O-17

強い CP 問題とアクシオン
Strong CP Problem and Axion

原田剛[1], 二瓶武史[2]

Gou Harada[1],Takeshi Nihei[2]

Abstract: We review the strong CP problem and axion which is originated from the Peccei-Quinn mechanism. The QCD vacuum structure predicts the presence of a P, T and CP violating term proportional to the vacuum angle θ. The value of this parameter is expected to $\mathcal{O}(1)$ but this must be very small ($|\theta| \leq 10^{-9\sim 10}$) to agree with experimental bounds. This is the so-called strong CP problem. To solve this problem, we introduce the Peccei-Quinn mechanism which has associated with a light pseudo-scalar boson, the axion, and dynamically solve it. We discuss briefly how the QCD vacuum structure makes CP violating terms and the properties of the invisible axion which is very light, very weakly coupled and very long-lived unknown particle.

1. はじめに

QED や QCD において量子化に伴い軸性 U(1) 対称性が量子アノマリーによって破れることが知られている. [1] ゲージ理論においてアノマリーがない, または相殺されるための条件としてフェルミオンの表現が vector-like である, 実表現であることなどがある. ただし, $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 対称性を有する電弱理論はこの条件を満たしていないが, 偶然にもアノマリーがないことが知られている. さて非可換ゲージ理論によるとゲージ場 G_μ は, リー代数の生成子 T^a を用いて $G_\mu = G^a_\mu T^a$ と展開でき, あるユニタリー行列 $U(x)$ を用いたゲージ変換で $G_\mu \to U G_\mu U^\dagger + \frac{i}{g} U^\dagger \partial_\mu U$ と変換し, ゲージ場の強さ $G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu - ig[G_\mu, G_\nu]$($g$: ゲージ結合定数) を用いたラグランジアン $-\frac{1}{2}\mathrm{Tr} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}$ を不変にする. また真空状態は巻き付き数 $n = -\frac{ig^3}{24\pi^2}\int dS_\mu \mathrm{Tr}[\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} G_\nu G_\rho G_\sigma]$($\epsilon^{0123} = 1$) と呼ばれる整数によって無限に縮退しており, この量はゲージ不変ではないことが知られている. そこでゲージ不変な真空, θ 真空をある巻き付き数に特徴づけられる真空 $|n\rangle$ を用いて

$$|\theta\rangle = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\theta} |n\rangle \tag{1}$$

と定義する. インスタントン数はゲージ場を用いて

$$\nu = \frac{g^2}{16\pi^2}\int d^4x \mathrm{Tr}(G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}),\ \tilde{G}^{\mu\nu} \equiv \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} G_{\rho\sigma} \tag{2}$$

と定義され,

$$\nu = \frac{g^2}{16\pi^2}\int dS_\mu K^\mu|^{t=+\infty}_{t=-\infty} = n_+ - n_- \tag{3}$$

となる. n_+, n_- はそれぞれ無限の未来, 過去に対応する巻き付き数でこれらの差がインスタントン数となっている. ここで Chern-Simons カレント

$$K^\mu = 4\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}\mathrm{Tr}(G_\nu \partial_\rho G_\sigma - \frac{2}{3} ig G_\nu G_\rho G_\sigma), \tag{4}$$

$$\partial_\mu K^\mu = \mathrm{Tr}(G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}) \tag{5}$$

を用いた. 異なる θ 真空間の転移振幅が存在しないことを示すことができ, QCD ラグランジアンは

$$\mathcal{L}_{\mathrm{eff}} = \mathcal{L}_{\mathrm{QCD}} + \theta \frac{g^2}{16\pi^2}\mathrm{Tr} G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu} \tag{6}$$

となる. 導出からわかるように θ 項は発散項に変形することができるが, 無限遠でゼロとならないので無視することができない. θ 項は $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ のために P, T を破る. また θ の値については中性子の電気双極子モーメントの測定実験より $|\theta| < 10^{-10}$ という強い制限を受け, 想定される $\theta = \mathcal{O}(1)$ と比べて, 不自然に値が小さく, この問題は強い CP 問題と呼ばれている.

以下では Peccei-Quinn(PQ) 機構 [2] によってどのようにして CP 不変性を保持するか, さらにアクシオンの代表的な模型を概観する. アクシオンの模型は実験的に棄却された visible な模型と現在研究されている invisible な模型が存在し, 本研究では後者を概観する. 両者の大きな違いは PQ 対称性の破れのスケールにあり, このスケールを f_a とすると, visible な模型では $f_a = v_{EW} \approx 250$GeV, invisible な模型では $f_a = 10^{10-12}$GeV$\gg v_{EW}$ である. アクシオンは他の粒子との相互作用は極めて弱く, その寿命は宇宙年齢より長いため, 冷たい暗黒物質を構成する粒子の候補の 1 つとして知られている.

2. Peccei-Quinn(PQ) 機構

軸性 PQ 変換: $\Psi \to e^{i\frac{a}{2f_a}\gamma_5}\Psi$ を導入し, 全ラグラン

[1] 日大理工・院 (前)・物理
[2] 日大理工・教員・物理

ジアンがこの変換のもとで (古典的なレベルで) 不変であるとする. 量子化を行うと, アノマリーが生じ, このとき $U(1)_{\rm PQ}$ カレント $J^\mu_{\rm PQ}$ は

$$\partial_\mu J^\mu_{\rm PQ} = \xi \frac{g^2}{32\pi^2} G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu} \tag{7}$$

を満たす. ここで ${\rm Tr}T^aT^b = \frac{1}{2}\delta^{ab}$, ξ はアノマリー係数である. この項と θ 項はアクシオン場に対する有効ポテンシャル $V_{\rm eff}$ として表現することができ, 詳細は省くが

$$V_{\rm eff} \sim \cos\left[\theta + \xi\frac{\langle a\rangle}{f_a}\right] \tag{8}$$

という周期的なポテンシャルが得られ, 最小値は $\langle a\rangle = -\frac{f_a}{\xi}\theta$ に存在する. 場を $a_{\rm phys} = a - \langle a\rangle$ と再定義するともはや θ 項は相殺され, 強い CP 問題は解消される. また, 最小値周りで $V_{\rm eff}$ を展開するとアクシオン質量が与えられる:

$$m_a^2 = \left\langle \frac{\partial^2 V_{\rm eff}}{\partial a^2}\right\rangle = -\frac{\xi}{f_a}\frac{g^2}{32\pi^2}\frac{\partial}{\partial a}\left\langle G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu}\right\rangle\Big|_{\langle a\rangle=-\frac{f_a}{\xi}\theta} \tag{9}$$

アクシオンの質量はカレント代数によって初めて計算され [3], また有効ラグランジアンなどでも計算されている. 実際に有効ラグランジアンの方法によって次のような結果を得た.

$$m_a \simeq 5.7\left(\frac{10^{12}{\rm GeV}}{f_a}\right)\mu{\rm eV}. \tag{10}$$

3. アクシオンの代表的な模型

アクシオンに対する有効ラグランジアンは次のように書かれる:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_a = &-\frac{1}{2}(\partial_\mu a)^2 + \frac{1}{4}g_{a\gamma}aF\tilde{F}\\ &-\frac{\partial_\mu a}{2f_a}\bar{q}c_q\gamma^\mu\gamma_5 q - (\bar{q}_L M_a q_R + {\rm h.c.})\end{aligned} \tag{11}$$

ここで $F(\tilde{F})$ は光子場の強さとその双対テンソル, $q = (u,d)^T$ はクォーク場, その質量が $M_q = {\rm diag}(m_u, m_d)$, 電荷は $Q = {\rm diag}(2/3, -1/3)$ であり, また結合定数等は $g^0_{a\gamma}$, $c^0_q = {\rm diag}(c^0_u, c^0_d)$ はアクシオンと光子およびクォークとの結合定数で, θ 項を取り除く操作 ($q \to e^{i\frac{a}{2f_a}\gamma_5 Q_a}$, ${\rm Tr}Q_a = 1$) を行うと,

$$\begin{aligned}g_{a\gamma} =& g^0_{a\gamma} - (2n_c)\frac{\alpha}{2\pi f_a}{\rm Tr}(Q_aQ^2), \quad c_q = c^0_q - Q_a,\\ M_a =& e^{i\frac{a}{2f_a}Q_a}M_q e^{i\frac{a}{2f_a}Q_a}\end{aligned}$$

となる. n_C はクォークのカラー自由度である. さて具体的な模型について紹介する. 1 つはカラー荷をもった重い vector-like なフェルミオン $Q = Q_L + Q_R \sim (3,1,0)$ と複素スカラー $\sigma \sim (1,1,0)$ を導入した Kim-Shifman-Vainshtein-Zakharov(KSVZ) 模型 [4][5], もう 1 つはヒッグス 2 重項 $H_u \sim (1,2,-1/2), H_d \sim (1,2,1/2)$ および σ を導入した Dine-Fischler-Srednicki-Zhitnitsky(DFSZ) 模型 [6][7] である. 両模型ともゲージ対称性にアノマリーがない. またどちらの模型もスカラー場の自発的な破れからフェルミオン質量を獲得する. 例えば, KSVZ では $y_Q\overline{Q}_L\sigma Q_R + {\rm h.c.}$ により Q の質量は $m_Q \sim v_a$ となり非常に重い. 一方, DFSZ では $y_u\bar{q}_L H_u u_R$ とスカラー相互作用 $H_uH_d(\sigma^\dagger)^2$ があり, フェルミオンは電弱スケールの質量を獲得する ($m_u \sim v_{EW}$). ただしレプトンについて注意が必要であり, $\bar{l}_L H_d e_R$ または $\tilde{H}_u = i\sigma^2 H^*_u$ を用いた $\bar{l}_L\tilde{H}_u e_R$ を選ぶかの自由度が存在する. それぞれタイプ 1 , タイプ 2 と呼称する. 最後に各模型のアノマリー係数について述べる. アノマリー係数は QCD と電磁アノマリーをそれぞれ N, E とかき, それぞれすべての既約表現について和をとる. KSVZ では $E/N = 0$ となる一方で, DFSZ の場合は $N = 3$ は変わらないが, それぞれタイプ 1 のとき $E = 8$, タイプ 2 のとき $E = 2$ である.

4. まとめと今後の展望

パラメータ θ を自然に取り除くことのできる PQ 機構を概観し, 理論における CP 不変性を保持することができた. またアクシオン模型の代表的な例を 2 つ挙げた. 今後は宇宙論的な制限についての議論から冷たい暗黒物質としてのアクシオンや, SMASH 模型という現象論について取り組んでいきたい.

参考文献

[1] S.L.Adler, Phys. Rev. 177, 2426 (1969); J.S.Bell and R.Jackiw, Nuovo Cimento 60, 47 (1969).

[2] R.D.Peccei and H.R.Quinn, Phys. Rev. Lett 38, 1440 (1977); Phys. Rev. D 16, 1791 (1977).

[3] W.A.Bardeen, S.H.H.Tye, Phys. Lett. B 74 (1978).

[4] J.E.Kim, Phys. Rev. Lett. 43, 103 (1979).

[5] M.A.Shifman, A.I.Vainshtein, and V.I.Zakharov, Nucl. Phys. B 166, 493 (1980).

[6] M.Dine, W.Fischler and M.Srednicki, Phys. Lett. B 104, 199 (1981).

[7] A.R.Zhitnitsky, Sov. J. Nucl. Phys. 31, 260 (1980).