

バリオンの磁気モーメントと構成子模型

田代 勤・野田 二次男*

岡山理科大学工学部機械工学科

*茨城大学理学部数理科学科

(1997年10月6日 受理)

1. はじめに

加法的クォーク模型 ($SU(6)$ 模型) は低エネルギーでのハドロンの静的性質をうまく説明するのに成功してきた¹⁾。最近のより精密な実験結果は微細構造での不一致を示している²⁾。例えば、加法的クォーク模型は、陽子と中性子の磁気モーメント比に関してよい一致を示した(実験との差はおよそ3%程度)が、比 $(\mu_{\Sigma^+} - \mu_{\Sigma^-}) / (\mu_p - \mu_n)$ についてはおよそ30%以上の実験とのずれを示している(表1を参照)。また、 $\mu_{\Lambda} > \mu_{\Sigma^-}$ を説明できない。他方、深部非弾性散乱の実験は陽子のスピンの担い手が必ずしもバレンスクォークのみでないことを示した。いわゆるスピクライシスの問題である^{3),4),5)}。

ここでは構成子模型⁶⁾⁻¹¹⁾の観点から加法的クォーク模型からのずれを取り扱う。バリオンの磁気モーメントおよびスピン依存構造関数のファーストモーメント (Γ_1) を具体的に解析する。多くのバリオンのバレンスクォークはおよそ70%程度そのスピンを維持しているが、グザイ粒子に関してはそれがおよそ50%程度であることが解析される。磁気モーメントの構成子模型からの分析は、構成子のなかのパートンのスピン分布がバリオンのフレーバーに依存していることを暗示している。

表1 $SU(6)$ 模型と実験値との比較

比	$SU(6)$ 模型	実験値 ²⁾
μ_p / μ_n	-3/2	-1.46
$(\mu_{\Sigma^+} - \mu_{\Sigma^-}) / (\mu_p - \mu_n)$	4/5	0.769
$(\mu_{\Sigma^0} - \mu_{\Sigma^-}) / (\mu_p - \mu_n)$	-1/5	-0.128

2. 核子に関する構成子模型

核子は構成子 $Q(U, D, S)$ からなり、構成子はさらにクォークパートン (u, d, s) およびグルーオン (g) から構成されるものと仮定する。核子中の u クォークによって運ばれる偏極 Δu を

$$\Delta u = \int_0^1 dx [u_+(x) + \bar{u}_+(x) - u_-(x) - \bar{u}_-(x)] \quad (1)$$

とする。ここで u_+ (u_-) は正 (負) のヘリシティをもつ u クォークの分布関数である。その他 ($\Delta d, \Delta s$) も同様に定義される。構成子模型では核子の中の構成子 Q の偏極を ΔQ とする。また、その構成子の中のクォークの偏極を $\Delta\phi$ とすれば、各クォークの偏極は次のように与えられる。

$$\Delta u = \Delta\phi_N^V \Delta U + \Delta\phi_N^S (\Delta U + \Delta D + \Delta S) \quad (2)$$

$$\Delta d = \Delta\phi_N^V \Delta D + \Delta\phi_N^S (\Delta U + \Delta D + \Delta S) \quad (3)$$

$$\Delta s = \Delta\phi_N^V \Delta S + \Delta\bar{\phi}_N^S (\Delta U + \Delta D + \Delta S) \quad (4)$$

ここで、添字 V, S はバレンス成分、シー成分をそれぞれ表している。 $\Delta\phi_N^S, \Delta\bar{\phi}_N^S$ はシークォークのなかの u, d クォークと s クォークの偏極分布に差をつけることを意味している。加法的クォーク模型を仮定すれば、陽子にたいして $\Delta U = 4/3, \Delta D = -1/3, \Delta S = 0$ 、および中性子にたいして $\Delta U = -1/3, \Delta D = 4/3, \Delta S = 0$ となる。

まず g_A/g_V 比を考える。SU(3) 普遍性を仮定すれば、陽子のパートン偏極を使用して

$$g_A/g_V(np) = \frac{5}{3} \Delta\phi_N^V \quad (5)$$

$$g_A/g_V(\Lambda p) = \Delta\phi_N^V + \frac{1}{3} (\Delta\phi_N^S - \Delta\bar{\phi}_N^S) \quad (6)$$

$$g_A/g_V(\Sigma n) = -\frac{1}{3} \Delta\phi_N^V + (\Delta\phi_N^S - \Delta\bar{\phi}_N^S) \quad (7)$$

$$g_A/g_V(\Xi \Lambda) = \frac{1}{3} \Delta\phi_N^V + \frac{2}{3} (\Delta\phi_N^S - \Delta\bar{\phi}_N^S) \quad (8)$$

を得る。 $g_A/g_V(np)$ の加算的クォーク模型からのずれは $\Delta\phi_N^V$ の値を決める¹²⁾。

さらに陽子、中性子のスピン依存構造関数のファーストモーメント Γ_1^p, Γ_1^n は次のように与えられる。(スピン依存構造関数を g_1 としたとき、 $\Gamma_1 = \int_0^1 g_1 dx$ で定義される。)

$$\Gamma_1^p(Q^2) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right) \left[\frac{5}{9} \Delta\phi_N^V + \left(\frac{5}{9} \Delta\phi_N^S + \frac{1}{9} \Delta\bar{\phi}_N^S \right) \right] \quad (9)$$

$$\Gamma_1^n(Q^2) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right) \left[0 + \left(\frac{5}{9} \Delta\phi_N^S + \frac{1}{9} \Delta\bar{\phi}_N^S \right) \right] \quad (10)$$

ここで、因子 $(1 - \alpha_s/\pi)$ はQCDからの補正項である。また、異常項からの寄与はないものと仮定している。

これらの実験値^{3),5),13)}と比較することにより、バレンスおよびシー成分に関する次の結果が得られる。

$$\Delta\phi_N^V = 0.754, \quad \Delta\tilde{\phi}_N^S = -0.149, \quad \delta = 1.141$$

ここで、 $\delta = \Delta\phi_N^V / \Delta\tilde{\phi}_N^S$ である。結果を表2に示す。当然、ここではアイソスピン普遍性を仮定している。また、Bjorkenの和則も満たしている。また、 $\alpha_s = 0.25$ ($Q^2 = 5\text{GeV}^2$)を使用した。

表2 実験との比較

物理量	実験値 ^{3),5),13)}	$SU(6)$ 模型	理論
$g_A/g_V(np)$	1.2573 ± 0.0028	5/3	1.257
$g_A/g_V(\Lambda p)$	0.718 ± 0.015	1	0.747
$g_A/g_V(\Sigma n)$	-0.340 ± 0.017	-1/3	-0.272
$g_A/g_V(\Xi\Lambda)$	0.25 ± 0.05	1/3	0.240
Γ^p	1.26 ± 0.018	5/18	0.142
Γ^n	-0.055 ± 0.025	0	-0.051

以上の解析から構成子模型は二つの実験値を統一的に理解することを可能にする（少し古いだが、 $g_A/g_V(\Lambda p)$ について文献14)は 0.731 ± 0.016 を与える。また、 $g_A/g_V(\Sigma n)$ について文献15)は -0.020 ± 0.08 を与える。これらの実験誤差の範囲に理論値は入っていることを指摘しておく。)。クォークが担う核子のスピンはおよそ25%程度であるが、バレンスクォークはそのスピンのおよそ75%を維持しているが、シークォークは負に大きく偏極していることを示している。

3. バリオンの磁気モーメント

核子以外のバリオンのスピン情報を得るために磁気モーメントを解析する。前節の核子内のスピン構造を使用すれば、核子の磁気モーメントは次式で与えられる。ただし、角運動量の寄与はないものと仮定する。

$$\mu_p = \mu_u \left\{ \left(\frac{4}{3} - \frac{1}{3}\alpha \right) \Delta\phi_N^V + [s] \Delta\tilde{\phi}_N^S \right\} \quad (11)$$

$$\mu_n = \mu_u \left\{ \left(-\frac{1}{3} + \frac{4}{3}\alpha \right) \Delta\phi_N^V + [s] \Delta\tilde{\phi}_N^S \right\} \quad (12)$$

ここで

$$\alpha = \mu_d/\mu_u, \quad \beta = \mu_s/\mu_u, \quad [s] = [(1+\alpha)\delta + \beta]$$

である。他のバリオンの磁気モーメントは次のように与えられる。

$$\mu_{\Lambda} = \mu_u \{ \beta \Delta \phi_{\Lambda}^V + [s] \Delta \tilde{\phi}_{\Lambda}^S \} \quad (13)$$

$$\mu_{\Sigma^+} = \mu_u \left\{ \left(\frac{4}{3} - \frac{1}{3} \beta \right) \Delta \phi_{\Sigma}^V + [s] \Delta \tilde{\phi}_{\Sigma}^S \right\} \quad (14)$$

$$\mu_{\Sigma^-} = \mu_u \left\{ \left(\frac{4}{3} \alpha - \frac{1}{3} \beta \right) \Delta \phi_{\Sigma}^V + [s] \Delta \tilde{\phi}_{\Sigma}^S \right\} \quad (15)$$

$$\mu_{\Sigma^0} = \mu_u \left\{ \left(-\frac{1}{3} + \frac{4}{3} \beta \right) \Delta \phi_{\Sigma}^V + [s] \Delta \tilde{\phi}_{\Sigma}^S \right\} \quad (16)$$

$$\mu_{\Xi^-} = \mu_u \left\{ \left(-\frac{1}{3} \alpha + \frac{4}{3} \beta \right) \Delta \phi_{\Xi}^V + [s] \Delta \tilde{\phi}_{\Xi}^S \right\} \quad (17)$$

これらの値を計算するにはもう一つの情報が必要である。そのためにラムダ粒子を使用する。 $\Delta \phi_{\Lambda}^V = \Delta \phi_N^V$, $\Delta \tilde{\phi}_{\Lambda} = \Delta \tilde{\phi}_N^S$ を仮定して、核子とラムダ粒子の実験値 ($\mu_p = 2.793 \mu_N$, $\mu_n = -1.913 \mu_N$, $\mu_{\Lambda} = -0.613 \mu_N$) から

$$\mu_u = 2.748 \mu_N, \quad \alpha = -0.3629, \quad \beta = -0.1897$$

を得る。これから構成子の有効質量は

$$m_u = 227.6, \quad m_d = 313.5, \quad m_s = 599.9$$

となる (単位は MeV である)。加算的クォーク模型とは異なり、この場合、質量間の関係式 $m_u < m_d < m_s$ を満たしている。 $SU(3)$ 対称性を仮定する (モデル 1) とあまり実験とのよい一致は得られない。これは $SU(3)$ 普遍性の仮定に起因するものと考えられる。そのために μ_u , α , β および $[s]$ は一定であると仮定して他のバリオンの磁気モーメントを考察する。

まず、シー成分は $SU(3)$ 普遍性であると仮定すれば、次のような磁気モーメントの比からバレンスに関する対称性の破れを見いだすことができる。

$$\frac{\mu_{\Sigma^+} - \mu_{\Sigma^-}}{\mu_p - \mu_n} = \frac{4}{5} \frac{\Delta \phi_{\Sigma}^V}{\Delta \phi_N^V} \quad (18)$$

$$\frac{\mu_{\Sigma^0} - \mu_{\Xi^-}}{\mu_p - \mu_n} = -\frac{1}{5} \frac{\Delta \phi_{\Sigma}^V}{\Delta \phi_N^V} \quad (19)$$

したがって、実験との比較から $\Delta \phi_{\Sigma}^V = 0.725$, $\Delta \phi_{\Xi}^V = 0.480$ を得る (モデル 2)。

次に $\mu_{\Lambda} - \mu_{\Xi^-} > 0$ を考える。これは次式の条件を必要とする。

$$|\Delta \tilde{\phi}_{\Lambda}^S| < |\Delta \tilde{\phi}_{\Xi}^S| \quad (20)$$

これはシー成分に関する対称性の破れを暗示している (モデル 3)。磁気モーメントの実験値²⁾から対称性の破れを求めれば、表 3 の結果を得る。これから $\Delta \phi^V$, $\Delta \tilde{\phi}^S$ に関してはか

なりのバリオンのフレーバー依存性が存在することが結論される。

表3 $\Delta\phi^V, \Delta\bar{\phi}^S$ のフレーバー依存性

粒子	$\Delta\phi^V$	$\Delta\bar{\phi}^S$
Σ	0.725	-0.600
Ξ	0.480	-0.887
N, Λ	0.754	-0.149

上記の模型と実験との比較を表4に示す。

表4 磁気モーメント (単位は μ_N)

粒子	モデル1	モデル2	実験値 (モデル3)
Σ^+	2.674	2.562	2.458 ± 0.010
Σ^-	-1.092	-1.058	-1.160 ± 0.025
Ξ^0	-1.435	-0.998	-1.250 ± 0.014
Ξ^-	-0.493	-0.395	-0.6507 ± 0.0025

4. スピン依存構造関数のファーストモーメント

以上の結果を使用して、スピン依存構造関数のファーストモーメント Γ_1 を計算する。結果を表5に示す。比較のために $SU(6)$ 模型の結果も記す。

表5 スピン依存構造関数のファーストモーメントの理論値

Γ	$SU(6)$ 模型	モデル1	モデル2	モデル3
Γ_1^p	5/18	0.142	0.134	-0.020
Γ_1^n	1/18	-0.013	-0.014	-0.169
$\Gamma_1^{\rho^0}$	0	-0.051	-0.051	-0.304
$\Gamma_1^{\rho^-}$	1/18	-0.013	-0.026	-0.274
Γ_1^{λ}	1/18	-0.013	-0.013	-0.013

5. 議 論

磁気モーメントの構成子模型からの分析は、構成子のなかのパートンのスピン分布がバリオンのフレーバーに依存していることを暗示している。s クォークが増えるにつれシーパートンのスピン偏極は非常に強くなる。これがどのようなダイナミクスにより生じるかは今後の問題である。他方、それが相対論的效果や角運動量によるものなのか、またはグルーオンによるものなのかは今後の解析が必要である。また、クォークの磁気モーメントがバリオンのフレーバーによって変化する議論もなされている¹⁶⁾。

参考文献

- 1) F.E. Close, An introduction to Quarks and Particles, Academic Press (1978).

- 2) Particle Data Group, Phys. Rev. **D50**, S3 (1994).
- 3) J. Ashman et al., Phys. Lett. **B206**, 364 (1988).
- 4) B. Adeva et al., Phys. Lett. **B237**, 592 (1993); Nucl. Phys. **B328**, 1 (1989).
- 5) Spin Muon Collaboration (SMC), CERN-PPE/93-206 (1993).
- 6) G. Altarelli, N. Cabibbo, L. Maiani and R. Penronzio, Nucl. Phys. **B69**, 531 (1974); Phys. Lett. **48B**, 435 (1974).
G. Altarelli, The challenging Questions, Proceedings of the E. Majorana Summer School, Enice, Italy, ed. A. Zichichi, 1989.
- 7) G. Altarelli and W.J. Stirling, CERN-TH. 5249/88 (1988).
- 8) H. Noda, T. Tashiro and T. Mizutani, Prog. Theor. Phys. **89**, 257 (1993).
- 9) H. Noda, T. Tashiro and T. Mizutani, Z. Phys. **C58**, 299 (1993).
- 10) H. Noda, T. Tashiro and T. Mizutani, Prog. Theor. Phys. **91**, 893 (1994).
- 11) H. Noda, T. Tashiro and T. Mizutani, Prog. Theor. Phys. **92**, 909 (1994).
- 12) F.E. Close, RAL-93-034 (1993).
- 13) Particle Data Group, Phys. Rev. **D45**, S1 (1992).
- 14) J. Dworkin et al., Phys. Rev. **D41**, 780 (1990).
- 15) S.Y. Hsueh et al., Phys. Rev. **D38**, 2056 (1988).
- 16) J. Linde, H. Snellman, Z. Phys. **C64**, 73 (1994).

Magnetic Moments of Baryons and Constituent Quark Model

Tsutomu TASHIRO and Hujio NODA*

*Department of Mechanical Engineering, Faculty of Engineering,
Okayama University of Science,
Ridai-cho, 1-1, Okayama 700-0005, Japan*

**Department of Mathematical Science, Faculty of Science,
Ibaraki University,
Mito 310, Japan*

(Received October 6, 1997)

The spin structure of nucleon is studied in terms of a constituent quark model using available data. Furthermore, the magnetic moments of the baryons are analyzed in the constituent quark model. It is found that the spin structure of partons in the constituent depends on the flavour of baryons. First moments of the baryon spin dependent structure functions are evaluated.