

磁力線とその運動について

鏑 木 修*

1. はじめに

宇宙のあらゆる階層において磁場は、天体現象を多彩にしている反面それを考えに入れると取扱いが面倒になるためにあまり歓迎されない存在でもあるようだ。たしかに球対称のような簡単な対称性をだめにするという点では致命的ではあるが、それでも多くの天体現象では、磁場中プラズマの記述としては比較的簡単な磁気流体力学近似の範囲内で話がすむことが多い（あるいは、そう思われている）。この方法は、プラズマ粒子の平均自由行程が考えている系の代表的長さより十分に小さく、また時間変化も衝突の時間間隔に比べて大きい場合で、しかも自由電荷密度や外場としての電場が小さいときに有効である。さらに天体プラズマの電気伝導度が良いことと、特に問題にする長さが一般に非常に大きいことのために、磁場の時間変化を記述する誘導方程式のうち磁場の拡散の項が非常に良い近似で無視できて、いわゆる‘磁力線の凍結’近似が使える場合がほとんどであるとされている。この場合、磁力線は流体の要素にくっついて運動すると考えることができ、流体の流れの様子を想定することによって具体的に電流の変化の過程を議論しなくても磁場の変化の様子がわかるので非常に便利である。従ってアルヴェーンが1940年頃にこの考を提唱して以来、天文学者達に愛用されてきた。

しかしあまりこの考え方に慣れすぎたために、この近似が本当に使える状況にあるかどうかの検討をおろそかにして、例えば磁力線の運動の概念を（ときには磁気流体力学の範囲外にまで）乱用しすぎる傾向があるように思える、しかも磁力線の凍結に関してはその後、これが現実のプラズマを記述する理論としては理想化のしすぎであることを、アルヴェーン自身が声を大にして警告している。実際に実験室プラズマでは数多くの不安定性が存在し、その影響によって例えば電気抵抗が非常に大きくなる異常抵抗現象や、プラズマの不均一性が発達するために代表的長さが系の大きさよりずっと小さくなること等によって多くの場合とても単純な磁気流体力学近似では扱いきれない状態にあることが知られている。しかも同様な状況が天体現象においても重要な役割を果しているらしいのである。この意味で、磁場はますますやっかいな存在になりそうである。

ここではこのようなプラズマ物理的な問題に立ち入ることはしないで、むしろ磁力線とその運動の概念に焦点を合わせて批判的な立場から話しを進め、それらの限界について考えてみたい。特に、磁場を持って回転する星（一般の恒星からパルサー、太陽、惑星等）の磁気圏の問題からの抽象として、回転と磁力線の問題を中心に批判を加え、その後に磁気圏問題の具体例として惑星間空間磁場の構造にも言及したい。ただし、以下の話は一つの問題提起であって私見による部分もかなり多いことを、おことわりしておく。

2. 単極誘導発電機

初めに、磁場と回転のからんだ問題として良く話題になる単極誘導発電機に関する思考実験を取り上げてみよう。図1のように、例えば一様に磁化した球状の導体が、磁軸と回転軸が一致した状態で回転しているとする。このとき磁場は軸対称であるために、磁力線が止まっているのか回転しているのかは原理的に区別がつかない。すなわち、どちらと考えても同じ結果を与えるはずである。

そこで、実際に両方の立場から現象を記述してみよう。

(I) 磁力線は静止しているとする立場。このときは、導体が回転運動によって磁力線を切るためにその中に起電力が生じ、その結果電荷の分離が起る。球内の電荷分布は、この分布が導体内に作る電場による力がちょうど起電力と釣り合うように決まる（図1）。従ってもし

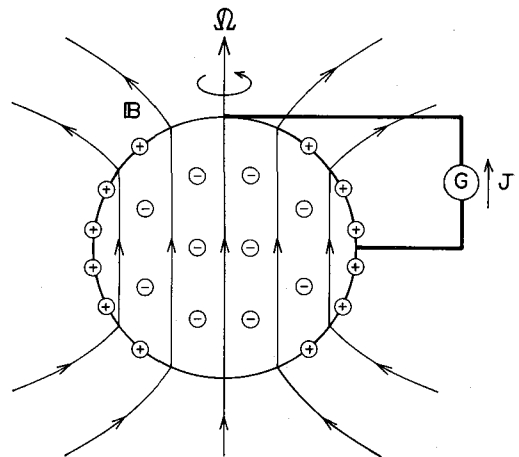


図1 単極誘導発電機の思考実験

* 東北大学・理学部 Osamu Kaburaki: On the Magnetic Lines of Force and their Motion

も、導体の極と赤道上的の1点を導線で結べばその中に電流が流れる。導線を充分に細くすれば電荷分布を変えることはない。

(II) 磁力線は導体球と共に回転しているとする立場。今度は、導体球は磁力線を切らないのでその中に起電力はなく、従って電荷分離も起らない。しかし、極と赤道を結ぶ導線は回転している磁力線を切るのので、その中に起電力が発生して電流を流す。

(II) の場合の電流の向きはフレミングの法則を使って考えれば、(I) の場合と同じであることを確かめることができる。しかし少くとも導体内の電荷分布及び電場に対しては明らかに両者は異った結果を与える。このパラドックスに対する答は、基本的にはシフ (1939) の論文中に潜在的に含まれている。原因は、通常の3元形式で表現されたマックスウェル方程式のうち電荷密度及び電流密度を含む式が、回転系では慣性系におけるものと同じ形にならない(もちろん4元形式のテンソル方程式は共変であるが) という点にある。回転系では真の電荷・電流の他に仮想の電荷・電流が現われて、それらが共に電場・磁場に寄与をする。これは、遠方の質量の回転が時空の計量を通じて電磁場に影響を与える結果であるが、力学で回転系では遠心力やコリオリ力が現われるのとちょっと似ている。

さて、上述のパラドックスは、(I)、(II) の立場が、それぞれ静止系及び回転系での記述に相当する(従ってどちらの場合も磁力線は基準系に静止している) と考えると解消する。例えば (II) の場合、回転系では真電荷((I) で出現する電荷) の他に仮想電荷が現われるが、これがちょうど真電荷と打ち消し合うようになっているのである。また、球内の電場は (I)、(II) に対してそれぞれ $-(1/c)\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ (\mathbf{u} は回転の速度、 \mathbf{B} は磁場) 及び 0 となるが、これらは実際に静止系及び回転系での電場を与え、両者は一般相対論的変換則で結ばれている。従って (I)、(II) は全く同等であるが、仮想電荷・電流の現われる (II) の立場は必ずしも便利とは言えない。(I)、(II) の立場に対する上の解釈は、磁力線の定義をふりかえてみるとより良く理解できるであろう。電気力線及び磁力線はもともと、電場・磁場とは違って物理的な実体ではない。それらは与えられた場に対して次の規則で便宜上導入されたものにすぎない。すなわち、(A) 力線上の任意点における接線は場の方向を与える。また静的な場合にはガウスの法則を用いて示されるように、(B) 力線の密度はその点における場の強さに比例する(比例係数は任意) ようになっている。場がある系で静的でない場合、仮に (B) が近似的に成立していても、(A)、(B) を満たす力線を引く位置や本数はまったく任意に選べるので力線の運動速度について語る

ことは一般には無意味である。ただ前に述べたように磁気流体力学で磁力線の凍結が成り立っている場合には特に、流体の速度を磁力線の速度と考えても矛盾を生じないという事情になっているだけのことである。しかも相対論で良く知られてるように、電場・磁場はそれらを測定する系によって一般に異った値をとるので基準とする系を指定して初めて意味を持つし、また場の運動速度という概念は必要もない。従って力線についても、それがどんな系で測定した場に対応するのかを明らかにしなければ意味がない。こう考えると、(II) の回転している磁力線とは実は回転系での磁力線に相当することが自然に受け入れられよう。

3. 回転によって変形を受けた双極子磁場

2節の例は軸対称なので、静止系でも回転系でも現象は静的であったが、今度は非軸対称な(従って静止系では現象が静的ではない) 場合を扱ってみよう。真空中で、その大きさが無視できるような双極子磁石(磁化した星の抽象)を一般に磁軸(双極子能率 μ の方向)を回転軸(角速度 Ω の方向)に対して傾けて回転したとしよう。このとき双極子磁場が回転のためにどんな変形を受けるかという問題を考える。よく知られているように回転軸と磁軸が一致していない場合には、磁気双極子輻射によって電磁波が放出される。この場合の電場・磁場は厳密に計算することができて、その結果によれば、磁場

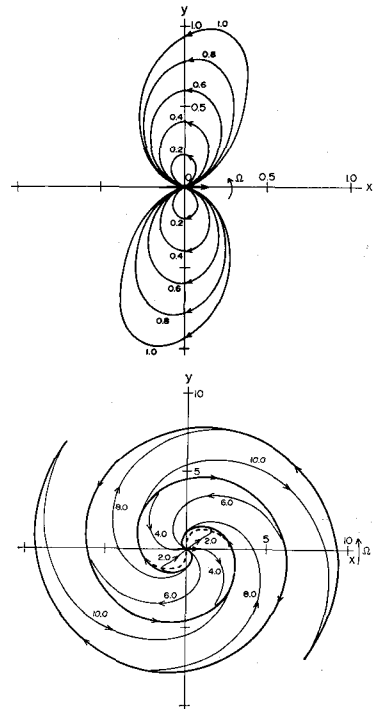


図2 回転によって変形を受けた双極子磁場

は距離 r に対して r^{-3} に比例するもとの双極子磁場の他に、 r^{-2} に比例する遷移磁場、 r^{-1} に比例する波動磁場が現われ、また電場は r^2 と r^{-1} に比例する項のみを含んでいる。

図 2 には、この磁場に対する磁力線の一例を示した。この例では、磁軸と回転軸のなす角 (χ) は 90° であり、回転の赤道面内にある磁力線のみを描いてある。距離は、光円柱 ($r_L = c/\Omega$) の位置を 1 とするように規格化してある。磁力線には最大到達距離 r_{max} を示す数字が添えられている。図 2(a) を見ると r_{max} が 1 以下の磁力線では純双極子磁場の場合からのずれはそれほど大きくはないが、それでも外側の方では回転のために磁力線がなびき初めているのがわかる。これに対して図 2 (b) には、同じ条件で r_{max} が 10 までの磁力線が示されているのが、 $r \geq 2$ の領域では遅延効果と電磁波成分が卓越してくることによって双極子磁場からのずれは大きく、全体が渦巻状の構造になっているのが見られる。これらの図はある時刻 t における磁場に対する力線を描いたものであるが、時間の経過と共にこれらの形状が角速度 Ω で剛体回転することになる。

ところで、図 2 (b) でみられるように 2 本の太い螺旋の所では磁力線が混み合っ密度が非常に大きくなっている。このことは、もし 2 節の規則 (B) が成り立っていれば、そこで場の強度が非常に強くなっていることを意味する。しかし、実際には磁場を与える式を見るとその場所でも特別なことはなく、強さも急激には変っていない。従って、この場合には規則 (B) は成り立っていない (従って一般には場の強さに関する情報は、磁力線による表現では失われる) のである。この磁力線の集中は、実は遅延効果によって起っている。もしも一定の時刻 t に対する磁力線ではなく、原点を同時に出発した光の信号が到達する時刻を同時刻とみなす磁力線を描くとこのようなことは起らない。また回転系においては現象は静的であるから、そこでの磁力線は電磁波成分 (この系では仮想電流によって作られ、これもまた静的である) による変形は受けても遅延効果による磁力線の集中は起らない。従って規則 (B) は厳密には静的な場合にしか成立しないと言えよう。

上と同じ条件で、今度は赤道面以外の磁力線の様子を調べてみよう。特に興味のあるのは、回転がない場合 (すなわち純双極子磁場において) $x-z$ 面 (図 3 参照) 内に含まれていた磁力線が回転によってどのようにねじれるかである。結果は図 3 に示してある。これからわかることは、近くを回わって閉じる ($r_{max} \leq 2$) 磁力線では回転の影響は少ない。しかし、この影響が顕著になるような遠方まで到達する磁力線ほど磁軸 (x 軸) すれすれに原点を出発するので、赤道面内の磁力線 (図 2)

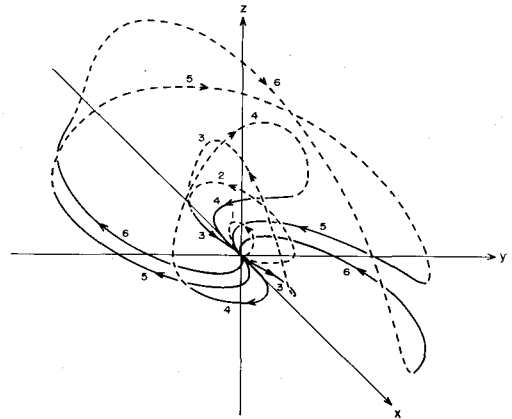


図 3 回転による磁力線のねじれ (真空解)

に非常に近い振舞を示し、 r_{max} 近くまでは赤道面すれすれでなびき (図中の実線部分)、そこから急激に立ち上がって z 軸を横ぎり半円を描いて対称点に達する (図中の点線部分)。そしてそこからまた、赤道面すれすれで原点にもどるということである。このような形になるのは、ねじれは遅延効果によって起されるので r が変化している間は有効に働か、ひとたび r_{max} 近くに達するとその効果が無視できるようになるためと考えることができる。つまり、磁力線のねじれはほぼ赤道面内にたまってしまふわけである。

以上の結果は真空中での磁場に対するものであるが、次節でふれるように実はこれらが星の周囲のプラズマを考慮に入れた場合の磁場に対しても、荒い近似としてはあてはまるのである。従って図 3 の例から、星の磁場は回転によって、通常磁力線の凍結的な考えで予想されるような図 4 のようなねじれ方はしないと考えられる。

4. 惑星間空間における太陽磁場の構造

たいていの星の周囲にはプラズマが存在するため、前節の真空解は現実の星の磁気圏の様子を推定する際にあ

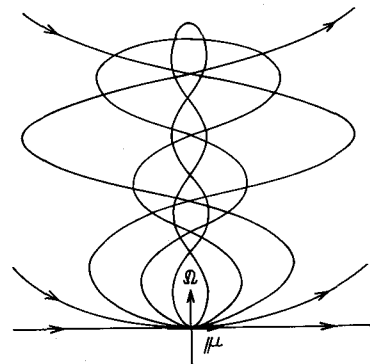


図 4 回転による磁力線のねじれ (プラズマ解に対する想像図)

まり役にたたないと思われるかも知れないが、実は適当な補正を加えれば最低次近似としてはかなり使えそうであることを、具体例として惑星間空間における太陽磁場を使って示そう。この事実は、プラズマのある場合の磁場の正確な計算が困難であることから、かなりの意義を持つであろう。

さて図2(b)にもどって、磁力線がこのような渦巻構造をとるのは直感的には電磁場の慣性のために磁力線がひきずられた結果と見ることができる。一方、惑星間空間における太陽磁場が、太陽の自転と太陽風プラズマの存在によってこれと良く似た螺旋状になっていることが知られている。この場合には、磁力線は太陽風プラズマの慣性によってひきずられている。プラズマの密度が極端に薄く(その場合は真空と考えて良い)ない限りプラズマの慣性は電磁場の慣性より大きいので、磁力線はプラズマ中では真空中よりずっとなびき方がきつい。すなわち螺旋は短い距離で同じ角度だけ回わり込む。このなびき方の違いは、図2(b)において距離の尺度 r_L の大小で表わされる。従って、磁場の変形に寄与する電流が主として変位電流であるか対流または伝導電流であるかの違いに目をつぶれば、真空解とプラズマ解は近似的には相似な(距離の尺度のみが異なる)構造を持つと考えられる。

太陽磁場の場合、地球軌道付近ではこの螺旋は太陽面を出発した時に比べて約 60° 後方になびいている。一方、図2(b)で全体の磁力線のなびき方を磁場の動径成分 (B_r) が0となる線(図中の点線で $r \geq 2$ ではほぼ

太い螺旋と一致している)によって代表させると、同じ 60° なびくのは $r \approx 2.3r_L$ の所である。従って、実際の太陽では r_L は約700AUであるが、仮想的に太陽の自転を速くして真空解における $2.3r_L$ の位置がちょうど1AUに等しくなるようにしてやれば(すなわち距離の尺度を変換すれば)、真空解によって実際の太陽磁場を近似的に表現できることになる。図2, 3の磁力線はこの規則に従って距離を入れ直せば、惑星間空間における太陽磁場の様子を示していると考えられる。ただし、真空解で $r \gg r_L$ の領域では球面波の性質が顕著になりすぎるため、近似はあまり良くなる。

前節では磁軸と回転軸のなす角が一般の場合の図は示していないが、磁力線は一般に複雑な形をしている。しかし磁場自身は、回転軸に平行及び垂直な双極子の作る磁場の重ね合わせと考えれば良い。ところで惑星間空間の磁場の測定は、大部分が地球近傍に限られている。従って磁力線の三次元的構造を測定して上の結果と比較することはできない。しかしこのような事情にもかかわらず $B_r=0$ の面(これを仮に極性反転面と名づけよう)の三次元構造は、斎藤(1975)によって観測に基づいて推定されている。それによれば、太陽磁場はこの極性反転面を境として磁力線の向きがそれぞれ太陽向き及び太陽から遠ざかる向きである2つの部分に分けられるので、この考えは二半球模型と呼ばれている。この面は、太陽磁場のセクター境界と呼ばれるものの三次元的拡張になっている。図5の上段の左端及び右端にはこの面を1AUの半径の球で切った図が示されている。地球は太陽

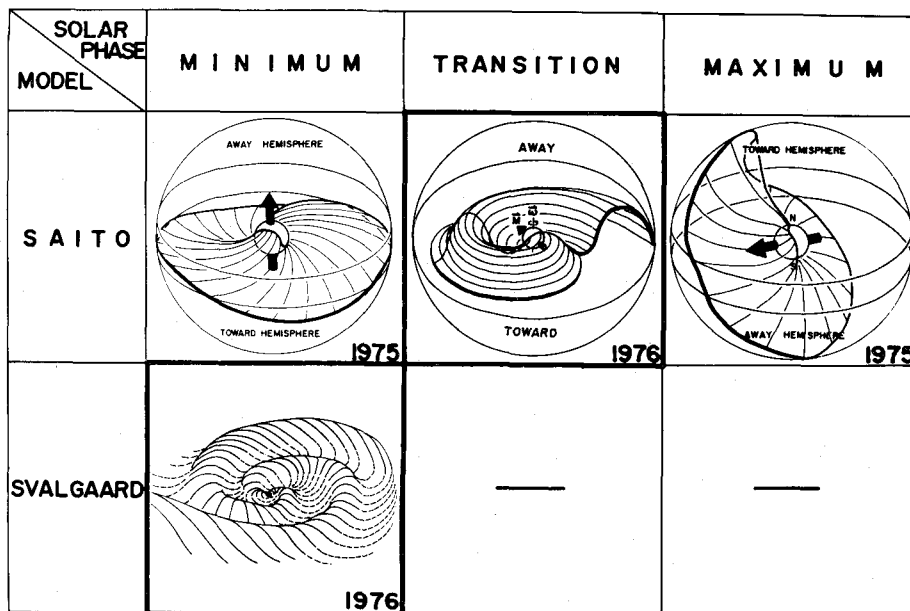


図5 観測的に推定された極性反転面(斎藤, 1977)

の自転に対応して球の赤道付近の帯状の領域内のある小円上を回転し(季節によってこの小円の位置は南北にずれる), 極性反転面を1自転当り偶数回通過する。その際の極性 (B_r の正負) の入れ換わりがセクターとして観測されるわけである。斎藤によればこの面は一般にバレーナのスカートのような波を打った構造をしているが, その平均的法線方向は太陽の有効双極子能率の方向を与え, それが太陽活動周期に従って回転する ($\mu // \Omega$ が活動極小期, $\mu \perp \Omega$ が極大期に当る)。しかもこの凹凸は大局的になめれば, 図5の上段真中及び下段に図式的に示されているように渦を巻いた‘カタツムリ構造’と呼ばれる形をしている(斎藤 1976, ウイルコッ

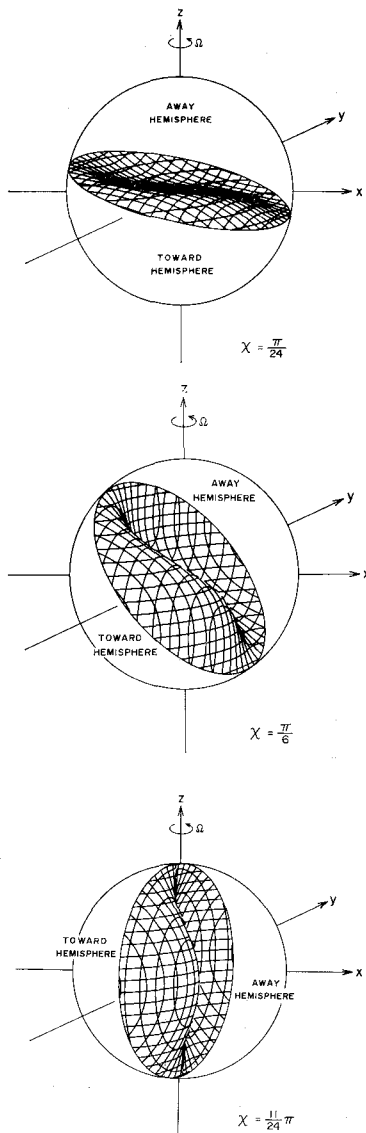


図6 真空解から求められた極性反転面 (鏑木と吉井, 1978)

クスとスヴァルガード 1976)。

さて, もし上に述べた真空解による近似法が有効であれば, この極性反転面の特徴を再現できるはずである。そこで真空解から求めた極性反転面を1AU及び2.2AUに相当する半径の球で切ったものを図6及び図7に示した。図中の極性反転面内に描かれた3組の曲線群は, それぞれ x, y, z が一定の面と極性反転面の交線を表わす。図6(a)及び(c)は, それぞれ図5の上段の左端及び右端の図に対応し, (b)はそれらの中間の遷移期に対応するものである。また図7はカタツムリ構造を見やすくするために地球軌道より大きい球で切っており, 図5上段の真中と比較すべきものである(ただし図5では太陽の大きさは誇張されている)。これらの図は, 図5に示された極性反転面の凹凸の特徴を基本的には良く再現していると言える。

しかし細かく見れば, 両者に相違点もある。すなわち図5では極性反転面と球の交線は褶曲しているが, 図6, 7では完全な円となっている。この褶曲があるために太陽磁場のセクターの数は4以上の偶数にもなり得るわけだが, これが現われる主な原因は太陽風速度の非一様性にあつて, ここで用いた近似法ではプラズマの流れを陽に扱っていないので, これまでを再現することはできない。

上に見たように真空解による近似法で実際の極性反転面の基本的な特徴を良く再現できるということは, この近似法の有効性を示すと同時に, 惑星間空間の磁場の構造は, 太陽表面の磁場がどんなに複雑であろうと, ほとんど有効双極子能率によってのみ支配されていることも意味する。このことは, 回転のない場合双極子以上の高次の成分は遠方で速く減衰することから容易に予想されることである。またこのような磁場構造は太陽のみに限らず, 一般の恒星, パルサー, 惑星に対してもある程度

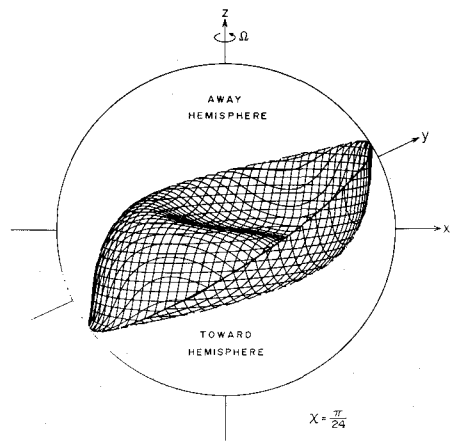


図7 極性反転面のカタツムリ状構造 (鏑木と吉井, 1978)

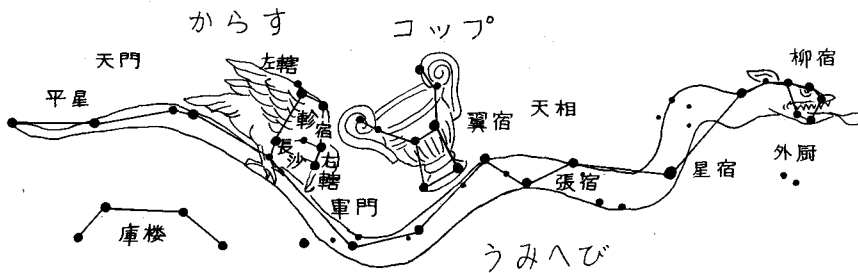
共通に当てはまるものであろう。

5. むすび

以上、星の磁気圏の構造に関する問題からの抽象としてのいくつかの例を通してみてきたことは、磁力線とその運動の概念は本来補助的なものでしかなく、それを用いることが便利で有効である場合もあるが逆にそのみ

に頼った安易な議論は誤った結論に導く危険性もあるということである。従って一般にはこれらは、先ず場を求めた後でそれらの結果の直感的理解の助けとしてのみ用いるのが安全であろう。

最後に、図5を使うことを許して下さった齋藤尚生氏に感謝します。



わが国唯一の天体観測雑誌

天文ガイド

定価280円(〒45円) 79-7月号・6月5日発売!

●7月号のおもな内容

★ボイジャー1号が3月初旬木星に接近して、おどろくべき木星の写真を送ってきました。宮本正太郎先生に、ボイジャー1号のもたらした情報の意味するものをまとめていただきました。

★「にせ黄道光」の解説——東京天文台の田鍋浩義さん。

★夏のペルセウス座流星群の流星に、昨年夏あたりから、すこし異質な流星が混りはじめたようです。母彗星が接近してきているのでは?と考えられています。とすると大流雨でも?と期待されます。齊藤馨児さんの解説。

★その他、スカイラブの観測③、天体写真とフィルター、新星と超新星、7月の星空、同好会だより……………など

全天星雲星団ガイドブック

星雲・星団の観測はこれ一冊でだいじょうぶと言う本です。天文ファンが持っている小型の望遠鏡や双眼鏡で見える星雲・星団が全部くわしく、写真入りで掲載してあります。望遠鏡で見るにしても、写真をとるにしても、これがなに星雲かしらべるにしても、この一冊があればだいじょうぶです。今度の版から、南天の星雲・星団も入れました。

●藤井旭著/A5変型判・332ページ・1,500円発売中

天文年鑑1979

●天文年鑑編集委員会編/B6判・430円発売中

月面フォトアトラス

●高橋実著/B5変型判・写真編・解説編・3,000円発売中

誠文堂新光社

東京都千代田区神田錦町1-5
 振替東京7-6294 電話03(292)1211