

太陽コロナにおける電離平衡

高 柳 和 夫*

1. はじめに

太陽コロナの温度は 10^6K の程度であるといわれている。この温度を求める方法にはいろいろあるが、その中でも重要な二つの方法はスペクトル線の中と電離平衡の分析である。前者はコロナ中にあるイオンの出すスペクトル線の中が主として Doppler 効果によるものだと考えて、イオンの平均速度したがって温度を求めるものであり、後者は一つの元素について何価のイオンが特に多いかを調べて、それから温度を推定するやり方である。1964年頃までの観測結果の分析から第1表のような結果が出ている¹⁾。

第1表 コロナの温度¹⁾ (単位 10^6K)

| イオン | スペクトル線の中から | 電離平衡から |
|--------|------------|--------|
| Fe X | 1.7-1.8 | 0.5 |
| Fe XIV | 2.4-2.6 | 1.1 |
| Ca XV | 3.5-4.0 | 2.5 |

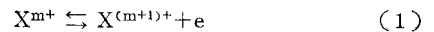
対象にえらんだイオンによって得られた温度がいちじろしく異なるのは、コロナが不均一で場所によって温度を異にし、それぞれのイオンが違う場所で多く見られるためであるとすれば説明できることである。しかし同じイオンについてスペクトルの中から出した温度と電離平衡から出した温度が2倍もの違いを示しているのはなぜだろうか。すぐに気がつくことは、スペクトル中から出る温度はイオンの温度 T_i であり、電離平衡からきまる温度は電子温度 T_e であることで、この二種の温度がひとしいことは必ずしも当り前のことではないという点である。まず T_i にはコロナ気体の mass motion の速度が(熱運動の速度に)加わっている可能性がある。しかしそれだけで2倍もの巾になることは考えにくい。逆に電子はイオンよりもエネルギーを失いやすいので温度が低くなっているのだという考え方も生まれてくる。すなわち、イオン(主に H^+ , He^+)の電場中での free-free transition, H, He^+ , その他のイオンの電離や励起を起しやすい。しかし、Lüst²⁾等の計算によると、これらのエネルギー損失では第1表に見られるほどの大きな $T_i - T_e$ は作り出せないという。

そこで問題として残されるのは電離平衡の分析が本当

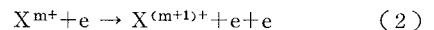
に正確に行なわれているのかということである。分析が正しく行なわれるためには、関与する種々の原子分子過程の確率を十分な精度で知っていることが必要である。以下の各節で、電離平衡にはどのような過程が重要であるか、またそれらについて現在までにどの程度の知識が得られているかを考えることにしよう。

2. コロナ中の電離平衡

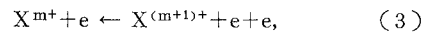
一つの元素(仮に X とする)の m 価と $(m+1)$ 価のイオンの間の平衡



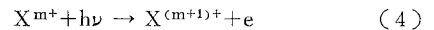
を考えよう。右向き、左向きの反応(電離と再結合)を起す具体的な過程としては、電子衝撃による電離



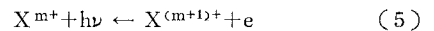
とその逆過程



光電離



とその逆過程



が考えられる。

このほか、電子と同じくらい沢山ある陽子との衝突でも電離が進むと考える人があるかもしれない。しかしコロナの中での電離では電子衝撃の方がはるかに重要である。一般に励起や電離の断面積は、その threshold energy ΔE (電離なら電離エネルギー I) から出発して次第に増加し、入射粒子のエネルギーがある値に達したところで極大となり、もっと高いエネルギーでは徐々に減少する。ごく低いエネルギーのところを別にすると、有効断面積を速度(エネルギーでなく)の函数として見たものは入射粒子が電子であっても陽子であっても大して変りがないことが理論的にも実験的にもわかっている。断面積が極大になる速度は ΔE が大きいほど大きい。いま問題になっているイオンの電離エネルギーは非常に大きいので(たとえば $\text{Fe XIV} \rightarrow \text{XV}$ で $I=390\text{ eV}$)、 10^6K くらいの温度で重要なのは主として断面積極大より低いエネルギー領域である。ここでは速度が大きいほど断面積が大きいから、質量が小さくしたがって速度が大きい電子の方が、重い陽子よりずっと能率よく電離を起すのである。(これに反し、 ΔE の小さい励起たとえば Fe XIV の緑線の励起などでは、陽子衝突が電子

* 東京大学宇宙航空研究所

* K. Takayanagi: Ionization Equilibrium in the Solar Corona

衝突と同じくらいに重要になる³⁾.)

過程(2-5)の比較検討は15年ほど前にElwertが行なっている⁴⁾. 彼の用いた諸過程の確率は十分正確であるとはいいい難いので将来再検討してみるのがよいと思うが、仮に定性的な結論はよいとして話を進めよう. それによると電離は(2)と(4)のうち主に(2)によって起り, 再結合は(3)と(5)のうち(5)の方が重要である. 三体衝突を必要とする(3)が稀薄気体であるコロナの中では起りにくいのは想像できることである.

イオン X^{m+} の数密度を $N(m)$, 電子の数密度を $n(e)$ と書くと単位時間単位体積当りの電離の数は

$$\langle \nu Q_i(m \rightarrow m+1) \rangle n(e) N(m) \quad (6)$$

の形に書かれる. ν は電子の速度, Q_i は電離(2)の断面積で, $\langle \rangle$ は電子の速度分布についての平均を意味する. 他方再結合(5)の起る割合は

$$\langle \nu Q_r(m+1 \rightarrow m) \rangle n(e) N(m+1) \quad (7)$$

で, $\alpha \equiv \langle \nu Q_r(m+1 \rightarrow m) \rangle$ は再結合係数である. 平衡なら(6)と(7)が等しいので

$$N(m+1)/N(m) = \langle \nu Q_i(m \rightarrow m+1) \rangle / \alpha \quad (8)$$

このようなわけで, Q_i や α (または Q_r)について定量的な知識が必要になってきた.

3. 電 離

多電子原子の電離を理論的に扱って十分正確な断面積を出すことは容易なことではないので, 実験値があればそれを使う方が無難である. しかしいま問題にしているような多価イオンを実験室で(ほかの物質と隔離して)作り出すことが困難であるために, まだ実測値は全くない. しかし中性原子分子や一価イオンあたりでの実験や簡単な原子での理論計算によると, 電子衝突での電離断面積の形はエネルギーの関数としてどれもこれも同じようなものである. つまりスケールを適当にかえさえすれば物質によらずほぼ重なるように見える. Thomsonの古典論によれば

$$Q_i(E) = \zeta \frac{4\pi a_0^2 I_H^2}{I^2} \frac{1}{u^2} (u-1) \quad (9)$$

である. E は入射電子エネルギー, I は原子の電離エネルギー, $I_H (=13.60 \text{ eV})$ は水素原子の電離エネルギー, $a_0 (=0.529 \text{ \AA})$ はBohr半径, $u = E/I$ であり, ζ は原子価電子の数を表わす. この簡単な古典力学の式は必ずしも満足なものでないが, 断面積のスケールをかえて重ねる一つの手がかりを与えてくれる. つまり

$$Q_i^*(u) = \frac{1}{\zeta} \left(\frac{I}{I_H} \right)^2 Q_i \quad (10)$$

という量を作ってみるとこれは $u = E/I$ の関数で, 標的原子特有の量はもう含まれていない. そこで既知の電離断面積を(10)のやり方で Q_i^* に換算し, 多数の物質

について Q_i^* が果してよく一致するかどうかを見ればよい. もし成功すれば, その普遍的 Q_i^* を用い逆に(10)式を使っていま問題にしているイオンの電離断面積 Q_i が推定できようというものである. しかもいま主として必要なのは $Q_i(E)$ の極大より低エネルギー側の部分だけなので, その部分での Q_i^* がわかれば十分である. Elwert, Seatonなど多くの人がこのような方法で経験的な Q_i^* を求めている. Seatonが提案した経験式は

$$Q_i^* = c \frac{u-1}{u} \pi a_0^2 \quad (11)$$

である. 古典論なら $c=4/u$ であるが, Seatonはむしろ c を定数とする方が経験値によく合うことを見出した. たとえば水素原子では $c=1.10$ で, HeやArでもこれに近い(Neだけは性格が特異でほかのものより小さい). またHe⁺での計算値は $c=1.53$ ととったものに近い. この二つの c は余りよく合っていないが, 実はイオンでは入射電子が加速されながら近づくために中性のときより電離確率が少しふえるのである. 一電子イオンで原子番号 Z の大きい場合の計算をしたBurgess⁵⁾の結論によると, Z の大きなときの断面積は上述の効果によってほぼ倍にふえる. そこでSeatonは中性のときの値の倍つまり $c=2.2$ を提案している. この c の値と(10),(11)を用いると電離のはやさは¹⁾

$$q \equiv \langle \nu Q_i(m \rightarrow m+1) \rangle \cong 2.0 \times 10^{-8} \frac{\zeta}{I^2} T_e^{1/2} 10^{-5040I/T_e} \text{ cm}^3/\text{s} \quad (12)$$

となる. ただし I はeV, T_e は°K単位とする.

以上のような経験的方法で多価イオンの電離断面積を推定することは何となく不安なものである. 実験が困難ならやはり厄介でも理論計算によって直接に問題となっている個々のイオンの電離を調べることが望ましい. そのような計算にはFe XIV→XVに対するHill⁶⁾(Born近似), Schwartz-Zirin⁷⁾(Coulomb-Born近似, ただし s 波のみ考慮), Kulander-Emmanuel⁸⁾(Bethe近似)などの仕事がある. もっとくわしい計算としては, 同じFe XIV→XVに対する佐藤, 小林, 武部⁹⁾の計算, Fe XV→XVI→XVIIに対するRudge-Schwartz¹⁰⁾の計算などがある. 最近Leningradでの国際会議の折にSchwartzから聞いたところによると, 武部等の計算では電子の軌道角運動量量子数5以上の部分波を省略しているために, threshold近くで2割位, $u = E/I \sim 2.3$ でfactor 2くらい小さすぎるということである. いま必要なのはthreshold近くなので, コロナの温度決定には十分な精度であろうと思われる. なおSchwartzはまた, この種の過程で入射電子とイオン内電子との交換効果は余り重要でないといっていた.

さて武部計算の結果はSeatonの経験的な電離断面積

と決定的な違いを示していない。したがって第1表に掲げた T_e の値も余り変って来ない。

最近になって autoionizing level (I より大きい励起エネルギーをもつ discrete level で、放置すればある確率でひとりでに電離を起す) の重要性が目されるようになってきた。たとえば Fe^{m+} で $m=8\sim 13$ なら電子配置は

$$3s^2 3p^x \quad (x=6\sim 1)$$

の形であるが、 $3s$ 電子の一つが十分高い np 状態にとび移ると全体のエネルギーが I ($3p$ 電子の一つがとび出すのに要するエネルギー) より高い定常状態になる。電子衝突で一旦そのような状態に励起されたもののうち、かなりの数のものが autoionization をすると考えると、電離への寄与は決して無視できないものになる。Goldberg 達¹¹⁾ は Fe XV , Fe XVI でこの効果を入れると電離確率がほぼ倍になりうることを示した。しかし電離確率が factor 2 変ってもそれから出てくる電子温度は $1\sim 2$ 割きり変わらないので、第1表には大きな変化は起らない。Goldberg 達はほかに酸素イオンについての autoionization を調べており、van Rensbergen¹²⁾ は Si のイオンで同様の問題を計算している。

4. 再結合

radiative recombination (5) において、光を出してイオンに捉えられた電子はまず高い励起軌道におちつのが普通である。そういう軌道は原子核から遠く離れたところをまわっているものが多いので、そこからみると親のイオン $\text{X}^{(m+)+}$ はほとんど点電荷のように見えるであろう。したがって電子の軌道はいわゆる水素原子型

函数と思って差支えない。こういう近似をするといろいろな軌道に落ち込む確率が計算でき、それを加え合わせることによって再結合係数 α が

$$\alpha \approx 1.033 \times 10^{-11} \frac{Z_{eff}^2}{T_e^{1/2}} \sigma(I/kT_e) \text{ cm}^3/\text{s} \quad (13)$$

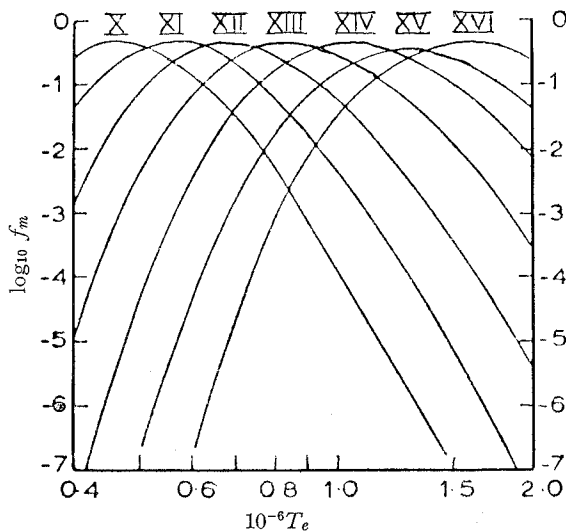
の形で得られる。 Z_{eff} はイオンの有効電荷、 k は Boltzmann 定数。 σ は I/kT_e のゆっくり変る函数であって、そのイオンの密度がもっとも高くなる温度のあたりでは $I/kT_e \sim 3.5$ であることが従来の計算からわかっているの、そこでの値 $\sigma = 2.06$ を使うことにすれば¹⁾

$$\alpha \approx 2.1 \times 10^{-11} (m+1)^2 T_e^{-1/2} \text{ cm}^3/\text{s} \quad (14)$$

ただし $Z_{eff} = m+1$ とおいた。第1表の温度(電離平衡の欄)はそのような α を用いて求めたものである。Seaton が求めた Fe のイオンの相対的存在量を第1図に示す。以上の計算はどう考えてみても桁が変わるほどの間違いを含んでいようとは思われない。それでは T_e が T_i よりずっと小さいというのはやはり事実なのだろうか。

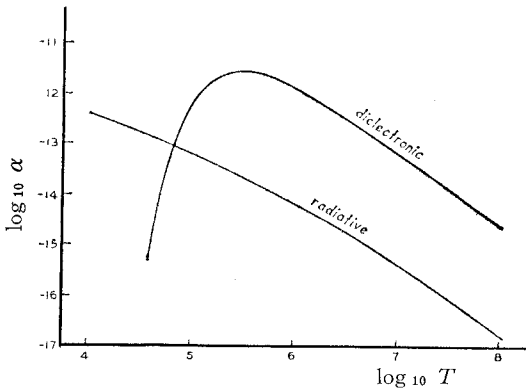
1964 年に Burgess¹³⁾ が提出した新しい考えがこの不一致をほぼ除いてくれた。今まで考えられていた再結合は外から飛込んできた電子がある軌道におちつただけで、もともとイオンの中にあつた電子には何の変化もおきないという場合のことであった。しかしもう一つの可能性として、入射電子が標的イオンを励起し、それによってエネルギーをすっかり失ってしまつて逃げ出せなくなるという形の捕獲もありうる。水素原子の理論でよく知られているように、ごく小さな結合エネルギーをもつ軌道は Coulomb 引力場の中には無数にある。励起によってエネルギーを失つた電子が、無数の軌道の一つにとび込むチャンスはかなり高い。(5) の反応と違ってここまでのところでは光の放出を伴わないので、確率がずっと大きくなる可能性がある。こうしてできたイオン X^{m+} では少なくとも二つの電子が励起状態にある。そういうことから dielectronic recombination という言葉が屢々使われるが、あまり適切な命名でないという非難の声も高い。inverse autoionization とでもいう方がよいであろう。

二重励起のイオン X^{m+} はもときた道を逆戻りして再びイオン $\text{X}^{(m+)+}$ と電子とに分れることもできる(autoionize) が、そうならないうちに光を放出してもっと安定な状態に落ち着くこともできる。もし後者が起れば一応再結合が完了したと思つてよさそうである。こういう考えに立って Burgess はまず He^+ と電子の再結合について計算を行なつた。従来 dielectronic recombination は重要でないと思われていたがその予想に反し、Burgess の得た再結合係数は従来の α の値 [(14) 式] よりはるかに大きくなりうるということがわかつた。(第2図参照) Burgess はまた $\text{Fe XVI} \rightarrow \text{XV}$ でも同様の立場から近似



第1図 鉄イオンの相対的存在量 (Seatonによる)

$$f_m = \frac{N(m)}{\sum_m N(m)}$$



第2図 He⁺と電子の再結合係数 (Burgessによる)

計算をし、10⁶Kあたりでの再結合係数が(14)の α の20倍くらいに達することを見出した。これらの結果から、一般に $n=3$ (n は主量子数)の電子を外殻にもつようなイオンの再結合について、Burgess, Seaton¹⁴⁾はつぎのような近似式を与えている。

$$\alpha_{\text{dielectronic}} \cong 20 \zeta^{m+1} \alpha(\text{Fe}^{(m+1)+} \rightarrow \text{Fe}^{m+}) \quad (15)$$

α は(14)式で与えられるradiative recombinationのrate, ζ^{m+1} はイオン $\text{Fe}^{(m+1)+}$ の中で $n=3$ に属する電子数である。このような計算の結果第1表の中の数字0.5と1.1はそれぞれ1.1と2.4になり、スペクトル線の中からきめた値と大差なくなった。

このようにして一応 T_i と T_e の不一致は解消されたと思われる。本当にそうであるかどうかは、今後もっとくわしい計算を試してみたいといえない。先頃行なわれたLeningradでの会議の折にBranscombが特別講演の中でふれたところによると、ソ連のVainshteinがBurgessの計算に疑問をもっているとのことである。Vainshtein自身からこの点についてくわしく聞く機会を持たなかったが、その要旨はつぎのようなものである。すなわちBurgessの考えているメカニズムで捕獲された電子はしばらくの間極めて小さい結合エネルギーで親イオンにつかまっている。したがって波長の長い太陽光線によっても容易に電離されてしまうから、本当の再結合は起りにくいというものである。同じ会議に出席していたBurgessに意見を求めたところ、Feでは多分そういう過程はあまりきかないと思うが、本当のところは帰国後に計算を調べなおしてみないとわからないという返事であった。

5. 今後の問題

以上述べてきた諸過程の確率計算をもっと丁寧にやってみることは今後とも必要であるし、同じような計算をFe以外の元素についてやってみることも大切である。しかしそのほかに今まで無視されていることがらの中に

も重要なものがあるかもしれないので、この際反省してみるのがよいと思われる。

たとえばいままで電離(2)を考えたときには、イオン X^{m+} がいつも基底状態にあると仮定してきた。しかしイオンは電子衝突や光の吸収によってしばしば励起されるし、再結合[(5)またはdielectronic recombination]で出来た X^{m+} はしばらくの間励起状態にある。そういう状態にあるイオンがさらに電子と衝突したり光を吸収したりすると基底状態にあるときよりもはるかに容易に電離してしまうであろう。したがって励起と電離は別々でなく一緒に考察されるべきものである。水素やヘリウムでは中間の励起状態を考えた再結合の研究がかなりくわしく行なわれているが、鉄やカルシウムについてもそういう研究をはじめの時期になってきたと考えられ、筆者なども具体的な計算の可能性を検討しはじめたところである。

この種の計算には光の吸収放出による種々の準位間の遷移確率や、電子・陽子の衝突による遷移の有効断面積が必要である。以下電子衝突だけについて簡単に述べておこう。一般に電子と中性原子の衝突は理論的に多くの例で調べられている。標的がイオンになったときの大きな違いはCoulomb力による電子軌道のいちじるしい歪みである。いろいろな近似法を列挙してみると、

i) **close-coupling (CC)法**: イオンと電子全体の波動関数をイオンの定常状態の波動関数で展開し、得られる連立微分(電子交換を入れるなら‘微積分’)方程式を解く方法。

ii) **distorted wave (DW)法**: CC法ででてくる連立方程式を摂動論で解くやり方。

iii) **Coulomb-Born (CB)近似**: Born近似においては入射電子およびでていく電子に平面波を用いるが、それらをイオンのCoulomb場によって歪んだ波でおきかえたもの(CBI)。DW法で近距離力による歪みを無視したものと見ることもできる。この種の摂動法で不当に大きな断面積が出て来てしまったとき、ある処方箋にしたがってそれをもっともらしい値におさえる方法(CBII)もある。

iv) **Coulomb-Born-Oppenheimer (CBO)近似**: 入射電子と標的原子内電子の交換を考慮に入れたBorn-Oppenheimer (BO)近似で、平面波をCoulomb波でおきかえたもの。

v) **Coulomb-exchange (CE)近似**: BO近似を修正したOchkurの近似法でCoulomb力による波の歪みを考慮に入れたもの。

vi) **半古典(SC)法**: 入射電子が古典的軌道に沿って進むときのイオンの遷移確率を計算するやり方。電子軌道がCoulomb場で曲ることを考慮すべきである。

第2表 電子衝突による Fe イオンの励起の計算一覧

| イオン | 基底状態の電子配置 | 計算された遷移 | 近似 | 文献 |
|---------|-------------------|-------------------------------------------------------------|-------|--------|
| Fe XII | $3s^2 3p^3 \ ^4S$ | $^4S, \ ^2D, \ ^2P$ 相互 | DW* | 16 |
| Fe XIII | $3s^2 3p^2 \ ^3P$ | $^3P_{0,1,2} \ ^1D_2, \ ^1S_0$ 相互 | CB | 17 |
| 〃 | | $^3P \leftrightarrow \ ^1D$ | CE | 18 |
| Fe XIV | $3s^2 3p \ ^2P$ | $^2P_{1/2} \leftrightarrow \ ^2P_{3/2}$ | DW* | 19, 20 |
| 〃 | | $^2P \rightarrow \ ^2D, \ ^2S$ | CB | 21 |
| 〃 | | $^2P_J \rightarrow \ ^2S'_J, \ ^2P'_J, \ ^2D'_J, \ ^2D''_J$ | CB | 22 |
| Fe XVI | $3s \ ^3S$ | $3s \leftrightarrow 3p, \ 3d$ | CB II | 23 |

(*with exchange)

vii) **Burgess 近似:** 電子がイオンのすぐそばを通るときは古典力学を用い、遠方を通る衝突では半古典法を用いるやり方。

viii) **その他:** 光学的に許された遷移については、光学的振動子強度をよりどころとして経験的に励起断面積を求める方法などがある。

以上のうち CC 法が一番よいのだが大変な労力を使うので、近似法のどれかを使うのが普通である。その中では CB 近似がかなりよいようである。電子交換によってのみ起る遷移に対しては CE あたりが(十分満足とはいえないが)手頃な方法と思われる¹⁵⁾。

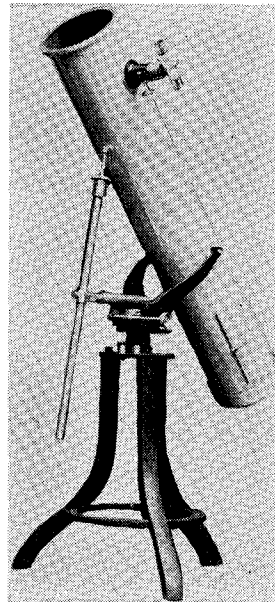
鉄のイオンについて今までに行なわれた計算例を第2表に列挙しておく。

文 献

- 1) M. J. Seaton, Planet. Space Sci. **12**, 55 (1964) (1964 年現在においての、コロナ中の原子分子過程についての知識をよくまとめている)。
- 2) R. Lüst, F. Meyer, E. Treffitz and L. Biermann, Z. f. Naturforschg. **17a**, 259 (1962).
- 3) M. J. Seaton, Mon. Not. **127**, 191 (1964).
- 4) G. Elwert, Z. f. Naturforschg. **7a**, 432 (1952).
- 5) A. Burgess, Ap. J. **132**, 503 (1960).
- 6) E. R. Hill, Austral. J. Sci. Res. **4A**, 437 (1951).
- 7) S. B. Schwartz and H. Zirin, Ap. J. **130**, 384 (1959).
- 8) J. L. Kulander and C. B. Emmanuel, Phys. Fluids. **6**, 1656 (1963).
- 9) S. Sato, K. Kobayashi and H. Takebe, submitted to Publ. Astr. Soc. Japan.
- 10) M. R. H. Rudge and S. B. Schwartz, Proc. Phys. Soc. **88**, 579 (1966).
- 11) L. Goldberg, A. K. Dupree and J. W. Allen, Ann. d'Ap. **23**, 589 (1965).
- 12) W. van Rensbergen, B. A. N. **19**, 6 (1967).
- 13) A. Burgess, Ap. J. **139**, 776 (1964); Ann. d'Ap. **28**, 774 (1965); Ap. J. **141**, 1588 (1965); see also Autoionization, ed. by Temkin, p. 25 (1966).
- 14) A. Burgess and M. J. Seaton, Mon. Not. **127**, 355 (1964).
- 15) O. Bely, JILA Rept. No. 89 (1966).
- 16) S. J. Czyzak and T. K. Krueger, Proc. Phys.

Soc. **90** 623 (1967).

- 17) F. Bely, O. Bely and V. K. Lan. Ann. d'Ap. **29**, 343 (1966).
- 18) O. Bely, JILA Rept. No. 66, No. 68 (1966); Proc. Phys. Soc. **87**, 1010 (1966).
- 19) E. R. Hill, Austral. J. Sci. Res. **A4**, 437 (1951).
- 20) M. Blaha, Bull. Astr. Inst. Czech. **13**, 81 (1962).
- 21) O. Bely, Compt. Rend. **254**, 3167 (1962).
- 22) D. Petrini, Compt. Rend. **264**, B411 (1967).
- 23) T. K. Krueger and S. J. Czyzak, Mem. Roy. Astr. Soc. **69**, 145 (1965).

天体観測用
凹面鏡口径 8 cm ~ 30 cm
焦点比 1:10 ~ 1:3

屈折対物レンズ

口径 8 cm ~ 15 cm
焦点比 1:15 ~ 1:11

接眼鏡

オルソナー 5mm 9mm
ケルナー 12.5 25 40

太陽観測用

M. H. 12.5 18 25
10. cm 12. 15.経緯台完成品
その他光学部品
金属部品カタログ御希望の方は
郵券35円お送り下さい有限
会社

足立光学レンズ製作所

東京都武蔵野市関前5-3-11

TEL 0422 51-8614 振替41970