

宇宙ひもを重力レンズで探る

須山輝明 (天体核研究室)

記録者 筒井亮、野口大樹

座長 乾達也

1 はじめに

宇宙は今から約 140 億年前にビッグバンとよばれる”火の玉”として誕生したと考えられている。現在、様々な観測結果や既存の物理学を駆使することで、誕生後一秒以降については、かなり正確な宇宙進化の描像が得られつつある。それに対して、誕生後一秒以内の宇宙進化についてはほとんど何も分かっていないというのが現状である。これは高エネルギー物理学の理論がまだ確立しておらず、また初期宇宙を探る観測も発展途上の段階にあるためである。こういう状況の中で初期宇宙の統合的なシナリオを構築していくためには、モデルを構築し、そこから観測を導き、観測と比較することでモデルを制限していくというアプローチが有用である。

今回は、宇宙初期で対称性が破れたと仮定した下での話をする。素粒子の標準模型を拡張した多くのモデルは、高エネルギーで対称性が破れることを示しており、実際に初期宇宙で対称性が破れた可能性はある。対称性が破れると、その痕跡が宇宙ひもとして現在の宇宙にも残ることが知られている。この宇宙ひもにより期待される現象の解析をすることで、どのような観測量が最も効率よく対称性の破れの情報を引き出すかという示唆を得ることができる。ここでは宇宙ひもによる重力レンズ現象に着目する。

2 対称性の破れの化石-宇宙ひも-

宇宙ひもとは、対称性が破れたときに形成する一次元状の位相欠陥である。簡単な例として、次のようなラグランジアンを考えよう。

$$\mathcal{L} = -D_\mu \phi^* D^\mu \phi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \lambda(|\phi|^2 - v^2)^2. \quad (1)$$

ここで $D_\mu \equiv \partial_\mu - igA_\mu$, $F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ であり、 A_μ はベクトル場である。(1) 式の最後のポテンシャル項が、対称性を破る働きをする。宇宙の温度が高い時、ポテンシャル項は補正を受け、 $|\phi| = 0$ で最小になる。温度が下がるにつれ補正は小さくなり、ある臨界温度 T_c 以下では $|\phi| = v$ で最小になる。

温度が T_c より下がると、それまで $\phi = 0$ のまわりでふらついていた ϕ が、 $|\phi| = v$ に落ち始める。落ちた先を $\phi = ve^{i\theta}$ ($0 \leq \theta < 2\pi$) と書くことにすると、 θ

が場所の関数になる。相関長より大きいスケールで見ると、各場所での ϕ はバラバラに $|\phi| = v$ に落ちるので、 θ も相関長より大きいスケールでは、ランダムに振る舞うはずである。このとき空間にクルッと円を描き、その円に沿って対応する θ の変化を見てみると、 θ が 0 から 2π になる場合も有り得る。そうならば ϕ が連続ということから、円の中で $\phi = 0$ となっている場所があるはずである。この場所では (1) 式から分かるように、 λv^2 というエネルギー密度でエネルギーが存在する。 $\phi = 0$ の場所は一次元状に伸びていなければならない、この一次元状のエネルギーの塊を宇宙ひもと呼んでいる。ここでは大雑把な議論をしたが、数値シミュレーションによっても宇宙ひもが対称性の破れに伴って形成することが確認されている [1]。

3 宇宙ひもの線密度

宇宙ひもの線密度 μ と対称性の破れのスケール v ((1) 式を参照) は、以下の関係式で結びついている。

$$G\mu \approx 10^{-6} \left(\frac{v}{10^{16}\text{GeV}} \right)^2. \quad (2)$$

ここで G は重力定数であり、 $G\mu$ で無次元量となる。この式から分かるように、 $G\mu$ が観測できれば、対称性のスケールが直接分かる。

まだ宇宙ひもは見つかっていないが、 $G\mu$ に対して、宇宙背景放射の温度揺らぎ [2] やパルサータイミング [3] の観測から

$$G\mu < 10^{-7} \sim 10^{-6}, \quad (3)$$

という上限値は得られている。

4 宇宙ひもネットワークの進化

初期宇宙で形成された宇宙ひもが、現在の宇宙でどうなっているかは、宇宙ひもの観測という立場からは非常に興味深い問題である。この問題については、宇宙ひものネットワークの進化を数値的に追う研究が 80 年代から行われている [4]。ネットワークの進化はまだ完全には理解されておらず、現在も研究が精力的に行われているが、以下で説明するスケーリング則が成立するという事はほぼ確実と思われる。スケーリング則とは、一辺の長さがホライズン長さ $d_H \sim ct$ (c は光速、 t は宇宙時間) の立方体に含まれる無限に長い宇宙ひもの長さを $L_s(t)$ としたとき、

$$L_s(t) = \alpha d_H(t), \quad (4)$$

という関係式が成り立つことである。 α は定数であり、 $\alpha = 31 \pm 7$ である。スケールリング則により、宇宙ひものエネルギー密度 ρ_s と宇宙の全エネルギー密度 ρ_{tot} との比は、時間に対して一定となることが分かる。

$$\frac{\rho_s}{\rho_{\text{tot}}} \approx \alpha G\mu. \quad (5)$$

(5) 式は、観測という立場からは非常に嬉しいことである。もし ρ_s/ρ_{tot} が時間の増加関数ならば、現在の宇宙は、宇宙ひもだらけとなってしまいうので、対称性の破れのシナリオ自体が排除される。また、もし ρ_s/ρ_{tot} が時間の減少関数ならば、現在までに宇宙ひもはなくなってしまうので、宇宙ひもを観測することは絶望的になる。スケールリング則は、いつの時代でも宇宙ひもがほどこに存在することを意味しており、観測可能性という点では、希望を与えてくれる法則である。

5 宇宙ひものまわりの時空構造

5.1 まっすぐな宇宙ひもの場合

まっすぐに伸びた宇宙ひものまわりは、欠損角のある平坦な空間となる [5]。欠損角 Δ のために、宇宙ひものまわりを一周したときの角度は $2\pi - \Delta$ となる。欠損角の大きさは、 $\Delta = 8\pi G\mu$ で宇宙ひもの線密度と結びつく。

欠損角があると、光源、宇宙ひもと観測者がほぼ一直線に並んだときに、観測者は二つの光源を見ることになる (図 1 を参照)。この現象を星、銀河などの通常の天体の場合に倣って、宇宙ひもによる重力レンズ効果と呼ぶことにしよう。今の場合、まわりの空間が平坦なため、二つの光源両方とも増光、歪みが生じず、全く同じ形に見える。二つの像の分離角 α は

$$\alpha = \frac{D_{\text{LS}}}{D_{\text{OS}}} 8\pi G\mu, \quad (6)$$

で与えられる。ここで D_{LS} は光源と宇宙ひもとの距離、 D_{OS} は光源と観測者との距離である。もしこの二重像が見つかり、 D_{LS} 、 D_{OS} が何らかの方法で分かれば、 $G\mu$ を知ることができる。

5.2 曲がった宇宙ひもの場合

宇宙ひもネットワークの数値シミュレーションによると、宇宙ひもはくねくねと曲がっている。曲がっていると、もはやまわりの空間は平坦ではないので、二重像は歪む。像の歪み具合と宇宙ひもの曲がり具合とが、どう結びついているかは興味深い。曲がった宇宙ひもによる重力レンズ効果に関する研究はほとんどなされていない。そこで今回、曲がった宇宙ひもによる重力レンズについて分かったことを紹介する。

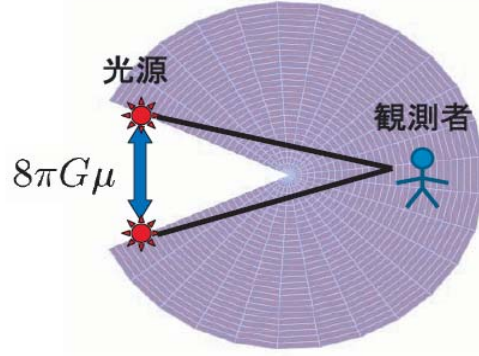


図 1: 宇宙ひものまわりの時空構造。 $8\pi G\mu$ の大きさの欠損角のため、全く同じ形の二重像が観測される。

像の歪み具合を決めるのは、宇宙ひもによって生じる重力場 (時空の計量) である。そこで宇宙ひものまわりの計量を調べてみよう。宇宙ひもによって時空の計量が、ミンコフスキー計量から $\eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$ へずれたとする。このとき $h_{\mu\nu}$ は、

$$h_{\mu\nu}(t, \vec{x}) = 4G \int dt' d^3x' \frac{S_{\mu\nu}(t', \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \delta(t' - t + |\vec{x} - \vec{x}'|), \quad (7)$$

と書かれる。ここで $S_{\mu\nu} \equiv T_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}T^\lambda_\lambda$ であり、 $T_{\mu\nu}$ は宇宙ひものエネルギー運動量テンソルである。

$T_{\mu\nu}$ は、宇宙ひもの運動状態から決まる。宇宙ひもの位置を $\vec{X}(t, \sigma)$ と書くことにしよう。ここで σ は、ひもをラベルする座標である。このとき $\vec{X}(t, \sigma)$ は

$$\vec{X}(t, \sigma) = \frac{1}{2} \left(\vec{X}_+(t + \sigma) + \vec{X}_-(t - \sigma) \right), \quad (8)$$

と右向き・左向きの波の重ね合わせで書かれる。

以下分かったことを述べる。

A) もし右向きあるいは左向きの片方の波しか存在しない場合、計量 $h_{\mu\nu}$ は発散する。発散の原因を表したのが、図である。(7) 式の積分に寄与するのは、図のひもの世界面と光円錐とが交わった部分である。この部分を取り出したのが右図であるが、十分過去では太い黒線に沿って $S_{\mu\nu}$ は一定になる。このため十分過去では $S_{\mu\nu}$ は積分の外に出て、積分は $\propto \int^\infty \frac{dr}{r}$ という形になり、対数発散する。つまり発散は、遠方の (すなわち過去の) ひもの運動が効いてくることに起因する。

B) 逆に、右向き・左向きの波が両方ランダムに存在する場合の数値計算の結果を示したのが図である。左図は数値的に構成したある時刻での宇宙ひもの配位である。数値計算では、宇宙ひもの配位は有限の長さまでしか構成できないので、それに対応して計量にも $h = \int_{-\Lambda}^{\Lambda} \dots$ とカットオフ Λ が入る。右図は h の Λ 依存

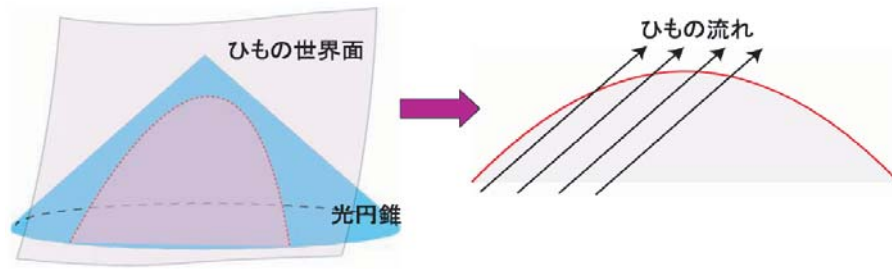


図 2: 左図：宇宙ひもの世界面と光円錐。右図：世界面と光円錐との断面。矢印に沿って、宇宙ひものエネルギー運動量テンソルは保存する。

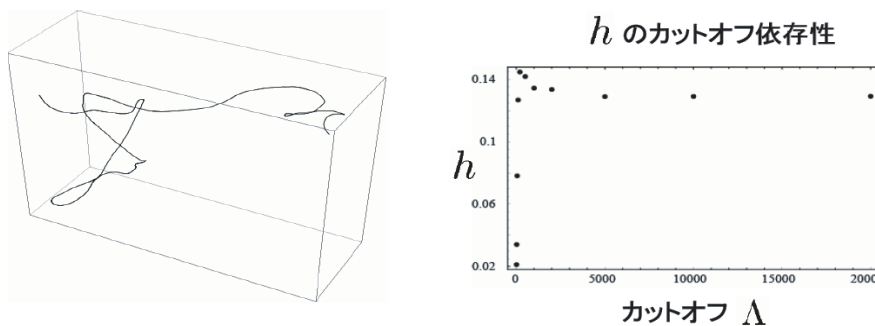


図 3: 左図：数値的に構成したある時刻での宇宙ひもの配位。右図：計量揺らぎ h のカットオフ依存性。

性をプロットしたものである。これから分かるように、 Λ をある値より大きくしても h は変化せず、遠方のひもの運動は寄与しないことが分かる。実際のネットワークでは、右向き・左向きの波が両方ランダムにあるので、宇宙ひもによる重力レンズ現象は、ひものローカルな情報だけで決まると考えられる。

6 まとめ

宇宙ひもは対称性の破れに伴って形成する一次元状の位相欠陥であり、現在の宇宙に存在している可能性がある。もし宇宙ひもが見つければ、線密度の値から対称性の破れのスケールが直接分かる。

宇宙ひもを観測する方法の一つは、重力レンズ効果を用いることである。まっすぐな宇宙ひもによる重力レンズ効果はよく知られているが、曲がった場合については定性的・定量的にその効果がよく分かっていない。そこで今回は曲がった宇

宙ひもによる重力レンズ効果を調べた。もし右向き・左向きどちらか片方だけの波が存在するならば、遠方のひもの運動からの寄与により、計量は発散する。両方の波がランダムに存在すれば、遠方のひもの運動は効かない。

参考文献

- [1] M. Donaire and A. Rajantie, Phys. Rev. D **73**, 063517 (2006) [arXiv:hep-ph/0508272].
- [2] M. Wyman, L. Pogosian and I. Wasserman, Phys. Rev. D **72**, 023513 (2005) [Erratum-ibid. D **73**, 089905 (2006)] [arXiv:astro-ph/0503364].
- [3] A. N. Lommen, arXiv:astro-ph/0208572.
- [4] B. Allen and E. P. S. Shellard, Phys. Rev. Lett. **64**, 119 (1990).
- [5] A. Vilenkin, Phys. Rev. D **23**, 852 (1981).