OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	赤外域分光装置に関する研究
Author(s)	綱脇, 恵章
Citation	大阪大学, 1973, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/609
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

赤外域分光装置に関する研究

（Ⅰ） 特殊普通赤外域分光装置

（Ⅱ） Tunable InSb検知器を用いた遠赤外域分光装置

綱脇恵章

目　　次

緒　言 ・・・・・1

第1章　特殊普通赤外域分光装置に関する研究 ・・・・・3

第1節　緒論 ・・・・・3

第2節　試作せるダブルモノクロメーター分光装置 ・・・・・4

第3節　試作せる分光装置を用いた測定例 ・・・・・11

3・1　半導体の光伝導効果 ・・・・・11

3・2　II－VI化合物中の不純物格子振動 ・・・・・14

第4節　結論 ・・・・・16

第2章　Tunable InSb検知器を用いた遠赤外域分光装置に関する研究 ・・・・・17

第1節　緒論 ・・・・・17

第2節　試作せる分光装置 ・・・・・20

2・1　分光器の明るさの検討 ・・・・・20

2・2　光学系 ・・・・・24

2・3　分光器のエネルギー分布 ・・・・・28

第3節　用いた超伝導マグネットの検討 ・・・・・29

3・1　ヘルムホルツ型超伝導マグネット ・・・・・30

3・2　単体ソレノイド型超伝導マグネット ・・・・・34

3・3　励磁用電源 ・・・・・35

第4節　tunable InSb検知器の性質 ・・・・・37

4・1　遠赤外域におけるサイクロトロン共鳴吸収 ・・・・・38

4・2　電気的特性 ・・・・・44

4・3　光感度特性 ・・・・・49

第5節　InSb検知器のtuning ・・・・・54

5・1　最適磁場 ・・・・・55

5・2　最適バイアス電流 ・・・・・56

５・３　試作せる分光装置で得られるtuning曲線　・・・・・58
第６節　試作せる分光装置の検討　・・・・・64
６・１　固定磁場の下での水蒸気スペクトル及び分解　・・・・・64
６・２　tuningの整合性と再現性　・・・・・68
６・３　スペクトルの純度　・・・・・69
６・４　Geボロメーターを用いたときの比較　・・・・・72
６・５　早い走査速度での測定　・・・・・73
第７節　結論　・・・・・78
謝　辞　・・・・・80
参考文献　・・・・・81

緒　　言

William Hershel が赤外線を1800年に見つけだして以来この方約170年赤外分光装置は研究され続けてきている。赤外域は一般に0.75μから長波長の領域のことを示し、その長波長限界は明らかでないが、一応2㎜位がその限界と考えてよいであろう。通常0.75～2.5 μm の近赤外域 2.5～25 μm の普通赤外域 25 μm　以上約2㎜までの遠赤外域に分けられている。

現在の赤外分光装置は、エレクトロニックスの急速な発展、光学材料の開発等に相伴ってその便利さの点においても、有用性の点においても驚くべき進歩を遂げ、その科学的要求からいろいろな型の赤外分光装置が市販されるに至っている。本論文はこれら赤外分光装置のうち、普通赤外域および遠赤外域分光装置の開発を行い、その結果を報告するものである。

普通赤外域分光装置は種々のものが現在市販されているが、いろいろな物理現象を調べるには多くの問題を含んでいる。筆者は、特に極低温での物性測定・光伝導効果の測定に留意して、これら既製の分光器では実現しにくい点を解決すべく、単光束普通赤外域分光器の試作研究を行った。

遠赤外域の分光装置は、現在光源の利用できるエネルギーが極めて小さく、しかも検知器の感度のよいものが少なく、分散素子として用いる回折格子の高次光除去フィルターを夥しく用いていることなどにより、S/Nのよい短時間測定はかなり困難である。サイクロトロン共鳴吸収を利用した tunable InSb 検知器を用いるなら、かなり簡単な光学系をもつ分光器が実現できるであろうことが予想される。筆者はこのことに着目し、tunable InSb検知器の性質を調べ、その結果フィルターの数および反射鏡の数の格段に少ない、簡単、小型、比較的安価な分光器を試作することができ、特に早い波長走査が実現可能であることを確かめた。

才1章　特殊普通赤外域分光装置に関する研究

才1節　緒　論

数多くの方面に利用されている赤外線は、その波長域の違いにより分類され、夫々の領域において各分光装置が用いられている。これらのうち特に普通赤外域分光装置は、定性・定量分析等化学者の要求に直接結びつく現象が多く、幾多のものが国内外を問わず市販されるに至っている。

これら今迄製作されてきた分光装置のほとんどは、その試料室がモノクロメーター部の前、即ち光源と入射スリットの中間部に設置されている。このような設置の仕方をするならば、光源には一般に熱輻射源が用いられているので、その強度の波長依存性は近似的にプランクの式に従うとすると、不必要なしかもエネルギー強度の大きい近赤外光をも、直接試料面に照射することになる。従って試料の温度をたかめるばかりでなく、時によっては試料が溶解したり、溶媒が蒸発し試料の濃度が変ったりすることもあり、又低温測定においては寒剤を多量に消費するという欠点が生じる。それにもかかわらず試料室がモノクロメーター部の入射スリット前面に位置するのは、赤外分光器が開発された当初において、検知器には熱電対が用いられ、その受光面積が非常に小さいことに主として起因するものであった。しかし最近ではゴレー検知器などのように受光面積の大きなものが用いられるようになっており、上記の弊害は一応なくなったと考えられる。

筆者は、多種の目的に叶った分光器を得る為に、試料室をモノクロメーター部の出口スリットと検知器の中間部に設置し、（紫外分光器もこのような光学系になっているが、これは測定物質の紫外線による化学変化を避けるためである）極低温での物性測定、特に半導体の格子振動の測定、又光伝導効果の測定ができるよう、更にはルミネッセンス測定など多種の目的に応じて使用できるよう考慮した上で、既製分光装置の部品で使用できるものはそれをとり入れつつ、上記の目的にかなった汎用の分光器を安価に且つ手軽に試作した。その結

果測定試料になんら支障をきたすことなく、分解能・再現性の点においても、又長時間極低温測定可能な固体物性測定に十分すぐれた普通赤外域分光装置が実現できた。[1)]

才2節　試作せるダブルモノクロメーター分光装置

○ 光 学 系

光学系の設計に当っては、特にコマ収差が重畳してこないよう且つ低温測定可能なクライオスタットが入るに充分大きな空間を設けつゝ、コンパクトに光学系全体が納まるよう、又既製分光器の部品で使用できるものはそれを応用するよう留意した。

試作した分光装置の光学系はFig. 1 － 1に示す如くものである。グローバー光源Sから出た光は、チョッパーChで断続された後凹面鏡M1, M2で平面鏡M3上に絞られる（ルミネッセンスの実験を行う場合は、Sに単色光源を置きM3のにクライオスタットと共に試料が設置される）再びトロイドミラーM4で入射ス

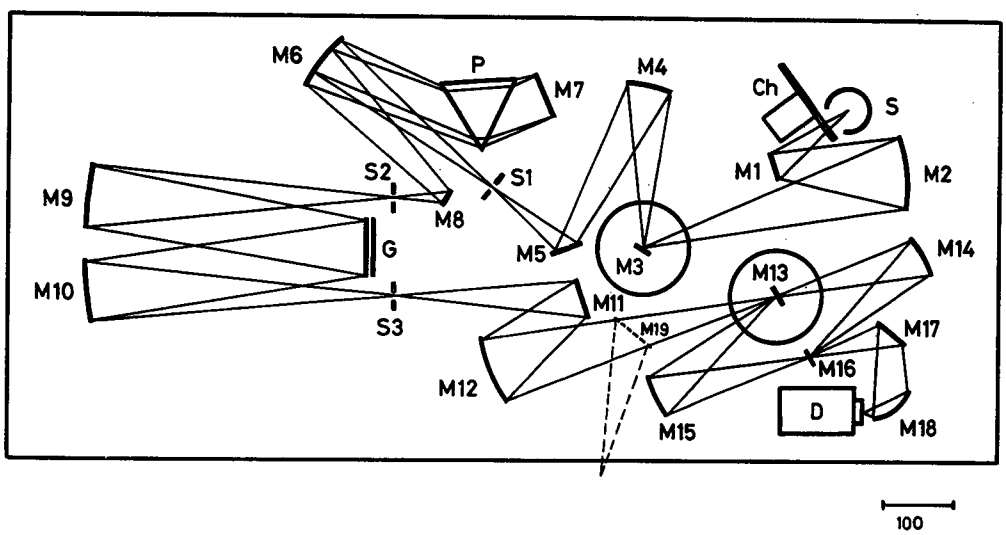


Fig. 1－1　試作せる普通赤外域分光装置の光学系

リットS1上に絞られる。

プリズムのモノクロメーター部はリトロー型になっており、S1を出た光は軸はずし角18°の抛物面鏡M6(焦点距離26.7cm)で平行光束にされ、頂角60°のKBrプリズムで分散、リトロー鏡M7で反射され再度プリズムで分散され、M6, 平面鏡M8を経てスリットS2に達する。波長選択は波数リニアーなカムを用いてリトロー鏡M7を回転して行われ、回折格子の次数分離を行う役目をする。

回折格子のモノクロメーター部は、同一球面上に2つの球面鏡M9, M10（焦点距離40cm）が並ぶエバート型になっている。その測定波長範囲は5000～400cm^{-1}で、ブレーズ角26°45′大きさ90×90mm^2の2つの回折格子を用いて行われる。

	波数範囲	回折格子	
	cm^{-1}	本/mm	次数
1	5000 ～ 2000	150	2
2	2500 ～ 1000	150	1
3	1000 ～ 400	30	2

Table 1－1　波数領域

その測定波長領域はTable 1－1 に示されるとおりである。これら3つの各波数領域の走査即ち回折格子の回転は、波数リニアーなカムを用いて行なわれる。前述のリトロー鏡の回転を行なうためのカムは、これに連動されている。

S3を出た光は、凹面鏡M12で試料M13にS3と同じ大きさの像を結像する。透過測定のときはM14で、反射測定のときは（試料への入射角13°）M15の凹面鏡でM16に光束を絞った後、縮小率6：1, 90°軸はずしの楕円面鏡でゴレー検知器Dに入射する。

KBrプリズムモノクロメーターのスリットS1と回折格子モノクロメーターのスリットS2, S3は機械的に連結され、板バネを用いて平行に開閉される。プリ

ズムの役目は分散を得る為ではなく、フイルターとして使用しているので、S1の幅は充分なエネルギーを得るようS2, S3の幅に比し大きくしてある。しかしS1の幅を余り大きくすると高次光の除去ができなくなるので、次式のようなスリット幅がえらばれている。

$$Sp = 1.5Sg + 0.5mm \qquad (1-1)$$

但しSpはスリットS1, SgはスリットS2とS3の幅である。又スリットの形状は収差が最小となるよう、スリットS2, S3はEbert円（半径69.78mm）に一致して弯曲している。[2,3] プリズムを通過する光は入口スリットの中央と端とから出た光に対し分散角が異るため、スペクトル線の像は中央部をはずれるほど短波長側に弯曲する。[4,5] 厳密にはこのことを考慮してスリットS1の形状を決定せねばならないが、ここではS2とS3と同じ曲率が選ばれた。

液体窒素・ヘリウム温度での測定をする場合、M13の位置に夫々に応じたクライオスタットを設置する。この時チョッパーの振動が常温のときに比して非常に影響し易くなるので、チョッパーは分光器の基台から浮かせ孤立させた。又この分光器のように試料室をモノクロメーターの出口スリットより後の光学系にもってくることにより、入口スリットの前に置いたときに比し、液体窒素温度の場合約2.5倍以上測定時間が長くなったことが確かめられた。又遠赤外分光器で一般によく用いられる液体ヘリウム温度での測定でライトパイプを用いる場合、M19に平面鏡を置いて分光器の側面より光を導き出せるようになっている。又モノクロメーター部以外の光学系は一枚のアルミ板上にあり、この分光器を他用したいとき組み替えることは容易にできる。

本分光装置は潮解性のあるKBrプリズムを用いる為除湿に特に留意する必要がある。分光器本体にヒーターを取り付け温度を上昇させ相対湿度を下げる方法もあるが、ヒーターの取り付け位置によっては、恒温器の働きと同周期の歪が分光器の基台に生じ光路を歪ませるので注意せねばならない。

○ 光 学 調 整

分光器の心臓部であるモノクロメーターのリトロー鏡、エバート鏡、それにスリットの位置の調整は、スリットの位置を基準にして夫々に応じた治具とコリメーター 顕微鏡等を用いて行った。Fig. 1－2は回折格子の替りに平面鏡を設置し、分光器全体をKBrプリズム分光器として、ポリスチレンの吸収スペクトルを得たものである。1000cm^{-1}より高波数側では、ポリスチレンの微細構造が

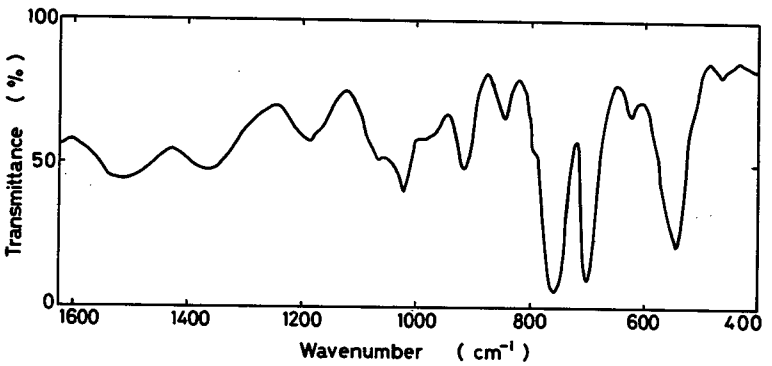


Fig. 1－2 KBrプリズムのみを分散体として用いたときのポリスチレンの吸収スペクトル

全く分解しておらないが、これはKBrプリズムの波長に対する屈折率の変化が小さいことによるものである。このように先づプリズムモノクロメーターの調整を行った後 回折格子モノクロメーターの調整を行った。150本/mm回折格子に対 しては、近似的にナトリウムD線は10次のブレーズ波長となり、このスペクトルをもとにして予め150本/mm回折格子を調整した。そしてポリスチレンの吸収スペクトルを測定しつゝ波数を合わせた。残った30本/mm回折格子は、前述の回折 格子と共に同一の回転台にのっており、調整のできた150本/mm回折格子の面に 対する法線方向と30本/mm回折格子のそれとが一致するよう、即ち白色光を回折 格子に照射して、零次光を望遠鏡で観測することによって両者の法線方向を一 致させ、以後先程と同様ポリスチレンの吸収スペクトルを参照しつゝ波数

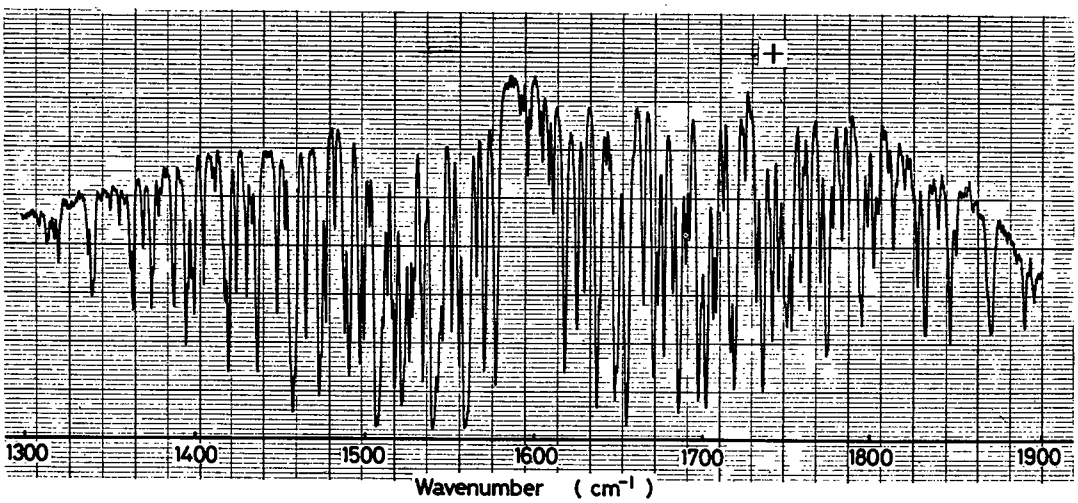


Fig. 1－3　　大気の水蒸気吸収スペクトル

を合わせた。更に正確に波数を合わせ同時に分解能のチエックを行う為、他の普通赤外域分光器でなされるように、水蒸気、炭酸ガス、アンモニアガスの吸収スペクトルを測定した。

Fig. 1－3はそれらのうちの大気の水蒸気の、Fig. 1－4は炭酸ガスの吸収スペクトルの一部を示すものである。(この吸収スペクトルはCO_2の$00^{0}0 \rightarrow 01^{1}0$での振動回転準位間での吸収に帰因するもので、約1.5cm^{-1}毎に吸収が表われる[6])。このように普通赤外域のかなりの領域にわたって、大気の水蒸気や炭酸ガスの吸収があり、ここに示された以外の領域では500cm^{-1}より低波数域では水蒸気の、2400～2260cm^{-1}で炭酸ガスの、3990～3400cm^{-1}で両者の吸収が観測された。Fig. 1－5はアンモニアガスの吸収スペクトル（圧力：50torrガスセル長さ：10cm）の測定結果である。以上の結果から少くとも0.8cm^{-1}より優れた分解が得られることがわかった。又ポリスチレンとアンモニアガスの吸収スペクトルを利用し、その波長再現性は3000cm^{-1}で±0.6cm^{-1}、1000cm^{-1}で±0.1cm^{-1}透過強度に対する再現性は、全領域で2.5%以内であった。

分光器には強い偏光特性があり、物質の透過・反射測定を行うとき、この点

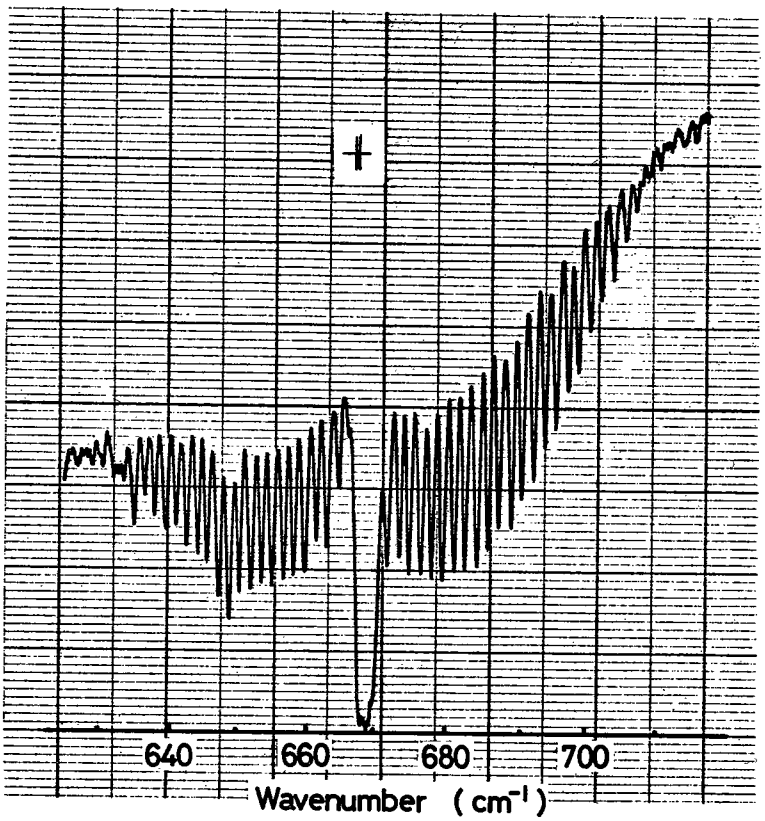


Fig. 1－4　　大気の炭酸ガス吸収スペクトル

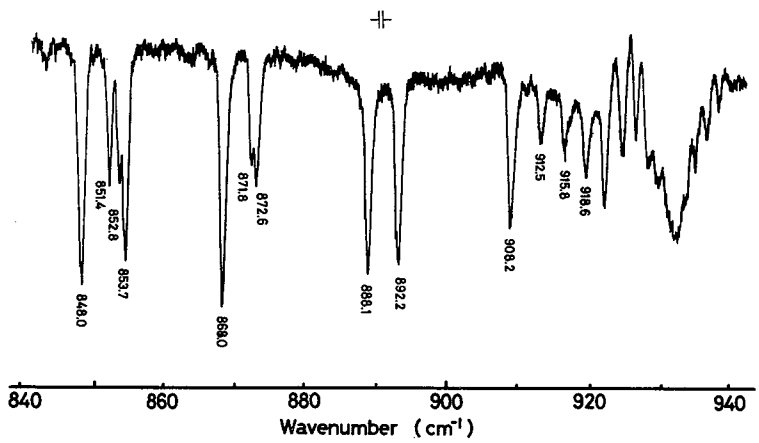


Fig. 1－5　　アンモニアガス吸収スペクトル

に注意する必要がある。[7,8] プリズムに入射する光のS成分とP成分の反射率をRs, Rpとすると、その大きさは互に異なり、q回同じ角度でプリズム内を通過すれば吸収が無い場合、その透過率は、

$$T = \frac{1}{2}\left[(1-Rs)^q + (1-Rp)^q\right] \qquad (1-2)$$

で表わされる。Rs＞Rpで一般にRp≈0近傍で用いられる。従ってプリズムで光が分光されたとき、全波長域にわたってスリットに垂直な偏光成分（P）が強くなる傾向がある。回折格子に関してはその理論的取り扱いはかなり困難で、

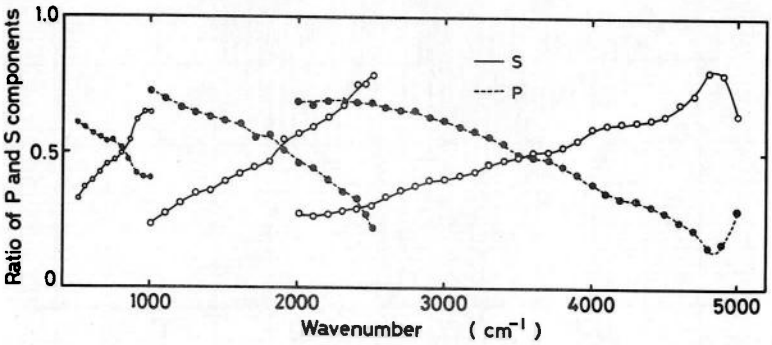


Fig. 1－6　　試作せる分光装置の偏光特性

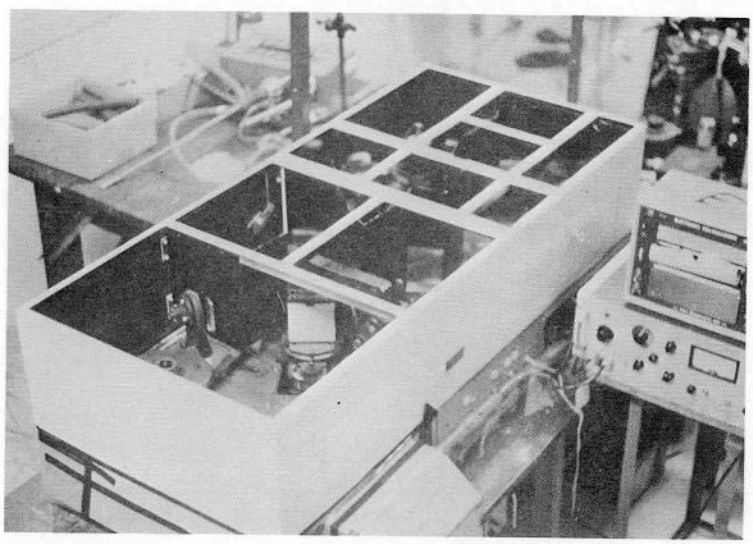


Fig. 1－7　　試作した普通赤外域分光装置

P偏光を入射したときの回折光強度最大は常にブレーズ波長方向であり、S偏光での強度最大はブレーズ方向から短波長側にずれていて、そのずれの大きさは高次のスペクトル程小さくなっている[9]。

Fig. 1－6は近似的に波長10.6μmでのブリュスター角に傾けたAgCl板4枚からなる検光子（その偏光度は計算結果で約94%）を用い、本分光装置のP, S成分の比率を測定した結果である。5000cm^{-1}付近で曲線の傾向が急激に異っているが、その原因についてはよくわからない。

Fig. 1－7は以上のようにして試作された分光器の写真である。

才３節　試作せる分光装置を用いた測定例

３・１　半導体の光伝導効果

感度のよい、しかも応答速度の速い普通赤外領域の検知器として、半導体の光伝導効果を利用した種々のものが開発されてきている[10]。これらの半導体は、夫々独自のエネルギーギャップを持っており、このエネルギーギャップの大きさを見出すことは、検知器開発の点からばかりでなく、いろいろな物理的興味からも多くの測定が為されてきた。

(1) InSbの光伝導及び透過測定

InSb素子は、普通赤外領域で最もよく用いられる光伝導検知器の１つである。ここではP-InSb（素子の大きさ：$8\times8\times0.7^{t}mm^{3}$、不純物濃度：$4.42\times10^{14}cm^{-3}$）の光伝導及び透過の測定を同時に行って本分光装置の特性を示した。Fig. 1－8はその結果を示すものである。(a)は素子を直接液体窒素に浸し検知器として用いたとき得られた大気の水蒸気スペクトルである。(b)は、そのときの波長感度を示す。即ち、予めゴレー検知器で調べられた分光器のエネルギー分布で規格化された波長感度特性である。1720cm^{-1}より高波数側で感度を有し、その立ち上りは急峻で1880cm^{-1}近傍で最大に達する。(c)と(d)は夫々液体窒素溜めの底に取り付けられた銅ブロックの熱伝導を利用して試料を冷却するガラス製クラ

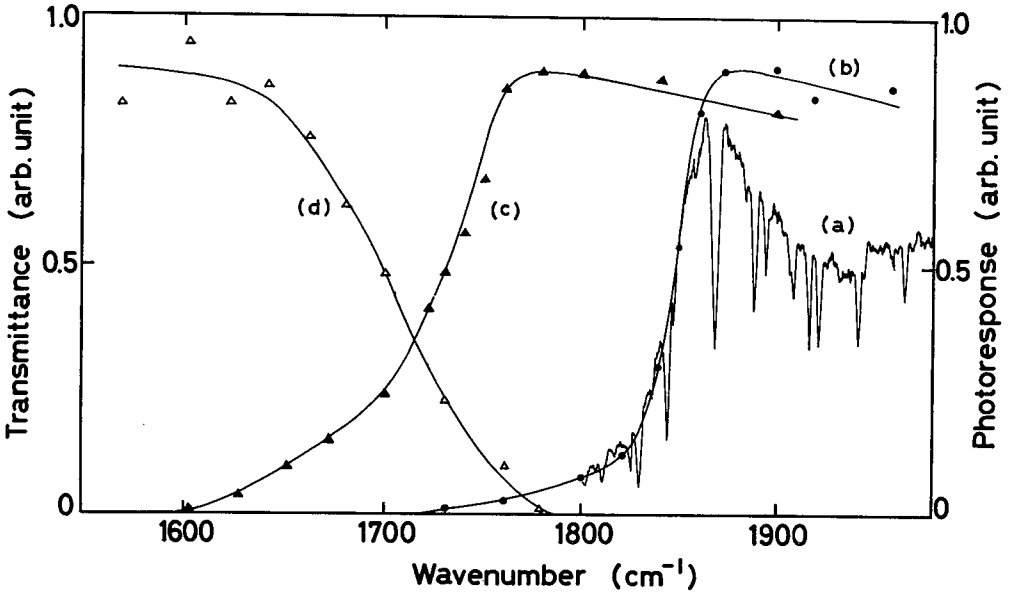


Fig. 1－8　　InSbの光伝導感度と透過率

イオスタットを用いて得られた光伝導波長感度及び透過率である。このように、この分光装置を用いるならば、試料の光伝導及び透過率の測定を同一条件のもとでなすことができ、素子の基礎吸収端の情報を相補的に得ることができる。又このとき試料は、液体窒素温度77°Kに迄は冷却されずRobertsら[11]の結果に従うならば、135°K程にしかなっておらないことになる。この結果は予想よりもかなり温度が高くなっている。このことは、クライオスタットが如何に設計製作されたか、又光伝導の電気信号を取り出すため銅ブロックと試料との間に絶縁体としてポリエチレンシートを狭んだことなどに依存するものと思われる。従って低温での温度依存性の強い物理現象を観測するとき、充分な注意を払う必要がある。

(2) $Hg_{1-x}Cd_xTe$ の光伝導効果

低温でも比較的温度の高い状態でも使用できる光伝導検知器は、intrinsicな半導体である。しかし8μより短波長では比較的この様な半導体は開発されているが、8～14μの大気の窓の領域では余りなく、$Hg_{1-x}Cd_xTe$が近年盛んに研

究され、現在ではその市販品もかなり出てきている。しかもこの特徴は、X値を適当に選択することにより任意にカットオフの波長を変えることができるということである。しかし乍ら不純物濃度の小さい　且つX値のばらつきの小さい　しかも大きな結晶を成長させるのはかなり困難で、現在では生成されたインゴットの極く微細な部分を切り出して検知器として使用しているのが現状のようである。[12]

本研究では表面積6×10mm², 厚さ0.6mmのHg1-x Cdx Te　を前述のガラス製クライオスタットに取り付けて光伝導の測定を行った。電極は、In (90%)＋Sn (10%)半田を用い10×0.6mm²の面に取り付けた。試料には、3×3mm²の光束を当

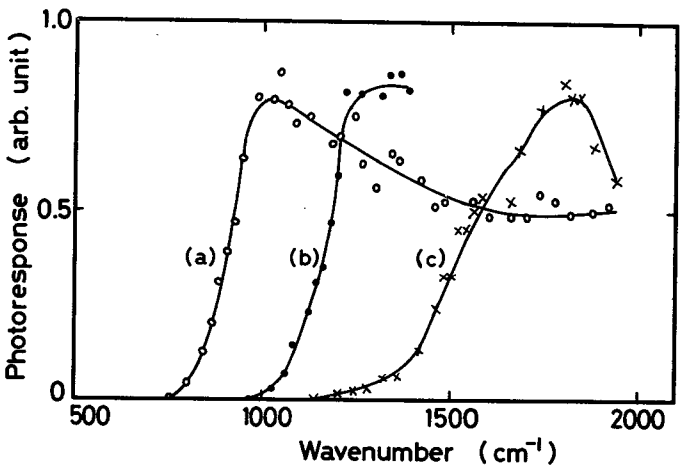


Fig. 1－9　　Hg1-x Cdx Te の光伝導感度

て、その照射する位置をいろいろ変え、そのカットオフ波長を調べることにより、X値のばらつきを直接光学的に求め　又同時に検知器として使用できる部分を見出した。Fig. 1－9は最も顕著にその変化の表われた3点についての結果である。先程のInSbの場合と同様、分光器のエネルギー分布は補正されている。X値とエネルギーギャップの大きさEg温度T°Kとの間には、次式の関係がある。[13]

$$Eg = 1.59x - 0.25 + 0.327x^3 + 5.233\times10^{-4}T(1-2.08X) \qquad (1-3)$$

この式に従って　T＝135°KとしてX値を求めるならば (a)0.208, (b)0.233, (c)0.274となる。このようにかなりX値のばらつきが大きいことがわかる。又光を当てる部分のちがいにより (a) のようにかなり急激な立ち上りをした後高波数側で感度を持続する部分と　最高感度に達した後高波数側で感度がかなり下落する部分とがあった。

3・2　　II－VI化合物中の不純物格子振動

結晶格子に不純物イオンが置換されると結晶の周期性が壊れる。そしてその不純物の振動は、その種類によって局在モード　ギャップモード、共鳴モードといわれる母体結晶格子の基準振動モードの変形されたものとなる[14]。このうち局 在モードはその基準振動の他に2倍音、3倍音といった高調波が観測される。現在本分光装置を使用し　ZnSe, ZnS の母体結晶にBeを混入したときの局在モード及びその2倍音、3倍音までの結果を100°K, 200°K, 300°Kで[15, 16]、又CdS, CdSe内のBeについては、2倍音までの結果を得ている[17]。これらの高調波を測定することにより、不純物のまわりのポテンシャルの非調和項を計算でき、又その様子から不純物のまわりの対称性を知ることができる。

更には　この局在モードと母結晶の振動モードとが非調和性を通じて結合することにより、局在モードの両側にサイドバンドと呼ばれるスペクトルが観測される。このスペクトルは母体結晶のフォノンの状態密度が何らかの変調を受けたものとして表われるので、フォノンの状態密度を知る上で、中性子散乱に基いて得られる方法以外の有力な手段となろう。ZnS：Beでは、液体ヘリウム温度でサイドバンドを観測することにより、光学分枝と同時にギャップモードの知見が本分光装置で得られている[18]。Fig. 1－10は、CdS：Beの100°Kでの、Fig. 1－11はZnSe：Beの75°Kでのサイドバンドの測定結果である。上の横軸は測定した時の波数、下の横軸はBeの局在振動数を基準にしたものである。点線は中性子散乱測定で決定されたパラメーターを用い理論計算された夫々CdS, ZnSeの状態密度である。Fig. 1－10では2倍音の強い吸収の為光学分枝につい

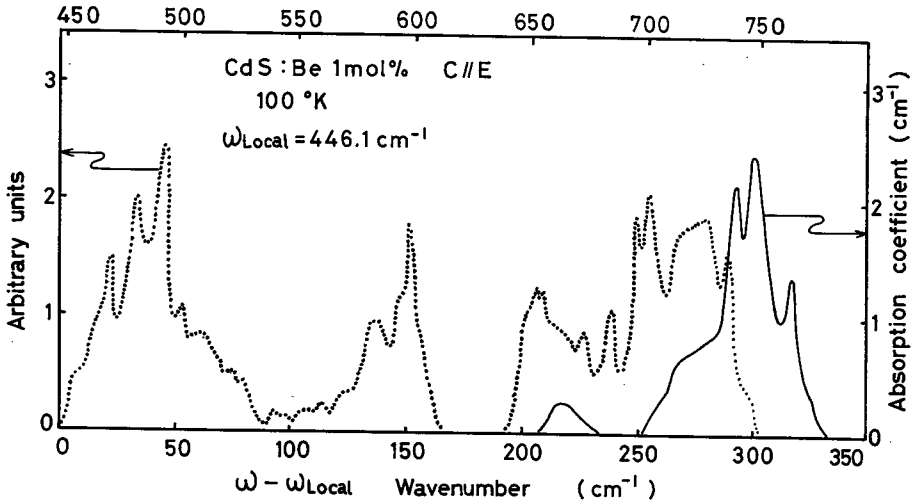


Fig. 1－10　　CdS：Beのローカルモードサイドバンドの赤外スペクトル

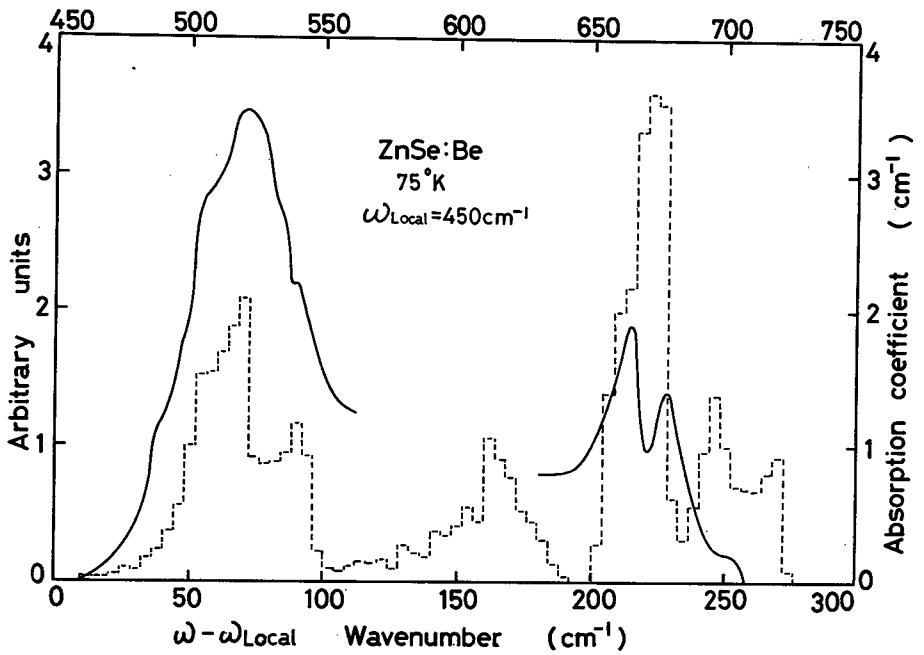


Fig. 1－11　　ZnSe：Beのローカルモードサイドバンドの赤外スペクトル

ての知見しか得られておらず、理論値に比し高波数にずれているが、測定された吸収係数と計算された状態密度の形状が比較的一致していることがわかる。

一方Fig. 1－11では、音響分枝についての情報を与えるサイドバンドも観測されており、CdS：Beの場合よりも測定結果と計算された状態密度の形状との一致度がよいことがわかる。

才4節　結　論

本章で述べてきた様に　既製分光器の部品で使用可能なものはそれを用いることになり、広汎な目的を同時に満すことのできる分光器を安価に且つ手軽に自在に得ることができる。特に試料室をモノクロメーター部の出口スリットと検知器の中間部に設置することにより極低温での物性測定に特に有利なものとなる。即ち

(1) 試料に何ら支障をきたすことなく測定できる。

(2) 極低温での測定時間が　市販の分光装置に比し長くなる。

———液体窒素温度で約2.5倍長くなる。

(3) 光伝導効果の測定を行い易い。且つ吸収測定も同時に行える。

才2章　Tunable InSb検知器を用いた遠赤外域分光装置に関する研究

才1節　緒　論

遠赤外回折格子分光装置は、主にこの20年来にわたって進歩してきたものである。第1章での普通赤外域分光器と同様、それは光源部、モノクロメーター部、検出部からなり、その個々の部品については夫々優れた研究が為され、全体として簡易化の方向に進みつゝある。しかし一般に遠赤外域では、光源の利用できるエネルギーが小さいこと　及び検知器の感度のよいものが少いため、時定数を大きくし波長走査に長時間をかけてS/Nを上げるようにしている。

通常遠赤外域で用いられる光源はグローバーや高圧水銀灯等の熱放射源であるが、その放射エネルギーは近似的に波長の4乗に逆比例して減少する。モノクロメーター部の回折格子の特性として、測定する波長と同方向に高次の光をも分散するから、若し検知器としてゴレー検知器とかボロメーターなど波長に対して感度の選択性をもたない検知器を使用する場合には、測定する波長以外の高次光の方が遥かにエネルギーが高く、この不要な高次光を除去する必要がある。遠赤外域で従来用いられている短波長除去フイルターは一般にはそのカットオフ特性が悪く、従って短波長除去フイルターを何重にも使用し、結局所要の測定波長に対しても利用できるエネルギーは、予想以上に少なくなっているのが現状である。

サイクロトロン共鳴吸収を利用したInSb検知器は、波長に対して幅の狭い感度の選択性をもっており、且つその検知素子に印加する磁場の強さを変えることにより、その感度の最高の波長を移動することができる。従ってこの検知器を用いれば、上記の如く従来の遠赤外回折格子分光装置で何重にも使用されていた高次光除去フイルターを格段に少なくすることができ、従って分光器の光学系は簡単になり、且つ効率のよいものが可能となる。

弱磁場の下でのInSb検知器の性質は、1961年Putley[19]により0.2～8mmの波長領

域で観測され、1963年Brown, Kimmitt[20]は分光器と超伝導マグネット中にあるInSb検知器とを組み合わせ回折格子をブレーズ波長に固定し磁場強度を走査して1次から4次までの回折光を観測することにより、新しい分光器への可能性を示した。更に1965年Brown, Kimmitt[21]は、75KOeまでの磁場を用いてInSb の伝導帯ランダウ準位間での電子の遷移に寄与する狭帯域フォトレスポンスについて調べ、そのバンド幅は200～30μm の波長領域で20～8%であることを示した。1967年Yamamoto, Yoshinaga[22]は、遠赤外検知器としてInSbを使用するときの素子に流す最適バイアス電流値を　続いて1968年Yamamoto, Yoshinaga, Kon[23]はInSb素子に印加する磁場の強さと、その時の最高感度波長との関係、温度によるバンド幅の関係を、いろいろなキャリアー濃度のInSb素子について詳しく調べた。1971年山本[24]は　分光器にInSb検知器を応用したときの具体的な問題点を、測定結果をもとにして考察している。

筆者は　上記の様な性質をもつInSb検知器を用いて、フィルターの数及び反射鏡の数の格段に少ない　簡単　小型　比較的安価な分光器を試作した。この分光器は取り扱い上液体ヘリウムを必ず使用せねばならず　一見面倒なように思えるが、一般に遠赤外の光物性では、液体ヘリウム温度での測定が多々なされるので　それ程問題とはならない。

本章第2節では試作した分光器について述べ　その光学系の妥当性について簡単な検討を行った。第3節では、InSb素子に磁場を印加する超伝導マグネットについて　それを使用する立場からの検討を行い第4節でInSb素子をtunable検知器として用いるに必要な情報を得　第5節でtunable InSb検知器を分光器にとりつけて動作させるときの問題点を調べた。そして第6節でその分光器の総合的な性能の検討を行った。

Table 2－1は最近数年文献で紹介された遠赤外回折格子分光器のいくつかを列挙したもので筆者の試作した分光器もここに上げておく。

著者	型	f数	回折格子				光源	検知器	波数域	分解
			大きさ	格子定数	ブレーズ波長	ブレーズ角				
25) D.W.Robinson	Ebert	4	10X13(inch)^2	74.08 μm	200 cm^{-1}	20°	酸化トリウムを塗った水銀灯 酸化トリウムを塗ったプラチナ	Golay cell	500~150 cm^{-1}	0.5 cm^{-1}
26) K.O.Möller, V.P.Tomaselli L.R.Skube, B.K.McKema	Czerny-Turner	2	25x17 cm^2	250 μm 500 1000		26°	200W 水銀灯	Golay cell	50~10 cm^{-1}	0.54 cm^{-1}
27) I.F.Silbera G.Birnbaum	Czerny-Turner	3.8	15x15 cm^2	12.8 l/mm 6.4 3.2 1.6 0.8 0.48	40 μm 79 158 316 631 1052		250W 高圧水銀灯 (G.E. UA-2)	Siボロメーター	500~6.25 cm^{-1}	0.23 cm^{-1} at 55 cm^{-1}
28) J.W.Russell H.L.Strauss	Czerny-Turner	2.5	152x229 mm^2 267x267 mm^2	55.6 μm 78.2 133.8 203 762 1270 2032 3048	263 cm^{-1} 187 110 72 47.1 28.3 17.7 11.8	20° 8°	水銀灯 グローバー	Golay cell (4.8 mm^2 ダイヤモンド窓) テキサスインストルメント Ge(Ga)ボロメーター	300~10 cm^{-1}	1 cm^{-1} (0.5 cm^{-1}/min)
29) F.K.Kneubühl J.F.Moser H. Steffen	Czerny-Turner	4	35x30 cm^2	0.833 l/mm 1.25 2 3.33 5 10 13		20°	高圧水銀灯 (Hanau Q400)	Golay cell	250~10 cm^{-1}	0.1~0.05 cm^{-1} at 60~30 cm^{-1}
30) B.J.Bell S.I.Drasky W.L.Barnes	Czerny-Turner	2.2		254 μm 508 1270 2540		18° 10°	400W 水銀灯 (G.E.Bonus Line)	Golay cell	100~10 cm^{-1}	resolving power 100 at 300 μm $S/N = 20$
31) H.Yoshinaga S.Fujita S.Minami A.Mitsuishi R.A.Oetzen Y.Yamada	Czerny-Turner	4.4	9x7 (inch)^2	20 l/inch 40 80 160 320 480 720 960	651.8 μm 325.9 162.9 81.5 40.7 27.2 18.1 12.6	15	プラチナ 高圧水銀灯 (三菱電機)	Golay cell	1000~18 μm	0.5 cm^{-1}
32,33) 本研究で試作した分光装置	Czerny-Turner	3	20x15 cm^2	5 l/mm 10 20	57 cm^{-1} 114 228	26°45′	700W高圧水銀灯 (三菱電機)	tunable InSb	333~33.3 cm^{-1}	0.3 cm^{-1} at 40, 55 cm^{-1}

オ２節　　試作せる分光装置

２・１　分光器の明るさの検討

遠赤外域では光源の強度が弱いため　モノクロメーターをできるだけ明るくし強い光を取り出すようにしなければならない。しかし明るくなるに従い収差が増し分解能の低下を招く。分解能を損わない限界で、回折格子の幅W、コリメーターの曲率r との関係は、光学系の球面収差が入/4より小さくなければならないという条件より、次式のように求められている[34]。

$$\left.\begin{aligned} W &\leqq (2r)^{3/4}\,\lambda^{1/4} \\ \text{or}\quad F &\geqq (W/64\lambda)^{1/3} \end{aligned}\right\} \quad (2-1)$$

但し　F：f 数　　λ：波長

(1)式に従ってW＝15, 20, 25cmのときの計算を行って求めたのがFig. 2－1である。

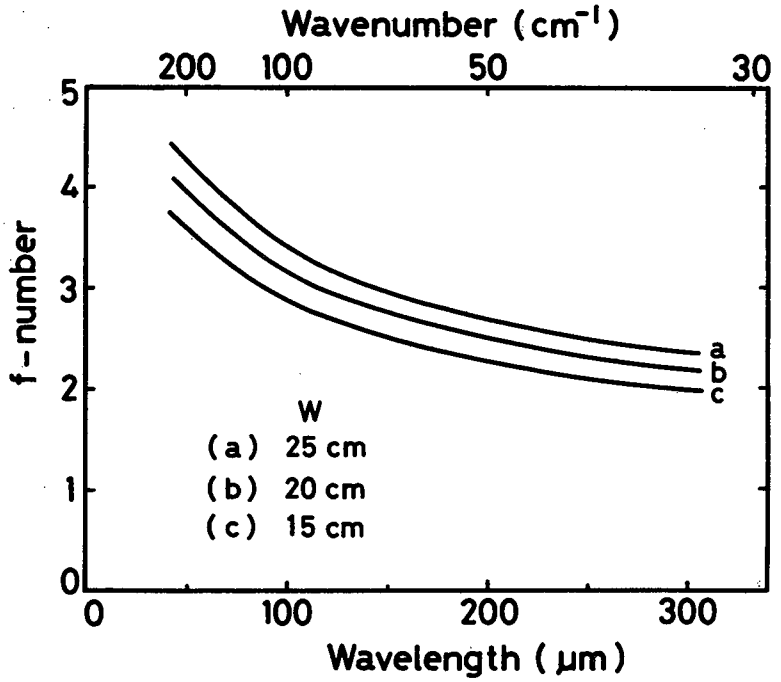


Fig. 2－1　　球面収差より決まる最適f数

次に分光器より出た光が長いライトパイプを通り検知器にまで導かれる場合を考える。このときライトパイプによる光の減衰が問題となる。即ちライトパイプが長くなるに従い、反射損失で透過する輻射が減衰し、その透過度は、入射光の開き角が大きい、即ちf数が小さい程低下する。しかもf数が小さくなると収差が大きくなる。従ってこれらのことを考えるならば分光器のf数に最適の条件があると考えられる。

ライトパイプの透過度の理論及び実験の報告は、Ohlmann, Richards, Tinkham[35]; 末元, 吉永, 藤田, 三石[36]; Loewenstein, Newll[37] らによって為されている。今輻射がライトパイプの軸方向に対し、角θの傾きで入射するとする（但し、ライトパイプ内で反射を繰り返し進んでいく輻射は、全てライトパイプの中心軸に向って進むものとする)。パイプの長さ、内径を夫々L, d 内壁の反射率をRとするなら　そのときの透過度Tは、(2−2)式の様に表わされる。

$$T=\frac{\int_{\theta\min}^{\theta\max}\theta R^{L/d\tan\theta}d\theta}{\int_{\theta\min}^{\theta\max}\theta d\theta} \qquad (2-2)$$

但し　θmax, θminはライトパイプ入口への輻射の入射角の最大値と最小値である。R＝97%,　d＝11mm　θmin＝0としたときのf数をパラメーターとして、ライトパイプ長さLに対するその透過度を示したのがFig. 2−2である。

分光器の出口スリットから取り出されるエネルギーω_λは、入口、出口スリットが同一形状であるとき（2−3）式のように与えられる。

$$\left.\begin{aligned}\omega_\lambda&=B_\lambda\eta AS\ell f^{-2}\triangle\lambda\\&=\frac{\pi}{4}B_\lambda 7\frac{1}{F^2}\cdot S\ell\triangle\lambda\end{aligned}\right\} \quad (2-3)$$

但し光源の輝度をB_λ、分光器の効率をη、コリメーター光学系の有効面積をA（$A=\frac{\pi}{4}W^2$と近似した)、スリットの幾何学的幅をS、スリットの高さをℓ、コ

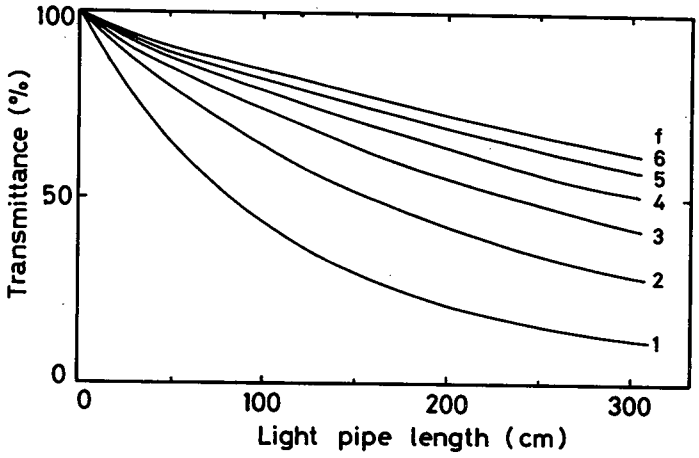


Fig. 2－2　　ライトパイプの透過率

リメーター光学系の焦点距離をfとする。

モノクロメーターの分散素子として回折格子を用いたとき、Sと△λとの間には次の関係がある。

$$S = \frac{mf}{g\cos\alpha}\triangle\lambda = \frac{mWF}{g\cos\alpha}\triangle\lambda \qquad (2-4)$$

但し、mは回折次数、gは格子定数、αは回折角である。(2－4)式より、△λ、Wが等しい条件のもとでは、f数と幾何学的スリット幅とは比例関係にある。つまりf数を小さくして分光器を明るくするとスリット幅はそれに逆比例して狭くなる。

一方スリット高さℓは、非点収差により決定されるので、これについて考えてみる。平行光束が角度φで鏡面に入射するとその縦方向の非点収差の大きさ$\ell_{A,T}$は、近似的に

$$\ell_{A,T} = a \cdot W \cdot \varphi^2 \qquad (2-5)$$

となる。[38,39] 但しaは定数である。これをもとにFastie[39]が行ったと同じ方法で、エバート型光学系を考え、スリット高さを求める。直線入射スリットの端から入った光が分散されて、直線出口スリット上で結ぶ非点収差像の出口スリットに

垂直な成分の長さがレーレーリミットと等しくなるよう　スリット高さを求めると次式のようになる。

$$\ell^2=(F\lambda)^2W^2/[\{aW(\mathrm{Tan}^{-1}\frac{1}{2F})^2\}^2-(F\lambda)^2] \qquad (2-6)$$

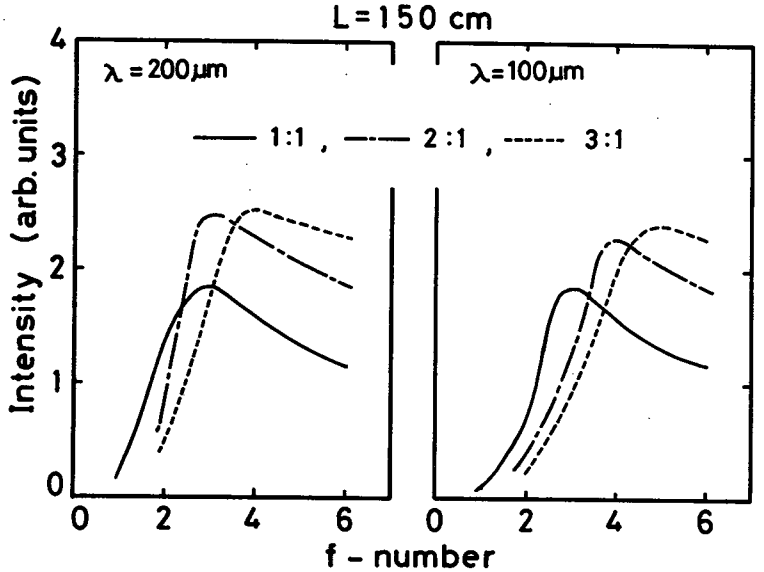


Fig. 2－3　　透過エネルギー

Fig. 2－3は長いライトパイプを分光器の出口につなぎ　モノクロメーターのｆ数を変化させたときの　ライトパイプの出口から出てくるエネルギーを、(2－2)(2－3)(2－4)(2－6) を用いて計算を行った結果である。但しa＝1として計算を行なった。各定数の値は、実際の遠赤外分光器の製作に則して　回折格子の大きさW＝20cm、ライトパイプの内径d＝11㎜、ライトパイプの長さL＝150cm、ライトパイプの反射率R＝97%とし、他の全ての定数は、どのf数の場合についても等しい値をもつとし、又スリット幅S、スリット高さℓは前述の如くレーレーリミットを満足するよう、夫々波長200μ、100μで計算を行った。同時にモノクロメーターの出口スリットの像を、ライトパイプの入口に½、⅓に縮小した場合についても示されている。いづれの縮小率の場合においても、ｆ数

が小さいときは、非点収差が大きい為スリットは短かくなることと　ライトパイプの透過度の低いこととにより利用できるエネルギーが小さいが、f数が大きくなると共にスリット高さは大きくなりエネルギーは増加する。しかしライトパイプの径が有限である為　あるf数で最大になった後　f数の増大と共に立体角が小さくなるので、ライトパイプの透過度が大きくなるにも拘わらず利用できるエネルギーは小さくなることを示している。

以上は　レーレーリミットの幅と非点収差による幅が等しくなるときのスリットの高さを決定してエネルギー強度を求めたが、エネルギーリミットで遠赤外分光器を使用するのであれば　ここに述べた議論の限りにおいては、スリットの最大高さを更に大きく選ぶことができる。

2・2　光　学　系

2·1節で述べた結果をもとにして 出来るだけ簡単・小型な分光器となるようFig. 2－4に示すf/3のCzerny-Turner型分光装置を試作した。光源は高圧水銀灯を用い　その直後にチョッパーが置かれる。InSb検知器は、～10^{-7}secの早い

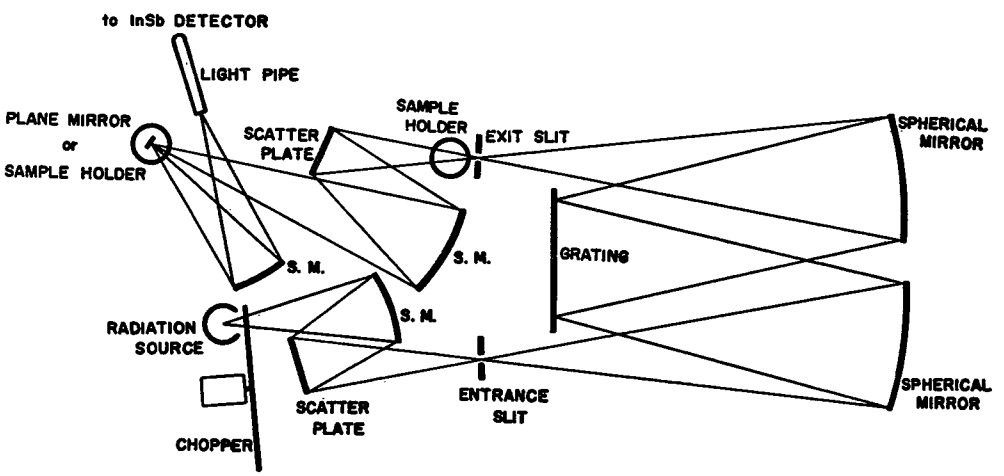


Fig. 2－4　　試作せる遠赤外回折格子分光装置の光学系

応答時間をもっており[40]、従って分光器の光束断続周波数を大きくすることにより、1/f雑音の影響を軽減することができる。試作した分光器では、チョッパーの大きさと光束の大きさとから、780Hzの光束断続周波数を用いれるようにした。InSb検知素子のバンドギャップエネルギーに相当する波長より短い波長のエネルギーを遮ぎる為に光源と入口スリット　及び出口スリットとライトパイプの入口の途中に、夫々1つの散乱板を置いた。Fig. 2－5は、用いられた散乱板の反射特性を、第1章で述べた普通赤外域分光器で測定した結果である。散

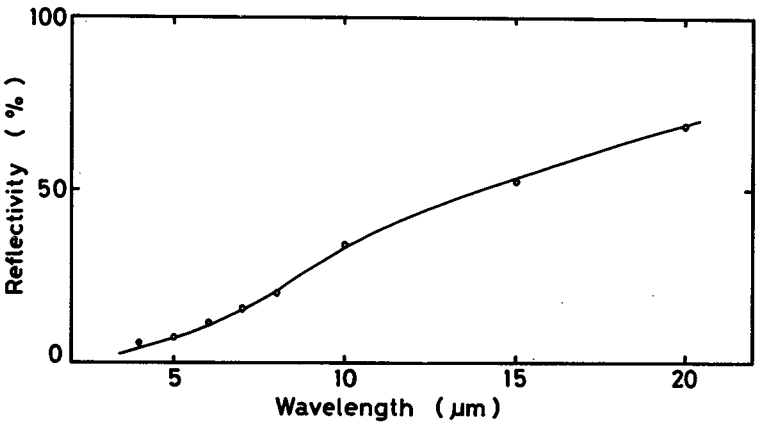


Fig. 2－5　　散乱板の反射率

乱板は後述するInSb検知素子の直前におかれたブラックポリエチレンと共に、短い波長を遮光する役割を果す。測定試料は、できる限り光源からの放射による加熱を避けるため、出口スリットより後の光学系の途中に置くようにした。即ち常温、液体窒素温度での透過測定には出口スリットの直後に、反射測定は、出口スリットより出た光を一度スリットと同じ大きさに結像した位置に、又液体ヘリウム温度での測定はライトパイプの途中に、夫々測定試料がおかれる。ライトパイプの入口には、スリットと同じ大きさの像が集光される。このように2・1節のFig. 2－3の結果にもかかわらず、1：1の大きさに結像されるのは、測定物質の大きさの制限、光学系の設計の容易さ、又出来る限り簡単小型な分

光器とすることが出来るよう選ばれた。その集光された光は、約1.3～1.5mの長さの真鍮及びキュプロニッケル製のライトパイプに入射されて導かれ、ライトコーンによりInSb検知素子に集光される。ライトパイプの長さは、超伝導マグネットの大きさ、それに流す電流値などによって決る実験時間から計算されたクライオスタットの高さにより制限される。本分光装置を用いた研究に於ては、第3節で詳述する単体ソレノイド型マグネットB, Cを用いた。前者のマグネットBを使用のとき、23.6Aの電流値を常時超伝導マグネットに流して(50KOe発生）約190^{cc}/時間の液体ヘリウムが蒸発する。これは山本[41]が指摘するように、超伝導マグネットに接続する導線の熱流入のための液体ヘリウムの蒸発を極力少くするよう、0.5mm$^{\phi}$の銅線4本が用いられている。Fig. 2－6はその時に用いられたクライオスタットの構造及び写真である。又ライトパイプを用いた検知素子は、内径16mmの超伝導マグネット中に位置し、マグネットと共に液体ヘリウムに直接浸される。素子の直前には、冷却されない部分からの放射及び素子

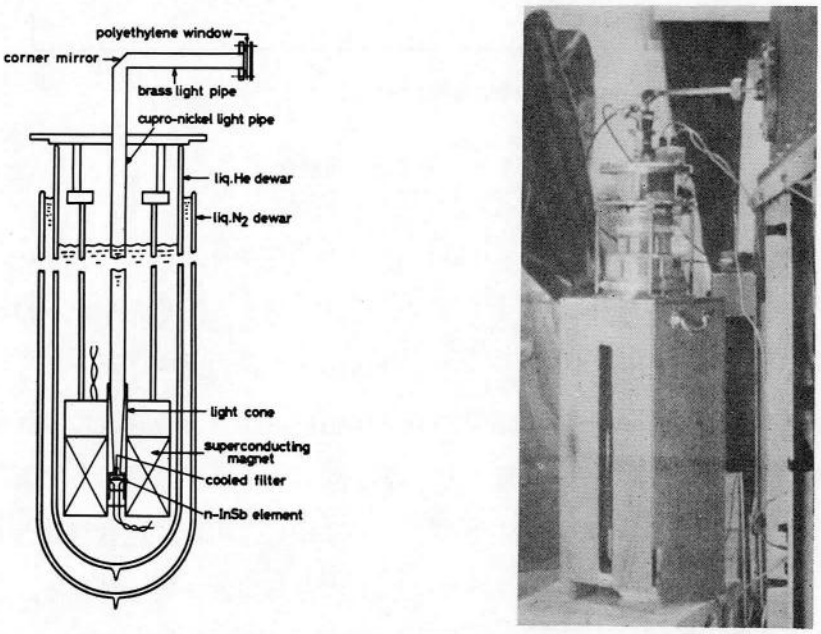


Fig. 2－6　　tunable InSb検知器用クライオスタット

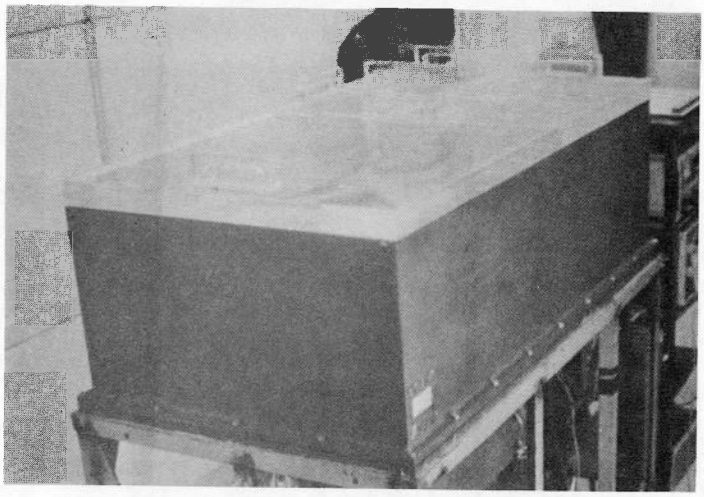


Fig. 2－7　　試作した遠赤外域分光装置

の帯間吸収を避けるための冷却フィルターとして、ブラックポリエチレン1枚を入れておく。Fig. 2－7は、試作した分光器の写真で、光学系は真空タンクに納めて水蒸気の吸収を防ぐようにした。

回折格子は、大きさ20×15cm²、溝の数が5本/mm、10本/mm、20本/mmの3種類で　夫々の測定波長域は　Table 2－2に示すとおりである。回折格子の回転は、波数が等間隔となるように、第1章で述べた普通赤外域分光器と同じ機械的カムを用いた。これは磁場の大きさHと検知素子の最高感度波数νとの間には、$\nu = eH/2\pi m^{*}C$（m^{*}：電子の有効質量、e：電子の電荷、C：光速度）の関係があり、m^{*}が近似的に一定であるならば、νとHは比例関係にあることによ

単一領域	波数範囲	回折格子	
	cm^{-1}	本/mm	次数
1	33.3 ～ 83.3	5	1
2	66.7 ～ 166.7	10	1
3	133.3 ～ 333.3	20	1

Table 2－2　　波数領域

る。モノクロメーター部の調整は、その光学系が設定された後、両開きスリットのエッジを利用し、ナトリウムD線を用い、回折格子を回転させ、フーコテストをして行った。又その場合の回折格子への入射角と回折角の和は28°である。InSb素子からの出力は、前置増幅器Tektronix type RM122と主増幅器Applied Research Laboratory model JB-4ロックイン増幅器で増幅させた後　レコーダー或いは、カソードレイチューブで記録される。

2・3　分光器のエネルギー分布

試作した分光器の波長に対するエネルギー分布を知っておくことは、第4節以降の研究において必要なことである。エシエレット格子による回折光強度分布を求める理論は、Kirchhoffの回折理論からHatcher等が求め、更に瀬谷等がその訂正を行い展開している[42]。

一方高圧水銀灯の波長に対する強度依存性は、Bohdansky[43]の測定によるならば　140 μより短波長では黒体輻射の理論には従わないことが示されている。つまり64 μで900°K、95 μで2000°K、105 μで3000°Kの黒体と同じ程度の放射エネルギーしか出さず、140 μから320 μの長波長で4000°Kの黒体の輻射と一致する。この様に140 μより短波長で黒体輻射の理論に従わないのは、波長が短かくなるとプラズマは透明になり、輻射能力を失いはじめること[44]と、管壁の溶融石英が不透明となり管壁輻射が主となることによるものである。

瀬谷らが求めた方法に従い、本分光装置の3つの回折格子の1次光のエネルギー分布を数値計算し、それにBohdanskyの求めた水銀灯のエネルギー分布を掛け合わせ、同時に各波数に応じ回折格子を回転することによる実質的な有効面積の減少をも考慮して求めたエネルギー分布がFig. 2－8の実線である。黒丸印、×印、白丸印は、Geボロメーターを用い、夫々の回折格子の領域でのエネルギー分布を実測したものである。但しこの分光器には、元来2枚の散乱板以外高次光を除去する為のフイルターがないので、これを取り除く為数枚のパウダーフイルター[45]とブラックポリエチレンとを用いた。これらフイルターの吸収

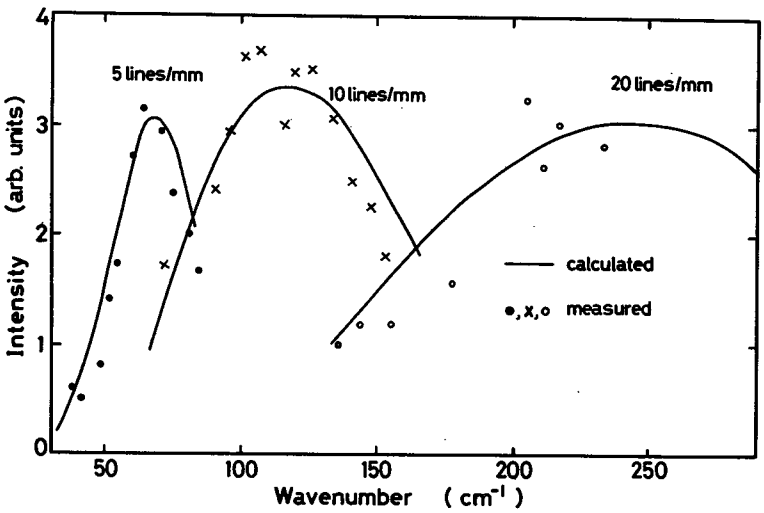


Fig. 2－8　　試作せる分光装置のエネルギー分布

による効果は計算により補正を行った。計算結果と測定されたものとの一致がかなりよいことがわかる。このことは、取りもなおさずGeボロメーターは、波長に対し感度は一定[46]であることを示している。

第3節　用いた超伝導マグネットの検討

InSb素子にサイクロトロン共鳴吸収を生じさせるには、強磁界が必要となる。それには、超伝導マグネットを使用するのが最も有利となろう。即ち電気抵抗零で電力消費のないこと、電流密度が大きい為、電磁石や空心コイルに比べ遙かに小型化できるという利点がある。しかし乍ら超伝導マグネットの最大の難点は、液体ヘリウム温度で使用しなければならないこと、又臨界磁界、臨界電液の存在による発生磁界に制約をうけることである。Fig. 2 － 9 は、超伝導マグネットを形成する超伝導線の短い試料（short sample数cm～数10cm）に対する臨界温度・磁場・電流の関係を模式的に示したもので、これらの値が大きい程すぐれた線材となる[47]。

このような性質をもつ線材を用いて超伝導マグネットを作製したとき生じる

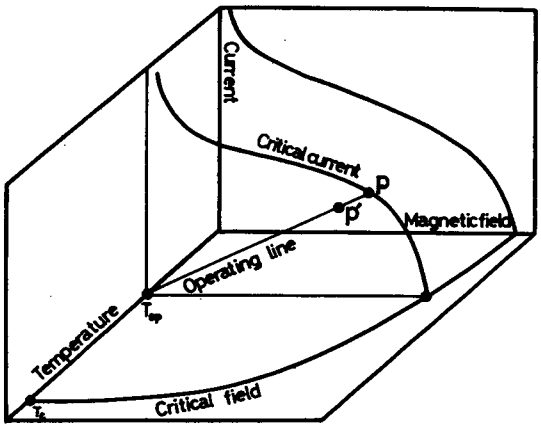


Fig. 2 — 9
超伝導線の特性

問題点を少し上げておく。

(1) degradation効果：超伝導線が実際のコイルに形成されるとFig. 2 − 9のP′点で示すように、short sampleのときよりも低い臨界電流となる。

(2) training効果：励磁回数と共にマグネットの臨界電流が次第に増加する。

(3) 残留磁界：マグネットを一度励磁したのち電流を零にしても一定の残留磁界が残る。これは硬超伝導体である線材の中にトラップされた磁束に原因する。

(1)、(2)の効果は現在flux jump現象に基因すると考えられ、本研究の測定に於てもこの現象が最も大きな問題となった。それについては３・２節で述べる。

マグネットの設計の仕方は、いろいろな文献[48, 49]に述べられており、本節ではそれにはふれず筆者が試作及び使用したマグネットについて以下述べる。

３・１　ヘルムホルツ型超伝導マグネット

設計試作されたヘルムホルツ型超伝導マグネット(core径：2.6cmφ、スプリットマグネットの間隔：５mm、中心最高発生磁場：50KOe）は、強磁場中にある物質の透過率、吸収率をより正確に、直接測定できるよう考慮して作られたものである。マグネットの中心に回転円板台を取り付け、この上に最高８つの試料を設置し（厚さ４mm、径13mmφの大きさの試料まで設置可能）外部より回転

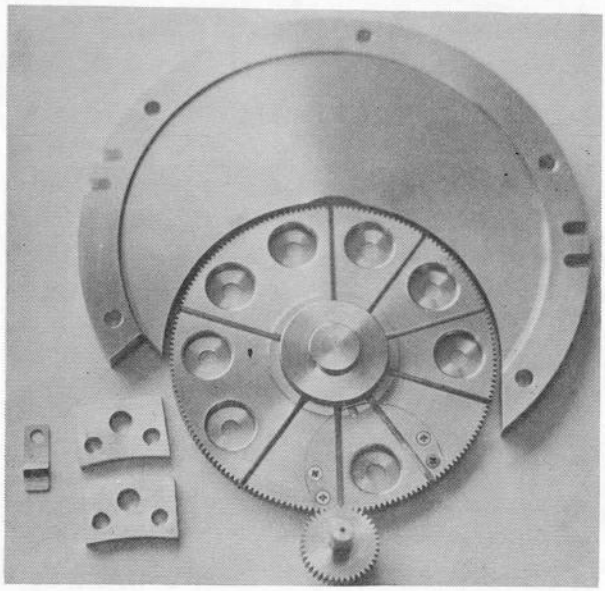


Fig. 2 －10　回転円板台とスペーサー

台にきられた歯車をまわすことにより試料交換が可能である。Fig. 2 －10はその試料回転台の写真である。ストッパーとして板バネを用い、回転台に掘られた三角溝にこれを押しあてて試料が正規の位置に設置されるよう設計がなされている。又最高磁界発生時には、スプリットマグネット同士が約2700kgの力で

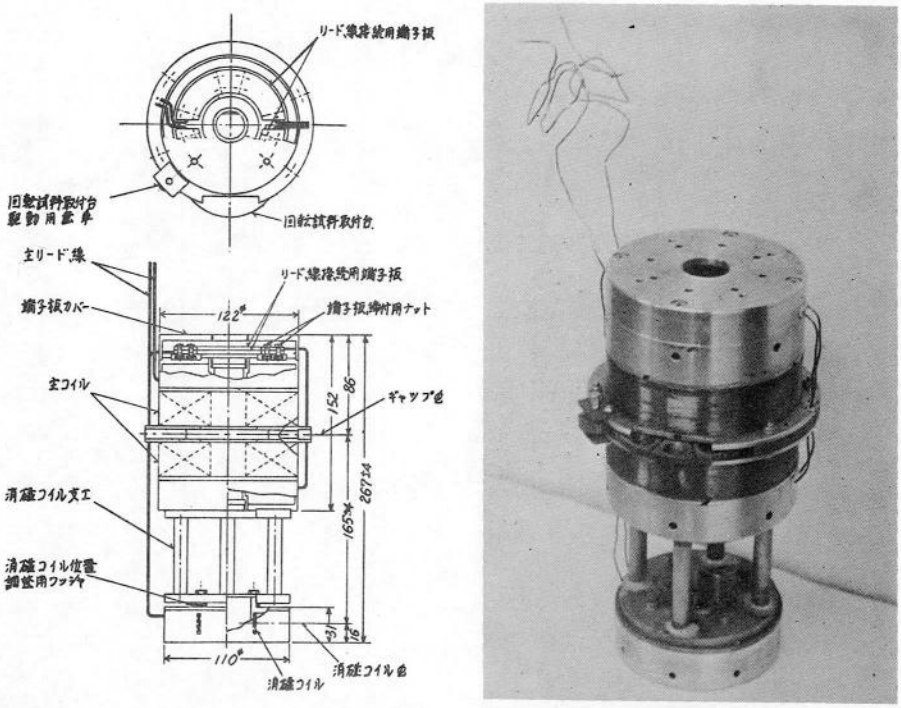


Fig. 2 －11　試作せるヘルムホルツ型超伝導マグネット

引き合う為、これによって影響されないよう、5mmtのスペーサー（材質：砂場に影響されないBsP$_3$－$\frac{1}{4}$H）を回転試料台を除く全面にわたって入れられている。Fig.２－11は、試作されたヘルムホルツ型マグネットの図面及び写真である。下方に見えるマグネットは、ヘルムホルツマグネット中心より軸上16.5cm離れて検知素子が置かれるとき、50KOeの磁場発生時にはこの部分で約１KOeの磁場の影響をうけるのでこれを取り除く為の消磁用補助マグネットである。

出来上がったマグネットの磁場強度の分布を実験的に求めるには、かなりの困難性がある。しかし中心磁界の理論値と実測値との差は約±１％となるまで現在のマグネットの巻線技術は進歩してきているので、一応理論値をそのまま信用してもよいと考えられる。単体のソレノイド型マグネットの内径を２a_1、外径を２a_2、長さを2bとし、中心より軸方向に距離x離れた位置での軸方向の磁場の強さは中心での磁場をHoとすると

$$H_z(X,0)=\frac{H_0}{2b\ln\dfrac{a_2+\sqrt{a_2^2+b^2}}{a_1+\sqrt{a_1^2+b^2}}}\left[(b+x)\ln\frac{a_2+\sqrt{a_2^2+(b+x)^2}}{a_1+\sqrt{a_1^2+(b+x)^2}}+(b-x)\ln\frac{a_2+\sqrt{a_2^2+(b-x)^2}}{a_1+\sqrt{a_1^2+(b-x)^2}}\right] \qquad (2-7)$$

中心より径方向にr離れた位置での軸方向の磁場の強さは、

$$H_z(r,\frac{\pi}{2})=H_0\left[1-\frac{1}{2}E_2\left(\frac{r}{a_1}\right)^2+\frac{3}{8}E_4\left(\frac{r}{a_1}\right)^4-\cdots\cdots\cdots\right] \qquad r>a_1 \qquad (2-8)$$

$$\left[\begin{array}{l} C_1=\dfrac{1}{1+\beta^2}\quad C_2=\dfrac{\beta^2}{1+\beta^2}\quad C_3=\dfrac{\alpha^2}{\alpha^2+\beta^2}\quad C_4=\dfrac{\beta^2}{\alpha^2+\beta^2}\quad \alpha=\dfrac{a_2}{a_1}\quad \beta=\dfrac{b}{a_1} \\ F=\dfrac{4\pi}{10}\beta\left(\sinh^{-1}\dfrac{\alpha}{\beta}-\sinh^{-1}\dfrac{1}{\beta}\right) \\ FE_2(\alpha,\beta)=\dfrac{4\pi}{10}\dfrac{1}{2\beta}\left(C_1^{3/2}-C_3^{3/2}\right) \\ FE_4(\alpha,\beta)=\dfrac{4\pi}{10}\dfrac{1}{24\beta^3}\left[C_1^{3/2}(2+3C_2+15C_2^2)-C_3^{3/2}(2+3C_4+15C_4^2)\right] \\ \cdots\cdots\cdots\cdots \end{array}\right]$$

で与えられる[49]。

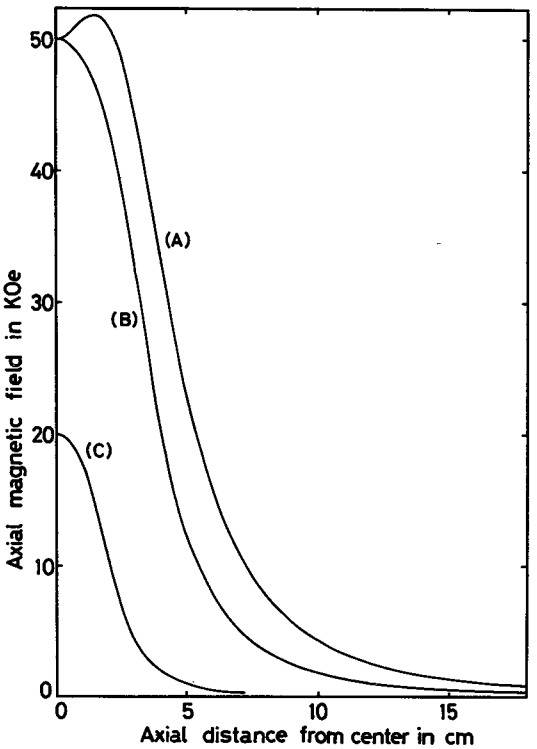


Fig. 2 －12　超伝導マグネットの軸上に於ける磁場強度

Fig. 2 －12のAは試作されたヘルムホルツマグネットの最高磁界発生時の軸方向での分布を、(２－７）式に従って計算したものである。中心より離れるに従いその強度は大きくなり、約16mmの位置で51.8KOeの最高値に達した後、距離と共に磁場強度が減少するという特徴をもつ。(２－８）式に従って径方向の磁界の強さを計算すると

$$\frac{H_B - Ho}{Ho} = 0.138\left(\frac{r}{15}\right)^2 - 0.098\left(\frac{r}{15}\right)^4 \quad r < 15\text{mm} \quad (2-9)$$

となる。

筆者の測定においては、光を直径５mmに絞り込んで行ったので、Fig. 2 －12及び（２－９）式より中心磁界に対し最大0.4%の磁界の偏りが生じることになる。この大きさは、以後の実験において問題とはならない。本装置の予冷は

通常よく行われているsoft vacuumの方法で行うのは困難で、直接液体窒素に浸し30～40分で77°Kまでの予冷が行える。液体窒素温度から液体ヘリウム温度にまでは約3～4ℓの液体ヘリウムを要する。

3・2　単体ソレノイド型超伝導マグネット

最もよく普及した型のマグネットの1つが単体ソレノイド型超伝導マグネットである。本章の研究では、ここで説明する50KOe用及び20KOe用マグネットを主として用いた。特に前者の超伝導マグネットを以下に断わらない限り試作した分光器と組み合わせて使用した。Table 2－3は、これら2つのマグネットの特性を示したものである。

型	最大発生磁場	core径	$2a_1$	$2a_2$	2 b	磁場均一度 5 mm球	磁 場 定 数
B	50KOe	16mm	20mm	89.6mm	65mm	0.7%	2.12 KOe/A
C	20KOe	16mm	19mm	43mm	37mm	2.5%	0.755KOe/A

Table 2 － 3　超伝導マグネットの特性

Fig. 2－12の(B)、(C)が夫々型B、C超伝導マグネットの最高磁界発生時における軸上での磁場強度分布を（2－7）式に従って示したものである。

超伝導マグネットを励磁するときflux jump現象が問題になることは述べた。これは超伝導線に磁界が加わるとき磁束は内部に侵入しょうとするが誘起される永久電流によってその一部はシールドされる。この超伝導電流が何らかの原因（不明）で急激に減衰し、磁束が急激に内部に侵入する。これをflux jumpという。Fig. 2－13は型Bの50KOeマグネットで励磁していく途中で発生するflux jumpを検知したものである。即ち、励磁時間と共に発生する(a)磁場強度(マグネットに直列に継いだ抵抗から発生する電圧)(b)マグネットの両端子間に発生する誘起電圧を示すものである。図中では、磁場上昇中2ケ所で、下降時

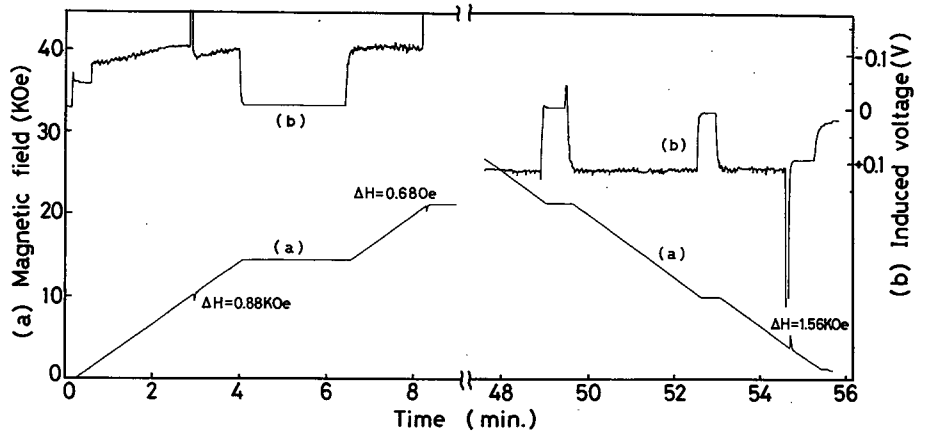


Fig. 2 – 13　励磁中における flux jump

においては１ケ所でflux jumpが観測された。このように励磁途中数回のflux jumpが発生する。しかし励磁を繰り返すに従い、その回数は減少することがわかった。

このflux jumpは熱発生を伴い、その量が大きいと線材の一部の温度を臨界点Tc以上とし、ノーマル状態に転移する。ノーマル状態に転移すると励磁電流によるジュール熱に助けられてこのノーマル領域が破局的に伝播してマグネットの巻線のかなりの体積がノーマル状態となってquenchに至る。又超伝導マグネットの経年により、巻線に緩みを生じると磁気的な相互作用で巻線が振動を起し、flux jumpを助長することがわかった。

更には、第１回目の励磁では正規の最高磁場を発生しても、１度零磁場に下げ再度励磁を行えば、最高磁場に達する前にquenchが起りしかもそのquenchの生じる磁場がその回数と共に低くなるという原因不明の現象が観測された。従って筆者の実験では、一度励磁を行えば磁場を零まで下げきらないようにしてquenchの発生を避けた。

３・３　励磁用電源

超伝導マグネットの励磁は、３・１節で述べたヘルムホルツ型マグネットを

使用のとき、及び単体ソレノイドマグネット使用のときでもInSbの電気的測定のときは、シリコン整流器による直流６Ｖの整流電源を用い、励磁電流の制御は一次側のスライダックの電圧を制御することによって行った。一方３・２節で述べた単体ソレノイドマグネットを分光器に取り付けて使用したときはFig. ２－14に示す６Ｖ大容量鉛蓄電池を電源にし、ヘリオームでトランジスターのベース電位を制御することにより、励磁電流制御を行った。このときヘリオームの回転と電流との間には直線関係が成立するよう、又その直線の勾配が２・２節で述べた回折格子の３つの領域で夫々に応じた値をもつよう、つまりヘリオームに直列、並列に接続された抵抗を適当に選択して行えるよう設計を行った。

何らかの原因で超伝導マグネットに十分大きなflux jumpが生じquenchすると、正常状態に転移した部分に発生するジュール熱のため、局所的な加熱を起し絶縁を破壊したり線材を破損し、又多量の液体ヘリウムが急激に蒸発する。このようなことをできるだけ避けるため放散されるエネルギーを常温部の低抗抗に放出し、同時に電源を切る必要がある。Fig. ２－15はそのための、即ちマグネットのquenchを電圧で検知し、直ちに電源を切る保護回路図である。電源が切れたことにより発生する逆起電力で再び電源がonとならないようにするため、マイクロスイッチが入っており、同時にブザーが鳴りemergencyランプが点灯し危険状態を知らせる。

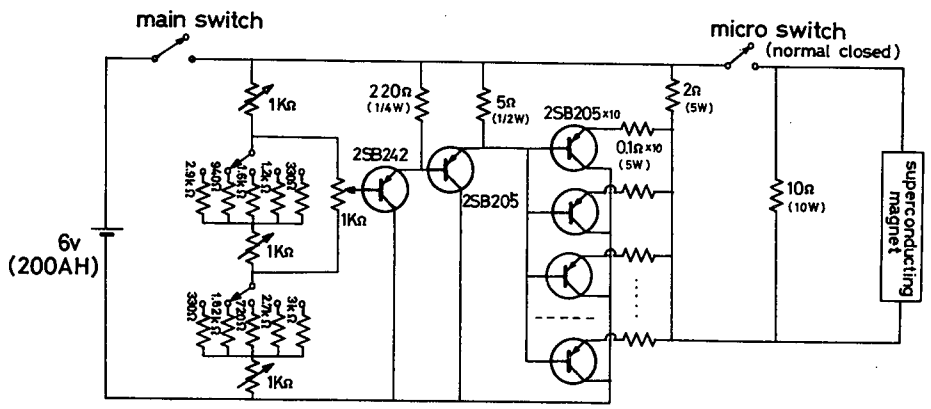


Fig. 2 －14　励磁用電源回路

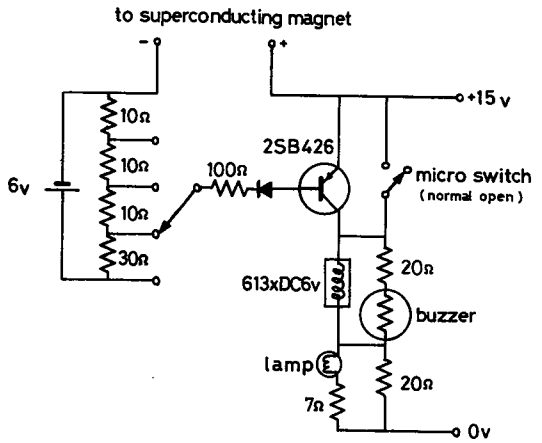


Fig. 2 − 15 保護回路

第4節 Tunable InSb検知器の性質

本章での測定に用いられたn-InSb素子の基本定数と形状は、Table 2 − 4 に示すとおりである。素子名の頭文字は製造会社を表わし、Kは富士通（旧神戸工業)、Cはコミンコ（カナダ)、MOはモンサント（アメリカ)、SUは住友電工を示している。表のうちキャリアー濃度、易動度はいずれも77°Kでの値で製造会社の仕様によるものである。キャリアー濃度はドナー濃度をN_D アクセプ

名　称	キャリアー濃度	易 動 度	42°Kでの抵抗値	大 き さ
K − 22	7.0×10^{12} cm^{-3}	$\sim1\times10^{4}$ $cm^2/V\cdot S$	15 KΩ	$6.0\times3.5\times0.9mm^3$
K − 23	7.8×10^{12}	$\sim1\times10^{5}$	—	$5.0\times3.8\times0.8$
K − 24	2.8×10^{13}	$\sim1\times10^{5}$	0.42	$5.5\times3.8\times1.0$
K − 25	7.8×10^{13}	$\sim1\times10^{5}$	0.12	$4.6\times3.0\times1.0$
C − 4813	$4.8\sim7.8\times10^{13}$	$6.2\sim7.1\times10^{5}$	0.11	$4.6\times4.4\times0.5$
MO − 1814	1.8×10^{14}	5.83×10^{5}	0.011	$4.9\times3.4\times1.05$
SU − 2415	2.4×10^{15}	1.57×10^{5}	0.005	$5.0\times4.9\times0.85$

Table 2 − 4 InSb素子の特性

タ濃度をN_Aとすると（$N_D - N_A$）を示す。以下に述べる第5節までの全ての測定は液体ヘリウムに直接浸し4.2°Kで行った。

4・1　遠赤外域におけるサイクロトロン共鳴吸収

○サイクロトロン共鳴吸収一般論

勝手な方向に運動していた自由電子に磁場がかかるとこれに垂直な面内で電子は円運動をし、この円運動と同周期をもった振動電場は共鳴吸収される。これをサイクロトロン共鳴吸収というが、実際に測定する場合、この現象が明確に認められる為には、$Wc\tau > 1$（τ：電子の緩和時間）が満足されねばならない。つまりサイクロトロン共鳴吸収を起して円運動を行っている電子は、格子や不純物で散乱される為時間τの間しか自由でなく吸収曲線は$1/\tau$の幅をもつことになる。従って上記の条件を満す為には、Wcが大きく（m^* が小さい、磁場が大きい）又易動度$\mu = e\tau/m^* \propto T^{-\frac{3}{2}}$であるので十分低温にし、且つ不純物散乱を避けるため純度の高い試料を用いねばならない。

電子の有効質量の小さいInSb素子に磁場を印加すると、その伝導帯は（2－9）式で表わされるランダウンベルに分離する。[50]

$$E(n, k_z, s) = \frac{1}{2}E_g\left\{-1+\left[1+\frac{4}{E_g}\left(\frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}+\hbar\omega_c\left(n+\frac{1}{2}\mp\frac{1}{2}\nu\right)\right)\right]^{\frac{1}{2}}\right\}$$
$$\cong \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}+\hbar\omega_c\left(n+\frac{1}{2}\mp\frac{1}{2}\nu\right)+\left[\frac{1}{E_g}\left(\frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}+\hbar\omega_c\left(n+\frac{1}{2}\mp\frac{1}{2}\nu\right)\right)\right]^2 \quad (2-10)$$

n：ランダウ量子数　kz：磁場方向の波動ベクトル　S：spin splitting

Eg：エネルギーギャップ　m^*：電子の有効質量　Wc＝サイクロトロン角周波数

$\nu = \frac{gm^*}{2m_0}$：g factorに関係した量

（2－10）式の第2項までは電子が自由電子であるときの結果であり、第3項は価電子帯の影響を考慮した項となる。

一方磁場中におかれた水素型不純物原子のエネルギー状態と遷移の強さについての理論研究は、Yafet,Keyes,Adams[51]（YKA）に始まりWallis,Bowlden[52]（WB）を経てHasegawa,Haward[53]（HH）に至り、更にはLarsen[54]は電磁場極限で球対称になる試験函数を用いて伝導帯のnonparabolicityをも考慮した計算を行っている。いづれも$\gamma = h\bar{\omega}_c/2R_y^* = (\frac{a^*}{\lambda})^{1/2}$（$R_y^*$：リードベルグ定数、$a^*$：ボアー半径、$\lambda$：サイクロトロン半径）の値が1よりも大きい条件を満す磁場が、InSbに加えられると、その不純物レベルは強磁場近似で解くことができる。n－InSbでは$m^* = 0.014 m_0$ $a^* \approx 6.42 \times 10^{-6}$cm、$R_y^* \approx 0.66$meVであるので$\gamma = 1$（即ち$a = \lambda$）の条件は約2KOeの磁場で達成することができ、容易に高磁場条件（$\gamma > 1$）での実験が可能となる。Fig. 2－16はW.Bが求めた強磁場の下でのエネルギー準位及び光学的活性な遷移を示したものである。これら選択則を満足する遷移のうち3及び4に相当するものが、遠赤外域での吸収或いは光伝導効果に寄与するものとなる。以後3によるものをICR(impurity cyclotron resonance)4によるものはCCR(conduction electron cyclotron resonance)

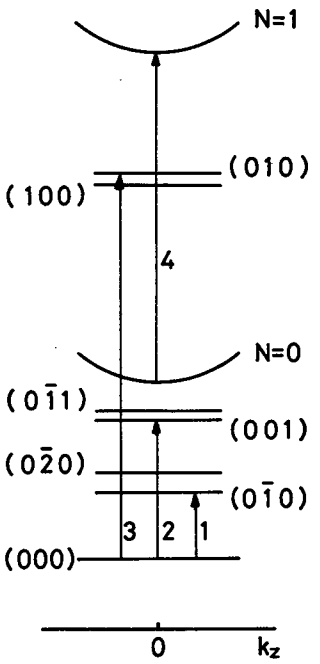


Fig. 2－16
磁場中にあるn-InSbの理論的に予想される光学的吸収

と略する。Kaplanは1，3，4の遷移の吸収及び光伝導の観測を行い、YKA, WB,HH,Larsenの理論と比較検討しInSbの不純物レベルの取り扱いにはnonpa-rabolicityの効果を考慮し又基底準位の計算された値に補正を加えることが必要であることを結論ずけている。筆者の測定に於ても比較的Kaplanと似た結果を得たがこのことについては更に多くの測定を要する。

○337μHCNレーザーでのサイクロトロン共鳴吸収

固体のサイクロトロン共鳴吸収の実験は、1950年代の前半にマイクロ波を用いてGeで観測されたのにはじまり[56]、Siは勿論電子の有効質量の小さいInSb 半金属であるBi等のサイクロトロン共鳴吸収の測定が為されてきた。最近ではレーザー及び超伝導マグネットの発達に伴い、これらを組み合わせることにより赤外領域で多くの測定が行われるに至っている。

Fig. 2 −17は、3・1節で述べたヘルムホルツ型超伝導マグネットと消磁用補助マグネットを用い、HCNレーザー337μの波長で4.2°Kでの様々なキャリ

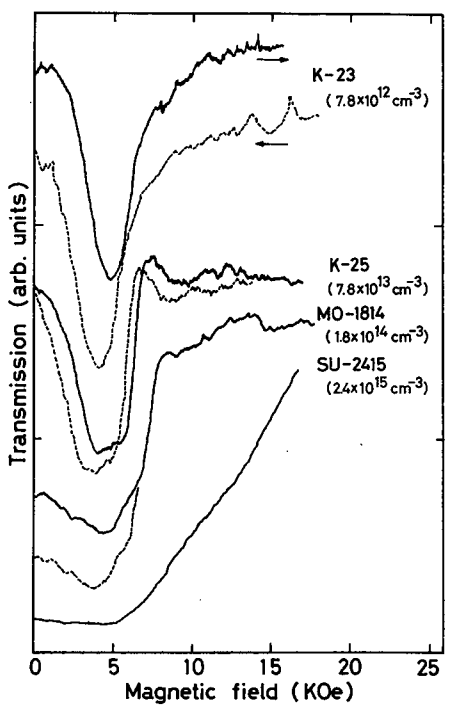


Fig. 2 −17

n-InSbのサイクロトロン共鳴吸収

アー濃度をもつInSb素子のサイクロトロン共鳴吸収曲線の幅を測定したものである。実線が低磁場から高磁場に点線が高磁場から低磁場へ磁場強度を走査したものである。4 KOe付近では約500～600Oeの層歴性がある。　このようにキャリアー濃度の増加と共に吸収線幅は広くなりM01814のこの試料では、最早$Wc\tau > 1$の条件を満足しなくなっている。このことより比較的入取し易い

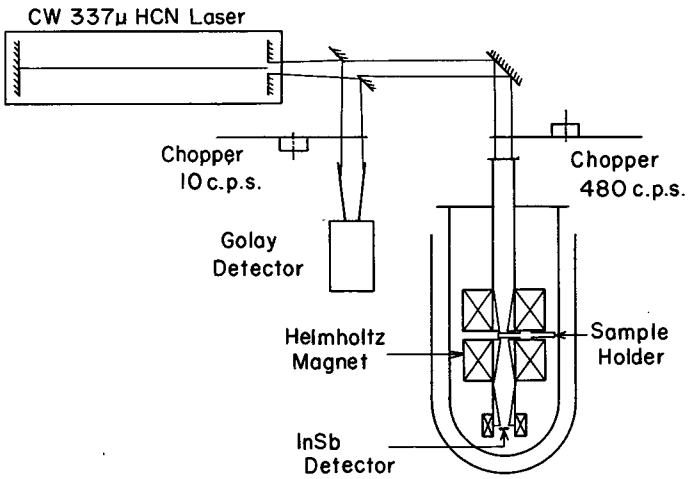


Fig. 2 －18　サイクロトロン共鳴吸収測定に用いた光学系

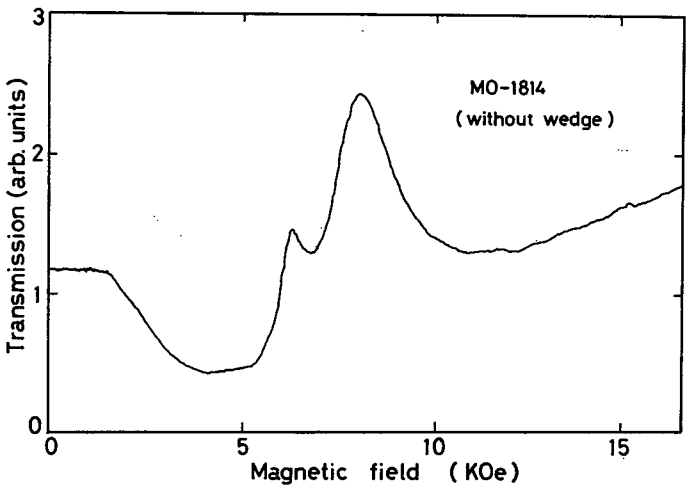


Fig. 2 －19　　n-InSbにwedgeをつけない 場合のサイクロトロン共鳴 吸収

10^{13} cm^{-3} オーダーのキャリアー濃度のInSb素子を検知器として本章の試作した分光器に用いることにした。

Fig. 2 －18は上記の実験での測定系ブロックダイアグラムである。レーザー光のモニターとしてゴレー検知器を、サイクロトロン共鳴吸収測定の検知器には、消磁マグネットの中心部に位置するホットエレクトロン光伝導効果を利用したK－24素子を用いた。試料は全てヘルムホルツ型マグネットの中央にある回転台の上に載せられている。これらの試料のうちMO－1814は楔形に研磨して行った。特に楔形に研磨を施さなかった時の結果がFig. 2 －19である。Fig. 2 －17と比較すると、次のような差違が生じでいることがわかる。

1）通常のサイクロトロン共鳴吸収の位置より高磁場側に吸収が移動している。

2）この図には表われていないが、何回かの測定では、低磁場側にも新たに弱い吸収が存在した。

3）7 KOe付近に幅の狭い、又11KOe付近に幅の広い吸収が新たに観測された。

これらのことは、磁場の変化と共にInSb素子の屈折率及び吸収係数が変化する為、光の干渉効果が表われたものと考えられる。Drudeの式[57]及びAiryの干渉の式[58]を用い、プラズマ角周波数Wp＝3.5×10^{12} 1/sce Wcτ ＝0.65として計算を行えば定性的には上記のことは説明できた。

以上のようにサイクロトロン共鳴吸収測定をなす場合　ときによっては上記の如く現象が生じることもあるので得られた測定結果の解釈には、細心の注意が必要である。

本実験では、CCRとICRの2つの吸収は分離して表われておらないがレーザーの出力を変化させることによりこれら吸収が区別された報告もある[59]。又 実際には自由電子は不純物などによる散乱を受ける為選択則を破りランダウ量子数が1より大きな変化をすることが更に短い波長領域で観測されている[60, 61]。他方P型InSbについての測定もレーザーを用いてなされているが、この場合は価電子帯

の構造が複雑である為その解析は難かしい。[62)]

○共鳴周波数と磁場の強さ

Fig. 2 －20は試作した分光装置を用いC －4813素子の50KOeまでのサイクロトロン共鳴周波数を求めた実測値である。白印がCCR、黒印がICRによるものである。低磁場領域ではその変化はかなり直線的である。しかし20KOeより高磁場になるとその傾向は満されなくなることがわかる。これはレストストラー

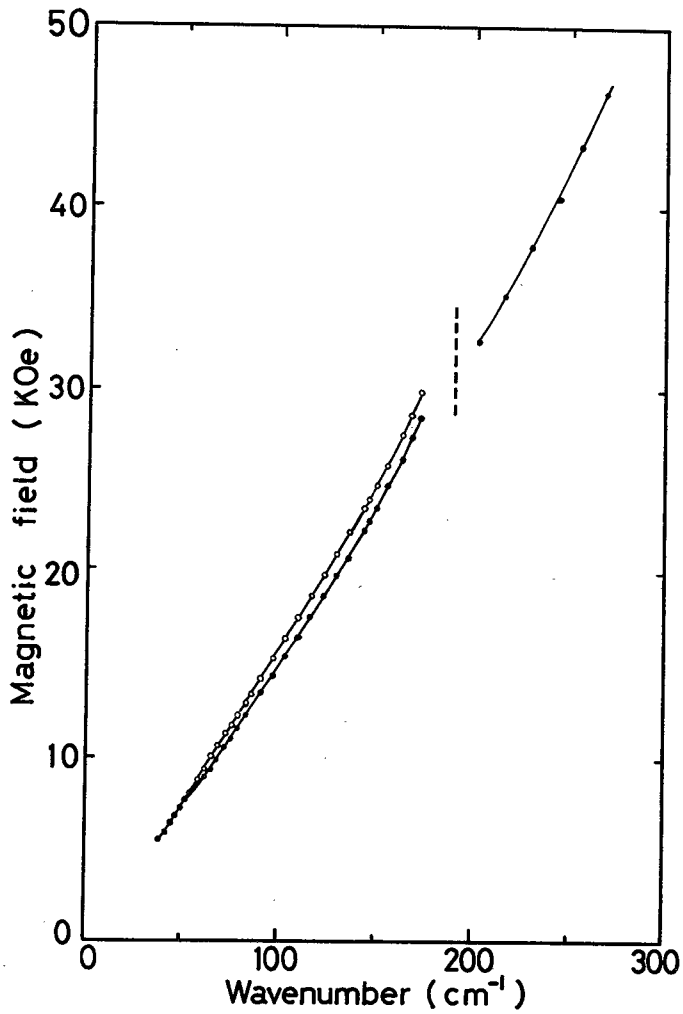


Fig. 2 －20　サイクロトロン共鳴周波数と磁場との関係

レンバンド領域近くでは、電子とLOフォノンとの相互作用によるポーラロン効果[63, 64]の影響でみかけ上の電子の有効質量は大きくなり、波数と磁場強度は比例しなくなることによるものである。このことはtunable InSb検知器と分光器とを組み合わせて用いるとき問題となる。

4・2　電気的特性

種々のキャリアー濃度をもつn型InSbを検知器として用いる場合、その電気的特性を知っておかねばならない。各素子の電極は、オーミックコンタクトを保つ為インジウムで、0.2mmφの銅線を半田付けした。このときフラックスとして$ZnCl_2$の水溶液を用いれば、容易に電極取り付けが行えるが、$ZnCl_2$が飛散し結晶表面を汚染し、これを取り除くのは非常に困難である。従ってフラックスは使用しない方がよいと思われる。フラックスを使用のときは半田付け後数時間蒸留水で洗っておかねばならない。又本研究ではFig. 2－6のようにInSb素子を台座に取り付け、そのまま超伝導マグネットの中央に装填し、液体ヘリウムに直接浸した。このようにするならば4～5回の使用でS/Nが急激に悪くなることがあった。これは特に電極半田付けにフラックスを用いたときに著しく、室温と4.2°Kとの間のヒートサイクルによる電極の機械的破損及び空気中に素子の表面が晒されることによる汚染などの原因が考えられる。前者の場合は、半田付けをし直すことにより後者の場合は素子の表面を少し研磨するか或いはエッチングすることによりS/Nは回復した。従って今後検知素子は真空カプセルの中で取り付けて用いれるようにすればより望ましいと考えられる。

Fig. 2－21～23はTable 2－4のうちのMO－1814、C－4813、K－24の素子の電流対電圧特性を、Fig. 2－24～26はそれに対応する抵抗対電圧特性を示したもので磁場の強さをパラメーターにして測定した。他の素子についても同様なものを得た。これらはn-InSbの輸送現象を探る上に役立つものである。いづれの場合においても、ある電場の大きさのところで急激に電流、抵抗の変化する部分が観測される。Fig. 2－27はこの急激な変化を起すよりも小さな電流

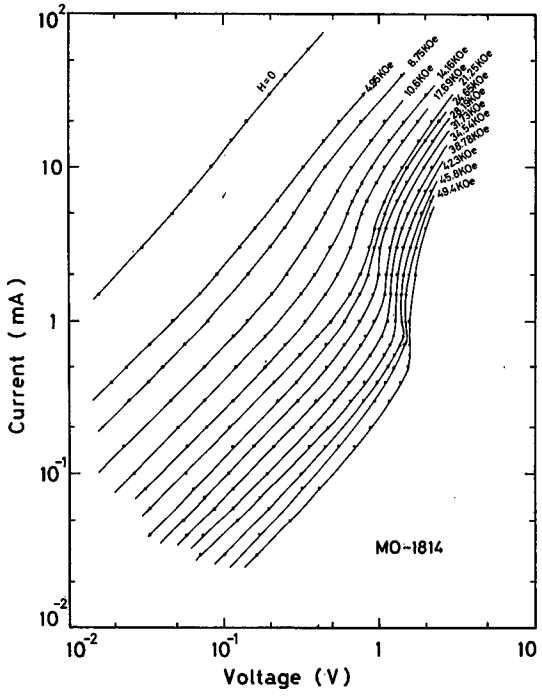


Fig. 2 −21　MO-1814のV-I特性

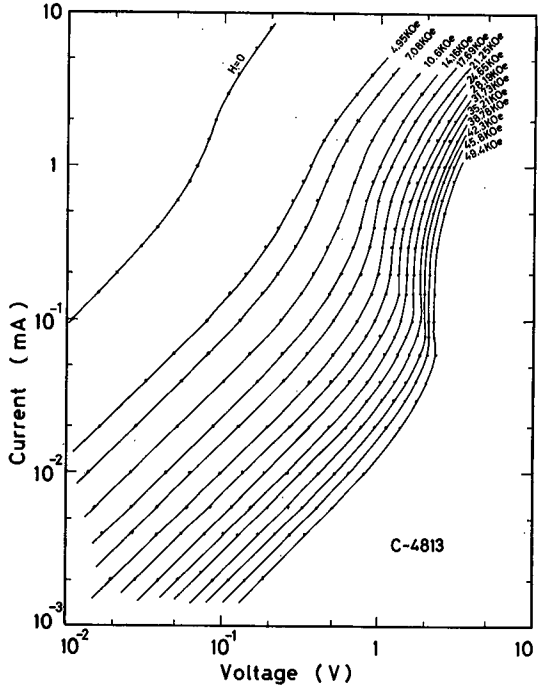


Fig. 2 −22　C-4813のV-I特性

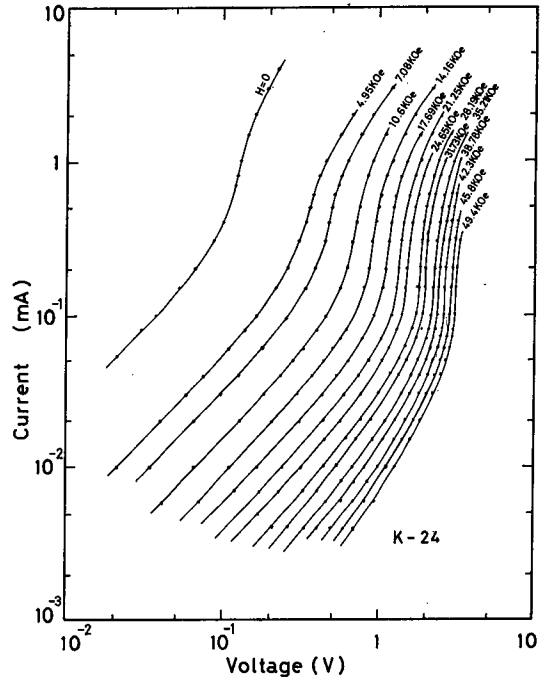


Fig. 2 −23　K-24のV-I特性

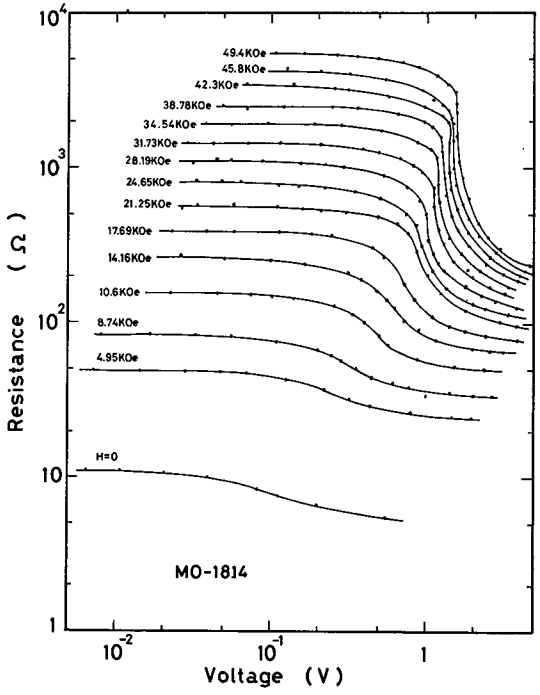


Fig. 2 −24　MO-1814の抵抗値と電場との関係

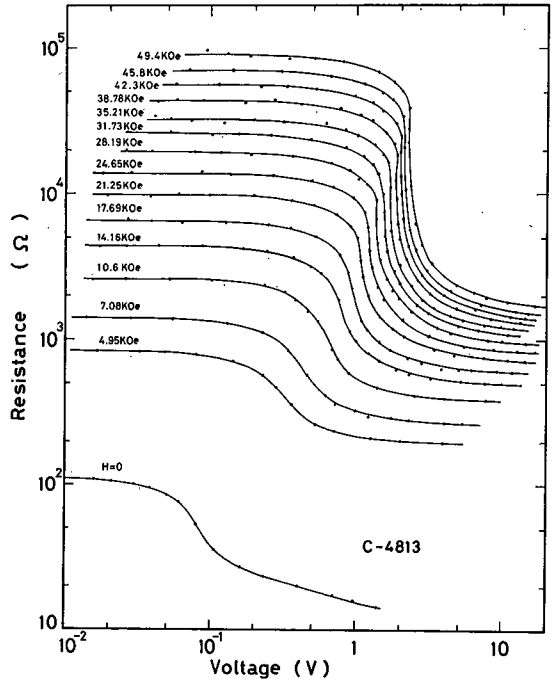


Fig. 2 −25　C-4813の抵抗値と電場との関係

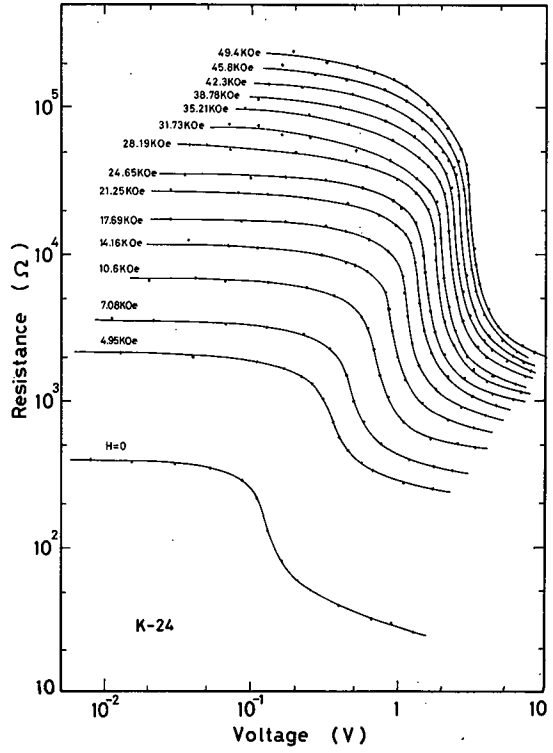


Fig. 2 −26　K-24の抵抗値と電場との関係

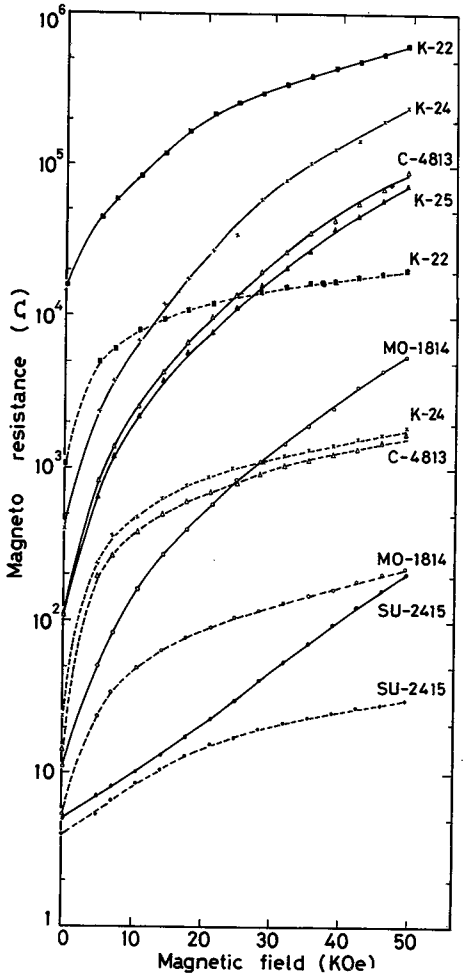


Fig. 2 −27

磁気抵抗のキャリアー濃度依存性

領域即ちオーミック領域と急激な変化を起した後の抵抗とを、磁場の函数としてキャリアー濃度の異なる素子について比較したものである。

以上の測定結果より次のようなことが見出された。

(1) 電場が一定のもとで磁場強度が大きくなる程抵抗は大くなる。これはいづれのキャリアー濃度のものについてもいえる。

(2) 電場、磁場が一定のもとでは、キャリアー濃度が大きくなる程抵抗は減少する。

(3) 磁場が一定のとき電場が強くなればある電場の大きさまでは一定の抵抗を示し、その電場以上では抵抗は急降下し、ほぼ一定の抵抗値になる傾向がある。そしてオーミック領域は高磁場になる程高電場側まで伸びキ

リアー濃度が大きくなる程急降下の度合は減少する。又キャリアー濃度磁場の有無を問わずここで測定した素子に関しては、この高電場に於ける抵抗の降下現象が観測された。

(4) 各素子につき、夫々オーミック領域での磁場増加に対する抵抗値の増し方と電流値の急激な変化をした後の磁場に対する抵抗値の増し方を比較すると、前者の方が後者よりも大である。

これらの現象については、次のように考えると定性的な説明がつく。つまり、

イ）磁場が存在すると伝導帯はランダウ準位に量子化されるがランダウ準位のすぐ下にはドナー準位が存在し、ランダウ準位の易動度はドナー準位のそれよりも大きい。

ロ）磁場はランダウ準位間を大きくすると共にN＝0のランダウ準位とそれに属するドナー準位との間隔を大きくする。

ハ）電場はキャリアー（電子）にエネルギーを与え、電子をドナー準位からランダウ準位にもち上げる。

ニ）キャリアー濃度（$N_D - N_A$）はドナーの波動函数の重なりによるドナー準位のバンド化に寄与する。

に基いて(1)～(4)について次のように説明がなされる。

測定は全て液体ヘリウム温度（4.2°K）で行っているからフェルミ統計により、電子はN＝0のランダウ準位或いはそれに属するドナー準位に多く分布していると考えられる。

(1) 磁場が大きくなると(イ)(ロ)の故に、ランダウ準位にある電子は易動度の小さなドナー準位におち込み電気伝導が減少し従って抵抗が大きくなると考えられる。

(2) キャリアー濃度が大きくなるとキャリアー数が増し又(ニ)の故キャリアーは移動し易くなり電気伝導度が大となって従って抵抗が小さくなる。

(3) 電場が零から徐々に増えると(イ)(ハ)により最初多数の電子は易動度の小さなドナー準位に分布しているがある電場の値に達すると衝突励起さ

れ易動度の大きなランダウ準位に上がり、電気伝導度が大きくなり従って抵抗が小さくなる。高磁場では(ロ)により、より大きなエネルギーを電子に与えなければドナー準位にある電子はランダウ準位に上がらないので結局オーミック領域が高電場まで伸びることになる。キャリアー濃度が大であれば(ニ)によりドナー準位がバンド化しているからドナー準位での伝導との差が減少し従って抵抗の急下落の度合は減少する。

(4) これは(イ)が原因するものと考えられる。即ちオーミック領域の抵抗は主にドナー準位での伝導が寄与しており(イ)で述べたようにドナー準位位の易動度はランダウ準位の易動度に比べて小さく、その磁場が増大するにつれて抵抗が増す割合は、易動度の大なるランダウ準位での伝導が主に寄与する電流の急下落後の抵抗値の増加する割合よりも大きくなるものと考えられる。

以上磁気抵抗の変化を説明するのに、ランダウ準位とドナー準位とでの伝導、即ち2－carrier modelを考えることによって行ったがこのことは未だ定説がなく一つの争点となっている[65, 66]。つまり今用いた2－carrierの立場から説明を行うもの[67~69]とあくまでホットエレクトロン効果の延長としての立場から説明するもの[70]とがある。本研究では便宜上前者の主張に従って得られた結果を説明したものであり、これらのことについては更に検討を要する。

4・3 光感度特性

InSb に強磁場を加えるとその伝導帯及び不純物準位は、Fig. 2-16に示すように分離し、遠赤外域ではN＝0→N＝1及び（000）→（010）の遷移が観測されることは前述した。しかもInSb に印加する磁場強度を変えることにより、その遷移エネルギーを任意に変化させることができる。ここにこのInSb の光伝導効果を適用すれば遠赤外域で狭帯域の波長感度をもち、しかもその感度の最高の波長を磁場の強さと共に移度することができるtunable 検知器として応用することができる。

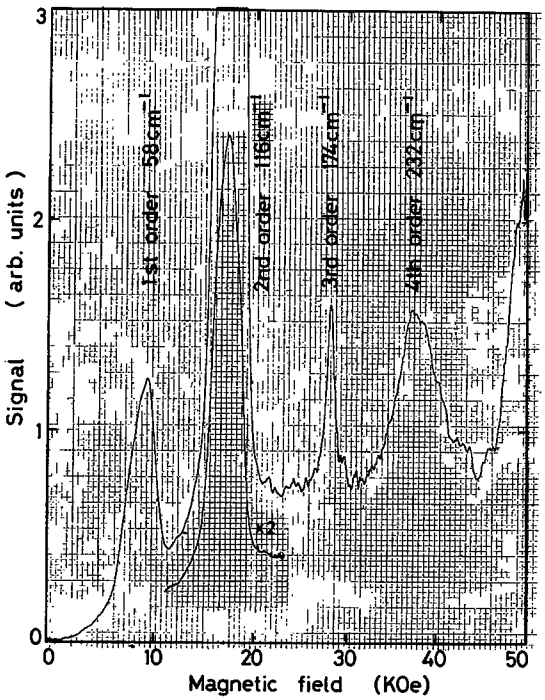


Fig. 2-28 回折格子を固定した時の検知器出力

Fig. 2-28は、試作した分光装置を用い、5本/mmの回折格子をブレーズ波長付近に固定し、スリット幅を一定にし磁場を0～50KOeまで走査し、1次から5次までの回折光のK－24素子からの出力を測定したものである。低磁場では素子の感度が小さく、高磁場になるに従いそれは増加し、最高値に達した後感度は急激に低下することがわかる。又高磁場、高波数になるに従いバックグラウンドレベルが上昇している。磁場を強くするとInSb素子の抵抗値が増加し、その結果バックグラウンド光による抵抗変化量も大きくなることによると考えられる。又サイクロトロン共鳴光伝導は、ホットエレクトロン光伝導（その強さは波長の2乗に比例[71]）をバックグラウンドとしてあらわれるのでtunabb lnSb検知器と回折格子とを組み合わせて用いるとき、回折光の1次を用いねばならない。

Fig. 2-29は、同様に全波長域にわたって回折格子の一次光を用い、C－4813

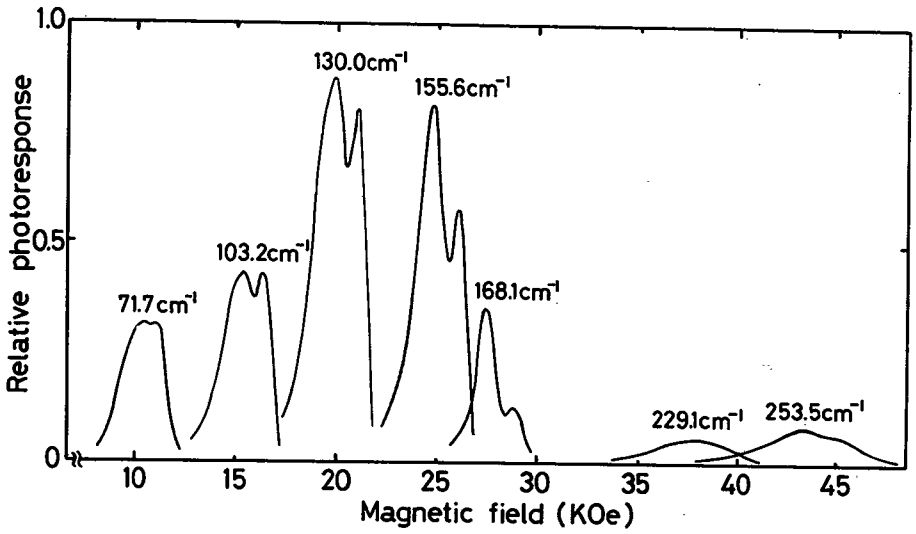


Fig. 2-29　分光光伝導感度の磁場に対する依存性

素子の光伝導感度の磁場依存性を調べたものである。但しその感度は、光源のエネルギー分布、分光器の透過度、ライトパイプの透過度、素子の感度特性が重畳して得られた結果であることを注意しておかねばならない。約170cm^{-1}より低波数側ではサイクロトロン共鳴光伝導幅は波数の増加と共に狭くなり[72](40cm^{-1}で40%、90cm^{-1}で20%、120cm^{-1}で15%、170cm^{-1}で12%の半値幅これは山本の結果[41]とかなりよい一致をみる）同時にＣＣＲによるものはフリーズアウト効果の故に、その大きさが小さくなる。その感度はある波数領域で最大となるところをもっており、レストストラーレンバンドではほとんど感度を示さない。200cm^{-1}より高波数になると再び光伝導感度を示すが、その幅は広く更に高波数になって初めてＣＣＲによるものが僅かに観測された。

以上の結果よりtunable InSb検知器の波長感度特性の一応の概念を得ることはできた。しかし更に詳しく波長感度依存性を調べる為、つまりFig. 2-30の各波数でのperk値のつらなりが如何になるかを知る為に、Geボロメーター及びシリコンの窓をもつゴレー検知器を用いて測定を行った。Fig. 2-30はその結果を示すものである。即ちGeボロメーター、ゴレー検知器は波長に対して一定の感度をもつものと仮定して（Geボロメーターに関しては２・３節で確認されてい

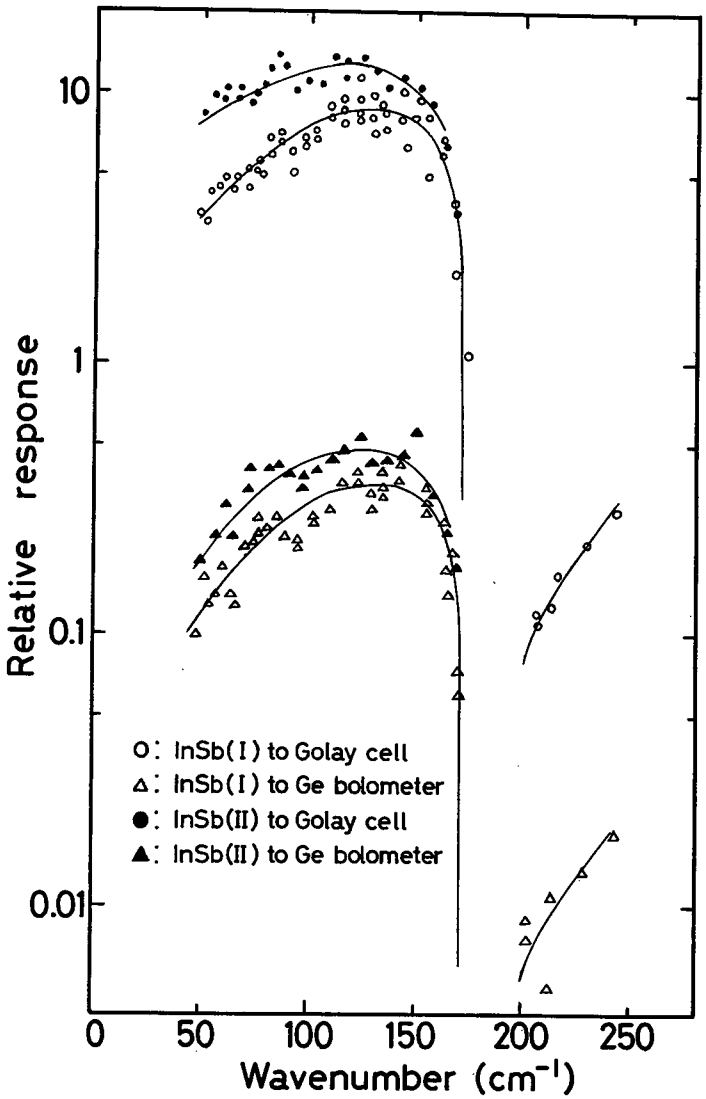


Fig. 2-30 Geボロメーター及びGolay検知器に対する相対光伝導感度

る）これら2つの検知器に対するK－24、C－4813 tunable InSb 検知器の感度を示すものである。[73] 測定は試作した分光装置を用い全て等しいスリット幅で行い、その時のゴレー検知器及びGeボロメーターの出力に対するtunable InSb 検知器の出力比を表わした。但し120cm 付近で全ての場合についてノイズ

がほぼ等しくなるようにして測定を行った。ゴレー検知器、Geボロメーターを使用の場合には、高次光除去フィルター及びクールドフィルターとして、パウダーフィルター[45]及びブラックポリエチレン数枚を用いた。これらの吸収による効果は計算により補正が行われている。光束断続周波数はInSb 検知器の場合には、その応答時間が早いので[40]780Hzを他の2つの検知器に対しては15Hzを用いた。又Geボロメーターは液体ヘリウムをポンピングすることにより、1.7°Kに冷却して用いた。黒印はK－24、白印はC－4813の結果で共に長波長側から徐々に感度が大きくなり、100～150cm^{-1}付近で最大に達し、170cm^{-1}に近づくと急激に減少する。170～200cm^{-1}の間のレストストラーレンバンド（30～35KOe）間で殆ど感度を示さず200cm^{-1}より高波数側で再度感度がでてくる。しかしその感度は余り高くはない。この測定においては感度最大の付近では、ゴレー検知器に対して約10倍、Geボロメーターに対しては約$\frac{2}{5}$の感度を示し、レストストラーレンバンドより低波数域でこのtunable InSb検知器は有用であろうことがわかる。ゴレーでの結果とGeボロメーターのとでは、少し傾向が違っている。つまりピークより低波数側ではゴレーの方が減少の仕方が小さく、高波数側ではその度合が大きい。これは恐らくGeボロメーターとInSb検知器の測定ではかなり長いライトパイプを用いており、このライトパイプの特性が表われているのではないかと考えられる。以上得られた結果には、雑音の効果は十分には考慮されておらない。これをも含めた、つまり雑音等価入力をも考えに入れたいわゆるD*（specific detectivity）は、Putley によって示されている。[74] ここに得られた結果では、磁場と共に増大する雑音を考慮するならば、レストストラーレンバンドより低波数域で定性的にはPutleyのものと一致する。しかし高波数域では、益々一致しなくなる。従ってD*を正確に知るには、今後更に測定をくりかえし、種々の素子について幾多の資料を蓄積する必要があろう。

第５節　InSb検知器のtuning

試作研究した本分光装置の最大の特徴は、分光器の波数の移動と共にInSb検知器の最高感度を与える磁場を同期させることにある。以下に於て、このことをtuningという言葉でもって表現する。本節では、このtuningのとり方及びその時の結果について述べる。

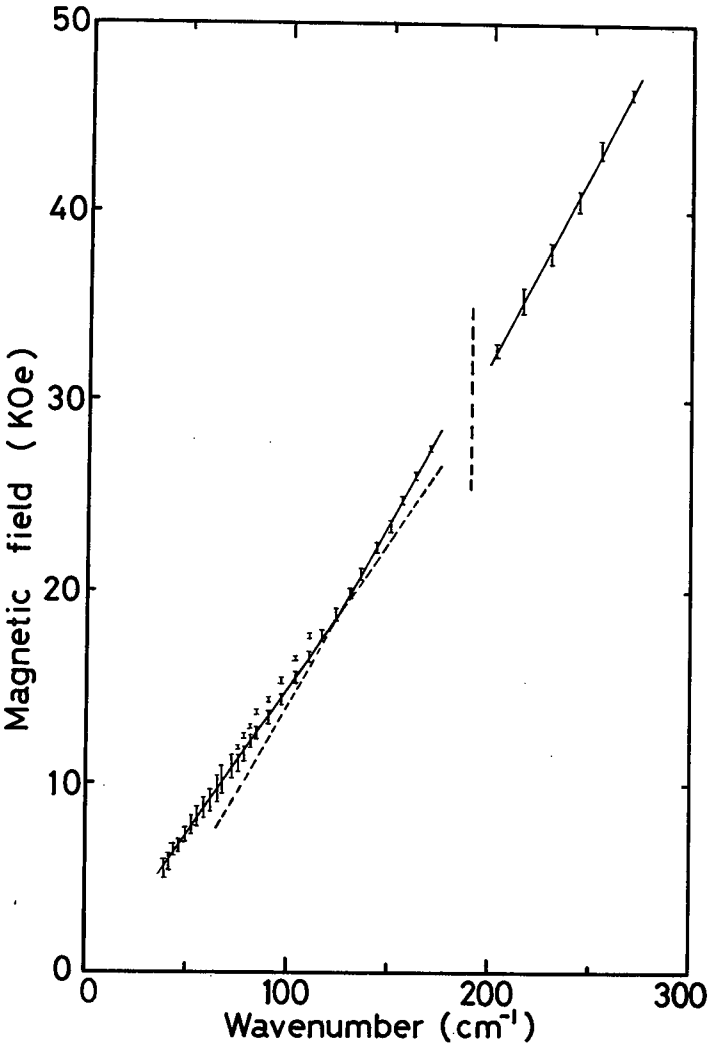


Fig. 2-31　波数と最適磁場との関係

5・1　最適磁場

試作研究した分光器の波数領域は、Table 2－2に示す如く3つの領域にわかれており、tuning はこれら各領域で夫々行われる。ここにその為に必要な各波数に対する最適磁場を求めた。それには、C－4813素子について各波数で磁場を走査することにより、サイクロトロン共鳴光伝導を観測し、その最高感度を与える磁場がいくらになるかを測定した。前述の如く、サイクロトロン共鳴周波数と磁場の大きさは、InSb の電子の有効質量が一定であるならば比例する。つまり分光器の波数と超伝導マグネットに流す電流値との間に比例関係が成立する。しかし特にレストストラーレンバンド近傍では、ポーラロン効果の故にこのことは成り立たなくなる。Fig.2-31はその得られた結果を示すもので、各波数でそのフォトシグナル量の損失が5％以内となる許容磁場を縦線でもって示してある。75～110cm^{-1}で各波数で5％許容磁場領域が2ケ所存在するが、これはこの領域では、ＣＣＲとＩＣＲが明確に区別され110cm^{-1}より高波数では、CCRはICRの95%よりも小さいことを意味している。以上のようにフォトシグナルの損失を5％以内となるようにするならば、分光器の波数に対する磁場強度、即ち超伝導マグネットに流す電流勾配を120cm^{-1}より低波数側と高波数側とで夫々違った値をもつ直線となるように近似すればよいことがわかった。又、その損失が10%まで許されるならば1つの直線で近似できる。Table 2－5は3つの回折格子の各領域で5％の損失が許容される場合に成立する直線関係を表わしたものである。従って10本/mm、20本/mmの回折格子を使用のとき、2つの波数値域に分割し、夫々その領域に対応する波数対磁場勾配の値をもつようにすればよい。

本研究で用いたマグネットの励磁用電源は、ヘリオームでトランジスターのベース電位を制御し、規定の電流をマグネットに流すように設計されており、そのヘリオームの回転数とマグネットの電流とは近似的には比例関係にある。従ってInSb 検知器のtuningをとる実験では、ヘリオームの回転速度をギアーの組み合わせで決定し、Table 2－5の電流勾配をもつようにして行った。

回折格子	波数域 (cm^{-1})	磁場域 (KOe)	電流域 (A)
5本/mm	33.3 ～ 83.3	4.9 ～ 12.3	2.3 ～ 5.8
10本/mm	66.7 ～ 124.0	9.7 ～ 18.4	4.6 ～ 8.7
	124.0 ～ 166.7	18.4 ～ 26.9	8.7 ～ 12.7
20本/mm	133.3 ～ 170.0	20.3 ～ 27.5	9.6 ～ 13.0
	200.0 ～ 290.0	32.0 ～ 50.0	15.1 ～ 23.6

Table 2-5　波数と磁場との関係

5・2　最適バイアス電流

InSb 素子を遠赤外検知器として用いるとき、その光感度はバイアス電流値に依存する。従って最適バイアス電流を各素子の各磁場について知っておく必要がある。検知素子への入射光はチョッパーによって矩形波に変調されており、その出力電圧を△Vとすると、素子の抵抗値の変化分△Rとの間には、

$$\triangle V = \frac{R_\ell}{R+R_\ell} I \cdot \triangle R \qquad (2-11)$$

の関係がある。但しRは素子の抵抗値 R_ℓ は負荷抵抗、Iはバイアス電流値で

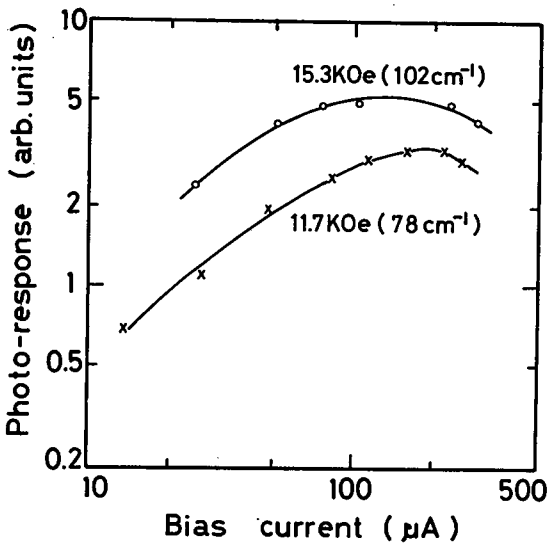


Fig. 2-32
バイアス電流による検知器の感度

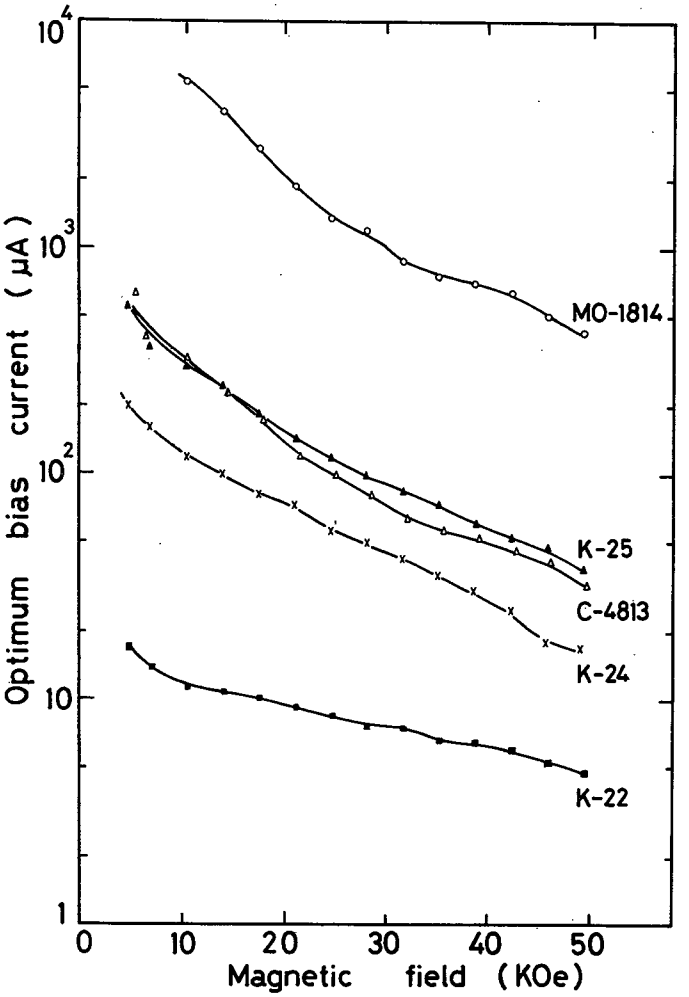


Fig. 2-33 最適バイアス電流

ある。オーミック領域では（2—11）からわかる様に、バイアス電流Iが増せば増す程光感度は増大する。更に電流が大きくなってV—I特性が曲がりはじめると抵抗値は小さくなり、同時に△Rも小さくなり、ある電流Iのところで感度は最大となった後減少する。Fig. 2-32は、15.3KOe、11.7KOeの磁場の場合に於ける素子K—24の光伝導感度とバイアス電流との関係を示したものである。入射光としてはサイクロトロン共鳴吸収に相当する波数102cm^{-1}及び78cm^{-1}の光を用いた（試作した分光器を使用）。この場合感度最大を与える電流値は、山本[24]が示したV—I特性曲線と勾配2の直線との接点となる。Fig. 2-33は、

この方法に従った各磁場に対する最適バイアス電流値を各素子について示すものである。但し200μA以上のバイアス電流では、電流雑音の影響も効いてくるので、上記の値よりも少し低い電流値で使用せねばならない。[41]

SU-2415は傾き2の部分がなく図には示されていない。これは、この素子ではドナーの波動函数が重なり不純物帯を形成していてランダウ準位とドナー準位が区別しにくくなり、従って高磁場になっても伝導度にそれ程変化が無い為の結果と考えられる。

一方出力電圧はInSb 素子の抵抗Rと負荷抵抗R が等しいとき最大となるが、雑音指数の問題を考えるならば、R<R で用いる方が望ましい。即ち雑音源はこれら抵抗の熱雑音と増幅器の第1段目の能動素子（本研究では12AX 7真空管）からの雑音とであるとし、この増幅器で発生する雑音をその入力側で同じ量の熱雑音を生ずる室温にある抵抗Regでおきかえるとすると雑音指数を最小にするには、次の関係が満足されねばならない。[75]

$$R = \frac{R^2 + R\sqrt{R^2 + 4Req^2}}{2Req} \qquad (2-12)$$

本研究に於ては1.3Vの水銀電池と適当な負荷抵抗R を用い、Fig.2-33の値に近くなるよう、同時に（2－11）式をも満す値に近くなるようにして素子に流すバイアス電流値を決定した。実際には、本分光装置の有用な領域である170cm^{-1}より低波数領域では、波数が小さい程Fig.2-33を満足させる為の負荷抵抗と（2－12）式より求められるそれとでは、かなりよい一致をみることができた。

5・3 試作せる分光装置で得られるtuning曲線

分光器からのフォトシグナルとして記録される量は、光源のエネルギー分布、分光器の透過度 ライトパイプ光学系をも含めたInSb素子の感度が掛け合わさったものとして観測される。tuningをとるに当りこの最終的に得られるフォトシグナルがどのような分布をするかを知っておかねばならない。Fig.2-34(a)

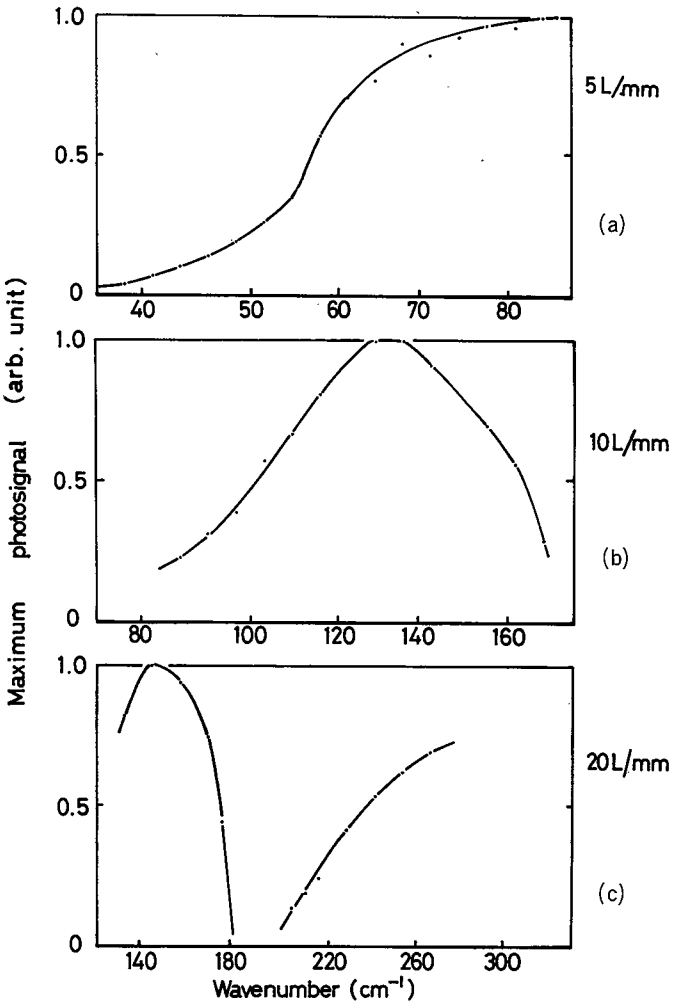


Fig. 2-34　Tuning時に於ける100%ライン

は５本/mm の回折格子を用いた場合の各波数に回折格子を固定し、磁場を走査することによりその最高のフォトシグナル値を図示したものである。即ち共鳴光伝導最高感度と分光器の波数のtuningをとった場合の 100%ラインとなる。検知素子にはK－24を使用した。その場合検出部の負荷抵抗として5.8KΩ を５・２節で述べたことに従って選んだ。Fig.2-34(b)は同様に10本/mmの回折格子を用いた場合の 100%ラインを示す。但し検出部の負荷抵抗8.2KΩ、素子K－24を使用した。Fig.2-34(c)はC－4813素子を用い負荷抵抗2.4KΩ における100%ラインである。 K－24素子を使用し、全波数領域を負荷抵抗5.8KΩで測定を行ったとき、素子の抵抗変化の仕方は、Fig.2-35の点線で示すようになる。

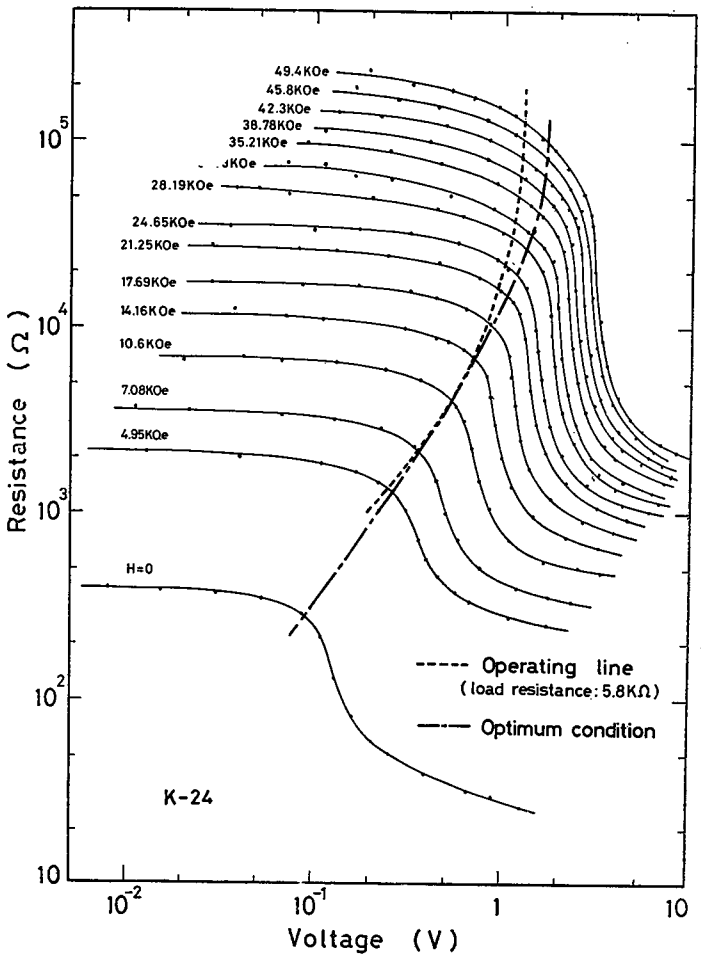


Fig. 2-35 固定負荷抵抗を使用せるときの動作点

(一点鎖線は最適バイアス電流を流したときの変化を示す) 110cm^{-1}(約17KOe)より低波数域では実際の動作点と最適値とはよい一致をみるが、それより高波数(高磁場)域では高波数程最適値からのずれが大きくなる。しかも同時に、(2—12) 式を満す条件からのずれも徐々に大きくなる。従って負荷抵抗及びバッテリーの値は実測でS/Nが最大となるように選んだ。

2・3節で調べた分光器のエネルギー分布と、上記のようにして求めた 100%ラインとを比較することにより、ライトパイプ系をも含んだtunable InSb検

知器の波長感度を知ることができる。これは4・3節で述べたGeボロメーターゴレー検知器で求めた結果とよい一致をみることができる。

Fig. 2-36～39は実際にtuningをとって得られた大気の水蒸気スペクトルである。いづれも吸収曲線の最大の位置のずれは、分光器の波数精度以内となっている。Fig. 2-36、2-37はK－24素子を用い、Fi2-31のフォトシグナルの損失を5％以内となるようにしたときに近似できる直線の120cm^{-1}以下で成立する関係をそのまま高波数域にまで延長を行ったものである。Fig. 2-38、2-39はC－4813を用いて120cm^{-1}より低波数域と高波数域とが夫々2本の直線関係を満足するようtuningをとって得られた結果である。走査速度は図に示されるとおりで、一般に用いられているゴレー検知器使用の遠赤外回折格子分光装置に比べ相当早く更に早い走査が期待できる。以上より波数と磁場との関係を2本の直線で近似するならば、フォトシグナルの損失を5％以内にでき、しかも十分早い測定が可能であることがわかった。

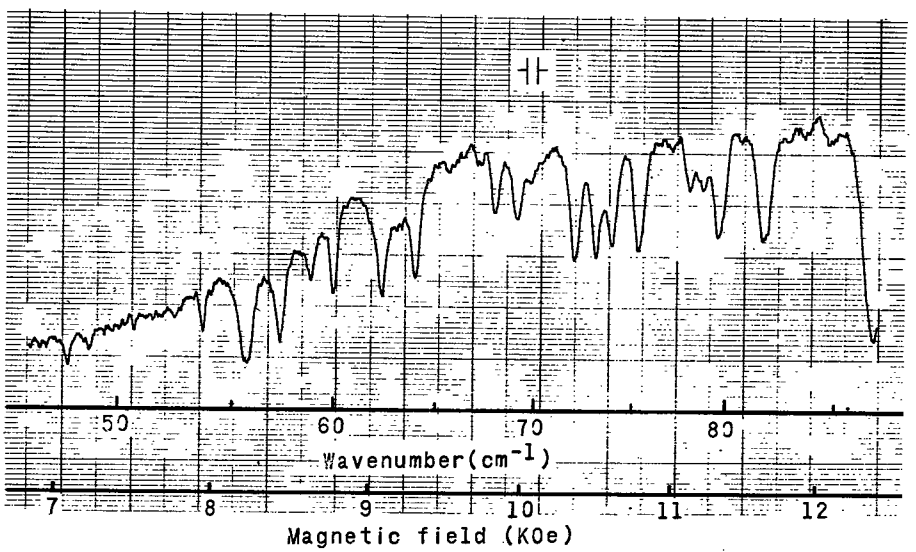


Fig. 2-36 大気の水蒸気吸収スペクトル　0.4cm^{-1}/min

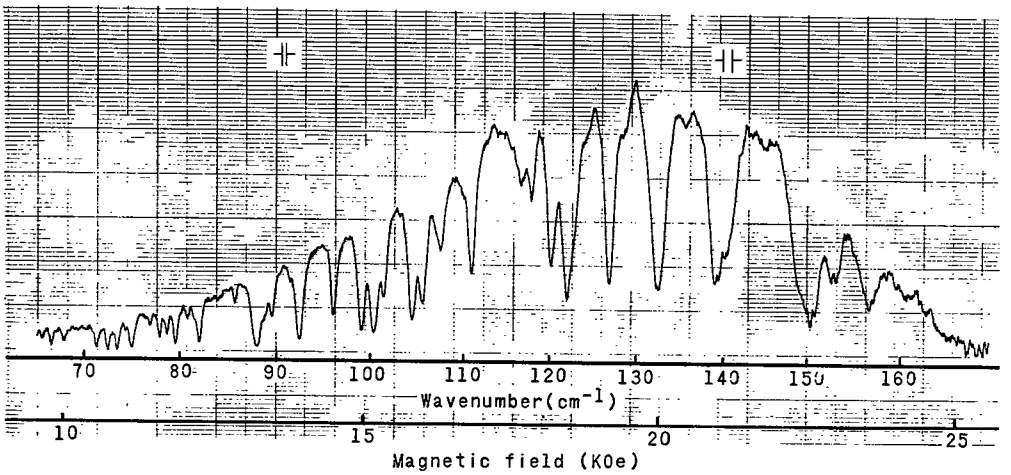


Fig. 2-37　大気の水蒸気吸収スペクトル　　0.8cm^{-1}/min

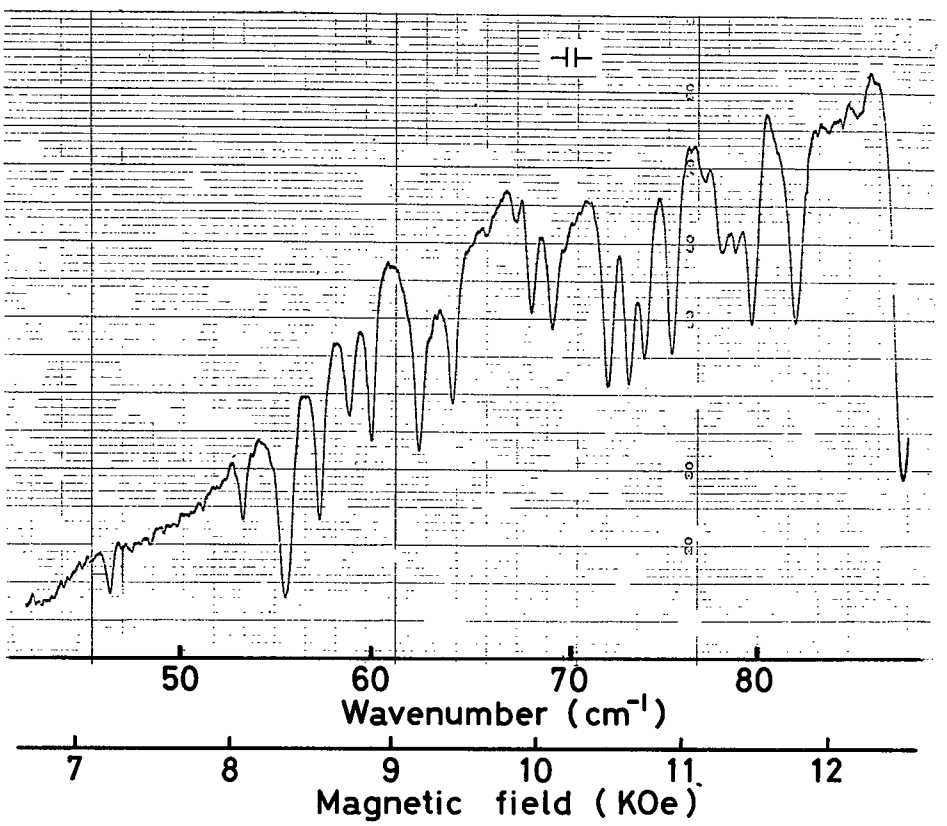


Fig. 2-38　大気の水蒸気吸収スペクトル　　1.2cm^{-1}/min

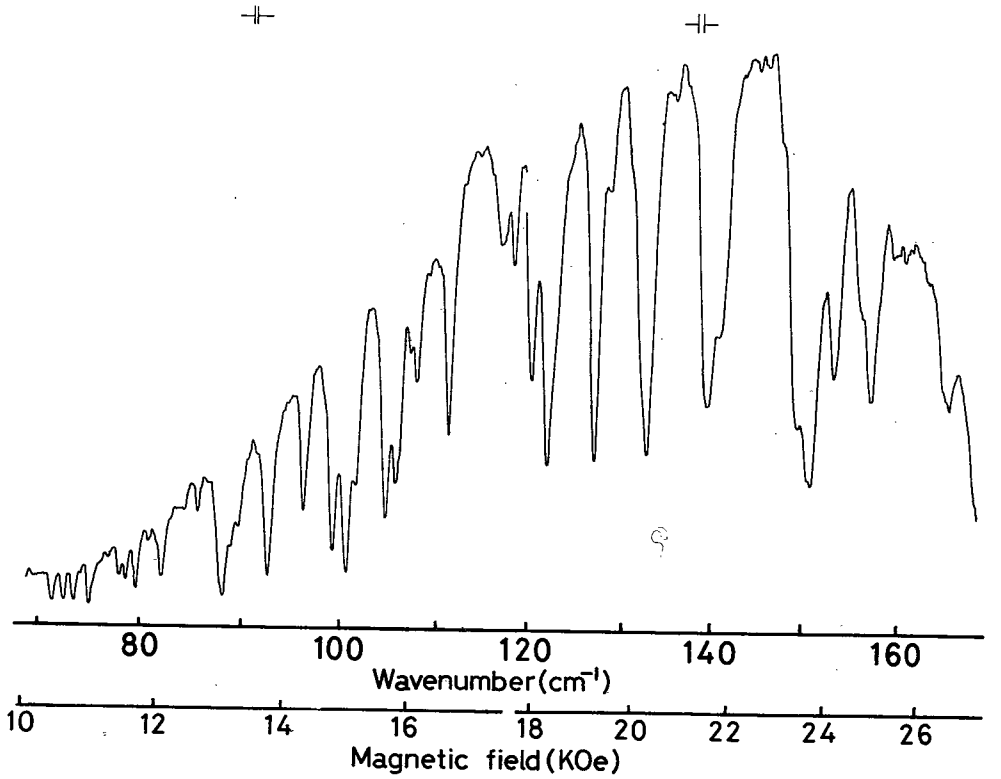


Fig. 2-39 大気の水蒸気吸収スペクトル　2.4cm⁻¹/min

上記のように本分光装置とInSb 検品器の最高感度とのtuningをとるならば、各々の波数領域で夫々独自の形をした 100%ラインが現われる。実際の物性測定を為す場合 100%ラインが平担である方が望ましい。Fig.2-40はそれを満足する為の波数と磁場との関係を示したものである。即ち図のように最適磁場（点線）よりも大きな、或いは小さな磁場を検知素子にかければ 100%ラインは平担になる。但しここに示したものは、Fig.2-34(a)、(b)のフォトシグナル値の50%以上を平担にする為のものである。しかしこのようにマグネットの励磁電流を制御するには、幾本かの直流近似を用いるか、或いはそれに応じたカムを用いるなり、フィードバック系にするなり、又サイクロトロン共鳴光伝導の急激に変化する肩の部分を用いるので、かなり複雑な機構が要求される。しかも利用できるるエネルギーに損失をきたしたものとなる。従って 100%ラインを平担にすることは、実用的にも余り得策ではないと考えられる。

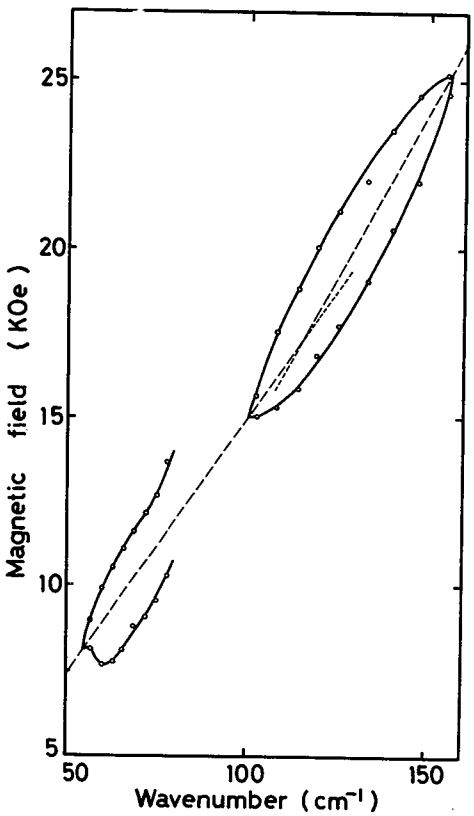


Fig. 2-40

100%ラインを平担にするときの磁場と波数の関係

第6節　試作せる分光装置の検討

6・1　固定磁場の下での水蒸気スペクトル及び分解能

試作した分光装置の性能テストとして、固定磁場で波長走査を行って大気の水蒸気スペクトルを得た。Fig.2-41～43は、夫々5本/mm、10本/mm、20本/mmの回折格子を用いてその結果を示したものである。用いた素子はK－24である。この時の磁場強度及びスペクトルスリット幅は図に示すとおりである。又水蒸気量は、真空タンクに大気中の空気を適当に入れることにより決めた。使用した超伝導マグネットは、20KOeより低い磁場のときはタイプCの最高発生磁界20KOeマグネットを、それ以上ではタイプBの50KOeマグネットを使用した。これら測定された水蒸気スペクトルの結果より次のようなことがわかった。

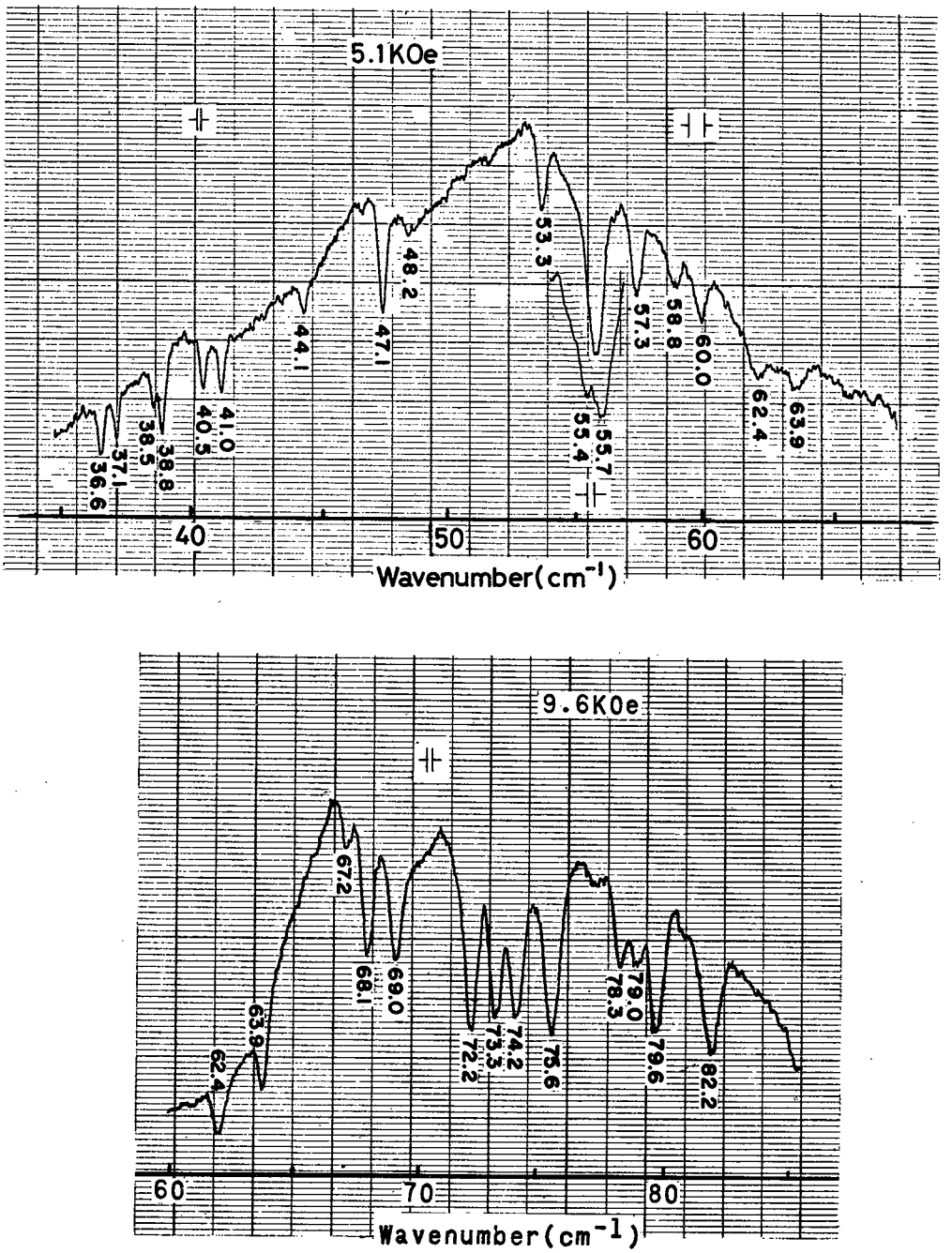


Fig. 2-41 固定磁場のもとでの水蒸気吸収スペクトル (5本/mm)

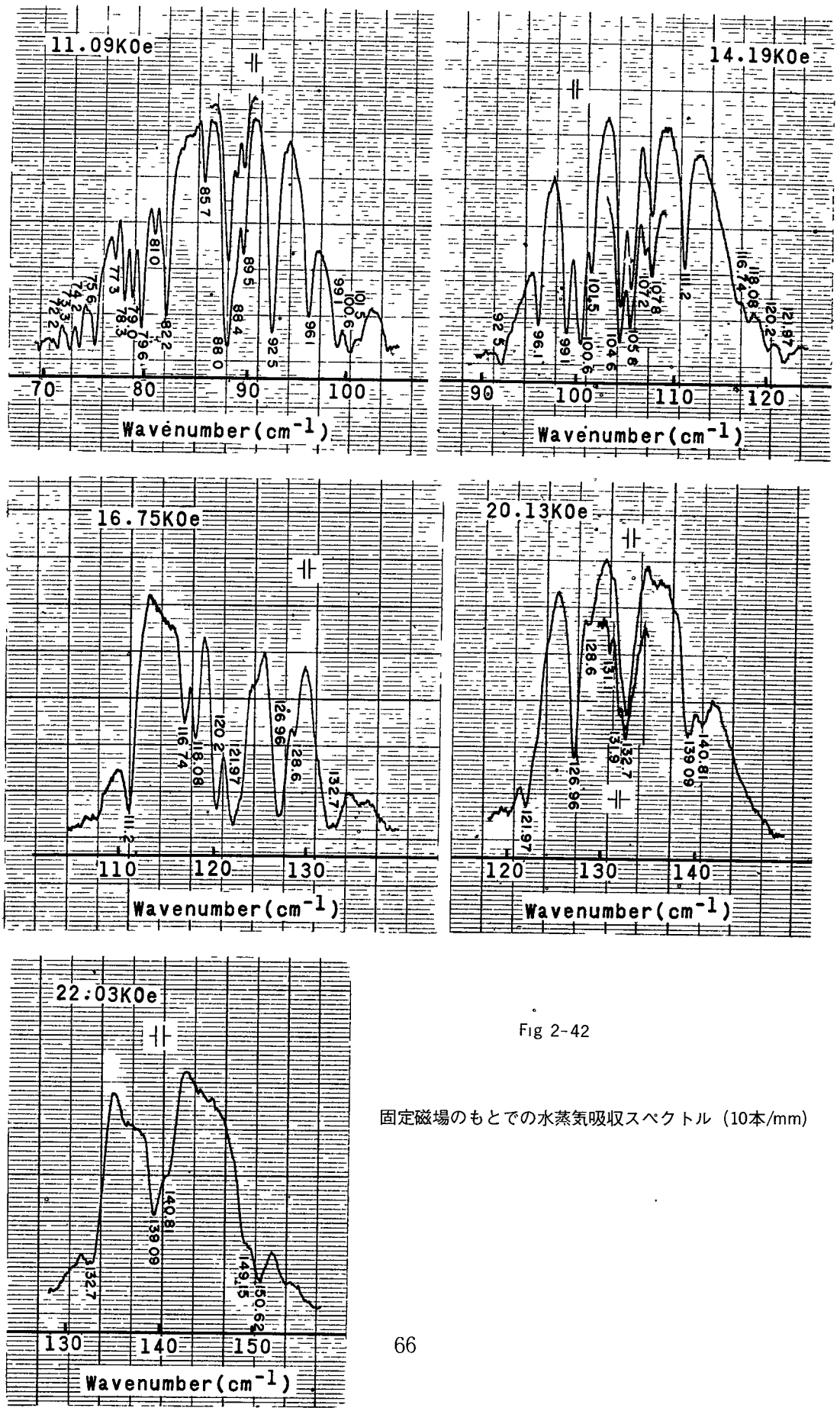
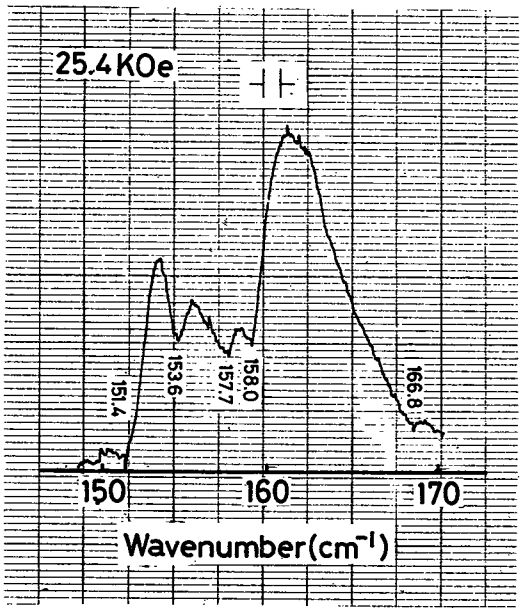
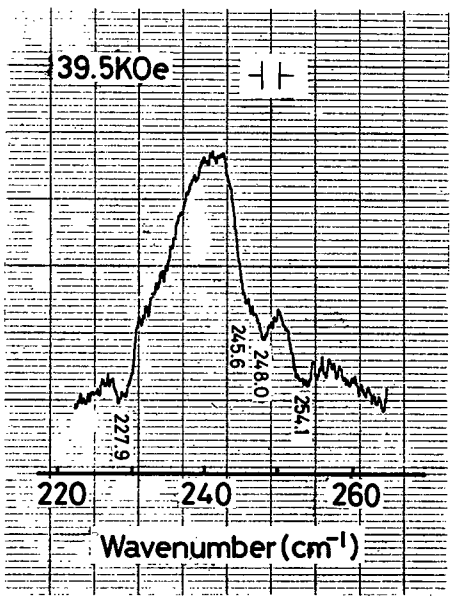
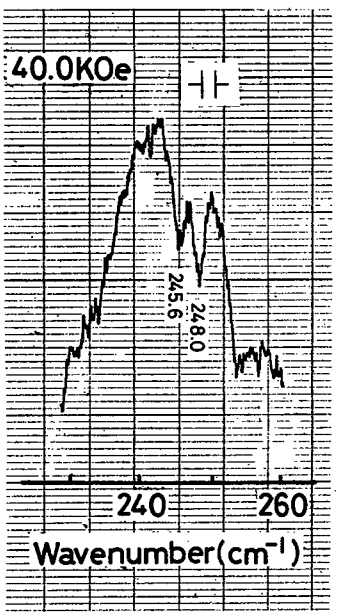


Fig 2-42

固定磁場のもとでの水蒸気吸収スペクトル（10本/mm）







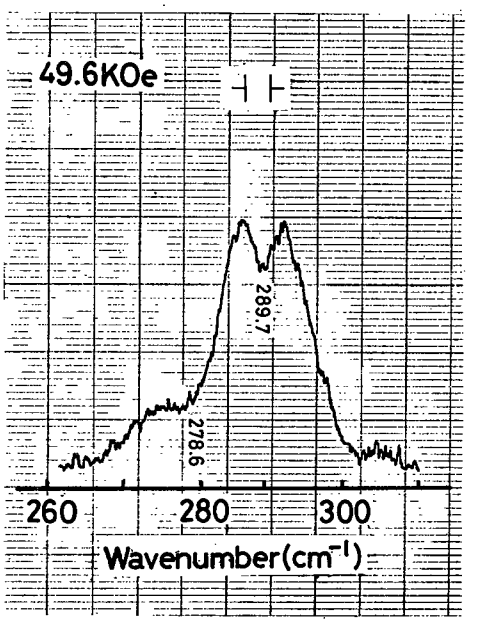


Fig. 2-43　固定磁場のもとでの水蒸気吸収スペクトル（20本/mm）

1．得られたスペクトルには高次光によると思われるものは現われていないので、ブレーズ波長付近をも含めて全波長域にわたって高次光の影響はないと考えられる。

2．0.3cm^{-1}（40cm^{-1}、55cm^{-1}付近）、0.4cm^{-1}(90cm^{-1}付近)の分解が十分大きな、S/Nで得られた。これは山本[24]、Yoshinaga Yamamoto[76]の結果よりもS/Nに於て2倍以上優れ、分解能も十分向上している。

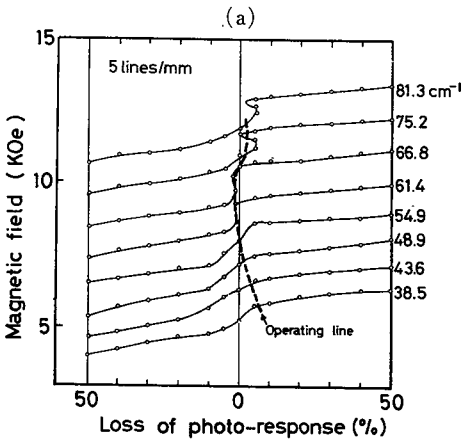
3．走査速度は、Fig.2-41では0.4cm^{-1}/min、Fig.2-42では0.8cm^{-1}/min Fig.2-41では25.4KOeのとき0.8cm^{-1}/min、他は1.6cm^{-1}/minであり、5・3節でのtuningをとったときの走査速度と共に既製の分光器例えば大阪大学遠赤外分光装置[31]に比べ2倍は早く、更に早い走査速度が期待できる。

4．磁場が低いとき素子の感度が小さく幅が広いためFig.2-41の 5.1KOeのスペクトルのように40cm^{-1}付近が感度最高であるにも拘わらず、ブレーズ波長の方にそのピーク値は移動している。

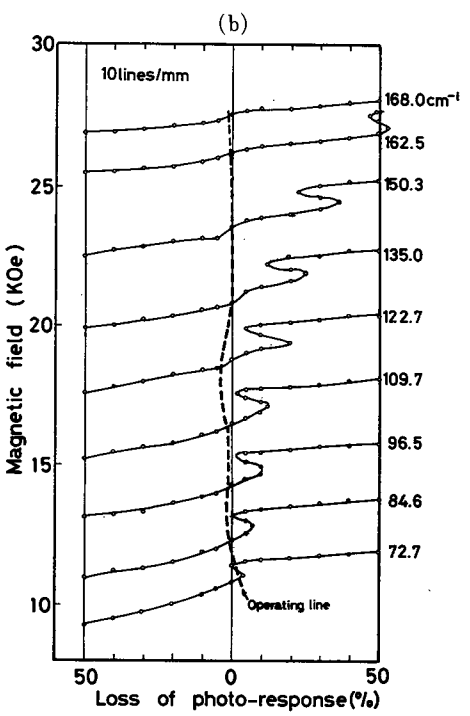
5．20本/mm回折格子を用いる領域では、InSb検知器からの出力が低下するため、スリット幅をひろげてS/Nを上げなければならない。従って本分光装置では、170cm^{-1}より低波数領域で有効である。

6・2 Tuning の整合性と再現性

第5節でInSb検知器のtuning について述べてきた。しかし実際には、例えそのtuningが満足になされてもその再現性が重要な問題となる。というのは、本分光装置は単光束型であるので、物性測定における試料光と参照光の強度分布の測定は、同時に為され得ないからである。一方このtuningの難易さはInSb検知素子のスペクトル幅に関係し、サイクロトロン共鳴光伝導の幅が狭い程それは困難となる。Fig.2-44(a)、(b) は再現性を調べる為にC－4813を用いてtuningをとったときの条件のもとでの整合性を示したものである。これは波数固定で磁場走査して得られたサイクロトロン共鳴光伝導信号をもとに、横軸に最大感度信号量からのずれの割合（中央が0）をとり、縦軸にそのときの磁場



(a) 5本/mm



(b) 10本/mm

Fig. 2-44 Tuningの整合性

をとって夫々各波数についてプロットし（実線）その上に実際の動作点をプロット（点線）したものである。tuningは5・1節で示した波数対磁場の関係の2本の直線に近くなるようにして行った。しかしここに示した測定の場合、それら直線の端のところでは、必ずしも十分な整合が為されたとはいえない。Fig.2-45(a)、(d) はその時の再現性を調べた結果である。波数走査速度は(a)1.2cm^{-1}/min (b)2.4cm^{-1}/minである。その変動は、5本/mm回折格子を使用する低波数側では、peak to peakで約 3.5%、10本/mm回折格子のときで 4.5%であった。これは既製の分光器と比し何ら遜色ない値と考えられる。

6・3 スペクトルの純度

遠赤外分光の通常の方法に従うならば、測定される光は回折格子の1次光(波長入）が利用される。しかしn次光（波長λ_1/n）もλ_1と同方向に回折される。

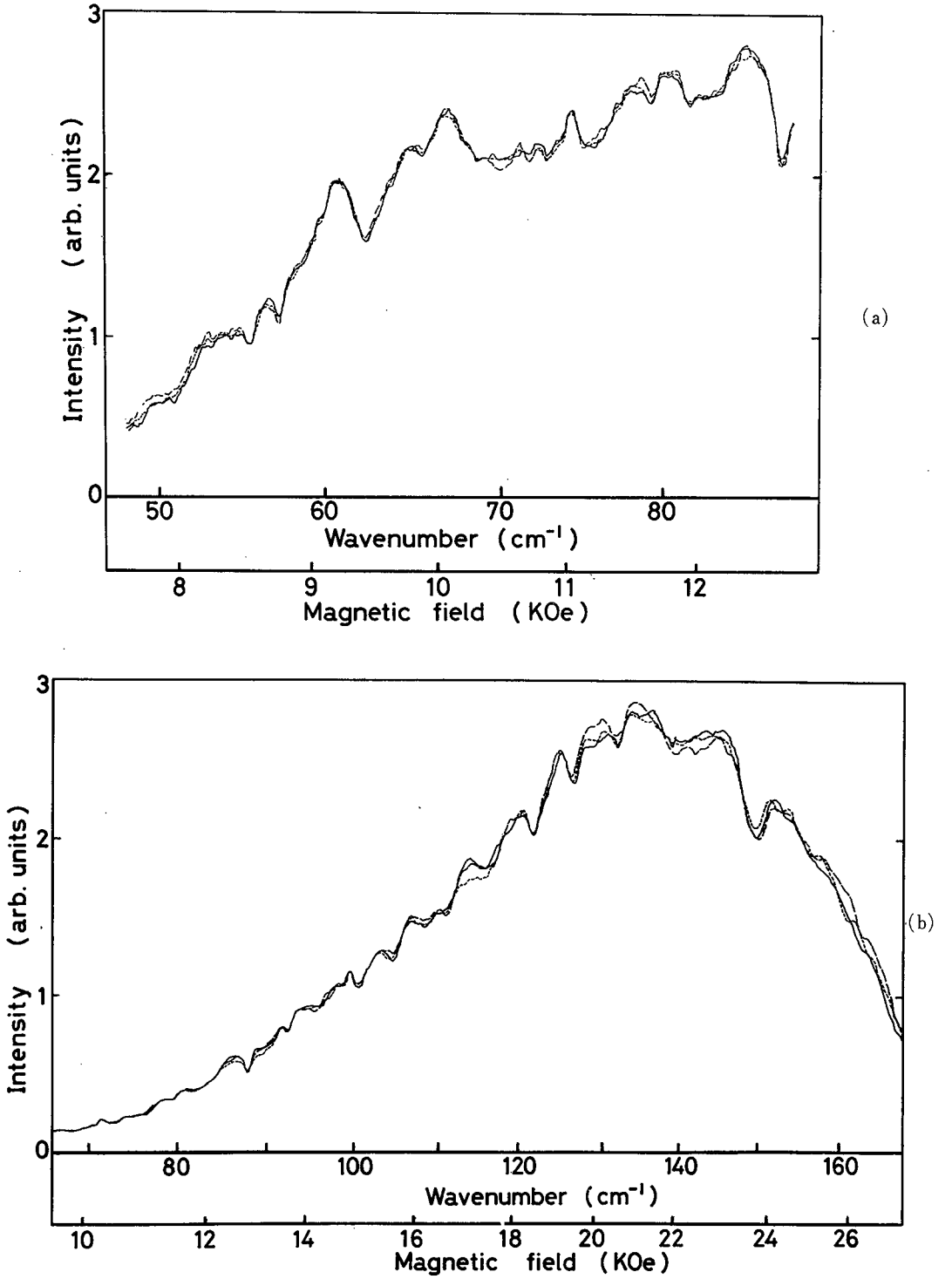


Fig. 2-45 試作せる分光装置の再現性

一次光源のエネルギー分布は、レーレージーンズの式に従うと近似するなら、回折格子からのn次のスペクトルの強度P（λn）は

$$P(\lambda n) \alpha n^3 P(\lambda_1) \qquad (2-13)$$

となる。[77)78)] つまり真に測定すべきスペクトルに対し、不要な高次光の方が遥かにエネルギーが大きくなる。従って本研究の回折格子分光器のスペクトルの純度を調べておくことは重要なことである。

スペクトルの純度を知る方法には、ハイパスフィルターを用いる方法ファブリーペローを用いる方法、それに回折格子を用いる方法がある。[79)] しかしその絶対値を知るのはかなりむつかしい。本研究では、これらのうちの回折格子を用いる方法を応用した。即ち全く同じ大きさで、しかも同一の溝形をし、その溝数の比が1：2である2つの回折格子を用いてスペクトルの純度を測定した。先づ、実際に測定する時に用いる回折格子Aを用い、固定磁場のもとで各波数での出力P（λ_1）を測定する。次に全く同一条件、即ち等しい磁場、等しい回折格子の回転角で、溝数が前者の2倍の回折格子Bに置き換え、その時の出力$\sum$P（λn）を測定する。つまり$\sum$P（λn）はP（λ_1）の中に含まれる不要な高次光の量ということになる。但し$\sum$P（λn）はAの偶数次数の高次光を観測している。しかし実際にはエシエレット回折格子の反射率[42)]は2次光以上では急激に減少し、3次以上の偶数次光による出力は今の場合無視できると考えられる。

Fig.2-46は、上記の方法で測定したAを使用したときの出力P（λ_1）に対するBを使用したときの$\sum$P（λn）の比を示したものである。即ち測定するスペクトルの中に含まれる不要なスペクトルの比率を示すものである。（a）は5本/mm、10本/mmの回折格子を、（b）は10本/mm、20本/mmの回折格子を用いた。磁場が強くなるにつれスペクトルの純度はよくなり、ブレーズ波長付近を除けば、1％以下の不要スペクトルしか含まれていないことになる。ブレーズ波長では少し純度が悪くなる。又一定磁場のもとでは、サイクロトロン共鳴周波数より高波数或いは低波数になるに従い純度は悪くなる。しかし実際にはこのことは余

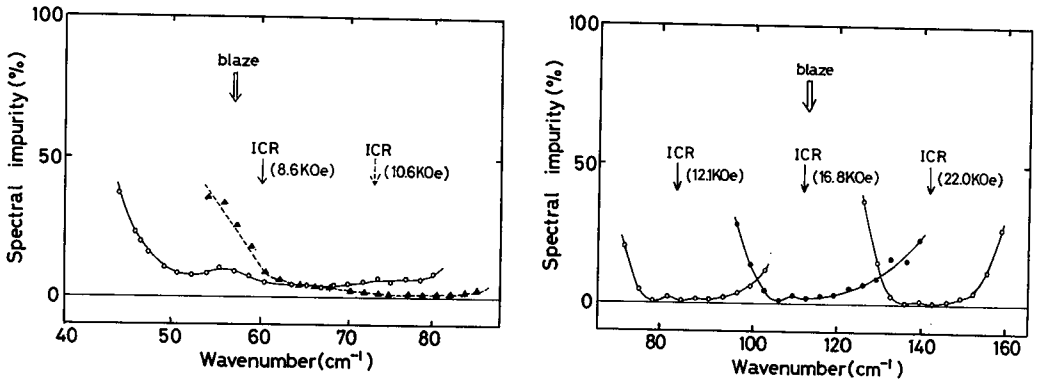


Fig. 2-46 試作せる分光装置のスペクトルの純度

り問題にならない。というのは、絶えずtuningをとって最大のフォトシグナルが得られるサイクロトロン共鳴周波数に対応するよう測定されるからである。又tuningの整合が少しずれても、スペクトルの純度にそれ程影響しないことがわかった。

6・4 Geボロメーターを用いたときの比較

Geボロメーターは遠赤外域では優れた検知器の1つである。従って試作した分光器にGeボロメーターを設置し測定してみることは興味あることである。Geボロメーターはtunable InSb検知器のように狭帯域波長感度を有しておらず、波長に対して平担な感度を示すので、高次光除去フィルターが用いられねばならない。その為に必要な幾つかの透過フィルター（ブラックポリエチレンとパウダーフィルター）が適用された。それらのうちのあるものは、クールドフィルターとしての役割をも果す。Geボロメーターの感度は、このクールドフィルターとしてどのような種類のパウダーフィルターを選択するかに強く依存することがわかった。従ってフィルターの選択は、感度が最大に、同時にスペクトル純度がtunable InSb検知器と同じ程度になるようにして行った。

Fig.2-47は、上記のような条件のもとで測定された大気中の水蒸気スペクトルである。波長走査速度は6 cm^{-1}/min スペクトルスリット幅は波数100cm^{-1}のと

ころで0.4cm^{-1}である。これらの値は、Fig.2-49に示すtunable InSb検知器を用いて測定されたときと全く同じ条件である。これら両者の得られた水蒸気スペクトルを比較することにより、Geボロメーターを用いて得られたS/Nは、tunable InSb 検知器を用いて得られたそれよりも少し小さいことがわかる。いづれにせよ、Geボロメーターを使用する時は、高次光除去とクールドフィルターの選択が一番大きな問題であることがわかった。

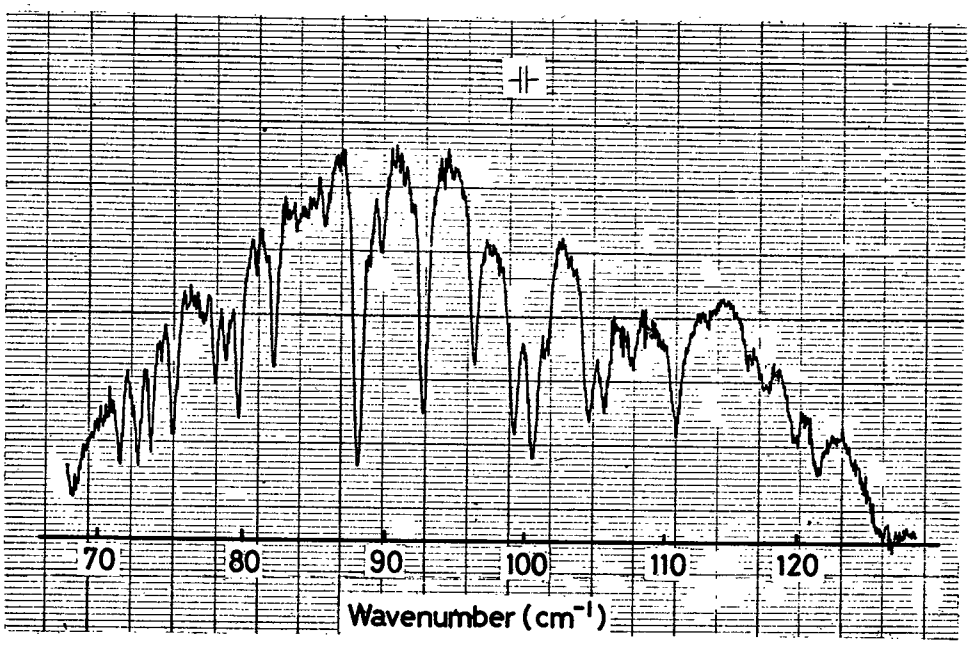


Fig. 2-47 試作せる分光装置にGeボロメーターを用いたときの大気の水蒸気吸収スペクトル

6・5 早い走査速度での測定

今迄度々試作した本分光装置では早い波長走査測定が期待できるであろうことを述べてきた。本節では、このことを調べるため、様々な波長走査速度で大気の水蒸気スペクトルを測定した。

検知器からの出力は同期整流により周波数選択増幅がなされ、低周波透過フィルターで雑音が取り除かれる。しかし実際のフィルターでは、信号の高周波

の部分がより大きく減衰させられ、S/Nを上げる為のフィルターの時定数を大くすれば、それだけ記録曲線の歪が大きなものとなって表われる。従って分光器の波長走査を早くするならば、フィルターの時定数は小さくして走査歪を小さなものとしなければならない。この歪量は、波形のピーク値、半値幅、ピーク位置のずれで評価されるが、[80] 本研究ではこのうちのピーク位置に着目して行った。つまり吸収曲線の位置のずれが主として分光器のスリット幅から決まる波数精度以内となるように、検出系の時定数を選択した。

Fig.2-48は磁場と分光器の波数とのtuningをとって得られた水蒸気スペクトルである。スペクトルスリット幅は0.5cm^{-1}(80cm^{-1}の波数位置で) 走査速度は、9 cm^{-1}/minである。Fig.2-49は同様に0.4cm^{-1}(100cm^{-1}) のスペクトルスリット幅、6 cm^{-1}/min の波数走査速度で得られたものである。これらの測定より、十分高いS/Nでかなり早い走査速度で測定が為されうることがわかる。

更に早い走査を行って測定した結果が、Fig.2-50、2－51である。通常使用のペンレコーダーではその応答速度が遅いので、オッシロスコープのブラウン

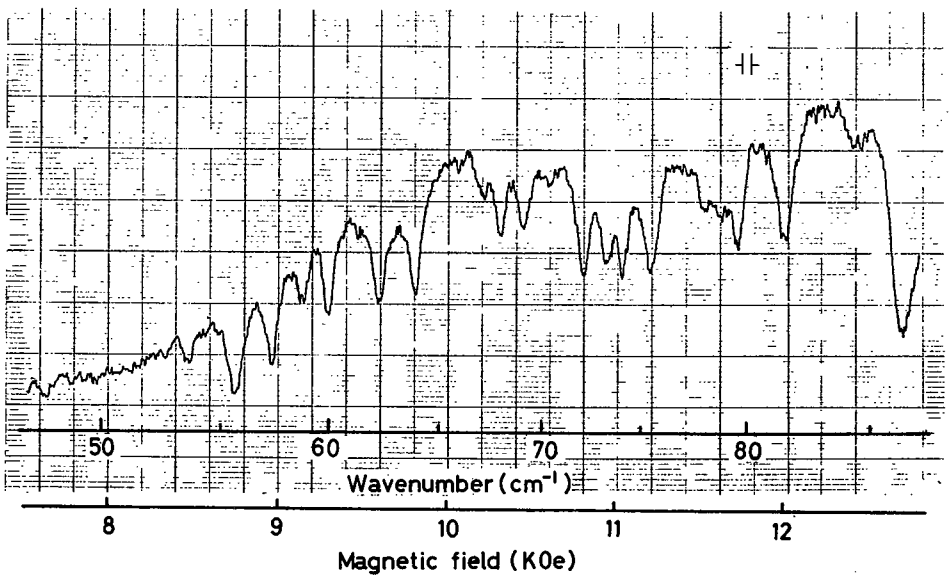


Fig. 2-48 水蒸気吸収スペクトル (9cm^{-1}/min・5本/mm)

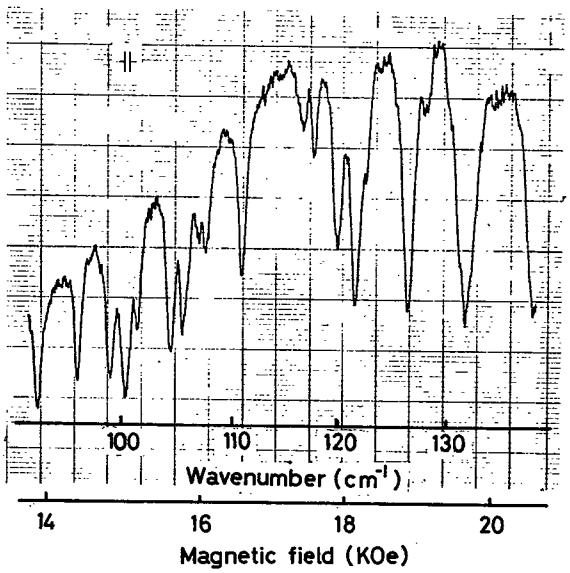


Fig. 2-49 水蒸気吸収スペクトル (6cm^{-1}/min・10本/mm)

管上にスペクトルをえがかせ、写真をとって測定した。又磁場走査速度がある一定の値（型Bのマグネットでは、発生逆起電力が50mV以下となるように、励磁速度を制御しなければならない）を超過すると超伝導破壊が生じるので、全て測定は固定磁場のもとで行った。検出系の時定数は、Fig.2-48、2－49の測定で選ばれたものを参考にBrodersenの近似[81]（スペクトルの歪量を同じにするには、時定数は波長走査速度の逆数と吸収曲線の位置のずれとに比例したものになる）を、これらの走査速度にも成立するものと仮定して選んだ。

Fig.2-50は、磁場14.8KOeのもとで測定され、スペクトルスリット幅は0.55 cm^{-1}(100cm^{-1}の波数位置で）である。(a)は18cm^{-1}/min の走査速度で時定数は、0.5sec (b)は走査速度42cm^{-1}/min、時定数は0.16secである。Fig.2-51は磁場17.8KOe、スペクトルスリット幅0.5cm^{-1}(120cm^{-1})での条件のもとで得られた結果である。走査速度は、(a)18cm^{-1}/min (b)42cm^{-1}/min (c)72cm^{-1}/min時定数は夫々 (a)0.5sec (b)0.16sec (c)0.1sec である。最後の結果つまり走査速度72cm^{-1}/minは既製分光器に比し約100倍或いはそれ以上の早い測定が為されたことになるが、S/Nは余りよくはない。又このような早い走査速度になってく

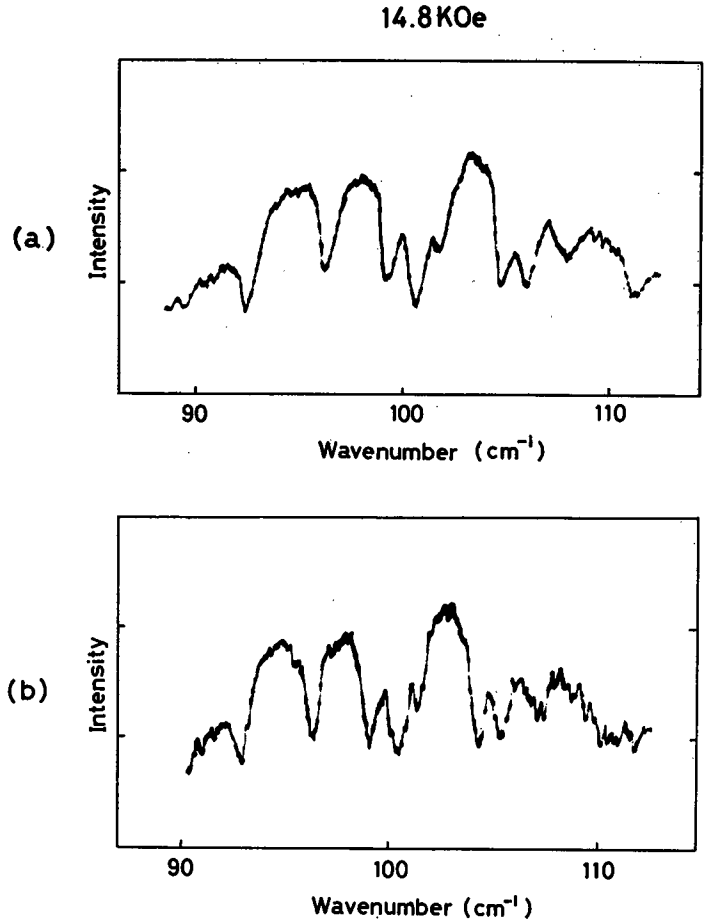


Fig. 2-50 走査速度のちがいによる大気の水蒸気スペクトルの比較
走査速度 (a) 18cm⁻¹/min (b) 42cm⁻¹/min
時 定 数 (a) 0.5sec (b) 0.16sec

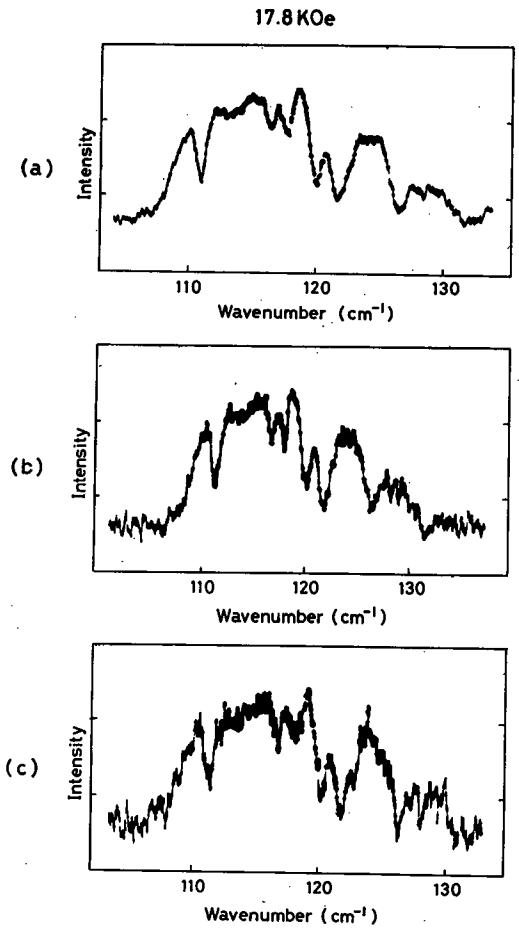


Fig. 2-51 走査速度のちがいによる大気の水蒸気スペクトルの比較
走査速度 (a) 18cm⁻¹/min (b) 42cm⁻¹/min (c) 72cm⁻¹/min
時 定 数 (a) 0.5sec (b) 0.16sec (c) 0.1sec

ると、回折格子が滑らかに回転するよう、その方法に相当留意しなければならない。しかし光学系の適当な位置に回転鏡を入れ、回折格子のかわりにこれをまわせば、滑らかな早い走査が容易にできる。更には得られた雑音を多く含むデーターの事後処理——例えば平滑化処理[82]——を行うなど、特殊な方法を用いるなら、益々走査速度が早くできるであろう。

Fig.2-52は走査速度42cm^{-1}/min スペクトルスリット幅0.5cm^{-1} (at 120cm^{-1}) の

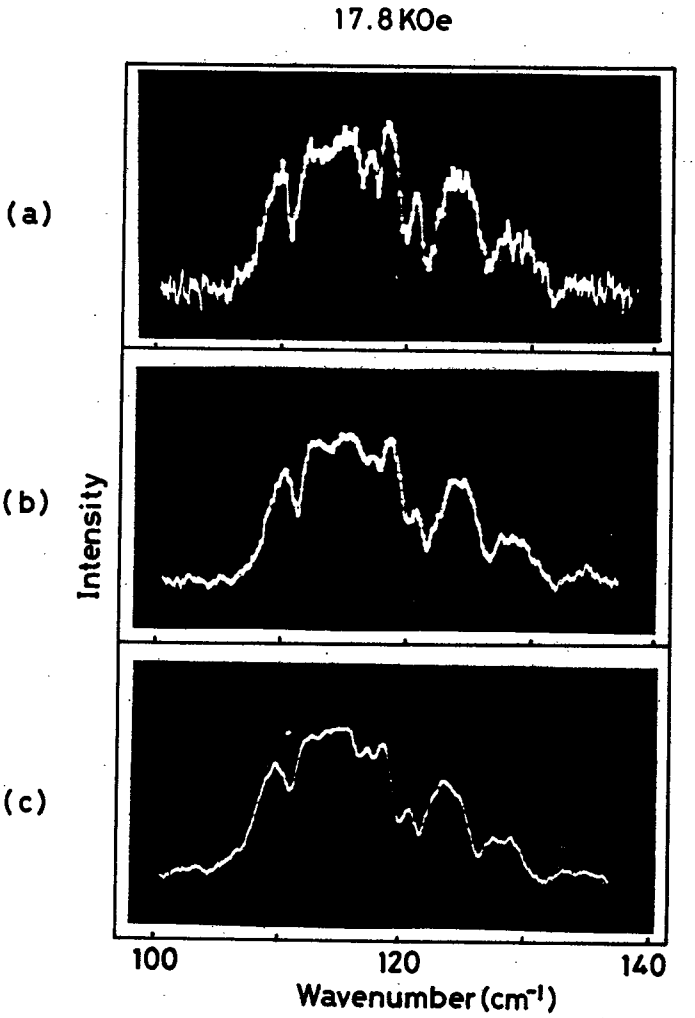


Fig. 2-52 時定数の違いによる水蒸気スペクトルの比較

条件のもと、様々な時定数で測定した結果である。つまり (a)0.16sec (Fig.2-52(b)と同じ) (b)0.5sec (c) 1 sec の時定数である。これら3つの結果からわかるように、時定数をBrodersen近似から得られるよりも大きな値を選べばS/Nは上がるがスペクトルの歪が増加している。しかし吸収曲線の位置のみを知りたいときには、そのずれの量は計算で求めることができるので、時定数を大きく、従ってS/Nのよりよい状態で早い波長走査が可能となる。

以上の結果より既製の分光器と同じ程度のS/N、分解で測定を為す場合、本研究の試作した分光装置では、1桁以上の早い波長走査 (20cm^{-1}/min 程度) が可能であることがわかった。

第7節 結 論

試作した本分光装置は、今まで述べてきたように、n-InSb 検知素子に磁場をかけるとこの素子はサイクロトロン共鳴伝導によるフィルター特性を有し、その波長走査は、磁場を変動させることにより出来るという特性を有利に利用したものである。研究を行なった本装置の特徴は以下のようになる。

1. 波 長 範 囲

   50～160cm^{-1}で最も使用し易く、純度の高いInSb素子を用いるなら35cm^{-1}付近の低波数まで測定可能となる。160cm^{-1}より高波数側では、InSbのレストストラーレンバンドが存在することなどにより、それほど有用でない。

2. 分 解 能

   38～56cm^{-1}で0.3cm^{-1}以下の分解が得られた。今まで論文などで発表されている回折格子分光器と比較し、これはかなりよい値である。

3. スペクトルの純度

   70cm^{-1}から高波数側では、99%以上の純度が得られた。但しブレーズ波長のところでは98%程になる。70cm^{-1}より低波数側では、InSbの光伝導バン

ド幅が広くなるためスペクトル純度が悪くなる（60cm^{-1}で95%）。従って純度のよい測定をするには、更にフィルターをいくつか用いる必要がある。

4．スペクトルの再現性

peak to peakで約4.5%の変動がある。これは従来の分光器と同程度と考えてよく、実際の物性測定に十分使用できる。

5．波長走査速度

従来のゴレー使用の分光器と同程度のS/N、スペクトルスリット幅で、波長歪はその吸収位置のずれが分光器の波数精度以内となるように増幅系の時定数を設定するならば、数十倍のスピードアップが実現できる（但し、単相の超伝導線を用いたマグネットでは、励磁速度が分光器の波数に追随せず、ひいては超伝導破壊を起すので、multi-fine線のものを使用する必要がある）更に他のデータ処理を併用するならば、これよりも更に4倍近くのスピードアップが可能で、それよりも速い走査速度を得るには、回折格子の回転機構に工夫をこらすか他の方法を用いねばならない。

6．Geボロメーターを使用したときの比較

ゴレーの場合に比し約20倍早い走査速度で、InSb検知器使用のときよりS/Nが少し悪かった。たゞし、これは一つのGeボロメーターで比較したものであり、又クールドフィルターの選択の仕方により感度が相当変化すること、又InSb使用のときと同じスペクトル純度を得ようとするには、かなりのフィルターを使用せねばならない困難性がある。

7．磁場と分光器の波数とのtuning

磁場と波数との同調不整合によるフォトシグナルの損失量を5%以内にするには、磁場と波数との関係を2つの直線で近似すればよいことがわかった。更にフィードバック系を用いて損失を減らすことも可能であるが、通常の測定にはこの2本の直線近似でよい。

謝　　辞

本論文は大阪大学工学部応用物理学教室において吉永弘教授御指導のもとに行ってきた研究成果を纏めたものである。

終始、御指導御鞭撻戴いた吉永弘教授に深く感謝の意を表します。又幾度にもわたり御討議、御指導をいただいた同工学部、三石明善教授、鈴木範人助教授、南茂夫助教授に厚く感謝致します。

なお実験の遂行に当り、御教示戴いた同工学部助手、山中正宣博士、服部武志博士、研究上の各段階において実験上多大の御協力戴いた石川清次氏、蒲生孝治氏、左貝潤一氏、谷元昭一氏、又普通赤外域分光装置の製作に御協力下さいました日立製作所那珂工場岩橋勲、福田健二の両氏、　超伝導マグネットの試作及び使用に御協力下さいました三菱電機中央研究所、佐藤隆氏、同社神戸製作所藤原健三氏に心から感謝致します。

参 考 文 献

1) 綱脇恵章・吉永　弘：分光研究・22 (1973) No. 3　掲載予定

2) K. Kudo : J. Opt. Soc. Amer., 55 (1965) 150

3) W. T. Welford : Progress in Optics ed. E. Wolf, 4 (North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1965)

4) L. W. Herscher : Applied Infrared Spectroscopy ed. D. N. Kendall (Reinhold Publishing Corporation, New York, 1965)

5) 石黒浩三、桑原五郎：岩波講座現代物理学 8—3 (1955)

6) D. E. Martin and E. F. Barker : Phys. Rev., 41 (1932) 291

7) A. Yamaguchi, I. Ichishima and S. Mizushima : Spectrochemica Acta, 12 (1958) 294

8) A. Mitsuishi Y. Yamada, S. Fujita and H. Yoshinaga : J. Opt. Soc. Amer. 50 (1960) 433

9) 工藤恵栄、持田悦宏：応用物理, 31 (1962) 715

10) M. Rodot, C. Verie, Y. Marfaing, J. Besson and H. Lebloch : IEEE J. Qunt. Electr., QE-2 (1966) 586

11) P. W. Kruse : Semiconductors and Semimetals ed. R. K. Willardson and A. C. Beer, 5 (Academic Press, New York, 1970)

12) 宮尾　亘、粛　資聲、大橋弘道、大山昌伸：東芝レビュー, 27 (1972) 1

13) J. L. Schmit and E. L. Stelzer : J. appl. Phys., 40 (1969) 4865

14) 三石明善、真鍋　惇：応用物理、41 (1972) 743

15) T. Yuasa, A. Mitsuishi, H. Komiya and S. Ibuki : Japan. J. appl, Phys., 9 (1970) 1421

16) A. Manabe, Y. Ikuta, A. Mitsuishi, H. Komiya and S. Ibuki : Solid State Commun., 9 (1971) 1499

17) A. Manabe, A. Mitsuishi, H. Komiya and S. Ibuki : Solid State Commun. (to be published.)

18) Y. Ikuta , A. Manabe, A. Mitsuishi, H. Komiya and S. Ibuki : Opt. Commun., **5** (1972) 285

19) E. H. Putley : J. Phys. Chem. Solids, **22** (1921) 241

20) M. A. C. S. Brown and M. F. Kimmitt : Brit. Commun. Electronics, **10** (1963) 608

21) M. A. C. S. Brown and M. F. Kimmitt : Infrared Phys, **5** (1965) 93

22) J. Yamamoto and H. Yoshinaga : Japan. J. appl. Phys, **7** (1968) 498

23) J. Yamamoto, H. Yoshinaga and S. Kon : Japan. J. appl. Phys, **8** (1969) 242

24) 山本純也：応用物理, **40** (1971) 850

25) D. W. Robinson : J. Opt. Soc. Amer., **49** (1959) 966

26) K. D. Möller, V. P. Tomaselli、L. R. Skube and B. K. McKenna : J. Opt. Soc. Amer., **55** (1965) 1233

27) I. F. Silvera and G. Birnbaum : Appl. Opt., **9** (1970) 617

28) J. W. Rusell and H. L. Strauss : Appl. Opt., **4** (1965) 1131

29) F. K. Kneubühl, J. F. Moser and H. Steffen : J. Opt. Soc. Amer, **56** (1966) 760

30) R. J. Bell, S. I. Drasky and W. L. Barnes : Infrared Phys **7** (1967) 57

31) H. Yoshinaga, S. Fujita, S. Minami, A. Mitsuishi, R. A. Oetzen and Y. Yamada : J. Opt. Soc. Amer., **48** (1958) 315

32) 綱脇恵章、石川清次、蒲生孝治、吉永 弘：分光研究、**12** (1972) 102

33) Y. Tsunawaki, T. Gamo, A. Tanimoto and H. Yoshinaga : Japan. J. appl. Phys., **12** (1973) No. 8 掲載予定

34) K. Kudo : Sci. of Light, **9** (1960) 1

35) R. C. Ohlmann, P. L. Richards and M. Tinkham : J. Opt. Soc. Amer., **48** (1958) 531

36) 末元好郎、吉永　弘、藤田　茂、三石明善：応用物理、**31** (1962) 461

37) E. V. Loervenstein and D. C. Newell : J. Opt. Soc. Amer., **59** (1969) 407

38) J. Stewart : Infrared Spectroscopy (Marcel Dekker, Inc., New York, 1970)

39) W. G. Fastie : J. Opt. Soc. Amer., **42** (1952) 647

40) G. F. Giggey, P. P. Debye and P. R. Bratt : Technical Documentary Report No. RADC-TDR-64-292 U. S. A. (1964)

41) 山本純也："N型インジウムアンチモナイドの遠赤外域における光伝導効果の研究" (大阪大学学位論文 1969)

43) J. Bohdansky : Z. Phys., **149** (1957) 383

44) 末元好郎："遠赤外域における測定技術に関する研究" (大阪大学学位論文 1965)

45) K. Sakai, Y. Nakagawa and H. Yoshinaga : Japan. J. appl. Phys., **7** (1968) 792

46) Y. Nakagawa and H. Yoshinaga : Japan. J. appl. Phys., **9** (1970) 125

47) J. K. Hulm, D. J. Kasun and E. Mullan : Phys. Today. August (1971) 48

48) 近角聡信："磁気" 共立出版 (1968)

49) D. B. Montgomery : Solenoid Magnet Design (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1969)

50) Y. Yafet : Phys. Rev., **115** (1959) 1172

51) Y. Yafet, R. W. Keyes and E. N. Adams : J. Phys. Chem. Solids, **1** (1965) 157

52) R. F. Wallis and H. J. Bowlden : J. Phys. Chem. Solids, **7** (1958) 78

53) H. Hasegawa and R. E. Haward : J. Phys. Chem. Solids, **21** (1961) 179

54) D. M. Larsen : J. Phys. Chem. Solids, **29** (1968) 271

55) R. Kaplan : Phys. Rev., **181** (1969) 1154

56) B. Lax and J. G. Mavroides : Solid State Phys., **11** (1960) 261

57) See, for example, J. H. Honghton and S. D. Smith : Infrared Physics (Oxford at the Clarendon Press, 1966)

58) P. Jacquinot : Rep. Progr. Phys., **13** (1960) 267

59) T. Murotani and Y. Nishida : Solid State Commun., **8** (1970) 755

60) E. D. Palik and R. F. Wallis : Phys. Rev., **130** (1963) 41

61) J. R. Apel and T. O. Poehler : Appl. Phys. Letters, **14** (1969) 161

62) K. J. Button, B. Lax and C. C. Bradley : Phys. Rev. Letters, **21** (1968) 350

63) D. H. Pickey, E. J. Johnson and D. M. Laren : Phys. Rev. Letters, **18** (1967) 599

64) C. J. Summers, R. B. Dennis, B. S. Wherrett, P. G. Harper and S. D. Smith : Phys. Rev., **170** (1968) 755

65) 大塚エイ三：日本物理学会誌、**27** (1972) 833

66) 宮沢久雄、斎藤基彦、生駒英明：日本物理学会誌、**24** (1969) 657

67) H. Miyazawa and H. Ikoma : J. Phys. Soc. Japan, **23** (1967) 290

68) Y. Oka and S. Narita : J. Phys. Soc. Japan, **28** (1970) 674

69) T. Murotani and Y. Nishida : J. Phys. Soc. Japan, **32** (1972) 986

70) K. Komatsubara, and E. Yamada : Phys, Rev. **144** (1966) 702

71) E. H. Putley : Appl. Opt., **4** (1965) 649

72) J. R. Apel, J. O. Poehler, C. R. Wastgate and R. I. Joseph : Phys. Rev., **B 4** (1971) 436

73) Y. Tsunawaki, T. Gamo, A. Tanimoto and H. Yoshinaga : Japan. J. appl. Phys., **11** (1972) 1746

74) E. H. Putley : J. sci. Instrum., **43** (1966) 857

75) 南　茂夫："遠赤外分光"（日本分光学会、1971) 50

76) H. Yoshinaga and J. Yamamoto : Optical Instrument and Techniques ed. J. H. Dickson (Orier Press、1969) 41
77) E. D. Nelson and J. Y. Wong : Appl. Opt., **6** (1967) 1259
78) D. H. Martin : Spectroscopic Techniques (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1967) 80
79) W. Erley and P. Grosse : Z. angew. Phys., **32** (1972) 318
80) 南　茂夫、筒井　滋：分光研究、**17** (1968) 151
81) S. Brodersen : J. Opt. Soc. Amer., **43** (1953) 1216
82) K. Yamashita and S. Minami : Japan. J. appl. Phys., **10** (1971) 1097

論 文 目 録　　大阪大学

報告番号・甲第1633号　　細 脇 恵 章

主論文　赤外域分光装置に関する研究

(主論文のうち印刷公表したもの)

1. 波長選択性をもつInSb検知器を用いた遠赤外分光装置の試作
分光研究 21巻 2号
昭和47年4月30日

1. Relative Response of a Tunable InSb Detector in the Far-Infrared
(遠赤外域における波長可変InSb検知器の相対感度特性)
Japanese Journal of
Applied Physics 11巻11号
昭和47年11月5日

1. 単光束普通赤外域分光装置
分光研究 22巻 3号
昭和48年 6月30日

(主論文のうち未公表のもの)

1. Far-Infrared Grating Spectrometer Using Tunable InSb Detector
(波長可変InSb検知器を用いた遠赤外回折格子分光装置)
Japanese Journal of
Applied Physics 12巻8号掲載予定
昭和48年 8月5日