

バリオン数の破れ—スファレロン過程—

Keyword: 宇宙の物質優勢

1. バリオン数の起源

バリオンとは強い相互作用をする粒子のうち半整数スピンを持つフェルミ粒子の総称である。量子色力学によると、バリオンは3個のクォークと同じ量子数を持つクォーク・グルーオンの束縛状態であるとされる。クォークのそれぞれには質量とスピンの大きさが同じで逆符号の電荷を持つ反クォークがあり、それぞれ $1/3$ と $-1/3$ のバリオン数 (B) を持つ。素粒子の基本法則は、粒子と反粒子の入れ替えに対して「ほとんど」対称的であるのに、自然界には物質が圧倒的に多いことは大きな謎である。

初期宇宙の軽元素合成と宇宙背景放射の揺らぎという全く温度スケールの異なる2つの事象に関する理論的予言と観測値との比較から、宇宙の物質・反物質の非対称性には同じ値が示唆されている。元々バリオン対称であった宇宙において、如何にして非対称性が生じたかが「バリオン数生成」の問題である。バリオン数生成について素粒子模型で最初に検討されたのは、異なるバリオン数を持つクォークとレプトンを1つの多重項に含むことでバリオン数を破る大統一理論であった。大統一理論は陽子崩壊も予言し、Kamiokande以降その探索が続けられているが未発見であり、陽子の寿命が大統一模型に強い制限を与えている。これ以外にもバリオン数生成のシナリオは提案されているが、レプトン数 (L) からバリオン数を生成するシナリオなどその多くは後述する「スファレロン過程」に依っている。

2. 電弱理論でのバリオン数の破れ

素粒子の標準理論では、古典論的にはバリオン数とレプトン数はそれぞれ保存される。しかし、クォークとレプトンの電弱ゲージ相互作用はカイラリティにより異なるので、量子異常によりバリオン数とレプトン数の和 ($B+L$) は保存されない。一方、それらの差 ($B-L$) は保存される。場の量子論では粒子は真空の周りの量子揺らぎであるが、4次元の $SU(2)$ ゲージ理論の古典的真空の独特の構造により、大統一理論とは異なる過程でバリオン数が変化する。電磁場の古典的真空はあらゆる場所で電磁場が0となる状態、即ちゲージ場が純ゲージ配位となる状態である。純ゲージ配位とは、 $SU(2)$ ゲージ理論では、ゲージ場が $A_\mu(x) = iU^{-1}(x)\partial_\mu U(x)$ という2次ユニタリ行列に値を持つ関数 $U(x)$ により表されるものである。このとき、 $U(x)$ のトポロジカルな性質により4次元 $SU(2)$ ゲージ理論の古典的真空は無限に縮退し、それぞれが整数 N_{CS} (Chern-Simons数) でラベルされる。量子異常は、ゲージ場が1つの古典

的真空から異なる真空に遷移するときゲージ場と相互作用するフェルミオン数が変化することを予言し、例えば N_{CS} が1だけ減る古典的真空間の遷移が起こるとき、全ての世代で $(B+L)$ が1だけ減少する。^{*1}

ゲージ場の古典的真空間の遷移は、量子力学系のポテンシャルの2つの井戸の間の遷移のように考えることができ、電弱スケールより小さなエネルギーでは量子トンネル効果に対するWKB近似と同様の手法で、遷移確率が $e^{-16\pi^2/g^2}$ 程度と評価される。²⁾ ここで g は電弱ゲージ対称性の $SU(2)$ のゲージ結合定数であり、弱い相互作用であるため遷移確率は 10^{-164} と非常に小さくなり、現実的にはバリオン数の変化は起こり得ない。^{*2}

3. スファレロン

古典的真空間の遷移が起こらないことは、陽子崩壊が抑制されるという点では好都合だが、バリオン数生成に役に立たないと考えられていた。ところが、1980年代にMantonが $SU(2)$ ゲージ・ヒッグス系に不安定な古典解を発見し、¹⁾ そのエネルギーが古典的真空の間のエネルギー障壁の高さを与えることから、初期宇宙のような高温状態では障壁を越える遷移が起こり、バリオン数が変化する可能性が出てきた。この古典解はスファレロン (sphaleron) と呼ばれている。^{*3} 場の配位空間を N_{CS} とそれ以外の無限の自由度に対して理論のエネルギーを表したイメージが図1である。

不安定なスファレロン解を構成するために、配位空間に

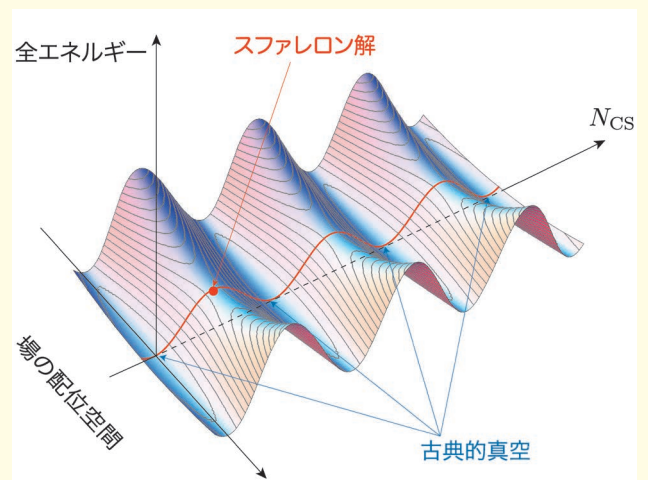


図1 無限次元の場の配位空間の中に N_{CS} を座標とする軸があり、その整数値座標にエネルギー最小点が存在する。これらの最小点の中間にエネルギーが v_0 に比例する鞍点があり、それがスファレロン解に相当する。

において2つの真空を繋ぐ無数の経路のうち最小エネルギー経路(図1の赤い曲線)上の最高点を求める手法が採られ、現在では低次元の理論、4次元の標準理論やその拡張されたモデルでスファレロン解が得られている。Mantonのスファレロン解のエネルギーは、ヒッグス場の真空期待値 v_0 により、 $E_{\text{sph}} = (4\pi/g)\mathcal{E}v_0$ (\mathcal{E} はヒッグス自己結合とゲージ結合で決まる $O(1)$ の定数)で与えられ、パラメータに実験値を入れると、約9 TeVとなる。図1の鞍点の構造や高さは概ね $SU(2)$ のゲージ結合定数やヒッグス場の値で決まっているため、標準理論を拡張したモデルのスファレロンも同程度のエネルギーとなる。

4. スファレロン過程

1次元の二重井戸型ポテンシャルを持つ量子力学系において、古典的真空間の遷移振幅の経路積分表示をインスタントンを鞍点として評価できることと同様に、高温においてはポテンシャル障壁の頂点を鞍点として遷移確率を評価できる。⁴⁾ この議論を電弱理論に応用すると、温度 T における N_{CS} の変化率は $e^{-E_{\text{sph}}(T)/(k_{\text{B}}T)}$ という因子で抑制される。ここで $E_{\text{sph}}(T) = (4\pi/g)\mathcal{E}(T)v(T)$ は有限温度におけるスファレロン配位のエネルギーで、温度補正を考慮した自由エネルギーから求められ、有限温度のヒッグス場の期待値 $v(T)$ に比例している。高温極限では、電弱対称性の秩序変数である $v(T)$ が0である電弱対称相になり、この抑制も消えることで N_{CS} の変化とそれに伴う $(B+L)$ の変化は頻繁に起こる。今では「スファレロン過程」と言うと、広く高温・高エネルギーにおける $(B+L)$ 非保存過程を指す。電弱対称相では $(B+L)$ 変化率が宇宙の膨張率より大きく化学平衡となり、 $(B+L)$ の期待値は0となる。従って、現在の宇宙にバリオン数が残っているという事実は、スファレロン過程が平衡から離脱する以前に $(B-L)$ が存在していたか、電弱相転移が一次転移でスファレロン過程を非平衡にすることで $(B+L)$ を生成し、その直後に保存されたかのいずれかであることを示唆している。前者の考え方に基づくバリオン数生成のシナリオにはレプトン数生成⁵⁾等があり、後者は電弱バリオン数生成⁶⁾と呼ばれている。質量が125 GeVのヒッグス粒子を伴う標準理論では電弱相転移で非平衡状態を実現できないので、電弱バリオン数生成が可能であるためには拡張されたモデルが必要である。

5. 展望

今や高エネルギー加速器は重心系のエネルギーが14 TeVに到達しており、スファレロン過程を実験で見ることも期待されるが、その可能性はSSC計画を見据えて

1990年前後に議論されていた。^{*4)} その時の結論は否定的なものであったが、当時は考慮されていなかった古典的真空の周期性を考慮した論文が2年前に発表された。⁷⁾ 図1の N_{CS} に沿った量子力学を考え、1つのポテンシャルを挟んだ2つの古典的真空間の遷移は抑制されても、ポテンシャルの周期性から生じるエネルギーバンド構造のために、バンド内のエネルギーを持つ状態は自由に遷移できるという発想であった。その後、実際には低エネルギーではバンド幅が非常に狭くトンネル効果の抑制と同程度になり、バンド幅が広がる高エネルギーでは元来トンネル効果による抑制が小さかったので、全体的にバンド構造は本質的ではないことが指摘された。⁸⁾ 現実には1次元の問題ではなく、高エネルギー2粒子状態から N_{CS} を変えるボソン場の変化を引き起こせるかが問題で、100 GeV/c程度の運動量を持つ80個以上のウィークボソンまたはヒッグス粒子の生成が必要であるという1990年代の結論^{3,9)}を変えるものではなかった。スファレロン過程を実現するには高エネルギーのウィークボソンやヒッグス粒子を多量に発生させることが必要で、現在最高エネルギーのLHCでも不可能であり、超高エネルギー宇宙線でこれらの粒子の多重発生が起これば可能であるかもしれない。

参考文献

- 1) N. S. Manton, Phys. Rev. D **28**, 2019 (1983); F. R. Klinkhamer and N. S. Manton, Phys. Rev. D **30**, 2212 (1984).
- 2) G. 't Hooft, Phys. Rev. D **14**, 3432 (1976).
- 3) レビューとしては、H. Aoyama et al., Prog. Theor. Phys. **127**, 1 (1997).
- 4) I. Affleck, Phys. Rev. Lett. **46**, 388 (1981).
- 5) M. Fukugita and T. Yanagida: Phys. Lett. B **174**, 45 (1986).
- 6) V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov, and M. E. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **155**, 36 (1985).
- 7) S.-H. H. Tye and S. S. C. Wong, Phys. Rev. D **92**, 045005 (2015).
- 8) K. Fuyuto, E. Senaha and K. Funakubo, arXiv:1612.05431.
- 9) K. Funakubo, S. Otsuki, K. Takenaga and F. Toyoda, Prog. Theor. Phys. **89**, 881 (1993).

船久保公一〈佐賀大学大学院工学系研究科 funakubo@cc.saga-u.ac.jp〉
(2017年4月2日原稿受付)

*1 高エネルギー実験では、 $q+q \rightarrow 7\bar{q}+3\bar{l}$ のような過程が起こる。

*2 この結果はインスタントン配位を鞍点とする経路積分の評価に基づいている。質量スケールがある電弱理論に厳密にはインスタントン解は存在しないがインスタントンと同様な配位を用いて評価できる。³⁾

*3 スファレロンの語源は、発見者によるとギリシア語の *σφαλερός* であり、壊れやすい、不安定なという意味がある。同じ語源を持つ馴染みのある英単語としては、その反対の意味を持つ "asphalt" がある。

*4 スファレロンはゲージ場とヒッグス場の配位であるので、陽子衝突型加速器では陽子を構成するクォークが発するボソンのエネルギーが関係し、そのエネルギーはずっと低い。