

廻転星に於ける磁場の発生
と一般化されたオーグの式

東大 理天文 加藤 正二

§1. 序

恒星には Ap 型星と呼ばれる一連の星のグループがある。これらの星は強い磁場（通常数千ガウス）を持つことが特徴の一つとされている。星に於ける磁場の起源としては i) 星が星間物質から凝縮して作られる過程で磁場も一緒に星に持ち込まれたとする考え方、ii) 星の内部のダイナモによるとする考え方、iii) 以下で述べるバッテリー機構によるとする考え方に大別することが出来る。Ap 型星の表面には対流層は存在しない（中心には対流核がある）ことより ii) の考え方は Ap 型星の場合にはあまり受け入れられない。又 iii) のメカニズムもあまり有効ではないと思われていたことも関係して i) の考え方が Ap 型星の磁場の起源としては従来優力であった。

ここでは iii) のバッテリー機構について再検討し、従来考えられていなかった輻射圧の効果も考慮に入れると、バッテリー

一機構は A_p 型星の磁場の起源としてかなり有力なものであることを強調する。

§2. バッテリー機構

バッテリー機構は Biermann¹⁾ によつて与えられたもので $\text{ion} \times \text{electron}$ とからなる *self-gravitating* な回転ガス体に於ては、非常に弱いものではあるがトロイダル(子午面内)な電流が特殊な場合をのぞいて流れざるを得ず、その結果長年の間にかなり強いトロイダルな磁場が出来るというものである。もう少し具体的に述べると次のような機構である。即ちガス球を考えた場合、 ion の質量は electron のそれ比べて圧倒的に大きいので重力のため ion は相対的に内側へずれるとす。一方 electron は軽いために浮き上るとす。その結果電場が生じるわけであるが、完全に球対称なガス球では生じる電場の方向は完全に動径方向であり、この電場は $\text{electron} \times \text{ion}$ とが分離することによつて打ち消され別に電流は流れない。ところが若しガス球が回転していると事情が少し違って来る。即ち ion には重力の他に遠心力が働く、単位質量当りの遠心力は一般にカールフリーではなく従つてそれによつて生じる電場も一般にカールフリーではない。一方 $\text{electron} \times \text{ion}$ との分離によつて出来る電場は相互間の作

用が中心力であることより当然カールフリーである。従って electron と ion との單なる靜的分離だけでは上に述べた遠心力による電場を打ち消すことが出来ない。即ちその差を小さくするために電流が流れざるを得ないことになり、トロイダルな磁場が発生する。

上のことを式で議論すると、まずオー4の式は

$$\underline{\dot{r}} = \underline{E} + \underline{v} \times \underline{B} + \frac{1}{n_e e} \nabla p_e - \frac{1}{n_e e} \underline{\dot{r}} \times \underline{B} \quad (1)$$

但し、 p_e : electron pressure, n_e : electron の number density. その他通常の記号である。右辺の第三項がバリエリー項であり $\text{curl}(\nabla p_e / n_e e) \neq 0$ だと電流が流れ磁場が発生することになる。ところで釣り合いの式

$$0 = -\frac{1}{\rho} \nabla p_g + \nabla \varphi + \Omega^2 \underline{r} \quad (2)$$

と次の関係式

$$p_e = \frac{Z}{Z+1} p_g, \quad n_e = \frac{Z}{A m_H} \rho \quad (3)$$

を使うと

$$\nabla p_e / n_e e = \frac{A m_H}{(Z+1)e} (\nabla \varphi + \Omega^2 \underline{r}) \quad (4)$$

となる。但し、 p_g : 全ガス圧、 ρ : 密度、 m_H : 水素原子の質量、 A : 質量数、 Ze : ion の電荷、さらに φ : 重力ポテンシャル、 Ω : 回転の角速度である。 $\Omega = \Omega(\varpi)$ の場合をのりて一般に $\text{curl}(\Omega^2 \underline{r}) \neq 0$ 、従って $\text{curl}(\nabla p_e / n_e e) = A m_H / (Z+1)e \text{curl}(\Omega^2 \underline{r}) \neq 0$ 。

この機構によって発生し得る磁場の強さは A 型星のように速く回転している星では 10^6 ガウス位にはなり得る。

§ 3. 始めから星にポロイダル磁場がある場合

前章の話だとバリテリ機構は回転星にトロイダル磁場を発生させる非常に有効な機構のように見えるが実は星に僅かのポロイダル磁場があるとはほとんど完全にこの機構はきかなくなってしまうことが示されている (Mestel and Roxburg²⁾)。

まず第一に、ポロイダル磁場 (以後 B_p と書くことにする) があると (それがかなり弱いもの、例へば 0.1 ガウス以下でも)、またとえバリテリ項 $\nabla p_e / n_e e$ の働きでポロイダルな電流が流れるとしてもそれは B_p と平行でなければならぬことになる。なぜならばもしそうでないと、*downy force* $\vec{j} \times \vec{B}$ のトロイダル成分が存在してしまう。しかしこれとバランスする力はない。従ってオー 4 の式の右辺の第二項のポロイダル成分 $(\vec{j} \times \vec{B})_p$ が $\nabla p_e / n_e e$ の B_p に垂直な成分を打ち消すように僅かに回転の角速度が変化し、最終的には $\vec{j}_p \parallel B_p$ となったところで落ちつくと思われる。この調整のためのタイムスケールはかなり短い ($10^3 \sim 4$ 年)。従って十分より近似で $\vec{j}_p \parallel B_p$ としてよい。

次に B_p によってどれだけ電流が流れ得るかという問題に

なるが、 $\underline{j}_p \parallel \underline{B}_p$ なることを考慮すると $\nabla p_e / n_e e$ の $\underline{B}_p$ にそ
つての線積分は次のようになることを示される：

$$\oint_{\underline{B}_p} \frac{\nabla p_e}{n_e e} d\underline{s} = \frac{A_{MH}}{(Z+1)e} \oint_{\underline{B}_p} \Omega^2 \underline{\omega} d\underline{s} \quad (5)$$

ところが磁場は物質に frozen していることより、 $\underline{B}_p$ にそ
つての回転の角速度 Ω は一定である (Fenaro's isorotation law)
。従って (5) の積分は零となる。即ち電流は流れないこと
になり、磁場の発生はない。

上の議論はポロイダルな mass flow (meridional circulation)
がない場合の話である。meridional circulation があるとき、
 $\underline{j}_p \parallel \underline{B}_p$ 及び isorotation law は成り立たなくなり上の議論は
多少変わってくる。しかしこの場合にも多少複雑な計算のの
ち、やはり電流は流れないことを示される。

§4. 輻射圧の影響を考慮した場合³⁾

前章の結論だとバッテリー機構は星の磁場を作る機構として
はあまり有効なものではないことになるが、A型星などの
早期星では輻射圧は全ガス圧の数パーセントあり、かゝる
しも無視することは出来ない。特に上に述べたように輻射
圧の影響を入れないとバッテリー機構はきかないので、今の場合、
輻射圧の影響を調べることは重要である。

輻射圧を考慮に入れると、オ-4の式及び静電釣合の式は次のように書ける。

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} + \frac{1}{n_e e} (\nabla p_e + \alpha \nabla p_r) - \frac{1}{n_e e} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1')$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \nabla (p_g + p_r) + \nabla \varphi + \Omega^2 \mathbf{r} + \frac{1}{\rho} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2')$$

ここで p_r は輻射圧で、 α は一般に 1 の order の量である (次章参照)。バリテリ一項は輻射圧の項がつけ加わった場合 $(\nabla p_e + \alpha \nabla p_r)/n_e e$ である。前章の議論が今度の場合もそのまま使えて、ポロイダル電流は流れるとした B_p にそって立てればよい。即ち $\mathbf{j}_p \parallel B_p$ 。次に B_p のループにそってはたしてどの位の電流が流れるかを評価する。そのために $(\nabla p_e + \alpha \nabla p_r)/n_e e$ を B_p にそって積分するわけであるが、まず (2') 及び (3) を使って $(\nabla p_e + \alpha \nabla p_r)/n_e e$ は次のように書きかえることが出来る。

$$\frac{1}{n_e e} [\nabla p_e + \alpha \nabla p_r] = \frac{A m_H}{(z+1)e} \left[\frac{\alpha(z+1)-z}{\rho} \nabla p_r + \nabla \varphi + \Omega^2 \mathbf{r} + \frac{1}{\rho} (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_p \right] \quad (6)$$

今 $\mathbf{j}_p \parallel B_p$ 及び rotation law を使うと

$$\oint \frac{1}{n_e e} [\nabla p_e + \alpha \nabla p_r] \cdot d\mathbf{S} = \frac{A m_H}{(z+1)e} \oint \frac{\alpha(z+1)-z}{\rho} \nabla p_r \cdot d\mathbf{S} \quad (7)$$

右辺の積分は多少変形すると $\Omega^2 \mathbf{r} \cdot \Delta \beta$ の order であることがわかる。ここで $\mathbf{r}$ は迴轉軸からの距離、 β は全圧 ($p_g + p_r$)

のうちガス圧のしめる割合. i.e., $\beta = p_g / (p_g + p_m)$, $\Delta\beta$ は B_p の loop によつての β の値の差である. そゝするゝ流れる電流 j_p は $j_p \sim [Am_H \sigma / (z+1)e] \partial^2 \omega \Delta\beta$ となり, 発生し得るトロイダル磁場 $H_t^{(2)}$ は

$$H_t^{(2)} \sim 4\pi\sigma \frac{Am_H}{(z+1)e} \partial^2 \omega \Delta\beta D \quad (8)$$

となる. ここで D は B_p のループの動径方向の代表的サイズである.

A型星の代表として質量 M が $2.5M_\odot$, 半径 R が $1.59R_\odot$ で且つ 190 km/sec の速さで回転している星を考へ, $D \sim 0.2R$ とするゝ. モデルより T (温度) $\sim 6 \times 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$, $\sigma \sim 9.3 \times 10^{-6} \text{ emu}$, $\Delta\beta \sim 1.2 \times 10^{-2}$, $\partial^2 \omega \sim 3.3 \times 10^3 \text{ cm/sec}^2$ となり, これらを(8)に代入するゝ $H_t^{(2)} \sim 4.8 \times 10^8 \text{ ガウス}$ となる. もつゝも(8)であたえられる磁場は発生した磁場が dissipation とバランスして quasi-steady state に到つた時の値である. そのよゝな状態に到する時間 τ_c を estimate してみると $2.4 \times 10^8 \text{ years}$ 程度である. 一方 A型星が主系列にゐる時間 τ は, これより短かく $3.3 \times 10^8 \text{ years}$ 程度である. 従つて実際に到し得る磁場の強さ $H_t^{(2)}(\tau)$ は

$$H_t^{(2)}(\tau) \sim H_t^{(2)} (1 - e^{-\tau/\tau_c}) \sim 1600 \text{ G} \quad (9)$$

となる.

上の結果は meridional circulation が存在するとしても変らない。

§5. 一般化されたオーラの式について

前章では輻射と物質との相互作用を考慮に入れた場合の一般化されたオーラの式は(1)'のような形になるとして計を進めた。輻射との相互作用がある場合のオーラの式をちゃんと求めるには、Chapman Enskog 流の perturbation method による拡散速度の計算を物質と輻射との相互作用を考慮に入れて拡張すればよい。そのような計算過程によって得られるオーラの式は(1)'の形になる⁴⁾。しかしそのようを詳しい議論をしなくても、大体の計としては、(1)'式の係数 α は光子と物質とが相互作用する場合の光子の運動量のうち自由電子にわたされる割合(1より大きいこともある。なぜならば電子と陽子とが逆方向に飛ばされることもあるからである)と思つてよいことは想像がつくであろう。

以下では bound-free transition だけの場合について、係数 α の具体的な形について結果だけを述べることにする。内部量子状態 l なる j line に振動数 ν なる光子が当たった場合、色々な方向にある確率分布をもつて電子が飛び出すわけがあるが、飛び出す自由電子の平均の方向は光子の入射方向と一

致する筈である。今その運動量の大きさを光子の運動量 $h\nu/c$ を単位として測って $f^{jl}(\nu)$ であるとする。 α は次のように各過程による $f^{jl}(\nu)$ を weight をつけて平均したものである:

$$\alpha = \frac{\sum_{j,l} \int \frac{\kappa_{\nu}^{jl}}{\kappa_{\nu}} f^{jl}(\nu) \frac{dB_{\nu}}{dT} d\nu}{\int \frac{dB_{\nu}}{dT} d\nu} \quad (10)$$

ここで κ_{ν}^{jl} は上に述べた j, l 過程による吸収係数で、 κ_{ν} は各過程の振動数 ν に於ける和である。又 B_{ν} は黒体輻射を表わす。

具体的な $f^{jl}(\nu)$ の値は Sommerfeld⁵⁾, Schur⁵⁾, Stix⁵⁾ 等によって計算されており、K-shell electron, L-shell electron に對してそれぞれ次のようになっている。

$$f^{jl}(\nu) = \begin{cases} \frac{8}{5} (1-\alpha) & (\text{K-shell}) \\ \frac{8}{5} (1-\alpha)^2 & (\text{L-shell, s-electron}) \\ \frac{4}{5} \frac{7+22\alpha}{3+8\alpha} (1-\alpha) & (\text{L-shell, p-electron}) \end{cases} \quad (11)$$

ここで $\alpha \equiv x/h\nu$ で x は電離ポテンシャルである。 $\alpha > 1$ では $f^{jl}(\nu)$ は零である。

- 1) Biermann, L. 1950, Z. Naturf., 5a, 65.
 - 2) Mestel, L. and Roxburgh, I.W. 1962, Ap.J., 136, 615.
 - 3) Kato, S. and Nakagawa, Y. 1969, Astrophys. Space Sci.,
5, 171.
 - 4) Nakagawa, Y. and Kato, S. 1969, ~~to be~~ submitted
to Astron. and Astrophys.
 - 5) Sommerfeld, A. 1944, Atombau und Spektrallinien,
2. Aufl. Band II, Kap. 6.
- Schur, G., 1930, Ann. d. Phys. 5, 433.
- Stix, M. 1969 (to be published in Astron. and
Astrophys.)