



Title	遠赤外における各種フィルターの研究
Author(s)	阪井, 清美
Citation	大阪大学, 1968, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/382
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

遠赤外における各種 フィルターの研究

1968年 8月

阪井清美

目 次

緒 言

1

第1章 性能結晶を使ったフィルター	7
§1 はじめに	7
§2 <i>reststrahlen</i> フィルター及び フィルターモクロメーター	10
2-1 <i>reststrahlen</i> フィルター	10
2-2 <i>reststrahlen</i> フィルターを使ったモクロメーター	12
[1] 光学系	13
[2] 短波長光の除去と偏光度の低下	14
[3] モクロメーターの性能	16
§3 <i>reststrahlen</i> ハウター フィルターの低温における性質	19
3-1 低温における測定系	19
3-2 <i>reststrahlen</i> ハウター フィルターの低温における透過率	21
3-3 考察	24
§4 結論	31

第2章 金属メッシュを使ったフィルター	34
§ 1 はじめに	34
§ 2 金属メッシュの光学的性質の研究と、その透過 特性を使ったバンドパスフィルター	38
2-1 金属メッシュの光学的性質の研究	38
[1] メッシュの反射と透過	38
[2] 位相	42
[3] 吸收	44
2-2 金属メッシュの透過特性をバンドパス フィルターに用いる研究	47
§ 3 ファブリー・ペロー型干渉計	51
3-1 ファブリー・ペロー・エタロン及 as tunable - ファブリー・ペロー・干渉計	51
3-2 金属メッシュを使ったファブリー・ペロー・型 干渉計の性質	53
3-3 次数の分離	55
3-4 tunable ファブリー・ペロー・干渉計を使った 簡単な分光器	56
3-5 3枚以上のメッシュを平行に並べた場合	59
3-6 考察 (ファブリー・ペロー・型干渉計に附隨 する、二、三の問題点)	63

[1] 反射板表面の欠陥	63
[2] 光源及び検知器の面積が有限な場合 の装置函数	67
[3] 反射板の反射率の差による影響	70
[4] 回折格子分光器とアブリーベロー 分光器の明るさの比較(光源の面積、 検知器の受光面積が限られている場合)	71
§4 結論	79
謝辞	83
文献	84

緒 言

遠赤外領域の研究の最初から、その研究が盛んになり遠赤外レーザーなどか開発された今日でもなお問題になつてゐることは、遠赤外領域で強い連続スペクトルを出す光源が得られないとことである。従つてクローバーのような熱輻射光源か高圧水銀灯か常用されてゐるが、これらはいずれも、遠赤外の輻射に比べ近赤外の輻射が非常に強く、例えばクローバーを 1500°K の黒体で置き換えると、 2μ と 50μ の輻射強度の比は $1:5 \times 10^{-5}$ 、 50μ と 500μ のそれは $1:10^{-4}$ 程度になる。近赤外輻射と遠赤外輻射の強度比が低いといわれる水銀灯においても、例えば 5μ と 50μ での強度比を比較するとさか30倍くらいある。従つて、1次光を使っていはる遠赤外回折格子分光器では高次光を嚴重に除去しなければならないので、フィルターリングが特に重要である。中でも long-wave pass filter (LWPF), wide-band pass filter (WBPF), が重要である。narrow-band pass filter (NBPF) はそれだけで低分解能の分光に使える他、回折格子やアブリー・ゾロードの高次光を取り出すのに役立つ。

波長 1μ ~ $1mm$ の間のフィルターといふことにすると、色々な動作原理のフィルターを使わなければならぬのか。
現在までに開発されているものを列挙すると。

LWPF に属するものとしては、物質の選択的透過や反射を利用したフィルター^{1,2)}、誘電体薄膜干涉フィルター^{3~5)}、ハウターフィルター^{6,7)}、wire メッシュフィルター⁸⁾、回折格子フィルター^{9,10)}、frustrated total reflection を使ったフィルター¹¹⁾、粗面フィルター¹²⁾、チョッパー・フィルター、focal isolation フィルターなどとかあけられる。

物質の選択的透過や反射を利用したフィルターの中、 Si , Ge , $InAs$, $InSb$ 等の半導体の吸収端を利用したものは半導体フィルターと呼ばれ、 $1\sim 10\mu$ の間で透過型フィルターとして使われている。立ち上りは急で、吸収端から短波長側の抑制効果は实际上完全であるが、屈折率が大きく反射損失があるため反射防止膜を薙着して使っている。

他に水晶や、IRTRAN 1~5 (MgF_2 , ZnS , CaF_2 , $ZnSe$, MgO) のような物質の透過特性は 40μ ~ 100μ

* wire メッシュフィルターとは焼青銅の wire をメッシュ状に編んだもので、第二章に出てくる金属メッシュといふ言葉と区別している。

の間に, $TlCl$, KRS-6, $TlBr$, KRS-5などの結晶の反射特性は 50μ ~ 90μ の間にカットオフ波長があり, 各々透過型フィルター, 反射型フィルターとして使われている。

誘電体薄膜干渉フィルターも透過型フィルターで, Ge や Te のような高屈折率と, $cryolite$ や $NaCl$ 等ののような低屈折率の物質の $1/4$ や $1/2$ 厚さの層を蒸着で交互に積み重ねたもので, 多層膜による干渉の原理を利用している。層数を増せば“増すほど立ち上り”が良くなり, 現在 20μ 程度までのものが得られている。ハウター* フィルターは遠赤外域で透明なポリエチレンシートに, イオン結晶等の粉末を数種類混入して作ったもので, 透過型フィルターである。粉末の種類, 組み合わせ方を変えて, 25μ ~ 150μ にカットオフ波長を持つものが得られている。

回折格子フィルターは, 工業レット格子か格子定数 λ より短波長側の光は回折してブレース角の方向に集中するが, 長波長側の光は零次光として鏡面反射することを利用してるので, カットオフ波長は必ず $\lambda/2$ であ

* ハウター フィルターの中, イオン結晶だけを混入して作ったものは, 特に *neststrahlen* ハウター フィルターと呼ぶ。

る。反射型の他に、ポリエチレンでレフリカをした透過型もある。

frustrated total reflection を利用したフィルターは、全反射をおこしている境界に 1 波長以内に第 2 の物質を近づけると、全反射していた光の一部が通るようになる性質を利用したもので、ポリエチレンのフリズムを 2 個使って 100 μ 以上で LWPF を作った報告がある。透過型のフィルターである。

粗面フィルターは、粗面が短波長光を散乱し長波長光を鏡面反射する性質を利用したもので、面の粗さを変えてカットオフ波長が変えられる。

チョッパー フィルターは、ある波長入から長い方では通さない物質でチョッパーを作ると、入以上の光に対しては金属チョッパーと同様チョップされるが、入以下の光はチョップされないことと、交流増幅を組み合わせて LWPF の作用をさせたものである。

focal isolation フィルターは、波長により屈折率の違う物質でレンズを作り、長波長光に対する結像点にピンホールのあった遮光板を置き、長波長のみを取り出し、短波長光は遮光板でさえぎるものである。

BPF に属するものとしては、誘電体薄膜干涉フィ

ルター^{3, 5, 13~19)}, Reststrahlen フィルター^{18~22)}, periodic-interference modulator^{23~26)}がある。

誘電体薄膜干渉フィルターは、やはり高屈折率と低屈折率の物質の八分層を交互に作り反射率を高くしたもの二組を、N・八分の空隙又は蒸着層を介して保持したものである。Te と NaCl で 15μ 程度までの BPF を作った報告がある。

Reststrahlen フィルターは、NaCl や KCl のようなイオン結合をした結晶が、遠赤外領域で格子振動による高い反射バンドを持つ性質を利用したもので、8μ ~ 150μ の間の反射型の BPF を用意できる。一回の反射では幅が広いが、二回又は三回反射させるとバンド幅は狭くなる。

periodic interference modulator は、ラメラ格子を周波数 f_0 で周期的に動かすと、 $n\lambda_n = 2\Delta_{max}$ (Δ_{max} : 最大光路差) の関係を満す波長の光は、 $n f_0$ の周波数で変調されるので、 $n f_0$ に同調された同調増幅器と組み合わせて λ_n の光をとり出すという原理を使っている。100μ ~ 4mm の間で使っていける報告がある。

SWPF は実際上あまり問題になることはないか。

NaClやKBr, CsIなどの透過特性²⁷⁾は50μまでのSWPFとしての性質を持っている。

以上、近赤外から遠赤外までの各種フィルターを羅列してきたが、著者は20μ~1mmの間のBPFとLWPF及びフィルターモノクロメーターの研究を行った。すなわち第1章では、reststrahlen フィルター及びフィルターモノクロメーターの研究と、reststrahlen ハードフィルターの低温における研究で20μ~150μまでのBPF及びLWPFについて、第2章では、金属性メッシュを使った100μ~1mmまでのBPFについて報告する。

第1章 イオン性結晶を使ったフィルター

§1 はじめに

NaCl や KCl のようにイオン結合している結晶は、遠赤外域の各結晶に固有の周波数(波長)で、rest-strahlen バンドと呼ばれる強い吸収バンドを持ってゐる。これは + イオンと - イオンが調和振動して振動双極子能率が生じ、光を吸収(单音子過程)することによる。このような強い吸収バンドの所では、結晶は高い反射率を示す。すなわち、reststrahlen バンドと呼ばれる反射バンドかそれで、完全なイオン結晶のみならず、II-VI 族、III-V 族等でもイオン性を持っているものならば現れる。現在約 60 種類²²⁾が知られており、WBPF として回折格子分光器でその 1 次光を取り出すのに使われているが、回折格子分光器が発達するまでは、数回反射させてバンド幅を狭くし遠赤外の低分解能の分光をおこなうのに使われてきた。例えは、J. Strong^{22,23)}は 1931 年に、NaCl, TlI などの結晶を使って 150 μ までのフィルター分光をおこなっている。その他、1953 年の J. K. O'Loane²⁹⁾の有機物の吸収バンドの測定や、1957 年の J. Bohdansky³⁰⁾の高压水銀灯の輻射の

研究の例などがある。しかし、この reststrahlen フィルターを用いて分光する方法は、高性能の回折格子分光器^{31, 32)}が開発された後の1961年にも、E. D. Palik^{33, 34)}等が簡易型の分光法として InSb のサイクロトロン共鳴吸収の測定に使っており、干涉分光器も開発され遠赤外の分光測定が比較的容易となつた現在でもなお有用性がある。この点に着目して reststrahlen フィルター・モノクロメーターを試作し、その性能、利点、欠点などを調べた。

この reststrahlen バンドの短波長側及び長波長側には、これほど大きくはないか 2 音子過程による吸収がある。これは同じ伝導定数で違った周波数 ω_1 と ω_2 の波が双極子能率の高次項あるいはポテンシャルの高次項により相互作用し、周波数 $\omega_1 + \omega_2$ 又は $\omega_1 - \omega_2$ に生じた吸収で、 $\omega_1 + \omega_2$ の方は summation バンドと呼ばれ、 reststrahlen バンドよりも短波長側の、 $\omega_1 - \omega_2$ の方は difference バンドと呼ばれ reststrahlen バンドよりも長波長側の吸収である。結晶の透過率は従って、 reststrahlen バンドのところで不透明、それより長波長側及び短波長側で透過するような形になつてゐる。
summation バンド、difference バンドは温度依存

性があり、後者は特に強く、絶対零度近くではほとんど吸収がなくなる。低温技術、特に液体ヘリウム温度での測定技術が発達してきた今日、イオン結晶の低温における透過率の測定があこなわれてゐる。例えは、A. Hadni 等による NaCl , $\text{KBr}^{35)}$, TlCl , $\text{CsBr}^{36})$ の測定例がある。

このような *reststrahlen* 結晶を粉末にして、遠赤外域で透明なポリエチレンシートに混入したもの、やはり *reststrahlen* バンド附近で不透明で、それより長波長側及び短波長側で透明になる。この透明な短波長側に *reststrahlen* バンドを持つ *reststrahlen* 結晶をさらに混入していくと、短波長側が不透明で長波長側が透明な LWPF となる。これは *reststrahlen* ハウターフィルターと呼ばれるので、違った種類の結晶を使って、カットオフ波長が $25\mu \sim 150\mu$ までのものが得られ現在まで常温で使われて来たが、著者の研究から低温になると、フィルターとしての性能が著しく改善されることが分った。

§2 Neststrahlen フィルター及びフィルターモルヒーター

2-1 neststrahlen フィルター

多くの neststrahlen 結晶中、アルカリハライドだけを使つても、 $30\mu \sim 150\mu$ の間のフィルタ一分光ができる。一回の反射ではバンド幅は広いが、2回乃至3回反射させると、例えは "NaCl" について Fig 1-1 に示すごとく、最大反射率をあまり下げることなくバンド幅を狭くすることができます。

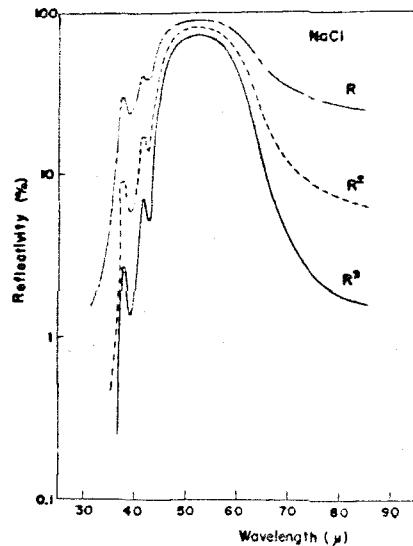


Fig 1-1 neststrahlen
フィルター、1回、2回、3回
反射の反射率 (NaClの場合)

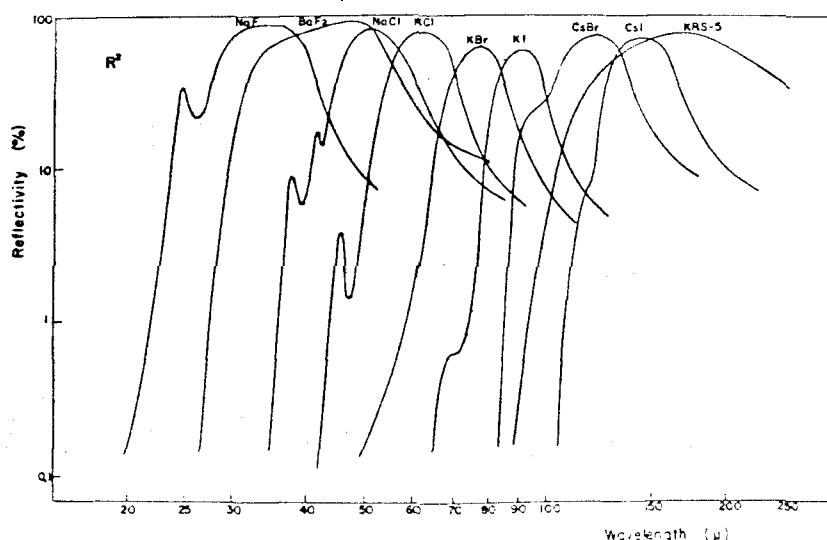


Fig 1-2 neststrahlen フィルター 2回反射
の反射率

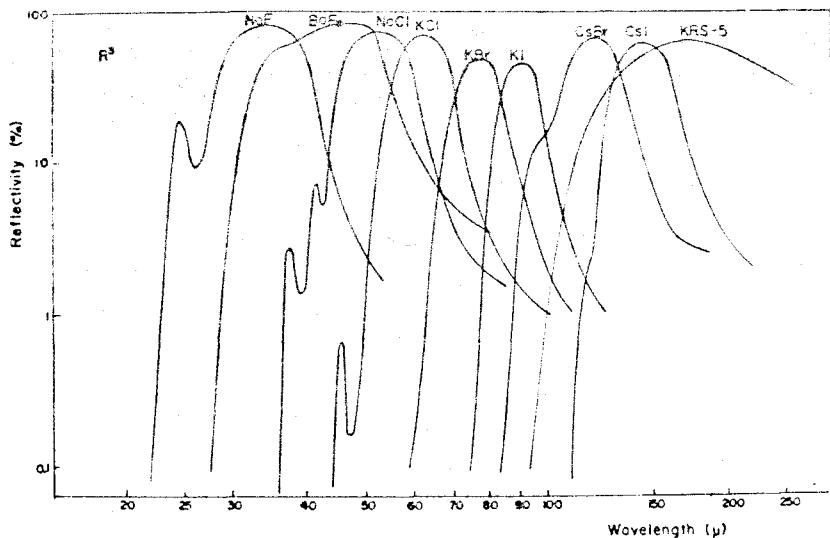


Fig 1-3 *reststrahlen フィルタ - 3回反射の反射率.*

Table 1-1 *reststrahlen フィルタ の特性*

rest strahlen $\text{フ}\text{ィ}\text{ル}\text{タ}$	最大値 波長 (μ)	中心 波長 (μ)	最大反射率 (%)		半価幅 (μ)	補助 $\text{フ}\text{ィ}\text{ル}\text{タ}$ -	
			R^2	R^3			
NaF	34	33.5	79	82.5	13.5	11.7	P.F. $(\text{BeO} + \text{ZnO}) + \text{S.P.}^{**}$
BaF ₂	45	44.5	90	85.5	2.3	19.5	P.F. $(\text{LiF}) + \text{S.P.}$
NaCl	53	53	81	73	17.5	15.2	P.F. $(\text{LiF}) + \text{IQ} + \text{S.P.} + (\text{G.F.})^{†}$
KCl	63	62.5	79	70	17	14.2	P.F. $(\text{SrF}_2 + \text{LiF}) + \text{IQ} + \text{S.P.} + (\text{G.F.})$
KBr	79	78	63	50	18	14	P.F. $(\text{CaF}_2 + \text{LiF}) + \text{IQ} + \text{S.P.} + (\text{G.F.})$
KI	92	90.5	59	45	16	14	P.F. $(\text{CaF}_2 + \text{LiF}) + 2\text{Q} + \text{S.P.} + (\text{G.F.})$
CsBr	122	120	76	66	34	27.5	P.F. $(\text{BeO} + \text{ZnO} + \text{NaF} + \text{KCl}) + 4\text{Q} + \text{S.P.} + (\text{G.F.})$
CsI	145	145	73	62.5	42	34.5	P.F. $(\text{LiF} + \text{SrF}_2 + \text{KCl}) + 4\text{Q} + \text{S.P.} + (\text{G.F.})$
KRS-5	170	150	76.5	67	80	68	P.F. $(\text{KBr} + \text{BaF}_2 + \text{LiF}) + 5\text{Q} + \text{S.P.} + (\text{G.F.})$

- * P.F. : *reststrahlen* ハウター-フィルター
- ** S.P. : 煤フィルター
- + 例えば 1回は 1mm の水晶フィルター
- ++ G.F. : 20μ がカットオフ 波長に $\lambda_0 + 3\Delta\lambda$ 回折格子
フィルター (LWPF)

Fig 1-2, Fig 1-3 は、測定結果¹⁸⁾をもとに、2回及び3回反射させて場合の反射曲線を、Table 1-1 はそれぞれの場合の最大反射率 (R^2, R^3)、半価幅 ($\Delta\lambda(R^2), \Delta\lambda(R^3)$)、最大値波長、中心波長、補助フィルターをまとめたものである。

2-2 *reststrahlen* フィルターを使ったモノクロメーター³⁷⁾

reststrahlen フィルターを使った簡単なモノクロメーターを組み立てた。回折格子分光器や、干涉分光器のような高分解能の測定はできないうち、簡易型の分光器として、フィルターの波長間隔よりもゆるやかな変化をする現象の測定に使うことができる。フィルターによる分光は非分散型の分光であるから、大きな étendue (面積 × 立体角) をとることができ、従って明るい光学系にできる。

[1] 光学系

試作したモノクロメーターの光学系はFig 1-4 のようになっている。

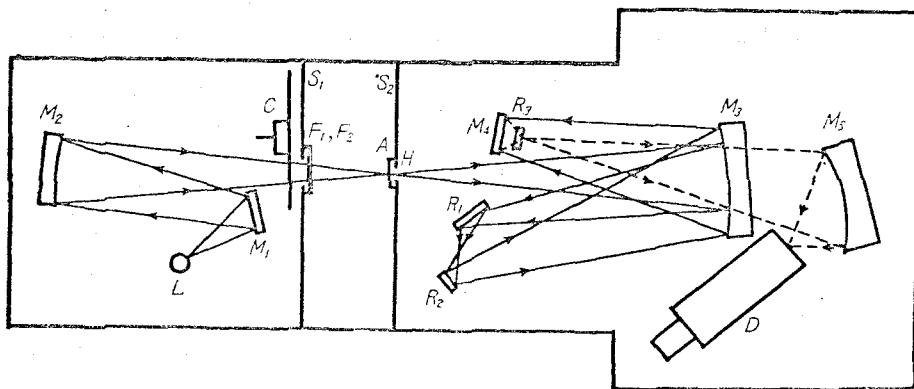


Fig 1-4 フィルターモノクロメーターの光学系

M_2, M_3 : 球面鏡 , M_1, M_4 : 平面鏡 , D: 検知器

R_1, R_2, R_3 : Reststrahler フィルター , C: チョッパー

M_5 : 軸外反射面鏡 , F_1, F_2 : 透過型 フィルター ,

S_1, S_2 : 遮光板 , L: 光源 .

光源 L から出た光は M_1, M_2 を経て一度 H の位置に結像し、さらに $M_3, R_1, R_2, M_3, M_4, R_3$ と経て最後に軸外反射面鏡 M_5 により $1/5$ に絞られて検知器へ入る。結像点は H の位置の他に、 R_1 と R_2 の間に C と R_3 の上である。F の位置には透過型 フィルターを置く。透過試料(直径 10mm)は H の位置に、反射試料は

M_4 の位置 ($59\text{ mm} \times 37\text{ mm}$) に置く。C は 10 C.P.S の
チョッパーである。

この光学系は、短波長光をカットするフィルターの役目を持たせるとため、及び、モノクロメーターの偏光特性をよくするために、reststrahlen フィルター R_1 及び R_3 の入射面を直交させたものである。又、このモノクロメーターで使ったフィルターは、NaCl, KCl, KBr, KI, KRS-5 の 5 種類である。

以上の光学系は、 $22\text{ cm} \times 79\text{ cm}$ のベースフレートにマウントされ、全長 83 cm 、直径 45 cm (一部 45 cm) の真空タンクの中に設置される。そして、水蒸気による吸収を避けるため、 10^{-2} mm Hg 程度まで排気される。検知器からの出力は、交流増幅後、

同期整流され、記録される。

Fig 1-5 は装置の写真である。

[2] 短波長光の除去 と偏光度の低下

reststrahlen フィルター
は、遠赤外域で高い反射



Fig 1-5 フィルターモノクロ
メーターの写真

率を待っているが、近赤外域でも数パーセントの反射率を待っている。一方、光源のエネルギー分布は、近赤外域の方がはるかに高く (5μ と 50μ では約 30 倍)，その上検知器のコレセルの感度が波長に無関係で、同じように検知されるため、フィルターの近赤外領域の反射率が数パーセントといっても、検知器に入るエネルギーとしては無視できなくなる。そのため、水晶と焼成フィルター及びハウターフィルターを使って短波長側をカットしているが、 1μ ~ 5μ 附近のフィルターリングが十分でないので、neststrahlen フィルター R_1, R_3 の入射面を直交させ、しかもこの領域の光に対しては Brewster 角にするように入射角を決め、フィルター作用を持たせている。このモノクロメーターで使った 5 種類の結晶の 0.8μ ~ 10μ での Brewster 角は、NaCl : 56° , KCl : 55° , KBr : 57° , KI : 58° , KRS-5 : 67° 附近で 1° 以内の変化をする程度である。モノクロメーターとして使う場合、フィルターの交換に際して、Brewster 角の違ひにより光学系をその都度調整することは測定を複雑にするので、平均値 57° を採用した。KRS-5のみ約 10° 差違があり、P 偏光のエネルギーは約 3% 反射されるので、補助フィルターで補っている。

又、Reststrahlen フィルター R_1 と R_3 の入射面が直交し、各々への入射角が等しいことは、これら 2 面での反射の際の偏光³⁸⁾を相殺することになり、モノクロメーターとしては望ましい。 R_2 によるものは残るが、 R_2 への入射角は 28° で、偏光度は、たとえば NaCl については 50μ で約 3%， 70μ で約 20%， 100μ で約 30% である。

[3] モノクロメーターの性能

このモノクロメーターを使ってする測定は、どの程度信頼がおけるかということを検討するために、分光透過率が正確に分っている試料を測定し、Fig 1-6～Fig 1-8 に示すような結果を得た。ただし試料は、 300μ の厚さのポリエチレンシートの中に、図に示したような粉末状の結晶を、附記した量だけ一様に混ぜてかためたものである。測定点の表示は、Table 1-1 の中心波長を使った。

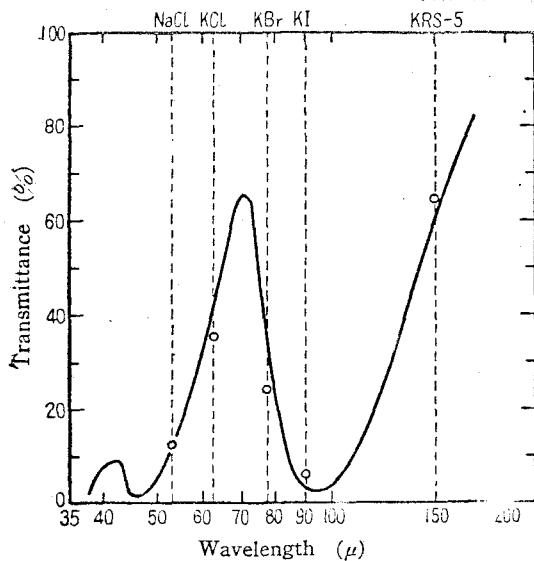


Fig 1-6 CaCO_3 ハウター (3mg/cm^2 , ポリエチレンで保持) の透過率。

— 回折格子分光器による測定

○ フィルターモノクロメーターによる測定

これらの測定の S/N 比は 50 ~ 60 (時定数 4.5 秒または 9.2 秒)、各測定値の再現性は約 ±1% である。波長精度としては、最大値波長を中心波長の差程度を見込むのが適当と思われる。

回折格子分光器と *neststrahlen* フィルターモノクロメーターの測定結果を比較する場合、フィルターモノクロメーターのもつ再現性、

波長精度に加えて、回折格子分光器による測定自体、±1% ~ 2% 程度のはらつきがある。その差が ±2% ~ 3% 程度はやむをえないとして、Fig 1-8 の KRS-5 など、 $\text{CaCO}_3 + \text{KCl} + \text{MgO}$ や、 $\text{TlCl} + \text{TlI} + \text{NaF}$ の測定の差は、明らかに系統的な誤差に属するものである。すなわち、KRS-5

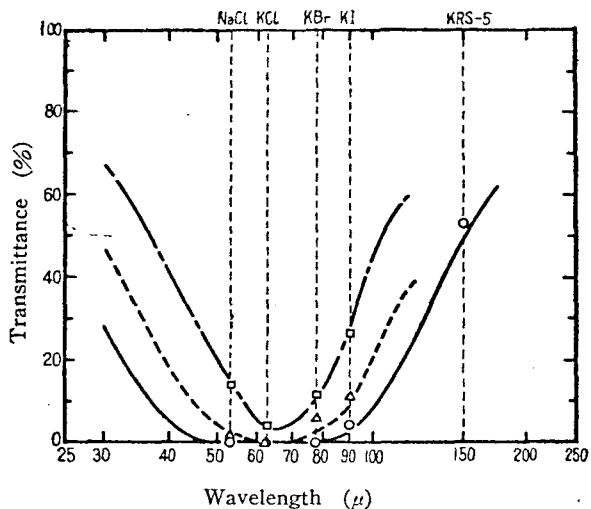


Fig 1-7 KCl ハウター (ポリエチレンで保持) の透過率。

——— } 2.5 mg/cm^2
 - - - - } 5 mg/cm^2
 ——— } 10 mg/cm^2
 ——— } は、回折格子分光器による測定結果。
 □ △ ○ は、フィルターモノクロメーターによる測定結果。

のバンド幅が元の上に、試料の透過率がバンド内でかなり変化しているからである。このことは十分注意しなければならない。

CsIを使う場合は、これを使うことが望ましい。

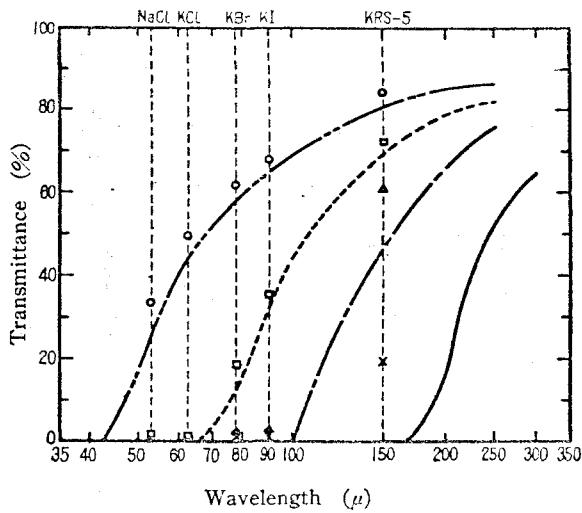


Fig 1-8 *reststrahlen ハウター* フィルターの透過率。

○ } CaF₂ + LiF

□ } BeO + ZnO + NaF + KCl

△ } CaCO₃ + MgO + KCl

X } TlCl + TlI + NaF

--- } 1回折光子分光器による測定結果。

○ } 1回、フィルターモードにて
X } 1回測定結果

§3 reststrahlen ハウター フィルターの低温における性質.

3-1 低温における測定系

reststrahlen ハウター フィルターの透過測定は、大陸大学遠赤外回折格子分光器³²⁾を用いておこなった。常温及び液体チッソ温度での測定は、フィルターを液体チッソ用のクライオスターの中に入れ、先ず常温で測り、次に液体チッソ温度に冷やして測定した。クライオスターの位置は入射スリットの前である。検知器はコレーセルを用いた。測定精度は100μ以下では±1%以下、100μ以上では

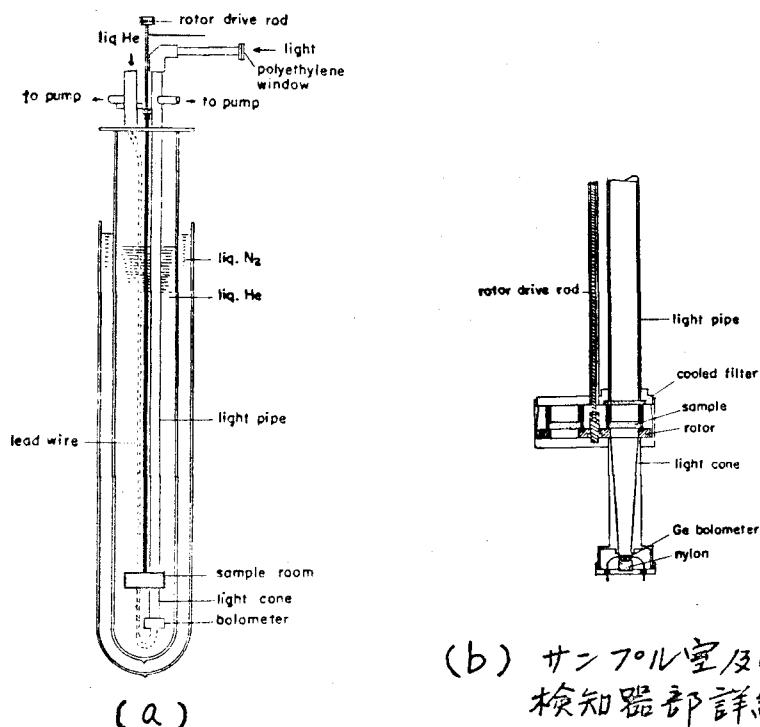


Fig 1-9 試料室付きケルマニウム ホロメーターの
クライオスター

±2%以下であった。液体ヘリウム温度での測定は、コレの代りにケルマニウム(インシウム・ドーフ)ボロメーターを用い、ボロメーターへ光を導いてくるライトパイプの途中に試料室を作て、試料もボロメーターも同時に液体ヘリウム温度に冷やすFig 1-9のようなライオスターントを用いた。

入射した光は、内径11mmのキューブロニッケル製のライトパイプに導かれて、試料室に入り、試料を透過してシンチエク製のライトコーンで絞られ、6mm平方のボロメーターで検知される。ボロメーターからの出力はハーメテックを通じて外部へ取り出される。(b)は試料室詳細で、この内部には円板があり、円板の上に試料を3個乗せることができ。他の1個は空白のまゝ referenceとして用い。試料はすべて銅できただ試料室の伝導により液体ヘリウム温度まで冷やされる。光路に入れ試料の交換は、円板に固定されたシャフトにより外部からまわすことができるようになっている。試料室の入口には cooled フィルターがあり、ライトパイプ壁からの輻射で、試料温度やボロメーター温度が高くなるのを防いでいる。cooled フィルターは測定領域に応じて違ったものを用いた。すなわち、 $\text{BeO} + \text{ZnO}$, LiF , ハウターフィルターに対する、 BeO ハウターフィルターとブラックポリエチレン、

$\text{SrF}_2 + \text{LiF}$, $\text{CaF}_2 + \text{LiF}$ ハウター フィルターに対しては、
 $\text{BeO} + \text{ZnO}$ ハウター フィルターとフラックホリエチレン、
 $\text{BeO} + \text{ZnO} + \text{NaF} + \text{KCl}$, $\text{LiF} + \text{SrF}_2 + \text{KCl}$, KBr
+ $\text{BaF}_2 + \text{LiF}$ ハウター フィルターに対しては, $\text{SrF}_2 + \text{LiF}$
ハウター フィルターとフラックホリエチレン, $\text{CaCO}_3 + \text{MgO}$
+ KCl , $\text{TlCl} + \text{TlI} + \text{NaF}$ ハウター フィルターに対しては,
水晶 (2mm) とフラックホリエチレン を用いた。

このようなクライオスタットでは、オシビングによる雑音が入る可能性があるが、取り除かなければ測定結果に大きな誤差が生じる。これを取り去った後に残るのは、試料の位置決めから生ずる誤差で、これは土3%であった。

3-2 Neutronenstrahlen ハウター フィルターの低温における透過率。³⁹⁾

測定は、先に発表された⁶⁾
総てのハウター フィルターについて、常温、液体チッソ及ぶ液体
ヘリウム温度でおこなった。
結果は Fig 1-11, Fig 1-12
に示す如くである。

測定結果から、常温、液体

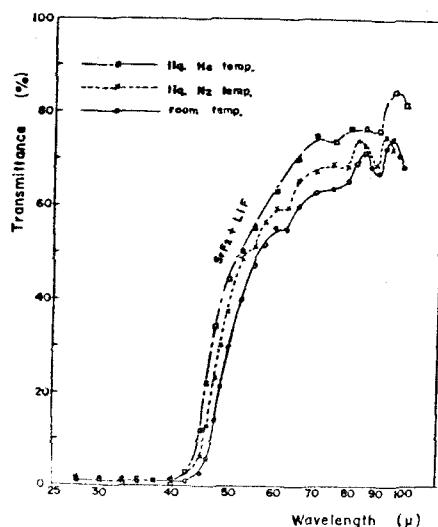


Fig 1-10, Neutronenstrahlen ハウター フィルターの干涉

チッソ温度、液体ヘリウム温度と、温度が低くなるに従って、

i) 透過領域の透過率が、3%~5%

づつ高くなる。

ii) 立ち上がりが急になる。

すなわち、この領域での透過率は、約10%づつ高くになっている。

iii) カットオフ波長が

少し短波長側へ

される。フィルターの種類により異

るが、常温と液体

ヘリウム温度での

差が一番大きくて

7.5μである。

iv) 不透明領域の

透過率は、常温

での透過率より悪くならない。すなわち1%程度である。

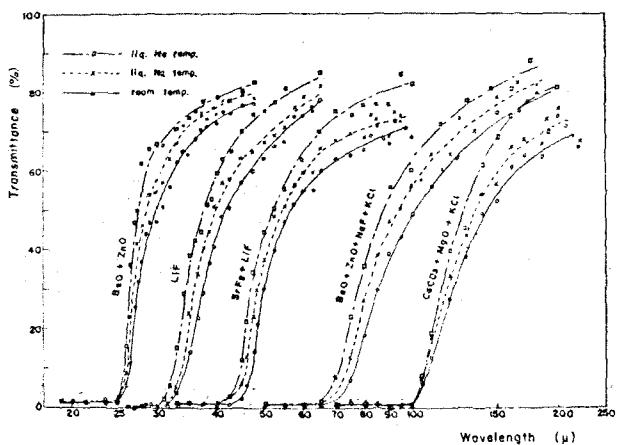


Fig 1-11 各種 *reststrahlen* ハウター・フィルター、常温、液体チッソ温度、液体ヘリウム温度における透過率。

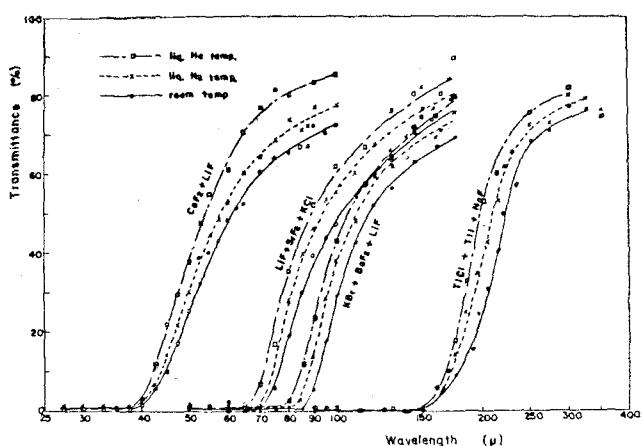


Fig 1-12 各種 *reststrahlen* ハウター・フィルターの、常温、液体チッソ温度、液体ヘリウム温度における透過率。

又、透明領域では Fig 1-10 に示すように干涉が現れるため、透過曲線はなめらかに下っていられない。常温と液体チッソ温度では同一試料であり、光路中の同じ位置で測定しているため同じ干涉パターンを示すが、液体ヘリウム温度の場合は、同じハウター・フィルターの違った場所から切りとった試料を使っていること（厚さは場所によって少し異る）と、試料をライトハウター中に入れておいたため、試料中の光路が異り、従って違った干渉パターンになっている。

Table 1-2 *reststrahlen ハウターフィルターの、液体ヘリウム温度におけるカットオフ波長と、回折格子の1次光をとり出すのに使用できる領域*

<i>reststrahlen ハウターフィルター</i>	<i>カットオフ波長(μ)</i>	<i>1次光をとり出す場合に 使用できる領域(μ)</i>
BeO + ZnO	24 (25)	27 ~ 48 (31 ~ 50)
LiF	30 (31.5)	37 ~ 60 (42 ~ 63)
SrF ₂ + LiF	40 (42.5)	52.5 ~ 80 (57 ~ 85)
CaF ₂ + LiF	39 (40)	54 ~ 78 (61 ~ 80)
BeO + ZnO + NaF + KCl	65 (70)	86 ~ 130 (100 ~ 140)
LiF + SrF ₂ + KCl	65 (70)	90 ~ 130 (105 ~ 140)
KBr + BaF ₂ + LiF	97.5 (85)	105 ~ 155 (120 ~ 170)
CaCO ₃ + MgO + KCl	97.5 (100)	130 ~ 195 (140 ~ 200)
TlCl + TlI + NaF	150 (150)	200 ~ 300 (225 ~ 300)

Table 1-2 に、液体ヘリウム温度でのカットオフ波長と、回折格子の1次光をとり出す場合に使用できる領域をまとめておく。但し () 内の値は、常温におけるものである。

3-3 考察

現在まで、reststrahlen ハウター・フィルターの特性を決める原因について種々の議論がなされてきたが、低温での測定を終った段階で検討してみる。

吸収について

吸収は、フィルターの特性を決める要因中、一番大きく作用していると考えられる。低温における実験とカットオフ波長に対する検討が、その根柢を与えてくれる。reststrahlen ハウター・フィルターを低温にした時の透過率の変化は、フィルター内に含まれるイオン結晶の低温での透過率の変化とよく対応がつく。Hadni や Plendle らによると、イオン結晶を低温（液体ヘリウム温度、液体テツ温度）にすると、

- i) reststrahlen ハウター・フィルターの長波長側の透過率は、著しく良い。
- ii) reststrahlen ハウター・フィルターはシャープになり、ピークは短波長側へずれる。

iii) *reststrahlen* ハンドより *短波長側* の透過率は少し良くなつか、*長波長側* ほどではない。

すなわち、"reststrahlen ハンターフィルターを低温にして時、透過領域の透過率が良くなつる" ことは、reststrahlen 結晶の i) の性質と対応する。reststrahlen 結晶のこの領域での吸收は、difference パンドにさるもので、その吸収係数は Lax &ca. Burstein²²⁾ によると、

$$\alpha(\omega) \propto \sum_{ktt'} \frac{|H(ktt')|^2}{\omega_t(k)\omega_{t'}(k)} \times (n_{kt} - n_{kt'}) \times \delta[\omega + \omega_t(k) - \omega_{t'}(k)] \quad (1-1)$$

で与えられる。

$\omega_t(k)$ は波数ベクトル k における t 分枝の角周波数、
 $H(ktt')$ は、 t -分枝と t' -分枝を結ぶマトリックス
 入要素で、 ktt' が決まれば定数となる。 n_{kt} は (k, t)
 状態にあるフォトンの数で。

$$n_{kt} = \left\{ \exp(\hbar\omega/kT) - 1 \right\}^{-1} \quad (1-2)$$

で与えられる。低温 ($T \rightarrow 0^\circ K$) になると、すなわち $kT \ll \hbar\omega$ になると、 $n_{kt} \rightarrow 0$ にさるので、 $\alpha(\omega) \rightarrow 0$ にさる。低温にすると *長波長側* で透過率が上るのはこの理由による。

次に、"reststrahlen パウター フィルターを低温にした時、立ち上がりが急になり、カットオフ波長が短波長側へずれる"ことは、reststrahlen 結晶の ii) の性質と対応する。reststrahlen バンドが低温で sharp になると、光によって励起された單音子の、二音子への遷移が減るためである。これは、Drude の分散式について言えば"減衰項が減ったこと"である。又、バンド(中心角周波数 $\omega_0 = [2f(\frac{1}{m} + \frac{1}{M})]^{1/2}$ f: 力の定数, M: +イオン質量, m: -イオン質量) が短波長側へずることは、低温にすると格子間隔が狭くなつて力の定数が大きくなり、振動数が大きくなることによる。

"reststrahlen パウター フィルターの不透明領域の不透明さが、低温でも常温とあまり変わらない" という性質は、短波長側にある第2, 第3の結晶の reststrahlen バンドが温度依存性を持たないこと、及び、reststrahlen 結晶の iii) の性質による。主として前者が影響を及ぼしていると考えられるが、この第2, 第3の結晶の reststrahlen バンドは低温にすると sharp になるので、バンドとバンドの間隙ができるでカットオフ特性が悪くなる可能性がある。實際、濃度が薄く、常温でカットオフ特性の悪いものについては低温にした時さらに悪くなつたが、常温で満足のものは、

低温にしてもこのようすことはなかった。

iii) は *neutronstrahlen* 結晶の summation ベクトルによる吸収のために、吸収係数は、

$$\alpha(\omega) \propto \sum_{ktt'} \frac{|H(k tt')|^2}{\omega_t(k)\omega_{t'}(-k)} \times (1 + \eta_{kt} + \eta_{-kt'}) \times \delta[\omega - \omega_t(k) - \omega_{t'}(-k)] \quad (1-3)$$

と表される。 $T \rightarrow 0^\circ K$ とすると、

$$\alpha(\omega) \rightarrow \sum_{ktt'} \frac{|H(k tt')|^2}{\omega_t(k)\omega_{t'}(-k)} \times \delta[\omega - \omega_t(k) - \omega_{t'}(-k)] \quad (1-4)$$

となり、吸収は残る。

以上は、低温における実験から来る根拠であるが、次にハーフターフィルターのカットオフ波長を検討してみると、これは、フィルターに混入されたイオン結晶の粒度ではなく、その種類によって決っている。すなわち、カットオフ波長を決めるのは主として吸収であるという根拠にする。

散乱について

吸収においてではないか散乱もまたフィルターの透過特性に影響を与えていたと思われる。散乱には、電子の屈折率と媒質の屈折率の差による項と、波長に対する電子の大きさの項とが含まれる。前者はいわゆるクリスチヤンセン効果

によるもので、ハウターフィルターではホリエテレン($\eta \approx 1.5$)とその中に含まれるneststrahlen結晶(粉末状)の屈折率の差が大きいほどよく散乱される。普通の結晶ではneststrahlenバーナー附近のみ屈折率の差が大きいのでこの附近のみ顕著であるが、TL系の結晶は全域にわたって屈折率が大き($\eta \approx 5.5$)、従ってneststrahlenバーナー以外の所でもこのような影響があると思われる。すなわち、 $TlCl + TlI + NaF$ フィルターの場合、カットオフ波長から短波長側全域にわたっての不透明さか他のフィルターにくらべてすぐれているのは、この効果によるのであろう。

後者については、粒子が細くたまほご“カットオフ点は短波長側へ移るとともに、立ち上がり、カットオフ特性は良くなる。”この場合の粒子の大きさは、平均 10μ 程度であるから、これと同程度の波長からカットオフ波長あたりの光に対しては Mie scattering、長波長側の透過領域の光に対しては Rayleigh scatteringとして取り扱うことになる。先ず、粒子の大きさを 10μ として長波長側では、散乱のためにどの程度透過率が下るか調べてみる。但し nest-strahlen ハウターは球状になつていると仮定して求めると、散乱係数 β は 次式で与えられる。

$$\beta = \frac{8\pi^3 N V^2}{3\lambda^4} \left(\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon_0} \right)^2 \quad \dots \quad (1-5)$$

但し N は単位体積中の粒子数, V は粒子体積, ϵ, ϵ_0 は、粒子及び媒質の誘電率である。例えは $10\text{cm} \times 3\text{cm} \times 300\mu$ のポリエチレンラテックス NaCl 200mg が含まれている場合を簡単な場合を考えると、 $V = \frac{1}{6} \times 10^3 [\mu]^3$, $\epsilon = 5.62$, $\epsilon_0 = 2.25$, $N = 2 \times 10^{-4} [\mu]^{-3}$ で、これを (1-5) に入れると。

$$\beta \approx \frac{10^4}{\lambda^4} [\mu]^3 \quad \dots \quad (1-6)$$

となる。フィルターの厚さ 300μ として、波長 500μ での散乱による入射光の減衰を考えると、

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\beta d} = e^{-0.5 \times 10^{-4}} \approx 1 \quad \dots \quad (1-7)$$

すなわち、長波長側での散乱による透過率の減少は無視できる。但し、 I_0, I は各 R 、入射光、透過光の強度である。立ち上りの領域での散乱は Mie の理論を使わなければ「どうなつたか」、計算で求めることはできない。ただ実験的に、粒子を 10μ 程度よりも大きくすると、reststrahlen バンドの両側で透過するようになり、立ち上りが悪くなる。すなわち粒子としての性質よりも結晶としての性質が支配的になってくるが、これは、non selective scattering (粒

子の大きさが波長にくらべて十分大きな場合に使う散乱理論で、粒子表面での反射、透過、屈折、粒子による回折を考えている) よりも、Mie scattering でとりあえず程度に粒子が細くなつた方が良い結果を与えることを物語っている。

その他

ポリエチレンシートの厚さや、ハウターの濃度も、フイルターに影響を及ぼすが、これらについては、現在まで定量的に調べられてゐる。⁴⁰⁾ すなわち、厚さについては薄の方が良いが、製作上一種類のもので 240 μ 、数種類の粉末を混入する場合で 260 μ 以下は薄くできず。

濃度は、ポリエチレン 2 gr に対し粉末 0.2 gr ~ 0.25 gr が適当である。その他、表面の汚れや傷(チャネルスベーツルを取り除くために表面を粗くすること)は、フイルターの特性を悪くする。

§4. 結論

本章で得られた結果をまとめると以下のようになる。

- 1) *neststrahlen* フィルターは、3回の反射で、 $\lambda/\Delta\lambda$ が 3 ~ 6、最大反射率が 50% ~ 80% にする。
- 2) NaF , BaF_2 , NaCl , KCl , KBr , KI , CsBr , CsI , KRS-5 で、波長 $30\mu \sim 150\mu$ の間をおよそ 10μ おきの各波長で測定ができる。(但し、 $\text{KI} \sim \text{CsBr}$ は 30μ , $\text{CsBr} \sim \text{CsI}$ は 25μ の開きがある)
- 3) *neststrahlen* フィルター 各々 3枚使って、3回反射するよう平行光束系を持ったフィルターモノクロメータを作したが、これは非分散型の分光器であるから大きな étendue (面積 × 立体角) をとることができることの利点と、簡単に作れうという利点がある。しかし高分解の測定は期待できない。
- 4) 試作したモノクロメーターでは、フィルター 3枚の中 2枚の入射面を直交させ、短波長光の除去と、偏光を少くすることに役立たせた。
- 5) このモノクロメーターによる測定の S/N 比は 50 ~ 60 (時定数 4.5 ~ 9.2 秒), 再現性は約 $\pm 1\%$ である。
- 6) *neststrahlen* フィルターモノクロメーターによる測定結果は、回折格子分光器による測定結果と測定誤差

±2% (両方の誤差を含む) 以内で一致した。但し KRS-5 の場合ハンド幅が広いので、その限りではされ。

- 7) *neststrahlen* ハウター・フィルターは、常温、液体ヘリウム温度、と温度が低くなるに従って、
- i) 透過領域の透過率が3~5% づつ高くなる。
 - ii) 立ち上がりが急になる。すなわち、この領域での透過率は約10% づつ高くなっている。
 - iii) カットオフ波長から短波長側へずれる。
 - iv) 不透明領域の透過率は、常温での透過率より悪くならない。すなわち1% 程度である。
- 8) *neststrahlen* ハウター・フィルターの以上の性質は、フィルター内に含まれる *neststrahlen* 結晶の吸収が主に原因していると思われる。すなわち、立ち上がり領域の所は単音子の吸収で、低温になると、その吸収ペンドが sharp になり、短波長側へずれることから、ii) iii) がおこると考えられる。これより長波長側には difference ベンドによる吸収で、これは温度依存性が強く、絶対零度近くでは吸収係数はほとんど0 になる。i) は、この理由による。又、短波長側には summation ベンドによる吸収（温度依存性は difference

バンドにくらべやすい)と、第2、第3……のnest-strahlen バンドによる吸収(温度依存性はない)のため透過率は常温とほとんど変わなかった。

- 9) Neststrahlenハウターフィルターの特性を決めているのは、吸収の他に散乱しかある。散乱には、波長に対する粒子の大きさの項と、粒子及び媒質の屈折率の差による項がある。粒度は細い方がフィルターとしての特性は良い。後者はクリスチャンゼン効果と呼ばれるもので、Tl系統のような広い波長領域にわたって高屈折率(約5.5)のものは、その広い波長領域で散乱効果が著しい。たとえば、TlCl + TlI + NaF フィルターの場合、カットオフ波長から短波長側の不透明さが他のフィルターにくらべて優れているのは、この効果によると思われる。

第2章 金属メッシュを使ったフィルター

§1 はじめに

reststrahlen 結晶を使ったフィルターは、BPF の場合は 150μ , LWPF の場合は 300μ が限界で、これより長波長側では金属メッシュがこれに代る。

1962年以來、電解メッシュをアブリー・ペロー型干渉計の反射板として^{41,42)}、あるいはマイケルソン型干渉計のビームスプリッター⁴³⁾として、wire メッシュを LWPF⁴⁴⁾として使う研究がなされて来たが、著者も1964年から金属メッシュを使ったフィルター、主としてアブリー・ペロー型干渉計の研究を始めた。その第一段階として、メッシュの光学的性質をくわしく調べることから始めた。メッシュは、イナクティブメッシュと、これに相補的な形をしたキャパシティブメッシュに分かれる。前者の透過率は $\eta_g \approx 1$ (g : 格子定数, λ : 波長) で 90% 以上の最大値を持ち、両側へ減少していくような性質を持っているが、それ自体、透過型の WBPF の特性を持っている。又、数回透過させて、バンド幅を狭くすることもできる。例えば 4 回透過で最大透過率約 80%, $\eta_{\text{av}} \approx 3$ にする。これはしかし、現在得られるメッシュの格子定数が

25μ ~ 250μ であるから、波長範囲もこの間に限られ、その上選択できる波長は離散的な値になる。しかし反射率は $3 < \eta_x$ で 80% 以上、吸収は 100μ から長波長側で 1% を越えないといふ性質を持っているため、アブリー・ヘロー型として用いると、得られる格子定数の最大値が 250μ でも、 $1mm$ 以上まで範囲を広げることができると、選択できる波長は連続的でバンド幅も狭くなる。又、キャパシティ・メッシュは等価回路的には容量 C で表され、これを数枚平行に並べたものは LWPF となる。

アブリー・ヘロー型干渉計の一般的な性質は、古くから研究されよく知られているように、反射板間での多重反射による干渉の原理を利用してしたもので、透過光の相対強度 $\bar{C}(\nu)$ は、

$$\bar{C}(\nu) = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2 \times \left(1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \lambda m^2 \Phi\right)^{-1} \quad (2-1)$$

で与えられる。Airy の式と呼ばれるものである。但し、 R はエネルギー反射率、 A はエネルギー吸収率である。又、

* この章では、波長入、波数 ν/λ 、波数 m/λ を、場合に応じて使いわける。

$$\Phi = 2\pi n d \nu \cos \theta - \phi_r \quad \dots \quad (2-2)$$

で、dは反射板間の距離、nは中間層の屈折率、 θ は屈折角、 ν は波数、 ϕ_r は反射板表面で反射する際の位相のずれである。

$\epsilon(\nu)$ は、 $\Phi = k_r \pi$ ($k_r = 0, 1, 2, \dots$) で最大透過率、

$$\epsilon_0 = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2 \quad \dots \quad (2-3)$$

を持ち、吸収Aが“少ないほど”、 ϵ_0 が“大きい”。また、

$$F = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R} \quad \dots \quad (2-4)$$

は、フiness (fineness) と呼ばれる、分解能 \mathcal{R} と

$$\mathcal{R} = \frac{\nu_k}{\Delta\nu} = \frac{\lambda_k}{\Delta\lambda} = kF \quad \dots \quad (2-5)$$

の関係を持っている。すなわち、フinessは、1次の分解能を与えるものである。

アブリーハロー型干涉計をモノクロメーターとして使う場合、回折格子分光器と同様、次數の重なりが問題に付るが、1つのピーコだけを取り出すのに、プリズムが使える領域ではプリズムと組み合わせているが、遠赤外域のようにこれが使えない場合は、LWPFや回折格子あるいは

は、低分解のアブリ・ペローと組み合わせて使うことを考えなければならぬ。著者は LWPF を使って 1 次をとり出す方法を用いた。

又、波数(波長)走査は、 $\nu_R = k / 2nd \cos\theta$ から屈折率 n 、薄膜間隔 d 、屈折角 θ 、次数 k のいずれかを変化しておこなう、各々特徴を持っている。著者は広い波数(波長)領域を走査する必要と、他の方法にくらべ簡単にことから、間隔 d を変化させた方法を用いた。メッシュを 3 枚以上平行に並べると、反射率一定のメッシュ(仮想的であるが)では矩形に近い WBPF となり、キャパシティメッシュの場合は立ち上りの良い LWPF になることが計算から分った。

§2 金属メッシュの光学的性質の研究と、その透 過特性を使ったバンドパスフィルター (BPF).

2-1 金属メッシュの光学的性質の研究

金属メッシュは、Fig 2-1 のような形をしたものと、これと相補的な Fig 2-5 のような形をしたものに分れる。各々の透過、反射、吸収を格子定数よりも長波長側で角周波数 $\omega = \gamma/\lambda$ として等価回路的に考えると、前者は、インダクタンスの性質を持つのでインダクティブメッシュ、後者はキャパシタンスの性質を持つのでキャパシティブメッシュと呼ばれる。

[1] メッシュの反射と透過

メッシュに光が当ると、反射 (R)、透過 (T)、吸収 (A)、回折 (D) がおこり、各々の間に、

$$R + T + A + D = 1 \quad \text{---(2-6)}$$

という関係がある。

$$\text{回折は } (\lambda/g)/(1 + \sin\theta) > 1$$

ではおこらないし、吸収もこのような領域では後で述べることとく 1% 以下にするからこれを無視すると

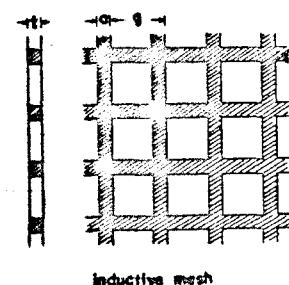


Fig 2-1 インダクティブ
メッシュの構造

$(\lambda/g) / (1 + \sin\theta) > 1$ では。

$$R + T = 1 \quad \dots \quad (2-7)$$

とする。インタクティフ

メッシュの反射率、

透過率は実験的

く Fig 2-2, Fig 2-3

のようになる。各々メッ

シエの線幅をハーフ

メーターにとってあるが、

線幅を広くするほど

(附隨的に線の厚さ

も厚くなるが) 反射率

は高く透過率は低く

なり、一次元の場合

と同様な性質を

示す。さらにメッシュ

の厚さは数ミクロン

で、これを無視して

考えると、振幅反射

率と、振幅透過率との間に、

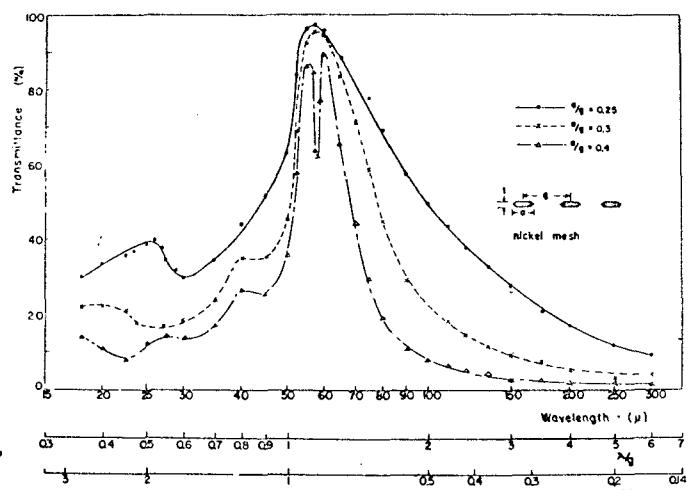


Fig 2-2 インタクティフメッシュの
透過率

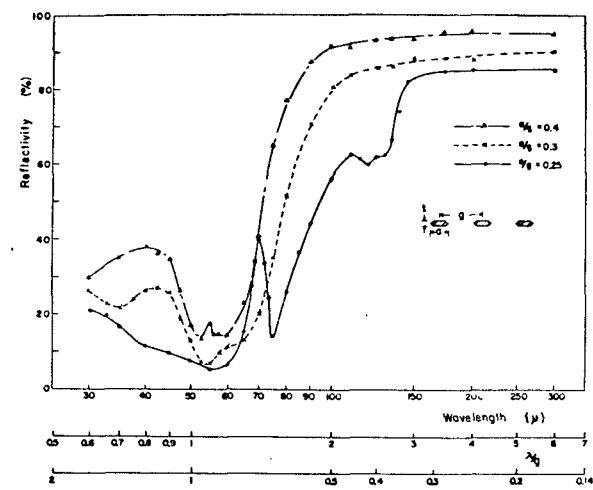


Fig 2-3 インタクティフメッシュの
反射率

$$I + R = T \quad \dots \quad (2-8)$$

の関係も成立する。又、

Fig 2-4 は、I-R-T をプロットしたもので (2-6) 式から $D+A$ に等しいが、吸収 A はほとんど無視できるので、回折の大きさ D を表していると考えられる。

キャパシティーメッシュ^{45,46)} は構造上吸収の少ない薄い基板(例えば 6μ 程度のスライカーフィルム)の上にのって

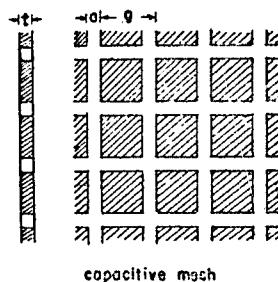


Fig 2-5 キャパシティーメッシュの構造

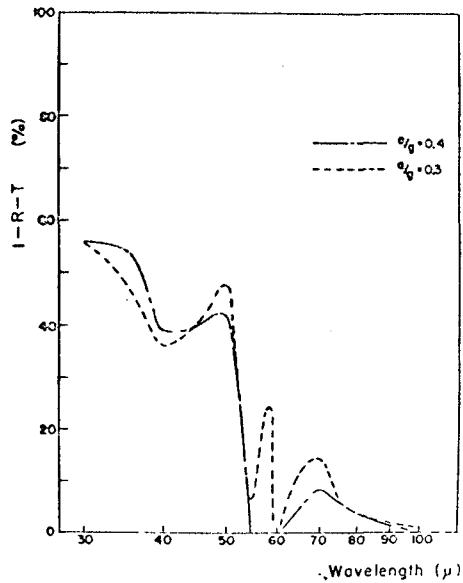


Fig 2-4 インダクティーメッシュの回折

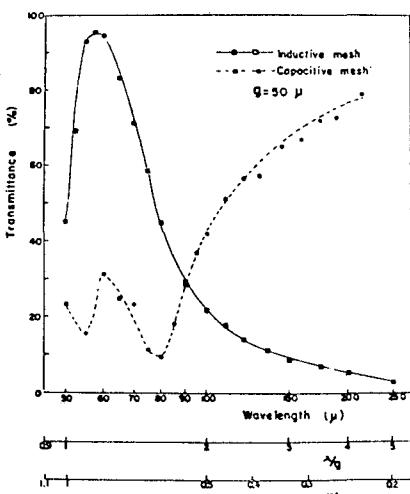
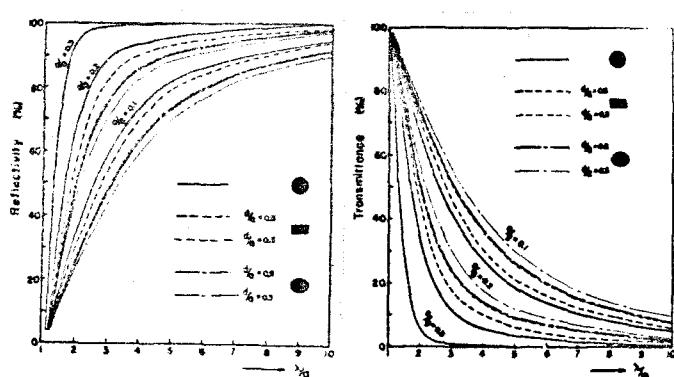
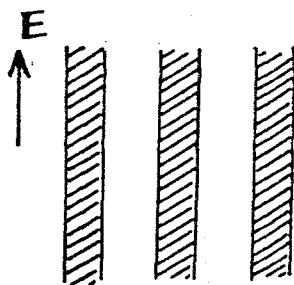


Fig 2-6 キャパシティーメッシュの透過率

いるが、これを無視して考えるとインダクティブメッシュと全く相補的である。すなわちインダクティブメッシュの透過率は、キャパシティブメッシュの反射率と、キャパシティブメッシュの透過率はインダクティブメッシュの反射率と同じで、(2-7)、(2-8)の関係も持つてゐる。実際にアルミニウムをマスターの上へ薙着し、フォトエッティングの技術を用いて作ったキャパシティブメッシュの透過率を、マスクにしたインダクティブメッシュの透過率と共にFig 2-6に示す。但し基板の影響は除いてある。 $T_i + T_c = 1$ (T_i, T_c は各々インダクティブメッシュとキャパシティブメッシュの透過率)となるべきであるが、必ずしもそうではないのは、フォトセンシティブルッカーを処理する場合に、マスターの影の像がくずれ、線幅が太くなったり角がとれたり、あるいは場所的に正方形の形がやさしくそれたりしたためである。

* Fig 2-7 のような一次元格子について、*Marcubitz*⁴⁴⁾ の式を使って、例えはインダクティブリードについて、反射率、透過率を計算したものは、Fig 2-8(a) 及び(b)である。これによると、反射率、透過率は、線幅、線の厚さ、断面の形状によって決り、線幅が広いほど、線の厚さが厚い程、又断面の形式が精円、長方形、円とするほど反射率高くなり、透過率は低くなる。著者が使用したメッシュ

の断面の形状だけは、Fig 2-2
あるいは Fig 2-3 に書いてある
なもので、長方形と稍円の中間
のような形状をしている。



(a) 反射率 (b) 透過率

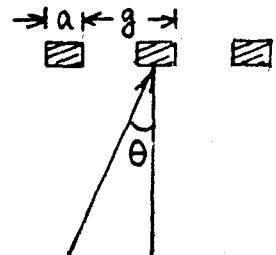


Fig 2-7 一次元格子
(イタクティックリット)

Fig 2-8 イタクティックリットの反射率
及 α -透過率 ($\theta=0$)

[2] 位相

光がメッシュ表面で反射する場合、位相のずれが
あふる。位相のずれを測定する方法として、i) 透過率
から求めめる方法、ii) メッシュをアブリー・ヘロー型にして、
Airyヒークの差から求めめる方法、iii)マイケルソン型干渉計の片方の光路へメッシュを入れて測る方法などがあるが、一番簡単な i) の方法を用いた。この方法は、
メッシュの吸収と厚さが無視できるという仮定のもとに

つぎに(2-10)式、(2-11)式を用ひる。すなはち、

$$t = |t| e^{i\varphi_r} = |t| (\cos \varphi_r + i \sin \varphi_r) \quad \dots \quad (2-9)$$

$$|t|^2 + |r|^2 = 1 \quad \dots \quad (2-10)$$

$$1 + r = t \quad \dots \quad (2-11)$$

$$R = |t|^2, \quad T = |t|^2 \quad \dots \quad (2-12)$$

から、

$$\cos \varphi_r = -|t| = -\sqrt{1-T} \quad \dots \quad (2-13)$$

のような形で、透過率 T と反射の際の位相のずれ φ_r が結びつけられる。Fig 2-2, 及び Fig 2-6 の透過率を使って求めた位相のずれを Fig 2-9 に示した。

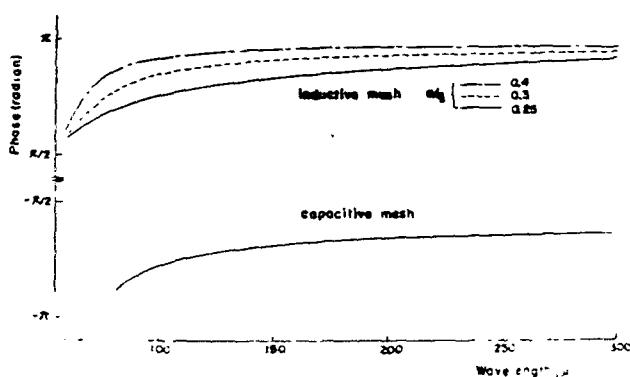


Fig 2-9 メッシュの位相

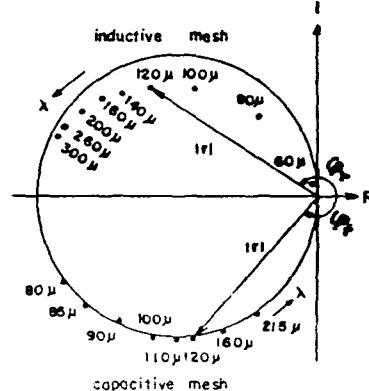


Fig 2-10 X-Y 平面の
振幅反射率

この図でメッシュが完全反射に近づくほど、位相のずれはπに近くなっていることが分る。Fig 2-10は振幅反射率を複素平面上に示したもので、トが円周上に乗らないことは、厚さや、吸収の影響が出てるものと思われる。

[3] 吸收

メッシュによる吸収は、光(電磁波)によって誘起される高周波電流による抵抗損と考えて求めよ。但しメッシュの厚さは $5\mu\sim 6\mu$ で、表皮厚さ δ (ニッケルで $\lambda=100\mu$ で $\delta=0.08\mu$)よりも厚い。以下のとりあつかいでMKS単位系を使う。

Fig 2-11のようにメッシュの一方の線

に平行な正ベクトルを持つ光(電磁波)
がメッシュに垂直に入射する最も簡単
な場合を考える。 $x=0$ で境界条件
を求めると、先ず H の方はこれに沿って
誘起される電流 J がメッシュの裏表
るので、

$$H_1 - H_2 = \frac{E_i}{Z_0} (1 - r - t) \\ = -2 J_p \quad \text{--- (2-14)}$$

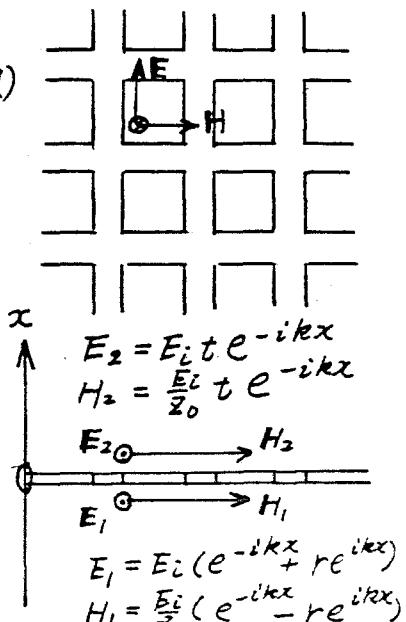


Fig 2-11

E_i の方は

$$E_i(1+r) = E_i t \quad \dots \quad (2-15)$$

従って、

$$H_1 - H_2 = \frac{E_i}{Z_0} (-2r) = -2J_{\bar{P}} \quad \dots \quad (2-16)$$

すなわち、

$$J_{\bar{P}} = r \cdot \frac{E_i}{Z_0} \quad \dots \quad (2-17)$$

r は空間的に平均化された値であるから、 $J_{\bar{P}}$ も空間的に平均化された値である。又、 E_i を時間的に正弦的に変ると考えると、 $J_{\bar{P}}$ もそのように変る。時間平均をとって。

$$\frac{1}{2} J_{\bar{P}}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{E_i}{Z_0} \right)^2 r^2 \quad \dots \quad (2-18)$$

メッシュ、単位面積当り消費されるエネルギー $P_d = 2 \cdot \frac{1}{\sigma} \cdot \left(\frac{J_{\bar{P}}}{2} \right)^2$ の入射エネルギー $P_0 = (1/2Z_0) \cdot E_i^2$ に対する割合 P_d/P_0 が吸收率 A である。

$$A = \frac{P_d}{P_0} = \frac{2 \times \eta \times \frac{1}{\sigma} \times \frac{1}{2} \times \left(\frac{E_i}{Z_0} \right)^2 \times r^2}{\frac{1}{2Z_0} (E_i)^2}$$
$$= 2 \times \eta \times \frac{1}{\sigma} \times R \times \frac{1}{Z_0} \quad \dots \quad (2-19)$$

但し $\bar{\sigma}$ は空間的に平均化された導電率で、 $1/\eta$ を単位面積当りの金属部分の面積とすると、 $\bar{\sigma} = \frac{1}{\eta} \sigma$

(σ : 导体部分の導電率)である。又、 $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ は空間のインピーダンスである。 γ は、インタクティーメッシュに対しては $\gamma_I \approx 2a/g$, キャパシティーメッシュに対しては $\gamma_C \approx 1/(1 - \frac{2a}{g})$ で、従って、吸収 A は各自に対して、

$$A = \frac{g}{2a} \times \frac{1}{\sigma\delta} \times R \times \frac{2}{Z_0}$$

$$= \frac{g}{2a} \times R \times \left(\frac{10^7 \mu^*}{C\sigma\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{インタクティーメッシュ}) \dots (2-20)$$

$$A = \left(1 - \frac{2a}{g} \right) \times R \times \left(\frac{10^7 \mu^*}{C\sigma\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{キャパシティーメッシュ}) \dots (2-21)$$

但し 10^7 は $[LT^{-1}R^{-1}]$ のティメンジョンを持ってゐる。
相対透磁率 μ^* は、たとえニッケルのような強磁性体であつても、問題にしてゐる周波数が高く、石磁化が追従しきないので $\mu^* = 1$ と考えてゐる。又、キャパシティーメッシュの場合、基板の物質の吸収を無視して考えてゐる。

(2-20)式、(2-21)式中、 $\left(\frac{10^7 \mu^*}{C\sigma\lambda} \right)^{\frac{1}{2}}$ を、メッシュを作る金属について求めると、

$$\text{銅の場合, } \left(\frac{10^7 \mu^*}{C\sigma\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} = 0.239 \times 10^{-1} \left[\frac{1}{\lambda} \right]^{\frac{1}{2}} \dots (2-22)$$

$$\text{ニッケルの場合, } \left(\frac{10^7 \mu^*}{C\sigma\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} = 0.491 \times 10^{-1} \left[\frac{1}{\lambda} \right]^{\frac{1}{2}} \dots (2-23)$$

$$\text{アルミニウムの場合, } \left(\frac{10^7 \mu^*}{C\sigma\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} = 0.303 \times 10^{-1} \left[\frac{1}{\lambda} \right]^{\frac{1}{2}} \dots (2-24)$$

従って吸収は、 $\lambda = 100\mu$, $a/g = 0.3$, $R = 1$ のような条件で、1%を越えることはない。通常は 100μ 以上の波長領域で使うので、吸収はさらに低くなる。

2-2 金属メッシュの透過特性をバンドパスフィルター(BPF)に用いる研究

インタクティブメッシュの透過特性は、 $\lambda_g \approx 1.1\mu$ をもつバンドパスの性質を持っている。この性質は、メッシュを二次元の回折格子と考えて、透過した零次光の入射光に対する割合であると考えられる。1~2枚では WBPF になり、枚数をさらに増していくとバンド幅を狭くできる。しかし幾何学的形状がバンドパス特性に影響を及ぼすので、組み合わせ方に對しては配慮しなければならない。

一枚使って一枚のメッシュの透過率の九乗の形にするには、ゆうい不平行に(光路中に十分距離を保しておいても同じである)

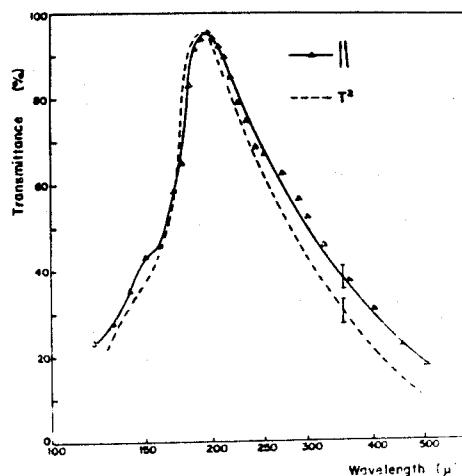


Fig. 2-12 メッシュ 2枚、不平行に重ねた時の透過率

保つことが考えられる。それを実験的に(2枚で)確かめたのがFig 2-12で、測定誤差を考慮に入れるとほぼ一致する。現在販売されているメッシュの格子定数は $g = 25\mu, 50\mu, 100\mu, 170\mu, 250\mu$ で、各々の透過

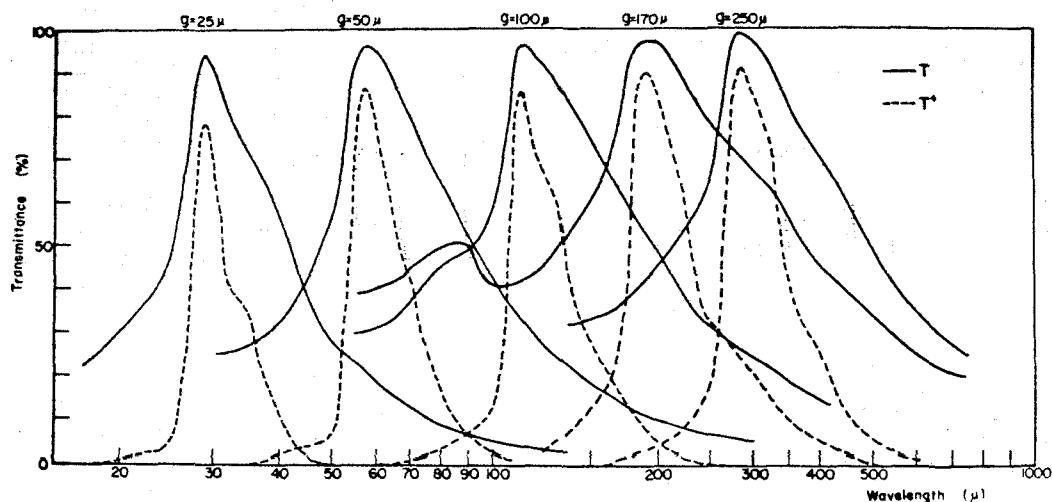


Fig 2-13 インタクティフメッシュ 1回 及び 4回
透過の透過率(格子定数 $25\mu, 50\mu$
 $100\mu, 170\mu, 250\mu$)

Table 2-1 金属メッシュの透過特性を使ったBPF

格子定数(g)	最大値波長	T_{max}	$\Delta\lambda(T)$	T_{max}^4	$\Delta\lambda(T^4)$
25μ	29μ	94%	17.5μ	78%	6μ
50	57.5	96	47	85	17
100	112.5	96	112.5	85	30
170	190	97	250	88	55
250	285	97	290	88	80

率の測定値と、それを4乗したものがFig 2-13である。又、Table 2-1にはその時の最大透過率と半価幅をまとめた。Rectstrahler フィルター 3回反射と同程度の半価幅で、最大透過率はそれよりも高い。さらにメッシュを2枚、接触させて重ねる実験をおこなったが、その結果がFig 2-14、Fig 2-15である。

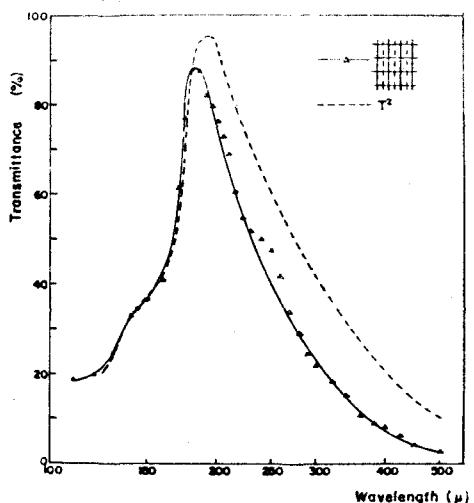


Fig 2-14 格子定数の半分だけ一方へずらせて重ねた場合

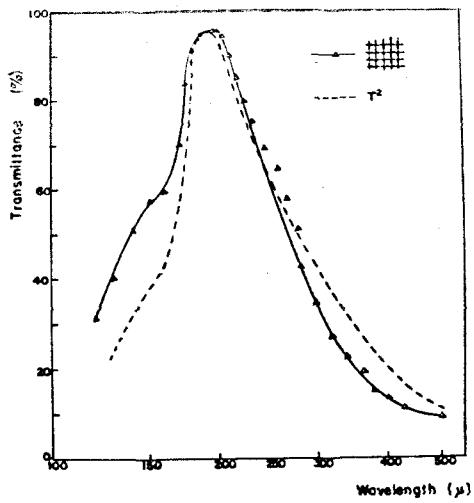


Fig 2-15 メッシュ同志一致させて重ねた場合。

Fig 2-14は、一方向にむかう1つのメッシュを $\lambda/2$ だけずらして重ねたもので、開孔(aperture)の形(或はインピーダンス)が正方形から矩形に変わったことに伴い、ピーク値は短波長側へすこしそれ、バード幅も2枚、不平行に重ねた場合より狭く、フィルターとして望ましい。このように重ね方をしたものを2組使ふと、先の4乗の形よりも狭くなる。Fig 2-15は2枚のメッシュ

同志一致させて重ねた場合で、 $\lambda/g > 1$ の領域では同じインピーダンスを 2つ並列にしたとの取り扱いから、 T^2 オリも高い透過率を持つはずであるが、重ね方の上で誤差があるためか必ずしもそうではない。 $\lambda/g < 1$ の回折領域でもしうそぞうしている。いずれにしても Fig 2-15 の場合、 T^2 オリも優れた特性は持っていない。又、その他の中の方に対しても優れた特性は見つからなかった。

このようメッシュの透過特性を用いた BPF の利点は、あくまで簡単に作ることができるところである。製作が少し複雑であるが、アブリーハロー型にしたものは、バンド幅も広く、波長も連続的に選ぶことができる。BPF としては、1 すみに優れている。

§3 ファブリ-ペロー型干渉計

3-1 ファブリ-ペロー・エタロン 及び tunable -

ファブリ-ペロー 干渉計

Fig 2-16は ファブリ-ペロー・エタロンの構造及び
その写真, Fig 2-17は tunable ファブリ-ペロー干渉計
の構造及びその写真である。両方ともメッシュを張るために
ガラスリング (0.25μ以下の平面度) を使っていいるが、そ
の内面にアルミニウムを蒸着して半透膜を作り、可視光
(NaのD線) で平行度調整ができるようにしてある。平行度
は 1μ以内におさえている。エタロンの場合、スペーサーは

Fabry-Perot etalon

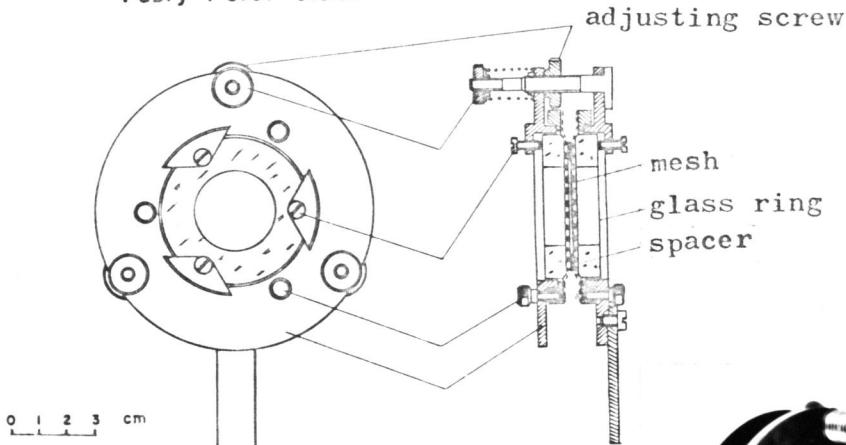
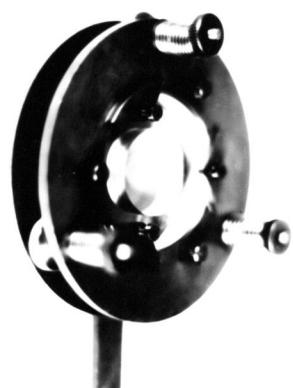


Fig 2-16 ファブリ-ペロー・
エタロンの構造と
その写真



紙、又は雲母板が適当である。(低次で使っているので、水晶などの板は厚すぎて使い難い)又、tunable ファブリ-ペローの平行調整は、ピッチ 0.1 mm の差動ネジでおこなう。間隔の変化は、焼青銅の平行板べねと、マイクロメーター(最小目盛 2μ)でおこない、 400μ の移動に対する平行度のくずれは 1μ 以内であった。又、メッシュは別のフレームに貯えり、それを、

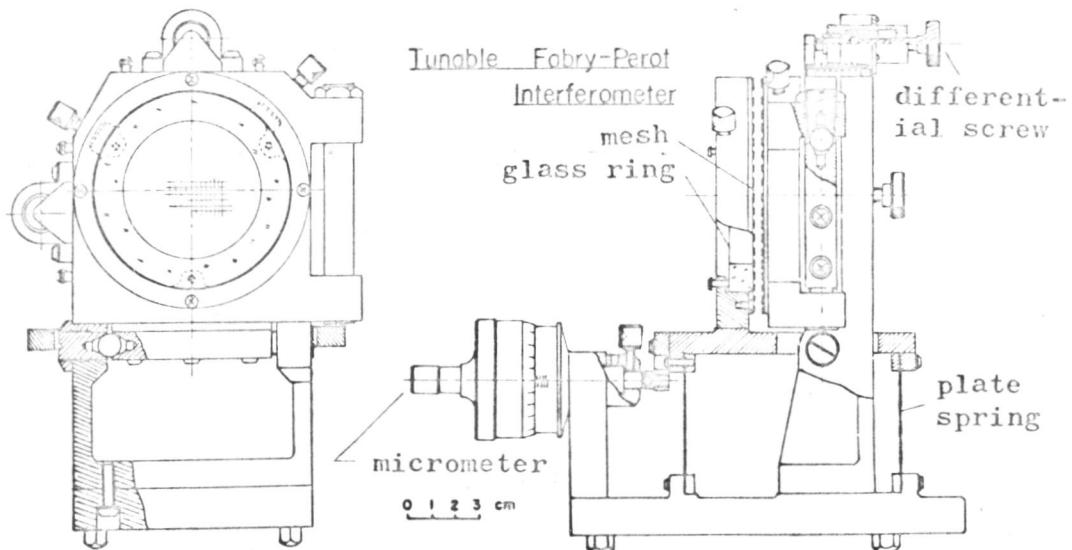
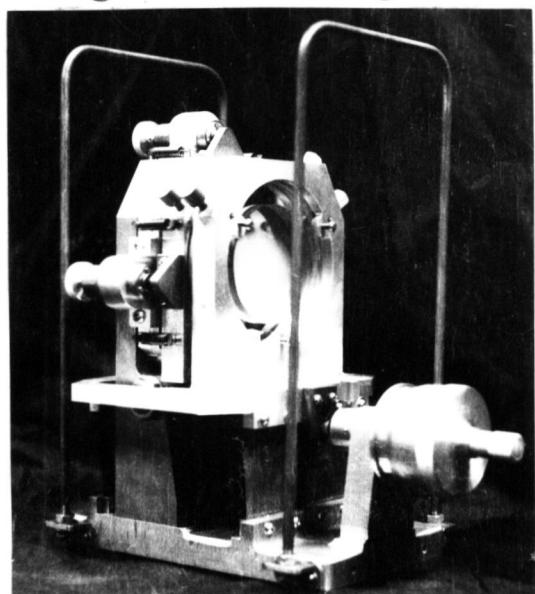


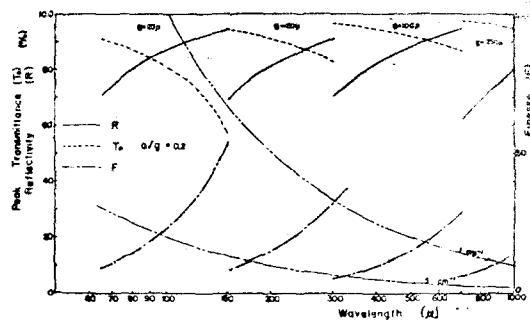
Fig 2-17
tunable ファブリ-ペロー
の構造と写真



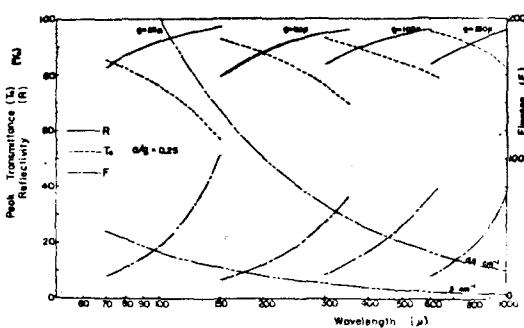
本体にネジ止めするような構造になっている。

3-2 金属メッシュを使ったアブリーベロード型干涉計の性質

メッシュを反射板に使った場合、Airy曲線の(従って理想的な場合の)ピーク値、フィネスはどのようになるかという事を調べた。これらは実際のメッシュの透過率測定から、 $R = 1 - T$, $Z_0 = (1 - \frac{A}{T})^2$, $F = \pi\sqrt{R}/(1-R)$, 又, Z_0 の中の吸収 A は(2-23)式を用いて計算した。結果は Fig 2-18 にまとめたように示されている。すべてにわたって透過率を用い、反射率の測定結果を使わなかった理由は、前者の方が後者よりも信頼度が高いことによる。又、同図で、メッシュの格子定数を変えると使用できる領域がかわり(1つのメッシュ



(a) $a/q = 0.2$



(b) $a/q = 0.25$

Fig 2-18 インタクティフメッシュをアブリーベロードの反射板に使った場合のピーク値、及びフィネス

では λ/g が 3~6 程度が適用領域(数種で 80μ ~ $1mm$ を走査できることがわかる。

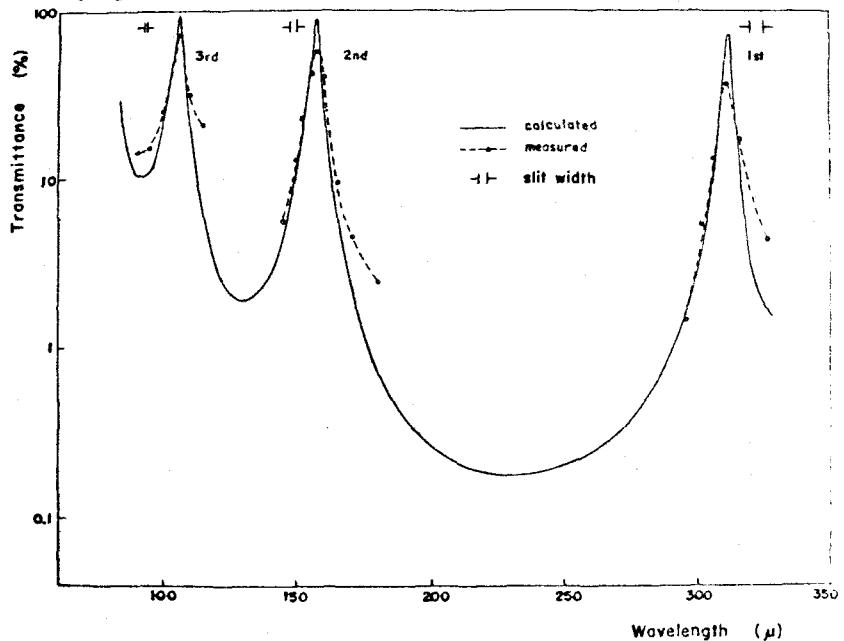


Fig 2-19 Airy 曲線、測定値と計算値

Fig 2-19 は、 $g=50\mu$ のニットケルメッシュを用いてエタロンの特徴特性と、理想的な Airy 曲線との比較で、理想的なものからのすれば、平行度の悪さ、収束光による測定が影響している。アブリーヘローを double pass で

使用すると、 π_0 は $20^2 K$ 、分解能は 1.6 倍するわ

ち $1.6 F$ になる。Fig 2-18(b)

と同じメッシュを用いて double pass として場合を Fig 2-20 に

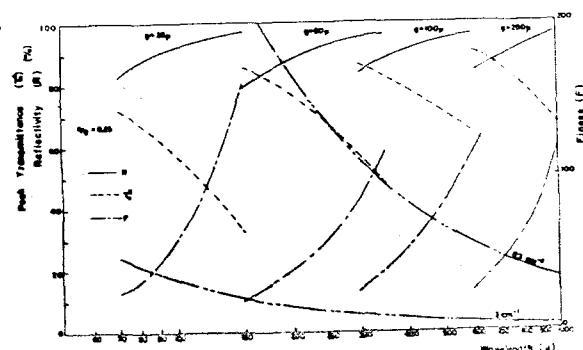


Fig 2-20 アブリーヘローを double pass で使用した場合のビーム値及びフィネス

示した。

3-3 次数の分離

フアブリ-エローは $2nd \cos \theta = k\lambda$ ($k=1, 2, \dots$) を満足する波長にピークを持つが、モノクロメーターとして使うためには、この中から1つの次数だけをとり出さなければならぬ。色Rな方法があるが、著者は LWPF を使って1次をとり出す方法を採用した。長波長側でのLWPFとして、rest-strahlen ハウター・フルター⁶⁾と、wire メッシュ・フィルター⁸⁾を使った。Fig 2-21は、そのカットオフ特性と使用領域である。

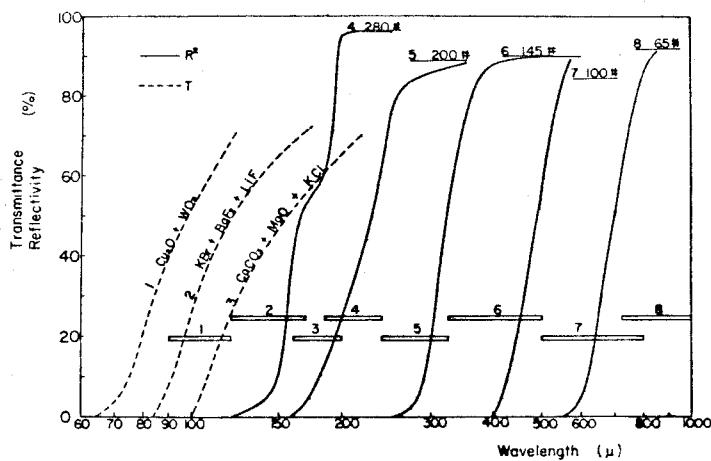


Fig 2-21 フアブリ-エローの1次光
をとり出すためのLWPF

LWPFを使うだけでは1次光しか使いづらいが、もっと分解能をあけたい、従って高次を使う場合には、BPFを入れて使いづらい。そのようなフレ(pre)-モノクロメーターとして、

もし1つのアブリーハローを使った場合、例えば2次をとり出す場合には、Fig 2-22 のようになる。

但し吸収は無視している。

アレモノクロメーターに使う
メッシュは、透過率の高いもの
が良い。

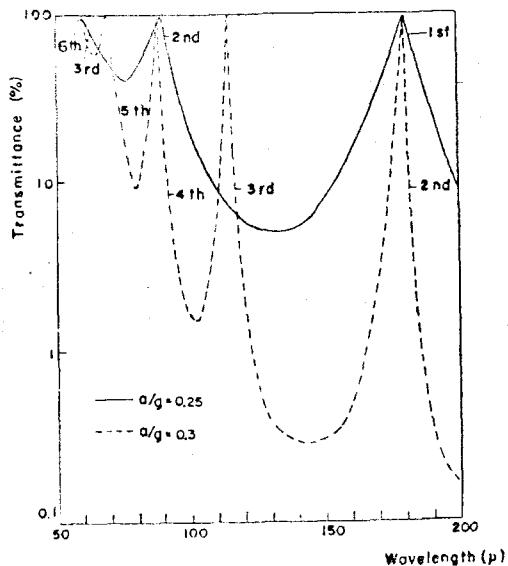


Fig 2-22 アレモノクロメーター
(アブリーハロー)で、アブリーハローの2次をとり出す様子

3-4 tunable アブリーハローを使った簡単な分光器

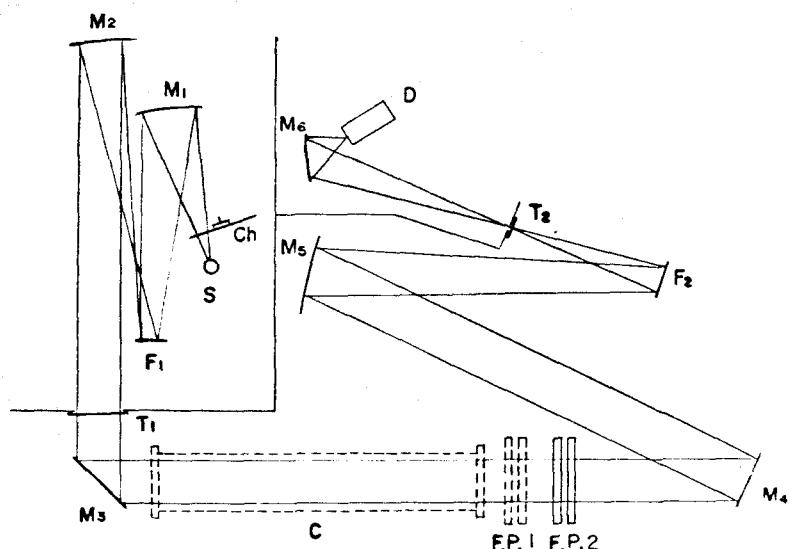


Fig 2-23 tunable アブリーハローを使った
分光器の光学系

Fig 2-23 は tunable フラット・ヘロ・干渉計を使った簡単な分光器の光学系である。光源 S から出た光は、球面鏡 M₁ により、球面鏡 M₂ の焦点に像を結び、平行光束となって平面鏡 M₃, ガスセル C, F.P. 1, F.P. 2, 平面鏡 M₄ と通り、球面鏡 M₅, 楕円面鏡 M₆ を通って検知器 D に入る。光はチップハーチにさり 10 C.P.S で チップされる。

F₁, F₂ は 1 次光のみを取り出す wire メッシュ フィルター, T₁ は媒質フィルター, T₂ は reststrahlen ハウター フィルター。その他透過型フィルターである。C と F.P. 1 は場合に応じて光路中に入れたり、光路からはずしたりする。

100 μ ~ 400 μ の水蒸気の吸収スペクトル

Fig 2-24

水蒸気の吸収
スペクトル(1atm).

F.P. 2 : $g = 50 \mu$
 $a = 15 \mu$
ニッケルメッシュ

F₁, F₂ : 280 #
(100 μ ~ 270 μ)
200 #
(270 μ ~ 400 μ)

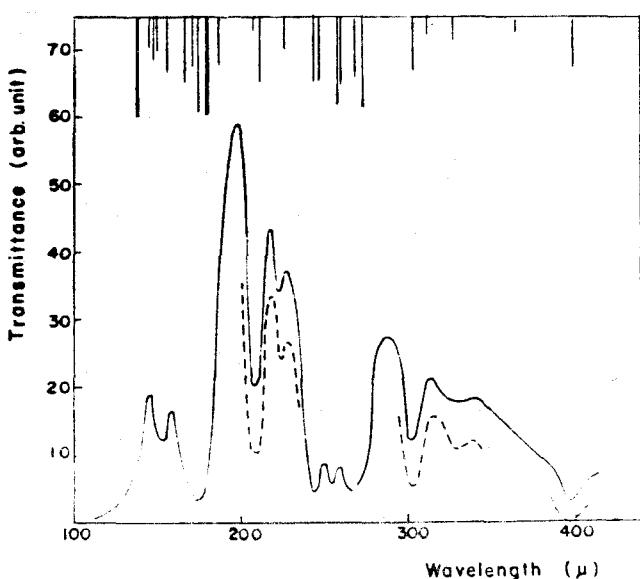


Fig 2-24 は光路中から C, F.P.1 をとりのそと、F.P.2 でとった大気中の水蒸気の吸収スペクトルで、光路は約 2.5 m, 使用した金属メッシュ(インターフェースメッシュ) Ba-wire メッシュは図に説明した通りである。40 cm⁻¹で約 2 cm⁻¹ の分解を示している。破線は再現性で、故意に下へずらせた。

Fig 2-25 は、アブリー・ホールー F.P.1 及 C-F.P.2 を直列にし、両方とも 1 次を使ってとった水蒸気の吸収スペクトルである。F.P.2 のメッシュは、Fig 2-24 と同じものである。F.P.1 は F.P.2 より分解能は落ちるものであった。直列にした場合の総合的な分解能は、 $\sqrt{R_1^2 + R_2^2}$ に等しい。

スペクトルをとった条件は、図の下に書いた通りである。Fig 2-24 よりも吸収バンドが鋸くだけてのことや、分解されかかっている吸収線があり、分解能は上っている。

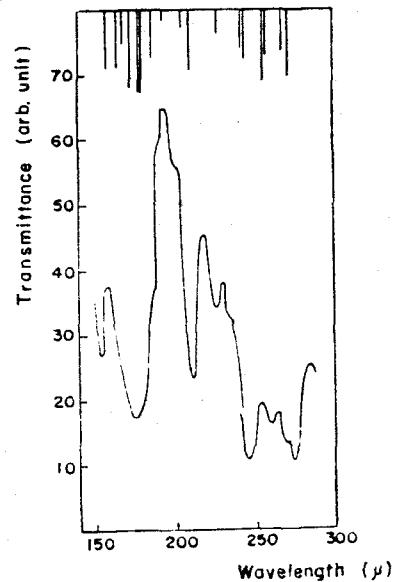


Fig 2-25 F.P.1, F.P.2 を直列にしてとった水蒸気の吸収スペクトル
 F.P.1 : $g = 50 \mu$ $a = 8 \mu$
 ニッケルメッシュ
 F.P.2 : $g = 50 \mu$ $a = 15 \mu$
 ニッケルメッシュ
 F₁, F₂ : 280 #
 (150 \mu ~ 240 \mu)
 200 #
 (240 \mu ~ 290 \mu)

360μ～620μの間の木薫気及び一酸化炭素ガスの吸収スペクトル

この領域では、強い木薫気の吸収線が多いので、COガスを光路に入れて、水蒸気とCOガスの吸収スペクトルをとった。COガスは、長さ60cmのガスセル中に1気圧、木薫気も1気圧である。使用したメッシュは、格子距離100μ、線幅30μのニッケルメッシュである。25cm⁻¹近傍の水蒸気とCOガスの吸収線が分離しており、これは2cm⁻¹の分解である。

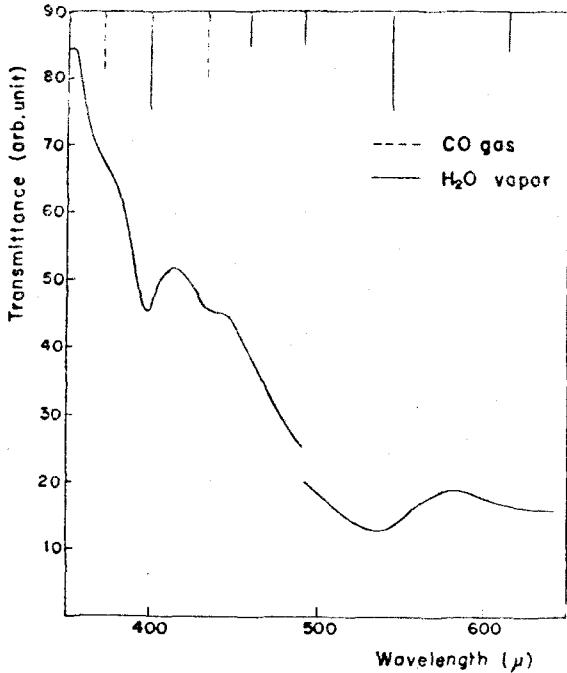


Fig 2-26 360μ～620μの間の木薫気及びCOガスの吸収スペクトル。
(図の上に書き入れた線の中、実線は木薫気、破線はCOガスを示す)
F.P.2 : $g = 100\mu \quad a = 30\mu$
 $= 1\text{テラヘルツ}$
F₁, F₂ : 145# (350μ～490μ)
100# (490μ～650μ)

Fig 2-27は 300μ～450μの間で、格子距離100μのメッシュより反射率の高い、格子距離50μのメッシュを使ってとったCOガス及び木薫気の吸収スペクトルである。装置固有の幅が狭くなるので分解能は上がるが、S/N比は落ちる。

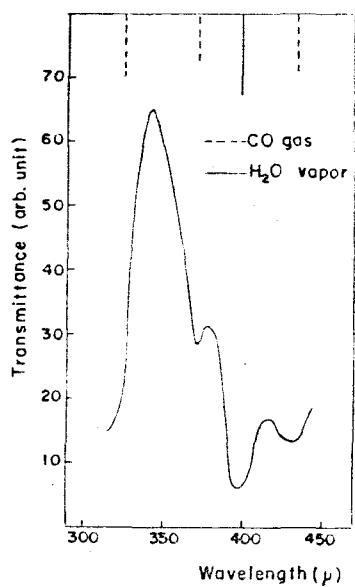


Fig 2-27 $300\mu \sim 450\mu$ の

間の水蒸気及 CO ガスの吸

収スペクトル

(図の上部に入れた線の中、実線
は水蒸気、破線は CO ガスを
表す)

$$\text{F.P. 1 : } g = 50\mu \quad a = 8\mu \\ \text{ニッケルメッシュ}$$

$$F_1, F_2 : 145\#$$

3-5 3枚以上のメッシュを平行に並べた場合

3枚以上のメッシュが一定の距離隔けで平行に並んでいる場合には、メッシュをインピーダンス表示して等価回路に直し、回路理論^{47~49)}を使って簡単に解くことができる。この場合、メッシュのインピーダンスを Z とすると、メッシュの部分の四端子マトリックスは、

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \dots \dots \quad (2-25)$$

とする。又、メッシュとメッシュの間の媒質を空気とし、そのインピーダンス Z_0 、伝播速度 β 、間隔 d で表すと、この部分の四端子マトリックスは(2-26)式のようになる。

$$\begin{pmatrix} \cos \beta d & j Z_0 \sin \beta d \\ (j/Z_0) \sin \beta d & \cos \beta d \end{pmatrix} \quad \text{--- (2-26)}$$

先ず、反射率一定の仮想的メッシュが、3枚ならし
4枚等間隔 ($d = \lambda_0/2$) に並んでいる場合を考える。
この場合、メッシュの反射率 R とそのインピーダンス Z の間に

$$R = \left(\frac{-1}{1 + 2 \cdot Z/Z_0} \right) \left(\frac{-1}{1 + 2 \cdot Z/Z_0} \right)^* \quad \text{--- (2-27)}$$

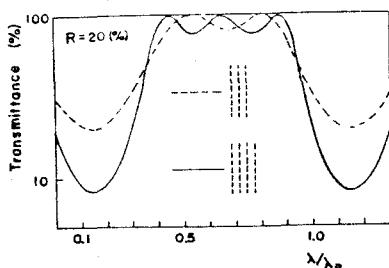


Fig 2-28 メッシュ 3枚、反射率
4枚平行に並べた場合。
 $R = 20\%$

の関係があり、3枚あるいは
4枚通ったあとの総合的メッシュ
透過率は Fig 2-28 ~ Fig 2-30

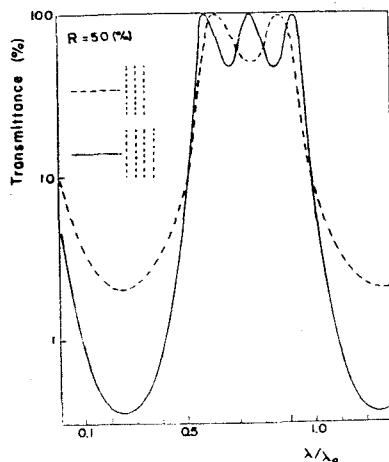


Fig 2-29 メッシュ 3枚、反射率
4枚を等間隔に平行に並べた場合。
 $R = 50\%$

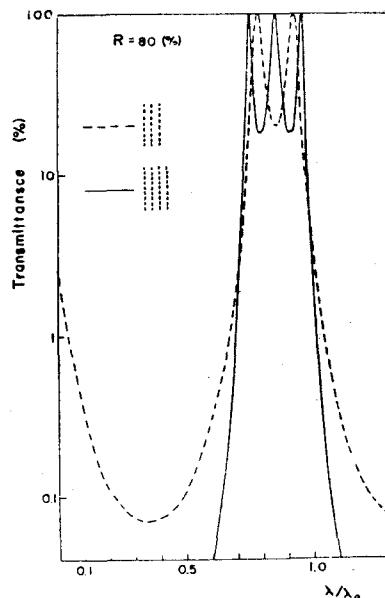


Fig 2-30 メッシュ 3枚、反射率
4枚を等間隔に平行に並べた場合。
 $R = 80\%$

* 複素共軸を表す

のような形になる。但し Fig 2-28 はメッシュの反射率が、
20%，Fig 2-29 は 50% Fig 2-30 は 80% である。
メッシュ 3 枚の場合には透過領域で各か 1つ、4 枚の場合には
2 つでき、反射率が高くなるほどこの各は深くなる。反射率
が高いう場合は各が深いことから、又、反射率が低い場合は
抑制領域 (stop band) の抑制効果が悪いことから、
BPF としては不適当で、反射率 50% 前後が適当と思われる。
又、メッシュの枚数は増えるほど立ち上りは急になる。

一方、Fig 2-5 のようないわばシテフメッシュは、等価回路
的に容量 C で表されるが、電気的
に low (frequency) pass フィルタ
との対応から、2 枚ならし 3 枚
等間隔 ($\pi/2$) に並べた場合
を考える。この場合のメッシュの
インピーダンスは $Z = 1/\omega C$
($\omega = \pi/2$) で、結果は Fig 2-31
のように立ち上りの急な透過型
の LWPF に対する性質を示す。

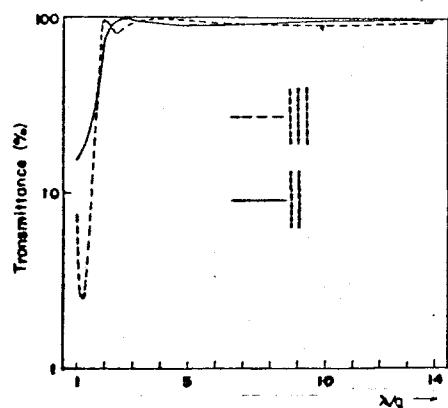


Fig 2-31 イハ・シテフメッシュ
を使ふ LWPF (計算値)

3-6 考察(アブリー・ヘローに附隨する二、三の問題点)

[1] 反射板表面の欠陥⁵⁰⁾

著者が使用したアブリー・ヘローではガラスリングでメッシュを張っているので、メッシュが弯曲していれば、メッシュの表面が粗かったり、あるいは、張られたメッシュ同志、互に平行になっていたりする。すなはち、装置函数のピーク値は下り、幅は広くなり、遂に分解能は下る。これらがどの程度影響するかを検討した。

張られたメッシュが Fig 2-32 のように弯曲している場合、その弯曲を (2-28) 式のように抛物面近似して欠陥を考慮した装置函数 $\overline{A(V)}$ を考える。

但し式中の文字は図中に示したようにとった。又、欠陥を片方のメッシュに寄せて考えても一般性は失われない。

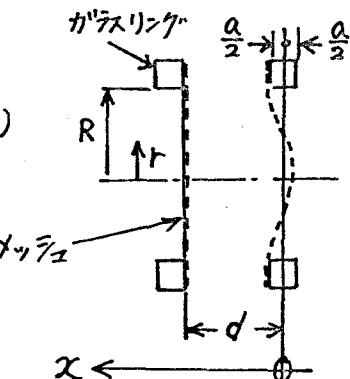


Fig 2-32 張られたメッシュの弯曲

$$x = \frac{a}{R^2} r^2 - \frac{a}{2} \quad \cdots \cdots (2-28)$$

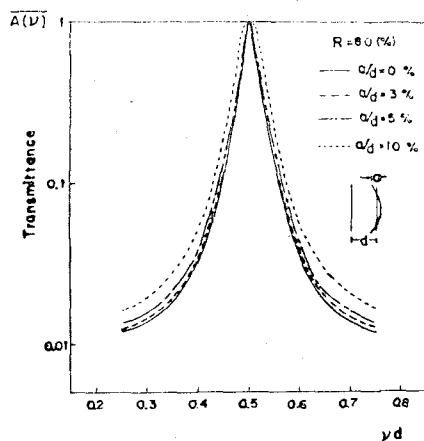
$$\overline{A(V)} = \frac{1}{S} \int_S \frac{ds}{1 + m \sin^2(2\pi V) x} \quad \cdots \cdots (2-29)$$

但し $m = 4R/(1-R)^2$ とき、簡単のため垂直入射 ($\theta=0$)

で屈折率 $n=1$ の場合を考えた。 $(x \sim x+dx)$ 間の面積の全体の面積に対する割合は、 $dS/S = dx/a$ であるから、

$$\overline{A(\nu)} = \frac{1}{a} \int_{d-\frac{a}{2}}^{d+\frac{a}{2}} \frac{dx}{1 + m R \sin^2(2\pi\nu) x}$$

$$= \frac{\tan^{-1}\sqrt{m+1} \tan 2\pi\nu d (1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{d}{a}) - \tan^{-1}\sqrt{m+1} \tan 2\pi\nu d (1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{d}{a})}{2\pi\nu d \cdot \frac{a}{d} \cdot \sqrt{m+1}}$$



--- (2-30)

の形となる。Fig 2-33 はこの式を使い、反射率 R 及び α/d 曲線の大さき α/d をパラメータとして計算して $\overline{A(\nu)}$ で、ピーケー値に対して正規化してある。又、Fig 2-34 はその場合の最大透過率の低下の様

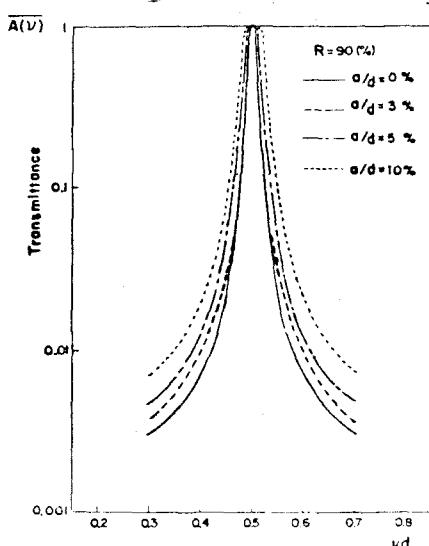


Fig 2-33 メッシュの曲線を考慮に入れた装置函数

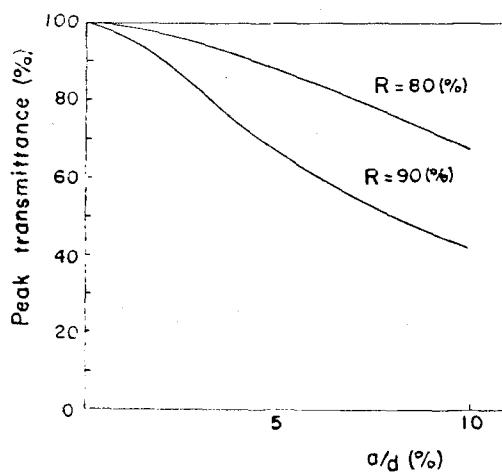


Fig 2-34 メッシュの曲線による最大透過率の低下

子を表している。反射率が高いほど、すなわちフネスが大きくなるほど表面の欠陥の影響は大きくなる。

メッシュ表面が粗い場合、間隔が $(x \sim x+dx)$ の間にある面積の全体の面積に対する割合 dS/S が $x=d$ を中心 Gauss 分布すると仮定すると。

$$\frac{dS}{S} = f(x) dx = \frac{2}{\delta x} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp[-4 \ln 2 (\frac{x}{\delta x})^2] dx \quad \text{--- (2-31)}$$

従って、

$$\begin{aligned} \overline{A(\nu)} &= \frac{1}{S} \int_S \frac{dS}{1 + m \sin^2(2\pi\nu)x} \\ &= \frac{2}{\delta x} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \int_{d-\infty}^{d+\infty} \frac{\exp[-4 \ln 2 \cdot \frac{(x-d)^2}{\delta x^2}] dx}{1 + m \sin^2(2\pi\nu)x} \end{aligned} \quad \text{--- (2-32)}$$

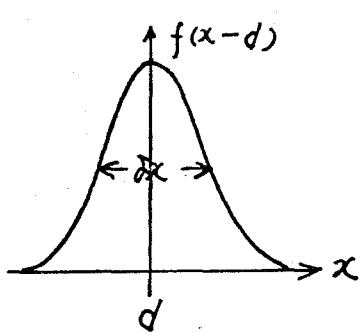


Fig 2-35 メッシュ表面
が粗い場合(Gauss
分布)

これは、

$$\frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{x}{2}} = \frac{1-R}{1+R} \left[1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} R^k \cos kx \right]$$

$$\text{及} \quad \int_{-\infty}^{\infty} \cos bx e^{-ax^2} = e^{-\frac{b^2}{4a}} \sqrt{\frac{\pi}{a}}$$

を用いて、

$$\overline{A(\nu)} = \frac{1-R}{1+R} \left[1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} R^k \cos (4\pi\nu dk) \exp \left\{ - \left(\frac{\delta x}{\delta x} \right)^2 (vd)^2 \frac{\pi^2 k^2}{\ln 2} \right\} \right] \quad \text{--- (2-33)}$$

という形になる。

反射率 $R = 80\%$ とし、(2-33)式

で 10 倍までして近似計算した

結果を Fig 2-36 に示す。

張られたメッシュの平行調整

が悪くて、Fig 2-37 のような

傾きがある場合、

$$\frac{dS}{S} = \frac{4}{\pi C} \sqrt{1 - \frac{4(x-d)^2}{C^2}} dx$$

----- (2-34)

従って、

$$\overline{A(V)} = \frac{1}{S} \int_S \frac{dS}{1 + m \sin^2(2\pi V) x}$$

$$= \frac{4}{\pi C} \int_{d-\frac{C}{2}}^{d+\frac{C}{2}} \frac{\sqrt{1 - \frac{4(x-d)^2}{C^2}}}{1 + m \sin^2(2\pi V) x} dx \quad ----- (2-35)$$

という形になる。この計算は複雑で、積分型のままでおくか、アブリーハローが矩形であると仮定すると (2-30) 式と同じになる。

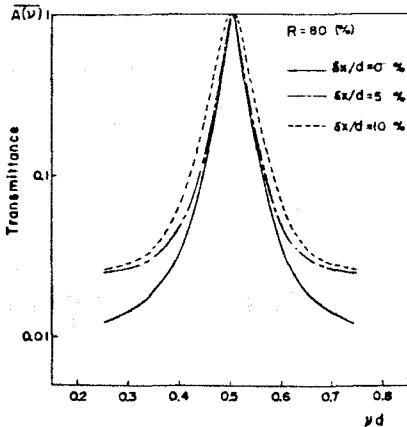


Fig 2-36 メッシュ表面の粗さを考慮に入れて装置函数

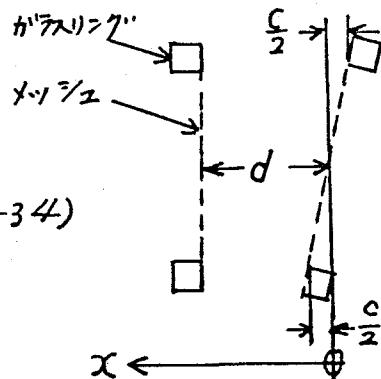


Fig 2-37 張られたメッシュの傾き。

実際にアブリーハローに使っているメッシュの表面粗さを知る

ことは困難であるが、厚さが数μであることから 1μ 以内であると見当つけている。 $d=50\mu$ 以上 (100μ 以上の波長を F.P. の 1 次を使って走査する場合) に対しては $\partial X/d$ は 2% 以下になるから、Fig 2-36 によると無視できる。又、表面の彎曲と傾きは、両者とも 1μ 程度であると考えられる。従って 100μ 以上の波長域の走査に対して、 a/d 及び c/d は、やはり $1/50$ 程度になるので、Fig 2-33, Fig 2-34 から、反射率 $R=90\%$ の場合でも、最大透過率の低下は 10% 程度、半価幅の増大は無視できる。

[2] 光源及び検知器の面積が有限な場合の装置函数

A_{airy} の式が装置函数として使えるのは、アブリー・ペロー表面が完全で、しかも点光源の場合である。しかし実際はアブリー・ペロー表面は欠陥を持っておりし、光源及び検知器 (あるいは円孔) は有限の大きさを持っている。前者による影響は [1] で述べたので、ここでは後者による影響を調べる。但し、アブリー・ペロー表面は完全なものとして取り扱う。円孔の大きさを角度で表して ΔX とすると、その影響を考慮した装置函数 $\overline{A(\nu_p)}$ は

$$\overline{A(\nu_p)} = \frac{2}{\Delta X} \int_{X_0}^{X_0 + \frac{\Delta X}{2}} \frac{dx}{1 + m \sin^2 2\pi d\nu_p (x - X_p)} \quad \dots \quad (2-36)$$

で表される。但し、 $X = \cos\varphi$, $X_p = \cos\varphi_p$
 $X_0 = 1$, $2\pi d\nu_p X_p = k\pi$, で、円孔の
 大きさは光源の強度の角度による
 分布が無視できる*1とするとあると
 している。(2-36)式を計算すると、

(2-37)式のようになる。この式を使い、
 R と ΔX をパラメータとして計算した
 ものがFig 2-39である。

$$A(\nu_p) = \frac{\tan^{-1}[\sqrt{1+m} \tan 2\pi d\nu_p (1 + \frac{\Delta X}{2})] - \tan^{-1}[\sqrt{1+m} \tan 2\pi d\nu_p]}{\frac{\Delta X}{2} \cdot 2\pi d\nu_p \cdot \sqrt{1+m}} \quad \text{--- (2-37)}$$

ΔX が大きくなると最大透過率は落ち、波数の大きい方へ移動
 していく。移動量は約 $\Delta X/4$ である。
 [4]における考察から、遠赤

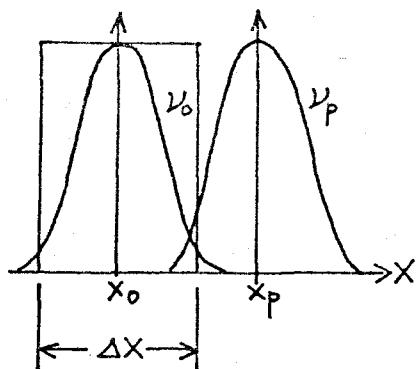


Fig 2-38. 単色光(ν_0, ν_p)
 の角度による強度分布と
 円孔。

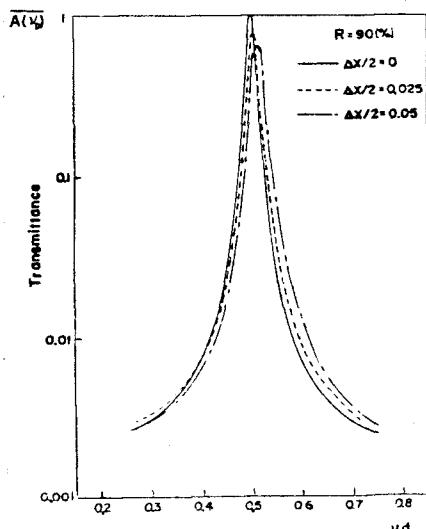
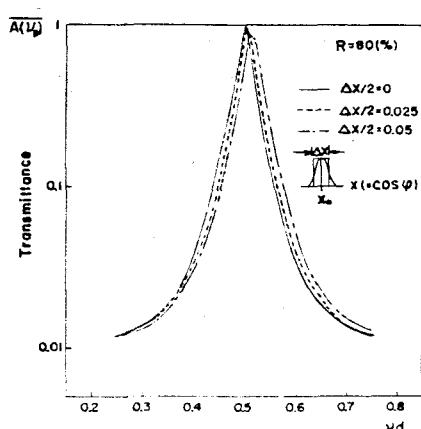


Fig 2-39 円孔の大きさを考慮に入れた装置函数。

外における光学系では、 $\Delta X \approx 1/100$ 程度で、反射率90%の場合でも装置函数の変化は無視できる。

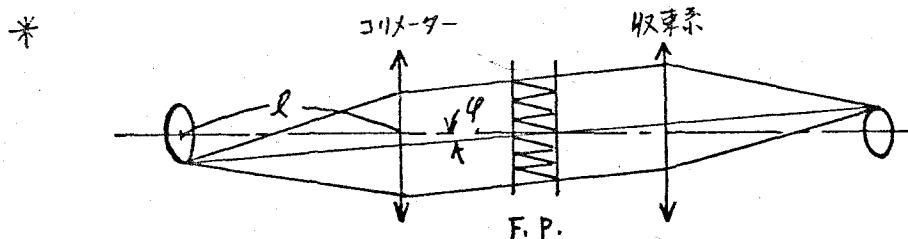


Fig 2-40 フラフリー・ペローを有限面積の光源で
照らした場合。

Fig 2-40 で、角度 ϕ 方向から来る光の強度 $dI(\phi)$ は、

$$dI(\phi) = B \cdot 2\pi l^2 \frac{\tan \phi}{\cos^2 \phi} = -C \frac{dx}{x^3} \quad \dots \quad (2-38)$$

但しBは光源の単位面積あたりの輝度で、ここでは場所的
に一樣と考えている。Cは上式を計算して出て来る定数、
 $x = \cos \phi$ である。従って、くわしくは、(2-36)式の代りに、

$$\overline{A(V_p)} = \frac{-2C}{2 \int_{x_0}^{x_0 + \Delta x/2} -C \frac{dx}{x^3}} \int_{x_0}^{x_0 + \frac{\Delta x}{2}} \frac{dx/x^3}{1 + m \sin^2 2\pi dV_p (x-x_p)} \quad \dots \quad (2-39)$$

(2-39)式を使わなければいけないが、簡単に解けないので
 $x = \cos \phi \approx 1$ として(2-36)式を使っている。実際、光源の面
積も検知器の面積も小さく(2-36)式で十分である。

[3] 反射板の反射率の差による影響.

アブリーリー・ヘローの反射板を構成する2枚のメッシュの反射率に差がある場合の Airy の式に相当するものは、吸収を無視すると、

$$T(\nu) = \frac{(1-R_1)(1-R_2)}{(1-\sqrt{R_1} \sqrt{R_2})^2} \left[1 + \frac{4\sqrt{R_1} \sqrt{R_2}}{(1-\sqrt{R_1} \sqrt{R_2})^2} \sin^2 \Phi \right] \quad (2-40)$$

$$\Phi = 2\pi c d / \nu \cos \theta - \varphi_{r_1} - \varphi_{r_2} \quad (2-41)$$

但し R_1, R_2 は、各反射板のエネルギー反射率。 $\varphi_{r_1}, \varphi_{r_2}$ は、各反射板で反射する時の位相のずれである。

(2-40)から最大透過率:(2-42)式 及び フィネス:(2-43)式を

$$T_0 = \frac{(1-R_1)(1-R_2)}{(1-\sqrt{R_1} \sqrt{R_2})^2} = \frac{R(1-R)\left(\frac{1}{R}-1-\frac{\Delta R}{R}\right)}{\left(1-R\sqrt{1+\frac{\Delta R}{R}}\right)^2} \quad (2-42)$$

$$F = \frac{\pi \sqrt{R_1} \sqrt{R_2}}{1-\sqrt{R_1} \sqrt{R_2}} = \frac{\pi \sqrt{R} \sqrt{1+(4\Delta R/R)}}{1-R\sqrt{1+(4\Delta R/R)}} \quad (2-43)$$

(但し $R_1=R$, $R_2=R+\Delta R$)

とり出してその影響を調べたのが、Fig 2-41, Fig 2-42
(反射率が等しい時のフィネス $F_0 = \pi\sqrt{R}/1-R$ に対して正規化してある)で、反射率に差があると、フィネスは高くなるが、最大透過率は下るので望ましくない。

メッシュは製作上、大きさが限られているが、1枚のメッシュなら、

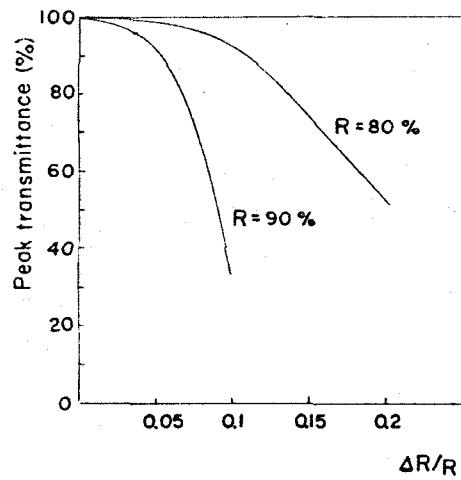


Fig 2-41 フアブリーペロー
反射板の反射率が異なる場合の、最大透過率の低下。

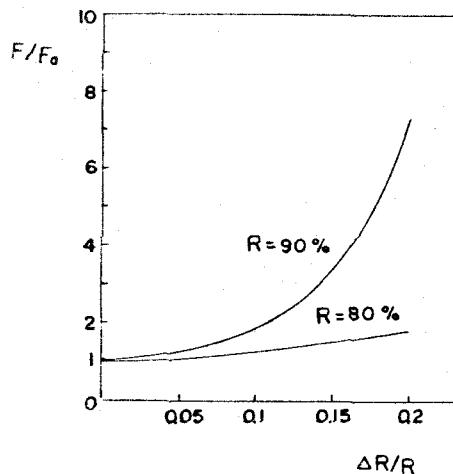


Fig 2-42 フアブリーペロー
反射板の反射率が異なる場合の、 F/F_0 の変化。

フアブリーペローの反射板が2枚切りとができる場合は、この1枚のメッシュの場所的反射率の差が ΔR に相当する。これはほとんど無視できると考えられる。しかし、2枚の反射板を別々のメッシュから切りとらなければならぬ場合、同一反射率の要請に対し、製作上5%程度の差がある。この程度の差はどれくらい影響するか求めてみると、例えば $R=85\%$ で $\Delta R=5\%$ なら、 R_1 は97%に、 F/F_0 は約1.2倍になる程度である。

[4] 回折格子分光器とフアブリーペロー分光器の明るさの比較(光源の面積、検知器の受光面積が限られている場合)

アブリー・ヘロー分光器は、回折格子分光器にくらべ、
大きな étendue (面積 × 立体角) をとることができるとい
われているが (P. Jacquinot), ⁵¹⁾ 遠赤外域のよろに光源、
検知器ともその面積が限られてゐる場合は事情が少し異
る。すなわち、光源のアーフの径は高さ 10 mm, 検知器の空
け、フレーの場合は直径 7 mm 程度、極低温ボロメーターの場合
ラットハーフの径の 10 mm 程度である。(極低温ボロメーターの場合、ラットハーフとラットコーンで 6 mm 平方程度の受光片で光
を導いているので、検知器の入口の径は、ラットハーフの径の 10 mm
程度とするが、入射角は考慮に入れなければならぬ。) 又、アブリー・
ヘローは製作上直徑 60 mm ~ 80 mm 程度の面積であるの
に対し、回折格子の場合にはむしろ大きさのを作ることがで
きる。このよろか点を考慮に入れ、各々できるだけ大きな étan-
due を得ることができるように光学系を考え、明るさを比較
した。但し分解能は 20 ~ 70 程度、すなわちアブリー・
ヘローの分解能に合わせて検討した。これは、100 μm 以
上の波長域の分光をする場合、アブリー・ヘローの方が有
利か、それとも回折格子分光器を、分解能を下げて使
つた方が有利かといふことを調べるためにある。

回折格子分光器の場合

回折格子テ分光器の分解能をRとすると、

$$\frac{1}{R} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{s}{f} \cdot \frac{g \cos\theta}{\lambda} \quad \text{--- (2-44)}$$

の関係がある。但し s は回折格子の格子定数、 θ は回折角、 s はスリット幅、 f はコリメーターの焦点距離である。1つの回折格子の使用範囲では、 $1.2 < g \cos\theta/\lambda < 2.8$ 程度であるから、例えば 100μ

から長波長側で、 $R=20$

($R=50$) で使うとすれば、

$$0.018 < s/f < 0.04$$

($0.007 < s/f < 0.017$) で、

入射スリットの幅 s は最大 $0.04f$

($0.017f$) である。これは光源

位置では $0.04f/\gamma$ ($0.017f/\gamma$) となる。この大きさが、光源の

アーチの幅より少なければどうか検討しなければならない。但し

$\gamma \equiv b/a$ (Fig 2-44 参照) で、最初の収束点の倍率である。

Fig 2-44(a) の回折格子より前の光学系で、 $\gamma \equiv b/a = (b/f') - 1$ と、 $d/b = D/f$ から、

$$\gamma = \frac{f}{D} \cdot \frac{d}{f'} \quad \text{--- (2-45)}$$

と表せるので、スリット幅の光源位置での大きさを W_s とすると、

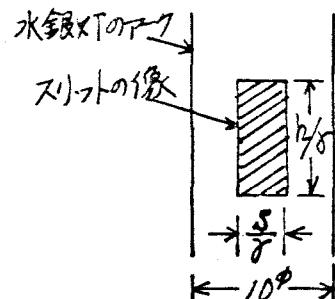


Fig 2-43 水銀灯のアーチと
光源位置でのスリットの像

$$W_s = \frac{0.04f}{\frac{d}{f} - 1} \quad \dots (R=20), \quad W_s = \frac{0.017f}{\frac{d}{f} - 1} \quad \dots (R=50)$$

となる。収束率の下限は製作上1以下にすることはむづかしく、従って d/f' の最大値は1となる。この値を使うと、

$$W_s = \frac{0.04f}{\frac{d}{f} - 1} \quad \dots (R=20), \quad W_s = \frac{0.017f}{\frac{d}{f} - 1} \quad \dots (R=50) \quad (2-46)$$

あるいはコリメーターのF数 ($F = f/D$) を使って、

$$W_s = \frac{0.04DF}{F-1} \quad \dots (R=20), \quad W_s = \frac{0.017DF}{F-1} \quad \dots (R=50) \quad (2-47)$$

コリメーターの径 $D = 200\text{ mm}$ とすると $F \geq 5$ ($F \geq 1.5$) から、アーチの径 10 mm 内に入る。通常の光学系では、 F は5程度である。一方スリットの高さの方は、光源側よりも、検知器側で限定

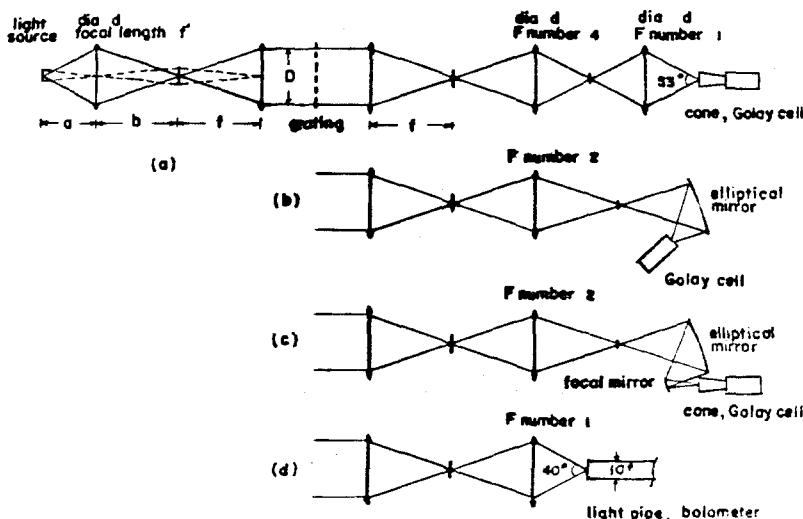


Fig 2-44 像の縮小率が大きい特徴的な4つの光学系

される。コリメーターの下数を5として特徴的な4つの光学系を考え、一番よく絞れるように設計したものを、Fig 2-44 にまとめた。縮小率が最も大きい(C)の場合で約1/2である。従って、出口スリットの位置でのコレー窓(直径7mm)の像は84mmの直径の円にする。 $f=5D$, $D=200\text{ mm}$, スリット高さ $h=84\text{ mm}$ とすると、 $h/f = 0.084$, その他の場合に対する $h/f = 0.06$ 程度である。検知器に入る光束は、

$$\phi = B \cdot A \cdot \cos i' \cdot \frac{s}{f} \cdot \frac{h}{f} \cdot \gamma \quad \dots (2-48)$$

B は光源の輝度、 A , i' , γ は、それぞれ回折格子の面積、回転角、効率である。 $s/f = 0.04$ ($s/f = 0.017$), $h/f = 0.084$, $\cos i' \approx 1$ を採用して

$$\left. \begin{aligned} \phi &= B \cdot A \cdot 0.0034 \cdot \gamma & (\theta = 20) \\ \phi &= B \cdot A \cdot 0.0014 \cdot \gamma & (\theta = 50) \end{aligned} \right\} \dots (2-49)$$

である。

ファブリー・ペローの場合

ファブリー・ペローの場合には、スリットの代わりに円孔(位置は、スリットと同じくコリメーターの焦点面)を使い、通常この円孔は、ファブリー・ペローの中間に溝(幅 R_0 はファブリー・ペローの持つ分解能)の立体角をなすようにとる。但しこの場

合、アブリ-ヘド- 分光器の
分解能は 0.7R_0 に下る。

このことから、 $\text{R}=20 (\text{R}=50)$
の場合、 $d=0.53 (d=0.33)$
で、円孔の直径は $0.53f (0.33f)$

となる。光源位置での円孔の大きさを P とすると、 $P=0.53f/\gamma$
($0.33f/\gamma$) となる。これは、(2-45)式と同じもので、回折格子の
場合と同様に、 $d/f'=1$ とすると、

$$P = \frac{0.53f}{\frac{f}{D} - 1} = \frac{0.53DF}{F-1} \dots (\text{R}=20), \quad P = \frac{0.33f}{\frac{f}{D} - 1} = \frac{0.33DF}{F-1} \dots (\text{R}=50)$$

--- (2-50)

となる。Dは通常 60mm 程度である。 $F=5$ とすると、 $P=40\text{mm}$
($\text{R}=20$)、 $P=25\text{mm}$ ($\text{R}=50$) である。
Fig 2-46 のような形にする。すな
わち、縦方向は 40mm (25mm)
まで使えるが、横方向はアーチ
幅の 10mm が上限となる。

これは円孔の位置では $0.13f$

に相当する。又、検知器の方から縦方向に対する距離がみ
り、回折格子の頂で検討したように、 $h/f = 0.28$ (Fig 2-44
の場合) $h/f = 0.2$ (a, b, d , の場合) で、いずれも $d=0.53$

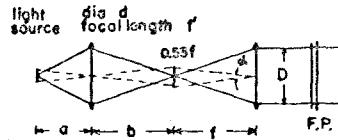


Fig 2-45. アブリ-ヘド-
分光器の光源側の光学系

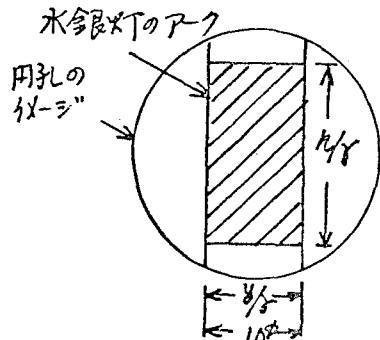


Fig 2-46 光源(水銀灯のアーチ)
と光源位置での円孔の像

(0.33) オリも小さい。すなわち、横方向は光源側から、 $y/f = 0.13$ に、縦方向は検知器のため、 $h/f = 0.28$ ないし 0.2 に限られる。直径 60 mm のアブリー・ヘロー-分光器で利用できる光束は、

$$\begin{aligned}\phi &= B \cdot A \cdot \frac{h}{f} \cdot \frac{y}{f} \cdot \bar{\epsilon}_0 \quad (R=20, 50) \\ &\approx B \cdot A \cdot 0.0364 \cdot \bar{\epsilon}_0 \quad \cdots \text{(2-51)}\end{aligned}$$

となる。但し、 $\bar{\epsilon}_0$ を ϵ_0 でおきかえた理由は、上に述べてきたように、光源の面積あるいは、検知器の受光面積が限られないので、理論的に許される立体角 $\Omega = \Omega_0 = 2\pi/\lambda R_0$ まで利用することができます。 $\Omega/\Omega_0 = 0.2$ 程度であるので、アブリー・ヘローを通る光はほとんど垂直入射であるとみなすことができるところによる。又、同じ理由で分解能の低下はほとんどなく、 $\theta \approx \alpha$ と考えられる。

以上 2 つの場合に対する考慮から、光源の面積、検知器の受光面積に制限があり、しかも、回折格子 (200 mm 平方)、アブリー・ヘロー (直径 60 mm) とともに現実的な大きさの面積のものを採用した場合の ϵ_{tendue} (面積 \times 立体角) を比較すると (2-52) 式 及び (2-53) 式 のようになる。

但し $\gamma_0 \approx \alpha$ としてある。

$$\frac{\phi_G}{\phi_{F.P.}} = \frac{B \times 200^2 \times 0.0034 \times \eta}{B \times \pi \times 30^2 \times 0.0364 \times \zeta_0} = \frac{136\eta}{102\zeta_0} \approx 1.3 \quad (R=20)$$

--- (2-52)

$$\frac{\phi_G}{\phi_{F.P.}} = \frac{B \times 200^2 \times 0.0014 \times \eta}{B \times \pi \times 30^2 \times 0.0364 \times \zeta_0} = \frac{56\eta}{102\zeta_0} \approx 0.55 \quad (R=50)$$

--- (2-53)

すなわち、分解能が 20 ~ 70 程度の分光をしようとする場合、低分解能の場合は回折格子の方が、分解能が高いほど、アブリーヘローの方が少し有利である。
 これに加えて、アブリーヘローは簡単でしかも透過型という大きな利点を持っている。

§4 結論

第2章で得られた結論は以下のようになる。

- 1) メッシュには、インタクティアメッシュとキャパシティアメッシュがあり、形状は相補的で、 $\lambda/g(1 + \sin\theta) > 1$ の回折のない領域については、インタクティアメッシュの透過率(反射率)とキャパシティアメッシュの反射率(透過率)は等しく、メッシュの透過特性及び反射特性は、線幅、線の厚さ、断面の形状により変化する。すなわち、インタクティアメッシュでは、線幅が広い程、厚さが厚い程、透過率は下り反射率は上がる。キャパシティアメッシュの場合はこの逆である。
- 2) メッシュ表面で光が反射した際におこる位相のずれは、完全反射に近づくほど、πに近づく。又、 $3g \sim 6g$ (g : 格子定数) 間での位相の変化は $\pi/20$ 程度である。
- 3) メッシュの吸收は、光によってメッシュ表面に誘起される高周波電流による抵抗損と考えて求めた。この結果によれば、吸收は 100μ 以上の波長域で 1% 以下である。
- 4) インタクティアメッシュの透過率は、格子定数附近でゼロを持つ BPF の性質を持っている。4 回の透過で最大透過率 80% 以上、 $\lambda/\lambda_0 \approx 3$ となる。原理的には、格

子定数を変えて色々な波長のBPFが得られるが、現在市販されているメッシュの格子定数は、 25μ , 50μ , 100μ , 170μ , 250μ の5種類であるから、BPFとしてはこの5種類の波長近傍に限られる。

- 5) インタクティブメッシュを2枚重ね合わせる時に、格子の一方に向かへ格子定数の半分ずらせて重ねると(重ね方は困難であるが), 2回の透過よりもバンド幅の狭いものが得られる。従ってこの2枚を2組使いば、4)の4回透過の場合よりもバンド幅の狭いものが得られる。
- 6) インタクティブメッシュの3g (g: 格子定数) 以上の反射率の高い所を、アブリー・ヘロー型干渉計の反射体として使ふと、メッシュの格子定数を変えて $80\mu \sim 1.5\text{ mm}$ の任意の波長のB.P.F. ができる、理想的な場合、ノズル(1次の分解能) $20 \sim 70$, 最大透過率 $90\% \sim 60\%$ のものが得られる。
- 7) 6)で述べたB.P.F. を実現するため、tunableアブリー・ヘロー干渉計及びアブリー・ヘロー・エタロンを試作した。両者とも、平行度及びメッシュ表面の彎曲は調整して各々 1μ 程度にすることができた。又、前者の可動機構に対しては、間隔 400μ の移動で平行度のくずれが 1μ 以内であった。

- 8) Tunelle フラフリー・ヘロー干渉計を使った簡単な分光器を組み立てて、 100μ ~ 600μ の水蒸気の吸収及び一酸化炭素の吸収をとった。40cm⁻¹で20cm⁻¹の分解を得た。
- 又、フラフリー・ヘロー型干渉計の持つ局次光を除去するためには、neststrahlen ハウター・フルター及び wine -メッシュ・フルターを使った。
- 9) 3枚以上のメッシュを平行に且、等間隔に並べた場合については、メッシュをインヒーダンス表示して等価回路を考え、回路網理論を使って解くと便利である。(この理論は、勿論、2枚の場合あるいは1枚の場合にも適用できる) 反射率一定のメッシュ(仮想的であるが)を入 $/2$ の間隔をあけて平行に並べた場合、入 $= (0.7 \sim 0.8) \lambda_0$ を中心とする(反射率により中心位置は異なる) BPFの形になる。反射率が低い場合(例えば20%の場合)は抑制領域の抑制効果が悪いことから、又、反射率が高い場合(例えは80%の場合)は、透過領域で透過率の悪い個所(透過率の谷)ができるところから望ましくなく、中間の50%近傍が適当である。

- 10) キハシティアメッシュを2枚ならし3枚等間隔($d = \frac{\lambda}{2}$)

9: 格子定数)に並べると、電気的の low (frequency)
pass フィルターと同等な LWPF ができるこことを計算から
求めた。

11) アブリー・ヘロー型干渉計の装置函数は Airy の式
で表されるものであるが、反射板表面の粗さ、平行度
の悪さ、反射率の差異、光源が点光源でないこと、に
より景物響を受けるが、試作したアブリー・ヘロー型干渉
計を 100μ 以上の波長域で使う場合に対する問題
に対する程度ではなかった。

12) アブリー・ヘロー型干渉計は、回折格子分光器に
くらべ大きな $tendue$ (面積 \times 立体角) を取ることか、
出来ると言われているが、これは、光源も検知器も
十分大きいと仮定しての話である。その両方の面積が
限られている場合について、具体的な光学系を考え
に入れて考察したが、分解能 $20 \sim 70$ 程度の分光では、
アブリー・ヘローの方が少し ($1 \sim 2.5$ 倍) 有利である
という結論がでた。

謝　　言

本研究に対し、全方針を与えて下さった吉永教授、
研究上色々と御指導いただいた藤田教授、三石教授、
南助教授に深く感謝致します。又、回路網理論
のことで色々御教授下さった、通信工学教室の熊谷
助教授、アフリーヘロー型干涉計の製作上多大の御
協力をいただいた、ミルタカメラ株式会社の西野氏、
池田氏、長谷川氏、村岡氏、及び、アフリーヘロー型干涉
計の実験、rectstahlenハウターフルターの液体ヘリウム
温度での測定で協力していただいた、同じ研究室の福
井君、中川君、鍋脇君にも心から感謝いたします。

文 獻

1) J. T. Cox, G. Hass and G. F. Jacobus :

J. Opt. Soc. Am. 51 (1961) 714.

2) G. M. Ressler and K. D. Möller :

Appl. Opt. 5 (1966) 877.

3) V. N. Smiley and F. E. Stuart :

J. Opt. Soc. Am. 53 (1963) 1078.

4) 下高原積 塙田清司 岩崎敏勝 :

应用物理学会春季講演会(1968).

5) O. S. Heavens, J. Ring and S. D. Smith :

Spectrochim. Acta. 10 (1957) 179.

6) Y. Yamada, A. Mitsuishi and H. Yoshinaga:

J. Opt. Soc. Am. 52 (1962) 17.

7) T. R. Manley and D. A. Williams :

(84)

- 8) A. Mitsuishi, Y. Otsuka, S. Fujita and H. Yoshinaga : Jap. J. Appl. Phys. 2 (1963) 574.
- 9) J. U. White : J. Opt. Soc. Am. 37 (1947) 713.
- 10) K. D. Möller and R. V. McKnight :
J. Opt. Soc. Am. 53 (1963) 760.
- 11) W. Wetting and L. Genzel :
Infrared Phys. 4 (1964) 253.
- 12) T. Strong : Phys. Rev. 38 (1931) 1818.
- 13) S. O. Smith and O. S. Heavens :
J. Sci. Instr. 34 (1957) 492.
- 14) R. G. Greenler : J. Opt. Soc. Am. 45 (1955) 788.
- 15) R. G. Greenler : J. Opt. Soc. Am. 47 (1957) 130.

- 16) R. G. Greenler : J. phys. 19 (1958) 375.
- 17) R. Beer and J. Ring : Infrared Phys. 1 (1961)
94.
- 18) A. Mitsuishi, Y. Yamada and H. Yoshinaga:
J. Opt. Soc. Am. 52 (1962) 14.
- 19) P. J. Gielisse et al. : Phys. Rev. 155 (1967)
1039.
- 20) J. N. Plendl et al. : Appl. Opt. 5 (1966) 397.
- 21) P. J. Gielisse et al. : J. Opt. Soc. Am. 36
(1965) 2446.
- 22) J. T. Houghton and S. D. Smith :
"Infrared Physics", Oxford University Press,
London, 1966).
- 23) L. Genzel und R. Weber : Z. Angew. Phys.
(86)

10 (1958) 127.

24) L. Genzel und R. Weber : Z. Angew. Phys.

10 (1958) 195.

25) L. Genzel : J. Mol. Spectry. 4 (1960) 241.

26) P. Vogel and L. Genzel : Appl. Opt. 3 (1964) 367.

27) D.E. McCarthy : Appl. Opt. 2 (1963) 591.

28) J. Strong : Phys. Rev. 37 (1931) 1565.

29) J. K. O'Loane : J. Chem. Phys. 21 (1953) 669.

30) J. Bohdansky : Z. Physik 149 (1957) 383.

31) R.A. Oetjen et al. : J. Opt. Soc. Am. 42 (1952)
559.

32) H. Yoshinaga et al. : J. Opt. Soc. Am. 48 (1958)
(87)

- 33) E. D. Palik et al. : phys. Rev. 122 (1961) 475.
- 34) E. D. Palik : Appl. Opt. 2 (1963) 527.
- 35) A. Idadni et al. : Compt. Rend. 260 (1965)
4973.
- 36) A. Idadni et al. : Appl. Opt. 4 (1965) 487.
- 37) 伎井清美, 三石明善, 南茂夫, 吉永弘 : 应用物理,
第34卷 第3号 (1965) 176.
- 38) A. Mitsuishi, Y. Yamada, S. Fujita and
H. Yoshinaga : J. Opt. Soc. Am. 50 (1960) 433.
- 39) K. Sakai, Y. Nakagawa and H. Yoshinaga :
Jap. J. Appl. Phys. 7 (1968) 792.
- 40) 遠山隆 : “結晶粉末ブルタの研究” (大阪大学修士論文 1967).

- 41) K. F. Renk and L. Genzel :
Appl. Opt. 1 (1962) 643.
- 42) R. Ulrich, K. F. Renk and L. Genzel :
IEEE Trans. MTT-11 (1963) 363.
- 43) E. Bell. : Symposium on Molecular Structure
and Spectroscopy (1962).
- 44) N. Marcubity : "Waveguide Handbook", M. I. T.
Rad. Lab. Ser., (McGraw-Hill, New York, 1951).
- 45) R. Ulrich : Infrared Phys. 7 (1967) 37.
- 46) G. M. Ressler and K. D. Möller :
Appl. Opt. 6 (1967) 893.
- 47) K. Kumagai, M. Matsubara and H. Mori :
IEEE J. Quantum Electronics 1 (1965) 85.
- 48) W. Culshaw : IRE Trans. MTT-7 (1959) 221.

- 49) J. S. Seeley : Proc. phys. Soc. 78 (1961) 998.
- 50) R. Chabbal : J. Phys. Radium 19 (1958) 295.
- 51) P. Jacquinot : J. Opt. Soc. Am. 44 (1954) 761.