

エシエル分光器

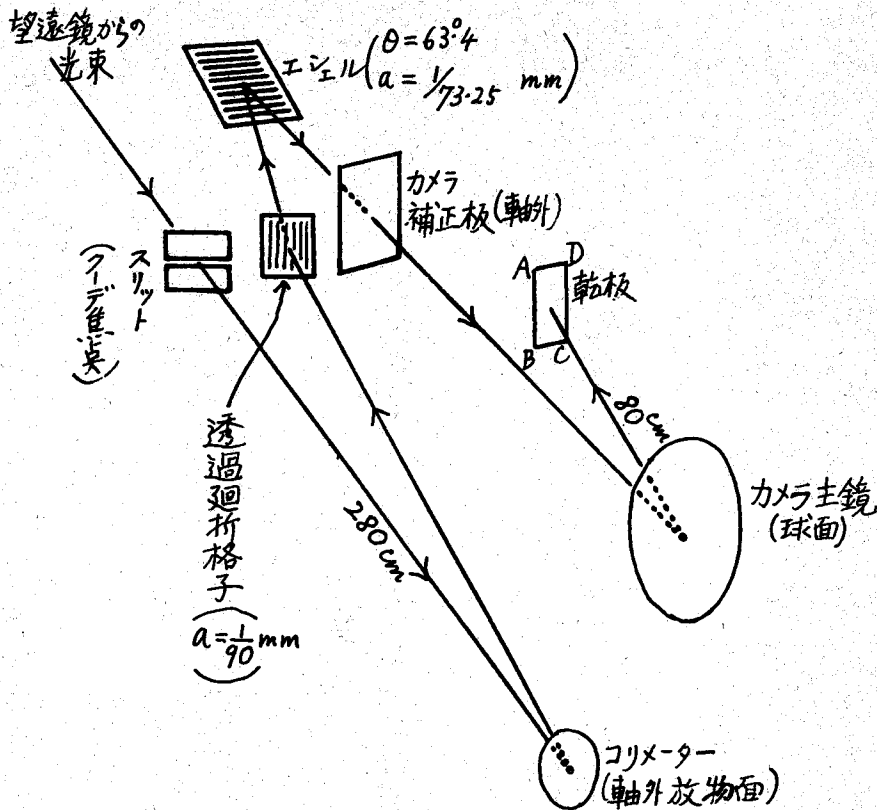
大沢清輝*

1. はしがき

岡山の 188 cm 反射望遠鏡のクーデ室には、こんど新しく“エシエル分光器”が設置され、従来の分散度の 2~3 倍の $1.3\text{\AA}/\text{mm}$ という高分散のスペクトルがとれるようになった。エシエル分光器の原理については、すでに本誌の昭和 36 年 1 月号にも簡単な説明を掲載したが今回はもう少し詳しく述べようと思う。

エシエルというものは、原理的には普通の反射式の回折格子と同じである。ただ違うのは、(1) 甚だしい斜入射で使うように作られていて、その故にこそ高い分散度と分解能が得られること、(2) スペクトルの次数が大きいのでそれを分離するために直角方向にも補助の分散系を使わなければならないこと、(3) 全波長域が同時に撮影されること、である。

第 1 図はその構造を示す。星の光がスリットの上に像を結び、コリメーターで反射されて平行光線になるまでは従来と全然同じである。エシエルに入射する前に透過廻折格子を通過している。カメラは新しく作った F/8 の軸外シュミット・カメラで、焦点距離は 80 cm である。こうやって撮影された星のスペクトルの一例を第 2 図に示す。これはプロシオンのスペクトルを 103a-D 乾板を使って高窪氏がとったもので、露出時間は 30 分間であった。この図の一番下はエシエルの第 65 次ぐらいうちからうつつている。下は紫外部で、上ほど次数が低く、波長が長い。カルシウムの K 線は第 61 次の中央に、H



第 1 図 エシエル分光器の部品配置図

(乾板 ABCD 内のスペクトルの配置については第 2 図 b 参照)

線は第 60 次の右端と第 61 次の左端とにうつつている。ナトリウムの D_1 線と D_2 線とは上から 4 番目の次数のスペクトルの中央から少し左寄りのところに見える。

2. 斜入射だと分散度や分解能が良くなるわけ

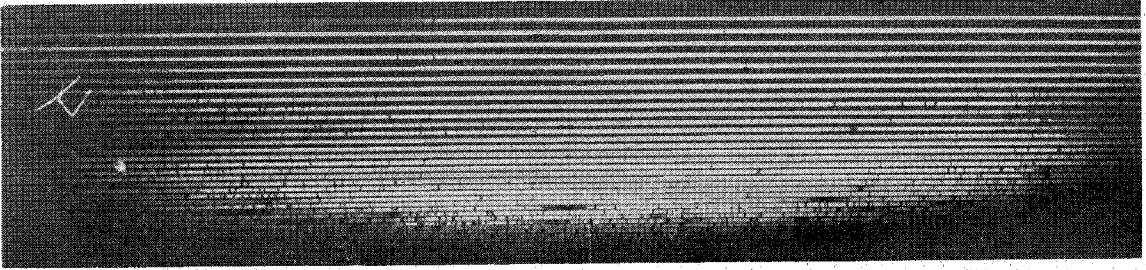
これから先は、エシエルの理論を数式を使って説明するのであるが、話の順序として、もっともわかりやすい旧式の廻折格子から始めることにしよう。それは第 3 図のような、平面鏡に溝を刻んだだけのものである。これに白色の平行光線の光束をあてると、どのような現象が起るか？ 申すまでもなく、反射光束はプリズムを通過した場合のようにスペクトルに分散する。その様子は

$$a(\sin \alpha - \sin \beta) = \pm m\lambda \quad (1)$$

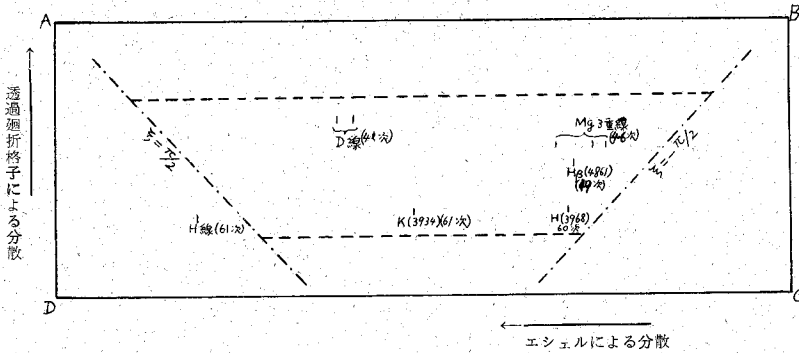
で表わされる。a は溝の間隔、m は次数、 λ は波長である。分散度は、(1) 式において λ を β の函数と考えて微分すれば得られる。

* 東京天文台

K. Osawa: Echelle Spectrograph.



第2図 a. エッセル分光器でとったプロシオンのスペクトル (東北大学高窪氏による)

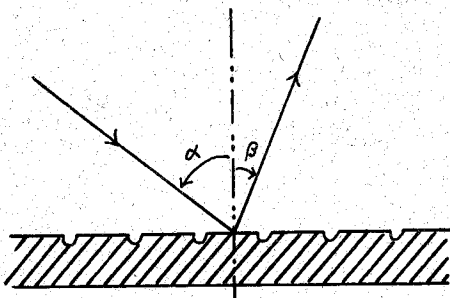


第2図 b. 手札半截の乾板上におけるスペクトル線の配置
 上下の破線は第2図 a でうつっている範囲、鎖線は本文の (10) 式及び (14) 式で示した有効範囲、四隅の ABCD は第1図の ABCD に対応する。

$$\frac{d\lambda}{d\beta} = \frac{a}{m} \cos \beta \quad (2)$$

いわゆる“高分散”の場合は $d\lambda/d\beta$ は小さく、反対にこれが大きい場合は“低分散”なのである。(2)式から、溝の間隔 a が小さいほど、また、スペクトルの次数 m が大きいほど、角分散度が大きくなるのがわかる。 $\cos \beta$ も小さいほど高分散になるのである。つまり、与えられた λ, m, a に対しては、 $\cos \beta$ がなるべく小さくなるように α を選ぶ方が角分散度がよくなるというわけである。

ところが、分光器の性能として実際に必要なのは、角分散度そのものよりは分解能である。スリットの幅に相当する角度の間に含まれる波長域が小さいことが必要なので、それを考慮に入れなければならない。分散系から



第3図 旧式の廻折格子 ($\theta=0$)

見たスリットの幅を $\Delta\alpha$ とし、これが廻折格子で反射された後に $\Delta\beta$ なる角度幅になるとすれば、(1)式から

$$\frac{\Delta\beta}{\Delta\alpha} = \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \quad (3)$$

つまり、高分解能であるためには (2) と (3) との積

$$\frac{a}{m} \cos \alpha \quad (4)$$

が小さくなければならない、 a が小さく、 m が大きく、しかも $\cos \alpha$ が小さい (α が大きい)

ことが高分解能のための条件なのである。要するに、 α も β も直角に近ければ、分散度も分解能もよくなるというわけである。

3. 反射の効率 (プレースが必要なわけ)

今までの考え方では、反射光の強さ、つまり反射効率のようなものはまだ全然考えていない。(分解能だけがどんなによっても反射光が弱ければ天体の分光器としての実用価値がないのである。)入射光が廻折格子の法線と α なる角度をしている場合に、もっともよく反射されるのは β のどんな範囲か、ということを考えてみよう。

溝の刻んでないただの平面鏡ならば、反射光が強いのは $\beta=\alpha$ の方向だけであるが、溝が刻んであれば反射光は廻折によって、 $\beta=\alpha$ を中心として、そのまわりにある角度だけは明るくなる。物理光学の教科書の“フラウンホーファーの廻折現象”のところを書いてあるとおり、その強度分布は

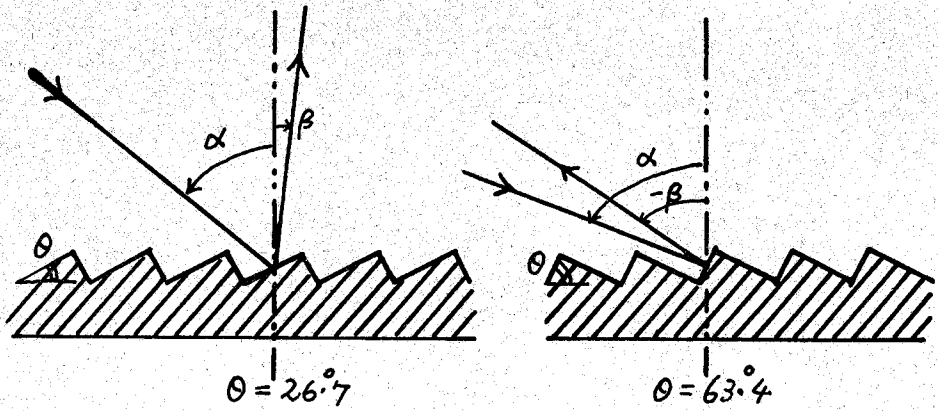
$$J(\beta) \propto \left(\frac{\sin \xi}{\xi} \right)^2 \quad (5)$$

ただし

$$\xi = \frac{\pi a'}{\lambda} (\sin \alpha - \sin \beta) \quad (6)$$

ここに a' と書いたのは、溝と溝との間にはさまれた、光を有効に反射する細長い鏡の幅で、溝の間隔 a よりは一般に少し小さいのが当然である。(1)と組み合わせれば、

$$\xi = m\pi \frac{a'}{a} \quad (7)$$



第4図 プレーズした廻折格子

左はブレイズ角が小さい場合(普通の廻折格子),
右はブレイズ角が大きくて斜入射で使用するに
適するように作られたもの, 即ちエシェル.

となり, $J(\beta)$ が最大になるのは m が 0 のところであるが, これは第 0 次つまり幾何光学的な反射である. $m = \pm 1, \pm 2, \dots$ に相当するスペクトルのところでは ξ は π の整数倍に近く, 従って J は 0 に近い. つまり, 今まで考えていたような旧式の廻折格子では, スペクトルの反射効率是非常にわるくて, 実用に遠いといわなければならない.

最近の廻折格子は, 溝を刻むカッターの形を改良して, 第 4 図のような形になっている. 光を反射する面は平面に近くて, 廻折格子全体の面とは角度 θ をなすようになっている. この θ を“ブレイズ角”と呼ぶ. プレーズした廻折格子に対しても, (1) 式から (5) 式までの議論はすべてそのまま成立する. ただちがうのは, (6) 式の β を $\beta + 2\theta$ で置き換えなければならないことである. すなわち,

$$\xi = \frac{\pi a}{\lambda} \{ \sin \alpha - \sin(\beta + 2\theta) \} \quad (8)$$

こんどは J が最大になるような, つまり $\xi = 0$ となるような条件が実際に成立する, つまり

$$\beta = \alpha - 2\theta \quad (9)$$

である. (9) と (1) とを連立させて α と β について解けば, 与えられた廻折格子を用いて必要とする λ の附近でもっとも効率よく撮影するための α と β とが得られるのである.

波長域ごとに α と β とを (1) と (9) との解でセットするような形式の分光器を作ることも可能であるが, 実用的には (9) をきっちり成立させなくともよい. 効率の実用上の限界として

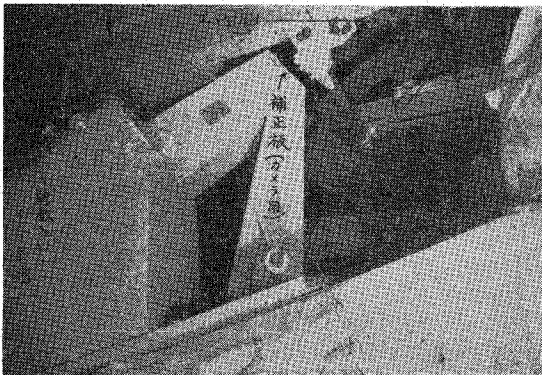
$$-\frac{\pi}{2} < \xi < \frac{\pi}{2} \quad (10)$$

すなわち

$$\left(\frac{\sin \xi}{\xi} \right)^2 > 0.407 \quad (11)$$

で我慢することにしてもよい. ($|\xi| > \pi/4$ とすれば効率は 80% になる.) この条件 (10) を容認すれば, コリメーターとカメラとが固定して廻折格子だけが廻転可能なような構造 ($\alpha + \beta = \text{一定}$) を持った普通の分光器を考えることが容易になる.

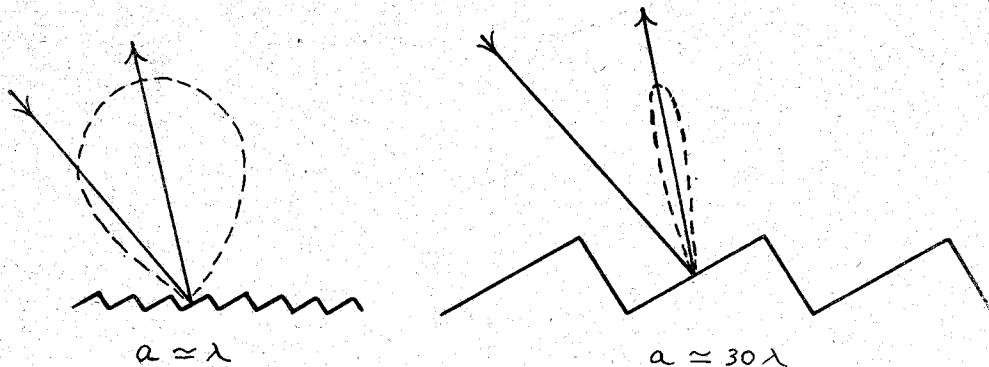
岡山の従来 of クーデ分光器は, このような条件で使っているのである. 一番最初からあった廻折格子は $a =$



第6図



第7図



第5図 反射効率の良い角度幅の範囲 ($|\xi| < \frac{\pi}{2}$) を点線で示してある。ブレイズ角 θ が相等しく、従って角分散度が相等しくても、溝の間隔 a の大小によって効率の良い角度幅が違うことを示す。岡山の分光器では右図に相当するエッセルを選定して、全波長域が同時にとれるようにした。

1/1200(mm), $\theta = 26^\circ 7'$ で、クーデ分光器の構造は $\alpha + \beta = 40^\circ$ (12) となっている。効率が最大 ($\xi = 0$) となる条件は (9) と (12) とで与えられ、これを α と β について解けば、

$$\alpha = 46^\circ 7', \quad \beta = -6^\circ 7'$$

となり、これを (1) に入れば $m\lambda = 7040 \text{ \AA}$ を得る。つまり第1次では 7040 \AA 、第2次では 3520 \AA 附近がもっとも効率よく使用できるのである。5000 \AA 附近は $m=1$ でも $m=2$ でも ξ が $\pi/2$ に近くなり、効率が最大値の 40% 程度となって、あまりとくではない。このために、後から $a=1/1800(\text{mm})$, $\theta=26^\circ 7'$ のものを購入した。この廻折格子だと効率最大の角度は上の値と同じで、波長は $m=1$ で 4700 \AA となる。この2個の廻折格子をそれぞれ効率の良い波長域で使っているのが現状である。

さて、話を高分解能のことにもどすと、 λ 射角 α と反射角 β とが大きくて直角に近いほど大きい分解能と分散度とが得られるというのが前に述べた結論であった。この条件とブレイズの条件 (9) とを組み合わせると、ブレイズ角 θ を直角に近くして $\beta = -\alpha$ (リトロウ式) で使うのがよい、ということになる。つまり

$$\alpha = \theta, \quad \beta = -\theta \quad (12)$$

である。 θ が直角に近い廻折格子これがエッセルである。(12) の場合には、 $\beta = -\theta + \Delta\beta$ とおけば、(1), (2) はそれぞれ

$$a\{\sin\theta + \sin(\theta - \Delta\beta)\} = m\lambda \quad (1')$$

$$\frac{d\lambda}{d\beta} = \frac{a}{m} \cos\theta \quad (2')$$

$$m\lambda \doteq 2a \sin\theta - a \cos\theta \cdot \Delta\beta \quad (13)$$

と書くことができる。また、(8) は

$$\xi = \frac{\pi a}{\lambda} \{\sin\theta - \sin(\theta - \Delta\beta)\} \doteq \frac{\pi a}{\lambda} \cos\theta \cdot \Delta\beta \quad (8')$$

この式に (13) の第1次だけを入れれば、近似的に

$$\xi \doteq \frac{\pi}{2} m \cos\theta \cdot \Delta\beta$$

$\xi = \pm\pi/2$ の限界に対しては、

$$\Delta\beta = \pm \frac{\tan\theta}{m} \quad (14)$$

4. 1枚の乾板で全波長域を同時にとるための条件

第 m 次のスペクトルが有効に使える限界の角度が (14) である。もう一度 (13) を代入すれば、

$$\Delta\beta = \pm \frac{\lambda}{2a \cos\theta}$$

カメラが取差なく使用できる範囲はせいぜい $\pm 3^\circ 5'$ の範囲であるから、

$$\Delta\beta = \pm 3^\circ 5' = \pm 0.06$$

$$\therefore \frac{\lambda}{2a \cos\theta} \leq 0.06$$

波長が最大 10000 \AA とすれば、

$$a \cos\theta \geq 0.008 \text{ mm}$$

つまり、スペクトルの全域が同時に撮影できる条件を考えれば、斜入射で $\cos\theta$ が小さいのであるから、 a はやたらに小さくすることはできず、むしろ普通の廻折格子よりも a はずっと大きくなるのである。 a が小さくできないので、分散度をよくするために m は大きくなるを得ない。(第5図)

念のために、第 $(m+1)$ 次と第 m 次とのスペクトルの中心波長の差を計算してみると。

$$\begin{aligned} \lambda_0(m) - \lambda_0(m+1) &= 2a \sin\theta \left(\frac{1}{m} - \frac{1}{m+1} \right) \\ &\doteq \frac{2a}{m^2} \sin\theta \end{aligned}$$

m 次と $(m+1)$ 次の中心波長の丁度中央に相当する波長は $a/m^2 \sin\theta$ だけずれた波長である。これに相当する角度 $\Delta\beta$ は

$$\Delta\beta = \frac{a}{m^2} \sin\theta \div \frac{d\lambda}{d\beta} = \frac{\tan\theta}{m}$$

となり、これは当然のことながら(14)の結果と一致している。このような波長の光のエネルギーは、相隣る次数のスペクトルに半分ずつに別れてしまうので、エネルギーが集中している中心波長の光に比べて能率がよくないのはやむを得ない。

会計係から

1. 会費の請求書を差上げたはずですが、38年4月から400円が600円に改定になっていますので、丁度その境目の前後に旧会費で納入せられた分に対しては月割にして、その差額を加算してありますので合計に端数がついてご不審に思われる方があるでしょうから、その際にはおたずね下さい。元簿に照してご説明申し上げます。

振替によるご送金は受取りは省略させていただきますので必ず郵便局窓口で渡される振替の受取書は保存しておいて下さるようにお願いいたします。

2. 日本天文学会の会費は、毎年4月までに新年度(4月一翌年3月)の分を前払いするのが、たてまえですので、特別の理由等によりその年度の会費の分割払いを希望される方は、その旨学会までお知らせ下さい。無断で納入をおくらせますと、出版物のご送付を中止することがあります、年々増加する学会事務を合理化するため、会費納入に関し会員皆様のご協力をお願いする次第です。

1965年版

天文年鑑

¥ 220, 千 40.

★観測にべりりな水星・金星・火星・木星・土星のこよみ欄を新設しました。

天文年鑑

1965



〈発売中〉

★3月12日の火星接近にそなえて、早目にお求め下さい! 65年版の執筆者は次のかたがたです。

宮本正太郎(花山天文台長)、鈴木敬信(東京学芸大学教授)、下保茂、富田弘一郎、小野実、香西洋樹、平山智啓(以上5氏東京天文台)。

〈主な内容〉口絵とグラフ・月(カラー)読者の天体写真レインジャー7号による月のクローズアップ 1964年に発見された彗星 堂平観測所アルバム

本文・1965年の毎月の天象 惑星と月の出没・木星の衛星図 日食と月食 星食 太陽黒点 1965年の水・金・火・木・土・天・海・冥王星 水星・金星・火星・木星・土星のこよみ 小惑星 彗星 流星群 長周期変光星の予報 人工天体のリスト 太陽系・恒星界のニュース 天文界の1年間 最近の天文書 日出没時と月出没時 春分点正中時など。

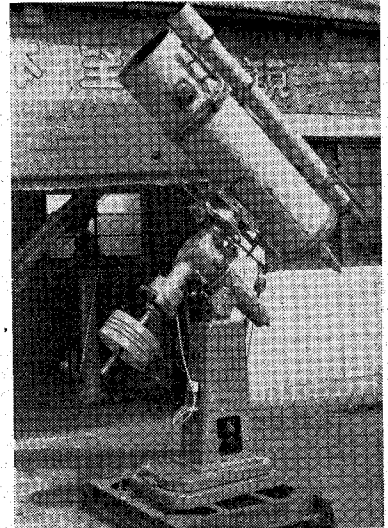
東京都千代田区神田錦町
振替 東京6294番 誠文堂新光社

西村製の

30cm 反射望遠鏡

下記へ納入して好評を博しております

米 ゴッダード・スペース・フライト・センター
ハインド JR短期大学
ムレ大学
英 オックスフォード大学
スイス バーゼル大学



株式会社 西村製作所

京都市左京区吉田二本松町 27
電話 (77) 1570, (69) 9589

30cm 反射望遠鏡

ニュートン・カセグレン兼用