

4.16.4 パルサー磁気圏 PIC simulation の時代

4.16.4.1 As Perturbation to Inactive electrosphere

Preamble 最初の PIC simulation の結果 (Kisaka, HE 研究会) について electrosphere から摂動という観点で考察した。(2022.11.11)

Preamble revised これまでの理解を改めて整理する意味で改訂 (2023.5)

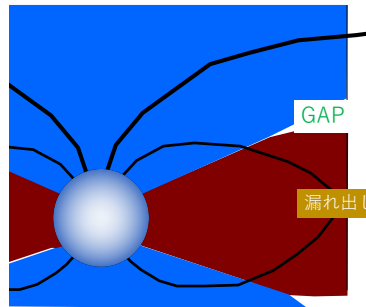
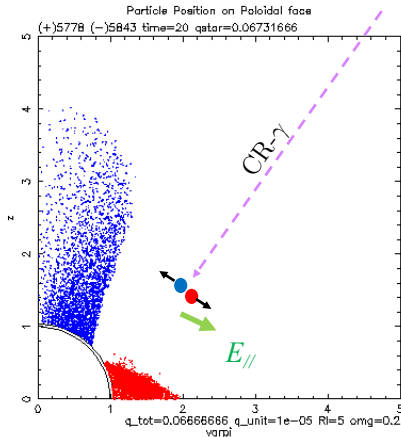
[対生成なし] これまでの研究から電子・陽電子対生成がない場合は、観測されるような粒子加速を伴った磁気圏が形成されないと考えられている。

軸対象で (磁化軸と回転軸がそろっていて) 電子・陽電子対生成がない場合は、中性子星回転による起電力 (電位差) が発生するのみで、電流が流れない。回転による誘導電場による荷電粒子の星表面からの放出がありうるが、これは閉じた磁気圏電流を作るには至らず、電荷をもった雲を作るのみであることが粒子シミュレーションで示されている (下図、左)。これを electrosphere と呼んでいる。

斜め回転の場合も electrosphere が形成されることが知られていて、磁気圏電流系の形成はないと考えられる。斜め回転の場合は、光円柱近傍より外側で変位電流が大きくなり (wave zone)、磁気ダイポール放射をする。

いずれにせよ、電子陽電子対生成がないときは粒子加速をともなった磁気圏活動は起こらない。つまり、観測されるような電波パルサーにはならない。

Note: electrosphere には free parameter として system net charge Q_* がある。 Q_* の値によっては electrosphere が l.c. に到達する可能性がある。



[対生成あり] 電子・陽電子対生成があると、中性子星の起電力による電位差を結ぶ閉じた電流回路が磁気圏に形成され、粒子加速による回転エネルギーの解放が可能になる。

Wada & Shibata (2007) でおこなわれた粒子シミュレーションは以下の思考実験に基づいている。

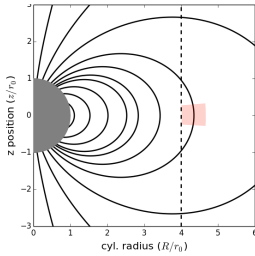
4.16. パルサー磁気圏の全体構造

1. 上図左のように、electrosphere にたとえば CR- γ が中緯度の gap 領域に入ってきたとする。
2. ペアは分離して、 $\pm$ 両方の clouds を成長させる。
3. 成長した $\pm$ の clouds は電磁誘導作用により星と共回転する。
4. 徐々にギャップは埋められ、磁気圏は電荷分離プラズマで満たされてくる。equatorial cloud が成長し、l.c. に達すると、l.c. のところから漏れ出しがおこる。上図右。
5. polar cap (outer annulus) — outer gap — loop top at l.c. — infinity で、星と無限遠のあいだに電流が流れる。
6. + のみの漏れだしだけでは定常にならないので、リターンカレント (電子の流失) が極で生じる。polar cap (inner annulus) — infinity で回帰電流が開通する。
7. 回路が閉じたので磁気圏は active になる (spin down)。
8. 電流を維持するために or l.c. の漏れ出しがあるために、outer gap における対生成が維持される。 $E_{\parallel}$ が残る (Holloway, 1973)。間欠的だろう。

閉じた電流 I で B_{ϕ} が決まり、 $\mathbf{E}_{\perp} \times \mathbf{B}_{\phi}$ で Poynting flux がきまる。よって rotation power は開いた磁束と I できまる。 I が GJ なら $L \approx \mu^2 \Omega^4 / c^3$ になる。

[PIC によるアプローチの概観] とにかく closed current circuit ができると active になる (rotation power が出る)。どうやって電流を閉じさせるかが問題になる。**非現実的であっても** 電流を閉じさせる何かを入れてやればそれなりに解を作ることができる。どこにペアを入れるかによって解が変わる。これまでの多くの PIC による混乱の根源はここにある。

Case-1 : loop top at l.c. (将来 Y-Point になるあたり) にペアを注入するとき。



1. loop top plasma は $\mathbf{E}_{\perp}$ ($\mathbf{E}_r$) があるので回転運動する: $\mathbf{v}_{\phi} \rightarrow r\Omega \approx c$ 。

2. plasma 密度が高いと遠心力ドリフト電流で磁場を開くことが可能になる。磁場を開くために必要な電流とドリフト電流の比を見ると： $r\Omega \rightarrow c$ で

$$j_0 : j_d = \frac{cB}{4\pi r} : q \frac{mr\Omega^2}{qB} cn = \frac{B^2}{4\pi} : mc^2 n \quad (4.16.8)$$

となる。 m が静止質量で評価するとパルサーの場合 j_0

ggj_d である。 $v_\phi \rightarrow c$ でローレンツ因子が l.c. 近傍で上がると m のところは γm で評価しなければならない。磁場が開けるような予想されるローレンツ因子は

$$\text{global-gamY; } \gamma_Y = \frac{qB_L/m_e c}{\Omega M} = 1.2 \times 10^7 \left(\frac{\Omega}{190} \right)^2 \left(\frac{B_*}{10^{12} \text{G}} \right) \left(\frac{\mathcal{M}}{1000} \right) \quad (4.16.9)$$

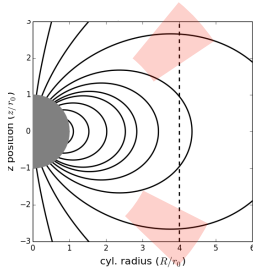
与えられる。 $\mathcal{M}$ はプラズマ密度が GJ 密度の何倍かをあらわす (multiplicity)。

3. どこで $v_\phi \rightarrow c$ になるかは状況による。真空電磁場だと system net charge Q によって位置が変わる；真空電場の $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}_r$ ドリフトだと多分: $v_\phi/c = 1/r + Qr$. (無次元表記)

共回転 $\mathbf{v} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}$ であれば l.c. で磁場が開く。共回転になるのは、星の起電力が loop top に伝わった時。loop top と星を繋ぐ磁束にプラズマが入って $\mathbf{E}_\parallel = 0$ にスクリーンされれば良い。

4. 真空電場の場合、赤道から少し離れた位置では、電場は、+ は赤道に集まるように - は極に向かうような方向になっている。よって、注入したペアの電子成分は磁場に沿って星に向かって流れる。
5. 以上で、polar cap — separatrix — Y-point — equatorial current sheet に沿って外向きの電流が開通する。極は元々無限遠と繋がっているので、closed current circuit が完成する。active になる。
6. 閉じた電流は基本的に磁気中性面に沿った外向きと極軸にそったもので、細い線で閉じることができる。したがって、中緯度の gap は inactive のまま温存される。 $\mathbf{E}_\parallel$ はあるけど、電流は流れない。

Case-2 : 中緯度 (outer gap あたり null 面近傍) にペアを注入するとき。



4.16. パルサー磁気圏の全体構造

1. null 面近傍に密度の高い中性プラズマを入れると、 $E_{\parallel}$ をスクリーン。 $\mathbf{E}_{\perp} \times \mathbf{B}$ ドリフトで回転を始める。
2. 中性プラズマとして遠心力により磁場に沿って equator に流れる。Case-1 の **2** と同じ機構で磁場が開く。中性プラズマの遠心力加速。
3. gap 電場と関連づけがない(だだ理由もなく中緯度に) プラズマの注入する場合、gap 電場は(一旦)スクリーンされる。
4. 一旦磁場が開けば(このときの電流は ϕ 方向)、中性プラズマの流出が可能だろう。これは太陽風などと同じ様なものなので、積極的に電流ループが形成される理由はない。ペア注入が極端に大きい時は熱風的にになるのか？
5. しかし、Y-point での E_r は + を外向きに加速、- を内向きに加速するので、この働きがあれば、loop top at l.c. — infinity の電流開通し、それに呼応して、null — star 間に電流が必要になる。これは、(1) 中性プラズマが遠心力で外に出ると、null の星側の端でプラズマが不足して gap $\mathbf{E}_{\parallel}$ が発生し、- が星に向かって流れる、あるいは、(2) 星の net charge が表面からの emission を制御できるので、星からの + の放射もあるかもしれない。いずれにせよ、polar cap (outer annulus) — null — loop top — infinity で電流が開通する。呼応して polar cap (inner annulus) — infinity の電流もできる。システムは active になる。

Case-3 : 星表面にペアを注入するとき。初速を与えることを含む。

(注入が多い時) free emission をうまくシミュレートすれば electrosphere になるが、過剰に注入して外向きに push すれば、中性プラズマが閉じた磁力線を開いた熱風が実現する。熱風として流出するプラズマは共回転による遠心力加速を受けるので、必ず**熱風と遠心力風が共存する系**になる。太陽でもおなじで、太陽は遠心力加速でスピンドウンしている。

磁化率が高い時は Alfvén radius は $r_A \rightarrow r_L$ であるが、プラズマのエネルギー密度が高い(熱風)なら、 $r_A < r_L$ で、l.c. より内側で磁場が開く。全エネルギー放出量は $\mu^2 \Omega^4 / c^3$ よりも大きくなる。

(注入が少ない時) 表面からの粒子放射が抑制されていると electrosphere になるが、これは閉じた系なので total charge Q_* が確定せず、free parameter になる。系の履歴やわずかな外部とのやり取りで Q_* がきまる。

$Q_* \sim 0$ のばあい極側の electron cloud のサイズが大きくなり l.c. に達する。l.c. 近傍の粒子は $v_{\phi} \rightarrow c$ でローレンツ因子が上がって、radiation で角運動量を捨てることができると cross field motion ができて closed current circuit を作ることができる。この場合は暗く光る。

加速効率

Y-point 近傍で遠心力加速する場合:遠心力加速を受けた粒子のローレンツ因子は (4.16.9) であたえられる。これに particle loss rate $\dot{N}$ をかければ、 $L_{\text{centrifugal}} = \gamma_Y mc^2 \dot{N}$ で加速 (プラズマに行くエネルギー) が見積もれる。 $\dot{N}$ は multiplicity $\mathcal{M}$ と開く場所の幅 (立体角で Δ とする) などで、reconnection rate を見積もるときと同様のやり方で計算できるのでないか? (まだやってない)

上記の議論で行くとプラズマ粒子として持ち出すエネルギーは

$$L_{\text{plasma}} \approx \Delta \frac{B_L^2}{8\pi} c \quad (4.16.10)$$

になる。リコネクション領域の厚さは γ_Y のジャイロ半径程度だろう。すると、加速効率は結局

$$\text{global-Lplasma; } \eta_{\text{plasma}} = \frac{\Delta}{r_L} = \frac{c/(eB_L/\gamma_Y mc)}{c/\Omega} = \frac{1}{\mathcal{M}} \quad (4.16.11)$$

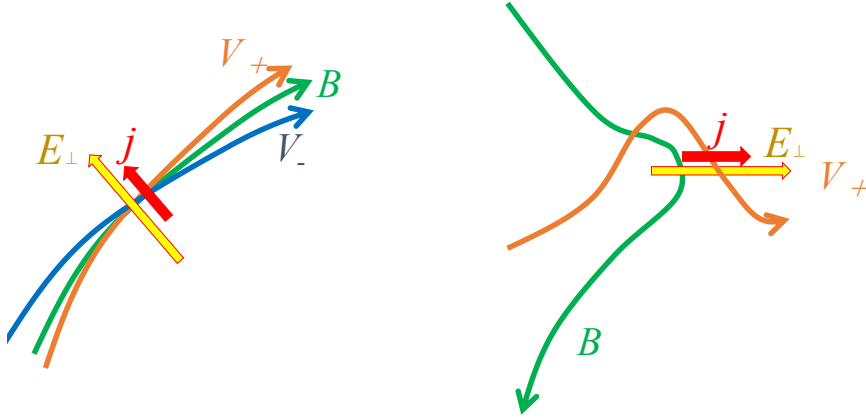
となり Multiplicity で決まる。

上の議論では、(1) 遠心力加速 ($\mathbf{E}_\perp$ 加速) が dominant であるとした、また、(2) ペアがどんなプロセスで (どこで) どのくらい作られるかは伏せてある、という二つの問題がある。ペア形成が Outer gap または Polar Cap で起こり、 $\mathbf{E}_\parallel$ との関連付けができていなければならない。gap potential Φ_g が有効起電力よりも小さくて multiplicity も大きい時は先の議論でよい。gap からの光度は $L_{\text{gap}} = \Phi_g I$ で計算できる。ただし、 $I \approx \mu\Omega/c$ はグローバルに決まる。gaps の寄与が大きい場合 (spindown して起電力が下がった old pulsars) では、 $\mathbf{E}_\perp$ 加速が dominant とはできないので修正の必要がある。

4.16.4.2 Diagnostics for simulations

遠心力加速と $E_{\parallel}$ 加速の分離は以下のように診断できると思われる。

プラズマが十分ある時の遠心力加速は、ideal-MHD($E_{\parallel} = 0$) の元で、 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ force で準中性でも起こる現象である (太陽風のような熱風でも遠心力加速はわずかに起こっている)。加速量は Poynting theorem があるので、 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{j} = \mathbf{E}_{\perp} \cdot \mathbf{j}$ で評価できる。下図のように、慣性力 (加速) によるドリフトで磁場に横切った $\mathbf{v}_{+}$ 、 $\mathbf{v}_{-}$ があって、 $\mathbf{j}_{\perp}$ があるために、 $\mathbf{E}_{\perp} \cdot \mathbf{j}$ が存在する。(ideal-MHD でも起こっている)



Y-point の頂上でも、磁場強度が小さいが閉じた磁場があってそこに radial 電場があってそれが $\mathbf{E}_{\perp}$ であり、+ 粒子がジャイロ運動しながらも radial に加速されていてそれが $\mathbf{j}_{\perp}$ を作っている。

結局、加速の総量は

$$L_{\text{acc}} = \int_{r>R_*} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{j}) dV \quad (4.16.12)$$

で、遠心力加速分は

$$L_{\text{centrifugal}} = \int_{r>R_*} (\mathbf{E}_{\perp} \cdot \mathbf{j}) dV \quad (4.16.13)$$

残りが $E_{\parallel}$ 加速となる。プロットは各領域ごとに、

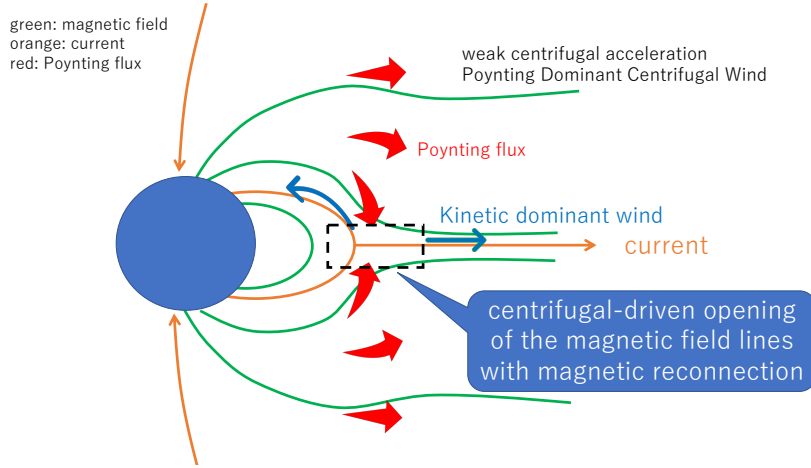
$$\frac{(\mathbf{E}_{\perp} \cdot \mathbf{j}) \Delta V}{L_{\text{acc}}}, \quad \frac{(\mathbf{E}_{\parallel} \cdot \mathbf{j}) \Delta V}{L_{\text{acc}}}, \quad (4.16.14)$$

で加速のうちの何パーセントをになっているかが各領域ごとにわかるとすれば良さそう。

4.16.5 遠心力加速と磁気リコネクション

Preamble プラズマ密度が高い時は、プラズマは準中性で、 $\mathbf{E}_{\perp} \gg \mathbf{E}_{\parallel}$ を維持しようとする。結果、 $\mathbf{E}_{\perp} \times \mathbf{B}$ -drift による共回転が強く強いられて、l.c. で γ の発散が起こる。

慣性項 (遠心力) が増大したところで遠心力加速が起こる (遠心力風)。遠心力風は開いた磁場でも起こるが、大して強く起こらない ($\gamma \sim \sigma^{1/3}$ で、wind は Poynting dominant になることが知られている。遠心力加速が効くのは閉じた磁場が遠心力でちぎれて、開いた磁場になる、Y-point とその延長上のみと考えられる。ここで起こることは遠心力駆動の磁気リコネクションになるだろう。通常の幾何的なもの (太陽フレアなど) とは異なる。惑星の磁気圏尾部と似ている。遠心力加速の効率を理論的に確定するのが目標。そのためには Y-point 付近での磁気リコネクションの理解が必要となる。下図参照。



4.16.5.1 A review on the magnetic reconnection

リコネクション領域を特徴付ける量は

$$\text{Landquist Number (磁気レイノルズ数)} S = 4\pi L V_A \sigma / c^2 = 4\pi L V_A / c^2 \eta \quad (4.16.15)$$

ここで、電気伝導度 σ 、抵抗率 (η)、サイズ L 、Alfén 速度 V_A 。磁気エネルギーからプラズマのエネルギーへの変換効率は Alfén Mach number $M_A = V_i n / V_A$ で表せる。次のことが知られている：

$$\text{Sweet-Parker model: } M_A \sim S^{-1/2} \quad (4.16.16)$$

$$\text{Petschek model: } M_A \sim \pi / 8 \ln S \quad (4.16.17)$$

4.16. パルサー磁気圏の全体構造

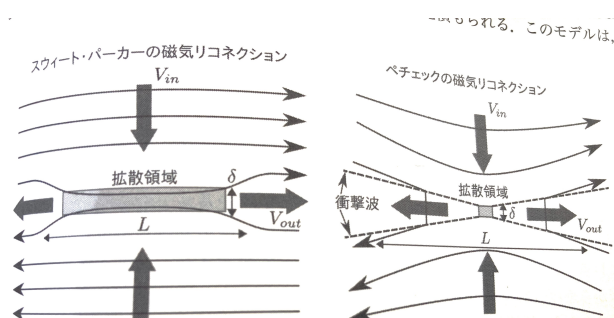


図 C.7 磁気リコネクションの模式図。左図はスウィート-パーカーモデル、右図はペツェックモデル。右図の点線は遅い磁気音波衝撃波を表す。

物理学ハンドブック
p.839 天野さん

SPを適用すると、通常の電気抵抗ではリコネクションが遅すぎて観測と合わない。異常抵抗を考えることになる。Loureiro & Uzdensky(2016) (LU16) によると critical Landquist number があって $S > S_c$ になると、不安定 (特に, plasmoid instability を一押し) になり、早いリコネクションを起こすようになるという。一方、Petschek では衝撃波によるプラズマ加熱を行う。SP は磁場のエネルギーをプラズマのエネルギーに直接変換するのと異なっている。LU16 では Petschek model の仮定は実際は満たされないので、current sheet での不安定を含んだ SP をよしとしている。

太陽フレアなどのシナリオを考えるとこんな感じかな：

X-point ができる → 磁場で両側から圧縮 → 長さ L の current sheet が成長し S が増大 (磁場のエネルギーが貯められる) → $S > S_c$ になる、→ 不安定になる (tearing instability から plasmoid instability へ → fast reconnection :flear)

不安定のところでは実際には電子慣性つまりは粒子加速 $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ が決めているので、リコネクション領域の加速機構がキーとなる。

パルサーの Y-point + current sheet の状況ではどうだろう？

- 定常での Y の形だと $L \rightarrow \infty$ の幾何：つまり、 $S \rightarrow \infty$
- 定常的に $S > S_c$ で (準) 定常的に fast reconnection が起こっている。
- $L \rightarrow \infty$ ではなく有効な L_{eff} は遠心力が効いている部分だけでないだろうか。
- light cylinder で回転のためローレンツ因子 γ がバーストして、

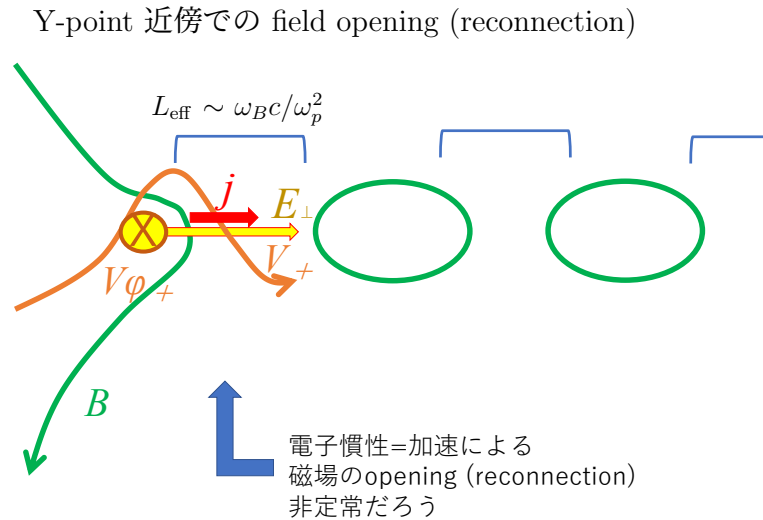
$$\frac{B_L^2}{8\pi\gamma mc^2 n} \sim 1 \quad (4.16.18)$$

まで加速して、遠心力ドリフト電流が増加 (Y-point 近傍) して磁場が開く。加速による電子慣性が電気抵抗になって磁気リコネクションを起こしているとも言える。

- この領域では $E > B$ になっているだろう。

4.16. パルサー磁気圏の全体構造

- L_{eff} は加速された粒子のジャイロ半径くらいだとすると $L_{\text{eff}} \sim \omega_{BC}/\omega_p^2 \ll R_L$ 程度なので、Y-point から離れた位置にある plasmoid はあまり加速に関与しないのではないか。その付近の電気抵抗によるが。
- 上の式のローレンツ因子まで加速するとすると Y-Point での加速効率は単純に (4.16.11) と同じ議論になって $1/\text{multiplicity}$ になる。



(今後の課題)

1. $|E_{\perp}| > B$ による定常リコネクションモデルが解析的に示せれば、
2. PIC simulation によりペアの入れ方でどのように電流が閉じるかがわかり、
3. $E_{\perp}$ 加速の大きさと $E_{\parallel}$ 加速との割合の決定すれば、パルサー磁気圏問題はほぼ解決。