

光ポンピング・ベクトル磁力計*

藪崎 努**・塚田 紀昭**・小川 徹**

1. ま え が き

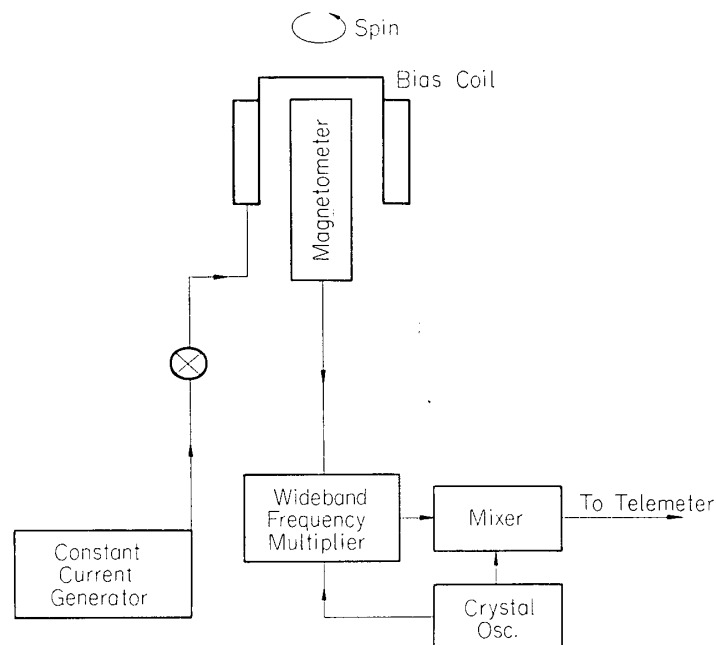
電離層中のいわゆるダイナモ電流の三次元的構造，特に電離層中のトロイダル電流[1]などの解明には，数万 γ ($\gamma=10^{-5}$ ガウス) の地球主磁場のもとで 1γ あるいはそれ以下の変化分をベクトル的に観測する必要がある．しかも地上観測では，ほとんどあるいは全く情報が得られず，宇宙飛しょう体による直接観測が是非必要である．

筆者らは以前より光ポンピング磁力計を用いてこのような観測が可能であることを提案し，検討，開発を進めてきたが[2][3]，一応の結論を得たので報告する次第である．

なお，本報告より簡単な方法が報告されているが，装置の不調により最終的な精度は不明である[4]．

2. 観 測 装 置

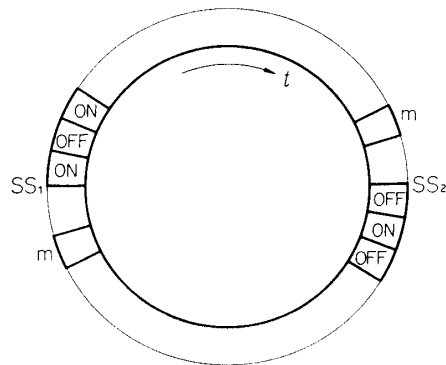
装置は第1図に示すようにロケットのスピン軸に垂直に定電流源によりバイアス磁場を加



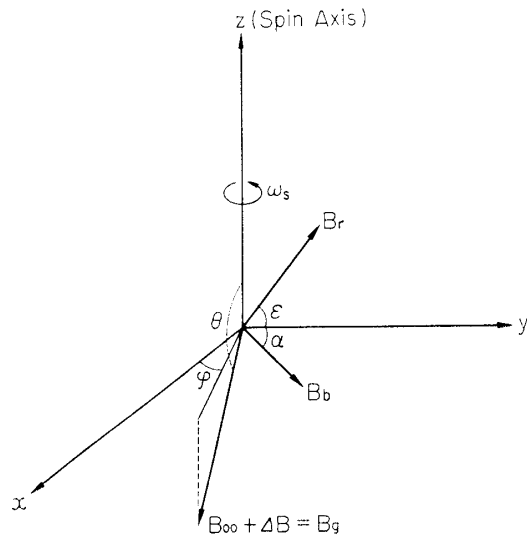
第1図 High Sensitive Vector Magnetometer

* 宇宙研特別事業費による研究論文

** 京都大学工学部電離層研究施設



第 2 図 Bias Field



第 3 図 Vector 図

え、これを断続するようにする．光ポンピング磁力計の出力周波数（磁場の絶対値に比例する）は広帯域倍周器を経たのち、テレメータに適するように変換する．バイアス磁場の断続は第 2 図に示すように行なう．ただし SS_1 および SS_2 は飛しょう体の両面につけられた太陽センサよりの信号を表わし、これによりバイアス磁場の方向を知ることができる．

このようなシステムを用いて、磁場の方向がどの程度まで測定できるかを考える．簡単のために第 3 図のような座標系を選べば、

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{00} + \Delta \mathbf{B}(t) + \mathbf{B}_r + \mathbf{B}_b(t) \quad (1)$$

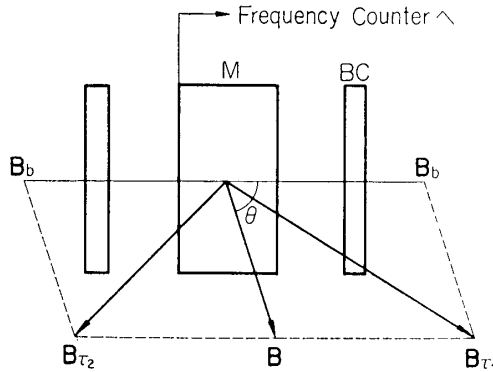
ただし、 \mathbf{B}_{00} : 双極子磁場 $\Delta \mathbf{B}(t)$: 磁場の変化成分 \mathbf{B}_r : ロケット本体あるいは他の観測装置の残留磁気 $\mathbf{B}_b(t)$: バイアス磁場 (xy 平面) である．ここで \mathbf{B}_r はロケット飛しょう前および電離層以下の高度での測定により知ることができる． $\mathbf{B}_b(t)$ は既知であり、したがってこの断続の回数は多いほど測定回数も増し、分解能も上がるが、倍周率も高くしなければならなくなり、また磁力計に用いる原子の緩和時間も問題となってくる．このような観測装置の誤差は次のように近似的に表わすことができる．

$$\left. \begin{aligned} \delta |\mathbf{B}| &\sim \frac{1}{r_m} \left(\frac{\delta \omega_0}{n} + \frac{dN}{dt} \right) \\ \delta \theta &\sim \frac{\delta |\mathbf{B}|}{|\mathbf{B}_b| \cos \theta} \\ \delta \varphi &\sim \frac{\delta \theta}{\sin \theta} \\ \delta h &\sim \frac{2\pi}{\omega_s} V_r \\ m &\sim \frac{\pi}{\omega_s} \cdot \frac{T}{1} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

ここで, $\delta|B|$: 磁場の絶対値測定誤差, γ_m : 原子の磁気回転比, $\delta\omega_0$: 周波数測定誤差, n : 倍周率, N : 位相雑音, δh : 高さ分解能, ω_s : ロケットのスピン角周波数, V_r : ロケットの垂直速度成分, $2m$: スピン一周期のバイアス磁場の断続回数である.

3. 実 験

磁場の三成分測定の手はじめとして, まず磁場の二成分をどのくらいの精度で測定できるかを知らなければならないと思い, この実験を行なった.



第 4 図

第 4 図は二成分測定の原理図である. バイアスを加えないときの地球磁場 B , これと正負のバイアス磁場 B_b および $-B_b$ との合成磁場 $B\tau_1$, $B\tau_2$ を測定することにより正確に θ を測定できる. この図より次の 2 式が成立する.

$$B\tau_1^2 = B^2 + B_b^2 + 2BB_b \cos \theta \quad (3)$$

$$B\tau_2^2 = B^2 + B_b^2 - 2BB_b \cos \theta \quad (4)$$

$$\text{これより } \cos \theta = \frac{B\tau_1^2 - (B^2 + B_b^2)}{2BB_b} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{-B\tau_2^2 + (B^2 + B_b^2)}{2BB_b} \\ &= \frac{B\tau_1^2 - B\tau_2^2}{4BB_b} \end{aligned}$$

実験結果の一例をあげておく.

$$\Delta t = 3 \text{ min}$$

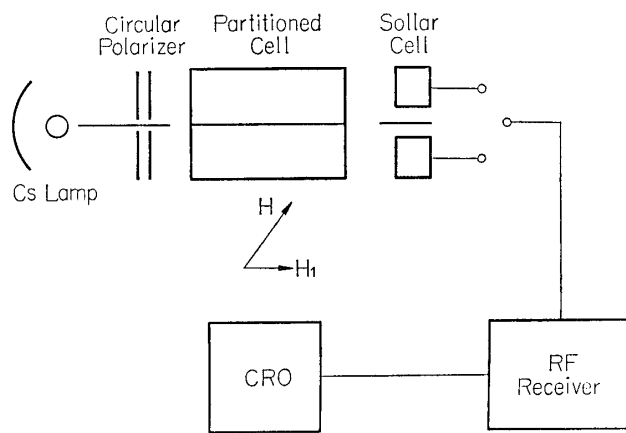
$$\Delta B = 0.1 \gamma \quad (B = 0.44 \text{ G})$$

$$B_b = 0.12 \text{ G}$$

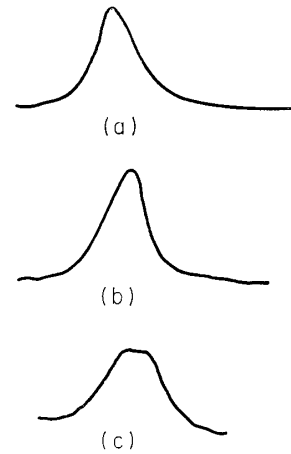
$$\theta = 44^\circ 06' 29'' \quad (\pm 3'')$$

4. 磁力計の精度向上

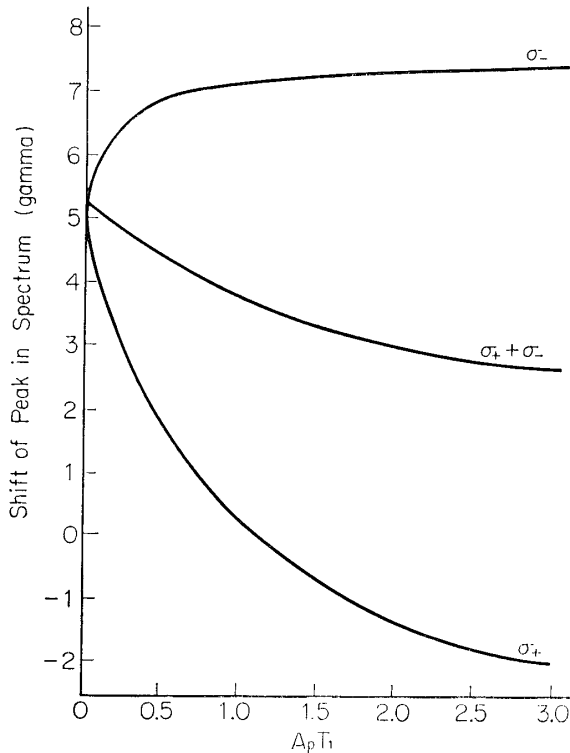
前述したように磁場方向の測定誤差は $\delta|B|$ で決まる. したがってロケットから地上へのデータ伝送過程における誤差を無視すると磁力計自体の誤差で決まることになる. 光ポンピング磁力計の精度を下げる最大の原因は, 使用するアルカリ原子のゼーマン遷移により変調された光のスペクトルが非対称であることがあげられる. 第 5 図はこのスペクトルの非対称性に基づく誤差を減少させるために開発した装置の光学系を示している [5]. ランプからの光は二分されおのおの左右円偏光にされたのち二つに分割した吸収セルに入れる. 透過した光はおのおの太陽電池で検波したのちに合成する. Cs^{133} を用いて, このスペクトルの非対称性を観測した結果が第 6 図で (a)(b) はおのおの右および左円偏光に対するもので, これらを合成すると (c) のように対称なスペクトルが得られる. スペクトルのピークの位置 (近似的に磁力計の発振周波数) は温度, 光の強度, 磁場と光軸との間の角度により変化し,



第 5 図



第 6 図

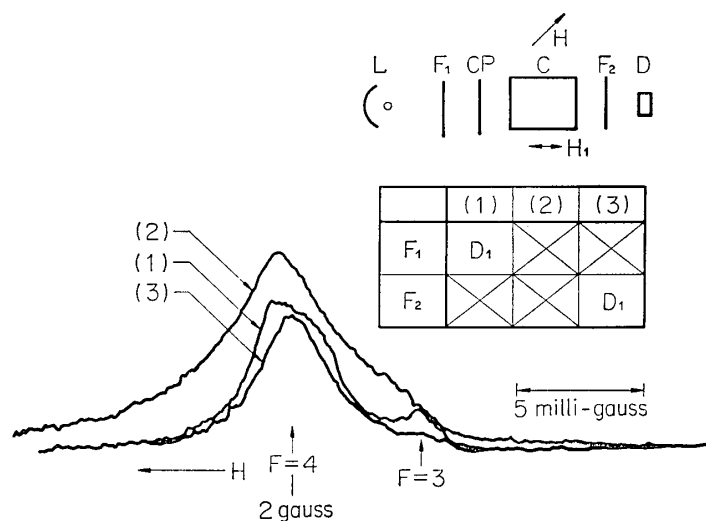


第 7 図 Theoretical Shift of Peak in the Spectrum

これが磁力計の誤差となっていた。ところが (c) のようにスペクトルを対称化させると、上の要因によって対称性は破れず、ピーク的位置は変化しないことになる。ところが実際 C_s について、スペクトルのピーク位置を理論的に計算を行なうと第 7 図のようになる。ただしこれは原子の励起状態はバッファガスとの衝突により完全に混合状態になっていると考え、ポンピング光として D_1 線を用いた場合である。横軸 $A_p T_1$ は、光の強度 A 、光と磁場との間の角度の余弦 μ 、および緩和時間（温度の関数）との積で与えられるもので、実際に用いられているのは 0.5 あるいはそれ以下である。この結果から、二つの円偏光によりスペクトルをかなり対称化させることができた。この原因は基底状態の超微細構造 (hfs) $F=4$ のゼーマン遷移によるス

ペクトルの近くに他の hfs $F=3$ のスペクトルが存在し、このスペクトルの Slope の部分の影響は残ってくる。したがってこの $F=3$ のスペクトルを減少させることが望まれる。

幸いにもこの $F=3$ のスペクトルは入射光の種類や入射光が原子を透過したのちの波長成分のみを取り出すことによりかなり減少できることが明らかにされている [6]。第 8 図はその一例を示す。図中 L : C_s ランプ, F_1, F_2 : D_1 フィルタ, CP : 円偏光板, C : C_s 吸収セル, H_1 : 高周波磁場, H : 静磁場である。(1) 60% 透過 D_1 フィルタをランプと円



第 8 図

偏光板の間にそう入, (2) フィルタを用いない場合 (3) D_1 フィルタを吸収セルと太陽電池との間にそう入した. 結果から明らかに $F=4$ と $F=3$ の成分の比は (1)(2)(3) の順に増加し, (3) の場合は従来磁力計に用いられてきた (1) の場合に比べて $F=3$ のスペクトルがかなり減少している.

5. ロケットの残留磁場およびプリセッションの影響

磁場観測装置をロケットに搭載し地球近傍における磁場の時間的, 空間的な変化を実際に測定しようとする場合には地上観測と違ってロケットと共に運動する系に観測装置を載せ変えて解析を行なう必要がある.

磁力計をロケットに搭載するとき, 新たに問題となる点を列挙すれば次のようになる.

- (1) ロケットの姿勢および位置
- (2) ロケットの残留磁気
- (3) ロケットのプリセッション
- (4) 情報伝達に伴う誤差

ロケットが飛しょう中, 外力を受けず慣性運動をするものと仮定すれば磁場の相対的变化を知るために (1) の問題点は緩和されるのでここではロケットのプリセッションと残留磁場の影響を検討してみる. なお (4) の問題点は広帯域倍周器により実効的な感度をあげることができるのでここでは取り扱わないことにする.

磁力計の発振周波数は磁場の大きさに比例するから第 3 図でバイアス B_b をかけないときと, B_b を加えたときとの全磁場を求めてみると次の結果が得られる.

(A) Bias Field OFF のとき

$$B_{\tau A} = [B_\theta^2 + B_r^2 + 2B_\theta B_r \cos \theta \sin \epsilon + 2B_\theta B_r \sin \theta \cos \epsilon \cos \omega_s t]^{1/2} \quad (6)$$

(B) Bias Field ON のとき

$$B_{\tau B} = [B_\theta^2 + B_b^2 + B_r^2 + 2B_\theta B_r \cos \theta \sin \epsilon + 2B_b B_r \cos \alpha \cos \epsilon +$$

$$2 B_0(B_0^2 + B_r^2 \cos^2 \epsilon + 2 B_0 B_r \cos \alpha \cos \epsilon)^{1/2} \sin \theta \cos(\omega_s t - \gamma)^{1/2} \quad (7)$$

$$\text{ただし} \quad \gamma = \tan^{-1} \frac{B_b \sin \alpha}{B_b \cos \alpha + B_r \cos \epsilon} \quad (8)$$

ここで $B_r \ll B_0, B_b$ なるときは、式は次のようになる。

$$B_{\tau A} = B_0 \quad (9)$$

$$B_{\tau B} = [B_0^2 + B_b^2 + 2 B_0 B_b \sin \theta \omega_s (\omega_s t - \alpha)]^{1/2} \quad (10)$$

これは (6) 式の B_r を B_b で置きかえたものと一致する。(9), (10) 式より

$$\theta = \sin^{-1} \left[\frac{B_{\tau B}^2 - (B_0^2 + B_b^2)}{2 B_{\tau A} B_b \cos(\omega_s t - \alpha)} \right] \quad (11)$$

この式によってバイアス磁場 ON, OFF の周期ごとにスピンの軸と磁場との成す角度 θ を求めることができる。

また (11) 式から

$$\frac{d\theta}{dB_{\tau B}} = \frac{B_{\tau B}}{B_b B_{\tau A} \cos \omega_s t \cos \theta} \quad (12)$$

この式は total field の変化に対する θ の変化を示すものである。これから $\omega_s t$ の値と θ との値によって角度の分解能が著しく変化することがわかり、その結果 $\omega t = n\pi$ ($n=0, 1, 2, \dots$) のときいいかえれば、total field が最大になるところ、または最小になるところで θ を求めるのが最も角度の分解能がよいことになる。

ところで上で導いた各式はすべて一回の測定の間、 B_0 がスピン軸に対して固定された角度 θ をもつものと仮定したときに成立するものである。しかしながら θ はこの間一定ではなくロケットのプリセッションによって変化する。すなわち θ もまた時間の関数となる。

プリセッションによる影響は大きくわけて三つの面から考えられる。

(1) 磁場中を飛しょうする導体がプリセッションにより誘起する電流が新たな磁場を発生する。この磁場の大きさはロケットの大きさ、材料によって異なるが、磁場を切る導体の面積を S とすれば、それに誘起される起電力 e は次式のようなになる。

$$e = B_0 S \sin z \sin \alpha \cos \omega_p t \quad (13)$$

ただし z はロケットの進行方向と磁場 B_0 とのなす角、 ω_p はプリセッション角周波、 α はプリセッション半角である。たとえば $B_0 = 0.4 \text{ G}$ $S = 0.3 \text{ m}^2$ $\omega_p = 2\pi/30 \text{ [rad/sec]}$ のとき

$$e = 1.5 \times 10^{-7} \cos \omega_s t \text{ (V)} \quad (14)$$

これによって生ずる磁場は材料の抵抗にもよるが、 B_0, B_r に比べて無視しうる。これは大きく見積って 1γ 程度である。

(2) プリセッションによりスピン一周期中の各瞬間においてスピン軸の方向が空間的に異なってくる効果である。この場合の誤差は次の式で与えられる。

$$\frac{d\theta}{dt} = \omega_p \sin \alpha \sin z \sin \omega_p t / \sin \theta \quad (15)$$

たとえば $\alpha = 5^\circ$, $z = 135^\circ$, $\omega_p = 2\pi/30 \text{ [rad/s]}$, $\omega_s = 100 \omega_p$ とすれば、スピン一周期中に生ずる誤差は、 $3' \sim 4'$ 程度となり内そう法を用いれば誤差を十分小さくできることがわかる。

(3) ロケット搭載の種々の機器による残留磁場の外部磁場に対する方向が、プリセッションのため変化する。残留磁場は地上においてあらかじめ測定でき、特にスピン軸に垂直な方向について精度をよく知ることができる。したがってスピン軸に平行な成分による誤差を考えれば

$$B_x^2 = B_\theta^2 + B_{r_{\parallel}}^2 + 2 B_\theta B_{r_{\parallel}} \cos \alpha \cos z + 2 B_\theta B_{r_{\parallel}} \sin \alpha \cos z \cos \omega_p t \quad (16)$$

なる式から求められ、たとえば $\alpha = 5^\circ$, $z = 135^\circ$, $B_{r_{\parallel}} = 10 \gamma$ とすれば約 1γ の誤差となり θ に及ぼす誤差は $1'$ 程度となり十分小さいことがわかる。

6. 終 り に

スカラー磁力計である光ポンピング磁力計にバイアス磁場を加え、それを断続することによりスペクトル的に磁場を観測する方法について検討した。その結果現在用いられている磁力計でも、昼間の E 層におけるダイナモ電流をベクトル的に観測することが可能であり更に前述したように磁力計を改良することにより夜間電離層の電流によるような微小磁場変化の三成分の測定も不可能でないと思われる。

1969 年 12 月 20 日

参 考 文 献

- [1] N. Fukushima: Rep. Ionos. Space Res. Japan, **22** 173 (1968).
- [2] 小川: 宇宙観測シンポジウム (1967 年 2 月).
- [3] 小川, 藪崎: 日本地球電磁気学会第 43 回講演会 (1968 年 5 月).
- [4] P. A. Cloutier and R. C. Haynes: Journ. Geophys. Res., **73** 1771 (1968).
- [5] 藪崎, 中段, 小川: 電気通信学会量子エレクトロニクス研究会資料 19 (1966).
- [6] T. Yabuzaki and T. Ogawa: J. Opt. Soc. Amer. **58** 589 (1968).