総説と解説**収差補正回折格子の設計と応用****→機械刻線回折格子←**

原田 達男・喜多 敏昭

株式会社日立製作所中央研究所 国分寺市東恋ヶ窪 1-280 (〒185)

(1989年3月23日受理)

Design and Application of Aberration-Corrected Gratings

→Mechanically Ruled Gratings←

Tatsuo HARADA and Toshiaki KITA

Central Research Laboratory, Hitachi, Ltd., Kokubunji, Tokyo 185, Japan

(Received March 23, 1989)

1. 緒 言

1880年代に、Johns Hopkins 大学の Rowland が、ルーリングエンジンと名付けた専用工作機械により実用的回折格子を供して以来、回折格子は分光器の心臓部として、分光研究や分光分析用途に広く使用されてきた¹⁾。

Rowland 以後1960年代まで、回折格子は平面あるいは凹面の光学面上に等間隔の平行直線溝を配列した光学素子であった。そのため、平面回折格子にはスペクトル収束機能がなく、分光器では凹面鏡、レンズ等の収束用補助光学系が必要であった。凹面回折格子は回折格子と凹面鏡の両機能を合わせ持つため、それ自身でスペクトルの分散と収束が可能であるが、分光器の光学系配置に制約があり、また得られるスペクトル像に大きな収差を伴うことが本質的に避けられなかった²⁾。

ルーリングエンジンを用いた機械刻線手法により、回折格子の格子溝配列を不等間隔や曲線溝にして、分光器のスペクトル結像性能を高める研究は、坂柳や Gerasimov らによって行なわれていたが、実用的開発には至らなかった³⁻⁷⁾。

1960年代後半、レーザホログラフィ技術を応用したホ

ログラフィック回折格子が開発された^{8,9)}。ホログラフィック回折格子では、球面波のレーザ光干渉により、曲線状格子溝を不等間隔で配列することができる。これにより、特に凹面回折格子のスペクトル結像性能が著しく向上し、収差補正凹面回折格子として普及するようになった¹⁰⁻¹²⁾。

筆者らは、1974年に、直線状あるいは楕円状格子溝の刻線が可能で、かつ任意不等間隔格子溝配列ができる数値制御ルーリングエンジンを開発した。その結果、凹面回折格子の収差低減に限らず、スペクトログラフにおけるスペクトルの平面結像や、平面回折格子によるスペクトル収束など、新しい分光機能を持った回折格子が実用的に供給できるようになった^{13,14)}。

不等間隔曲線状格子溝配列を持った回折格子は、ホログラフィックな手法、機械刻線手法のいずれによるものも、溝間隔変化量および溝曲率の選択により、その用途に最適化した回折格子を供給可能にするものである。本稿では、機械刻線手法による、収差補正回折格子の設計製法およびその応用例について解説する。

2. 不等間隔曲線溝回折格子の設計

回折格子には、平面基板上に格子溝を配列した平面回折格子と、凹型球面基板上に格子溝を配列した凹面回折格子がある。回折格子によるスペクトルの分散と収束を解析する場合、平面回折格子は基板の曲率半径が無限大になったものと考えればよいので、ここでは凹面回折格子のスペクトル結像機能の解析により、収差補正回折格子の設計法を示す¹⁵⁾。

ルーリングエンジンによる回折格子製作の場合、実用的供給のためには、汎用性を持ち高い精度で製作が可能な刻線メカニズムによることが前提になる。筆者らが開発した収差補正凹面回折格子は、図 1 に示すように、傾斜した平行平面群と凹面基板の交線群として格子溝を配列するものである。このような格子溝は、回折格子の中心で基板に接する平面上に投影したとき楕円状になり、その曲率は平面群の傾斜角 θ に関する。またこのような凹面回折格子溝を刻線する場合、刻線のための基板送り量は、各格子溝が含まれる傾斜平面と回折格子中心で基板に接する平面の交線の位置と回折格子中心の距離 w_0 になる。

凹面回折格子によるスペクトル結像機能を解析するために、図 2 に示す回折格子中心 O を原点とする直交座標系を考える。ここで X 軸は格子基板への法線、 Y 軸は格子溝本数方向、 Z 軸は回折格子中心における格子溝方向である。ここで、光源および結像点が XY 平面内にあると仮定し、点 A から発した波長 λ の m 次回折光の収束点を B とする。いま中心 O から n 番目の格子溝上の任意の点 $P(u, w, l)$ で回折する光線に対し、光路関数 F を次の様に定義する。

$$F = \langle AP \rangle + \langle PB \rangle + nm\lambda. \quad (1)$$

格子面上で回折した光線が全て点 B に収束するため

図 1. 格子溝位置の定義

図 2. 凹面回折格子座標系の定義

には、Fermat の原理に従い、

$$\partial F / \partial w = 0 \quad \text{および} \quad \partial F / \partial l = 0 \quad (2)$$

が同時に満足されなければならない²⁾。

式 (1) において $\langle AP \rangle$ および $\langle PB \rangle$ は、

$$\begin{aligned} \langle AP \rangle &= [(x-u)^2 + (y-w)^2 + l^2]^{1/2}, \\ \langle PB \rangle &= [(x'-u)^2 + (y'-w)^2 + l^2]^{1/2} \end{aligned}$$

となる。ここで光源および結像点位置を、中心 O における入射角 α と回折角 β 、およびそれぞれの中心からの距離 r, r' により極座標表示すると、 $\langle AP \rangle$ および $\langle PB \rangle$ は、次のようになる。

$$\langle AP \rangle = [r^2 + u^2 + w^2 + l^2 - 2ur \cos \alpha - 2wr \sin \alpha]^{1/2}, \quad (3)$$

$$\langle PB \rangle = [r'^2 + u^2 + w^2 + l^2 - 2ur' \cos \beta - 2wr' \sin \beta]^{1/2}. \quad (4)$$

点 P は、 X 軸上に中心を持つ曲率半径 R の球面上にあることから、次式が成り立つ。

$$(u-R)^2 + w^2 + l^2 = R^2. \quad (5)$$

式 (5) より、 u を w と l に関して展開すると次式を得る。

$$u = \frac{w^2 + l^2}{2R} + \frac{(w^2 + l^2)^2}{8R^3} + \frac{(w^2 + l^2)^3}{16R^5} + \dots \quad (6)$$

格子溝が図 1 に示した傾斜平面と基板球面の交線とすると、刻線のための送り量 w_0 と格子溝位置の関係は次式のようにになる。

$$w_0 = w - u \tan \theta. \quad (7)$$

いま不等間隔格子溝配列のため、溝番号 n と基板送り量 w_0 の関係を次式のように与える。ここで σ_0 は中心格子溝間隔、即ち $w_0 = 0$ における格子溝間隔であり、 b_i

は不等間隔格子溝刻線のためのルーリングパラメータである。

$$n = \frac{1}{\sigma_0} \left(w_\theta + \frac{b_2}{R} w_\theta^2 + \frac{b_3}{R^2} w_\theta^3 + \frac{b_4}{R^3} w_\theta^4 + \dots \right). \quad (8)$$

格子溝間隔は溝位置を溝番目数で微分したものと考えられるので、格子溝間隔として次式を得る。

$$\sigma = \sigma_0 / \left(1 + \frac{2b_2}{R} w_\theta + \frac{3b_3}{R^2} w_\theta^2 + \frac{4b_4}{R^3} w_\theta^3 + \dots \right). \quad (9)$$

式 (3), (4), (6), (7), (8) より、式 (1) の光路関数は次式のように w と l の展開式になる。

$$F = r + r' + wF_{10} + w^2F_{20} + l^2F_{02} + w^3F_{30} + wl^2F_{12} + w^4F_{40} + w^2l^2F_{22} + l^4F_{04} + O(w^5). \quad (10)$$

ここで $O(w^5)$ は w の 5 乗以上の高次項である。式 (10) において、 F_{ij} は次のように書き換えられる。

$$F_{ij} = C_{ij} + [(m\lambda)/\sigma_0] M_{ij}. \quad (11)$$

その場合、以下に示すように、 C_{ij} は光学系配置、 r, r' 、 α, β および格子基板の曲率半径 R 、すなわちマウンティングパラメータによって定まるものであり、 M_{ij} は R, b_i, θ 、すなわちルーリングパラメータによって定まるものである。

$$C_{10} = -\sin \alpha - \sin \beta,$$

$$M_{10} = 1,$$

$$C_{20} = \frac{1}{2} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right),$$

$$M_{20} = \frac{1}{R} \left(b_2 - \frac{\tan \theta}{2} \right),$$

$$C_{02} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right),$$

$$M_{02} = -\frac{\tan \theta}{2R},$$

$$C_{30} = \frac{1}{2} \frac{\sin \alpha}{r} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{1}{2} \frac{\sin \beta}{r'} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right),$$

$$M_{30} = \frac{1}{R^2} (b_3 - b_2 \tan \theta),$$

$$C_{12} = \frac{1}{2} \frac{\sin \alpha}{r} \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{1}{2} \frac{\sin \beta}{r'} \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right),$$

$$M_{12} = -\frac{b_2 \tan \theta}{R^2},$$

$$C_{40} = \frac{1}{8} \left[\frac{4 \sin^2 \alpha}{r^2} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \right.$$

$$\left. - \frac{1}{r} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right)^2 + \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \right]$$

$$+ \frac{1}{8} \left[\frac{4 \sin^2 \beta}{r'^2} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right.$$

$$\left. - \frac{1}{r'} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right)^2 + \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right],$$

$$M_{40} = \frac{1}{R^3} \left(b_4 - \frac{3b_3 \tan \theta}{2} + \frac{b_2 \tan^2 \theta}{4} - \frac{\tan \theta}{8} \right),$$

$$C_{22} = \frac{1}{4} \left[\frac{2 \sin^2 \alpha}{r^2} \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \right.$$

$$\left. - \frac{1}{r} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \right.$$

$$\left. + \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \right] + \frac{1}{4} \left[\frac{2 \sin^2 \beta}{r'^2} \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right.$$

$$\left. - \frac{1}{r'} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right.$$

$$\left. + \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right],$$

$$M_{22} = \frac{1}{2R^3} \left(-3b_3 \tan \theta + b_2 \tan^2 \theta - \frac{\tan \theta}{2} \right),$$

$$C_{04} = \frac{1}{8} \left[-\frac{1}{r} \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right)^2 + \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \right]$$

$$+ \frac{1}{8} \left[-\frac{1}{r'} \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right)^2 + \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right],$$

$$M_{04} = \frac{1}{4R^3} \left(b_2 \tan^2 \theta - \frac{\tan \theta}{2} \right). \quad (12)$$

平面回折格子の場合、格子溝となる平行平面群と基板の交線は平行直線群となる。そのため、 w_θ と w は一致し、 $\theta=0$ として扱われる。ここでは、基板送り量 w と溝番号 n の関係を次式のように定義する。

$$n = \frac{1}{\sigma_0} (w + b_2' w^2 + b_3' w^3 + b_4' w^4 + \dots). \quad (13)$$

式 (9) と同様に、格子溝位置と溝間隔の関係は次式のようになる。

$$\sigma = \sigma_0 / (1 + 2b_2' w + 3b_3' w^2 + 4b_4' w^3 + \dots). \quad (14)$$

光路関数の展開において、式 (12) の C_{ij} 項は $R=\infty$ としたときのマウンティングパラメータで与えられる。 M_{ij} 項に関しては、式 (13) と $\theta=0$ より、 $M_{20}=b_2'$ 、 $M_{30}=b_3'$ 、 $M_{40}=b_4'$ となり、 $j \neq 0$ の M_{ij} 項は全て 0 となる。

スペクトログラフやモノクロメータなどの分光器を設計する場合、分光器の仕様に合わせてマウンティングパラメータの概要を定め、回折格子のルーリングパラメータを選択して、使用波長領域内でスペクトル像の収差がない条件、即ち、 $\partial F / \partial w = 0$ および $\partial F / \partial l = 0$ の条件を

求める。これは式(11)における F_{ij} の全ての項を 0 にすることに相当する。しかしながら、一般の分光器において、使用波長領域の全域に対してこの条件を満足する解は存在しない。そこで、設計する分光器の要求機能に応じて、特定の収差項目に着目し、回折格子の最適設計を行なう。式(10)において、 $F_{10}=0$ は回折格子のスペクトルの分散を示す。 $F_{20}=0$ は分散方向でのスペクトル収束条件を与える。通常 $F_{20}=0$ の線上に光源や検知器を配置する。 $F_{02}=0$ は非点収差除去の条件を与える。スペクトル像をできるだけ点に近付け、集光効率の高い分光器にするためには、 F_{20} と F_{02} が同時に 0 になる解を求める。 $F_{30}=0$ はコマ収差除去の条件、 $F_{40}=0$ は球面収差除去の条件であり、高い分解能の分光器を設計する場合、これらの条件を満足する解を求める。これらの主要 F_{ij} 項を 0 にする条件が得られるならば、さらに高次の項を検討しないでも、分光器で得られるスペクトル像の収差は実用上無視できる。しかしながら実際にはこれら主要項を同時に 0 に出来る解も得られないことが多い。その場合にスペクトル像に発生する分散方向収差量 ΔH および分散と直交方向収差量 Δv は次式のようになる。

$$\Delta H = r' \frac{\partial w}{\partial F} \sec \beta, \quad (15)$$

$$\Delta v = r' \frac{\partial F}{\partial l}. \quad (16)$$

3. 不等間隔曲線溝回折格子の機械刻線

筆者らが開発した不等間隔曲線溝回折格子刻線用ルーリングエンジンは、工具が往復運動を行なって格子溝を

図 3. 曲線状格子溝刻線機構

図 4. 数値制御ルーリングエンジン制御系

刻み、送りねじを使用して格子基板（ブランク）に溝間隔用送りを与えるシェーパ型工作機械である^{14,15)}。

曲線溝刻線は、図 3 に示すように工具往復運動の案内となる光学平面を傾斜させることによって行なわれる。得られる楕円状格子溝の曲率は、光学平面の傾斜角によって定まる。

不等間隔格子溝配列は、ブランク送りの数値制御によって得られる。図 4 は数値制御ルーリングエンジンの制御系を示したものである。ここでブランク送り用歯車系に差動歯車を用いた回転加算器があり、その一方の入力は等間隔用送りに相当する定速連続回転、もう一方の入力は、溝間隔変化用パルスモータの間欠回転である。このパルスモータの回転パルス数を、製作する回折格子の設計仕様に合わせて各格子溝刻線ごとに制御することにより、任意の不等間隔格子溝配列が得られる。このとき格子溝間隔の変化は図 5 に示すように階段的であるが、その単位をブランク送りの位置定め分解能と比較して十分小さい量にすることにより、実用的には連続的な変化と同等の格子溝配列ができる。筆者らのルーリングエンジンでは通常、格子溝間隔の変化単位を 0.01 nm 程度の極微量に設定している。

図 6 に数値制御ルーリングエンジンの外観を示す。

図 5. 格子溝間隔の階段近似

図 6. 数値制御ルーリングエンジン外観

4. 収差補正回折格子の設計例

4.1 瀬谷波岡型モノクロメータ

瀬谷波岡型モノクロメータは、凹面回折格子を用いた定偏角モノクロメータとして、とくに真空紫外分光用途に広く普及している。瀬谷波岡型モノクロメータは、等間隔格子溝凹面回折格子を使用し、偏角（入射角と回折角の差） $\alpha - \beta$ および r と r' が一定の条件下で、前章に示した $F_{20} = 0$ の近似解として得られた光学系配置であり、 $\alpha - \beta \div 70^\circ$ のとき、回折格子の回転のみで広い範囲にわたって比較的よいスペクトル像が得られる。

しかしながら瀬谷波岡型モノクロメータは、出射スリット上で得られるスペクトル像に、非点収差とともに、大きなコマ収差を伴うことが避けられない。そのためこのモノクロメータでは高い分解能を得ることが困難であり、簡易光学系の利点がありながらその用途に制約があった。

瀬谷波岡型モノクロメータの分解能向上は、格子溝の不等間隔配列によって達成される^{15,16)}。ここでマウンティングパラメータとして、 $r = r' = R/1.222$ 、 $\alpha - \beta = 70^\circ$ とし、中心格子溝間隔 $\sigma_0 = 1/600$ mm、曲率半径 $R = 500$ mm、波長走査範囲を 200 nm～800 nm とする。この場合、200, 400, 600, 800 nm の各波長に関し、上記マウンティングパラメータを使用して、 F_{20} , F_{30} , F_{40} がそれぞれ 0 になるようなルーリングパラメータ b_2, b_3, b_4 を求め、これを式 (9) に代入して、それぞれの波長について最適の格子溝間隔を求めると図 7 のようになる。図 7 から明らかな通り、全ての波長に共通したルーリングパラメータは存在しない。しかしながら 200 nm から 800 nm の範囲内で、収差除去のための格子溝間隔変化量の差は小さく、平均的ルーリングパラメータで刻線した回折格子で十分な収差補正効果を持つ。

図 7. 瀬谷波岡型モノクロメータ用回折格子の最適格子溝間隔

600本/mm, 曲率半径 500mm, 刻線幅 50mm

図 8 は、400 nm 用収差除去条件、 $b_2 = 0.4123 \times 10^{-2}$ 、 $b_3 = 0.2385$ 、 $b_4 = -0.3517$ で製作した不等間隔格子溝凹面回折格子を用いて、水銀の輝線スペクトルを走査した結果である。256 nm から 579 nm までの紫外可視スペクトルに対し、従来型等間隔格子溝回折格子と比較して分解能向上効果が明らかである。

図 8. 瀬谷波岡型モノクロメータの収差補正効果
600本/mm, 曲率半径 500mm, スリット $30\mu\text{m} \times 6\text{mm}$
A.C.: 収差補正型回折格子, C.C.: 従来型回折格子

4.2 直入射型凹面回折格子スペクトログラフ

従来の等間隔格子溝凹面回折格子の場合、そのスペクトル結像面は通常、Rowland 円と呼ばれる、回折格子中心で接し、凹面基板の半径を直径とする円筒面になる。多波長のスペクトルを同時計測するスペクトログラフでは、この Rowland 円上にスリットを配列し、単体の光電検出器でそれぞれのスペクトルを計測したり、円筒面にそって湾曲させた写真乾板を使用する分光写真機で多波長スペクトルを同時撮影する方式がとられていた。

近年、CCD (Charge coupled device) などの半導体イメージデバイス、マイクロチャンネルプレート、撮像管など空間分解機能を持った光電検出器が分光器のセンサとして使用されるようになってきた。このようなセンサは、空間分解機能と同時に、電子的走査による時間分解機能を持ち、多波長スペクトルの時間的強度変化を高速で計測することも可能になってきている。しかしながら、これらのセンサは通常光電面が平面であり、分光器のセンサとして使用するためには、スペクトルを平面上に結像する必要がある。同時に光源自身の空間分解機能を持たせたり、高いスペクトル集光効率を得るため、スペクトル像の非点収差が除去されていることが望ましい。

不等間隔格子溝凹面回折格子を用いることにより、このような要求に適したスペクトログラフが形成可能になる¹⁷⁾。スペクトログラフにおける光源位置とスペクトル結像位置の関係は、式(11)において $F_{20}=0$ によって与えられ、ここで非点収差が除去されるためには $F_{02}=0$ も同時に成り立つ必要がある。

ここで凹面回折格子基板の曲率中心を通る直線上に光源とスペクトル像が並ぶ場合を考える。一般に、広い波長範囲でこのような直線上にスペクトルが結像する $F_{20}=0$ の解は存在しないが、入射角 α 、結像面傾斜角(スペクトル結像面と回折格子中心での球面法線のなす角)、および M_{20} を適当に選択することにより、所定の波長範

囲内で $F_{20}=0$ の近似解を得ることができる。この直線は、ルーリングパラメータの θ を結像面傾斜角と一致させることにより $F_{02}=0$ の解となる。ここで M_{20} と θ が与えられることにより b_2 の値は自動的に定まる。スペクトル結像面が定まると、使用波長範囲内でコマ収差や球面収差が最小になる条件により、ルーリングパラメータ b_3 や b_4 が求まる。

具体例として、半導体レーザの波長測定を目的としたスペクトログラフ設計結果を示す。測定波長範囲を 720 ~ 820 nm とし、長さ約 25 mm のセンサアレイで全波長を受光できるように、凹面回折格子の曲率半径 R を 400 mm、中心格子溝間隔 σ_0 を 1/600 mm とする。ここで、入射スリットとセンサ受光面が回折格子曲率中心を通る直線上にあるとの条件により、上に示した設計プロセスに従い、図 9 に示す光学系配置、 $\theta=12^\circ$ 、 $\alpha=19.1^\circ$ 、 $RM_{20}=0.03182$ を得る。また、 M_{20} と θ の値より $b_2=0.13809$ を、中心波長の 770 nm で $F_{30}=0$ 、 $F_{40}=0$ となる条件により、 $b_3=0.04189$ 、 $b_4=0.01669$ を得る。

図10は、ここで設計された凹面回折格子スペクトログラフの機能確認のため、図 9 に示した光学系により、水銀の輝線スペクトルを結像面上で写真撮影した結果であり、スペクトルの平面結像と非点収差除去の効果が明らかである。

このような、凹面回折格子を使用したスペクトル平面

図 9. 平面結像スペクトログラフ光学系
600本/mm, 曲率半径 400mm

図10. 平面結像スペクトログラフによる水銀輝線スペクトル
600本/mm, 曲率半径 400mm, ピンホール 290 μ m

結像型スペクトログラフは、波長多重光伝送用分波器¹⁸⁾、¹⁹⁾や自動分析装置用多波長光度計²⁰⁾などに効果をあげている。

4.3 斜入射型凹面回折格子スペクトログラフ

核融合用高エネルギープラズマの診断や、レーザープラズマの実時間計測用途に、時間分解機能を持った軟X線分光器が必要になる。

波長が 0.5 nm から 30 nm 程度の軟X線領域では、直入射の光学系ではほとんど反射が得られず、反射面に對しすれすれの斜め方向から入射する斜入射光学系配置がとられる。軟X線の分光の場合も、凹面回折格子を使用した斜入射分光器が使用されてきたが、従来の等間隔格子溝凹面回折格子の場合、スペクトルの結像がいわゆる Rowland 円上に限られ、多波長のスペクトルを同時に計測することは極めて困難であった。多波長のスペクトルを同時に計測するためには、マイクロチャンネルプレート (MCP) や CCD などの空間分解機能を持った検知器の使用が有効である。しかしながら、これらの光電検知器は通常光電面が平面であり、多波長のスペクトルを同時に計測するためには、スペクトルを平面上に結像する必要がある。

スペクトルの平面結像には、不等間隔格子溝配列の凹面回折格子の使用が有効である。図11は、曲率半径 6m、中心格子溝間隔1/1200mmの凹面回折格子を使用し、入射角 87° の場合のスペクトル焦線 ($F_{20}=0$) を、ルーリングパラメータ b_2 を変えて計算した結果である。図からも明らかな通り、 $b_2=-20$ において、スペクトル焦線はほぼ直線になり、かつ回折光に直交する。このような不等間隔格子溝凹面回折格子を使用することにより 5 nm から 30 nm の波長領域のスペクトルを平面上に結像することができる¹⁵⁾。

図12は、上記のスペクトル平面結像機能を持ち、かつ 5 nm から 30 nm 領域でコマ収差、球面収差を最小にする条件で設計した凹面回折回折格子により撮影した、

図11. 斜入射凹面回折格子スペクトログラフの焦線
1200本/mm, 曲率半径 6m

図12. レーザプラズマ輝線スペクトル
カーボンターゲット

レーザプラズマの輝線スペクトルである。この回折格子のルーリングパラメータは、 $b_2=-20$ 、 $b_3=4.558 \times 10^3$ 、 $b_4=-1.184 \times 10^4$ である。東京大学物性研究所のレーザプラズマ発生装置を使用し、YAGレーザーの高輝度パルス出力をカーボンのターゲットに収束して発生した、3 nm から 30 nm の輝線スペクトルが、平面のX線フィルム上に鮮鋭に結像している^{21,22)}。

4.4 極紫外天体観測用スペクトロメータ

近年、人工衛星や宇宙ロケットを使用した天体観測が活発化し、従来地上の天文台ではできなかったX線から極紫外線の分光観測も可能になってきた。人工衛星による天体観測の場合、極めて微弱な放射を捕らえるため、口径の大きな望遠鏡が使用される。軟X線から極紫外領域の天体観測のためには、通常 Wolter 型と呼ばれる斜入射反射望遠鏡が使用される。

極紫外探査衛星 (Extreme Ultraviolet Explorer, EUVE) は、California 大学の宇宙科学研究所が開発した天体観測衛星である。この衛星は 7~70 nm 領域の極紫外放射源探査を目的とするものであるが、California 大学の研究グループは、これに分光観測機能を付加するため、図13に示す不等間隔格子溝平面回折格子を使用したスペクトロメータを設計した²³⁾。

収束光学系と平面回折格子の組み合わせによる分光システムとしては、Monk-Gillieson 型が知られているが、斜入射光学系の場合、収束光の焦点距離と、スペクトル結像の焦点距離が異なるため、スペクトル像には大きな非点収差を伴う。平面回折格子を使用し、収束用光学系

図13. 極紫外探査衛星用スペクトロメータ

図14. 平面回折格子によるスペクトル結像

と同じ焦点距離にスペクトルを結像させるためには、格子溝の不等間隔配列が有効である。

図14に示すように、平面回折格子に斜め方向から収束光が入射し、その収束位置がAであるとする。ここで回折格子の中心に入射する主光線に関し、入射角を α とし、波長 λ の m 次回折光が任意の焦点距離の点Bに収束するための格子溝配列は、図2において、格子基板の曲率半径が無限大、点Aがマイナスの光源距離にある場合として求められる。極紫外探査衛星用スペクトロメータの場合、 $\alpha=82.9^\circ$, $r=-485$ mmであり、中心格子溝間隔を $1/2300$ mm とするとき、波長 16 nm の1次回折光を $r'=485$ mm へ収束させるためには、ルーリングパラメータを $b_2'=-2.00599 \times 10^{-3}$ (mm $^{-1}$), $b_3'=-5.66217 \times 10^{-6}$ (mm $^{-2}$), $b_4'=-7.42291 \times 10^{-9}$ (mm $^{-3}$) とすればよい。このとき回折角 $-71^\circ \sim -78^\circ$ において、ほぼ平面上に非点収差の小さい多波長のスペクトル像が得られる。極紫外探査衛星の場合、表1に示す3枚の回折格子を使用し、MCP 検知器により多波長スペクトルが同時に観測される。

4.5 シンクロトロン放射用軟X線モノクロメータ

シンクロトロン放射 (Synchrotron radiation, SR) は、X線から紫外、可視、赤外に及ぶ連続光として近年その応用開発が著しい。シンクロトロン放射を分析や計測に利用する場合、任意の波長成分を選択的に取り出すため

表 1. 極紫外探査衛星スペクトロメータ用回折格子

回折格子	A	B	C
対象波長域 (nm)	7—19	14—38	28—76
格子溝本数 (本/mm)	1675—3550	830—1750	415—875
ブレース角 ($^\circ$)	3		
刻線面積 (mm 2)	200 $\times$ 80		

のモノクロメータが必要になる。

シンクロトロン放射用軟X線モノクロメータとしてはこれまで凹面回折格子を使用した斜入射分光器が一般的であった。この場合、円筒面やトロイド面の凹面鏡を使用して、放射光を入射スリットに収束し、凹面回折格子を使用して、必要な単色光成分を出射スリットから取り出す。

シンクロトロン放射は、極めて小さい光源から発する指向性の強い光であり、光源自身を入射スリットと見なし、反射面の数を少なくすることにより、スループットの高い分光器の形成が可能になる。また分光器に入射する光束の幅 (Z方向) が小さい場合、スペクトルの分散方向 (XY面内) の収束のみを行ない、幅方向には一切収束を行なわない分光器も十分実用性を持つ。

このような考え方に基づき、筆者らは高エネルギー物理学研究所の軟X線ビームライン用途に、平面鏡と平面回折格子のみで構成する斜入射モノクロメータを開発した²⁴⁾。ここでは回折格子から約20mの位置に光源を持ち、 89° の斜め方向から入射した波長 0.5 nm の1次回折光が焦点距離 1 m で出射スリットへ収束する、中心格子溝間隔 $1/2400$ mmの平面回折格子を設計する。これは入射光束が発散光であるため、前節の平面回折格子設計と光源距離の正負が異なるだけであり、同様の手法によりルーリングパラメータとして、 $b_2'=-1.13185 \times 10^{-3}$ (mm $^{-1}$), $b_3'=1.12438 \times 10^{-6}$ (mm $^{-2}$), $b_4'=-1.12237 \times 10^{-9}$ (mm $^{-3}$) を得る。この不等間隔格子溝平面回折格子は、 0.5 nm のスペクトルの収束機能を持つが、それ以外の波長に対しては、回折格子の回転だけではスペクトルは同一焦点距離へ収束しない。しかしながら、光源距離 r および焦点距離 r' を一定に保ったまま、 $F_{20}=0$ を満足する解が、偏角 (入射角と回折角の差) の適当な選択により得られる。このことを利用して、図15に示すようにシンクロトロン光源と回折格子の間に平面鏡を挿入し、その移動と回転により適当な偏角を得ながら回折格子を回転させることにより、広い範囲の波長走査が可能になる。図16は、この軟X線モノクロメータを使用して分光した、アルゴンガスの吸収スペクトルであり、不等間隔格子溝平面回折格子のスペクトル結像機能が証明

図15. シンクロトロン放射用平面回折格子モノクロメータ光学系

図16. 平面回折格子モノクロメータによる
アルゴンガス吸収スペクトル

されている²⁵⁾。

5. 結 言

本稿では、ルーリングエンジンを用いた機械刻線手法による、収差補正回折格子の設計とその応用例について解説した。ホログラフィックな手法も含め、回折格子が格子溝配列の自由度を得たことにより、分光器の設計は、標準リストから回折格子を選択する時代から、装置の要求仕様に合わせて回折格子を最適設計する時代に入ったと言える。このような機能拡大を背景に、X線から紫外、可視、赤外に及ぶ回折格子の応用をさらに拡大したい。

文 献

- 1) J. Strong: J. Opt. Soc. Am. **50**, 1148 (1960).
- 2) T. Namioka: J. Opt. Soc. Am. **49**, 446 (1959).
- 3) Y. Sakayanagi: Sci. Light **16**, 129 (1967).
- 4) F. M. Gerasimov, E. A. Yakoblev, I. V. Peisakhson, and B. V. Koshelev: Opt. Spectrosc. **28**, 423 (1970).
- 5) Y. Sakayanagi: Sci. Light **3**, 79 (1955).
- 6) J. D. Baumgardner: *Theory and design of unusual concave gratings* (University Microfilms Inc., Ann Arbor, Michigan 1974).
- 7) M. Hettrick: SPIE Proc. **560**, 96 (1985).
- 8) A. Labeyrie and J. Flamand: Opt. Commun. **1**, 5 (1969).
- 9) D. Rudolph and G. Schmahl: Optik **30**, 475 (1970).
- 10) J. Flamand, A. Labeyrie and G. Pieuchard: U.S. Patent 3628849 (1969. 6. 13).
- 11) J. Cordelle, J. Flamand, G. Pieuchard and A. Labeyrie: *Optical Instruments and Techniques*, ed. J. H. Dickson (Oriel Press, Newcastle 1970), p. 117.
- 12) 野田英行, 波岡 武: 光学 **3**, 25 (1974).
- 13) 原田達男, 森山茂夫, 喜多敏昭, 山口秀則: 特許第1142099号 (1973. 4. 25).
- 14) 原田達男, 森山茂夫, 喜多敏昭, 近藤弥太郎: 精密機械 **42**, 888 (1976).
- 15) T. Harada and T. Kita: Appl. Opt. **19**, 3987 (1980).
- 16) T. Kita and T. Harada: 分光研究 **29**, 256 (1980).
- 17) 喜多敏昭: 分光研究 **32**, 173 (1983).
- 18) T. Kita and T. Harada: Appl. Opt. **22**, 819 (1983).
- 19) R. Watanabe, K. Nosu, T. Harada and T. Kita: Electr. Letters **16**, 106 (1980).
- 20) 高畑: 第6回日本臨床化学会夏期セミナー資料集 (1986) p. 324.
- 21) T. Kita, T. Harada, N. Nakano and H. Kuroda: Appl. Opt. **22**, 512 (1983).
- 22) N. Nakano, H. Kuroda, T. Kita and T. Harada: Appl. Opt. **23**, 2386 (1984).
- 23) M. Hettrick, S. Bowyer, R. Malina, C. Martin and S. Mrowka: Appl. Opt. **24**, 1737 (1985).
- 24) T. Harada, M. Itou and T. Kita: SPIE Proc. **503**, 114 (1984).
- 25) M. Itou, T. Harada and T. Kita: Appl. Opt. **28**, 146 (1989).