

成果報告書

浅野栄治¹

共同研究者

内田俊郎²、内田豊¹、廣瀬重信¹

中村雅徳¹、鈴木幸朗¹

(1:東京理科大、2:明治大)

2002年3月22日

ユーザー ID: asanoej、グループ名: hea95c(カテゴリー C)

1 はじめに

これまでパルサーの磁気圏の構造や、そこで起こっている事については多くの研究がなされて来た。これらは Goldreich-Julian [1] などによる closed field region、open field region などの議論、極低周波磁気双極放射の議論、双極磁場を介しての角運動量のやり取りなどの議論から高度化され、発展して来ているが、軸対称、定常、その他の状況についても本当に解くのではなくて任意に仮定したものが多く、これらはパルサーの磁気圏構造を表すものとして満足のいくものではなかった。

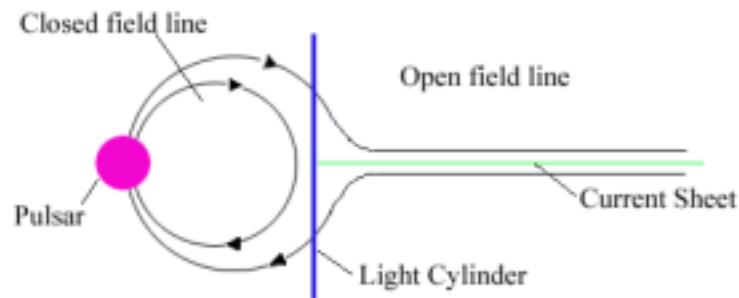


図 1: 定常軸対称モデルの一例

図 1 は定常軸対称モデルの一例であるが、open field region では赤道面に磁気中性面が closed field region との境界迄入り込んでいて、そこでどうなっ

ているかがハッキリしないなど、実際に方程式系を解いて調べる必要が感じられるものが多い。しかし、これまで計算機シミュレーションではパルサーがあまり扱われてこなかった。その理由の一つとしてパルサーの物理状況が極端であるために、理論モデル追及の主役になる事が期待されている計算機シミュレーションが適用しにくかった事があった。

そこで、我々はガモフの「不思議の国のトムキンス」にならい、中心天体であるパルサーを高速回転させることにより、Light Cylinder を手前に持って来る。この事で光速度を小さくした空間を考え、Light Cylinder 付近までシミュレーションボックスに入れて計算を行えるようにした。

2 イン트로ダクション

我々が行うシミュレーションの目的は、パルサーの磁気圏構造を知るところにある。そこで、定常を仮定せずダイナミカルな時間発展を追うことにより磁気圏構造を調べ、定常軸対称モデルとの比較を行っていく。

パルサー (この場合は電波パルサーを想定している) は強磁場を持つと考えられていることから、電磁場が支配的と考え、Force-Free 近似をした基礎方程式を用いた。

我々が現在行っている、また行っていく予定の計算は、2次元計算においては軸を固定し双極磁場をまわすこと、3次元計算においては回転軸と磁軸が傾いている場合を扱う。

3 基礎方程式

我々は、新しい試みとして、force-free 近似を行った相対論的電磁流体力学の以下の基礎方程式系を用いた。

$$\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathcal{M} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (2)$$

$$\mathbf{v} = \left(\frac{B^2}{4\pi c^2} \right)^{-1} \mathbf{P} \quad (3)$$

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (4)$$

$$\mathcal{M}^{ij} = -\frac{1}{4\pi} \left[\frac{1}{c^2} E^i E^j + B^i B^j - \frac{1}{2} \delta^{ij} \left(\frac{1}{c^2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{B} \right) \right] \quad (5)$$

$$(1.5D : i, j = r, \phi, z), (2.5D : i, j = r, \theta, \phi)$$

$\mathbf{P}$ は運動量、 $\mathbf{M}$ はストレステンソル、 $\mathbf{B}$ は磁場、 $\mathbf{E}$ は電場である。この方程式を典型的な磁場の大きさ B_0 と、光速 c 、そして 1.5 次元では円板の半径 r_0 で、2.5 次元では中心星の半径 r_0 で無次元化をして用いた。

この基礎方程式系には、あらわにプラズマの質量の項が入っていない。そこで我々は $\mathbf{v}$ を次のように再定義した。

式 (4) において $\mathbf{v}$ の $\mathbf{B}$ と平行な成分は $\mathbf{E}$ に寄与していない。即ち、Force-Free 近似に $\mathbf{v}$ の $\mathbf{B}$ と平行な成分は入っていない。この場合 $\mathbf{v}$ は物質の速度場である必要はないので、 $\mathbf{v}$ を磁力線の速度 $\mathbf{v}_F$ と考え、

$$\mathbf{v}_F \cdot \mathbf{B} = 0$$

を満たすとする。磁力線の速度は一意に決まる概念ではないが、この条件によって一意に決めることができる。

よって induction equation(2) は、式の形はかわらず、

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_F \times \mathbf{B})$$

$\mathbf{v}_F \cdot \mathbf{B} = 0$ より、運動量 $\mathbf{P}$ は

$$\mathbf{P} = \frac{B^2}{4\pi c^2} \mathbf{v}_F = \frac{1}{4\pi c^2} \mathbf{E} \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} (\text{Poynting flux})$$

として速度場を定義した。

4 初期条件、境界条件 (1.5 次元)

4.1 1.5 次元円柱座標系

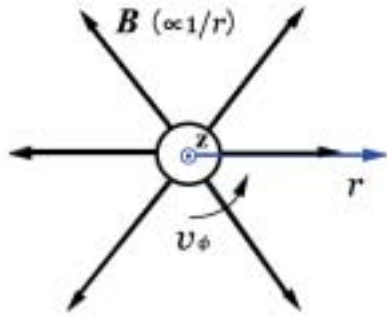


図 2: 初期条件

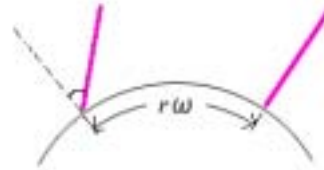


図 3: 境界条件

中心の円板の回転速度は $0.5c$ (c は光速)、用いたスキームは Modified Lax-Wndroff 法、これに人工粘性を加えた。境界条件は、図 3 において、円板の

回転とともに磁力線が角度 θ 傾くとする。この θ は、

$$\tan \theta = -\frac{B_\phi}{B_r} \quad (6)$$

で求め、境界の物理量 B_ϕ, v_r, v_ϕ を以下のように定めた。

$$B_\phi = -B_r \tan \theta \quad (7)$$

$$v_r = v \sin \theta \quad (8)$$

$$v_\phi = v \cos \theta \quad (9)$$

5 1.5 次元の結果

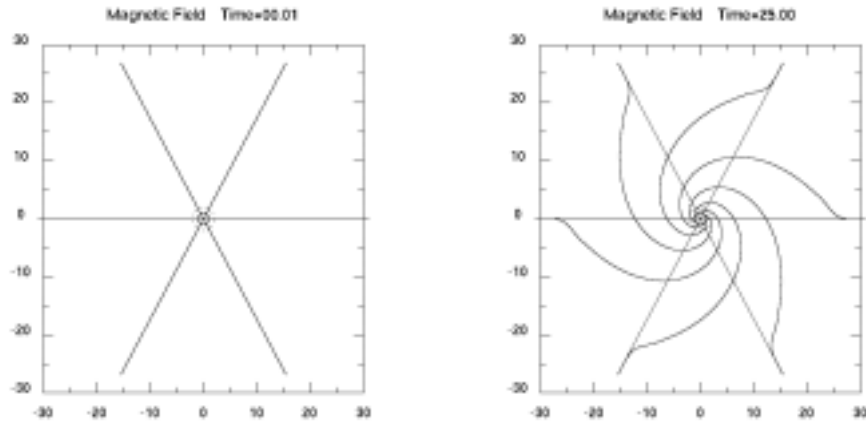


図 4: 1.5D の結果

図の中心に近い点線は Light Cylinder($r = 2$) を表し、一つの計算結果を六本描画させたものである。左は時間 0 の図、右は時間 25 の図である。

これによると、中心の円板の回転とともに磁力線が円板に巻きつき、Light Cylinder をスムーズに抜けて行くことがわかった。また非相対論では捻れ Alfven 波の伝播速度は無限大に発散してしまうが、相対論的捻れ Alfven 波は光速におさえられる事がわかった。

6 1.5 次元のまとめ

1.5 次元の結果から次のような事がわかった。

- 相対論的捻れ Alfven 波の伝播速度が光速におさえられる (非相対論では無限大に発散してしまう)

- これまで定常軸対称仮定で扱われた場合に特異点 (面) であった Light Cylinder は特異点 (面) ではなくなり、相対論的ダイナミック解はそこを連続的に通過する進行スパイラル波として周囲に expand していく

7 初期条件、境界条件 (2.5 次元)

7.1 2.5 次元球座標系

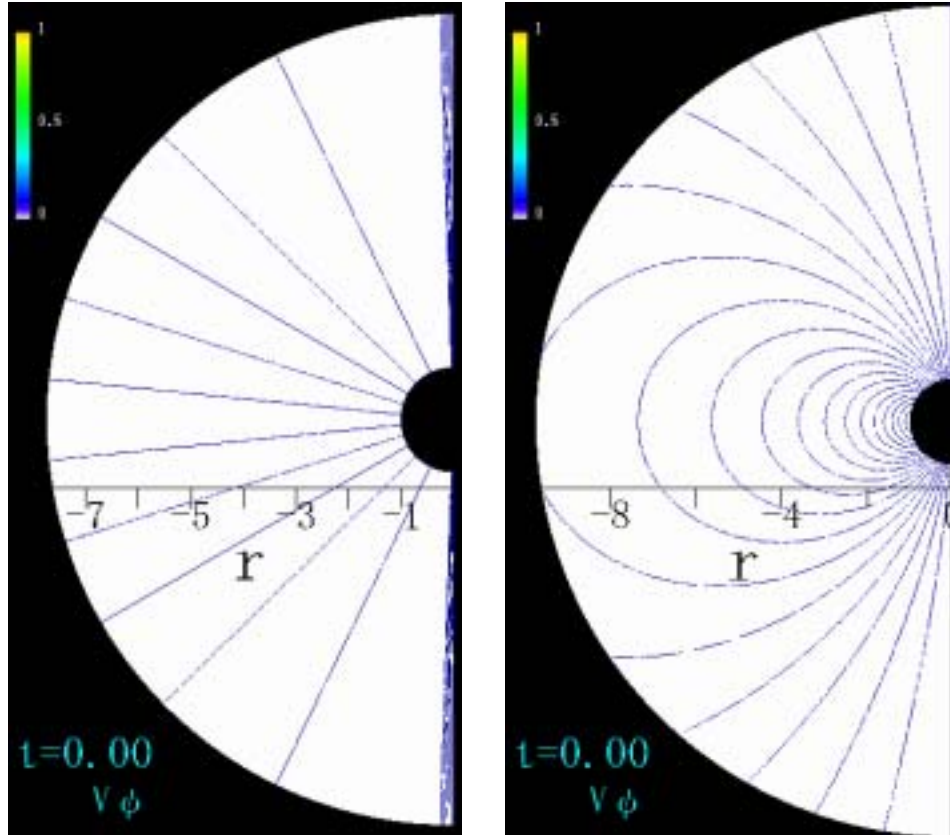


図 5: 2.5 次元の初期条件

図 5 の左はモノポール磁場、右は双極磁場である。これらを、境界条件として中心星を速さ $0.2c$ (c は光速) で紙面の裏から表に向けて回転し、星表面の境界は基礎方程式を満たすように決めた。ただし、双極磁場は回転軸から 20 度にダンピングゾーンを設定している。その他は自由境界を用いた。スキームは 1.5 次元の場合と同じく Modified Lax-Wndroff 法、これに人工粘性を加えた。グリッド数はモノポール磁場は r 方向 540 グリッド (等間隔)、双極磁場が r 方向 700 グリッド (等間隔)、 θ 方向はともに 90 グリッド (等間隔) である。

8 2.5次元の結果

8.1 モノポール磁場

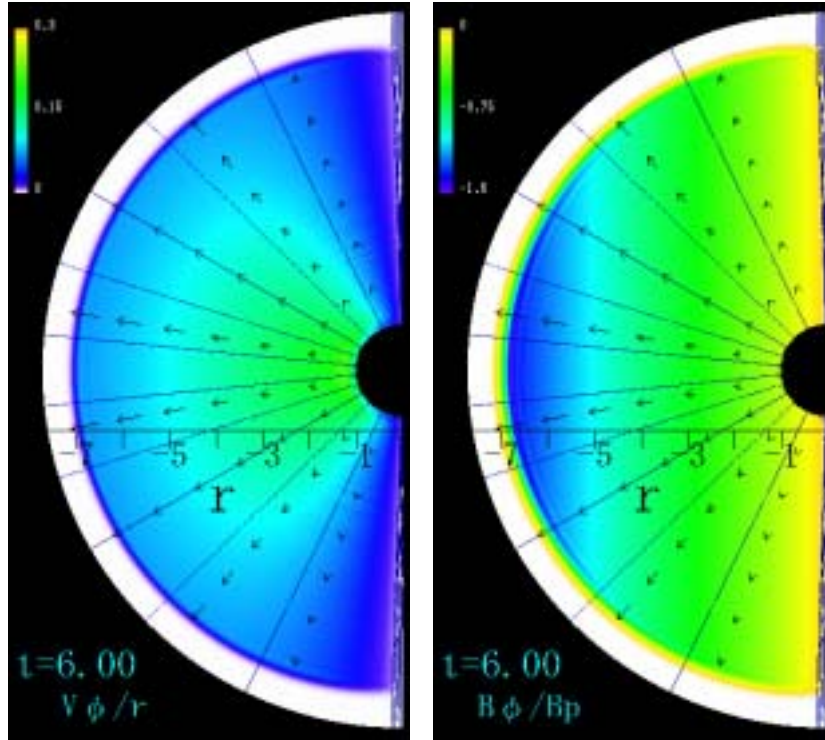


図 6: 2.5 次元の結果 (モノポール磁場)

矢印は速度場のポロイダル成分を表し、カラーマップは左図が角速度を、右図が磁場の捻れ具合を表す磁場のトロイダル成分をポロイダル成分で割ったものをそれぞれ表している。これによると、 $r = 4.0$ あたりまでは磁場は同じ角速度で回転する様子が見られる。また中心からはなれるほど磁場が弱くなるため磁場の曲がり具合が強くなることがわかる。

次に磁力線の形状であるが、図やムービーで見える限り、極端に曲げられる様子は見られなかった。

今回、Force-Free の基礎方程式を用いるにあたり、コードチェックを含め正しく計算がされているかどうか確かめる方法を考えた。普通の MHD であれば、衝撃波管問題など厳密解があるのでコードチェックなどを行えるが、我々の扱っている方程式は厳密解などは無い。それに代わるものとしてモノポール磁場に厳密解 [2] がある。我々はそれとの比較を行うことにより、次のステップへ進むことにした。

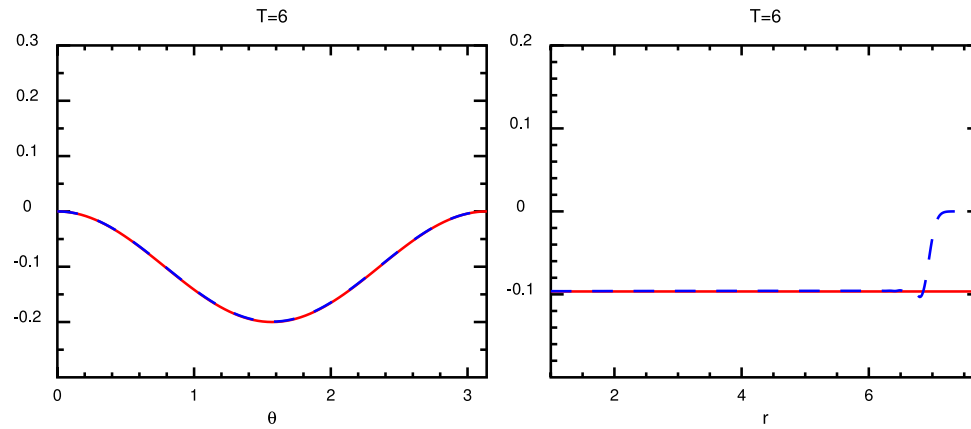


図 7: Michel のモノポール解 (1973) との比較

図の赤線は厳密解を、青の波線は数値解を表し、 $r \sin \theta B_\phi$ の値を、左図は $r = 3.0$ で $\theta = 0$ から π までデータをとったもの、右図は $\theta = 136^\circ$ で r 軸に沿ってデータをとったものである。これによると右図に Lax-Wendroff 法による数値振動が見られたものの、よく厳密解をとらえていることが分かる。

8.2 双極磁場

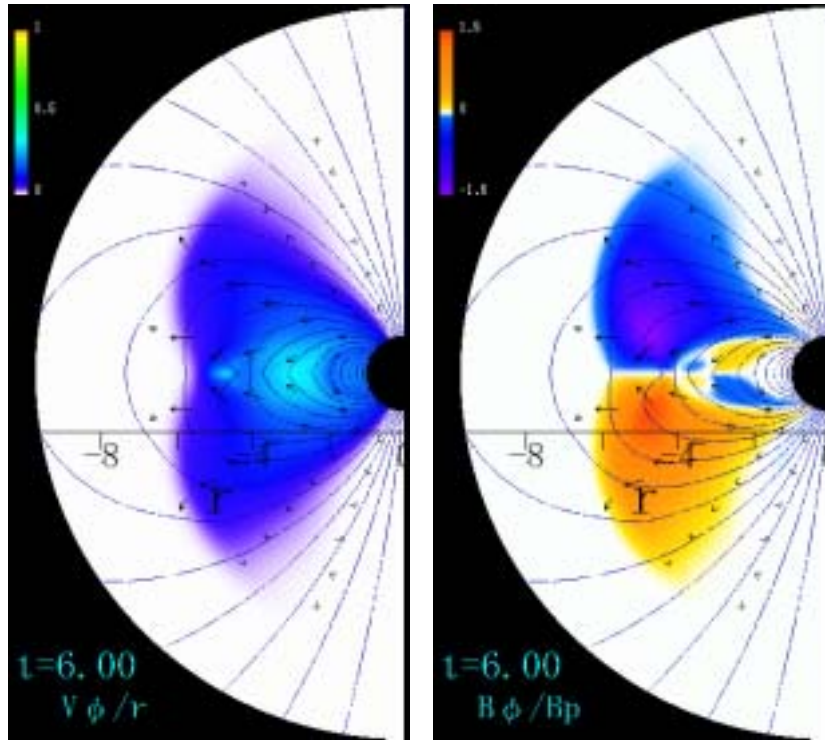


図 8: 2.5 次元の結果 (双極磁場)

図はモノポールの場合と同じく、カラーマップは左は角速度を、右は磁場の曲がり具合を表す。

図では見にくいですが、先ず始めに同心円状に Fast mode の波が光速で伝播し、同じく光速で、磁場に沿って Alfven mode の波が伝播していくことが分かった。これらの図において Light Cylinder は $r = 5.0$ であるが、左図を見ると Light Cylinder より内側の磁力線は、全て剛体回転をしているわけではないことが見てとれる。右図では、中心から離れるほど磁力線が曲げられている事が分かる。また星の近傍で色の反転が見られるが、星の回転により一度曲げられた磁力線が戻ろうとして反発しているものであると考えられる。またそのさらに星近傍では色が付いていない、即ち磁力線が曲げられていない状態となっている。これは先程の反発も落ち着いて、星とともに剛体回転しているためと考えられる。

次に磁力線の形状であるが、赤道面で星に向かって入り込んでいる部分が見られる。これは星から磁力線に沿って伝わった Alfven mode の波が、北と南の双方から伝わり、赤道上に達するわけだが、赤道上ではまだ十分に伝わっていないため、磁力線が動かずに取り残されている状態にあると考えている。そこから内側の磁力線は、初期の星回転による Alfven mode の波は十

分伝わっていると考えられるが、磁力線の形状はそのままの形で落ち着くのではなく、次第にカスプ状になって行くのが見られた。

9 現状報告

現在のところ、双極磁場に関しては幾つかの数値的困難が生じているため、詳しい解析はまだ出来ない状態である。双極磁場の方にはダンピングゾーンを設定しているが、これも数値的困難を一時的に回避するためのものである。今回は、主に赤道面付近の磁力線の様子を知るために、あえて軸付近の現象に着目しないことにした。しかし 3 次元計算 (回転軸と磁軸が一致しない場合) では、この軸付近の現象こそ、観測結果に見られるジェットのようなものの噴出などの原因となる、パルサーの磁気圏構造及びその噴出の物理的メカニズム解明の鍵の一つであることから、現在ある困難の解決を避けて通ることはできないと考えている。

今回このプロジェクトでは、大型計算機の良質の Fortran コンパイラのおかげでかなりバグ取りが進み、有効な計算が行えた。ここに感謝の意を表したい。また、一刻も早く 3 次元の計算を行い、その結果にどのような物理が隠されているのか解明する夢を見つつ、現在の困難を乗り越えて行きたい。

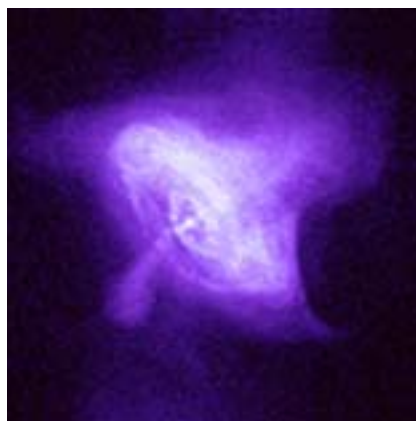


図 9: かにパルサー (ChandraX 線衛星 1999)

参考文献

- [1] Goldreich,P.,and Julian,W.H.1969, *Ap.J.*, **157**
- [2] Michel,F.C.1973, *Ap.J.*, **180**,L133
- [3] Rubin,E.L.,and Burstein,S.Z. 1967, *J.Computational Phys.*, **2**,178

- [4] Sod, G.A. 1978, *J. Computational Phys.*, **27**, 1
- [5] 藤井孝蔵『流体力学の数値計算法』 東京大学出版会、1994