

有効場の理論を用いた T_{cc} の性質



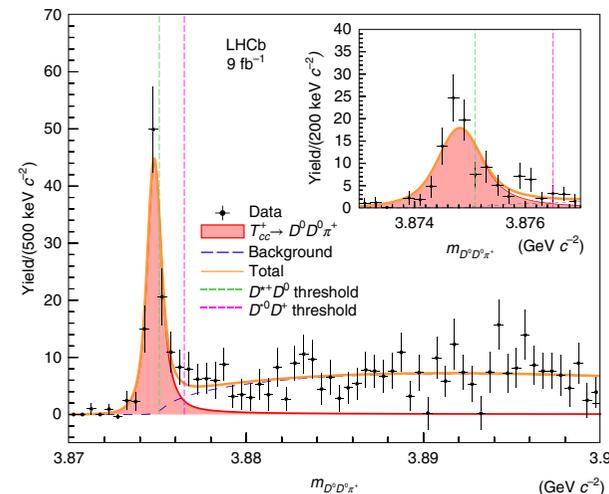
東京都立大学

D1

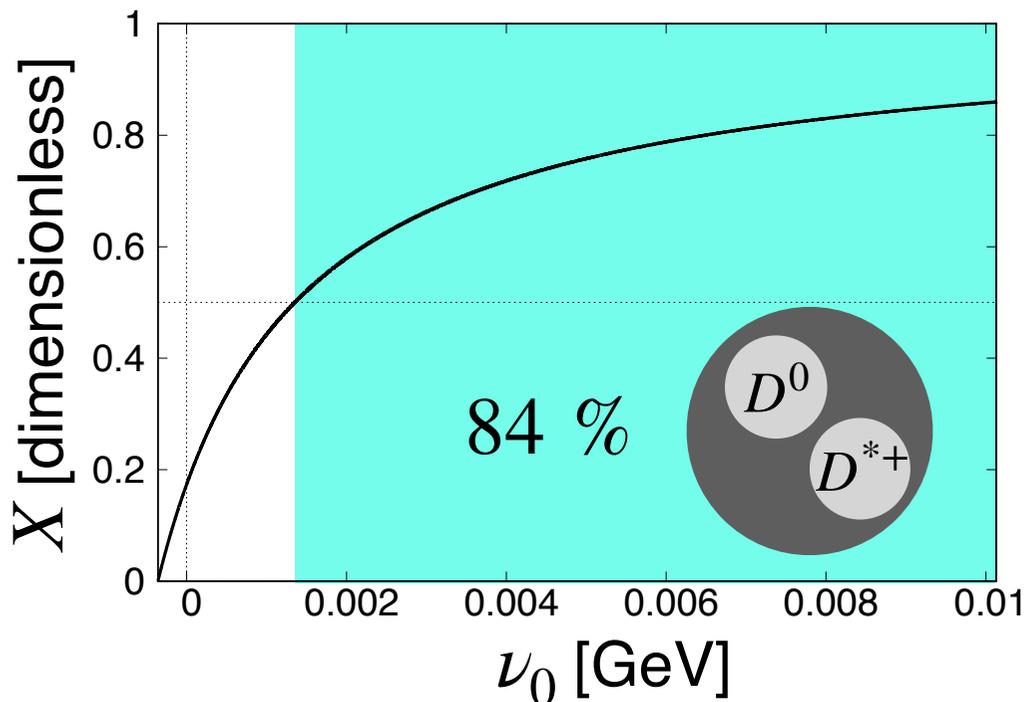
衣川友那

- T_{cc} の内部構造? ← 複合性 X の模型計算
- 模型のパラメタ ($cc\bar{u}\bar{d}$ のエネルギー) を変えながら複合性 X の計算

→ T_{cc} はハドロン分子的



LHCb Collaboration, Nat. Phys. (2022).



$cc\bar{u}\bar{d}$ との結合のみで作られた束縛状態なのに複合的
 ∴ 低エネルギー普遍性

- CP 対称性の破れが標準模型を超える物理の解明の鍵
 - ▶ どのような相互作用が CP 対称性の破れに寄与するか特定する必要がある
- 標準模型の有効場の理論の演算子を系統的に CP 対称・CP 反対称のものに分類するアルゴリズムを紹介
 - ▶ Hilbert 級数という道具を用いる
 - ▶ 場の位相の再定義で除去できる CP 位相についても考察
- 結果
 - ▶ 質量次元 6 の演算子について（人力で）分類した先行研究の結果を再現
 - ▶ 数秒～数分で、より高次元の演算子の分類をすることが可能
- 今回紹介する手法は、標準模型以外の有効場の理論に対しても適用可能

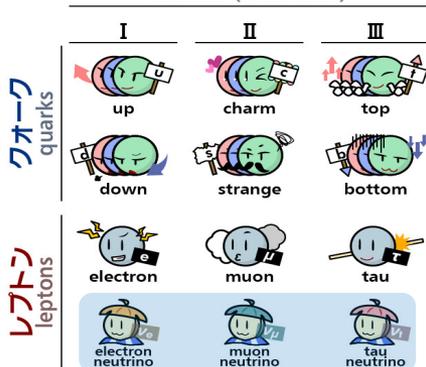
マヨラナニュートリノのマジックテクスチャーは ディラックニュートリノの質量行列に内在するか？

東海大学大学院 素粒子論研究室 兵藤 悠太

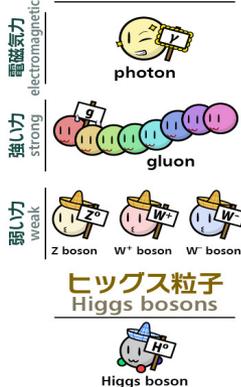
研究背景

1970年代初頭

物質粒子
matter (fermions)

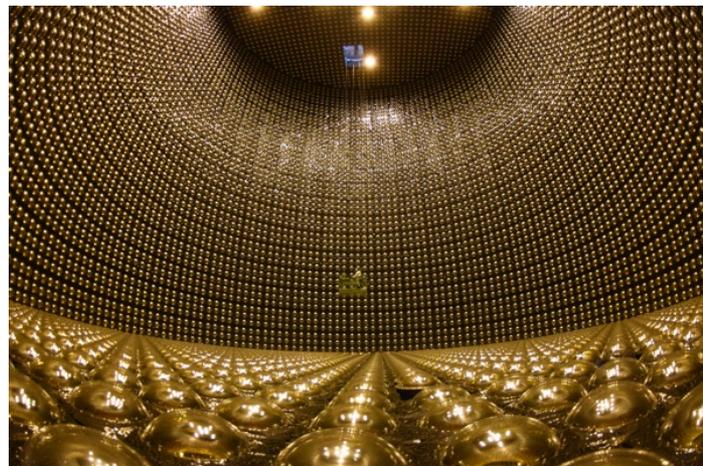


ゲージ粒子
gauge bosons



ニュートリノは混合しない

1998年



<http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index.html>

ニュートリノは混合していた
混合の詳細は不明
実験：精密測定が始まる
理論：混合モデル構築が始まる

研究目的

従来にないアプローチでニュートリノの混合状態の理論モデルを構築する

実験：混合状態を測定

↳ 数値の決定

理論：理由を模索

従来のアプローチ
(理論)

・群論を用いて構築



本研究のアプローチ

・数論に着目
・魔方陣に着目

・この方法で未だにモデルが確定していない・・・

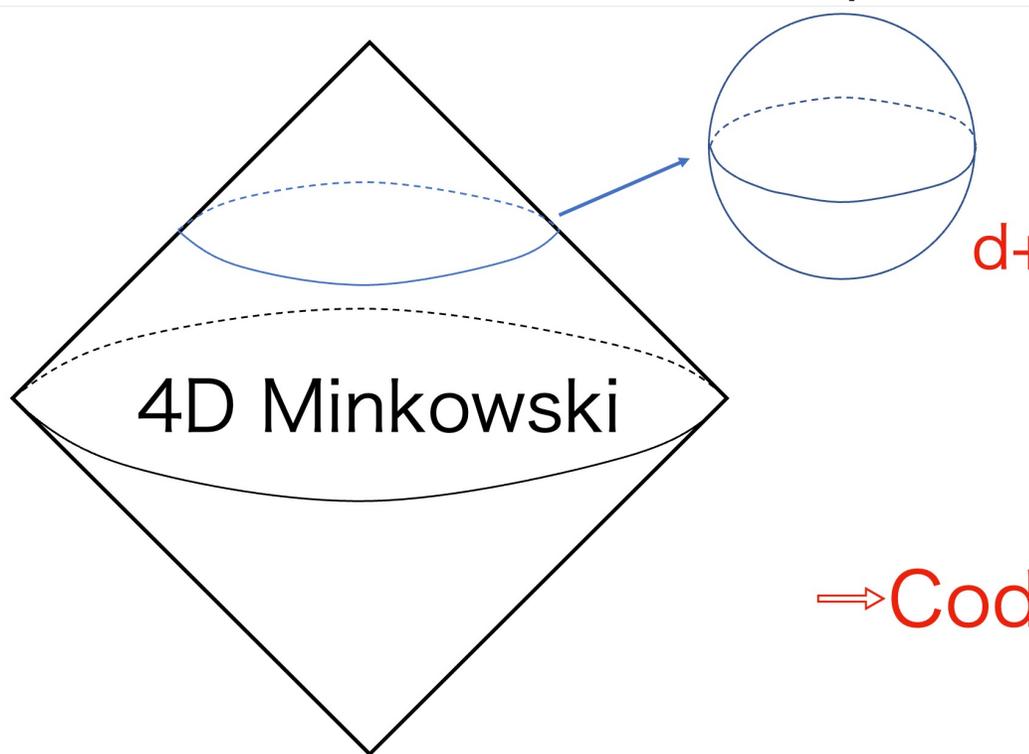
・新しいアプローチを提案

22. 小川 順生

平坦な時空のホログラフイー対応

- 漸近的平坦な時空のホログラフイー対応(Celestial Holography) についてのreviewをする。 ([arXiv:2107.02075](https://arxiv.org/abs/2107.02075))

2D Sphere



$d+1$ 次元の漸近的平坦な時空の量子重力理論

=

Celestial Sphere上の $d-1$ 次元CFT

⇒ Codimension 2 のHolography対応！

SYK modelとJT gravityの双対 (based on arXiv :2002.12187)

京都大学基礎物理学研究所素粒子論 M1 神田大樹



低次元のAdS/CFT対応の実現となっている! ($N\text{AdS}_2/\text{NCFT}_1$)
N = Nearly

例えば… 両者から、IRで**Schwarzian Action**が導ける



これについての発表

超弦理論におけるブラックホールエントロピー

京都大学 基礎物理学研究所 M1 佐藤政秀

- ▶ 弦理論は究極理論？ ← 重力子が現れる，重力子の関与する散乱振幅が計算可能... 量子重力理論
- ▶ では散乱以外はどうか？... 超弦理論で強重力天体であるBHを構成できる(その量子性は？)
- ▶ 量子性をテストする格好の物理量：ブラックホールエントロピー
- ▶ 実は超弦理論を使うとBeckenstein-Hawkingエントロピーを量子的に計算可能
- ▶ 弦理論は正しい量子重力理論!?

導入クォーク自由度と結合したハドロン間ポテンシャルによるX(3872)の構造解析

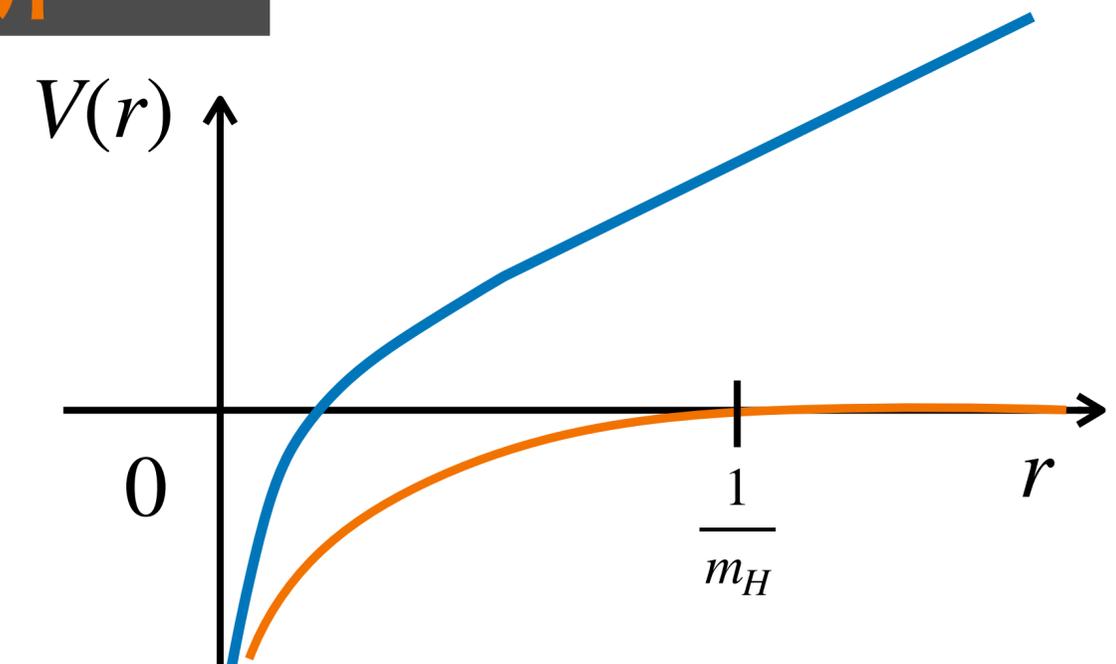
寺島 伊吹 (都立大)

$$V^{\bar{D}D}(r) = K_{\bar{D}D} \frac{\exp[-m_H r]}{r} + \dots \xrightarrow{r \rightarrow \infty} 0 : \text{散乱ポテンシャル}$$

▲ ハドロンポテンシャル

$$V^{\bar{c}c}(r) = -\frac{A}{r} + \sigma r + V_0 \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \infty : \text{閉じ込めポテンシャル}$$

▲ クォークポテンシャル



課題

- $V^{\bar{c}c}(r)$ と $V^{\bar{D}D}(r)$ はそれぞれ独立に計算

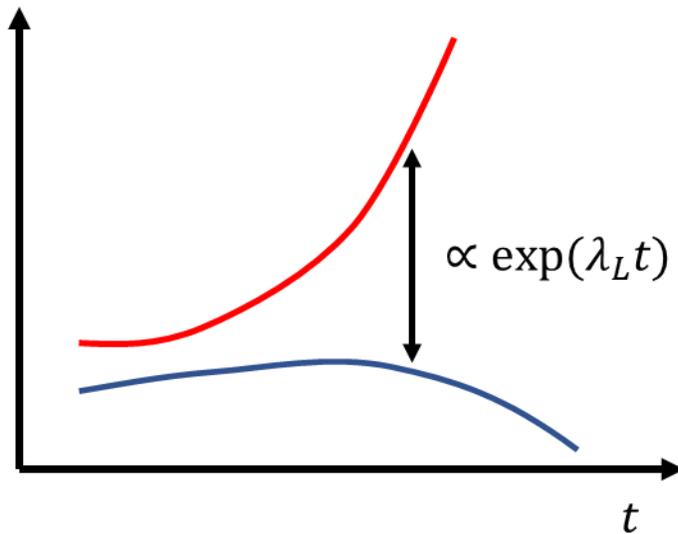
- Dメソン : cクォークを含む中間子
- X(3872) : エキゾチックハドロン

本研究

- $\bar{c}c$ と $\bar{D}D$ のチャンネル結合から、ハドロン間有効ポテンシャルを得る
- non-local型からlocal型へ有効ポテンシャルを変換する
- X(3872)のモデルに対応したlocal型有効ポテンシャルから構造解析する

Kazuyoshi Yano (No.26)

- Lyapunov exponent(λ_L): Value for quantitative evaluation of chaos



Classical: Lyapunov exponent can take any value

| | λ_L |
|------------------|-------------------------------|
| Classical system | Arbitrary value |
| Quantum system | Bounded by temperature |

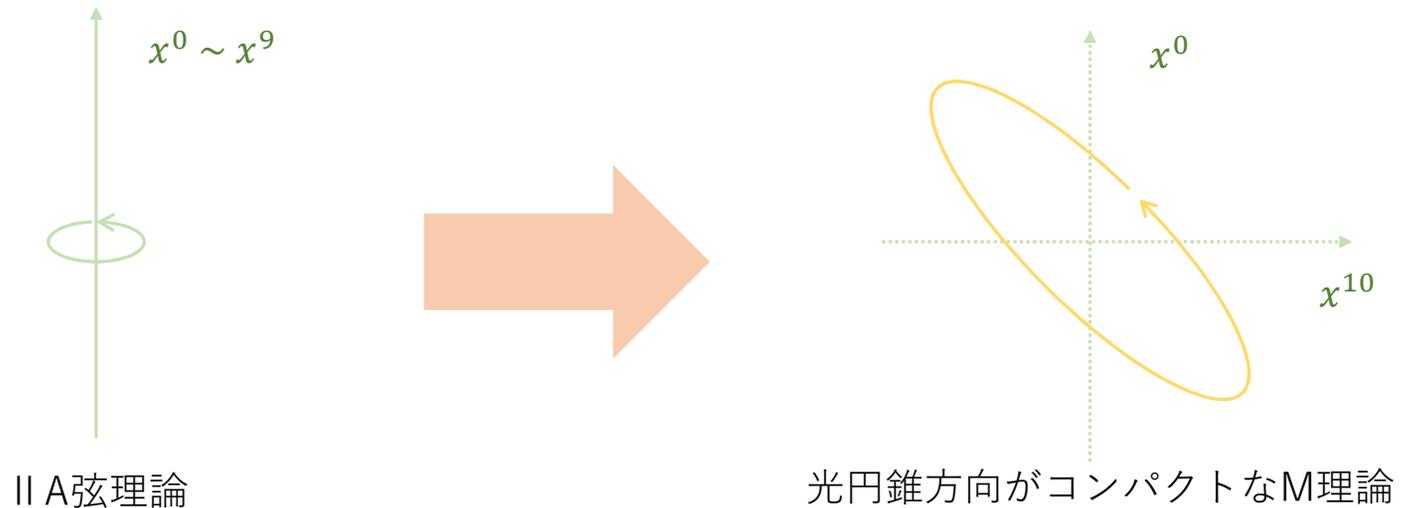
行列模型による離散的な光円錐量子化(Review)

筑波大学素粒子理論研究室 M2 吉田 悠人

arXiv:hep-th/9710009v1

Nathan Seiberg “Why is the Matrix Model Correct?”

有限サイズのBFSS行列模型が、光円錐方向にコンパクト化されたM理論において、コンパクト方向の運動量を記述することを確認する。



Supersymmetric affine Toda field equations and ODE/IM correspondence

ホスタ-28 Mingshuo Zhu in cooperation with Katsushi Ito, Tokyo Institute of Technology

[arXiv:2206.08024](https://arxiv.org/abs/2206.08024)

$$D\bar{D}\Phi + \frac{m^2}{\beta} \sum_{i=1}^r \alpha_i \exp(\beta\alpha_i \cdot \Phi) + \frac{m^2}{\beta} p(z)\bar{p}(\bar{z})\alpha_0 \exp(\beta\alpha_0 \cdot \Phi) = 0$$



$$[-\partial_x^2 + \frac{l(l+1)}{x^2} + (x^{2M} - E)^2]\Psi_0^3 = 0$$



$$[\mathcal{L}, \bar{\mathcal{L}}] = 0$$



$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F &= D - A_\theta = D - \beta D\Phi \cdot H - me^\lambda \left(\sum_{i=1}^r E_{\alpha_i} + p(z)E_{\alpha_0} \right), \\ \bar{\mathcal{L}}_F &= \bar{D} - A_{\bar{\theta}} = \bar{D} + me^{-\lambda} \left(\sum_{i=1}^r e^{\beta\alpha_i \cdot \Phi} \epsilon_i E_{-\alpha_i} + \bar{p}(\bar{z})e^{\beta\alpha_0 \cdot \Phi} \epsilon_0 E_{-\alpha_0} \right). \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_B \Psi_0 = \begin{pmatrix} \partial_x + p(x, E) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \partial_x - p(x, E) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \partial_x + \frac{l}{x} & -1 \\ 0 & 0 & -p^2(x, E) & \partial_x - \frac{l}{x} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_0^1 \\ \Psi_0^2 \\ \Psi_0^3 \\ \Psi_0^4 \end{pmatrix} = 0$$



$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F \Psi(z, \bar{z}, \theta, \bar{\theta}) &= 0 \\ \bar{\mathcal{L}}_F \Psi(z, \bar{z}, \theta, \bar{\theta}) &= 0 \end{aligned}$$



$$\mathcal{L}_B = \partial_z - \beta \partial_z \phi \cdot H - m^2 e^{2\lambda} \left(\sum_{i=1}^r E_{\alpha_i} + p(z)E_{\alpha_0} \right)^2$$



$$\mathcal{L}_B = \partial_x - \sum_{j=1}^r \frac{l_j \alpha_j \cdot H}{x} - \left(\sum_{i=1}^r E_{\alpha_i} + p(x, E)E_{\alpha_0} \right)^2$$

$$p(z) = z^{hM} - s^{hM}$$

$$x = (me^\lambda)^{\frac{2}{2M+1}} z, \quad E = s^{hM} (me^\lambda)^{\frac{2hM}{2M+1}}$$

4次元 $\mathcal{N} = 2$ ゲージ理論に関する Gaiotto 構成

谷川 昇右

大阪公立大学 数理物理研究室

- Seiberg-Witten理論についてレビュー
- ブレーンを並べることで4次元 $\mathcal{N} = 2$ 超対称性ゲージ理論を構成し、Seiberg-Witten理論が作れることを見る
- Seiberg-Witten曲線を質量変形して特異点での留数を取り出せるようにし、留数とフレーバー対称性との関係を見る
- 新しく見えてくる双対性について述べる

タイトル：非可換Dirac-Born-Infeld方程式からSuper Yang-Millsへの補正の誘導

発表者：金久発

やりたいこと!!

超対称非可換DBI方程式から

SYMへの補正、マイヤーズ効果を誘導したい!

キーワード：超弦理論、DBI方程式、ピュアスピナー形式、SYM、マイヤーズ効果

発表時間25分くらい。対象M1。

8月9日の藤井氏の発表に関連します。

SU(2) Skyrme理論で求めるハドロンの性質

Skyrmeモデル:

非線形シグマ模型の一種。

特に、中間子場のソリトン解としてバリオンを記述できる。

SU(2) × SU(2)対称性を持つSkyrmeモデルを用いて

1. Hedgehog型のソリトン解を仮定。
2. ソリトンの回転運動を量子化。
3. π 中間子の崩壊定数や核子の電荷密度分布などを計算。

計算結果は半定量的に実験と合う。

散乱振幅の代数的計算

- 場の理論に表れるhomotopy algebra -

名古屋大学素粒子論研究室(E研) M1 渋谷翔之

場の理論の作用は A_∞ algebra を満たす写像 $\{m_i\}_i$ によって以下のように与えられる

$$S = -\frac{1}{2} \langle \varphi, m_1(\varphi) \rangle - \frac{1}{3} \langle \varphi, m_2(\varphi, \varphi) \rangle - \dots$$

この時、理論の散乱振幅は以下の M から計算できる

$$M \equiv P Q P + P m \frac{1}{I + \hbar m + i \hbar U} P$$

この表式は代数的かつどの理論にも共通する普遍的なものの
更に、有効作用を与えるものでもある

- 格子QCDを用いたハドロン質量計算について
- QED効果を入れた場合の問題点(有限体積効果)
- この問題を解決する計算手法^[1]
- 実際の計算に適用した例^[2]: π 中間子質量差

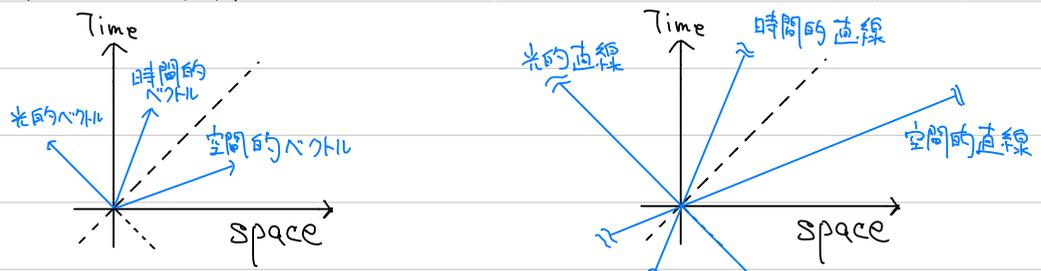
$$\Delta m_{\pi} = m_{\pi^{+}} - m_{\pi^{0}}$$

[1]X. Feng and L. Jin, Phys. Rev. D 100, 094509 (2019)

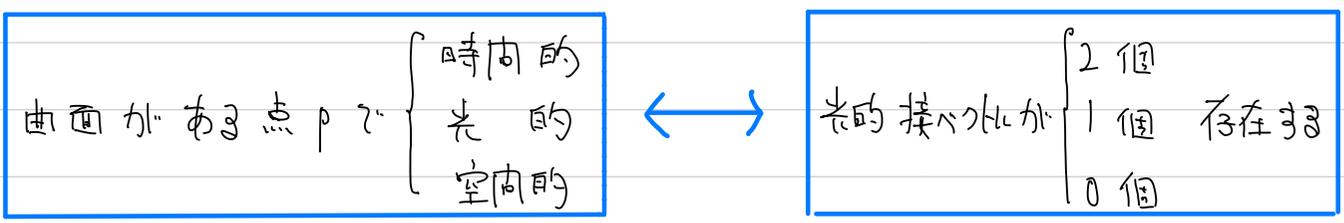
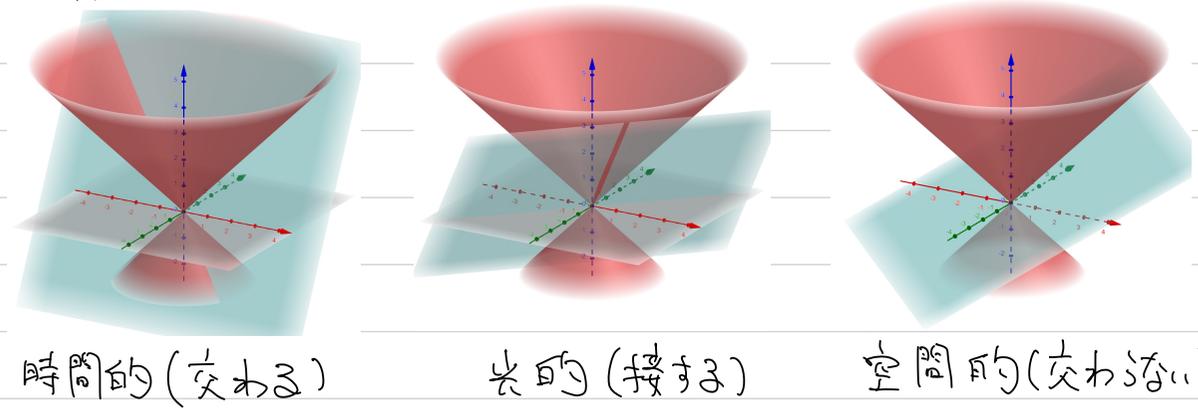
[2]X. Feng *et al.*, Phys. Rev. Lett. 128, 052003 (2022)

弦理論と光的/空間的曲面

- ① ローレンツ多様体上には 時間的, 光的, 空間的 ベクトルがある
- ② ローレンツ多様体上の曲線は 接ベクトルの種類で分類できる。



- ③ ローレンツ多様体上の曲面も接ベクトルの種類で分類できる。
- ④ 光錐とどう交わるかで分類すると視覚的に分かり易い。



- ⑤ 世界面は 時空という名のローレンツ多様体上の曲面なので 上述の概念を持つ。

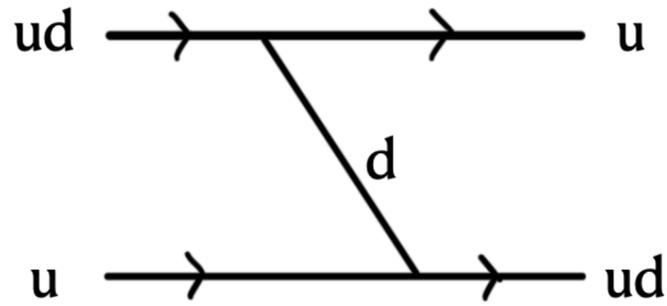
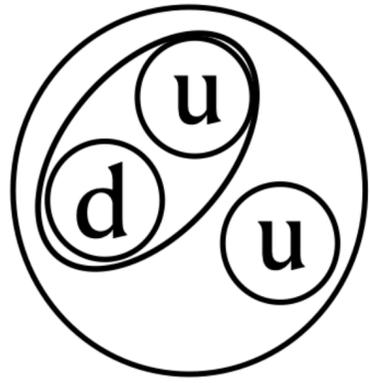
論点

Q1. (現行の) 弦理論は 光的/空間的曲面に対応している?
 A1. たぶん未対応な気がする。
 量子化の手続きで $(X_{\mu} - X_{\mu})^2 = 0$ という拘束条件(ゲージ固定条件)を用いると、面が時間的なものに限られてしまう。

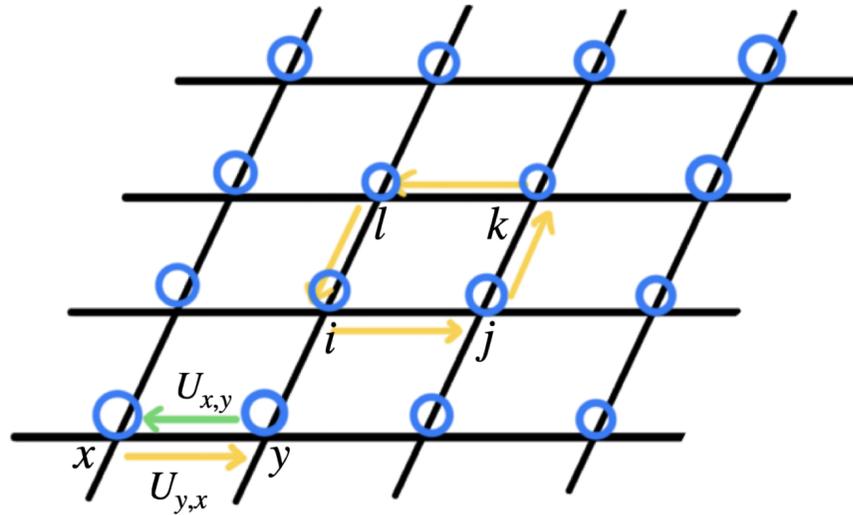
Q2. 弦理論に 光的/空間的曲面は必要?
 A2. もっと省く理由があるさ知りた。
 量子論は「全2の」経路を勘定しないと、意味がないんじゃない?

Q3. 光的/空間的曲面を考慮するとどう変わる?
 A3. ヒルベルト空間が広がるはずなのに、真空が変わる...かも?
 併せて、クォークの話, 臨界次元の話とかも変わるかも?

格子上的理論でのダイクォークの取り扱い (Review) RCNP M2 西岡 蒼矢



ハドロンの内部構造としてのダイクォーク



格子上的場の理論を用いて考える

理論の厳密に議論を進めやすい

有限体積では有限自由度なので計算可能

非摂動的な議論、シミュレーションができる

M. Hess, F. Karsch, E. Laermann, and I. Wetzorke

(Received 8 May 1998; published 28 October 1998)

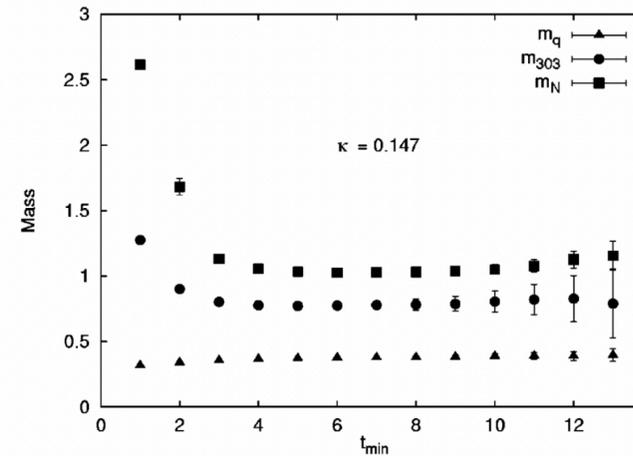


FIG. 1. Masses extracted from single exponential fits to the correlation functions of quark, color anti-triplet spin 0 diquark and nucleon at $\kappa=0.147$ in the interval $[t_{\min}, 32-t_{\min}]$.

C. Alexandrou, Ph. de Forcrand, and B. Lucini

(Received 5 September 2006; published 30 November 2006)

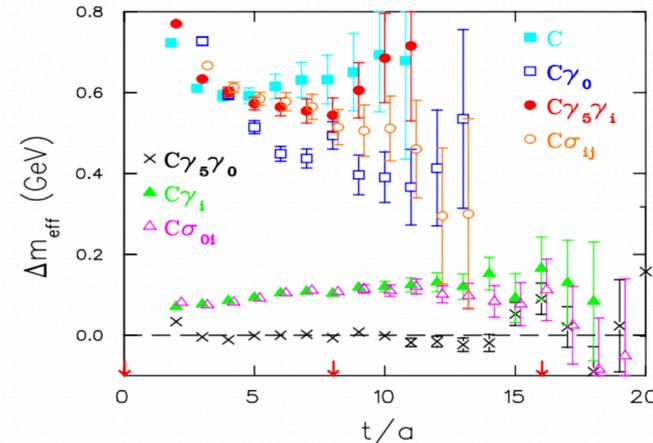


FIG. 1 (color online). Effective mass difference Δm_{eff} in the various diquark channels, at $\beta = 6.0$ for our lightest quarks. The arrows (from left to right) indicate the time slice of the source, of the density insertions, and of the sink.

← 伝播関数のシミュレーションから
質量を調べられる

C. Alexandrou, Ph. de Forcrand, and B. Lucini

(Received 5 September 2006; published 30 November 2006)

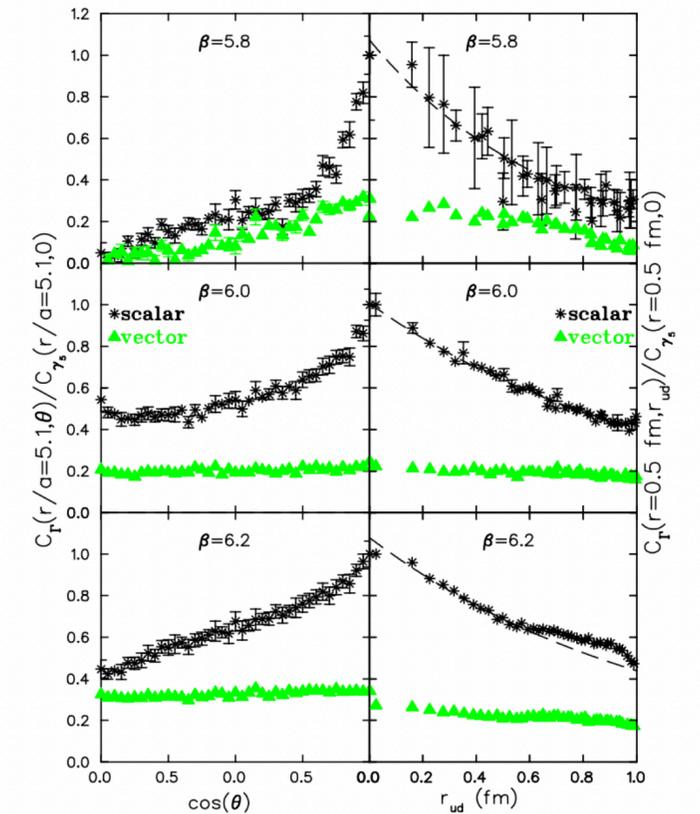


FIG. 4 (color online). Left: $C_{\Gamma}(r/a=5.1, \theta)/C_{\gamma_5}(r/a=5.1, 0)$ versus $\cos(\theta)$. Right: $C_{\Gamma}(r=0.5 \text{ fm}, r_{ud})/C_{\gamma_5}(r=0.5 \text{ fm}, 0)$ versus r_{ud} , for the good (asterisks) and bad (solid triangles) diquarks at the lightest pion for our three lattice spacings.

↑ ダイクォークを形成するような引力が生じるというシミュレーション結果

3次元CS理論と結び目多項式

Review of E. Witten “Quantum field theory and the Jones polynomial”

- 実はこれらは等価らしい
 - S^3 上の $SU(2)$ レベル k Chern-Simons理論における

Wilson loopの期待値

- ↑のloopと同じ形の結び目に対しての**Jones多項式**
(結び目不変量のひとつ)

