

# Phase transition of moving defects in AdS/CFT correspondence

[Okabayashi, Nakamura 23 (to appear)]

---

中央大学 素粒子理論研究室

岡林史憲

# 動機

---

AdS/CFT対応で相転移が議論されている非平衡定常系にはD7 brane上に電場が印加されたD3-D7(D5)系などがある。

しかしdefect (D5 brane)上に物理的自由度が存在し、そのdefectが摩擦力を受けながら等速度運動するような非平衡定常系の相転移の性質は未だ議論されていない。

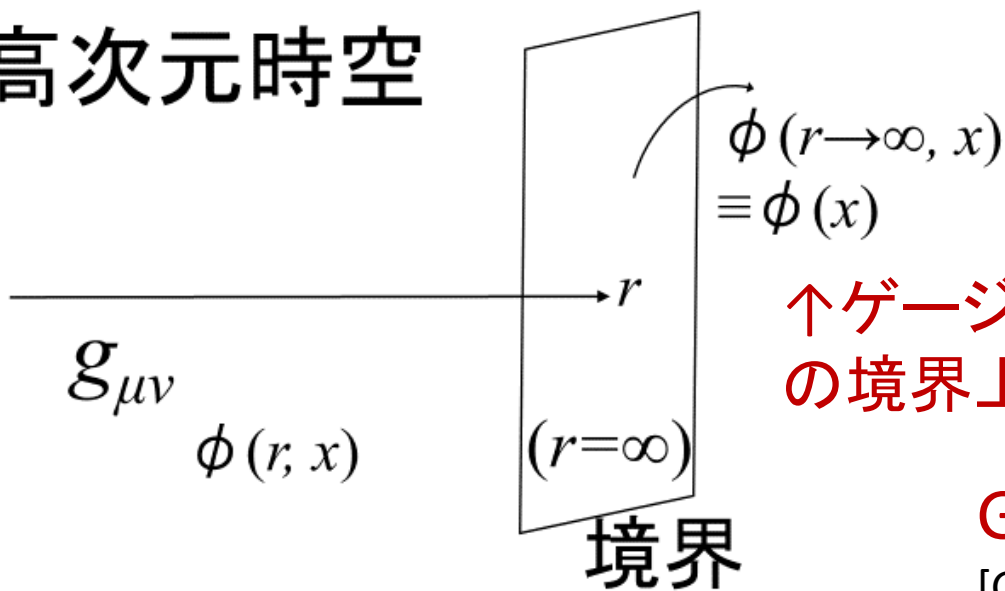
本発表では、熱浴中を等速度運動するdefect上の秩序変数の振る舞いをAdS/CFT対応を用いて解析した。

# AdS/CFT対応

d+1次元の曲がった時空中の重力理論とd次元のゲージ場の理論との等価性

高次元時空

[Maldacena 98]



↑ゲージ理論の外場は高次元時空の境界上の場の値 $\phi$ で与えられる

GKP-W関係式

[Gubser, Klebanov, Polyakov 98], [Witten 98]

$$e^{iS_{\text{grav.}}[\phi]} = Z[\phi] = \int \mathcal{D}\varphi e^{iS[\varphi(x)] + i \int d^d x \mathcal{O}(x)\phi(x)}$$

↓境界場      ↓外場      ↓外場

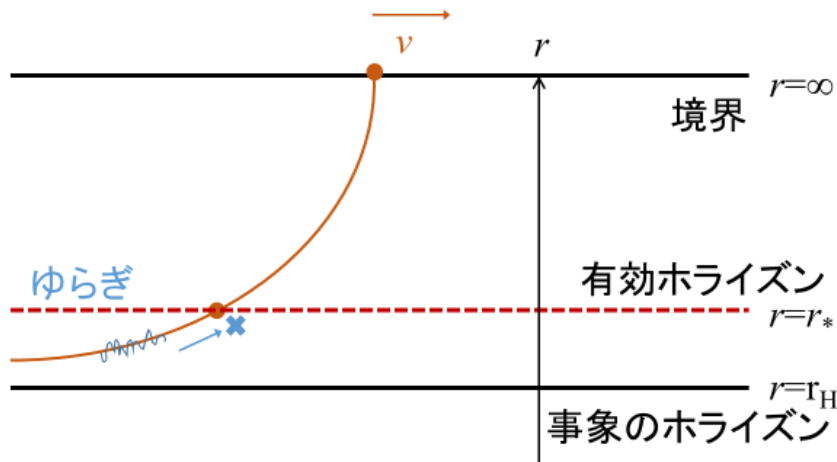
# Gubser's Drag Force

熱浴中を一定速度で牽引されるテスト粒子の系[Gubser 06]

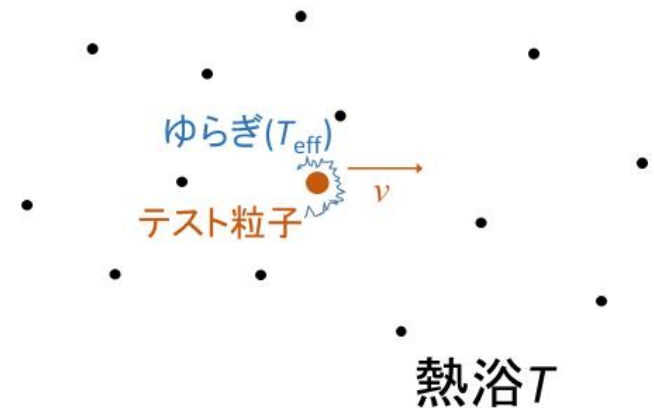
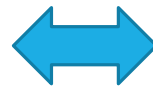
重力双対のstringの配位は作用の実条件から一意に定まる。

Gubserの定常系の有効温度は一般に熱浴の温度より低くなる。  $T_{\text{eff}} = \frac{T_{\text{eq}}}{\sqrt{\gamma}}$

$$x^1(t, r) = vt + \xi(r) + o(t) \quad \xi = -\frac{L^2}{2r_H} v \left( \tan^{-1} \frac{r}{r_H} + \log \sqrt{\frac{r+r_H}{r-r_H}} \right)$$

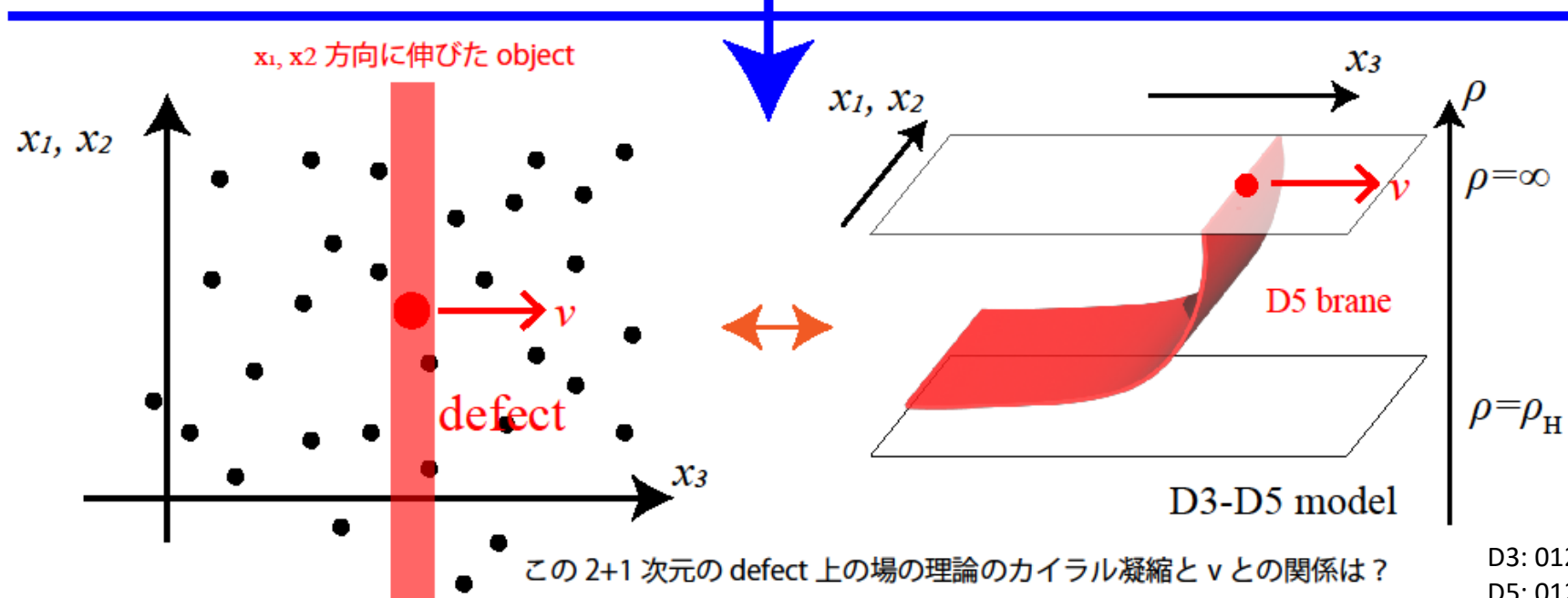
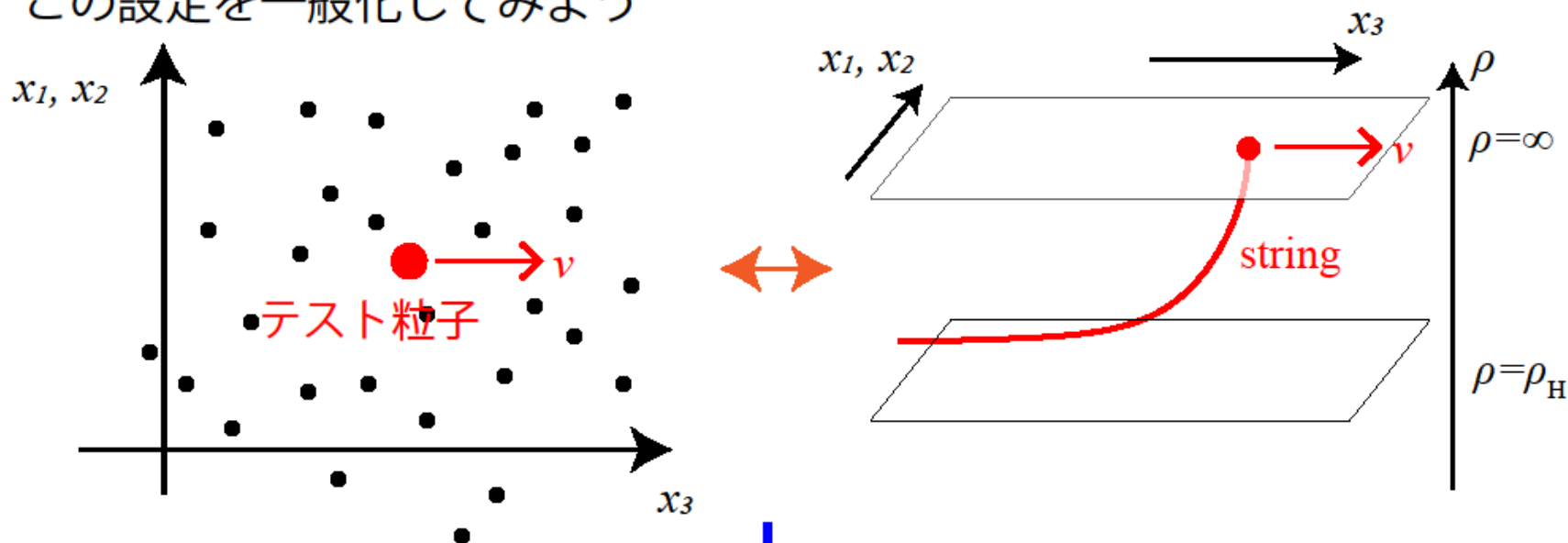


重力理論



ゲージ場の理論

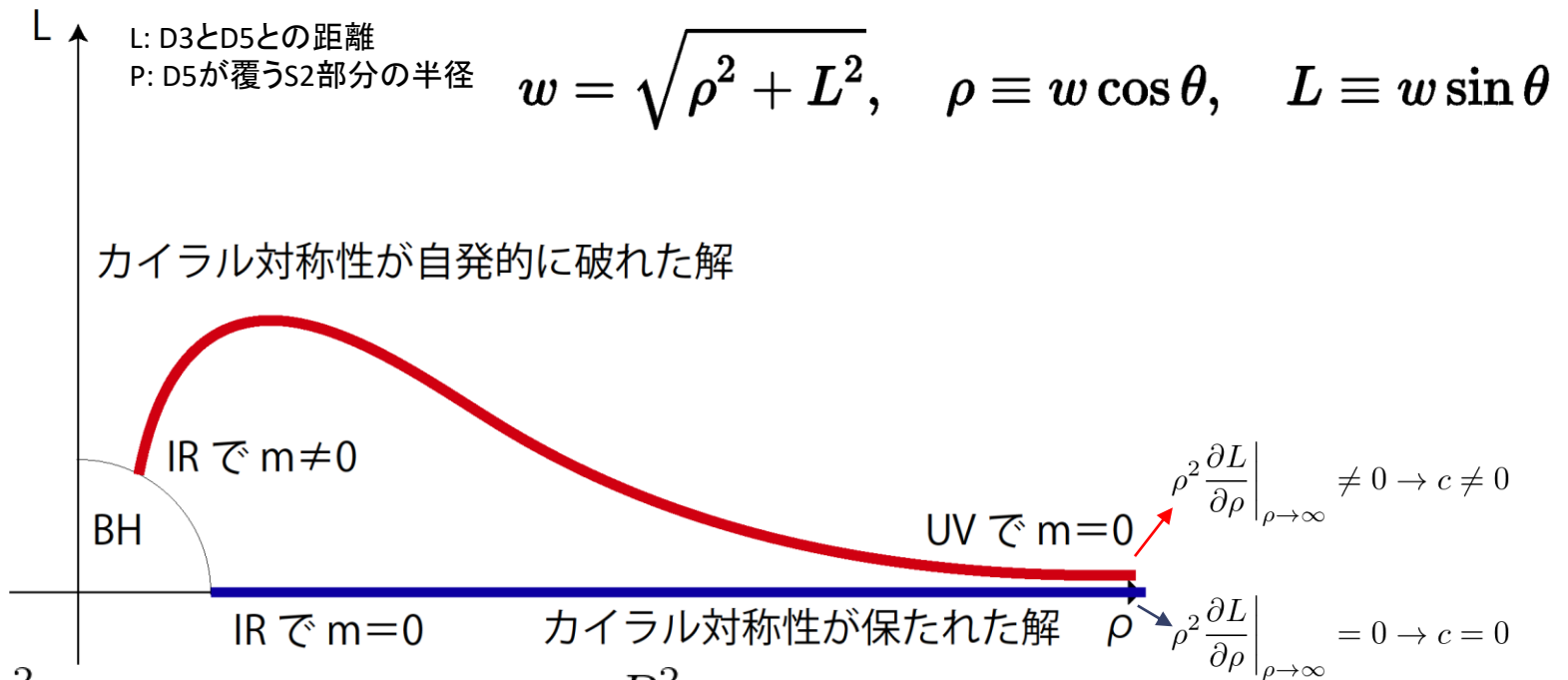
この設定を一般化してみよう



この 2+1 次元の defect 上の場の理論のカイラル凝縮と  $v$  との関係は？

# SSB in D3-D5 system

$v=0$ の平衡系では $B_z=F_{xy}$ を導入すると、 $T < T_c$ で自発的に対称性が破れることが知られている。(See e.g. [Filev et al. 07], [Erdmenger et al. 07])



$$ds^2 = \frac{w^2}{R^2} (-g_{tt} dt^2 + g_{xx} d\vec{x}^2) + \frac{R^2}{w^2} (d\rho^2 + \rho^2 d\Omega_2^2 + dL^2 + L^2 d\hat{\Omega}_2^2)$$

# Chiral Condensate

---

カイラル対称性の破れの尺度として、カイラル凝縮が知られている。

$$c = \langle \bar{\psi}\psi \rangle = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{\rho^5}{\sqrt{-\gamma(\rho)}} \frac{\delta S_{D5}}{\delta L(\rho)} \sim \lim_{\rho \rightarrow \infty} \rho^2 \frac{\partial L(\rho)}{\partial \rho} \quad L(\rho) = m + \frac{c}{\rho} + \dots$$

$c=0$  →カイラル対称性が保たれている。

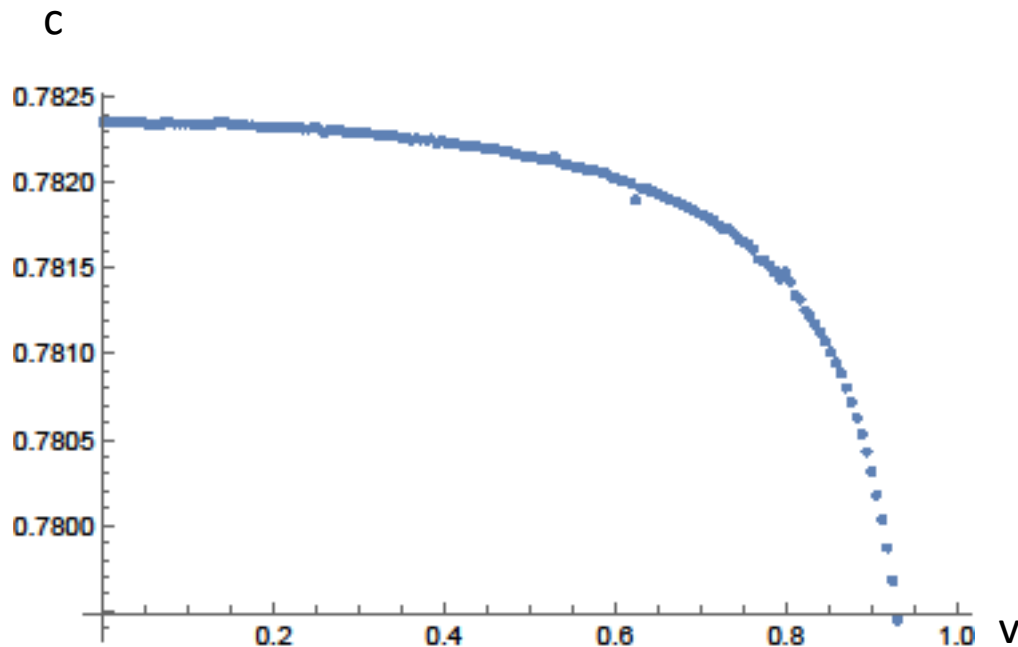
$c \neq 0$  → $c$ の値が大きいほどカイラル対称性が破れている。

defectの移動速度 $v$ を変化させたときに $c$ がどのように変化するか？

# Velocity vs. chiral condensate

D, B, T(熱浴の温度)一定のもと、速度 $v$ とカイラル凝縮 $c$ の関係をプロットすると以下のような結果となった。

速度 $v$ が大きくなり、深い非平衡状態になるほど、カイラル凝縮が小さくなり、対称性が回復している。

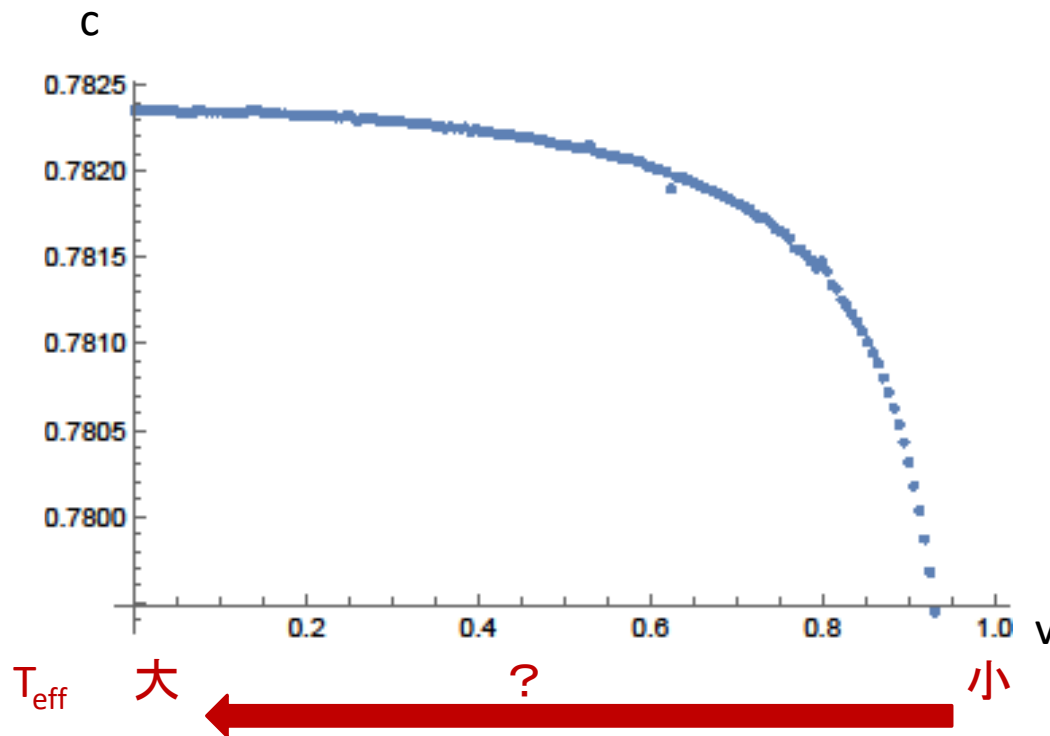




# 有効温度との関係

一方、D5 brane上の有効温度[See e.g. Nakamura-Ooguri 13]

$v \rightarrow$ 大で  $T_{\text{eff}} \rightarrow$ 小



平衡系では  $T > T_c$  ( $T$ 大) で  
カイラル対称性回復



有効温度  $T_{\text{eff}}$  が低いと  
カイラル対称性が回復？

# 揺らぎの感じる有効計量

z方向にbraneの配位が微小な揺らぎ $\delta z$ を持つとする。揺らぎを入れた場合のDBI作用は

$$\mathcal{L}_{\text{DBI}p} = \mathcal{L}_{\text{DBI}} - \frac{1}{2} \sqrt{-g} X^{\mu\nu} \nabla_{\mu} \delta z \nabla_{\nu} \delta z + \mathcal{O}(\delta z^3)$$
$$G^{\mu\nu} = X^{(\mu\nu)}$$

といった形に摂動の2次までで書ける。このときのテンソル $X$ の対称成分を適切に規格化したものが、揺らぎが感じる有効計量を上付き添え字で書いた物になる。

この有効計量 $G$ を持つ時空のHawking温度を求めることで、定常運動するdefect上の揺らぎが感じる有効温度を計算できる。

この有効計量は、いわゆるopen-string metricと一致する。

$$G_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - (2\pi\alpha')^2 (F g^{-1} F)_{\mu\nu}$$

# Moving defectの有効温度

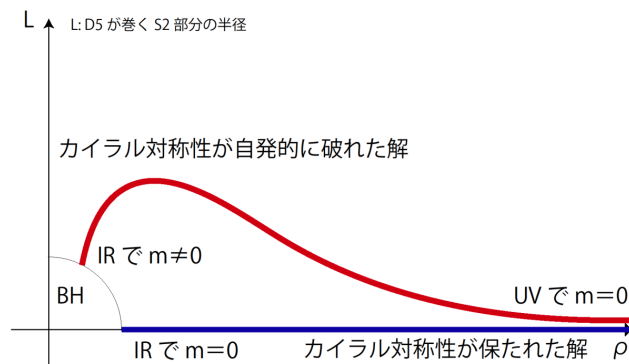
この有効計量 = open-string metric が持つ有効計量は

$$T_{\text{eff}} = T_{\text{eff}}(T_{\text{eq}}, v, D, B, m(u^*), m'(u^*))$$

のように、熱浴の温度および density  $D$ , defect に垂直方向の磁場の大きさ  $B$ , defect 速度  $v$ 、そして IR での質量の繰り込み群的な振る舞いに依存する。

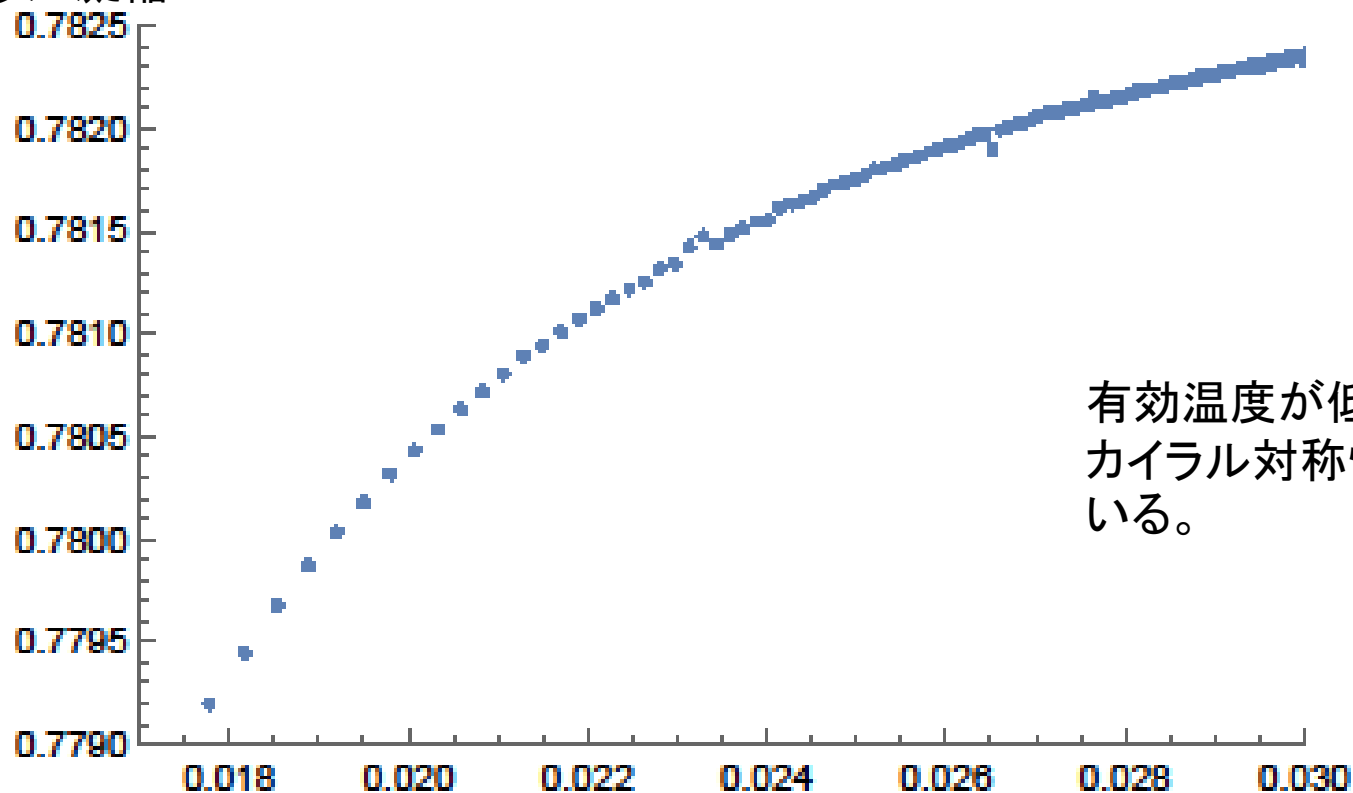
$D, B, m, m'$  がゼロの時、[Nakamura, Ooguri 13] の結果を再現して consistent である。

$$T_{\text{eff}}(T_{\text{eq}}, v, 0, 0, 0, 0) = T_{\text{NO}} = T_{\text{eq}}(1 - v)^{1/4}(1 + v)^{1/2}$$



# 有効温度とカイラル凝縮の関係

カイラル凝縮



有効温度が低下するほど  
カイラル対称性が回復して  
いる。

有効温度Teff

# まとめと展望

---

熱浴中を速度 $v$ で定常運動する(空間)2次元defectの有効温度をホログラフィーを用いて導出した。

その上で有効温度とカイラル凝縮の関係を調べたところ、有効温度が低下するほどカイラル凝縮の絶対値が小さくなり、対称性が回復することがわかった。

(参考)

- 少なくとも、従来提唱されている有効温度との関係では上記結果となったが、EinsteinやPlanck以来相対論的な温度をどのように定義すべきかについては議論がある。
- 今回は有効温度を実験室系での時間を尺度として定義しているが、特に固有有効温度[Hoshino-Nakamura 18]との関係では状況が変わり得るので、有効温度として何を用いるのが妥当か引き続き検討したい。