

パルサー 電気力学

柴田 晋 平*

電気的中性、プラズマと磁場の凍結、と言えど二つとも電磁流体を考える時の強力な仮定であるが、いずれもパルサーの磁気圏では成立していないようだ。強磁場、高速回転の割に磁気圏のプラズマ密度が少ないのがその原因であるが、おかげで「磁気圏の物理学」は多くの未経験の問題にさらされている。その一端を遠心力加速の問題に絞って紹介しようと思う。

1. パルサーから出る高速粒子

パルサーはきわめて正確な周期で電波を放射する天体として発見された。この正体は高速で自転する磁化した中性子星であると考えられている。星の自転軸と磁化軸とが斜めになっている為、磁極の方向にある放射源が自転によって見え隠れして、周期的に電波がやって来ると考えているのである。まさに「宇宙の電波燈台」である。

パルサーを燈台になぞらえるなら、その電源は磁場を持って回転する中性子星（電気的導体）の作る起電力といふことができる。有名なカニ星雲の主、カニパルサーの場合、起電力 Φ_0 は 10^{18} ボルトに達する。この起電力によって荷電粒子を加速すれば優に光速近くに加速できる。ここでカニパルサーについてのエネルギーの収支を紹介する。まず、加速された高速粒子によって輝いているカニ星雲の放射エネルギーは約 10^{38} エルグ/秒であると観測されている。一方、粒子加速の反作用による回転エネルギーの減少の方は、パルス周期の遅れから推定されて、これもほぼ 10^{38} エルグ/秒を与える。このことからエネルギーの流れを推定すると、(星の回転)→(起電力の発生)→(粒子の加速)→(放射の放出)、という線が浮かび上がって来る。加速粒子のローレンツ因子 $\gamma_s = (1 - v_s^2/c^2)^{-1/2}$ (v_s は粒子の速度、 c は光速) の上限を求めてみると、静止質量 m_s 、電荷 l_s の粒子に対して

$$|e_s \Phi_0| \geq m_s c^2 \gamma_s \quad (1)$$

より求められる。 s は粒子の種類を表す添字とする。カニパルサーでは陽子に対して $\gamma_s \leq 10^{10}$ まで加速可能である。

しかし、パルサーの磁気圏の構造がどの様になっているか、その中でどの様にして粒子が加速されているのか？ という最も原理的問題に関しては、諸説乱立の上、決着がつかないのが現状である。多分最も簡単と思われる軸対称の場合すらである。パルサーの磁気圏の物理は、その大筋を模索している段階である。以下、軸対称の場合を中心に考察を進めよう。

2. 沿磁力線電場 $E_{\parallel} = 0$ か？

2.1 真空モデルから $E_{\parallel} = 0$ モデルへ

中性子星のまわりの粒子の行方を考えよう。中性子星の表面重力は大変大きいので、圧力とのバランスを考えると大気の高さは 1 cm ほどになってしまう。そこで最も粗っぽい近似として磁気圏は真空であるとしよう。真空中に一樣に磁化した導体球が自転しているとする。この時の磁力線及び電気力線を、図 1 に描いてみた。起電力の為、この図の回転方向では、赤道が高く、極が低い電位を持つ。もし磁化軸が傾いていれば、自転の振動数 Ω_0 の電磁波が、光円柱の外側で形成される（磁気双極子放射、光円柱は星と共に剛体的に回転（共回転）した時、その速さが光速になる点の作る円柱で、半径は c/Ω_0 で与えられる）。この電磁波は大振幅で位相が揃っているので、これにさらされた粒子が光速近くに加速される可能性が生ずる。

しかし、ゴールドライクとジュリアン (1969) は真空モデルに大きな問題があることを指摘した。図 1 を見ると、星の表面に磁場に沿った電場 E_{\parallel} があることがわかる。しかもこの電場による電気力は巨大で、重力の 10^7 倍もある。荷電粒子はローレンツ力の為、磁力線を横切っては動きにくい、磁力線に沿っては容易に移動できる。従って荷電粒子は沿磁力線電場 E_{\parallel} が消えるように磁気圏内に分布する (E_{\parallel} をシールドする) とした方がよい近似ということになる。この様子は図 2 に示されている。

2.2 遠心力加速の登場

$E_{\parallel} = 0$ のモデルを採用することは、運動方程式において慣性力の項を無視することに対応する。即ち、 E_{\parallel}

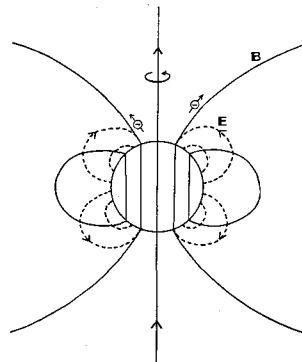


図 1 一樣に磁化した導体球が回転した時の磁力線及び電気力線。

* 東北大理 Shinpei Shibata: Pulsar Electrodynamics

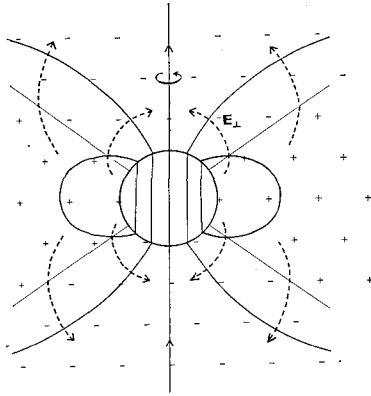


図 2 E_{\perp} がシールドされた時の電気力線，及び現われた電荷分布。

$=0$ は

$$e_s \mathbf{E} + \frac{1}{c} e_s \mathbf{v}_s \times \mathbf{B} = m_s (\mathbf{v}_s \cdot \nabla) (\gamma_s \mathbf{v}_s) \rightarrow 0 \quad (2)$$

(静電気力)+(ローレンツ力)=(慣性力) $\rightarrow 0$

とすることで実現される《無質量近似》。慣性項(右辺)の電磁力項(左辺の各項)に対する比を $\gamma_s \lambda$ と書くと、 λ は実際大変小さい(カニパルサーの表面で $\lambda \sim 10^{-15}$ 、光円柱で $\lambda \sim 10^{-8}$)。慣性力を無視すれば電場は磁場に垂直な成分のみを持つことになる。この電場 \mathbf{E}_{\perp} により、ドリフト運動 ($c\mathbf{E}_{\perp} \times \mathbf{B}/B^2$) が発生し、プラズマは星と同じ方向に回転する。一般に星の剛体回転を仮定すれば、(2) 式と $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ より

$$\mathbf{v}_s = \boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{R} + \kappa_s \mathbf{B} \quad (3)$$

(共回転運動)+(沿磁力線運動)

が得られる。 $\boldsymbol{\Omega}_0$, \mathbf{R} は星の自転角度及び星の中心を原点とした位置ベクトル、また、 κ_s は任意のスカラー関数である。共回転運動をすることになった星のまわりのプラズマには遠心力が働く。この遠心力によって、プラズマは磁場に沿って加速されるだろう《遠心力加速》。この様にして、パルサーにおける最も有力な加速機構のひとつとして遠心力加速が登場する。

しかし、(3) 式で沿磁力線運動は任意になっている。即ち、無質量近似では加速の存在は予言されるが、加速量までは求められない。

2.3 希薄なプラズマ

ゴールドライクとジュリアンの指摘には、もうひとつ重要なポイントが含まれている。それは磁気圏内のプラズマ密度は小さく、沿磁力線電場をシールドする ($E_{\parallel} = 0$) の為に必要な最低限の程度であろうということである。この最低限の密度をゴールドライク・ジュリアンの密度限界と呼ぶ。これを N_{GJ} ($=B_0 \Omega_0 / 2\pi c$) と書こ

う。また、プラズマの密度が N_{GJ} より十分大きいなら、準中性プラズマと言える。もし重力に抗して準中性プラズマを磁気圏内に供給するうまい方法がない場合は、図 2 の $E_{\parallel} = 0$ のモデルで正の空間電荷密度の領域は正イオンばかり、逆に負の領域は電子ばかり、といった《完全電荷分離プラズマ》となる。文字通り E_{\parallel} をシールドする必要限度ぎりぎりのプラズマ密度である。

混合プラズマの供給源として、磁気圏内の γ 線から電子-陽電子対が生成される可能性が、スタロック (1971) によって指摘されている。この場合は、完全電荷分離はなくなるだろう。

完全電荷分離がないにしても、 N_{GJ} 近くの密度を持つプラズマでは、対流電流が重要となるので、準中性プラズマの時の様に伝導電流 \mathbf{j} による $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 力と慣性力のバランスを考えることができない。従って、慣性力は $\gamma_s \sim \lambda^{-1} \sim 10^8$ にならないかぎり、電磁力に比べて無視できそうだ。

2.4 $E_{\parallel} \neq 0$ の予言

一見磁場の大きな様子は $E_{\parallel} = 0$ としても求められそうだが ($\gamma_s \lambda \ll 1$ の限り)、そこでメステル達 (1976) は慣性項を無視し、しかし、完全電荷分離はやめて一般の混合プラズマの存在の下で、電磁場の構造を求めてみた。すると、星から光円柱を横切ってエネルギーを運べる解のないことが分った。どこかで $E_{\parallel} = 0$ の仮定が崩壊しているに違いない。少なくとも光円柱近くで γ_s が $\lambda^{-1} \sim 10^8$ に達し、磁場を横切ったプラズマの運動と、沿磁力線電場の発生が起っていると彼らは予言した。

また、 N_{GJ} 程度の低い粒子密度では磁力線を開いたり逆回転方向にねじったりするのに十分な電流が作れないという結果を、数値計算によってクオ・ペトラビック達 (1974) が、解析的に簡木 (1982) が得ている。現在のところ無限遠に開いた磁力線とそれに沿った粒子の流出はなさそうである。

我々は、通常の電磁流体でお馴染みの $E_{\parallel} \approx 0$ の物理から脱出しなくてはいけなくなった様である。

3. 如何にして $E_{\parallel} \neq 0$ になれるのか?

3.1 遠心力加速と E_{\parallel} 加速

前節では遠心力加速の存在が予言されたものの加速の実体は分からないままであった。ここでは、加速の中味に一歩踏み込んでみよう。

次の筋道は既に述べた。(起電力の発生)+(慣性力が小さい) $\rightarrow (E_{\parallel}$ のシールド) \Leftrightarrow (電荷分離の発生) $\Leftrightarrow (\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\perp}) \rightarrow (\mathbf{E}_{\perp}$ による電場ドリフト) \Leftrightarrow (共回転運動)。さて、共回転運動をしながら粒子が外向きに運動すると、回転方向の速さ v_{sp} も、自転軸からの距離 ϖ も大きくなる。従って粒子の角運動量は増大することになる。ここで、角運動量の保存法則

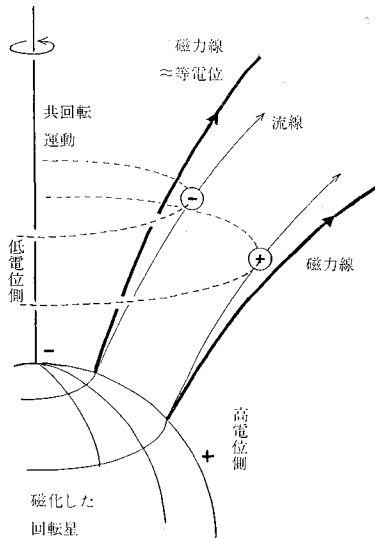


図 3 回転の効果として、各粒子の流線は図の様に磁力線からずれる。 $E_{\parallel}=0$ なら磁力線は等電位線を与えることとあわせると、各粒子がポテンシャルの坂を下っていることがわかる。

$$m_s \gamma_s \omega v_{s\phi} + l_s \psi / c = L_s \quad (4)$$

(粒子の角運動量) (磁場からのトルク) (流線上の定数)

を用いて考える。 ψ はポロイダル磁場 (軸の作る面内の成分) に対する流れ関数で、磁力線上で一定である。上式に依ると、粒子の角運動量が増加すると、粒子はそれに合ったトルクを受ける為に $e_s \psi / c$ の項 (第二項) を減少させなければならない。従って $e_s > 0$ に対しては ψ 小さく ($e_s < 0$ なら大きく) なる。即ち、粒子は別の磁力線に乗り移ることになる。この様に、 $E_{\parallel} \approx 0$ という要請は廻り廻って流線と磁力線とのずれをも要請する。このずれを図 3 に模式的に示した。流線と磁力線とのずれは、全体のスケールから見ると $\gamma_s \lambda \ll 1$ のわずかなものであるが、重大な加速をもたらす。もし、 $E_{\parallel} = 0$ とすると磁力線は等電位である。従って各粒子は磁力線を横切ることでポテンシャルの坂を下ってゆく。横切った磁力線の量 $\Delta\psi$ に対し、 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$ 条件より $e_s \Omega_0 \Delta\psi / c$ のエネルギーを粒子は得る《遠心力加速》。非相対論的準中性プラズマの場合、このエネルギーの半分が磁力線に沿った加速に用いられる。ここで述べた磁力線を横切った運動は、慣性力の ϕ 成分による慣性力ドリフト運動と考えてもよい。

実際の磁気圏では上述した遠心力加速以外に、磁力線に沿った電場による加速が共存している。こちらの方は粒子が厳密に磁力線に沿っていても、磁力線上にある電位差 $\Delta\Phi$ によって加速される《 E_{\parallel} 加速 》。以上まとめるとエネルギー保存法則

$$\Delta(m_s \gamma_s c^2) = e_s \Delta\Phi + e_s \Omega_0 \Delta\psi / c \quad (5)$$

(加速総量) (E_{\parallel} 加速) (遠心力加速)

となる。現実の流れでは、流れに垂直な力のバランス、質量保存、マクスウェルの方程式を満たすよう、この二つの加速は同時にうまく働いている。

以上の意味でのみ磁力線を横切る運動を考慮するのが、《準沿磁力線流の近似》で、メステル達 (1979) によって導入された。

3.2 $E_{\parallel} \approx 0$ の出現過程

完全電荷分離プラズマにおいて、どの様な過程で、 $\gamma_s \sim \lambda^{-1}$ への加速が起こるかという問題は、準沿磁力線流の近似を用いて、メステル達 (1979) によって次の様に示された。

$\gamma_s \ll \lambda^{-1}$ であれば、慣性力は小さく $E_{\parallel} \approx 0$ である。また、プラズマは薄いからトロイダル方向 (軸に垂直方向) の磁場はほとんど現われない。そのためトロイダル速度 $v_{s\phi}$ は共回転であることが強いられる。 $E_{\parallel} \approx 0$ である為に必要な電荷密度分布は確保されなければならない。この条件がポロイダルな流れを決定する。その結果、ポロイダルな流れは、強い遠心力加速を受けない。なぜなら、もし $E_{\parallel} \approx 0$ の領域で強い加速が起きれば、その分に相当した密度の減少が流束の保存より生じる。それは即ち電荷密度の減少であるから、結果として E_{\parallel} をシールドできなくなってしまう。この為に小さい E_{\parallel} が発生して、遠心力加速を止めるように働く。このように、 $\gamma_s \ll \lambda^{-1}$ の完全電荷分離の流れは、《空間電荷密度に制御された流れ》と言える。

この制御がきつい、即ち、共回転の要請が大変強いので、光円柱に近づくとトロイダル速度 $v_{s\phi}$ は、ついに光速に近づき、それは $\gamma_s \sim \lambda^{-1} \sim 10^3$ になるまで続くことになる。こうして慣性力が大きくなり、 $E_{\parallel} \approx 0$ は崩壊する。

ここに現われた沿磁力線電場の発生は、増大した慣性力が電磁力と同程度になるために生じた。この様な現象は上述した完全電荷分離プラズマの場合に限らず、準中性プラズマで非相対論の場合にも起こりうることを付け加えておく。準中性プラズマの場合には、慣性力ドリフト電流によって遠方にゆく程大きく磁場が変形を受ける。しかし、その磁気圏の物理パラメーターで決まるある密度以下であれば、磁場が大きな変形を受けるより内側 (慣性半径、 R_M) で遠心力が電磁力と同程度になり、やはり沿磁力線電場及び磁力線を著しく横切った運動が現われる。

4. $E_{\parallel} \approx 0$ になったら何が起こるか?

次に明らかにしなければならないことは、慣性力と電磁力が同程度になった時、プラズマの流れ及び電磁場がどの様な振舞をするかということである。今度は著しい磁場を横切った流れが現われて、 E_{\parallel} と E_{\perp} は同程度に

なる。またこの時電場と電荷密度の間の陽な関係（ガウスの法則）も連立させなくてはならない。このような問題に対する有力な手段のひとつとして数値シミュレーションがある。既に、クオ・ペトラビック達（1974）が正負の両粒子の供給があるとして、ひとつの計算を行なっている。その結果を見ると、磁場はほとんどダイポールから変形されておらず閉じていて、その閉じた磁場を横切

ってプラズマが流出（一部は帰還）している。しかし、彼らの計算では数値粘性、格子点の粗さの為、磁場を横切った運動の原因が何であるかが不明確であった。従って加速過程も明確にされなかった。この問題は、流線の方程式を直接積分することで解決される。流線の方程式は常微分方程式になるので、ほとんど好きなだけ細かく流体の磁場中の軌跡を追うことができる。そこで次の計算法を探ることができる。まず、電磁場を仮定し、その下で2成分の粒子の流線を求め、更に粒子密度を計算する。次にその結果を基に新しく電磁場を解く、解いた電磁場の下でまた流線を計算し、……と繰り返す。結果、流れと電磁場が矛盾なく決定される。

この様に行なわれた数値シミュレーションの結果を図4から図6に掲げる（柴田と籙木 1984）。正及び負粒子の流れ及び電流系が磁力線と共に示されている。図示していないが流線はくまなく計算されていて、確かに磁力線を横切った遠心力風が生じている。この計算は前節で説明した、準中性プラズマの供給があり非相対論的遠心力風を作る場合になっている。流れの領域にある電位差のすべてが粒子加速に利用されている。とは言うものの、これだけの図ではどの様に加速過程がシミュレートされたかが明瞭でないので、以下に単純化した模型で加速過程を説明しようと思う。

遠心力加速の簡単な説明は次の様に行なえる。「磁力線に見立てた棒にビーズの玉を通し、棒を回す。すると遠心力によってビーズの玉は外向きに加速され飛び出す。」しかし、遠心力加速は回転星の起電力を利用した電場加速に帰着されるから、遠心力風の電気力による説明もなければならない。希薄なプラズマの遠心力風は、磁場を横切った運動や沿磁力線電場が著しく現われるので、電気力加速の側面が強調されて出て来る。その為、数値シミュレーションが直接その電気力による遠心力の説明をしてくれた。結果は図7にまとめてある。

図7で下側（赤道側）が高電位、上側（極側）が低電位になっている。これは磁化した回転星の起電力に由来

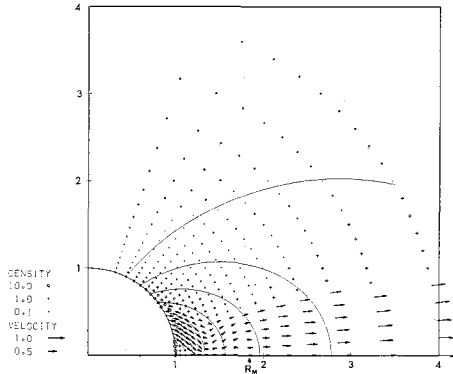


図4 慣性力と電磁力が同程度になった時の遠心力風の様子。正粒子の流れ。 R_M は慣性半径。

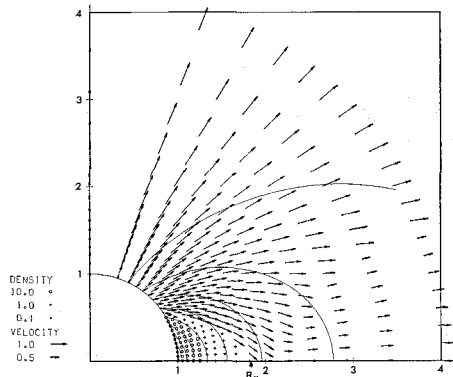


図5 負粒子の流れ。

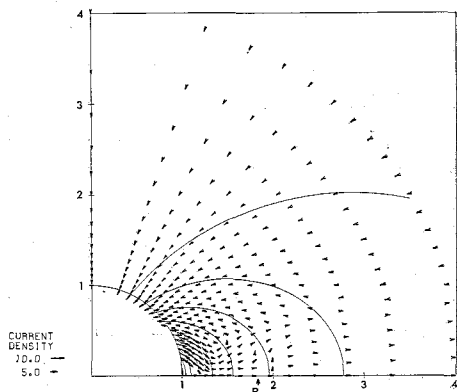


図6 磁気圏内の電流系。

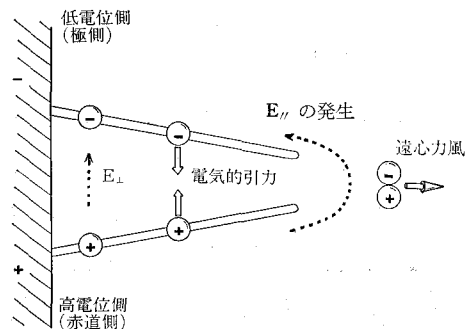


図7 遠心力風の電気力学的モデル。

する。慣性力が小さいうちは E_{\parallel} をシールドする様に電荷分離が生じる。その為上側の棒に通されたピーズには負電荷が、下側の棒に通されたピーズには正電荷が与えられている。図の様に磁場に垂直な電場が卓越する。棒が図の様に八の字形になっていると、2つのピーズ間の電気的引力の一部の棒に沿った成分が加速をもたらすことがわかる。ピーズは右へ流れ始める。棒が八の字形になることは、 E_{\perp} による回転方向の電場ドリフトと角運動量の保存法則から保証されている(3.1節)。回転方向の速度及び磁力線に沿った速度の増大のため、やがて慣性力と電磁力が同程度になる。すると粒子は磁場からの束縛を離れ、図中では棒から離れ、生じていた電荷分離を解消して右へ遠心力風として飛び去ってゆく。電荷分離の解消の為、この付近の電場は、+から-へループを描いて閉じる。図に示す様に、電場の沿磁線成分の形成が自然に理解できる。この領域では、遠心力に加えて沿磁力線電場による加速が重要となる。結局遠方の電場は、はじめの真空モデル(図1)で示した電気四重極電場になっていることがわかる。この様にプラズマと電場は折り合いをつけ遠心力風が形成される。

パルサーの光円柱近くでは、まさにこの様な過程が起こっているのだろう。しかし、もし完全電荷分離プラズマが存在している場合には、赤道側の正イオンの供給が

望めないで、一旦出た負電荷が赤道側に戻るようになる(例えば電流系の図の矢印を逆にした様なパターンが想像される)。今後、準沿磁力線流の近似及び数値シミュレーションによって、この過程は解明されてゆくだろう。

最後に、境界条件に関する興味深い一点に触れておく。それは、ここで示した数値シミュレーションでは、内側の境界条件が厳密な剛体回転でないということである。剛体回転の上に、その λ 倍程度のごく小さい慣性ドリフトが重ねてある。そのおかげで解がうまく求められたわけであるが、もし、それを重ねないと解は空間的に振動するものになってしまう。慣性力を含めた解を求める時には、厳密な剛体回転の境界条件は使えない。

この稿では遠心力加速に話を絞ろうと考えたので、触れずに済むことはすべて除いてしまった。結果、パルサーの電気力学の看板は半分はがれ、パルサー磁気圏で効くと考えられている他の多くの効果も述べないままになってしまった。しかし、粒子加速過程を考える時の一助になれば……などと思っている。遠心力加速以外にもパラメーターに富んだ「パルサーの電気力学」が展開されている。メステルやマイケルのレビュー(I.A.U. Symposium No. 95 (1980) pp. 9-23; Rev. Modern Phys., 54 (1982), 1)を参考にして戴ければと思う。

天体観測雑誌

天文ガイド

12月号 定価420円円 11月5日発売

ふたご座流星群の観測

1985年の天文現象の予報

円形視界カメラの製作

人工衛星アイラスの見た宇宙

“アストロミー”誌の編集長が語る 金環食の観測

12月の星空/同好会誌紹介/マイコン教室/トピックス

世界に名だかい日本の天文アマチュアが、ハレー彗星をとらえるのは、もう時間の問題。
今年末からいよいよハレー・ブームが始まります。

切りぬく本

万能星座早見

●企画・構成 藤井旭 定価690円

藤井旭のカラー版シリーズ

| | |
|------------|---------|
| 天体写真教室 | 定価1800円 |
| 天体望遠鏡ABC教室 | 定価1800円 |
| 四季の星座教室 | 定価1800円 |
| 月面観測教室 | 定価1950円 |
| 星雲星団観測教室 | 定価1950円 |
| 宇宙学入門教室 | 定価2300円 |

野外星図2000

●中野主一・太田原明著 定価880円

誠文堂新光社

〒101 東京都千代田区神田錦町1-5
電話03(292)1221 振替東京 7-6294