

光ポンピング磁力計の角度依存性*

—励起状態 mixing の効果—

藪崎 努**・小川 徹**

Angular Dependence of Optically Pumped Magnetometer —Effects of Collisional Mixing in the Excited States—

By

Tsutomu YABUZAKI and Toru OGAWA

Abstract: Angular dependence of the self-oscillating magnetometer with cesium atoms is theoretically studied for two extreme cases of the collisional mixing in the excited states of cesium: (1) the excited states are completely mixed by collisions with buffer gas, and (2) the excited states are not mixed. Theoretical results can be verified by the experiments. The results indicate that it is possible to reduce the angular dependence to less than $0.2 \text{ gamma}/10^\circ$ by use of the magnetometer in which an absorption cell with buffer gases and a right-handed circularly polarized light beam are used, or by use of the symmetrized spectrum type magnetometer with an absorption cell containing no buffer gases.

1. 序

アルカリ金属蒸気を用いた光ポンピング磁力計, 特に自己発振型磁力計は 1957 年 Bell, Bloon [1] により提案されて以来, 地磁気等の弱磁場の精密測定に広く用いられてきた. この磁力計では原子のゼーマン効果を用いており, したがって磁場の全磁力の絶対測定が可能であるという特長を持っている. しかし, アルカリ金属原子の場合には原子核磁気モーメントの影響でその基底状態も複雑となり, そのためにポンピング光軸と被測定磁場とのなす角度等の変化により磁力計の発振周波数もシフトする [2]. しかし, まだ磁力計のシフトあるいは誤差についての定量的な理論計算はなされていない.

本論文では, セシウム原子を用いた磁力計について, 理論的に磁力計のシフト, 特に角度依存性を求め, またシフトを減少させるためにさきに我々が提案した対称スペクトル方式磁力計 [3] の角度依存性を求め実験との比較を行なった. 普通磁力計に用いる吸収セルは, 内面の壁をコーティングしたものと, 希ガス等のバッファガスを封入したものが用いられる. バッファガスは光ポンピングされたアルカリ金属の壁への拡散を防ぐために封入するもの

* 宇宙研特別事業費による論文

** 京都大学工学部

であるが、アルカリ金属原子の励起状態で原子衝突による mixing を生じさせる。これら二種類の吸収セルを用いた磁力計の角度依存性に対する得失を知るために二つの極端な場合について考えた。すなわち (i) バッファガス圧が高く (10 Torr 以上) 励起状態が完全に mixing の状態の場合、(ii) バッファガスが封入されておらず、励起状態は完全に mixing されていない場合について考えた。

2. セシウム原子のゼーマン・スペクトル

セシウム原子の基底状態は全角運動量 $F=4$ と $F=3$ の二つの hyperfine 準位からなり、磁場を加えるとのおおの9本と7本のゼーマン副準位に分離する。磁力計は本質的には隣り合う二つの副準位の間隔を共鳴を利用して測定するものであるが、Back-Goudsmit 効果により弱磁場においても各ゼーマン副準位間隔が若干異なり、したがって異なった位置に共鳴線が現われ、弱磁場では全体として一つの非対称な共鳴線となる。この非対称性が種々のパラメータで変化し、磁力計のシフトとなるのである。

hyperfine 準位 F のゼーマン副準位 m_F と m_F-1 との間隔は Breit-Rabi の公式 [4] を用いて計算することができる。すなわち

$$f(m_F, m_F-1) = -AH_0 \pm \frac{\Delta\nu}{2} [(1 + BCm_F H_0 + B^2 H_0^2)^{1/2} - \{1 + BC(m_F-1)H_0 + B^2 H_0^2\}^{1/2}] \quad (1)$$

ここで

$$A = \frac{\mu_N \mu}{Ih}, \quad B = \left(2K + \frac{\mu_N \mu}{\mu_0 I}\right) \frac{\mu_0}{h\Delta\nu}, \quad C = \frac{4}{2I+1} \quad (2)$$

上式において、 H_0 : 静磁場, $\Delta\nu$: hyperfine 準位間隔, μ_N : 核マグネトン, μ : μ_N で表わした核磁気モーメント, I : 核スピン量子数, h : プランクの定数である。Cs に対して $I=7/2$, $\mu=2.578873$, $\delta\nu=9.19263177 \times 10^9$ Hz を用いて計算できる。

次に高周波磁場により、副準位 m_F と m_F' との間に共鳴が生じ、それによるポンピング光の変調を求める。原子を透過した光の高周波変調された成分は、高周波磁場が十分弱いときには近似的に次のように表わすことができる。

$$I_{m_F, m_F'}(\omega, t) = C_0 \frac{H_1}{\{1 + (T\Delta\omega_{m_F, m_F'})\}^{1/2}} \Delta n_{m_F, m_F'} P_{m_F, m_F'} \times \cos(\omega t - \varphi_{m_F, m_F'}) \quad (3)$$

ここで

$$\begin{aligned} \Delta\omega_{m_F, m_F'} &= \omega - |\omega_{m_F} - \omega_{m_F'}| \\ \Delta\varphi_{m_F, m_F'} &= \tan^{-1}[1/T\Delta\omega_{m_F, m_F'}] \end{aligned} \quad (4)$$

また、 H_1, ω はおおのの高周波磁場の振幅および周波数, ω_{m_F} は副準位 m_F のエネルギー, $\Delta n_{m_F, m_F'}$ と $P_{m_F, m_F'}$ はおおの副準位 m_F と m_F' の原子数の差およびその間の相対的遷移確率, T は原子の緩和時間, C_0 は定数である。

弱磁場中では各共鳴線が重なり合い、一つの共鳴線となるが、その際ポンピング光に現われる高周波成分の振幅 $A_T(\omega)$ と位相 $\varphi_T(\omega)$ は次の関係から得られる。

$$\begin{aligned}
 I_T(\omega) &= A_T(\omega) \cos(\omega t - \varphi_T(\omega)) \\
 &= \sum_{\substack{m_F, m_{F'} \\ (m_F = m_{F'} \pm 1)}} I_{m_F, m_{F'}}(\omega) \cos(\omega t - \varphi_{m_F, m_{F'}}(\omega))
 \end{aligned} \quad (5)$$

ただし

$$I_{m_F, m_{F'}}(\omega) = C_0 \frac{H_1}{\{1 + (T \Delta\omega_{m_F, m_{F'}})\}^{1/2}} \Delta n_{m_F, m_{F'}} P_{m_F, m_{F'}} \quad (6)$$

一般に $A_T(\omega)$ は非対称な共鳴線の形を表わし、また磁力計は $\varphi_T(\omega)$ が $\pi/2$ になる周波数 ω で発振する。

振幅 $A_T(\omega)$ と $\varphi_T(\omega)$ を求めるためには原子数の差 $\Delta n_{m_F, m_{F'}}$ を求める必要がある。そこで二つの極端な場合、すなわち励起状態がバッファガスとの衝突により完全に mixing されている場合と、完全に mixing されていない場合について、rate equation を解くことにより求めた。ただし光ポンピングは D_1 線で行なう場合についてのみ考える。

(i) 励起状態が完全に mixing の状態にある場合

この場合 rate equation は次のようになる。

$$\frac{dn_{m_F}}{dt} = -A' P_{m_F} n_{m_F} + \frac{A'}{16} \sum P_{m_F} n_{m_F} - \frac{n_{m_F} - N/16}{T} \quad (7)$$

ただし A' はポンピング光の強度に比例し磁場と光軸とのなす角度の関数であり、 P_{m_F} は副準位 m_F から励起状態への遷移確率、 N は全原子数である。

(ii) 励起状態が mixing されない場合

この場合の rate equation は次のように表わせる。

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_{m_F}}{dt} &= -A' \sum_{n_f} P(m_F, n_f) \\
 &+ A' \sum_{n_f} [P'(n_f, m_F) (\sum_{m'_{F'}} P(m'_{F'}, n_f) n_{m'_{F'}}) / \sum_{m''_{F''}} P'(n_f, m''_{F''})] \\
 &- \frac{n_{m_F} - N/16}{T}
 \end{aligned} \quad (8)$$

ただし、 $P(m_F, n_f)$ は基底状態の副準位 m_F から励起状態の副準位 n_f への光による遷移確率、 $P'(n_f, m_F)$ は副準位 n_f から m_F への自然放出による遷移確率である。これらの遷移確率の相対値は容易に計算できる [5]。 $P(m_F, n_f)$ は磁場方向から見た光の基本的な偏光成分 σ_{\pm}, π により変る。これらの偏光成分の強度は、たとえば右円偏光を磁場と角度 θ となす角度で加えた時、おの次のように表わせる。

$$A(\sigma_{\pm}) = A \left(\frac{1 + \pm \cos \theta}{2} \right)^2, \quad A(\pi) = A \left(\frac{1 - \cos^2 \theta}{2} \right) \quad (9)$$

ここで A は入射光全体の強度である。

角度 θ を変化させ rate equation (7) および (8) を解き $\Delta n_{m_F, m_{F'}}$ を求めれば、各共鳴線の振幅が求まり、したがって (5) 式から弱磁場において重共鳴の形 $A_T(\omega)$ および位相 $\varphi_T(\omega)$ が求められる。

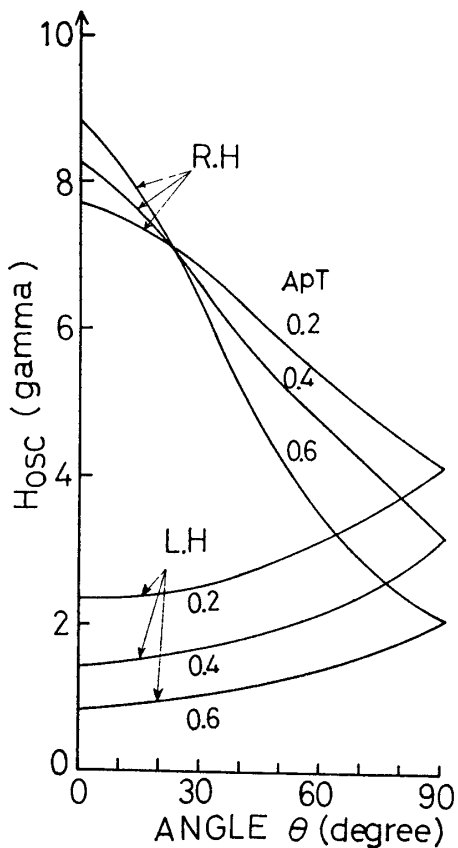
3. 単一光ビームを用いた磁力計および対称スペクトル方式磁力計の角度依存性

さきに概説した計算過程を通して、普通に用いられる自己発振型磁力計（一方に円偏光された光ビームを用いる）と対称スペクトル方式磁力計の角度依存性を計算した。以下に示した結果は被測定磁場 H_0 が 0.5 ガウスの場合である。ただし発振周波数の変化を磁場の変化として表わしている。

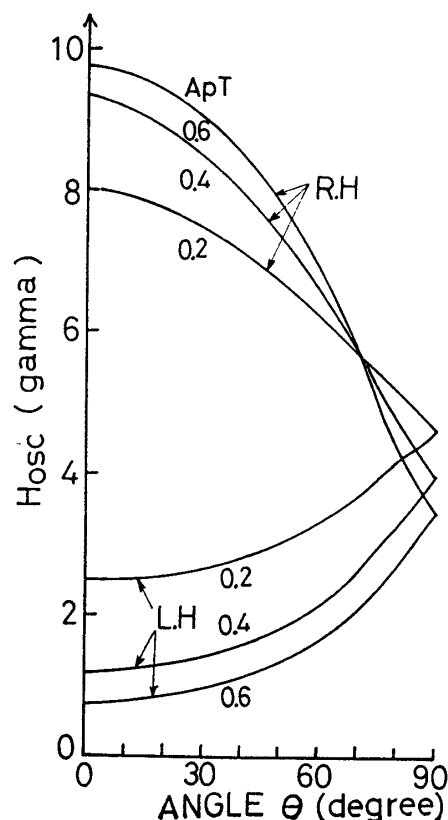
第1図は、セシウムの励起状態が完全に mixing されている場合、すなわち比較的高い圧力のバッファガスを用いた場合の磁力計の角度依存性を示している。図に示したパラメータ中の p は定数であり次のように表わせる [5]。

$$p = |(\alpha SL |P| \alpha' SL + 1)|^2 / 24$$

ただし P は電気双光子オペレータである。また図中の L.H および R.H はおのおの右円偏光および左円偏光を用いた場合を示す。角度 θ は $0^\circ \sim 90^\circ$ 変化させたが、実際の磁力計では 0° および 90° 付近では S/N が下り発振せず、S/N の最も高いのは $\theta \sim 45^\circ$ である。図から明らかのように二つの円偏光に対し角度依存性は対称でない。これは基底準位 $F=4$ による



第1図 励起状態が完全な mixing の場合の角度依存性。L.H, R.H はおのおの右円偏光および左円偏光を用いた場合を表わす。



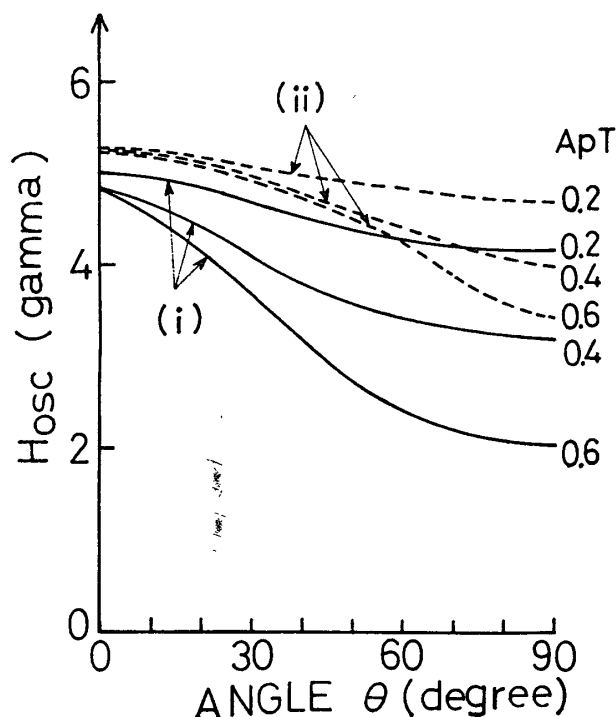
第2図 励起状態が mixing されていない場合の角度依存性

共鳴線の近くに $F=3$ の共鳴線があるため、右円偏光を用いた方が角度依存性は小さい。またこの場合、左円偏光の場合と異なるのは光の強度を増せば角度依存性が小さくなることである。

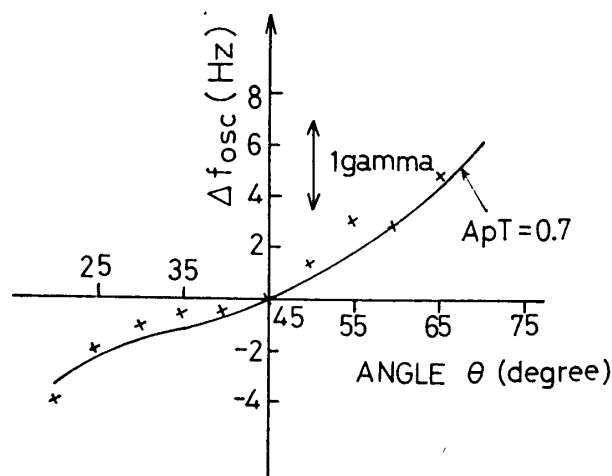
第2図は、励起状態が *mixing* されていない場合、すなわちバッファガスを封入しない吸収セルの場合の角度依存性を示す。角度依存性の大きさは第1図に示す場合と大差はないが、注目すべき点は、左右両円偏光に対して対称性が良くなっていることである。

第3図は対称スペクトル方式の角度依存性である。対称スペクトル磁力計は、二つに分割した吸収セルにおのおの左右円偏光を与え、スペクトルを対称化したものであり、この磁力計のシフトは、第1図あるいは第2図に示す左右円偏光に対するシフトを算術平均したものになる。図から明らかに、バッファガスを封入しない吸収セルの場合には角度依存性はかなり小さくなり、第1図あるいは第2図に示した普通用いられる磁力計に比し1けた近く小さくなっている。

以上の理論計算を実験的に確かめるために、実際の磁力計で角度依存性を測定した。用いた吸収セルはバッファガスを封入しないものである。しかし、磁力計自体の角度依存性は以上の図からも明らかに非常に小さく、磁場が完全に均一でない地上において測定するのは困難である。すなわち磁力計の方向の変化は吸収セルの位置の変化を伴い、したがって被測定磁場も変化することになる。そこで、一方の円偏光を用いた磁力計の角度シフトと、同じ位置で測定した対称スペクトル方式磁力計の差を求め、磁場の不均一性を消去した。第4図に



第3図 対称スペクトル方式磁力計の角度依存性。(i), (ii)はおのおの励起状態が完全に *mixing* されている場合と *mixing* されていない場合を表わす。



第4図 左円偏光を用いた場合の角度シフトと対称スペクトル磁力計の角度シフトの差. 実線は $A_p T$ を 0.7 としたときの理論値.

示すものが、左円偏光を用いた磁力計と対称スペクトル方式磁力計の角度シフトの差を示す。ただし $\theta=45^\circ$ で差を零とした。実線は理論的に求めたもので比較的よく一致している。このことは、理論的に求めたものが、実際の磁力計の角度依存性をほぼ与えることを意味していると考えられる。

4. 結 言

自己発振型のセシウム磁力計の角度シフトを、励起状態の原子衝突による mixing を考慮して理論的に求めてみた。また理論結果は実験的に確かめられた。

結論として重要と思われる点は、

(1) バッファガス圧の比較的高い吸収セルは、左右円偏光に対する角度依存性が大きく異なり、右円偏光を用いた方が角度依存性が小さいこと。またこの場合、光の強度を増加させれば、角度依存性が減少する。

(2) バッファガスを封入しない吸収セルを用いた磁力計は、バッファガスを封入しさらに右円偏光を用いた場合に比べて角度依存性が大きい。しかし左右円偏光に対する角度依存性の対称性がよく、したがって対称スペクトル方式磁力計に対しては、この種の吸収セルの方が有利である。

バッファガスを封入した吸収セルの場合も、バッファガスを封入しないセルを用いた対称スペクトル方式磁力計の場合も、適当な条件を選べば角度変化 $\pm 10^\circ$ に対するシフトを 0.4 ガンマ以下にすることも可能であろう。

以上のような角度依存性の理論的な結果やそれに基づいた角度依存性の減少の方法は、特に磁力計の方向が測定時に大きく変化する場合や、バイアス磁場を用いてベクトル的に磁場を測定する場合 [6] 重要となるであろう。

1973年1月31日

参 考 文 献

- [1] W. E. Bell and A. L. Bloom: Phys. Rev. **15**, 1559 (1957)
- [2] T. Yabuzaki and T. Ogawa, Optical Pumping and Atomic Line Shape (ed. T. Skalinski, Panstwowe Wydawnictwo Naukowe, Warsaw, 1969) p. 77
- [3] 薮崎, 中段, 小川: 電子通信学会量エレ研資, 19 (1966); (1967)
- [4] L. W. Parsons and Z. M. Wiatr: J. Sci. Instrum. **39**, 292 (1962)
- [5] E. U. Condon and G. H. Shortley: The Theory of Atomic Spectra (Cambridge Univ. Press 1963)
- [6] 薮崎, 塚田, 小川. 東大宇宙研報告, 第 6 卷第 1 号 (B) 149 (1970)