

光波干渉応用技術 7

干 渉 分 光 法

吉原 邦夫

名古屋大学工学部応用物理学教室 〒464 名古屋市千種区不老町

(1984年2月24日受理)

Interference Spectroscopy

Kunio YOSHIHARA

Department of Applied Physics, Faculty of Engineering,
Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464

1. は し が き

分光学において干渉計は古くから用いられていた。マイケルソンによるスペクトル線の形状の決定、ファブリーペロー干渉計によるスペクトルの微細構造の研究などはよく知られている。とくに前者はフーリエ分光法の淵源ともいうべきものであるが、当時は電子計算機がなかったため、それ以上の発展を見ずに終わってしまった。

1960年代に入り、フーリエ分光法の基礎理論が確立され¹⁾、実験技術の進歩と電子計算機の発達と相まって、スペクトルの波長のみならず、その強度分布も正確に測定されるようになり、干渉分光法が一つの分光法として認められるようになった。

この点から考えると多光束干渉を利用した分光法はまだ確立されたものがないといえよう。

2. 二光束干渉分光法

2.1 フーリエ分光法²⁾

二光束干渉分光法で現在実際に使われているのはこの方法だけといってよい。それだけに無数の研究と応用がある。

2.1.1 原 理

マイケルソン干渉計において波数 σ 、振幅 a の単色光が、振幅反射率 r 、透過率 t のビームスプリッターで二つに分けられ、光路差 x で再び重ね合わせられたと

き、その強度は

$$2(art)^2(1 + \cos 2\pi\sigma x)$$

$r^2=R$ 、 $t^2=T$ とおき、光源が $B(\sigma)$ のスペクトル分布をもつならば、干渉光の強度 $J(x)$ は

$$J(x) = 2 \int_0^{\infty} B(\sigma)RT(1 + \cos 2\pi\sigma x) d\sigma$$

となる。 R 、 T は一般に σ の関数である。 $\bar{B}(\sigma) = RTB(\sigma)$ とおくと、

$$\frac{1}{2}J(x) - \int_0^{\infty} \bar{B}(\sigma) d\sigma = \int_0^{\infty} \bar{B}(\sigma) \cos 2\pi\sigma x d\sigma$$

左辺の第2項の積分の値を求めるには二つの方法がある。一つは、 $x=0$ とおき、 $J(0)/4$ に等しいとする。もう一つは、 $x \rightarrow \infty$ として、フーリエ級数論に出てくるリーマン・ルベグの定理により右辺がゼロとなることから $I(\infty)/2$ に等しいとする。後の方法のほうが、 x の大きい部分の $J(x)$ の平均値から得られるので正確であり、またドリフトの補正もできるので都合がよい。

$J(x)$ または $\{J(x) - J(\infty)\}/2$ をインターフェログラムといい、フーリエ変換により

$$\bar{B}(\sigma) = \int_0^{\infty} \frac{J(x) - J(\infty)}{2} \cos 2\pi\sigma x dx \quad (1)$$

となつて $\bar{B}(\sigma)$ が得られる。透過率などを測る場合には、試料を光路に入れたときと入れないときの $\bar{B}(\sigma)$ の比をとれば、 $R(\sigma)$ 、 $T(\sigma)$ に関係なく求める値が得られる。

RT はビームスプリッターの効率を表わすもので、こ

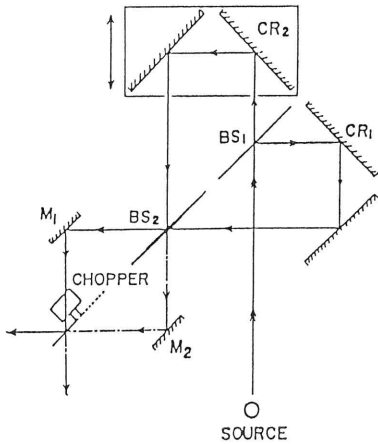


図 1 逆インターフェログラムを利用する干渉計

れが小さいと信号が小さくなる。吸収のないとき $R=T=1/2$ で最大 $1/4$ となるが、通常これを標準にして 1 とする。計算すればすぐわかるとおり、 R が $1/2$ よりかなり小さくても効率はそれほど下がらない。遠赤外域で用いられるマイラーの膜は R が 20% にもみたくないけれども役に立っている。

マイケルソン干渉計では、観測される光束のほかにビームスプリッターから光源側に戻ってしまう光束がある。その強度を $J'(x)$ とすると、エネルギー保存の法則から $J(x)+J'(x)=\text{一定}=\text{入射光の全強度}$ であるから、インターフェログラム $J(x)$ が大きくなる点では $J'(x)$ は小さくなり、またその逆でもある。そこで $J'(x)$ を逆インターフェログラムという。マイケルソン干渉計では、これは役に立たないが、図 1 のような配置にすると利用することができる。BS₂ より M₁ に向かう光束が $J(x)$ 、M₂ に向かうのが $J'(x)$ である。チョッパーの両面を鏡にしておけば、これから出ていくどちらの光束も $J(x)$ と $J'(x)$ が交互に進むから、検出器はその差の信号を生ずる。 $J'(x)=a^2(T^2+R^2-2\cos 2\pi\sigma x)$ (単色光のとき) だから $J(x)-J'(x)=a^2\{-(T-R)^2+4\cos 2\pi\sigma x\}$ となり 2 倍の信号が得られる。さらに $T=R$ ならばバイアス成分が消えるので都合がよい。

2.1.2 フーリエ変換の計算

(1) 式を使って実際に数値計算をする場合、いわゆる調和解析と同じいろいろの注意が必要であり、それほど単純ではない^{3,4)}。

(1) 積分の範囲

実験では光路差を無限大にすることはできず、ある最大値 X で打ち切るから、積分の上限は X となる。これは $X\sim\infty$ の間では $\{J(x)-J(\infty)\}/2=0$ と仮定すること

と同じである。いま、 $A(x)=1 (0\leq x\leq X)$, $A(x)=0 (x>X)$ という関数を導入し、 $\bar{J}(x)=\{J(x)-J(\infty)\}/2$ と書くと実際には

$$\bar{B}'(\sigma)=\int_0^\infty A(x)\bar{J}(x)\cos 2\pi\sigma x dx \quad (2)$$

を計算することになり、 $\bar{B}(\sigma)$ とは違ってくる。 $\tilde{A}(\sigma)$ を $A(x)$ のフーリエ変換とすると、コンボリューションの定理から

$$\bar{B}'(\sigma)=(\bar{B}\sigma)*\tilde{A}(\sigma) \quad (3)$$

*はコンボリューションを表わす。 $\tilde{A}(\sigma)=X(\sin 2\pi X\sigma)/2\pi X\sigma$ であることはすぐわかる。これは $\sigma=0$ で大きな値をとりその左右で急速に減少するが、振動をしながらゼロに近づくので弱いスペクトルとまぎらわしい。そこで、 $A(x)$ の代りに $A'(x)=1-x/X (0\leq x\leq X)$, $A'(x)=0 (x>X)$ という関数を用いることが多い。こうすると、左右の振動は目立たなくなるが、主極大の幅が $1/2X$ から $1/X$ に広がる。

スペクトルが波数 σ_0 の完全な単色光 $\delta(\sigma-\sigma_0)$ であるとき ($\delta(\sigma)$ はディラクのデルタ関数) $\bar{J}(x)=\cos 2\pi\sigma_0 x$ となるから $\tilde{A}(\sigma-\sigma_0)$, $\tilde{A}'(\sigma-\sigma_0)$ は装置関数であることが確かめられる。すなわち $A'(x)$ を用いると $A(x)$ のときに比べて分解能が悪くなる。主極大の左右の大きい振動をなくすには $A'(x)$ でなくとも X で大きな不連続がなくゼロとなる関数ならばよい。このような関数を用いることを apodization という。 $A'(x)$ で apodization をすることは、次節に述べる積分を和として近似計算をするとき、級数の通常の和のかわりにチェザロの和をとることに相当することがすぐわかる。フーリエ級数論でよく知られているように、この級数のチェザロの和をとると不連続点でのギブス現象がなくなる。apodization もこれと同じことである。

(2) フーリエ変換の数値計算

積分の計算は実際には和に直して行なう。区間 $0\sim X$ を N 等分し、 $X/N=h$ とおいて、つぎの和を求める。

$$\bar{B}''(\sigma)=\left\{\frac{1}{2}J(0)A(0)+\sum_{m=1}^N J(mh)A(mh)\cos 2\pi\sigma mh\right\}h$$

ここで、間隔 h でデルタ関数が無限に並んでいる関数を $R_h(x)$ と書くと、上式は

$$\bar{B}''(\sigma)=\int_0^\infty J(x)A(x)R_h(x)\cos 2\pi\sigma x dx$$

$R_h(x)$ のフーリエ変換は $1/h$ の間隔でデルタ関数が無限に並んだものであるから $\tilde{R}_{1/h}(\sigma)$ と書くと、

$$\bar{B}''(\sigma) = \bar{B}(\sigma) * \bar{A}(\sigma) * \bar{R}_{1/h}(\sigma)$$

したがって、 $\bar{B}''(\sigma)$ はもとのスペクトル $\bar{B}(\sigma)$ の $\bar{A}(\sigma)$ により多少変形したものが $1/h$ の周期で繰り返されたものとなる。

実際問題としては、干渉計に入る光はフィルターで波長領域を制限するから、 σ には上限 σ_M があるとしてよい。インターフェログラムの分割の間隔が十分細かくて、 $1/h > 2\sigma_M$ であれば、復元されたスペクトルは重なり合わず正しい形となるが、そうでないと誤った形を与える。 $h = 1/2\sigma_M$ とすることは、いわゆる標本定理に従うことで、上の結論と一致する。しかし、測定値に雑音が混入している場合はこれよりもっとこまかく分割しなくてはならない¹⁾ ($\bar{B}(\sigma)$ は偶関数と考えるので、 $2\sigma_M$ の周期で現われることに注意)。

(3) 光路差ゼロの点の決定と位相補正

$x=0$ の点を正確に定めないと、スペクトルに歪みを生ずる。 $B(\sigma) = \delta(\sigma - \sigma_0)$ のとき $x=0$ の点がずれていると、フーリエ変換したとき装置関数が対称にならない。インターフェログラムの最大となる点を求めればよいのであるが、このような点は元来求めにくい上に雑音が重なるためいっそうむずかしくなる。Connes は強度の測定にチョッパーを用いずキャッツアイの小鏡を前後にわずかに振動させ光の強度を周期的に変えて測定した。こうするとスペクトルの正弦変換がインターフェログラムとなるので、 $x=0$ では出力がゼロとなり、しかもこの辺で $J(x)$ が急激に変化するから正確に位置が求められる。もっとも簡単にスペクトルの歪みを避けるには、 x を $-X$ から $+X$ まで変えて原点の両側にわたってフーリエ変換をすることである。いま原点が ε だけずれているとき、そのままフーリエ変換をすると得られるものは

$$\bar{B}_\varepsilon(\sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} \{J(x-\varepsilon) - J(\infty)\} \exp(2\pi i \sigma x) dx$$

$x-\varepsilon$ を変数になるよう置き換えればすぐに

$$\bar{B}_\varepsilon(\sigma) = \bar{B}(\sigma) \exp(2\pi i \sigma \varepsilon)$$

ゆえに

$$|\bar{B}(\sigma)| = |\bar{B}_\varepsilon(\sigma)| = \{(\text{余弦変換})^2 + (\text{正弦変換})^2\}^{1/2}$$

として ε によらず正しい答が得られる。変換はいずれも測定した $\{J(x-\varepsilon) - J(\infty)\}/2$ について行なえばよい。積分は $-\infty$ から ∞ までではできないから左右若干の違いがあるが無視できる。しかし、この計算は線形でないので、雑音のあるとき信号の弱いところで S/N 比が悪くなる¹⁾。また測定・計算の時間が増大する。

以上の問題はもっと一般化することができる。原点が

ずれているだけのときは、原点をとり直せばインターフェログラムは原点の左右に対称となるが、一般には完全に対称とならない。これは屈折率が波長によるようなとき、異なる波数の光は異なる原点をもつからである。それによる位相のずれを $\varphi(\sigma)$ とすると正しい答は

$$\int_0^{\infty} \{J(x) - J(\infty)\} \cos\{2\pi \sigma x + \varphi(\sigma)\} dx$$

である。原点が ε だけずれているときは $\varphi(\sigma) = 2\pi \sigma \varepsilon$ である。 $\varphi(\sigma)$ は σ によって大きくは変わらないならば、原点の付近の $J(x) - J(\infty)$ のフーリエ変換から求めることができ、この補正によりインターフェログラムは対称となる²⁾。

2.1.3 ビームスプリッター

ビームスプリッターとして何を用いるかは、目的とする波長領域に関係する。ガラスなどの上に蒸着した金属薄膜は R, T が波長により変わることが少ないが、吸収による損失が多く、強度の弱い赤外部では使用されない。

可視から近赤外では、石英板上に Ge, Si などの薄膜をつけたものを用いる。石英は $3 \mu\text{m}$ 以上の長波長では吸収が多くなるので LiF, CaF₂ などを基板とするが、材質が軟らかいので研磨がむずかしく、面精度が落ちる。

数十 μm 以上の長波長でよく用いられるのはマイラーの膜である。いろいろな厚さのものをいれれば 1 mm までの波長領域で測定可能である。価格も安く、入手しやすく、良好な平面を得るのも容易である。ただし、反射率が低いため効率あまりよくなく、膜内の多重反射によりファブリーペロー干渉計と同じく反射率がゼロになる波長域が存在するので、広い波長域を測定するには、波長域に応じてビームスプリッターを交換し調整をやり直さなくてはならないのが不便である。

効率が波長によらないビームスプリッターとしては回折格子を用いる方法があるが⁵⁾ 回折によるエネルギーの損失が大きい。

Martin らは、波長よりずっと小さい格子定数をもった細い金属線の回折格子を遠赤外部でビームスプリッターとして用いることを提案した⁶⁾。このような格子は、入射光の中で金属線に平行な電場をもつ光は反射し、垂直な電場をもつ光は透過させる。したがって、これをビームスプリッターとする干渉計は一種の偏光干渉計であって、他の干渉計とかなり性質が異なる。図2にこの干渉計の原理を示す。

偏光子は上述の回折格子で、そのグリッド(金属線)

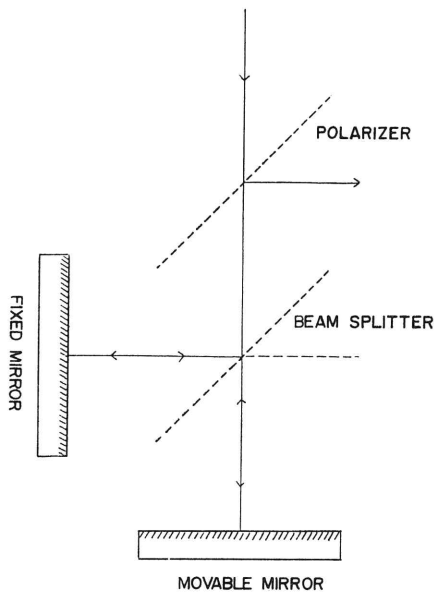


図 2 Martin らの考案による偏光干渉計原理図

は紙面に 45° 傾いている。ビームスプリッターは偏光子と同じものであるが、グリッドの方向は紙面に垂直である。光源からの光は偏光子を通してグリッドに垂直方向に偏った直線偏光となり、その紙面に垂直な方向の成分はビームスプリッターで反射され、平行な成分はこれを通りぬける。それぞれ固定鏡と可動鏡により反射され、ビームスプリッターで合成され偏光子のほうにもどる。このとき通過した光路長が異なっているから位相が異なり合成された光は楕円偏光である。マイケルソン干渉計と違って、ビームスプリッターから偏光子側でない方の側へ進む光のないことに注意すべきである。合成された光は偏光子のグリッドに平行な成分のみが反射されて検出器の方に向かう。この配置では、光源よりの光の $1/2$ が最初偏光子で反射され、最後に偏光子にもどった光の $1/2$ がこれを透過してしまうので、干渉計に入る光の $1/4$ しか利用していない。やや複雑になるがこの点を改良してすべてのエネルギーを利用できる配置も報告されている^{7,8)}。

この干渉計に用いる回折格子は、その金属線の直径が $10 \mu\text{m}$ またはそれ以下であり、市販されているが、高価でまた取扱いに注意が必要である。

2.1.4 鏡の移動

可動鏡を動かすときは、その面の方向が変わらないことと、摩擦を極力小さくすることが大切である。平面鏡を用いるときは波長範囲にもよるが、面の向きの変化は 2 秒以下であることが必要といわれる。多少の変化があ

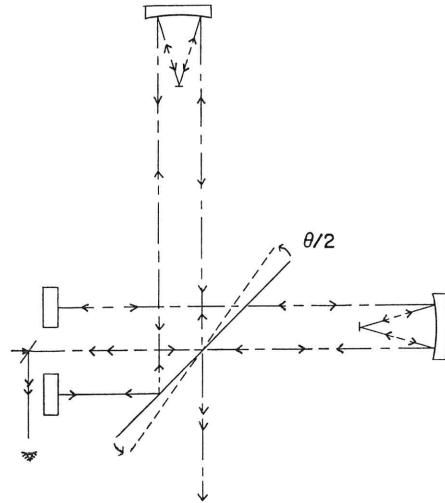


図 3 ビームスプリッターの傾きの影響を受けない配置例

っても支障のないようにするためには、キャッツアイまたは三枚鏡が用いられる。後者は 3 枚の平面鏡をすべて互いに直角に置いたものであり、前者は球面鏡または放物面鏡の焦点に小さい平面鏡を置いたものであって、いずれも入射した光はもとと同じ方向へ戻っていく。一般に前者のほうが便利である。キャッツアイを用いると方向の変動は数分までは許される。

このほか場合によってはビームスプリッターの向きが変わっても影響のないようにした配置もある。図 3 において、ビームスプリッターがその中心を通りこれに垂直な直線のまわりに回転しても、干渉する二光束に影響はもろんないが、そのほかビームスプリッターの面内にあり、その中心を通り紙面に平行な直線のまわりに回転しても干渉する二光束の出ている方向は変わらず、またビームスプリッターの中心を通り紙面に垂直な直線のまわりの回転に対しては出ていく二光束の方向は変わるが平行である。これは、ビームスプリッターをそれぞれの軸のまわりに回転させたときの光の道筋を調べてみるとわかる。三つの軸のまわりの回転に対して影響を受けなければ、どんな方向に傾いても影響はない。

鏡の移動に対する摩擦を少なくするには、移動量が小さければ板バネを使うことができる。ある程度以上の距離の移動にはボールベアリングを用いるか、油を潤滑剤とするか、圧縮空気中空中に浮かせるかである。油を使うときもグリースでなく液状のものを接触部に強制注入する。たとえば Connes は平行な太い丸棒の上に、棒の上半分が入るような凹みをもつ台を乗せて、接触部に油をポンプで注入した。このとき棒にごくわずかな傾きを

もたせておくと、油を注入しない場合は台が静止していても、注入を始めるとするすると滑り出し抵抗が非常に少なくなることがわかる。また鏡の台を動かすには通常の回転式のモーターでなく、リニアモーターの原理で台に直接力を加えるほうがよい。これらのことは、測定中は鏡を停止させ、終わったら次の位置に移って測定するという step by step の方式においてとくに重要である。摩擦が大きいき回転式モーターで駆動すると、停止させようとした位置に正確に止まらないからである。

鏡を台とともに空中に浮かせる方法は摩擦が最も少ないが、かなりの技術が必要とする。比較的短い距離を短時間で往復させ多くのデータの平均値から結果を求めるとき使われる。また短時間で測定を行なわねばならないときにも応用される。

2.1.5 ダブルビーム法

ある試料の透過率を測定しようとするとき、分散型の分光計では一つの波長の光をとり出しているの、試料を通った光と通らない光の強度を比較すればただちにその波長でのこれを知ることができる。フーリエ分光法ではすべての波長の光を同時に測定するので、このようなことはできない。しかし、フーリエ変換は線形であるので、試料を通った光と通らない光との強度の差を測定して、このフーリエ変換を求めれば試料のみによるスペクトルが得られる。こうすれば大気バックグラウンドなどは消えるので便利である。一つの方法としては図1のチョッパーをとり去り、光は光源側で断続し、若干の光学系を付加して $J(x)$ と $J'(x)$ が同時に検出器に同時に入射するようにし、 $J(x)$ 、 $J'(x)$ のどちらかの光路に試料を入れればよい。このように逆インターフェログラムを利用したものには Genzel^{9,10)} の装置がある。

逆インターフェログラムを利用しない方法には、Hall¹¹⁾ らのものがある。これは試料を通った光と通らない光が交互に干渉計に入るようにしたものである。

真の意味でのダブルビーム法で原理的に簡単なのは、検出器と増幅器を二つずつ用いるものである¹²⁾。図1でチョッパーから出てくる二つの光束中にそれぞれ試料と標準とを置き、これらを通った光を別々の検出器で受け、別々の増幅器で増幅する。それらの出力を交互にコンピュータに記憶させ、測定終了後一つおきにデータを取り出して、標準および試料に対するインターフェログラムを作り、フーリエ変換をして比をとれば分光透過率が得られる。

2.1.6 S/N 比

実際に測定したインターフェログラムは雑音に加わっ

ているから、その影響を考慮しなくてはならない。この場合インターフェログラム上の雑音と復元したスペクトルの雑音とはまったく性質が違うことに注意する必要がある。

フーリエ分光法の雑音については、Connes が詳しく論じている¹⁾。しかし、この議論は長くまたわかりにくいので、Sakai¹³⁾ の考えをもっと簡単にした厳密でないが直観的な考察を試みる。

サンプリング点 x_i におけるインターフェログラムの値を $I(x_i)$ 、雑音を $\delta I(x_i)$ とすると、数値的フーリエ変換では

$$\frac{X}{N} \left\{ \sum_{i=1}^N I(x_i) \cos 2\pi\sigma x_i + \sum_{i=1}^N \delta I(x_i) \cos 2\pi\sigma x_i \right\}$$

を計算することになる。 $\delta I(x_i)$ は偶然誤差だから正負の値を勝手にとるので互いに打ち消しあう。余弦が乗じてあるので変調される形になっているが、結局は同じことである。これは誤差論において多くの測定値の平均をとれば、正負の誤差が打ち消しあって正しい値に近づくことと同じである。その類推から誤差は測定回数 N の平方根に逆比例すると考えられる。1回の測定時間が一定ならば、 N は全測定時間に比例し、したがって S/N 比は \sqrt{T} によって向上する。ここでフーリエ分光法では N が非常に大きいことに注意すべきである。通常の測定では N は10ぐらいのものであるが、ここでは N は数千から数万になることが珍しくない。かりに $N=10^4$ とすると S/N 比は100倍となる。

したがって、インターフェログラムの終りのほうは雑音ばかり記録しているように見えるが、これを捨ててしまっはいけないのである。

前に述べたように、雑音のない場合は、測定点の間隔は $1/2\sigma_M$ でよくこれ以上細かくする必要はない。しかし雑音のある場合は事情が異なってくる。

雑音に加わったインターフェログラムをフーリエ変換すると、求める光のスペクトルに雑音の周波数スペクトルの加わったものが得られる。2.1.2の(2)のフーリエ変換の数値計算の項で述べたように、インターフェログラムを間隔 h で分割して積分を和に直すと、スペクトルは $1/h$ の周期で繰り返されることになる。 $h < 1/2\sigma_M$ とすれば光のスペクトルは重なり合わないが、雑音のスペクトルは重なり合うので実際より大きくなり S/N 比が悪くなる。このことから h を小さくするほど後者の重なりが少なくなり S/N 比の改善が期待される。しかし計算の結果ある程度以上小さくしても効果の少ないことが示される。すなわち、インターフェログラムの横軸を時間

にとり、サンプリングの間隔を時間に直して \bar{h} とし、記録装置のフィルター回路の時定数を τ とおけば、 $\bar{h} < \tau$ では \bar{h} を小さくしても効果の少ないことが証明されるのである。

2.1.7 特徴

フーリエ分光法には、分散型の分光法にない長所がいくつかある一方、若干短所もある。

(1) 明るさ

これはよく étendue または throughput の利点といわれる。入(出)射孔の面積 S と有効な光束立体角 Ω との積をエタンデュといい、分光計の明るさを定める量である。いま干渉計の利用するパワーを P 、透過率を T 、分解能 ($\sigma/\delta\sigma$) を R 、光源の輝度を $B(\sigma)$ とすれば、

$$PR = 2\pi BTS$$

一方、スリット型分光器では $d\theta/d\sigma$ を角分散、 l をスリットの高さ、 f をコリメーターの焦点距離として

$$PR = BTS \frac{d\theta}{d\sigma} \frac{l}{f}$$

通常 ($d\theta/d\sigma$) $\sigma \approx 1$ 、 l/f は数十分の一で、干渉計のほうが分解能が同じ場合 2 桁明るいことになる。

(2) S/N 比 (multiplex の利点)

スリット型分光器では、空間的に分解されたスペクトルのごく一部を出射スリットを通して取り出し、その強度を測定するので、それ以外の波長のエネルギーは捨てられてしまい、効率が非常に悪くなる。この点、フーリエ分光法ではすべての波長のエネルギーを同時に測定するため、効率が高く S/N 比が非常に向上する。

測定すべきスペクトル要素を N とし、分散型分光器でその一つを測定する時間を τ とすると、干渉分光法ではすべてのスペクトル要素を時間 $N\tau$ をかけて測定していることになる。したがって前の S/N 比の項で述べたように、このほうが \sqrt{N} 倍 S/N 比がよくなるのである。

ただし、これは検出器内に発生する雑音が決定的な場合であって、光子雑音が多い場合には成り立たない。

(3) 高分解能

フーリエ分光法では分解 (resolution) は、最大光路差を X とすると、アボダイズして波数で $1/X$ である。回折格子の場合も分解能の式 $Nm = \sigma/\delta\sigma$ (m : 次数) を回折の式 $d \sin \theta = m\lambda$ (d : 格子定数, θ : 回折角) を用いて変形すると $\delta\sigma = 1/Nd \sin \theta$ となり、 Nd が回折格子の幅であることに注意すれば、分母は回折格子の両端から出てくる回折光の光路差である。したがってフーリエ分光法と同じ形となる。フーリエ分光法で最大光路差を数

メートルにすることは可能であるが、このように大きい回折格子を作ることは不可能といってよい。ゆえに前者のほうがより高分解能に到達できる。

(4) 波長測定の精度

フーリエ分光法では、可動鏡に補助の干渉計の鏡をとりつけておけば、その移動距離、したがって光路差はレーザー光の干渉によりきわめて正確に測定できるから、スペクトルの波数も常にいつでも正確に求められる。これに反して分散型分光器では刻まれた目盛によるため、もともと精度が高くないうえに、長年使用していると狂ってくるおそれがある。

(5) その他

以上のほか、特殊な使い方として、干渉計の光路中に試料を入れて非対称な干渉計とすると、Kramers-Kronig の方法を用いず複素屈折率を測定できることなども特徴の一つであるが、一方欠点もある。

一時に広いスペクトル領域の測定ができることは長所ではあるけれども、一方からいえば狭い特定の領域だけを詳しく測定することができないという欠点でもある。また、鏡の移動中一度でも外部から攪乱が入ると、スペクトル全部が変わって信用できなくなり、分散型分光器のようにその部分だけ除けばよいというわけにはいかない。

2.2 選択変調法

直線状干渉縞の生じている面にロンキ格子を置くと、もし干渉縞の周期と格子の周期とが等しければ、縞の明るい部分を格子の孔の部分に一致させることにより、すべての光が格子を通りぬけて強い透過光が得られる。しかし二つの周期が等しくなければ、多くの光が遮ぎられて透過光は弱くなる。干渉縞の周期は光の波長により変わるから、この方法で特定の波長の光をとり出すモノクロメーターを作ることができる。この考えは Pratt によるもので¹⁴⁾、その変形もある¹⁵⁾。

図 4 において G_1 を光源とすると、これからの光はその右にあるビームスプリッターで右方向に向かう光と下方に向かう光とに分けられ、それらはそれぞれ小鏡と M_1 , M_2 によってともに右方に進み G_2 の部分で重なって干

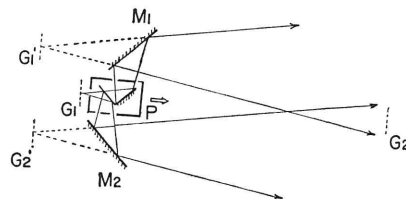


図 4 Pratt による干渉計原理図

渉しあう。

いま G_1 のところに単スリットをおくと G_2 のところにヤングの干渉縞が生ずるから、 G_2 としてロンキ格子を置けば上述により特定波長の光が取り出される。ビームスプリッターと小鏡をのせた台Pを矢印の方向に動かすと G_1 にあるスリットの像 G_1' と G_2' との距離が変わり、干渉縞の間隔が変わるから、 G_2 から出てくる光の波長が順次変わっていき、波長走査をすることができる。

さらに G_1 のところにスリットが等間隔に並んだ透過型格子を置くと、その一つ一つのスリットにより G_2 のところに干渉縞が生ずるが、それらは互いにずれている。このずれが干渉縞の間隔と等しければ、すべての明線が重なりあって大きい光量が得られ、スリットを用いる分散型分光器よりずっと明るくなる。ただしこのままでは G_2 を通過する光は大きなバイアス成分をもつので、これを除くために G_2 を干渉縞の間隔の半分だけ振動させるなどの手段を講じなくてはならない。

図4の干渉計は M_1, M_2 から出てくる対応する光線が平行だから、拡がりのある光源でも無限遠に直線状の等傾角干渉縞を作る。レンズでこれを有限の距離に投影すれば、上述とまったく同じ考えでモノクロメーターを作ることができる。しかしこの目的には図4の配置は得策でない。 M_1 からの光と M_2 からの光が大きく離れるため大きなレンズまたは凹面鏡を必要とするからである。むしろ三角光路干渉計を用いるほうが得策である。

等傾角干渉縞を用いると入射スリットが不要なので有利のようであるが、干渉計中の長い光路を通らねばならないので有効な立体角が小さくなり、エタンデュの利得はない。むしろ輝度が低く広い面積の光源の場合有効である。

3. 多光束干渉分光法

多光束干渉計としては、フェブリペロー干渉計やルンマー・ゲールケ板が古くから用いられているが、主として波長の精密測定またはスペクトル線の形の決定のためであって、一般のスペクトル復元のためではない。しかもスペクトル線の形状の場合でも一般には不可能である。ここではフェブリペロー干渉計で得られるインターフェログラムの一般的考察することに止める¹⁶⁾。

二光束干渉計の場合と同じ記号を用い、 $\tilde{B}(\sigma) = T^2/(1-R^2)$ とおくと、干渉計の軸方向に出てくる光の強度 $J(x)$ は (x は反射面間の距離の2倍: $\tilde{B}(\sigma)$ は $B(\sigma)$ のフーリエ変換ではない)

$$J(x) = \int_0^\infty \frac{\tilde{B}(\sigma)(1-R^2)}{1-2R \cos 2\pi\sigma x + R^2} d\sigma$$

$J(x)$ はともかく測定できるとすれば、この積分方程式を解いて $\tilde{B}(\sigma)$ が求められるはずであるが、これは解析的にはもちろん数値的にもきわめて困難である。このような第一種のフレドホルムの積分方程式は積分を和の形で近似し、連立方程式に置き換えても答が出てこないことはよく知られている。

いま、簡単な場合で R が波数 σ によらないとすると、被積分関数中の $\tilde{B}(\sigma)$ の係数をポアソンの公式で展開して

$$J(x) = I_0 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} R^k I(kx) \quad (4)$$

$$I_0 = \int_0^\infty \tilde{B}(\sigma) d\sigma$$

$$I(x) = \int_0^\infty \tilde{B}(\sigma) \cos 2\pi\sigma x d\sigma$$

$I(x)$ は $\tilde{B}(\sigma)$ のフーリエ変換であり、 $I(kx)$ はそれを x 軸方向に $1/k$ に縮めたものである。したがってファブリペロー干渉計で得られるインターフェログラムは、二光束干渉計で得られるインターフェログラム $I(x)$ に、それを $1/2, 1/3, \dots$ に縮めそれぞれ R^2, R^3, \dots をかけて加え合わせたものである。とくに $B(\sigma) = \delta(\sigma - \sigma_0)$ という単色光の場合、 $I(x)$ は余弦関数で $x=0, \lambda_0, 2\lambda_0, \dots$ で極大、 $I(kx)$ は $x=0, \lambda_0/k, 2\lambda_0/k, \dots$ で極大となり、 $x=0, \lambda_0, 2\lambda_0, \dots$ ではすべての関数が極大であるから、 R が大きいとそれらが加え合わせられて非常に大きくなるが、他の点では極大と極小が互いに打ち消し合って大きくなる。これがこの干渉計で干渉縞が細くなることの一つの説明である。

(4)式の $I(kx)$ は x 点で測定しても kx におけるインターフェログラムの情報が入っていることを示すから、測定を X で打ち切っても kX まで測定したこととなり、この情報がとり出せれば短い光路差で高い分解能が得られるはずである。しかし、 k をある有限の値に留めても、これは非常に困難であって、筆者らは $I(x)$ は決定できたが $I(kx) (k \geq 2)$ を求めることはできなかった。

(4)式をフーリエ変換すると

$$\frac{1}{2} \int_0^\infty \{J(x) - I_0\} dx = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{R^k}{k} \tilde{B}\left(\frac{\sigma}{k}\right) \quad (5)$$

$\tilde{B}(\sigma/k)$ は $\tilde{B}(\sigma)$ を σ 軸上で k 倍に引き伸ばしたものであるから(5)式の右辺はもとのスペクトルにその拡大したものを重ねたものとなっている。ただし実際には、フーリエ変換は無限度まで積分できず X で止めるため

2.1.2 項で述べた関数 $\tilde{A}(\sigma)$ とのコンボリューションになるので、 $\tilde{B}(\sigma/k)$ を $\tilde{B}(\sigma/k) * \tilde{A}(\sigma)$ で置きかえねばならない。したがって(5)式の右辺の k 番目の項は、最初の項を正確に k 倍に引き伸ばしたものでなく形が変わったものとなる。

そして当然 k の大きい項ほどコンボリューションによる変形が少ないから、分解能の高いスペクトルを与える。しかし、ここでも $\tilde{B}(\sigma)$ しかとり出すことが一般にはできなかった。

ファブリーペロー干渉計による分光法には以上の数学上の困難のほかに、実験上にも困難がある。鏡を平行に保ったまま移動させることは、波長の長い領域では不可能ではないが、 $x=0$ にすることは実際上できない。ただし $J(0)$ は R が測定波数域で一定ならば求められる。すなわち、フーリエ分光法のときと同じく $x \rightarrow \infty$ で $I(kx) \rightarrow 0$ だから $J(\infty) = I_0$ 。ゆえに $J(0) = J(\infty) + 2 \sum R^k$ である。しかし x がゼロに近い部分は推定するほかに、著しく精度が低下する。

$x=0$ の付近の測定をするには、マイケルソン干渉計の光源とビームスプリッターとの間にもう一つ反射鏡を入れて光源側にもどる光を再び干渉計に返して多重反射をさせればよい¹⁷⁾。しかし、数学的解析も実験もさらに困難となる。

文 献

- 1) J. Connes: Rev. Opt., **40** (1961) 45, 116, 171, 231.
- 2) R. J. Bell: *Introductory Fourier Transform Spectroscopy* (Academic Press, New York & London, 1972).
- 3) 宮田元靖: 日本物理学会誌, **38** (1983) 195.
- 4) 宮田元靖: 日本物理学会誌, **38** (1983) 267.
- 5) K. Yoshihara: Jpn. J. Appl. Phys., **2** (1963) 818.
- 6) D. H. Martin and E. F. Puppelt: Infrared Phys., **10** (1970) 105.
- 7) B. Carli and F. Mencaraglia: Int. J. Infrared Millimeter Waves, **2** (1981) 1045.
- 8) K. Yoshihara, A. Kitade and T. Matsushita: Jpn. J. Appl. Phys., **21** (1982) L206.
- 9) L. Genzel, H. R. Chandrasekhar and J. Kuhl: Opt. Commun., **18** (1976) 381.
- 10) L. Genzel and J. Kuhl: Infrared Phys., **18** (1978) 113.
- 11) R. T. Hall, D. Vrabec and J. M. Dowling: Appl. Opt., **5** (1966) 1147.
- 12) A. Kitade and K. Yoshihara: Jpn. J. Appl. Phys., **20** (1981) 1181.
- 13) H. Sakai: *Aspen International Conference On Fourier Spectroscopy* (National Information Service, Springfield, 1970).
- 14) R. Pratt: Opt. Acta, **18** (1971) 213, 247.
- 15) M. Yoshida and K. Yoshihara: Jpn. J. Appl. Phys., **19** (1980) 471.
- 16) 吉原邦夫, 北出篤夫: 分光研究, **29** (1980) 173.
- 17) K. Yoshihara, K. Okada and A. Kitade: Jpn. J. Appl. Phys., **21** (1982) L307.

講義 『光波干渉応用技術』

- 1 「光波干渉計測原論」(諸隈 肇) 12巻1号 pp.45~52.
- 2 「コヒーレンスと光学部品検査用干渉計」(諸隈 肇) 12巻2号 pp.117~127.
- 3 「粗面干渉技術」(山口一郎) 12巻4号 pp.306~316.
- 4 「モアレ干渉法」(横関俊介) 12巻6号 pp.501~509.
- 5 「サブフリンジ干渉計測基礎論」(武田光夫) 13巻1号 pp.55~65.
- 6 「光ファイバ干渉計測」(今井正明・大塚喜弘) 13巻2号 pp.153~162.