よりも必要である。第9図の条件では投入されたエネルギーはまだ小さいが、これを充電電圧を上げて投入エネルギーを大きくすると、ライナーの運動の対称性は良くなり  $H_{max}$  はどんどん大きくなるが、一方ライナーの速度が速くなるだけに  $2 r_m$  はますます小さくなってしまい、この問題を解決することにはならない。現在主として行なっている実験条件では、クネール効果におけるエネルギー変換過程のうちで、バンクのエネルギーからライナーの運動エネルギーへの変換効率は比較的良いが、次の運動エネルギーから磁場エネルギーへの変換がまだ十分に良く

Chare 5-1



第9図 ライナーの半径と発生磁場の実験と計算の比較。破線が実験で得られた濃縮磁場で計算値に對して4倍のスケールで描いてある。測定点はライナーの半径の輻測値。

ないということができる。

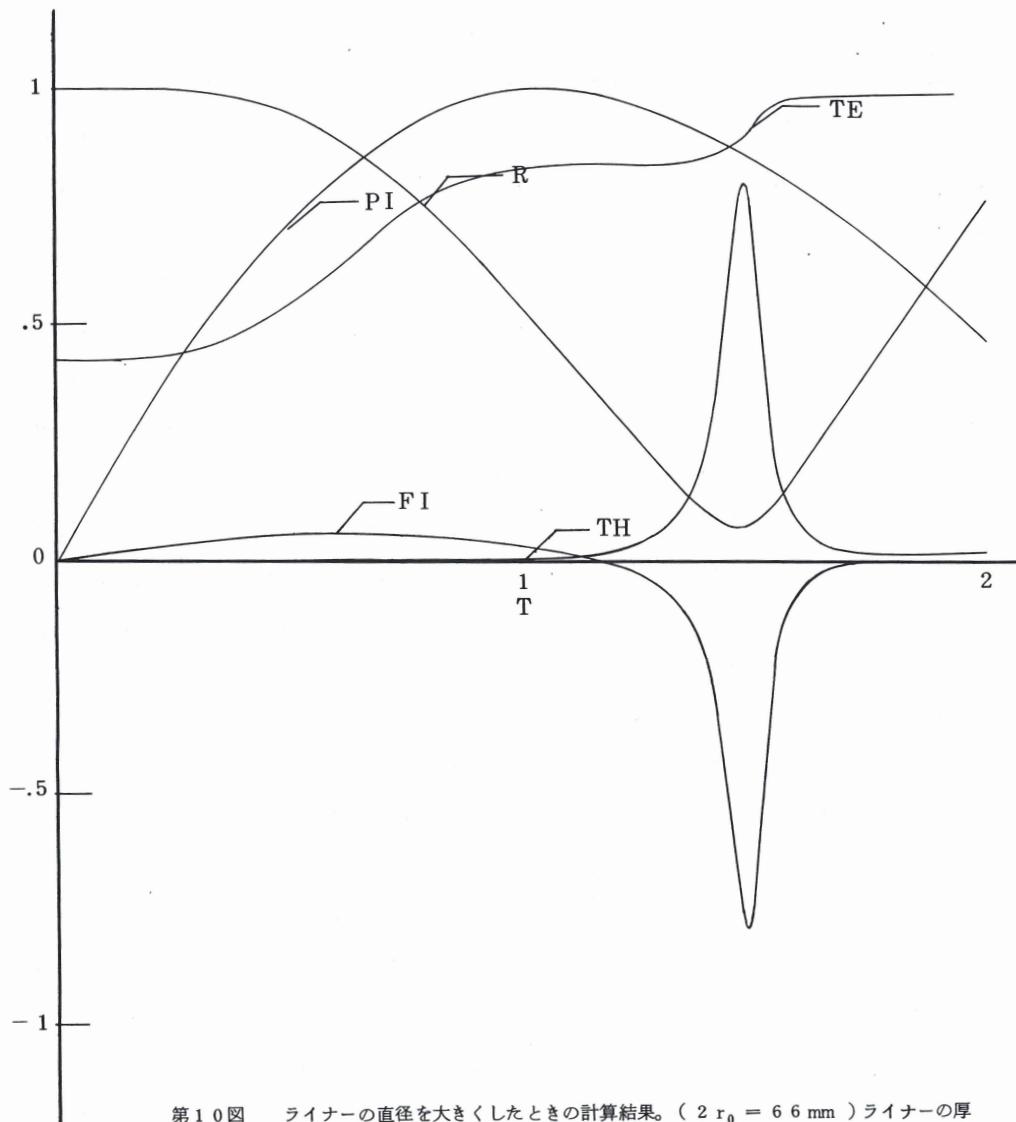
そこで考えられることは最初の半径  $r_0$  がより大きいライナーを使用することである。 $r_0$  が大きければ同じ  $r$  に対しても磁場の濃縮率は良くなる筈である。第10図は  $2r_0$  を 66 mm としたときの計算曲線であるが、 $2r_m$  は約 4 mm となり、ここで最大 2.7 MOe の磁場が得られることになる。第2図、第9図と比べると、磁場の立上りもゆるやかであり、実用上使い易い磁場である。しかしながらこの大きさのライナーを用いて実験を行なってみると、投入エネルギーが十分でないと直径が大きいだけにしわの効果がより大きく現われ、第5図のような対称性の良い運動が得られないという難点がある。バンクの全エネルギーを投入できるようになれば、この程度の大きさのコイルが最適なものとなろう。次に考えられるのは初期磁場を注入することで、現在のところこの方法がもっとも良いと考えられるが、これについては次節で述べることにする。

さて磁場測定法としては、現在ピックアップコイルによるもの他に、ファラデー効果を応用した光学的測定を行なっている。光学的測定はリードワイヤを必要としないので設定が楽であり、磁場による誘導電流等のトラブルがないという大きな利点がある。さらにファラデー回転では信号の絶対値ばかりでなく波形からも情報が得られるのでそれだけ精度の高い測定ができる。試料としては厚さ 2 mm のフリントガラスを用い、He-Ne レーザーの  $6328\text{\AA}$  の光を光源として用いている。ガラスは強磁場に至るまで Verdet 定数が一定であるので磁場測定には適しているが、強磁場中ではファラデー回転角は非常に大きくなり、たとえば厚さ 1 cm のフリストガラスを使ったとすると 1 MOe の磁場の下では回転角は  $680^\circ$  にも達することになる。

第11図は第4図とほぼ同じ条件でのファラデー回転による磁場測定のデータ例である。ここでは試料の厚さが薄く、磁場の値も小さいので、振動型の信号にはなっていないが、ライナーがないときに比べて、ライナーを入れたときの濃縮磁場は急激に立上っていることが現われている。このときの回転角の最大値は  $24.4^\circ$  である。このときガラス試料の外側に巻いたピックアップコイルからも同様な濃縮磁場の信号（一番上のグラフ）が得られている。測定された磁場の絶対値は余り大きくなないが、すでに述べたように試料の大きさがこの条件としては大きすぎるために、濃縮が十分でないうちに試料が壊されてしまうためである。第11図では試料ホルダを含めてプローブの最外径が 5 mm のものを用いたが、現在直徑の小さい試料を準備中である。これによってより高い磁場が振動型の信号として観測されるはずである。ファラデー回転の測定は磁場測定であると同時に超強磁場における物性測定の第一歩でもある。ガラスに

C= 0.642E-03 AL= 0.323E-06 BL= 0.600E-07 CL= 0.323E-06 AR= 0.800E-02  
BR= 0.600E-03 CR= 0.800E-02 VO= 0.160E 05 CT= 0.250E-04 PL= 0.200E-01  
FL= 0.190E-01 PA= 0.355E-01 FAO 0.330E-01 FTO 0.300E-03 FR= 0.245E-07  
FD= 0.270E 04 TEO 0.300E 03 FC= 0.110E 04 FRT 0.123E-09 TM= 0.933E 03  
HL= 0.391E 06 WK= 0. YS= 0.100E 09 UT= 0.200E-06 SP= 0.

2.7.1 MOe PIMAX= 0.487E 06 FI MAX= 0.409E 07 RMIN= 0.610E-01  
THMAX= 0.216E 09 TEMAX= 0.708E 03 TMAX= 0.399E-04

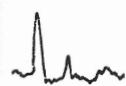


第10図 ライナーの直径を大きくしたときの計算結果。( $2r_0 = 6.6\text{ mm}$ )ライナーの厚みは0.3 mm, 充電電圧は16 kV。

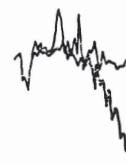
30120(

$V_C = 1$

$d = 1$



Pickup-C



Faraday  
Rotation

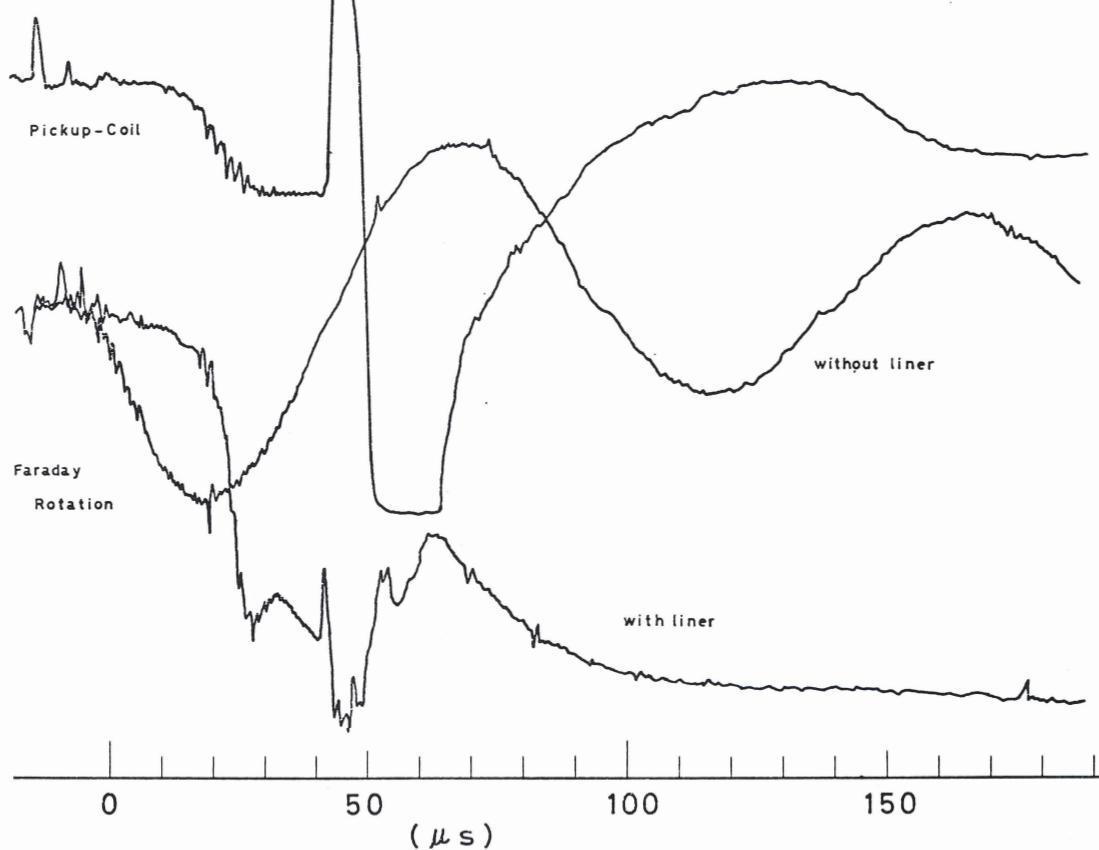
0

第11図

3-02  
3-01  
3-07  
3-03

3012009

$V_c = 16 \text{ kV}$   
 $d = 0.5 \text{ mm}$



第11図 フリントガラスのファラデー回転によって測定された濃縮磁場。ガラス試料の厚さ 2 mm。光源波長  $6328 \text{ Å}$ 。縦軸は下方が磁場の大きい方向である。真中の曲線はライナーを入れないときの検出器出力。一番下の曲線はライナーを入れ、磁場を濃縮したときのファラデー回転信号。一番上はガラス試料の上に巻かれたピックアップコイルによって同時に測定された磁場。

についての測定技術の確立は種々の物質についての分光スペクトルをもとれる測定にまで拡張できるので、現在このための sweeping image 型の分光器システムを建設している。

### § 7 初期磁場の注入の効果

前節まで述べたように、クネール法においては最大磁場の有効径  $2 r_m$  をいかに大きくするかが最大の問題である。 $2 r_m$  を大きくすれば到達最大磁場  $H_m$  は当然下るが、コンデンサーバンクのエネルギーは十分にあるので、 $r_m$  をもっとずっと大きくしても相当高い磁場が得られる筈である。実際に物性測定を行なうためには  $2 r_m$  として 5 mm はほしいところである。このようなとき初期磁場はエネルギーの相互変換の様相を変えるのにきわめて有効である。

前節までの話では濃縮すべき磁場をもっぱらライナー中に浸入した磁場に頼っていたが、この浸入磁場が十分でないために、運動エネルギーが磁場に変換されないままに内径が小さくなってしまった。そこで始めから一定の磁場をライナー中に入れておくことが考えられる。1.6 kJ のサブコンデンサーバンクを用いてこのエネルギーを一次コイルの両側にヘルムホルツ型に配置したコイルに放電して立上り時間約 2 ms の 1.0 ~ 3.0 kOe の磁場を作り、これを初期磁場としてライナー中に入れておく。この磁場の値が最大になったところで同期して主コンデンサーバンクの放電を行なってライナーを加速すると初期磁場と浸入磁場の両方が濃縮されることになる。この濃縮の間、初期磁場の方は時定数が十分長いので一定値であると考えることができる。いま初期磁場を一次コイルを流れる主電流の作る磁場と同じ方向に入れたとすると、この初期磁場の効果は最初のライナーの加速の段階では主電流と同方向の力を与えるので、加速が若干速くなる。そして濃縮の段階では早くから濃縮が始まり、ライナー内部の Maxwell 応力も早くから増大するので turnaround の時期が早く訪れる。このため  $r_m$  は増大することが期待される。

第 1 図は第 2 図と他の条件は同じにしてこれに時間的空間的に一定の初期磁場  $H_S = 1.77$  kOe がつけ加わったとして計算したコンピューターシミュレーションの結果である。第 2 図と比べるとライナーの等速運動部分は約  $1 \mu s$  早く起り、また最大磁場は 1.6 MOe と小さくなっているが、 $2 r_m$  が 4.2 mm に増加している。また磁場の立上りは第 2 図よりずっとゆるやかであるので使い易い磁場であると思われる。このように主電流と同じ方向の初期磁場の場合  $2 r_m$  を著しく増加するのに役立つ。初期磁場を非常に大きくすると、 $2 r_m$  もどんどん大きくなるが、濃縮される磁場は当然のことながらこれが主になってくる。また注入磁場を主電流によるものと逆にしておくと、加速の過程は遅くなるが、濃縮磁場はこれまでと逆の方向に

C= 1  
BR= 1  
FL= 1  
FD= 1  
HL= 1

1.61 1

1

.5

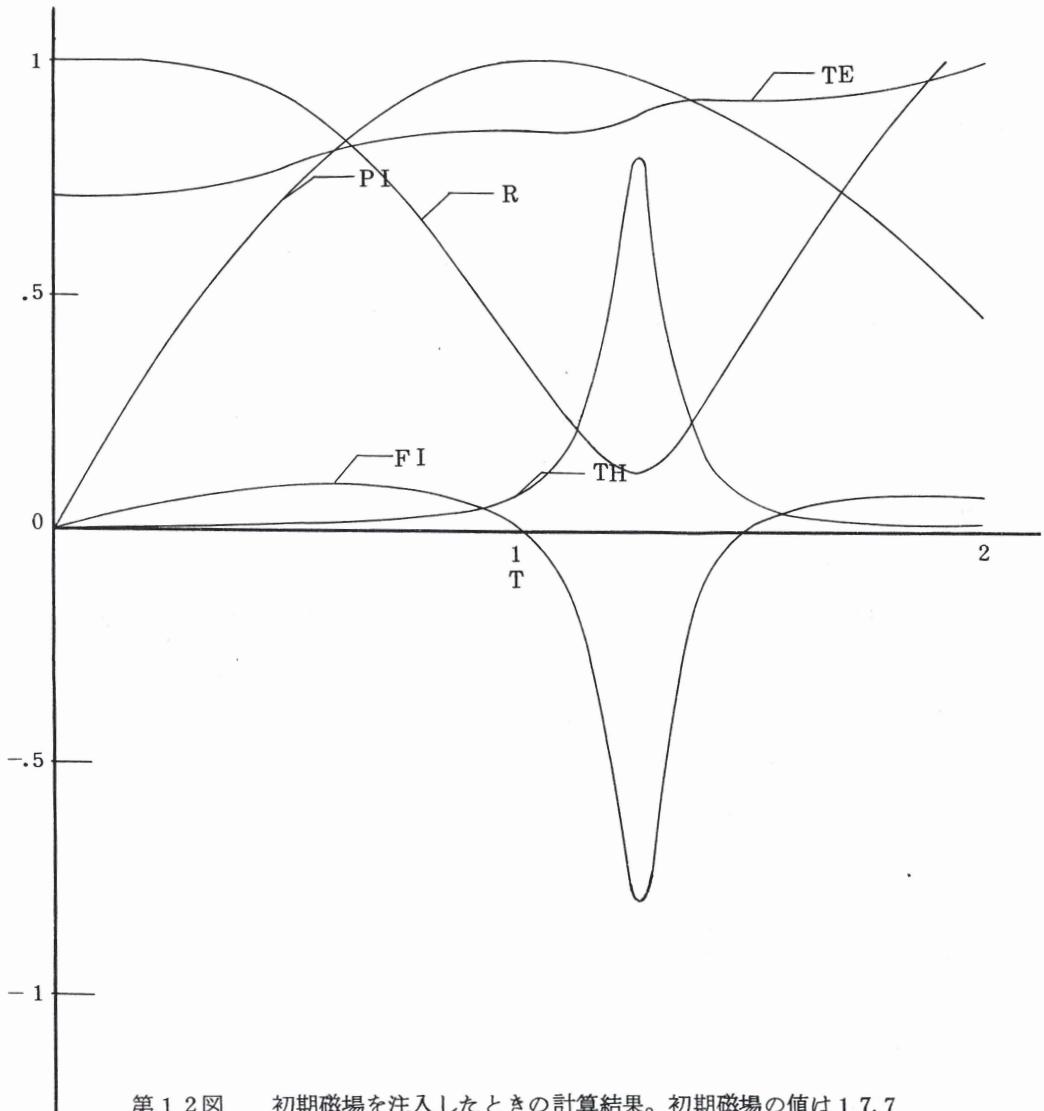
0

-0.5

-1

C= 0.641E-03 AL= 0.322E-06 BL= 0.599E-07 CL= 0.322E-06 AR= 0.799E-02  
BR= 0.599E-03 CR= 0.799E-02 VO= 0.159E 05 CT= 0.249E-04 PL= 0.199E-01  
FL= 0.189E-01 PA= 0.194E-01 FAO= 0.174E-01 FTO= 0.399E-03 FR= 0.244E-07  
FD= 0.269E 04 TEO= 0.300E 03 FC= 0.109E 04 FRT= 0.122E-09 TM= 0.932E 03  
HL= 0.390E 06 WK= 0. YS= 0.100E 09 UT= 0.199E-06 HS= 0.141E 07

1.6.1 MOe PIMAX= 0.487E 06 FIMAX= 0.225E 07 RMIN= 0.120E 00  
PHMAX= 0.128E 09 TEMAX= 0.424E 03 TMAX= 0.399E-04



第12図 初期磁場を注入したときの計算結果。初期磁場の値は 17.7  
k Oe で他の条件は第2図と同じ。

増大し、 $2 r_m$  はかえって小さくなってしまい、われわれが望む方向と逆の効果を及ぼす。

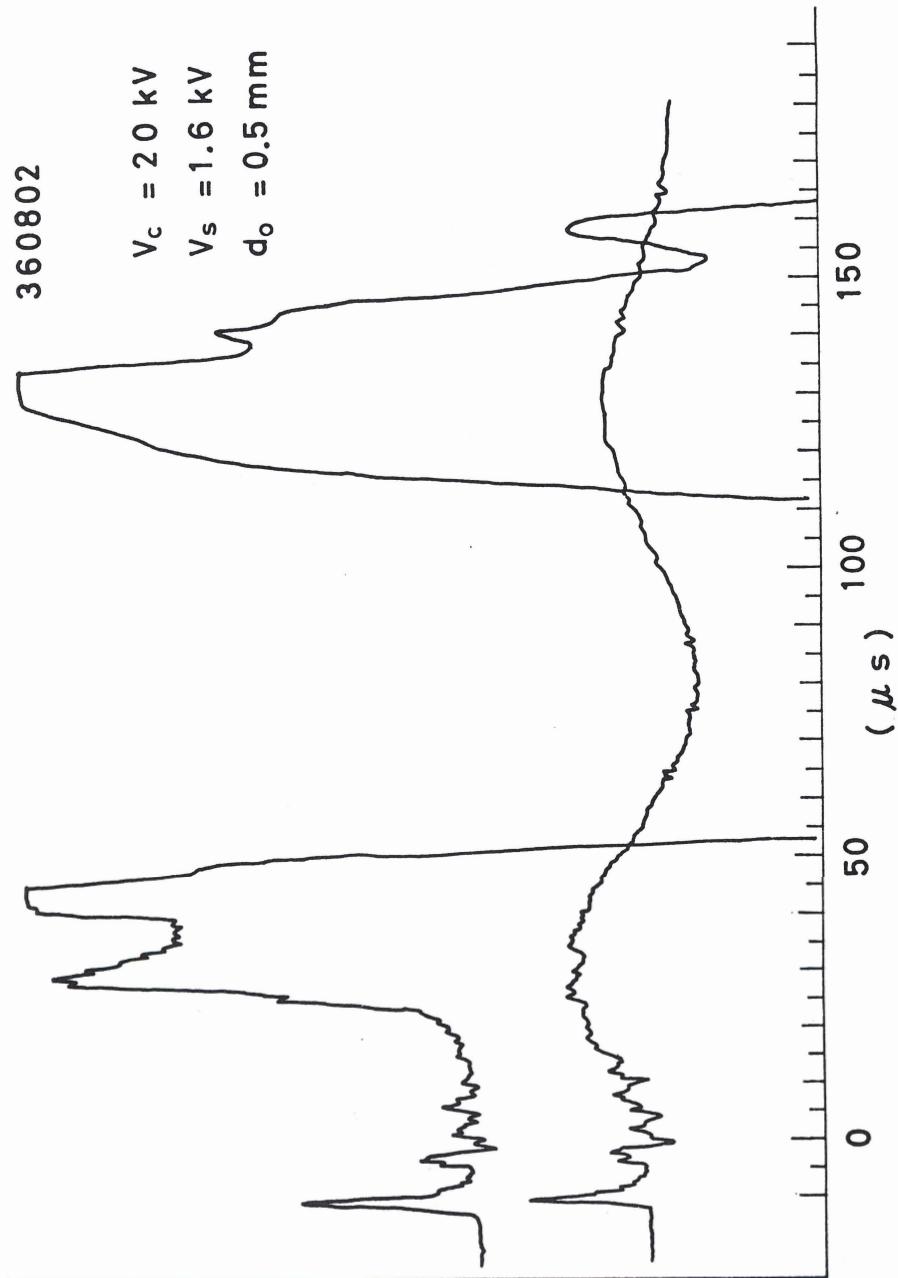
第13図は主パンクの充電電圧を20 kVとし、主電流と同じ方向の初期磁場17 kOeを与えたときの磁場測定のデータ例である。やはりライナーを入れないときの図を比較してかいてあるが、第4図に比べると濃縮率が格段に上っていることがわかる。この図では最大1.0<sub>5</sub> MOe の磁場が得られている。このように初期磁場を注入することによって予期したとおりこれまでよりずっと高い磁場を観測できるようになった。今後もっと高い初期磁場を注入し、また一次コイルの電流も最大定格までに増加してより高い強磁場を安定に発生させる方向で実験を進める予定である。

現在の実験上のもう一つの問題はイグナイトロンパンクのインピーダンスがまだ大きすぎる所以コイルとのマッチングがとれていない一方、クローバー回路が働かないことである。クローバー回路が働かないと一次電流は第4図の下図のように、減衰振動の形をとり、イグナイトロンに逆方向の大電流が流れることになる。これはイグナイトロンを劣化させる原因となるので、コンデンサーパンクの全エネルギーを使って放電させることは好ましくない。回路のインピーダンスが大きいことはまたライナーの運動を遅くすることにもなるので、運動の際のしわや、非対称性を生む原因となる。イグナイトロンをこのように大容量の速いコンデンサーパンクに使用した例はまだ余りなく、コンデンサーパンクをいかに作るかということもクネール法の難しさの一つである。

そこでわれわれはこれまでクローバー回路をあきらめこれに接続されていた6本のイグナイトロンをも主回路に並列に接続して、イグナイトロン1本あたりの負担を約半分に軽減とともに回路全体のインピーダンスを下げることにした。このような配線替を行なったところ回路全体のインダクタンスを配線替前の416 nHに対して300 nHに減少することができた。また電気抵抗も5.7 mΩから5.3 mΩに減少した。第5図の写真は配線替後の写真であるが、しわのでき方、対称性とも改善されている。これによってコンデンサーパンクの全エネルギーを投入することも可能になるので、ライナーの運動がより高速になることも相まって濃縮の完全性を大幅に改善できることが期待される。ただしこのときは初期磁場の注入がますます本質的に重要となってくるので、これを含めた装置の改造を行なっている。

## § 8 超強磁場と物性研究

以上超強磁場を作ることに関して述べてきたが、現在までに一応メガエルステッド程度の磁場は観測できるようになり、コンデンサーパンクの改造後もっと高いエネルギーを投入すれば



第13図 初期磁場を注入したときに測定された濃縮磁場。主ハンクの充電電圧は20kV、初期磁場の値は1.7kOe。下側がライナーがないときの一次電流による磁場で上側がライナーを入れたときの濃縮磁場。濃縮磁場の最大値は1.0<sub>6</sub> MOe [C]達している。

観測し得る磁場の値はどんどん高くなるであろう。しかしこれを物性研究に使えるところにまでするにはなお多くの困難があると考えられる。貴重な試料を一回ごとに壊しながら実験を行なうからには超強磁場の発生には十分な再現性と信頼性が要求される。また測定を少しでも容易にするために、磁場の立上りはできるだけゆるやかで、最大磁場における有効径もできるだけ大きいことが望まれる。このような物性への応用に耐える十分安定なメガエルステッド磁場を作るためにはまだ発生技術に関しても相当の努力を払わなければならない。また超強磁場中の物性測定を行なうには磁場が極短時間のパルスであり、その有効径も小さいところから、測定技術的にも磁場発生と同程度に難しい問題がでてくることになる。金属など電気伝導度の高いものでは渦電流の効果が大きいために測定は難しいし、リードワイヤの巨大な誘起電圧も問題である。また緩和時間の長い現象に関する研究には適用できない。

しかしながら超強磁場が自由に使いこなせるまでに進歩したとき、その効用は多くの分野においてきわめて大きいと考えられる。メガエルステッドの領域では、磁性体では内部磁場に匹敵する磁場を外部から制御することができ、またスピノのゼーマン分裂はきわめて大きくなる。ほとんどの反強磁性体においてスピントロップを起すことができる。また半導体、半金属では電子のサイクロトロンエネルギーは非常に大きくなり、電子帯構造も大きく変化する。不純物準位や、励起子状態等クーロン力による束縛状態は強磁場によってその様相が大きく変化する。このような極限的状態ではこれまでの強磁場極限での物性研究を MOe 領域にまで拡張するばかりでなく、超強磁場によってはじめて可能になる非線形現象や相転移等の質的に新しい現象を可能にすることも考えられる。また超強磁場によって発生する Maxwell 応力を瞬間的超高压の発生源として利用することも考えられよう。

超強磁場における物性測定法としては磁気的測定の他、磁気抵抗等の電気的測定、また種々の共鳴吸収やファラデー回転、磁気光吸収等の光学的測定等が考えられる。磁場がきわめて短時間のパルスであることを考えると、光学的測定がもっとも容易であり、精密に行なえる可能性があろう。われわれは現在半導体、磁性体において、ファラデー回転の測定によって電子帯構造や磁気的相転移の問題、また赤外線レーザーによるサイクロトロン共鳴の測定によって縮退した電子帯の複雑な構造やフォノン、エキントン等の素励起が関与した電子現象の研究を行なう計画で磁場発生の実験とともにこのための光学的測定装置の建設を進めている。これについてはまた次の機会に述べることにしよう。

さて以上現在までに行なった実験の報告を中心に述べてきたが、超強磁場の効用はきわめて大きいと考えられるので皆様の御助言、御協力をお願ひするとともに、この超強磁場を大いに

ろにま  
驗を行  
でも容  
きるだ  
ド磁場  
磁場中  
から、  
導度の  
電圧も  
分野に  
場に匹  
くなる。  
属では  
不純物  
化する。  
するば  
しい現  
的超高

た種々  
めて短  
る可能  
電子帶  
って縮  
碗を行  
れにつ  
わめて  
大いに

利用していただきたいと期待するものである。

最後に物性研強磁場委員として日頃御協力をいただいている田沼静一、阿部英太郎、菅原忠、永野弘、寿栄松宏仁、松井正顕の各氏、ならびにイメージコンバータカメラを貸していただいている東大工学部総合試験所高速度カメラ室に厚く感謝の意を表したい。

#### 参 考 文 献

- 1) 物性研だより 本号短期研究会報告
- 2) 近角・阿部・山嵩・田沼・小林・栗田・菅原; 物性研だより 10 No.2 p.1 (1970)
- 3) H.G. Latal ; in the Textbook for the International Summer School,  
"The Generation of High Magnetic Fields and their Application in Solid  
State Physics" held at Universität Würzburg, (1972) p.43
- 4) 爆縮法に関する解説としては  
中川康昭・庄野安彦 ; 科学 43 394 (1973)
- 5) E.C. Cnare ; J. Appl. Phys. 37 3812 (1966)

こ

びそ

軟

た偏

の方

が考

第

つい

研

ブ

6月

午

午

## 短期研究会報告

### 「SOR分光学」研究会

主 催 聴 會 世話人 東教大理 中村正年

(理) 研究本部 都立大理 山口重雄

島英基 計算機室 東大教養 江尻有郷

昭和48年6月14日(木)~15日(金) 2日間

この研究会の目的は、SOR分光測定における定量性を向上させるための技術的な問題点およびその解決方法について討論し、今後の装置設計に役立てようというものである。

軟X線、極紫外領域では有効な光学素子がなく、測定の定量化に大きな障害となっている。また偏りなどSORの特徴と云われながら未だ十分に利用されていない点もある。第1日は世話人の方で問題点を抽出し、各項目毎に講演者に依頼し、現時点での技術的な最善を尽すとどんな方法が考えられるかについて討論した。

第2日は現在核研ESからのSORを利用している各実験グループに実験計画とその問題点について報告をお願いした。

研究会には約40名が参加した。

プログラムは以下の通りである。

6月14日

午前 I 定量測定

I-A 逆光・高次光除去の問題

東北大理 石井武比古

I-B 反射率による光学定数の測定

都立大理 山口重雄

I-C 偏光の利用法

京大理 物性研客員

部 加藤利三

I-D 螢光測定

東教大光研 尾中竜猛

午後

I-E 気体分光学の問題点

東教大理 中村正年

I-F S O Rの絶体測定( I )

大阪市大原子力基礎研

増岡俊夫

S O Rの絶体測定( II )

名大プラ研 菅原英直

I-G パルス光源としてのS O R

東北大理 長沢信方

II 光電子分光

東北大理 永倉一郎

III パネルディスカッション

E Sとストレーデリングとの間

6月15日

午前 1. アルカリハライドのXUV吸収

東大教養 江尻有郷

2. 遷移金属化合物のM<sub>23</sub>吸収

大阪府大工 中井俊一

3. XUV吸収および光電子分光

東北大理

東大物性 研客員部門 佐川敬

午後 4. アルカリ金属のXUV吸収

東北大理 石井武比古

5. 半金属のXUV吸収

東大教養 江尻有郷

6. 液体金属のXUV反射

東大教養 児島邦公

7. Al-遷移金属合金のSX吸収

都立大理 山口重雄

8. ガスのSX吸収

東大教養 森岡弓雄

## 9. 気体分子のXUV吸収

大阪市大工 石 黒 英 治

### 10. 光電離イオンの測定

東教大理 中 村 正 年

### 11. 分子の光電離現象

大阪市大工 笹 沼 道 雄

### 12. SOR特性の測定

大阪市大原子力基礎研

小 塩 高 文

この研究会における話題および討論を総合すると大凡そ以下の通りである。

現時点の困難および今後も、第1に解決しなければならない問題は分光器の逆光および高次光の除去である。しかしながらこの問題にかんする画期的な解決策はいまの所考えつかない。フィルタの使用、カットオフ特性の利用、分光器の二重分散化によって0次光を極力軽減することはもちろんであるが、安定かつ多様な実験条件を用意することが必要である。スペクトルには鋭い構造のある物質で作ったいろいろな膜厚のフィルムを多数用意する。これらの分光測定をおこない、吸収係数は物質固有のものであること、透過率が  $\exp(-\mu d)$  のように変化することを根拠にフィルタの吸収係数と分光器の高次成分含有率とを同時に評価しうる見込がある。これらの結果が集積されれば、それらを総合してより精度の高い評価も可能になるし、またより簡便な測定も可能になる。この方法の成否は分光器のスペクトル安定性とフィルタの再現性のよい製作にかかる。真空のドライ化は実験条件の安定化に重要な因子である。

偏光度の測定は反射率による光学定数決定、とくに異方性媒質の場合に欠かせない要件である。2枚乃至4枚の鏡面を偏光子および検光子として用意する。偏光子を p.s の位置で測定する。あるいは偏光子と検光子のほとんどあらゆる組合せに対して光量を測定すれば、反射率、さらに進んで偏光解析をおこなうことができる。この場合の唯一の根拠はフレネル係数であり、偏光度はフレネル係数と同時に決定される。このような方法が現実に可能であるためには検出器の偏光特性、大きな偏光度を持つSORの取り出しに留意しなければならない。大きな偏光度を持つSORの取り出しには加速器軌道面内の極く近くに光路を限定する必要があり、この点から縦分散型の分光器が推奨される。理論値に近いSOR特性を期待するためには加速器上におけるSOR取り出しだクトの位置に注意する必要がある。

反射率から光学定数を求めるには、真空槽の機械的構造の簡単さを考慮すると Rp の入射角依

存性を相対的に測定する方法がもっとも見込がある。広いスペクトル範囲にわたって光学定数を求めるには、これと K-K 変換の方法を組合せることが能率的と思われる。ただし、入射光の偏光度、高次光成分については予め十分検定しておく必要がある。

光電子分光の測定が容易になれば、分光器の高次光成分の検定に役立つ。

加速器内の電子ビームは束になっており数 ns の光パルスを取出すことが可能である。この特性を利用すれば時間変化を追求するダイナミックな測定が可能になる。この方法は ACO では既に試験的に実施されている。

「ESとストレーディングとの間」は近づきつつあるストレーディングの利用に対してESとの相異を強調し、その対策を立てるために設けられた。その第1は真空の問題である。ストレーディングの運転には $1 \times 10^{-9}$  Torr 程度の超高真空は絶対不可欠であり、したがってストレーディングの利用に関しては厳重な真空上の規制を設けなければならない。またSOR取出ダクト上の安全対策も必要である。気体分光の場合ももちろん Solid Rare Gas の実験の場合には非常に強力な差圧排気系を準備しなければならない。またこれと Dry Vacuum Systemとの関係も問題である。第2はESのSORは自然に 21.5 Hz で変調を受けているのにに対しストレーディングのSORは直流通的である。測光を計数法でおこなう場合には問題ないが、アナログ式計測の場合には零点移動の点からストレーディングの場合にも適当に入射光に変調をかけた方が都合が良さそうである。しかし、この場合、チョッパーを光路上に設ける必要があり、その位置は分光器のスリットの近くが良い。

結論的にはS ORによる分光測定の量化は地道におこなう以外なく、それには最低分光器のスペクトル特性の安定化とよく制御された多数のフィルタを用意することが必要である。

装置の構造迄考慮して具体的に討論されたので本研究会の当初の目的はほぼ達せられたと思う。

いろいろ面倒な問題について、実際的な工夫をされた講演者各位に世話をより感謝致します。

## 「超強磁場の発生と物性への応用」

開催期日 昭和48年9月27日～29日  
開催場所 秋田県東北大学金属材料研究所付属道川爆縮極強磁場実験所  
秋田市国家公務員共済組合連合会宿泊所「泰山荘」会議室  
参加人員 33名

司話人 中川康昭（東北大金研）  
伊達宗行（阪大理）  
近角聰信（東大物性研）  
三浦登（同上）

強磁場は物性の広い分野にわたって共通に一つの有力な研究手段であるが、物性測定のための安定な強磁場を発生する開発的研究も古くからなされ、最近の超伝導マグネットや水冷空心マグネットまたパルスマグネット等各種強磁場発生技術の進歩に伴って強磁場下の物性研究は急速に発展しつつある。発生し得る磁場の上限も磁場濃縮法等の開発によって数メガガウスに及び、このような超強磁場を実際に物性研究に応用することもそろそろ考えられる段階に至っている。しかしながら超強磁場を用いて真に精密な物性研究を行なうためには、その発生また応用上の技術的問題に未だに困難さがいくつかあり、いかにしてより強い磁場をより安定に使い易い形で発生するかという基礎的な問題を解決することも主要な課題の一つになっている。そこでこの機会に超強磁場を発生し、これを物性研究に応用しようとする共通の関心をもった広範囲の研究グループがその発生と応用上の問題点に関する討議を行ない、またそれぞれの専門の立場から超強磁場下での物性上の諸問題について討論する場をもつことになり、本研究会が開かれる運びとなった。この研究会は物性研短期研究会としては初の試みであるが、物性研を離れて秋田県道川にある、爆薬を用いた爆縮による超強磁場発生のための東北大金研の施設の付近で行なうことになった。この施設は通常の実験室的規模の装置とは異なる特殊なものであり、ここですでに数メガガウスの磁場を発生する実験が定常的に行なわれている。本研究会はその趣旨からして、こうした実験施設の付近で開催することによって実際の爆縮実験の現場を見学しつつ上述の問題について討論することを可能にすることに意義があると考えられ、当地で行なうことになったものである。

研究会のプログラムは次の通りである。

第 1 日

9月27日(木) 13:30~17:00

開会の辞 (10分)

近角聰信(東大物性研)

① 液体窒素冷却パルス強磁場コイル (15分)

○安河内 昂(日大理工)

小笠原 武

碓井信光

秋浜良三

② メガガウス磁場とESR(I)

○伊達宗行(阪大理)

一般的諸問題 (30分)

本河光博

関昭雄

黒田新一

松井健一

③ メガガウス磁場とESR(II)

○本河光博(阪大理)

二、三の磁性体への応用 (30分)

関昭雄

黒田新一

松井健一

伊達宗行

休憩 (10分)

④ クネール法による超強磁場の発生 (35分)

近角聰信(東大物性研)

○三浦登

小黒勇

木戸義男

⑤ 爆発用耐圧タンクの強度試験結果について

○清田堅吉(熊本大工)

(30分)

吉田秋登

⑥ 瞬間強磁場下での磁化測定とうず電流 (10分)

○井門秀秋(東北学院大)

菊地孝夫

第 2 日

9月28日(金) 9:00~10:30

⑦ 平板形爆縮法による磁場濃縮 (30分)

○神垣知夫(東北大金研)

金子武次郎

①

10

第 3

9月

⑨

10

⑪

12

⑬

閉

大橋正義

三浦成人

⑧ 円筒型爆縮法による磁場濃縮 (30分)

○中川康昭(東北大金研)

庄野安彦

後藤恒昭

中井淳

10:40 泰山荘出発

午後まで道川東北大金研爆縮極強磁場実験所にて爆縮実験の見学及び討論

### 第3日

9月29日(土) 9:00~11:30

⑨ パルス強磁界発生とNbN超伝導薄膜のHc<sub>2</sub>測定 後藤幸弘(東北大工)  
(15分)

⑩ パルス磁場による断熱磁化冷却過程とスピノーダー。松浦基浩(阪大基礎工)  
(10分) 天谷喜一

⑪ 強磁場中の伝導電子物性についての二、三の実験 ○田沼静一(東大物性研)  
(30分) 稲田ルミ子  
佐藤直記

寿栄松宏仁

⑫ メガガウス領域における半導体物性 (15分) 仁科雄一郎(東北大金研)

⑬ 強磁場中の高密度電子励起状態 (10分) 後藤武生(東北大金研)  
閉会の辞 (10分) 伊達宗行(阪大理)

(○印が登壇者)

一般講演は秋田市の宿舎内会議室で行ない、2日目に爆縮実験の見学を行なった。第1日目には主として強磁場の発生と測定上の問題に関する講演があった。非破壊的な磁場発生から、試料と装置の一部に破壊を伴うものに至るまで各種の強磁場発生手段について討議された。またこれに関連して爆薬を使った実験を通常の場所で行なうことを可能にするために熊本大学が建設した真空タンク内での爆発実験に関する講演があった。

2日目には午前中に道川の実験所で実験を行なっている2つのグループの講演があり、この日行った実験見学にも関連してその解説ともなった。10時40分にマイクロバスで宿舎を出発し、30分程で道川の爆縮超強磁場実験所に到着し、午前中に1回、また昼食をはさんで午後1回の爆縮実験を見学した。第1回目の実験は主として爆縮の際のライナーの運動を光学的に観測するためのものであり、第2回目の実験はさらに磁場測定をも同時に行なう実験であった。幸い好天にも恵まれ、2班に分れて交代でそれぞれの実験を屋外および屋内で見学したが、見事な実験現場を前にして実験の詳細に関する説明や、質疑応答が盛んに行なわれた。この後さらに当地で行なわれている爆薬を用いた超高压によるダイアモンド構造結晶の合成実験をも興味深く見学した。

第3日目には前の2日間が発生および測定技術的な主題を中心であったのに比べ、強磁場を用いた物性的な研究に関するものを中心に講演を行なった。その話題は磁性、半金属、半導体等広範囲にわたるものであった。

個々の講演の内容については以下に各講演者から寄せられた報告をプログラム順に掲載するので、これを参考していただきたい。

# 液体窒素冷却パルス強磁場コイル

日大理工 安河内 昂 小笠原 武  
確 井 信 光 秋 浜 良 三

## § 目的

第二種超伝導体、特に $\beta$ -W構造を持つ金属間化合物は非常に高い臨界磁場 $H_{c_2}$ を持つものが多く現在知られている最も高い臨界磁場はNb<sub>3</sub>(Al-Ge)の $H_{c_2}$ (4.2K)≈410KGである。

我々はこれ等の金属間化合物の $H_{c_2}$ (T),  $J_c$ -H特性の研究を行なっている。これ等の測定を行なうには最高発生磁場400~500KG, 磁場立ち上り時間 $\frac{T}{4} \sim 5$ m sec程度, しかも耐久性(数百回繰返し使用可能)の良いパルスコイルを用意しなければならない。

## § 充放電装置

当研究室には最大充電電圧3kV, 容量11000μF 50kJのコンデンサー充電装置(昭和38年設置)を用いて、上記の目的にそったコイルを作製しなければならなかった。しかし50kJのエネルギーでは大きな有効径のコイルを作製するには十分であった。昭和48年に最大充電電圧5kV, 容量12000μF, 150kJの充放電装置が設置され、目的に十分な強磁場を発生することが可能となった。50kJ充放電装置では真空ギャップを用いた単純なL·C放電方式で150kJ充放電装置ではイグナイトロン(MI 3300C)を放電スイッチに使用し抵抗クローバー型放電回路とした。

## § コイル

Table I に作製したコイルの特徴を示す。

	$H_{max}$	$i \cdot D$	$o \cdot D$	$\ell$	N	$T_{\frac{1}{4}}$	使用 バンク	材質、その他
No. 1	(KG) 180	$\phi$ 35	$\phi$ 50	60.5	46	m sec 0.75	kJ 50	Be-Cu (Be: 2.5% Co: 0.5%) ヘリックス
2	245	20	40	72.0	50	0.65	"	"
3	415	15	40	72.0	50	0.60	"	"

No 4	(KG) 530	12 $\phi$	40 $\phi$	72.0	50	msec 0.58	kJ 50	Be-Cu (Be : 2.5% Co : 0.5%) ヘリックス
5	725	10	46	60.0	270	4.1	"	2 $\phi$ 銅線 多重巻
6	300	32	130	82.0	708	17.6	150	"
7	450	16	106	82.0	510	15.2	"	"

Table I

Table IにおいてNo 1～No 4コイルはBe～Cu (Be : 2.5%, Co : 0.5%) を用いたヘリックス型コイルである。このコイルは耐久性が非常に優れており 500 kG 程度での繰返し使用に対しても問題がない。しかしその構造上大きなLが得られず立上り時間  $\frac{T}{4}$  が短い。又No 4コイルに液体ヘリュームデュワーを挿入した場合、試料空間が 4  $\phi$  と狭くなる。

No 5コイルは 2  $\phi$  銅線を多重巻にした立上り時間の長いコイルである。このコイルではRが小さいので液体ヘリュームデュワー中で直接通電し磁場を発生することが可能であり、試料空間を広く取れる。No 5コイルは液体ヘリューム中で 500 kG 程度を 20 数回使用するとコロナ放電が観測されるが液体窒素中で再使用した場合にはコロナ放電は起らず使用可能であった。なお、このコイルは 3.5 kV 充電で 725 kG の最高磁場を発生した。このコイルは液体ヘリューム中で使用する為液体ヘリュームの大量蒸発が避けられない。( 500 kG 程度の磁場発生で約 2 ℥ )。No 1～No 5コイルは 50 kJ バンクを使用しており最高磁場 500 kG 程度では有効径を大きく取ることが出来ない。

No 5コイルの経験を基にして 150 kJ 充放電装置で使用するNo 6, No 7コイルを作製した。このコイルは液体窒素中で使用し、有効径が広いので液体ヘリュームデュワーを挿入して測定することが出来る。試料空間はNo 7コイルでは約 10  $\phi$  である。我々はNo 7コイルにおいて 400 kG 程度の磁場を約 100 回繰返し発生させたがトラブルは生じなかった。No 6, No 7コイルは立上り時間が長く耐久性が良く使いやすいコイルである。ただコイルのRが大きい為、磁場発生に伴う大きな Joule 熱によるコイルの温度上昇があり Fig 1 に見られるように ~ 30 分位の冷却時間が必要である。

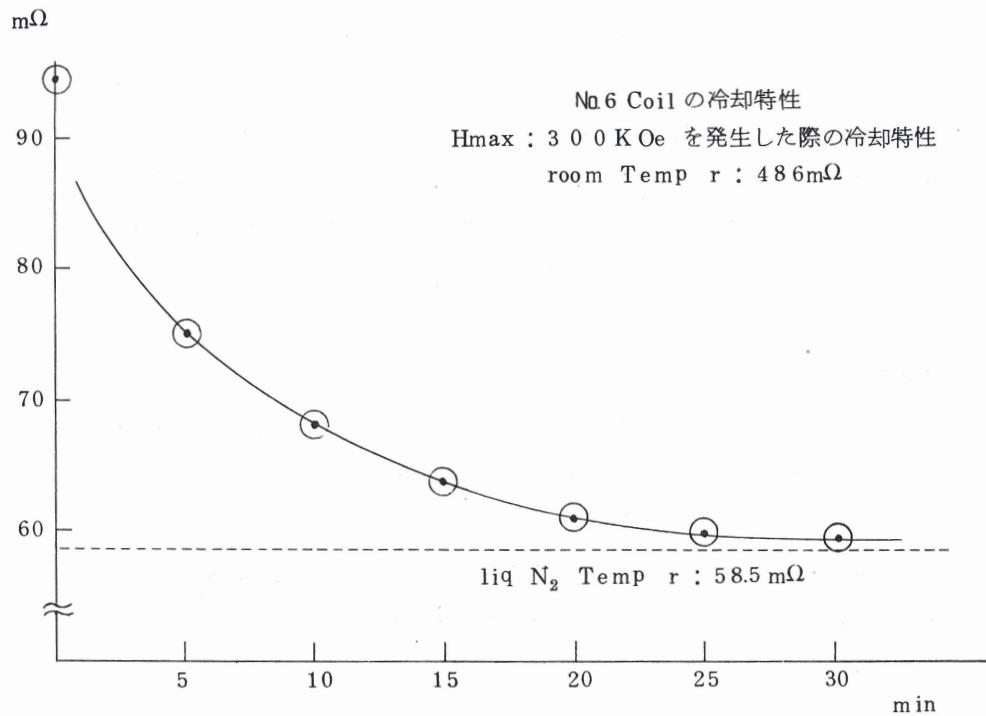


Fig. 1

## メガガウス磁場と ESR (I) 一般的諸問題

阪大理 伊達宗行 本河光博  
関昭雄 黒田新一  
松井健一

主としてサブミリ波の ESR を目的として、メガガウス程度の磁場を作るため、新しい方法を案出、実験した。

最近、レーザーの進歩とともに、これまで困難であったサブミリ波の ESR が可能となつた。われわれは CN レーザー ( $\lambda = 337 \mu\text{m}$ )、H<sub>2</sub>O レーザー ( $\lambda = 119 \mu\text{m}$ ) を光源として常、強、反強磁性を行なうに必要な磁場、0.9 ~ 1.1 MOe をコイルの破壊なしに得るための方法として多重コイルに新しい工夫をし、各層の電流密度を変える事により各層に均等なマックスエル応力が分布するようなコイルをデザインした。この新方式によれば理論的には無限大

の磁場をコイルの破壊なしに生成することが出来る。これは今までの常識とされてきた約 0.7 M Oe がコイル非破壊磁場の限界であるとの考えを打破するものである。具体的な計算等はここでは略する。近い将来、物理学会誌等に書く予定なので、それを参照されたい。

実験はつきのようにして行なった。手持ちの 1.8 kJ のコンデンサーバンクでは内径 2 mm のものしか作り得ない計算となるのでこれを用いた物性測定は困難ではあるが磁場生成の基礎データは求め得る。材料は BC-1 および BC-4 と呼ばれる硬さ、電気抵抗の異なる Be-Cu について所定のデザインでコイルを作った。絶縁物としてはポリイミド・カプトンを用い、あわせてエポキシ含浸のグラスワールを用いた。コイル線の接続にはかなりの注意が必要となるが Be-Cu をいためないような低温度用ギンロウを用いた。これらの取扱いによって作られたコイルはパルス巾 200 μ sec で 0.9 ~ 1.1 MOe の最高磁場を記録しており、大体所期の目的を達している。しかし、コイルのくり返し使用の面ではまだ不充分であること、および現在のコイルは物性測定には小さすぎるという面もあり、現在新たな計画として 50 kJ の電源を製作中である。これを用いると内径 6 mm までのコイルがメガガウス発生用として使用出来ることになり、目下その準備を行なっている。

## メガガウス磁場と ESR (II)

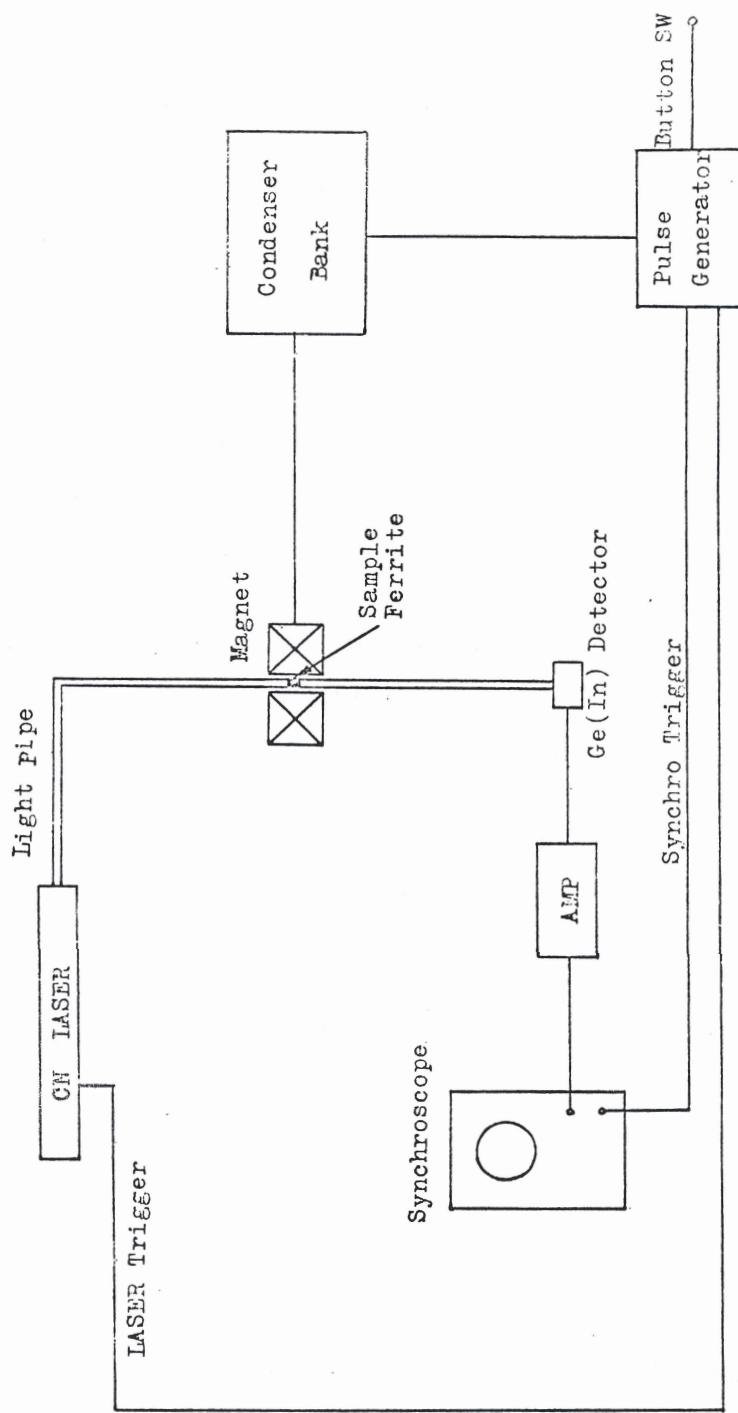
阪大理 本河光博 関昭雄  
黒田新一 松井健一  
伊達宗行

メガガウス磁場をつかって ESR を行なう際生じる諸問題について、我々の行なってきた実験の方法の紹介を通して問題の整理をしてみたいと思う。

### 1. 強磁場との組合せに関する一般的問題

- ① 測定システム パルス磁場とパルス発振レーザーを組合わせて ESR を観測するためには各々の同期をとることが重要な問題となる。全体のシステムは図 1 のブロックダイヤグラムのようになり、レーザー光はライトパイプ (6 φ のキュプロニッケル) で導かれ、サンプルを透過し液体 He 中の detector に入る。サンプルはマグネットの中心に位置するようおかれそこではライトパイプは cut されテフロンチューブで支えられている。レーザーは放電

ESR Block Diagram



0.7 M  
ここで

mm の  
基礎デー  
につ  
させて  
Be -  
イルは  
達して  
ルは物  
ある。  
, 目下

雄一

た実験

めには  
・グラム  
・ンブル  
うおか  
・は放電

開始よりおくれて発振するので同期回路はやや複雑になる。

② レーザー光の energy と resonance field の関係

現在 CN レーザー ( $\lambda = 0.337 \text{ nm}$ ) と H<sub>2</sub>O レーザー ( $\lambda = 0.119 \text{ nm}$ ) を使用しているが常磁性共鳴の共鳴条件は  $h\nu = g\mu_B H$  からきまり、それぞれ 320 K Oe, 900 K Oe となる。

③ 磁場の一様性と巾の関係 ESR の巾を  $\Delta H$ , 磁場の一様性を  $\delta H / \delta \ell$ , サンプルの dimension を L とすると少くとも  $\Delta H \gg (\delta H / \delta \ell) \cdot L$  を満たさなければならない。 $\Delta H$  はサンプルによって異なるが我々の場合  $\Delta H$  が 10 K Oe 以上あり  $\delta H / \delta \ell$  は 2 K Oe / 2 mm で L は約 1 mm であるからこの条件は満足している。

④ 磁場の sweep 速度と detector 系のバンド巾 共鳴吸収の形が transient な電気シグナルとなるのでそれをフーリエ成分に分けることにより必要なバンド巾が計算できる。その結果は  $f_c = 1.41 \cdot h / \Delta H$  但し  $f_c$  は伝送系の cut off 周波数 (Hz),  $h$  は sweep 速度 (Oe/sec)  $\Delta H$  は吸収の巾 (Oe) である。

⑤ 感度の限界 現在の我々の装置で測定されると考えられる感度はスピン数にして  $10^{20}$  である。但し伝送系は広帯域で吸収の巾は  $10^4$  Oe と仮定している。

## 2 レーザーシステム

① パルス発振の利点 製作、維持の経済性、容易さ及び発振出力の強力さがあげられる。後者についてはパルス磁場を使うかぎり response の速い光伝導検出器をつかわなければならずそのためにはレーザーの出力の大きいことは大きな利点となる。

② 出力及び duration time の改善 パルスレーザーの放電回路に大きなインダクタンス (63 mH)を入れ、gas としては CH<sub>4</sub> : NH<sub>3</sub> 及び He の混合ガスを使うことにより 100 mW 以上の出力と 500 μ sec 以上の duration time を得た。磁場の duration time が我々の場合約 200 μ sec であるからそれより長ければ十分である。

## 3 detector について

パルス磁場を使う場合 detector は time response の速い光伝導現象を使ったものでなければならない。

我々の使用したのは Ge : In (~10<sup>17</sup>) In Sb 等である。どちらがいいかはいちがいにいいきれないが我々の場合は In Sb の方が若干いいように思われる。また磁場をかけることにより

一けた程度 S/N が改善される。一方サンプルにパルス磁場をかけるとノイズが発生し S/N は一けた以上悪化する。

用して  
900

#### 4 試料について

色々の磁性化合物の透過率を常温で測定してみた。その中で比較的透過率のいいものについて ESR の測定を行なった。サンプルの厚さは共鳴吸収が最も大きく検出できるようにしなければならないが計算の結果共鳴のおこっていないときに透過率が約 30% になる程度にすればいいことがわかる。我々は CN レーザーでマンガンフェライト, Mn<sub>2</sub>Cl<sub>2</sub> Ni<sub>2</sub>Cl<sub>2</sub> KMnF<sub>3</sub> の ESR を観測した。その巾は 20 KOe 以上もありマイクロ波領域の ESR で常識的に考えられる巾よりはるかに大きいことがわかった。

気シグ  
。その  
ep 速

10<sup>20</sup>

## クネール法による超強磁場の発生

東大物性研 近角聰信 三浦 登  
小黒 勇 木戸義勇

物性研ではクネール法(電磁濃縮法)により、数メガガウスに至る超強磁場を発生し、これを物性研究に応用すべく、現在超強磁場発生技術およびその下での物性測定技術の開発を進めている。クネール法は電磁的な反発力を巧みに利用して、一次コイルに流れる電流によってライナーの運動エネルギーと濃縮すべき磁場の両方を同時に供給する方法である。この方法では大エネルギー容量の時定数の速いコンデンサーバンクが必要であるが、物性研には充電電圧 30 kV, 285 kJ のコンデンサーバンクが設置されている。電流のスイッチングには 2 本直列、3 本並列に接続したイグナイトロンが用いられ、1 MA までの通電が可能である。ライナーの運動はイメージコンバータータイプの高速度カメラによって、ライナーの瞬間写真を 0.1 ~ 1 μsec のシャッタースピードで撮影して観測しているが、これによってライナーの運動の速度やライナーの変形の対称性等を知ることができる。また発生磁場の測定はライナーの中心においてピックアップコイルによって行なっているが、He-Ne レーザー光を用いて測定するガラスのファラデー回転をも併用して行なった。一方クネール効果は電磁的現象と力学的運動とが結びついた複雑な現象であるため、ある与えられた実験条件に対して結果がどのようになるかを予測することが困難

る。後  
ばなら  
ンス  
り 100  
ime が

でなけれ  
にいい  
により

である。そこで計算機によってこの運動をシミュレートし、これを実験結果と対比させつつもっとも適當な実験条件を見出す試みを行なっているが、試みに現在の実験条件を代入して計算してみると実験結果との対応はかなり良い。

現在標準的に使用しているライナーの大きさは直径  $35\text{ mm}^\phi$ 、幅  $19\text{ mm}$ 、厚さ  $0.5\text{ mm}$  のものであるが、 $22\text{ kV}$  までの電圧を加えたところでは十分高い磁場が発生される前にライナーの内径が小さくなりすぎ、 $2\text{ mm}^\phi$  程度の大きさをもつプローブが破壊されてしまうことが分った。そこで此度もう一つ別のコンデンサーバンク ( $3.3\text{ kV}$ ,  $16\text{ kJ}$ ) によってあらかじめ  $10 \sim 30\text{ kG}$  程度のゆるやかな磁場(幅数 ms)をライナー中に入れておき、この磁場を主コンデンサーバンクのエネルギーで濃縮するという方法を試みた。あらかじめ入れておく磁場を一次コイルの作る磁場と同じ方向にしておくと、この効果はライナーの運動をやや速くし、また濃縮すべき磁場を一次コイルの作る磁場のライナー内への浸入のみに頼らずに済むので、早くから濃縮が始まり、ライナーの運動エネルギーから磁場エネルギーへの変換がより容易になる。そしてライナーの内径が再び大きくなり始めるいわゆる turnaround の点が比較的ライナー内径の大きいところで起るので、実用上使い易い磁場を得ることができる。現在までに約  $17\text{ kG}$  の seed field を入れることにより、約  $1.1\text{ MG}$  の磁場を記録している。次に現在のコンデンサーバンクの一つの問題点として、イグナイトロンのインピーダンスがやや大きくすぎるために、コイルとのインピーダンスマッチングがうまく取れない一方、クローバー回路がうまく動かず、全エネルギーの通電ができないという難点があった。そこでクローバー回路用に設けられたイグナイトロンをも主回路に挿入する等の配線替を行なったが、バンクのインダクタンスを  $416\text{ nH}$  から  $300\text{ nH}$  に減少することができた。この結果ライナーのしわのでき方も以前より減少し、またバンクの全エネルギーを通電することも可能になるのでインピーダンスマッチングがよくなれる効果とも相俟ってより安定な強磁場を発生できることが期待される。

爆薬

合成あ

するエ

音の面

われる

測や実

料の回

ルギー

$5\text{ mmHg}$

および実

(1) 容

$30\text{ l}$

(2) 容

大す

くな

(3) 容

物の

称に

近に見

の傾

る。

(4) こ

薬量

$5\text{ kg}$ ,

され

(5) 爆

# 耐爆発圧力容器「ベガ号」内の爆発時の応力測定その他

熊本大学工学部 清 田 堅 吉  
藤 田 昌 大

爆薬の爆発によって生ずる超高压または衝撃エネルギーを金属の加工や形成、さらには物質の合成あるいは相変化に利用しようとする試みは最近の20年間に著しい発展をした。しかし発生するエネルギーの空間的、時間的密度の変化が破壊的に大きいために、構造物の強度、振動、騒音の面の安全と環境保全が困難となり、従来は荒野や山中のトンネル、広い海などで実験が行なわれるのが常であった。このような場合実験者が実験時に実験所近くにいることは許されず、観測や実験制御の面で大巾の制限を受けることが多かった。さらに実験の種類によっては肝心の試料の回収が極めて困難な場合も多い。これらの不便を解消するために、熊本大学工学部衝撃エネルギー実験所に直径4mの内容積を有する肉厚19mm鋼製の球形耐爆発圧力密閉容器（内部圧5mmHgまで真空に出来る。）を実験室内に設置し、その容器内の爆発による、容器の強度および実験室附近の振動、騒音を測定したので、その結果の一部をここに報告する。

- (1) 容器内を5mmHg程度に減圧する事により、爆薬の爆発許容量は1気圧の場合に較べ30倍程度大きくなり、爆発音も容器や基礎の振動も同様に小さくなる。
- (2) 容器内の真空度を低下させると、器壁に達する発生内圧の最大値および圧力の力積が共に増大するばかりでなく、圧力の繰返し継続時間も長くなる。その結果容器に発生する応力も大きくなり、その継続繰返し時間も非常に長くなる。
- (3) 容器壁の発生応力の値が圧力の直接作用によって支配されるのは、附近に接続、補強、質量物のない点においてさえ、初期の4~5周期に限られ、その後は容器各部の振動モードの非対称に関連したうなり現象などを生じて、応力の値が初期に較べて増大するようになる。特に附近に質量物、剛性の大きな箇所がある場合、例えばマンホール取付部附近や脚取付部近傍での傾向は大きくなり、この2つの場所では標準位置に較べて、2.5~3倍程度の応力を発生する。
- (4) この発生応力の大きな位置を対象として本容器内で爆発を実施出来る許容量を求めるため、薬量を増加して実験を行ない、その結果を外挿して、容器内真空度を5mmHgに保つ場合には5Kg、大気圧のままで実験する場合には350grがそれぞれ安全率を加味した許容量と決定された。容器内圧を40~50mmHgに減圧した場合には1.5Kgが許容量とされた。
- (5) 爆発音量の計測結果より、音量から制限される現在設備における爆発許容量は5mmHgの真

空度の場合 3 Kg, 大気圧の場合には 100 gr であった。(ただし以上の場合爆薬の種類は S E P を規準としている。)

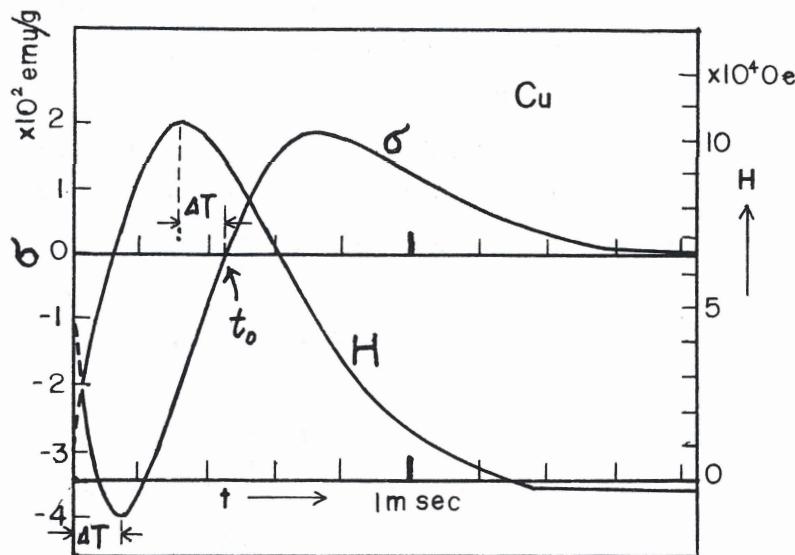
## 瞬間強磁場下での磁化測定とうず電流

東北学院大(工) 井 門 秀 秋  
菊 地 孝 夫

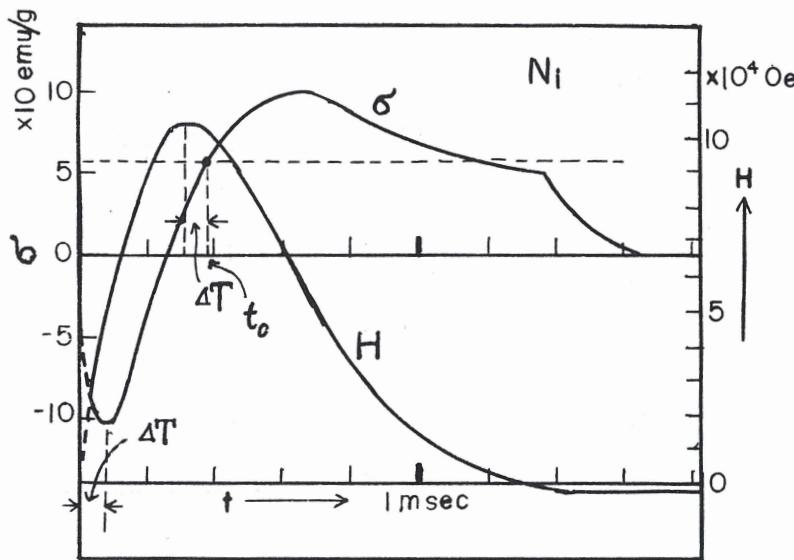
パルス強磁場でプロックの金属的磁性体の磁化曲線を得ようとするとき、4つの問題が生じると思われる。正確な磁化曲線を得るために、以下順次論じる。磁化(場)の検出は探査コイルによった。試料は  $8 \phi \times 10 \text{ mm}$  の Ni と Cu を使用(探査コイルは  $9 \phi \times 10 \text{ mm}$  )。

### (1) うず電流の観測磁化に及ぼす影響

パルス磁場を作用させると、試料に大きなうず電流が発生し、それによる磁束が試料固有の磁束に重なるため、観測される磁化曲線は予想される形に比して大きく歪む。実例を第 1, 2 図に示す。



第 1 図



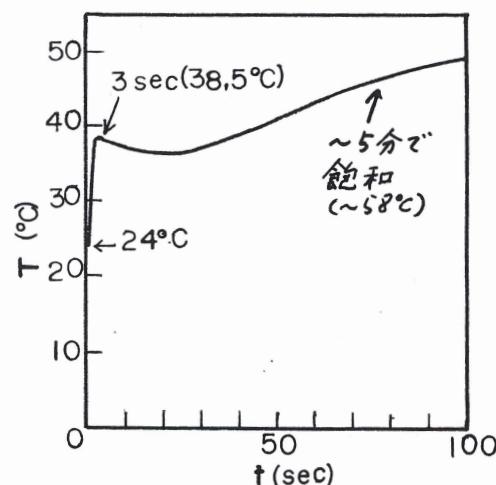
第 2 図

Cu の場合はうず電流のみに、又 Ni の場合は（うず電流十固有の磁化）による磁束が観測されているのが分る。 $\Delta T$  は磁場が金属内に侵入する際の位相のおくれをあらわしている。図の時刻  $t_0$  のときのうず電流はゼロであるので、その時の観測磁化のみが試料固有の磁化である。故に  $n$  ケの  $\sigma$  を測定して磁化曲線を得るには  $n$  回のパルス磁場が必要である。以上の点及び次の(2)に関しては、探査コイルと試料の幾何学的関係が同じなら大きさに無関係に同じことがいえる。

### (2) うず電流によるジュール熱

試料中心に熱電対をうめ、第1図と同じ磁場をかけ温度上昇を測定した結果が第3図である。

パルス終了後約3秒で  $38.5^\circ\text{C}$  まで上昇した。この3秒のおくれは熱電対の熱容量、表皮効果による試料温度の不均一の均一化等が原因であろう。いずれにしても(1)でのべた時刻  $t_0$  では試料温度は、パルス発生



第 3 図

前より上昇しているので、 $t_0$ での試料温度を算出しておく必要がある。磁化曲線は定温で測定するものであるから、(1)でのべた  $n$  回のパルスの時刻  $t_0$  での試料温度を同一にしておく必要がある。

### (3) 表皮効果

磁場は試料内で時間的に遅れると同時に減衰する。外径  $8\phi$ 、内径  $6, 4, 2\phi$  の円筒状 Cu の内側空間の磁場測定例が第4図である。

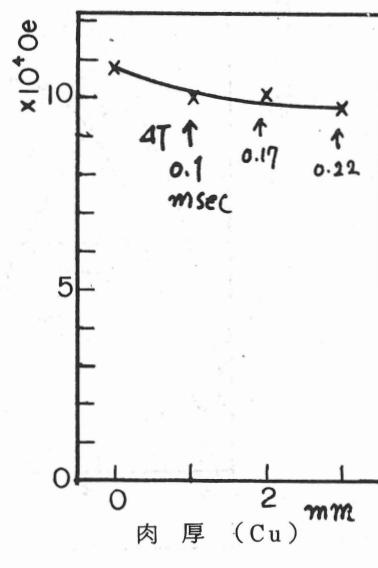
これから作用させた磁場及び観測される磁化はブロッカの体積について平均された値であると考えねばならない。

### (4) 試料に作用するマックスウェル応力

表皮深さが浅ければもちろんだが、深い場合でも

(1)でのべた  $\Delta T$  の間は相当の応力が働く。圧力に敏感な試料では、これを無視できない。

以上述べた事柄は全て古典電磁気学的に相当程度計算可能なものばかりである。しかし周期の短い強力な磁場(電場)の場合には、物質によってはオームの法則にても線型でなくなる場合もあるかも知れない。個々のケースにつき上述の4つを計算と実験の両面から充分検討して磁化曲線を求めるのがよい様に思われる。



第4図

## 平板形爆縮法による磁場濃縮

東北大金研 神垣知夫 三浦成人  
金子武次郎 大橋正義

### 1 研究の目的

爆薬を用いた磁場濃縮では、比較的少ない電磁エネルギーで、メガエルステッドの磁場を発生する利点がある。物性研究にこの磁場を適用するには、試料を含む検出物の非破壊的回収、磁場強度の時間的变化の制御、磁場発生空間あるいは位置の固定などに工夫をはらう必要があると考えられる。

平板形爆縮法においては、上の諸点がどのように解決されるかをしらべ、さらに改良の可能性の有無を明らかにすることを目的として研究を行なった。

## 2 平板法による磁場濃縮

帯状の導体平板を、長い対向部を持つようにして囲んだ空間に、初期磁場を発生しておき、外部から爆薬の爆発圧力で空間を縮めることにより、磁場を濃縮する。空間の一部に補強したポケット部を作つておき、ここに磁場検出コイルや試料を入れる。

導体に厚さ 1.5 mm 程度の銅板あるいは黄銅板、爆薬として 3 号桐ダイナマイト、S E P、H A B W などを 500 g 程度用い、濃縮を行なった。爆薬の長さ約 40 cm、空間のはじめの面積約  $200 \text{ cm}^2$  とした時、起爆後  $150 \mu\text{s}$  程度の後に 10 数倍の濃縮を得た。

濃縮を行なう状態での爆薬の爆轟速度、平板の運動速度などを測定し、空間の面積の変化率を算出した結果は、磁場の測定結果と良い一致を示した。

## 3 問題点

平波を爆発力で運動させ、衝突させる時、条件によって板が圧着したり、あるいは圧着が起らなかつたりする。濃縮の起点では、良好な圧着を行ない、導体環を完成する必要がある。その後の濃縮過程では、磁場信号に対する雑音、磁場強度の損失、ポケット部の破壊や妨害信号の発生などが生じると考えられる。

濃縮の末期には、空間の形や変形速度の効果が著しく、特に精密な制御が必要である。

試料をおさめるポケット部は、爆薬からの直接波の侵入、ジェットやイオンの侵入を防ぐ必要がある。

磁場の時間的变化の制御は、爆薬の爆発状態、量、平板の形などを変えることにより、行なわれる。しかし濃縮末期の制御はかなり困難であろう。

## 円筒型爆縮法による磁場濃縮

東北大金研 中川康昭 庄野安彦  
後藤恒昭 中井淳

直径 6.0 mm, 厚さ 1.5 mm 程度の円筒型ステンレス製ライナーの内部に約 4.5 KOe の初期磁場を作り、外部に約 200 g の高性能爆薬を装填して爆発圧縮し、直径 1.0 mm の空間に 1.1 MOe の超強磁場を発生させている。初期磁場発生用のコンデンサーバンクは 6 kV, 750 μF のものである。

磁場の計測は電磁誘導法によって行ない、たとえば 3 mm  $\phi$ , 5 turns というような小さなピックアップコイルを使用している。さらに、ガラスのファラデー効果を利用して磁場の較正を行なっているが、これには二つの方法を採用している。一つは、直径 5 mm, 長さ 1.0 mm のガラス円柱に He-Ne レーザーの偏光を通し、検光子を透過する光を光電子増倍管で受けてシンクロスコープに描かせる方法である。他の一つは流し撮り写真の画面の濃淡によって透過光の光量を記録する方法であり、電気的なノイズに妨害されないという長所を持っている。しかしこの場合には極めて明るい光源を必要とするので、爆轟衝撃波によるアルゴンガスの発光を利用した「爆薬アルゴンキャンドル」を使用している。これは、強力な白色光源であり、将来分光器と組合せてファラデー効果の波長依存性を測定するときにもそのまま使える予定である。いずれにせよ、1 MOe の磁場中では長さ 1.0 mm のガラスによる偏光面の回転角は 360° を越えるので、光量変化の検出は容易である。

円筒型爆縮法による超強磁場発生の再現性は圧縮中のライナーの形状の軸対称性に依存する。ライナーの運動の様子はピン接触法によって電気的に計測することも可能であるが、高速度写真で観察する方がより直接的である。しかしライナーの運動速度は 1 ~ 3 mm/ $\mu$ s に達するので、0.1  $\mu$ s 程度の高速シャッターが必要である。われわれはニトロベンゼンの電気的カーポリマーを利用したカーセルシャッターを用いて、ライナーの影絵写真をとり、きれいな円形を保ちながら収縮していることを確認した。この方式では一回の実験で一つの時点のライナーの形状を写すに過ぎないが、流し撮り方式をとれば、ライナーの直径の時間変化を始めから終りまで捉えることができる。われわれは 33,000 ~ 90,000 rpm の高周波モーターによる回転鏡型流し撮り写真撮影装置を製作し、ライナーの直径の変化と前述のファラデー効果による濃淡模様を同時に記録している。この装置の光学系は、6.5 m の距離にある物体を  $\frac{2}{3}$  倍の大きさでポーラロイドフィルム上に写すようになっており、流し撮り速度は 3.7 ~ 1.0 mm/ $\mu$ s である。

爆縮超強磁場の下での物性測定はこれから課題であるが、まず磁性体のファラデー効果の磁場依存性の測定から始める予定である。

彦淳

・初期

1.1

0 μF

なビ

を行

ガラ

クロ

量を

場合

「爆

・合

せよ、

光

る。

写真

うで、

きを利

がら収

トに過

ことが

写真撮

記録し

ルム

## パルス強磁界発生と NbN 超電導薄膜の $H_{c_2}$ 測定

東北大・工 後藤 幸弘

### まえがき

これまで反応性スパッタ法によって作られた NbN 超電導薄膜の  $H_{c_2}$ <sup>1)</sup> を測定してきた。その結果、薄膜作成条件や基板温度等により、薄膜の特性は大きく影響され、 $H_{c_2}$  が 300 KG 以上のものも作られることが判明した。ここでは主にパルス強磁界発生法について述べる。

### パルス磁界発生法

パルス磁界は、200 μF, 10 kV のコンデンサーバンクの放電々流を、磁界コイルに流すことにより発生している。磁界コイルは、ペリリウム銅の丸棒より旋盤で切り出したもの（ピッターラ型継目なしヘリックス）であり、ヘリックス 1 卷ごとに切れ目のあるマイラー（厚さ 0.1 mm）円板を挿入して絶縁している。コイルは 2 種類のものが用いられ、はじめ巻数の多い A コイルが、エネルギー変換効率の点で有利と考えられるので用いられたが、機械的強度の点で難点があるので、より強い磁界発生のため巻数の少ない B コイルが用いられた。両コイルの特性を第 1 表に示す。

第 1 表 磁界コイル特性

型	i · d · (mm)	o.d. (mm)	1 卷当りの コイル厚さ (mm)	総巻数	長さ (mm)	振動周期 (μsec)	skindepth (mm)	$H_{max}$ (KOe)
A	13	40	0.8 ~ 1.0	50	50	320	2.26	270
B	13	40	4.5 ~ 4.8	10	50	66	1.02	315

コイル外側からの補強は行なわず直接液体窒素に浸してある。径方向に作用する応用はコイル自体の許容応力で保たれることを期待している。

### コイルに作用する応力とコイル寸法

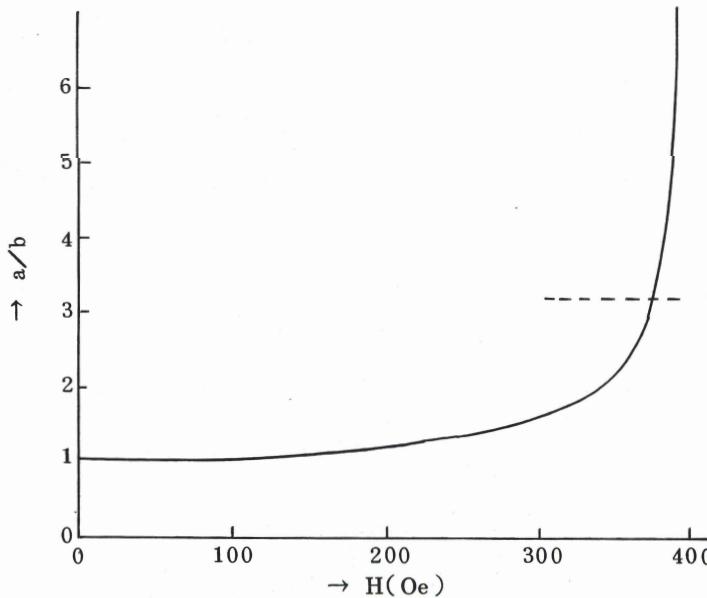
コイルに作用する応力として、最も危険なものは、径方向へコイルを拡げようとするものである。これは、磁気圧力として求めることが出来、ここで用いられたパルス磁界では、ほとんどの電流がコイルの内壁近傍に局在しているので、コイルの内壁へ外向きに圧力  $p \left( \frac{H^2}{8\pi} \right)$  が作用すると考えてよい。簡単のためコイルを内径  $2b$ 、外径  $2a$  なる肉厚円筒で近似、内壁に圧力  $p$  が作用した場合を考える。コイル内  $\gamma$  の点に作用する応力  $\sigma_r$ 、 $\sigma_\theta$  は、<sup>2)</sup>

$$\sigma_r = \frac{pb^2}{a^2 - b^2} \left( 1 - \frac{a^2}{r^2} \right), \quad \sigma_\theta = \frac{pb^2}{a^2 - b^2} \left( 1 + \frac{a^2}{r^2} \right) \quad (1)$$

内圧を受ける円筒の肉の厚さをきめるには、破損の理論を用いる。銅などの延性材料では、最大剪断応力  $\tau_{max}$  で破損が起きるというゲストの説を用いれば、 $\tau_{max}$  は  $\gamma = b$  にあり、この値は、許容引張応力  $\sigma_w$  の  $\frac{1}{2}$  とすれば、

$$a = b \sqrt{\frac{\sigma_w}{\sigma_w - 2p}} \quad (2)$$

(2)式にて、ペリリウム銅の  $\sigma_w$  を  $130 \text{ Kg/mm}^2$  とし、 $p$  に磁気圧力を代入して、 $a/b$  の値を求めた結果は、第1図に示されている。



第1図 発生磁界に対するコイル外径と内径との比

L : 約 400

コイル A は、コンデンサー充電々圧 6.5 kV (H<sub>max</sub> 270 KOe) までは、比較的安定に動作した。しかし放電回数の増加とともに、磁気圧力で中央部分がふくらんでき、軸方向にも変形し、270 KOe 発生数回で破損してしまった。コイルの中央部内壁部分は、押しひろげられ、しづになつて内径もかなり拡大していた。コイル B では、充電々圧 7.6 kV (H<sub>max</sub> 315 KOe) までは安定に動作した。しかしコイル径の拡大はみられた。又、コイル間に挿入したマイラーの破損、ずれ等があり、金属材料強度のみでなく、絶縁物の応力等も検討する必要がある。

(1)

### あとがき

300 KOe 以上のパルス磁界発生は可能となり、NbN 薄膜の H<sub>c2</sub>測定に用いられたが、電源容量からはまだ余力があるのでコイルの補強等を検討し 400 KOe 附近までもって行きたいと考えている。

(2)

- 1) T. Yamashita et al : J. Appl. Phys. 43 4749 (1972)
- 2) 樋口、斎藤著 : 弾性および材料力学 (1965) p. 120 ~ 養賢堂

## パルス磁場による断熱磁化冷却とスピノーダー

阪大・基礎工 松浦基浩  
天谷喜一

強磁場下における興味ある磁気現象としてスピニ系の基底状態が励起状態と交叉する磁場 H<sub>c</sub> 附近での断熱磁化冷却、横型相転移、交叉緩和等がある。今回我々は既に超伝導電磁石によって上記諸現象が比較的詳細に研究されてきた硝酸銅 2.5 水和物をとり上げパルス磁場の適用の可能性と有効性の検討を試みた。

使用した装置の詳細は次の通りである。

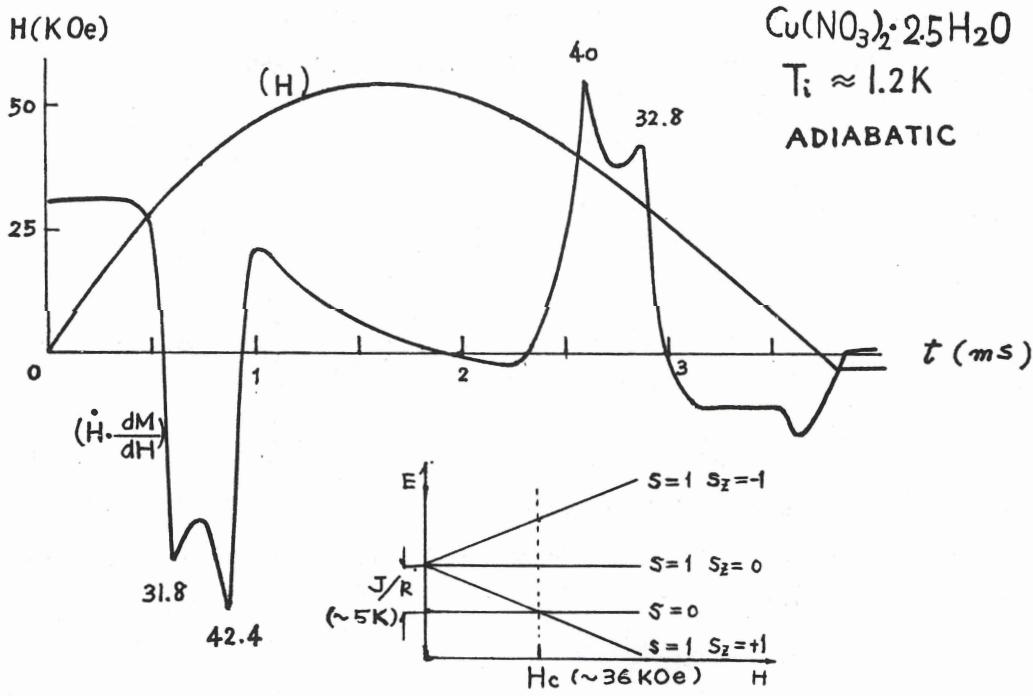
1. コンデンサーバンク (1 kV, 3000 μF, 1.5 kJ 最大)
2. コイル (ペークライトボビン 1.2 mm φ × 5 cm IC 0.66 φ フォルマル被覆銅線 4 層  
L : 約 400 μH)

3. 磁化率検出コイル (10 mm  $\phi$  ガラス断熱セルに 0.1  $\phi$  フォルマル被覆銅線 150 回  $\times 2$  逆位相巻 + 電気的補償)

4. 試料 (4 mm  $\times$  4 mm  $\times$  10 mm 断熱セル中に固定)

これらを全て液体ヘリウム中に浸して使用し、パルス巾約 4 msec, 充電電圧 400 V で約 50 K Oe を得た。

断熱磁化冷却が有効に起る条件は、スピニ系と外系との緩和時間  $\tau_{S-L}$ , 磁場掃引時間  $\tau$ , スピニ系内緩和時間  $\tau_{S-S}$  の間に  $\tau_{S-L} > \tau > \tau_{S-S}$  が成立することである。良く知れているように一般に  $H_c$  附近ではスピニ交叉緩和のためスピニ間熱平衡は急速に達成され得る。硝酸銅では  $10^{-8}$  sec 以下 (1 K) と評価されている。又  $\tau_{S-L}$  は  $10^{-3}$  sec より十分長いことが予測され且つ格子比熱、核比熱ともに 0.1 ~ 1 K の温度域では十分に小さい。従って  $10^{-3}$  sec 程度の現在の掃引速度で上述の条件は満され且つ外部熱溜その他の熱流入の影響も皆無に等しい。図に 1.2 K から出発した断熱磁化過程における磁化率の測定例を示した。



× 2

常磁性域で見られる単ピーカー( $H_c$  で) は消えて鋭い双ピーカーが出現し磁化冷却が有効に行なわれスピンオーダーが著しく発達したことを示している。定常磁場の実験と比較して到達最低温度は約 0.3 K と推定される。この塩の転移点は 0.17 K であり従って上述のオーダーは発達した短距離秩序に由来するものであろう。

スピン温度の測定をどうするか、更に低温度で  $\tau_{S-L}$  や核スピン系との相互作用、転移点に接近した際の  $\tau_{S-S}$  の slowing down の影響などをしらべることが次の問題である。現在装置を改良し 500 K Oe 程度までのパルス磁石を He 中で動作させる計画を推進しており、高い  $H_c$  をもつ系で断熱磁化冷却を行ない、相転移現象や秩序状態の性格をしらべる予定である。とくに緩和現象の研究には長時間整形された強磁場が必要でありその実現を目指している。

約 50

$\tau$ , ス  
へるよ  
鞍銅で  
予測さ  
呈度の  
しい。

 $H_2O$ 

東大物性研 田沼 静一 稲田 ルミ子  
佐藤 直記 寿栄松 宏仁

### (1) Bi の強磁場中の縦磁気抵抗の量子振動における異常効果

Bi は電子の有効質量がきわめて軽く、またフェルミエネルギーが小さいので強磁場条件は容易に達せられる。Bi にとっての強磁場領域で、縦磁気抵抗のショブニコフ・ドハース振動振幅が、4.2 ~ 1.3 K の測定範囲で、温度が低下するほど小さくなることが見出された。このような事実は、これまでのすべてのランダウ量子化に伴う振動現象において見出され、また理解されていることと逆である。(Fig. 1 に例示)

これは一種の magneto-phonon 効果として説明される。すなわち振動振幅の温度依存は明かに電子のフォノン散乱にもとづいているが、横磁気抵抗と縦磁気抵抗とのちがいは、前者では同じランダウ量子数のレベル内の遷移(フォノンによる)が抵抗に寄与するのに対し、後者では異なるレベル間の遷移のみが抵抗に効く。後者のような inter-level 遷移をおこすに足る波数をもったフォノンは低温になる程励起されなくなるのが現象の起源である。通常の金属でこの効果を見るには 10~0 万 Oe 以上の磁場を必要とするであろう。

(ms)

(2) 半金属のエキシトニック相転移のアルフェン波による研究

電子と正孔が補償している金属の強磁場量子極限近くで、逆向きのスピンをもつランダウ準位が同時にある磁場でフェルミ準位に一致する附近（たとえば Bi の 3 回軸方向に約 85 KOe の磁場）で、この電子と正孔にはクーロン引力が効果的にはたらいて励起子を形成し、exciton phase に入る。その分だけ荷電担体は減少する。間瀬らは Bi の超音波吸収の線型からこれを発見した。われわれはアルフェン波（その速さはいわゆる mass density  $\sum_i n_i m_i$  の平方根に比例）の伝播の干渉を測定し、電子（正孔）密度のエキシトニック相への転移による変異を知ろうと試みている。Fig. 2 は肯定的な初期実験の結果を示す。全体のカーブは強磁場におけるフェルミ準位の量子変動による電子（正孔）密度の変動を示しているが、85 KOe 以上で密度が温度とともに減少していることを示唆している。

この実験は物性研強磁場実験室付属の 100 KOe 超伝導マグネットと 3He 冷凍器を組合せた装置で行なわれていることを付記する。

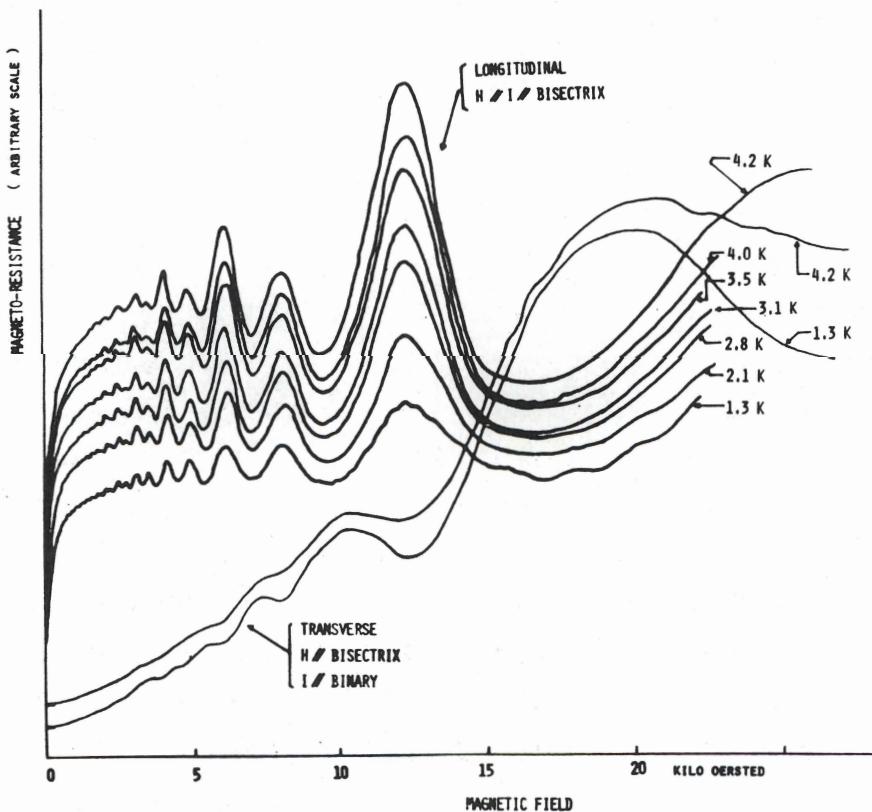


Fig. 1

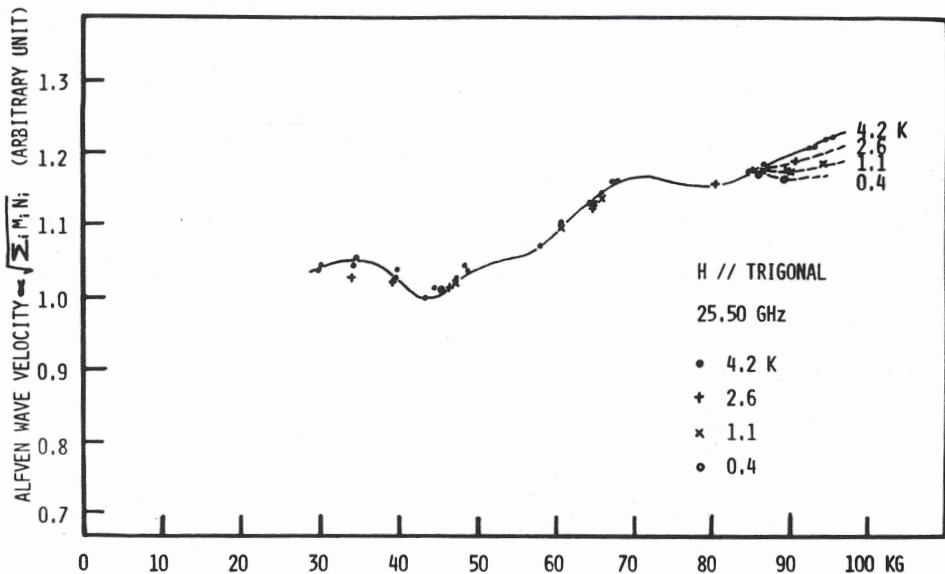


Fig. 2

## メガガウス領域における半導体物性

東北大金研 仁科 雄一郎

メガガウス程度の磁場があれば半導体物性について全く新しい知見が得られるであろうという期待は、いつもわれわれの脳裡にこびりついて離れ難い。ではいかなる問題の選択をすればよいかという思考実験を行なってみた。

まずメガガウスが発生出来る環境は決して通常の物性測定に用いられるような定常的な状態ではないことを実験者は考慮せねばならぬ。当然のことながら電気抵抗、比熱などの輸送現象の測定はまず不可能とあきらめて、あらゆる波長領域の電磁波と物質との相互作用を通じてのみ物性上の情報が得られるものと考えねばならぬ。もう一つの難関はこの高磁束密度によって貯えられるエネルギーに物質がその化学組成および状態相を保ち得るかどうかという点にある。磁束密度1 MG Gによって空気中のエネルギー密度は約 4000 J/cm<sup>3</sup> にもなる。しかしこの問題は各物

質個々の性質によって答えがいろいろ異なるので、かりに何とか片付けられたものとして話を順めたい。

このような外部エネルギーの流入によってもっとも調べるのに好都合な問題は、半導体—半金属—金属の相転移の問題である。例えば Brandt ら (JETP Letters 9 (1969)) は Bi-Sb alloy の binary 軸方向に 600 K Oe 程度までの磁場を加え、半金属—半導体の相転移を磁気抵抗効果の磁場依存性により観測している。Sb の密度により、1) L点における伝導体の Landau-Spin 準位が充满帯のそれと著しくエネルギー的に近接し、磁場の増大とともに再び離れていくばあい (Sb : 8.6 ~ 1.6 mol %), 2) L点の伝導帯の準位と T 点の充满帯のそれのエネルギー的な重なりがなくなるばあい (Sb : 8.5 mol % 以下), の二つが考えられるとのことである。もしこの解釈が正しいとすれば、励起子相の観測によって問題となっている Bi についてこのような臨界状態を作り出すためには約 1.5 MG 程度の磁場が必要となる。この状態ではもっとも低い(高い)準位の電子(正孔)による励起子相の作られることが予想され、その振動現象も少く、マイクロ波の実験は興味ある結果をもたらすのではないだろうか。

半導体の光学特性は励起子の存在によって著しい影響を受ける。外部磁場中における励起子は Bose 粒子として近似出来るのか、それとも二つの Fermi 粒子の弱い結合状態なのかという問題は半導体物性の基本的理解にかかわり合いがある。既に外部磁場なしで励起子分子の Bose 凝縮を発光スペクトルの測定から見出したという報告もあるが、この状態を出来るだけ長く保つ条件の一つに電子—正孔間のクーロン束縛エネルギーが大きくなければならぬという項目がある。これは電子—正孔の換算質量が大きいことに対応する。従って外部磁場によって励起子の統計的性質に影響を及ぼすためにはそのサイクロトロンエネルギーが上記の束縛エネルギーより充分大きくならねばならない。ここにメガガウス磁場の必要性が出て来ることとなる。そこで現実には、この超強磁場中にいかにして低温を維持するかという技術的難関を突破せねばならない。この研究会で討論されている種々の超強磁場発生技術のうち、いずれがこの要望に答えてくれるであろうか？

## 強磁場中の高密度電子励起状態

東北大・金研 後藤武生

光や電子線によって結晶を強く励起すると、半導体、イオン結晶では、一般に高密度の励起子が発生する。その結果、期待される顕著な効果としては励起子がボゾンであることを反映して、低温でボーズ凝縮を起すこと、励起子間相互作用のために励起子状態を作らなくなり、金属状態に移行する、いわゆる Mott 転移が起こること等が考えられている。

ここでは以上の二つの効果が磁場中でどのような変動を起すかという問題について記述する。

第 1 の現象については塩化銅 ( Cu Cl ) における励起子のボーズ凝縮の問題を取り上げ、ボーズ凝縮が磁場中で解かれてくる様子を観測したので以下に報告する。

励起子の場合には単に励起子系の温度を下げるだけでなく、それ自身が不安定であるために、強力な光で励起することによって高密度の状態を保持しなくてはならない。従ってここでは出力 1 0 0 kW の窒素レーザーからの 337.1 nm の強力なパルス紫外光を低温に保った結晶に照射して、高密度の励起子を作った。そうすると励起子吸収帯の低エネルギー側に鋭い吸収線が現われる。吸収係数は  $10^4 \text{ cm}^{-1}$  のオーダーで可成り大きく、半値巾は 0.02 nm 以下で非常に小さく束縛励起子の 0 フォノン線の巾や  $kT$  に較べても小さい。

一方花村氏の理論によると、ボーズ凝縮した励起子状態が実現すればそれによる鋭い吸収線が現われることが予測されている。従って高密度励起によって現われたこの鋭い吸収線はボーズ凝縮した励起子に基因したものである可能性が考えられる。吸収線のエネルギー位置は三重項励起子から励起子分子ができる時のエネルギーに等しいので、この吸収線は三重項励起子のボーズ凝縮した状態に関与していると予想した。

そこで結晶に磁場をかけ、三重項状態と一重項状態との混合を行なって光との相互作用を誘起させ、その結果  $K = 0$  近くでの三重項励起子の寿命を短かくし励起子の密度を減少させることによってボーズ凝縮を破ることを試みた。実際には 25 KG 近くの磁場で鋭い吸収線が消失することが分った。この実験から励起子のボーズ凝縮が磁場によって制御されることが分りその結果ボーズ凝縮の過度現象を捕えることができた。

第二に Mott 転移を磁場により制御する可能性について考察する。

強力な光励起によって Mott 転移を起し、金属状態にしておいて、磁場をかけてやると伝導帶の底は  $\frac{1}{2} \hbar W_c$  ( $W_c$  はサイクロトロン円振動数) だけ上がり、励起子準位も少し上昇するが、励

起子の結合エネルギーは増加する傾向にあると期待される。そのために磁場を上げてゆくと Mott 転移の臨界点に達し、励起子が安定に存在するようになり、伝導電子の濃度が急激に減少することが期待される。

Fenton and Hearing の理論<sup>1)</sup>に基づいて必要な磁場の大きさを概算すると、例えば GaAs の場合は 100 KG, CdS の場合には 2 MG 以上の強磁場で Mott 転移の観測が可能である。

- 1) E.W. Fenton and R.R. Hearing : Phys. Rev. 159 (1967) 593.
- ~~~~~。~~~~~

本研究会は物性研以外の地で開かれた初の短期研究会であったが、我国ではもっとも進んでいる道川における超強磁場の実験を直接目と耳で確かめつつ具体的な討論ができ、またこれによって研究会自身の雰囲気も盛上って白熱した議論ができたことには大きな意義があったと考えられる。最後に当地で研究会を開くにあたってはるばる秋田まで出向いていた大いに旅費支給の労をとられた物性研事務室の益子、斎藤両氏また現地でいろいろ御世話をいたいた東北大金研の藤田嬢に厚く感謝の意を表したい。

と  
に減少

GaAs  
である。

## ダイヤモンドとマントル物質 —キムバレー岩国際会議に参加して—

秋本俊一

1973年9月16日から10月8日まで第1回国際キムバレー岩会議が南アフリカ連邦で開かれた。この会議の期間中に国際地球内部ダイナミックス計画の地球内部の物性に関する作業委員会も開かれる予定になっているため、筆者は委員会の一員として、これらの会議に出席する機会をもった。勿論南アフリカへの旅は初めてである。

んでい  
によっ  
えられ  
の労を  
の藤田

"物性研だより"の読者には、キムバレー岩 (*kimberlite*)なる technical term は恐らくはじめて耳にされる方が多いと思われる所以、はじめに少々その講釈をして、物性研で超高圧実験をしている筆者とキムバレー岩がどんなかかわりあいをもっているかを理解していただきたいと思う。キムバレー岩は南アフリカの Kimberley 地方に典型的に産する一種の火山岩で、その中にダイヤモンドを含んでいることから、ダイヤモンドの母岩と考えられている岩石である。ダイヤモンドの产出が稀なるように、キムバレー岩そのものも世界で限られた地域にしか产出しない。南アフリカ、北アメリカ、シベリヤ等が代表的産地である。日本には残念ながらその存在は確認されていない。キムバレー岩は、風化してない新鮮な岩体では、黒みがかった青緑色の重い岩石であるが、風化が進んだところでは黄褐色に変色している。火山地域によく見られる火山碎屑岩のように、キムバレー岩はその中に無数の異種岩片を含んでいる。南アフリカのキムバレー岩には、先カムブリア紀の花崗岩、片麻岩、頁岩から、白亜紀の輝緑岩まで、岩体や地域により、含まれる異種岩片の年代や種類は各種各様である。これらの異種岩片は、キムバレー岩のマグマが貫入する際にとりこまれたものであるが、あるものは地下深部で捕獲され、あるものはマグマの爆発的な貫入の際に既存の地殻の岩石がとりこまれたものである。キムバレー岩中にダイヤモンドが *guenche* されていることから、このマグマは地下深部、少くともダイヤモンドが熱力学的に安定に存在できる深さ (たぶん地下 150~200 km 程度) から猛烈なスピード (音速との説がある) で爆発的に噴出したものと推定されている。

地球深部に興味をもつ地球科学者にとって見逃がすことができないのは、この異種岩片の中にマントル起源と思われる岩石が存在することである。例えば、カンラン石、斜方輝石、单斜輝石から成るレルゾライトとか、主として輝石とザクロ石から構成されているエクロガイトの岩塊がそれに相当する。これらの岩塊は専門研究者にとってはダイヤモンド以上に貴重品であり、キ

ムバレー岩は、自然がわれわれのためにわざわざ開いてくれた“地球深部の窓”にたとえることができる。今度のキムバレー岩会議では、ケープタウンでの研究集会の前後に1週間づつキムバレー岩やマントル岩石採集のための巡検旅行が企画され、採集岩石の自国への持ち帰りが認められたため、世界中の研究者の関心を集めることになった。巡検旅行は前半が Pretoria と Kimberley 周辺、後半は南アフリカ連邦内の非白人国である Lesotho 王国がその対象となった。筆者は前半の岩石採集旅行とケープタウンでの集会に参加したので、以下にはその印象を記すことにする。

日本から南アフリカに行くには、BOAC の開発したインド洋空路をとるのが便利である。東京—香港—コロンボ—セイシェルズ島—ヨハネスブルグと飛ぶのが直航便であるが、セイシェルズ島からはケニヤのナイロビに行く便もある。筆者は往路はナイロビ経由で、帰路はヨハネスブルグから直航便をとった。セイシェルズ島というのはマダガスカル島東北のインド洋上の小島である。東京からヨハネスブルグまでの所要時間は約20時間である。9月16日の午後ヨハネスブルグの空港についたが、まず寒さにふるえあがった。南半球だから9月が早春であることは予期していたが、緯度から考えて、日本といえば沖縄ぐらいだからと多寡をくくっていたのである。ヨハネスブルグが1800mもの高地にある都市であることを完全に忘れていたため、明け方零度以下になるのには驚かされた。アフリカの地図をよく見ると海岸線を除いては大部分茶色に塗られている。つまり大陸の内部はどこも1000m~2000m級の高地なのである。アフリカというと何となく灼熱の大陸を連想しがちであるが、真夏に赤道直下のナイロビに避暑でかけてもおかしくないのである。

9月17日から9月22日まで連日、キムバレー岩やマントル岩石をもとめて、現在採掘中のダイヤモンド鉱山や、すでにダイヤモンドの採掘をあきらめた廃鉱をたずねた。朝8時頃ホテルをバスで出発し、夕方6時すぎに帰ってくる毎日であった。筆者は物性研にうつって12年になるが、その間こんなにきびしい野外作業はしたことはない。

キムバレー岩は教科書にあるとおり pipe と呼ばれる円筒状ないし人參状で産することが多いが断面は必ずしも円形ではない。キムバレー岩の岩筒が発見されると、最初は露天掘りで掘りすすみ、ある程度深くなると鉱筒に平行に豊坑を掘り、そこから何本かの水平坑道を掘って採掘をつづけるようである。今回は、近代的な採鉱法をとり入れて稼動中のダイヤモンド鉱山に3ヶ所入坑することができた。Pretoria 近郊の Premier mine と Kimberley 周辺の2鉱山である。リフトで降りたもっとも深い水平坑道は地表から測って700mにも達している。Premier mine は南アフリカ最大のダイヤモンド鉱山で、1905年に世界最大のダイヤモ

こと  
ムバ  
めら  
と  
象と  
印象  
。東  
エル  
スプ  
島で  
ネス  
は予  
ある。  
方零  
に塗  
とい  
ても  
中の  
テル  
にな  
が多  
掘り  
採掘  
3ヶ  
の2  
る。  
モン

ド「カリナン」(3025カラット, 1カラット=0.2グラム)が発見された鉱山として有名である。この原石からカットされた530カラットの大石は、今も "Star of Africa" として英國の王権の象徴である王杖を飾っている。

ダイヤモンドの母岩であるキムバレー岩を掘っている鉱山に入れば、天然ダイヤモンドの産出状態も見られるのではないかと期待していたが、ついに鉱内でダイヤモンドにお目にかかることができなかった。世界のトップレベルの地質学者・岩石学者が百数十人集って誰もダイヤモンドを見たという話を聞かなかつたら、矢張りダイヤモンドは極めて産出稀な鉱物なのである。

Premier Mine では年間約900万トンの鉱石を処理して、200万カラットのダイヤモンドを生産しているといわれるが、これは鉱石100トンあたり22カラット(約4.4グラム)に相当し、鉱山の中で見つからないのも当然である。これ程産出稀なるダイヤモンドも集まると莫大な量になるようで、Kimberley の市内観光で見学に行った De Beers Diamond

Sorting Office では、数十人の若い女性が、それぞれ白いケント紙の上にダイヤモンドの大きな山をつくって、拡大鏡の眼鏡をかけて、色、傷の有無、透明度、形、大きさ等による分類作業をおこなっているのには、溜息が出る程驚かされた。勿論、作業室は二重、三重に鍵のかかる室であった。こうして分類されるダイヤモンドも大部分は工業用の品位のものであり、宝石用のものは20%程度といわれる。ダイヤモンドの高価な理由はよくわかったが、高温高圧合成で工業用のものなら大量生産できる今日、何故、人間はこんなにまで苦労して、小さな光る石を掘ったり分類したりしなければならないのかわからなくなつた。たぶん、この答は、ケープタウンでの集会の冒頭に南アフリカの科学技術庁長官がおこなった演説の中の一節 "as long as woman is woman, diamond is forever" に要約されるのだろう。

Kimberley の市中には、The Big Hole という昔の Kimberley Mine の廃鉱が、文字通り直径数百米の大穴を開いていまでは中に水をためている。1871年から1914年までダイヤモンドを掘ったあとである。筆者には人間の欲の深さを思い知らされたような気がした。

さて、ダイヤモンドの話はこの位にして、地球科学に関心をもつ者として、マントル由来岩石の産状について少しばかり以下に述べよう。外国人の論文からキムバレー岩にはマントル岩石がさくざくと含まれているように思いこんでいたが、これも実物を見たら大変な見当違いであることを思い知らされた。ダイヤモンド程ではないにしてもマントルのレルゾライトやエクロガイトは産出稀なるものである。平素、合成試料に馴れていた筆者にとって、天然物の貴重さを反省するよい機会であった。鉱山の中でこれらのマントル岩石の立派な岩魂を採集するのは相当に困難で、むしろ、鉱外のズリ山をあさって採集する方が容易である。鉱山の好意で比重の大きな岩石

だけ濃縮された大鍋が持ち出された時には、著名な岩石学者や鉱物学者が我れ勝ちに大鍋をとりかこみ、その様子は鶏が餌をつつく様子にそっくりで、学問のためとはいえ少々滑稽であった。筆者がこれらの巡検旅行に参加した主要な目的も、由緒正しいマントル岩石の採集にあったので、久しぶりにハムマーをふるったり、鍋をあさったりして、たちまち配給の木箱をいっぱいにしてしまった。キムバレー岩とともにこれらの岩石標本は船便で近く物性研にとどくと思う。御興味のおありの方は筆者の研究室におたちより下さい。キムバレー岩からは 1000 万分の 1 位の確率でダイヤモンドが出てくるかも知れません。

以上の巡検旅行を通じて、南アフリカの自然にふれる機会も多かったが、大陸の内部は市街地を一步外に出ると、雨が少いため、春とはいえ、川筋を除いて緑は殆んど見られず、とげの多い灌木がまばらに生えている、所謂、サバンナ地帯が地平線までつづいているところばかりであった。それでも時々鹿の群を見かけたり、木のしげみの中から大きなふくろうが飛び立って驚かされたり、日本では考えられない程自然のままの大陸であった。

9月23日からケープタウンに移ったが、ケープタウンは海があるせいか、乾燥した大陸の内部に1週間いたあとでは、湿った海風が心地よかった。ケープタウンは Table Mountain と呼ばれる文字通り頂きが平らな 1000 m 程度の山のふもとに市街地がひらけているが、かねて南極観測に参加した人達から聞かされていた通り風光明媚なヨーロッパ風な大都會であった。

ケープタウンのキムバレー岩会議はケープタウン大学の L. H. Ahrens 教授（著名な Geochemist であるが、物性物理学者には Ahrens のイオン半径で知られていると思う）が Conference Chairman で、キムバレー岩の地質、鉱物、地球化学、実験岩石学等の論文が総計約 90 篇発表された。内容はあまりに地球科学であるのでここでは省略することにする。筆者には、キムバレー岩中のレルゾライトやエクロガイトの構成鉱物の化学組成を、高温高圧下の実験岩石学と結びつけて、これらの岩石の生成した温度や圧力（地球では深さ）を相当正確にきめた Carnegie 研究所の Boyd 等の仕事が印象深かった。

会議の会間には、ケープタウン駐在日本領事の御好意で希望峯（Cape of good Hope）まで半日のドライブを楽しむこともできた。度々海外出張をしても在外公館のお世話になったのは今回がはじめてである。希望峯の岩石はたぶん古生代と思われる砂岩であった。御承知の方も多いと思うが、希望峯から見える限りの海は大西洋で、印度洋は見ることはできない。アフリカ大陸の最南端は Cape Agulhas というケープタウンから東南東に 200 km 近くはなれたところである。

南アフリカに旅行して、人種差別についてふれないわけにはいかないが、白人と非白人はかね

て聞いていた通り徹底した差別ぶりである。電車は車輌が別だし、バスは2階と1階に区別があり、公衆便所はいうに及ばず、郵便局も白人と非白人は入口が別々（勿論カウンターも別々）である。名誉白人の称号が与えられている日本人は短期滞在であるかぎり不愉快な思をすることはないが、長期滞在になったら矢張り住みにくい国であることは間違いかろう。パーティーなどで非白人の給士人とたまたま口をきくと、大変な勢で差別についての不平不満を訴えるのには驚かされた。彼等も日本人だと安心して口を開けるのであろう。日本は現在南アフリカから大量の原材料を輸入しているので、国連で孤立している南アフリカにとっては大変なお客さんであろう。国際情勢を反映してか、会議の主催者の外国人出席者に対する気遣いは大変なもので、L. H. Ahrens 教授はアフリカの非白人国からの出席者を含めて各国の出席者をもてなすのに大変な努力であった。

南アフリカには人種差別の他にも色々と複雑な問題がある。オランダ系と英國系の移民の歴史は今でも各方面に影響をあたえている。公用語として英語他にアフリカーンスというオランダ語の方言が通用しているのもその一つである。オランダ語を知らない筆者には、アフリカーンスは何となくドイツ語に似ているぐらいしかわからないが、公文書は勿論、空港や駅の案内も、道路標識も、何から何まで2ヶ国語で書いてある。飛行機の機内放送も必ず2ヶ国語でくりかえすし、放送も両方の言葉でやっている。アフリカーンスでは、Cape Town は Kaapstad になるし、Thank you は Danki になる。また、南アフリカの政府は Pretoria にあるが、国会はケープタウンで開かれるそ�である。南アフリカは広大で豊かな天然資源をかかえた国であるが、また多くの矛盾をかかえた国であることも確かである。

をとり  
った。  
とので,  
てして  
御興味  
立の確

市街地  
の多い  
であっ

驚かさ

壁の内  
ein  
かね  
った。

思う )  
等の論

にする。  
高圧下  
正確に

(ope )  
ったの  
の方も  
アフリカ  
たとこ

はかね

## 物性研談話会

日 時 9月3日(月)午後2時～3時30分

場 所 物性研旧棟1階講義室(Q102号室)

講 師 Professor H. Fritzsche

James Franck Institute

題 目 Localized States and Mobility

Edges in Amorphous Semiconductors

Experimental Evidence for the existence of sharp mobility edges and for the presence of localized states in the gap of amorphous semiconductors will be reviewed. Experiments to be discussed include optical absorption, electrical conduction, electron tunneling, field effect, photo voltage, paramagnetic resonance and magnetic susceptibility.

日 時 9月17日(月)午後4時～5時30分

場 所 物性研A棟2階輪講室

講 師 Professor A. Fawcett

University of Toronto

題 目 Polarization domains in antiferromagnetic chromium

Fawcett 教授は現在カナダのトロント大学物理学教室で物性関係の主任をしておられるそうです。同教授は以前ベル研究所におられたとき、各種の金属について、磁気抵抗の異方性の測定を行ないその結果からフェルミ面の形状についてトポロジカルな知識を引き出すというきれいな研究を発表しておられます。その他種々の研究をされているようですが、超音波吸収などを用いてクロムのドメインに関係した研究も行なっておられます。今回はその方面的最近の研究をレビューされるはずです。

日 時 昭和48年10月1日(月) PM 4:00 ~

場 所 A棟2階輪講室

講 師 矢 島 達 夫

題 目 非線形光学効果による赤外コヒーレント光の発生

電磁場の任意の波長で強力なコヒーレント光源を得ることは量子エレクトロニクスの一つの大  
きな目標であるが、まだ未開拓の領域がいろいろある。赤外遠赤外領域では、これを通常のレー  
ザーだけで達成するにはかなり困難があり、非線形光学効果による各種の方法（差周波光混合、  
パラメトリック効果、誘導ラマン効果など）が前から試みられている。最近この分野の研究が急  
速に発展しており、赤外遠赤外の全領域にわたってコヒーレント光源が使えることが現実になり  
つつある。

こゝでは、この問題について当研究室で行ってきた一連の研究と、最近の外国における研究と  
を中心にして現状を解説する。

日 時 昭和48年10月15日(月) PM 4:00 ~

場 所 物性研究所A棟2階輪講室

講 師 吉 森 昭 夫

題 目 近藤効果で何がわからないか？

近藤効果について、この問題は理解されたというには程遠いというような表現をみるとある。しかしながら近藤効果について何もわかつていないかというと、少なくとも絶対零度で何が起っているかについての描像はえられている。一方有限温度での理論が出来上がってないことも事実である。

最近にいたるまでの主な理論、関連して導入された概念などについて、実験事実の要約にもふれながら概観とコメントを試み、有限温度の理論にどのようなことが期待されるかについて述べたい。

## 物性研用箋1号のデザイナーは誰？

岡山大学温泉研究所 松井義人

物性研共同利用のメリットの一つに、物性研用箋を頂だいできるという、いささかさもしいたのしみがある。1号は表作りに、2号は論文の下書きに大変使いやすい、これはみなさまよくご存じのこと。

話はあって、超高圧下でのけい酸塩の相転移を理解するのに、酸素のパッキングの概念がきわめて有効である。超高圧下ではパッキングは面心立方か六方最密かに事実上限定されてしまい、話は全く簡単になる。そこで少しよくばると、*fcc* および *hcp* パッキングのすきまとして存在する6配位と4配位の陽イオン用のサイトに、適当にイオンをばらまいてやることによって、化合物を「デザイン」することができます。このように紙上で作られた「化合物」がどの程度の安定性を持つかをもっともらしい計算によって予測することも原理的に可能である。

理解から予言までの過程全体にわたって、ぜひ必要な道具（？）は三角形のかごの形のネットである。ところが、市販の三角方眼（形容矛盾）紙は少しだげさて、かつ眼にわざらわしい。あるとき筆者はたまたま手許にあった物性研用箋1号に三角形をスケッチしようとした。たて3行、よこ2欄分で何となく正三角形ができ、かつその重心まで明示することができる。実にきれいな図形にみえたので測ってみたところ、印刷誤差（？）の範囲内でまさしく正三角形になっている。つまり、たてのケイとよこのケイの間隔の比が  $\sqrt{3}$  にきわめて近いのである。これが偶然であろうか？

とにかく、この秘密を見やぶってから、筆者は三角形のネットに不自由しなくなった。おかげさまで、化合物の紙上合成はやりたい放題で、あとはもっともらしい計算なるものを実行するだけである。それにしても、この秘密を1号箋の中に封じこめたデザイナーはどなたなのだろうか。このデザインの著作権はどなたがお持ちなのだろうか。正確な海賊版を（この用箋の印刷元に注文して！）たくさんこしらえても叱られないものなのだろうか。教えていただきたいものである。

## 物性物ニュース

人

いたの  
くご存

がきわ  
まい,

て存在  
て, 化

の安定

ネット

い。  
たて3

にきれ

なって  
が偶然

おかげ  
するだ  
ろうか。  
元に注  
である。

### 昭和49年度前期共同利用について

このことについて、下記により公募いたしますので、貴機関の各研究者にこの旨周知下さるようお願いいたします。

記

#### 1. 公募事項

A. 外来研究員（4月～9月実施分）

B. 短期研究会（" " " )

C. 共同研究（1年間）

2. 申込資格：国、公、私立大学、国、公立研究所等の研究機関の研究者及びこれに準ずる者。

3. 申込方法：申請書1通提出（様式は別添のとおりですが、必要部数を下記申込先までご請求下さい）

4. 申込期間：昭和49年1月31日(木)必着のこと。

5. 申込先：東京都港区六本木7丁目22番1号

東京大学物性研究所 共同利用掛

電話(402)6231 内線503

6. 審査：研究課題の採否、所要経費の査定等は共同利用施設専門委員会において行ない、教授会で決定いたします。

7. 採否の決定：昭和49年3月下旬

## 外 来 研 究 員 に つ い て

本所では共同利用研究所の使命として、外部研究者の研究遂行の便宜のため下記の各種研究員制度が設けられています。これら研究員の公募は、原則として半年ごとに行なっております。

なお、外来研究員制度は個々の申請を検討の上実行されておりますが、特別な事情のある場合を除いて、予め共同利用施設専門委員会の了承を得る立て前をとっておりますので、下記ご参照の上期日までに応募されるようお願いいたします。

記

### 1. 客員研究員

- (1) 所外研究者がやや長期にわたって、本所の施設を利用して研究を行なう便宜を提供することを目的としています。
- (2) 資格としては、教授、助教授級の研究歴に相当する研究者を対象とします。
- (3) 申請については、本所所員の申請にもとづいて、研究計画等を検討のうえ決定します。
- (4) 研究期間は最低1ヶ月とし、6ヶ月を限度としていますが、延長が必要なときは、その都度申請して更新することが出来ます。
- (5) 研究期間中は常時本所に滞在することを原則とします。
- (6) 居室の提供について所は出来るだけ努力します。

### 2. 嘱託研究員

- (1) 所外研究者に本所の研究計画ならびに共同研究計画の遂行上必要な研究を嘱託することを目的としています。
- (2) 嘱託研究員の委嘱は、本所所員の申請にもとづいて、研究計画等を検討のうえ決定します。
- (3) 研究期間は6ヶ月を限度とし、延長が必要なときはその都度申請して更新することが出来ます。

### 3. 留学研究員

- (1) 大学、官庁、その他の研究機関に在職する若い研究者に、長期にわたる留学の便宜を提供することを目的とした制度です。
- (2) 資格としては、大学院ないし助手程度の研究歴に相当する層を対象としています。
- (3) 研究期間は1年を原則とし、研究は所員の指導のもとで行ないます。
- (4) 従来からも数ヶ月間滞在される留学研究員が若干名おられますか、46年度から次の要領

で長期滞在留学研究員を募集しています。すなわち、東京（近郊の大学を含めます）以外の大学に所属する方で、長期留学研究員に応募される方は、旅費、滞在費が規定に従って支給されます。〔所属される大学の場所によって異なりますが、平均（6ヶ月滞在）18万円程度になります〕その場合、6ヶ月を原則とし、1ヶ月間に延長することが出来ます。この枠の研究員として年間5～6名を予定しております。

4. 施設利用

(1) 所外研究者が研究の必要上、本所の施設を短期間利用しない場合、その便宜を提供できるようにしております。

(2) 受け入れについては、申請された研究計画等を検討のうえ決定いたします。

5. 上記留学研究員、施設利用は本所指定の申請書（別紙様式、必要な方は直接物性研までご請求下さい）を提出して下さい。

なお、申請されるにあたって、お問い合わせがあればご相談いたしますので、共同利用掛へご照会ください。

6. 各種研究員の受け入れ可否は、共同利用施設専門委員会において、申請された研究歴、研究計画ならびに所内諸条件を審査検討し、教授会で決定します。

7. 旅費、滞在費ならびに研究に要する経費は、個々の申請にもとづいて、共同利用施設専門委員会で査定のうえ、共同利用研究施設運営費から支出します。

8. 予算の支出、諸施設の利用、設備の管理等については、関係する所員の指示に従って下さい。

## 共同利用施設専門委員会委員

宮 原 将 平	( 北 大 · 理 )	朴 貴 男	( 早 大 · 理 工 )
大 塚 泰一郎	( 東北大 · " )	田 卷 繁	( 新潟大 · 理 )
石 川 義 和	( " · " )	勝 木 湤	( 信州大 · " )
渡 部 三 雄	( " · " )	小 林 晨 作	( 京 大 · " )
玉 井 康 勝	( " · 非水研 )	金 森 順次郎	( 阪 大 · " )
高 野 庸	( 群馬大 · 養 )	白 鳥 紀 一	( " · " )
佐々木 亘	( 東 大 · 理 )	吹 田 德 雄	( " · 基工 )
高 良 和 武	( " · 工 )	寺 西 士一郎	( " · " )
山 辺 武 郎	( " · 生産研 )	久 保 武 治	( 奈良教 育 大 )
尾 中 龍 猛	( 東教大 · 光研 )	森 肇	( 九 大 · 理 )
川 路 紳 治	( 学習院大 · 理 )	その他物性研所員	

# 外来研究員申請書 No.

昭和 年 月 日

東京大学物性研究所長 殿

所属・職名

ふりがな

(申請者) 氏 名

印

等級号俸

等級号俸発令年月日( 年 月 日)

下記研究計画により外来研究員として貴所で研究いたしたいので申し込みます

研究題目

研究目的

研究の実施計画(使用装置方法等詳細に)

希望部門及び研究室名

部 門

研究室

研究予定期間

		昭和 年 月 日 ~ 昭和 年 月 日						
物性研究所出勤予定日	都外の場合							
	月	日 ~	月	日(泊日)	月	日 ~	月	日(泊日)
	月	日 ~	月	日(泊日)	月	日 ~	月	日(泊日)
	月	日 ~	月	日(泊日)	月	日 ~	月	日(泊日)
	月	日 ~	月	日(泊日)	月	日 ~	月	日(泊日)
都内の場合								
月	日 ~	月	日	1週	日	曜日		
月	日 ~	月	日	1週	日	曜日		
月	日 ~	月	日	1週	日	曜日		
所内へ宿泊を希望される場合はその日数を記入して下さい								
月	日 ~	月	日(泊)	月	日 ~	月	日(泊)	
月	日 ~	月	日(泊)	月	日 ~	月	日(泊)	
月	日 ~	月	日(泊)	月	日 ~	月	日(泊)	
月	日 ~	月	日(泊)	月	日 ~	月	日(泊)	
この出張の際物性研以外から鉄道費・日当・宿泊料が支給されますか								
される <input type="checkbox"/>				されない <input type="checkbox"/>				
略歴								
上記職員を派遣いたしたいのでよろしくお願いします								
申請者の所属長								
<input type="checkbox"/>								

昭和  
斬新  
ご存  
1. 捷  
(1)  
(2)  
A.  
B.  
C.  
D.  
E.  
○  
○  
F.  
G.

2. 提  
てい  
3. 研  
4. 所  
5. 提

## 短期研究会について

昭和49年度前期(4月～9月)に実施する研究会を公募いたします。

斬新な企画のご提案を期待しております。

ご希望の方は下記によりお申し込み下さい。

### 記

#### 1. 提出書類

(1) 短期研究会申請書(様式は適宜)

(2) 記載事項

A. 研究会の名称

B. 提案理由

C. 開催希望期日

D. 参加予定者数

E. 参加依頼者(旅費支給者)

○ 所属、職名、氏名は必ず明記願います。

○ 参加依頼者未定の場合には旅費概算総額をお知らせください。

F. その他希望事項(予稿集、報告集の発行、公開、非公開の別等)

G. 提案者(所属、職名、氏名を明記し、代表者には○を付すこと)

2. 提案代表者は共同利用施設専門委員会において、開催主旨及び所要経費について十分説明していただきます。

3. 研究会の採否は共同利用施設専門委員会で審議され、教授会で決定します。

4. 所要経費は共同利用施設専門委員会で査定のうえ、共同利用研究施設運営費から支出します。

5. 提案代表者は研究会を終了したとき、報告書を出来るだけ早く提出していただきます。

## 共同研究について

例年通り、昭和49年度実施の共同研究を公募いたします。共同研究は所内、所外を問わず研究グループをつくって物性研究所を利用して研究を行なうものであります。ご希望の方は、ご関係方面においてご協議のうえ、下記の要領に従ってお申し込み下さい。

なお、所外の研究者が通常の外来研究員として来所されて行なう研究もかなりのものが共同研究であると考えられますが、今般公募するものとしてはそれらと違った（具体的にもう少し規模の大きい5～6名あるいはそれ以上の研究者よりなるグループ研究を考えています。）特徴のある研究計画を期待します。

研究計画は大小いろいろあってよいものと考えられますが、共同研究のために要する経費は共同利用研究予算の中でまかなわれますので、この枠を越えるものは実行が困難である点をお含み下さい。

### 記

1. 申し込みは本所指定の申請書（別紙様式）を提出して下さい。
2. 提案代表者は研究内容及び諸経費について共同利用施設専門委員会で十分説明していただきます。
3. 研究課題の採否は共同利用施設専門委員会で審議検討し、教授会で決定します。
4. 研究に要する経費は共同利用施設専門委員会で査定のうえ、共同利用研究施設運営費から支出します。
5. 予算の支出は所員が代行してお世話いたしますが、諸施設の利用、設備の管理等については責任者の指示に従って下さい。
6. 提案代表者は年度の終りに報告書を提出し、共同利用施設専門委員会においてもその研究について報告していただきます。

参考として48年度までに行なった共同研究のうち、その一部は下記のとおりです。

	研究課題	予算・校費	旅費
昭和44年度			
waz研	◦ X一線による光電子分光	23万円	
ご関	◦ 偏極中性子による常磁性局在モーメント	23万円	15万円
	◦ 稀薄合金Au-V等の物性	26万円	
昭和45年度			
共同研	◦ 稀薄合金の物性	20万円	
し規模	◦ 液体ヘリウム中のフォノン間相互作用	57万円	
數のあ			
費は共			
む含み			
をだき			
から支			
へては			
研究に			
昭和46年度			
	◦ ヒドロゲナーゼの活性と物性	30万円	15万円
	◦ 中性子非弾性散乱による磁性体の励起		
	状態	15万円	2万円
	◦ 液体ヘリウム中のフォノン間相互作用	70万円	(45年度より継続)
昭和47年度			
	◦ 物性専用SOR-Ringの建設	35万円	
	◦ 精密カロリメトリーによる相転移	40万円	
	◦ 滑動多重アンビル方式による超高压の		
	発生	40万円	14万円
	◦ ヒドロゲナーゼの活性と物性	20万円	12万円 (46年度より継続)
昭和48年度			
	◦ 物性研究専用SOR-Ringの建設	36万円	(47年度より継続)
	◦ ヒドロゲナーゼの活性と物性	8.5万円	(46年度より継続)
	◦ 超伝導体における同位元素の体積効果		
	に関する研究	23万円	10万円
	◦ 完全結晶による中性子の動力学的回折		
	現象の研究	38万円	33万円

共同研究申込書 16

昭和 年 月 日

東京大学物性研究所長 殿

所 属

(代表者)職 名

氏 名

印

下記のとおり共同研究を申し込みます。

研究題目

経費

研究期間

自 昭和 年 月 日

至 昭和 年 月 日

研究計画(目的、研究内容等詳細に)

備考

本所で利用する主要施設

経 費

品 名	規 格	員 数	金 額
-----	-----	-----	-----

備 考



外 来 研 究 員 一 覧  
(昭和48年度後期)

## 客員研究員

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
都立大 (理) 教 授	山 口 重 雄	48. 10. 1 49. 3. 31	軟X線領域における金属及び合金の 分光学的研究	佐 川

## 嘱託研究員

群馬大 (工) 助 教 授	高 橋 晃	48. 10. 1 49. 3. 31	核磁気共鳴パルス法による水の磁気 緩和	柿 内
九 大 (理) 助 教 授	都 築 俊 夫	48. 12. 2 49. 2. 3	非線形波の統計力学的取扱い	中 嶋
理 研 研 究 員	林 久 治	48. 10. 1 49. 3. 31	光検波ESR法による励起状態の研 究	長 倉 森 垣
阪 大 (工) 助 教 授	平 木 昭 夫	48. 10. 22 49. 2. 23	Si-Au 混合系のアモルファス状 態の研究	森 垣
東 教 大 (理) 助 手	長 島 弘 幸	48. 10. 1 49. 3. 31	不純物半導体の金属-非金属転移	"
城 西 大 (薬) 教 授	川 面 博 司	" "	S化合物の水素に対する触媒活性	井 口
東 邦 大 (理) 講 師	梶 原 峻	" "	高純度芳香族有機結晶の螢光測定	"

所 属	氏 名	研究期間	研 究 領 域	関係所員
相模工大 助 教 授	佐々田 友 平	48. 10. 1 49. 3. 31	超放射の理論	菅 野
東邦大 (理) 講 師	大 西 黙	" "	コバルト錯体の絶体配置に関する研 究	斎 藤
明治学院大 非常勤講師	大 橋 ゆか子	" "	反射スペクトルによる結晶の電子状 態の研究	長 倉
横浜国大 (工) 教 授	樋 口 治 郎	" "	有機化合物の励起状態の電子構造	木 下
お茶大 (理) 助 教 授	伊 藤 厚 子	" "	高磁場下におけるメスパウア効果	大 野
東 大 (理) 助 教 授	中 井 浩 二	" "	インピーム物性	"
理 研 研 究 員	上 坪 宏 道	" "	"	"
京 大 (理) 教 授	松 原 武 生	" "	遷移金属(純粋及び合金)の電子状 態	豊 沢
東北大 (理) 教 授	小 島 忠 宣	" "	Dynamical Jahn Teller 効 果に対する二次の相互作用の影響	"
九大 (理) 助 教 授	福 田 建 二	" "	PMDR法を用いた有機三重項励起 分子の研究	木 下
広島大 (理) 教 授	藤 原 浩	" "	固体電子論	山 下

所

東  
(理  
教)東  
(理  
助 教)立  
(理  
教)東  
(農  
教)東  
(工  
助 教)東 教  
(理  
教)阪  
(理  
講)

留

富 山  
(工  
助)東北大  
(大  
学)  
D.C.京大  
(大  
学)  
D.C.

員	所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
野	東 大 (理) 教 授	佐佐木 行 美	48. 10. 1 49. 3. 31	Rh 及び Co の 5, 6 員キレート錯体の絶対構造	齊 藤
藤	東 大 (理) 助 教 授	平 川 浩 正	" "	量子化磁束による磁性の研究	阿 部
倉	立 大 (理) 教 授	石 森 達二郎	" "	Mn の放射化分析	本 田
下	東 大 (農) 教 授	今 堀 和 友	" "	レーザー光の生物化学(光合成)への応用	矢 島
野	東 大 (工) 助 教 授	阪 本 甲子郎	" "	合金の磁性	近 角
	東 教 大 (理) 教 授	鐸 木 啓 三	" "	結晶の相転移と格子振動の研究	星 埼
	阪 大 (理) 講 師	白 鳥 紀 一	" "	立方 Laves 相希士類-3d 遷移金属化合物の磁性	近 角

## 留 字 研 究 員

富 山 大 (工) 助 手	上 羽 弘	48. 10. 1 49. 3. 31	励起子間相互作用の理論的研究	豊 沢
東北大(理) 大学院 D.C.2	奈 須 奎一郎	48. 10. 1 48. 12. 22	Dynamical Jahn Teller 効果に対する二次の相互作用の影響	"
京大(理) 大学院 D.C.2	奈 良 重 俊	48. 10. 1 49. 3. 31	遷移金属(純粋及び合金)の電子状態	"

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
九大(理) 大学院 D.C.2	新 森 一 実	48. 10. 1 49. 3. 31	PMDR法を用いた有機三重項励起分子の研究	木 下
広島大(理) 大学院 D.C.1	久 保 康 則	" "	固体電子論	山 下
東大(理) 大学院 D.C.2	黒 田 玲 子	" "	5, 6員環キレート錯体の絶対構造	齊 藤
東大(理) 大学院 D.C.1	小 林 功	" "	量子化磁束による磁性の研究	阿 部
立大(理) 大学院 D.C.	西 泉 邦 彦	" "	Mn の放射化分析	本 田
東大(理) 大学院 D.C.3	田 代 英 夫	" "	レーザー光の生物化学(光合成)への応用	矢 島
東大(工) 大学院 D.C.1	八 田 真一郎	" "	合金の磁性	近 角

## 施 設 利 用

東北大 (理) 教 授	平 原 栄 治	48. 10. 1 49. 2. 28	MnP の de Haas van Alphen 効果の測定	田 沼
東北大 (理) 助 教 授	小 松 原 武 美	" "	"	"
東北大(理) 大学院 D.C.2	大 林 雅 義	" "	"	"

所員	所属	氏名	研究期間	研究題目	関係所員
下	学習院大 (理) 教 授	川路紳治	48. 10. 1 49. 3. 31	強磁場・極低温度下の二次元電子ガスの量子輸送	田沼
下	学習院大 (理) 助 手	川口洋一	" "	"	"
藤	東工大 (理) 助 手	弘津俊輔	48. 11. 5 48. 12. 18	Cs Pb Cl <sub>3</sub> 及びその関連物質の構造的相転移における異常比熱の測定	生嶋
部	東教大 (光研) 助 教 授	新井敏弘	48. 10. 1 49. 3. 31	Hg <sub>x</sub> Z <sub>1-x</sub> Cr <sub>2</sub> Se <sub>4</sub> の磁気的性質の測定	近角
田	芝浦工大 助 教 授	堀富栄	" "	β-Mn 合金の磁性	"
島	金沢工大 講 師	三島昭臣	48. 10. 15 49. 3. 24	金属・絶縁体転移及び磁気転移の理論的研究	守谷
角	新潟大 (理) 助 教 授	加賀裕之	48. 10. 15 49. 1. 25	遷移金属における光スペクトルのフェルミ端異常	豊沢
沼	名城大 (理工) 講 師	山ノ井基臣	48. 10. 29 49. 2. 26	吸収線近傍の周波数における黒体輻射のスペクトル強度及び負温度物質中における光のダイナミックス	"
	無機材研 研究員	月岡正至	48. 10. 1 49. 3. 31	還元された Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub> の ESR に関する研究	森垣
	電総研 研究員	菅原冬彦	" "	遠赤外検出器の研究	中村
	学習院大(理) 大学院 D.C.3	森岡正名	" "	鉛の質量分析によるマントル物質の年代測定	本田

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
東 大 (理) 助 手	今 村 峰 雄	48. 10. 1 49. 3. 31	微量 <sup>129</sup> I の検出及び <sup>53</sup> Mn の放射化分析	R I ( 本 田 )
長 崎 大 (養) 助 教 授	岩 永 浩	48. 11. 21 49. 2. 13	ZnO ribbon 結晶中にみられる転移の研究	中 田
九 大 (理) 助 教 授	青 木 亮 三	48. 11. 26 48. 11. 27	層状化合物の微小電導度測定	井 口
九 大 (理) 大学院 M.C.2	中 村 俊三郎	" "	"	"
九 大 (理) 大学院 M.C.1	小 野 義 仁	" "	"	"
富 山 大 (薬) 助 教 授	北 川 泰 司	48. 10. 22 48. 10. 28	芳香族分子の会合体の発光	"
女子栄養大 講 師	中 山 博 明	48. 10. 1 49. 3. 31	重金属分子内錯塩の電子状態と物性	"
女子栄養大 助 手	西 島 千 穂	" "	"	"
阪 大 (理) 助 手	會 田 元	48. 12. 1 49. 3. 20	柔粘性結晶及び液晶における分子運動と相転移の研究	柿 内
阪 大 (理) 大学院 D.C.1	江 口 太 郎	48. 12. 1 48. 12. 10	"	"
阪 大 (理) 助 手	會 田 元	49. 1. 4 49. 1. 13	強誘電体における分子運動と相転移の研究	"

所員	所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
I 田 )	阪大(理) 大学院 D.C.3	山本泰生	49. 1. 4 49. 1. 13	強誘電体における分子運動と相転移 の研究	柿 内
田	埼玉大 (理工) 技 官	石渡光正	48. 10. 1 49. 3. 31	2核スピンにおける過渡的2重共鳴	"
口	関学大 (理) 教 授	河盛阿佐子	48. 10. 26 49. 2. 25	Ca-Cu(CH <sub>3</sub> COO) <sub>2</sub> ·6H <sub>2</sub> O の 断熱消磁温度でのNMR	阿 部
	関学大(理) 大学院 M.C.1	横田健市	48. 10. 29 49. 3. 2	"	"
	理 研 研 究 員	小林孝嘉	48. 10. 1 49. 3. 31	くり返しパルス窒素ガスレーザーを 用いた分子の励起状態の研究	長 倉
	東大(理) 大学院 D.C.2	徳江郁雄	48. 10. 1 49. 3. 31	電子衝撃による分子の発光スペクト ル	木 下
	東北大 (金研) 助 教 授	鈴木謙爾	49. 2. 3 49. 3. 16	SSDによる液体のX線回折	細 谷
	東北大 (金研) 助 手	三沢正勝	" "	"	"
内	東北大 (金研) 助 手	伊藤文武	48. 10. 1 48. 11. 1	ガリウムのコンプトン散乱に関する 研究	"
	広島大 (養) 助 手	武田隆義	48. 12. 17 48. 12. 22	Cr单結晶のコンプトン散乱の異方 性	"
	広島大(理) 大学院 D.C.2	大原莊司	48. 10. 15 49. 2. 16	"	"

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
東京商船大 教 授	十 川 先 先 一	48. 10. 1 49. 3. 31	連続X線を使用した Brøgg反射 強度の測定	細 谷
東京商船大 教 授	安 中 正 一	49. 2. 1 49. 3. 31	半導体検出器を用いたX線非弾性散 乱の研究	"
東 北 大 (理) 助 手	寺 崎 治	48. 10. 15 48. 12. 8	臨界電圧に対するaccidental reflection の影響	電頭 (細谷)
東 大 (生研) 助 教 授	石 田 洋 一	48. 10. 1 49. 3. 31	Zn-Al 超塑性合金変形の動的透 過電顕観察	" ( " )
東 大 (生研) 技 官	佐 々 結 一	" "	超高压電子顕微鏡による照射欠陥の 研究	" ( " )
東 大 (生研) 研 究 生	劉 勝 利	" "	超高压電顕による金属結晶粒界面一 致構造の解析	" ( " )
東 大 (工) 大学院 D.C.3	森 藤 文 雄	" "	Al-Mg 合金の塑性に関する研究	" ( " )
東 工 大 (工材研) 助 教 授	丸 茂 文 幸	48. 11. 5 49. 3. 31	無機結晶中の電荷密度の決定	齊 藤
金 材 研 研 究 員	倉 橋 正 保	48. 10. 1 49. 3. 31	遷移金属-チアゾリルアゾナフト一 ル錯体の結晶構造解析	"
女子栄養大 助 手	立屋數 哲	48. 10. 1 49. 3. 31	タリウム錯体の結晶構造に関する研 究	"
京都教育大 助 手	橋 本 哲	48. 12. 18 49. 3. 22	リチウムハライドの結晶精製と光物 性の研究	神 前

所員	所属	氏名	研究期間	研究題目	関係所員
谷	阪市大 (工) 教 授	大倉 熙	48. 11. 26 49. 2. 2	Fa 中心の緩和励起状態の光吸収過程	神 前
"	阪市大(工) 大学院 M.C.1	辰巳 裕一	" "	"	"
頭 (谷)	阪大 (工) 助 手	服部 武志	48. 11. 5 49. 3. 30	タリウムハライドと銀ハライドの不純物振動	"
" )	広島大 (工) 助 手	藤井 淳浩	48. 10. 8 49. 3. 16	ハロゲン化タリウム混晶の光磁気効果	小 林
" )	広島大(理) 大学院 D.C.1	多幾山 憲	49. 2. 12 49. 3. 16	"	"
" )	東理大 (理) 助 手	小池 茂年	48. 10. 1 49. 3. 31	遷移金属中の水素に関する研究	鈴木(平)
" )	横浜国大 (工) 助 手	山口 益弘	" "	アルミニウムとペリリウムのフォノン・ドラッグ移動度効果の研究	竹 内
藤	新潟大 (理) 助 手	樺田 昭次	49. 1. 21 49. 1. 30	カルコゲンガラスの弾性	"
"	名大 (理) 助 手	山本 勝弘	48. 10. 26 48. 11. 10	高温高圧下で安定な含水鉱物の研究	秋 本
"	東大 (理) 助 手	水谷 仁	48. 10. 1 49. 3. 31	超高压下における造岩鉱物の弾性波速度	"
前	東大(理) 大学院 D.C.1	伊藤 久男	" "	"	"

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
電 総 研 研 究 員	佐 藤 威 彦	48. 10. 1 48. 12. 31	強磁性半導体の磁性及び電気伝導に 関する研究	秋 本
気 象 大 講 師	佐 藤 良 子	48. 10. 1 49. 3. 31	高温高圧における物性	"
京 大 (理) 助 教 授	遠 藤 裕 久	48. 11. 2 49. 2. 23	高圧下における液体セシウムの電子 的転移	箕 村
京 大 (理) 研 修 員	大 島 隆 三	48. 10. 16 49. 2. 20	超高圧力下でのCs の電気抵抗・熱 起電力の測定	"
京 大 (理) 学 振 奨 励 研究員	田 村 剛三郎	48. 10. 29 49. 2. 2	非晶質半導体の圧力誘起非金属・金 属転移に関する研究	"
京 大 (理) 大 学 院 D.C.3	福 島 淳 一	" "	非晶質インジウムアンチモンの非金 属・金属転移とその機構の研究	"
京 大 (理) 大 学 院 D.C.3	辻 和 彦	48. 12. 4 49. 2. 22	圧力下における液体アルカリ金属の X線回折	"
都 立 大 (理) 助 手	彦 坂 正 道	48. 10. 1 49. 3. 31	高分子の(超)高圧下の構造と物性	"
無 機 材 研 技 官	岡 井 敏	" "	非晶質半導体の転移における構造解 折	"
埼 玉 大 (教) 助 手	津 田 俊 信	" "	クロマイトのNMR	大 野
北 大 (理) 助 教 授	宮 台 朝 直	48. 10. 1 48. 12. 31	ペイライトイニッシュ型NiS <sub>2</sub> の磁気構造の 決定	平 川

所員	所属	氏名	研究期間	研究題目	関係所員
本	北大(理) 大学院 D.C.2	永田英夫	48.10.1 48.12.31	パイライト型NiS <sub>2</sub> の磁気構造の 決定	平川
村	北大(理) 大学院 M.C.2	滝沢孝一	" "	"	"
阪大 (理) 教 授	国富信彦		" "	CrのCharge Density Wave	"
阪大 (理) 助 手	角田頼彦		" "	"	"
阪大 (養) 助 手	森昌弘		" "	"	"
九大 (工) 助 手	山田勲		48.10.12 48.10.23	K <sub>2</sub> CuF <sub>4</sub> の磁性	"
東北大 (理) 教 授	石川義和		49.1.14 49.2.16	Pdホイスラー合金の磁気モーメン トの空間分布の決定	伊藤
野	東北大 (理) 助 手	田島圭介	" "	"	"
川	東北大 (理) 助 手	神木正史	" "	"	"
	東北大(理) 大学院 D.C.2	野田泰久	" "	"	"
	阪大 (養) 助 手	植山宏	48.10.1 48.11.3	非線形ランジュバン方程式の方法と 液体ヘリウムの臨界現象への応用	中嶋

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
岡山大 (工) 助 手	石井 忠男	48. 10. 29 49. 2. 28	The Theory of Charged Phonos	中嶋
群馬大 (工) 助 手	石村 礼和	48. 10. 11 49. 3. 9	固体ヘリウム	"
東北大(理) 大学院 D.C.1	浦田 信夫	48. 10. 1 49. 2. 7	極低温での液体 He <sup>3</sup> のダイナミックな性質	"
芝浦工大 助 手	長谷川 正之	48. 10. 1 49. 3. 31	不規則系の電子的性質	"
慶大 (工) 助 手	寺田 道子	" "	Clb型化合物MCoSn, Mn <sub>i</sub> Sn (M=Zr, Nb or Hf) の磁気的性質	試作 (本田)
東大 (生研) 助 教 授	井野 博満	48. 10. 1 48. 12. 31	合金のレビューション	" ( " )
東北大 (理) 助 教 授	石井 武比古	48. 10. 1 48. 11. 16	SORによる固体の光電子スペクトルの研究	佐川
東北大 (理) 助 手	永倉 一郎	48. 10. 1 48. 11. 30	"	"
東北大(理) 大学院 D.C.2	河野 省三	48. 10. 1 48. 11. 30	"	"
東北大(理) 大学院 D.C.2	鈴木 章二	48. 10. 1 49. 11. 16	"	"
東北大 (理) 助 教 授	田中 通義	48. 11. 26 49. 1. 12	チタン酸バリウムの非調和格子振動 の研究	細谷

## 昭和48年度 後期短期研究会

研究会名		開催期日	提案者	
1	ヘリウムの物性—光散乱を中心にして—	48年10月 26日～27日 (2日間)	○名大(理) 阪大(理) 東大(物性) "( " )	碓井恒丸 伊達宗行 中嶋貞雄 生嶋明
2	遷移金属化合物とくに酸化物の電子構造と物性	48年11月 26日～28日 (3日間)	○東大(理) 京大(理) 早大(理工) 東大(物性)	飯田修一 可知祐次 近桂一郎 守谷亨
3	超低温	48年11月 26日～27日 (2日間)	東北大(理) ○東大(物性) "( " )	大塚泰一郎 菅原忠 大野和郎
4	転位の動力学	49年1月 24～25日 (2日間)	東大(理) ○東大(理) 東北大(金研) 東大(物性)	鈴木秀次 大川章哉 二宮敏行 角野浩二 竹内伸
5	中性子散乱	49年2月 下旬 (2日間)	原研 東北大(理) 阪大(理) 東大(物性) ○"( " )	浜口由和 石川義和 国富信彦 星埜禎男 平川金四郎

注) ○印は提案代表者

## 人 事 異 動

界面物性部門	助 手	石 井 菊次郎	48. 9. 1	採 用
格子欠陥部門	助 手	栗 田 進	48. 9. 16	昇 任, 横 浜 国 大, 工, 助 教 授 に
磁 気 第 2 部 門	教 授	伴 野 雄 三	48. 9. 30	退 職, 上 智 大, 理 工, 教 授
"	助 手	永 田 一 清	48. 10. 1	昇 任, 東 工 大, 理, 助 教 授 に

## Technical Report ISSP 新刊リスト

### Ser. A

- No.603 Hiroto Kuroda and Shigeo Shionoya: Dynamical Processes of High Density Single Excitons and Excitonic Molecules in CdSe.
- No.604 Hiroyoshi Suematsu, Naga-aki Koshino and Sei-ichi Tanuma: Microwave Resonance of Magnetic Surface State in Antimony.
- No.605 Ryoichi Akaba and Takayasu Yanase: Crystal Habits and Etch Patterns in Rare-Earth Orthoferrites Grown by Flux Method.
- No.606 Tadashi Sugawara, Motoki Takano and Shigeru Takayanagi: Anomalous Resistivity of Dilute Mo Mu, Mo Fe, and Mo Co Alloys.
- No.607 Yoji Hara, Ichimin Shirotani, Nobuko Sakai, Saburo Nagakura and Shigeru Minomura: Pressure Effect on the Absorption Spectra of Iron Compounds.
- No.608 Yunosuke Makita and Koichi Kobayashi: Photomagneto-Current Effect of TlCl and TlBr.
- No.609 Yasukage Oda, Genshiro Fujii and Hiroshi Nagano: Thermal Resistance in Speer Carbon Resistors below 1 Kelvin.
- No.610 Takehiko Yagi, Fumiuki Marumo and Syun-iti Akimoto: Crystal Structures of Spinel Polymorph of  $Fe_2SiO_4$  and  $Ni_2SiO_4$ .
- No.611 Hisao Ito, Kaoru Kawada and Syun-iti Akimoto: Thermal Expansion of Stishovite.
- No.612 Kohji Ohbayashi and Akira Ikushima: Rayleigh Linewidth in  $^4He$  near the Gas Liquid Critical Point.

## 編 集 後 記

アラブ、イスラエル中東戦争はおさまる気配もなく、今冬は石油不足で  
肌寒い冬をむかえるかも知れません。そんなとき「我々の研究もこの十年、  
豊富な消費物資の中で昭和元禄の上にあぐらをかきすぎたのではないか」  
との思いがふと脳裡をかすめることがあります。

東京都港区六本木7丁目22番1号

東京大学物性研究所

大 野 和 郎

小 谷 章 雄

次号の〆切は12月10日です。