

中間子における QCDインスタントン効果

首都大学東京大学院

物理学専攻

酒井 裕企

2018年3月25日

四葉研究交流会@東京都立科学技術高等学校

自己紹介①

- 1990年、横浜市に生まれ、程なくして鎌倉に移る。現在三田在住。
- 身近な人たちの逝去に触れ、幼少期から「無」とはなんぞやなどと考えるようになる。

幼少期

父方の祖父が亡くなる。

小学4年生

小学3年生時の担任の先生が亡くなる。

大学生

母方の祖母が亡くなる。

父方の祖母が亡くなる。

修士2年

母方の祖父が亡くなる。友人が亡くなる。

博士3年

母が亡くなる。

死とか無とか一体なんなのか、何も無いとはどういうことなのか。

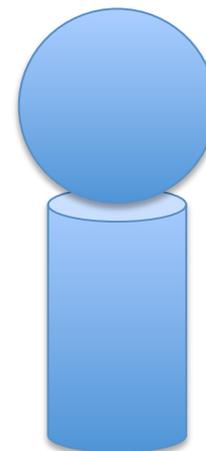
- 中学高校とあがりやる気が無くなる。(こんな勉強してても...)
- 高校3年、教員から「鉛直投げ上げの式」やら「自由落下の式」やら「角度のついた投げ上げの式」やらを暗記させられてフラストレーションが溜まっている処で、それらがすべて運動方程式を書き下しさえすれば求められるということを知り、非常にエキサイトする。

面白い！物理を通じて無について考えてみたい

自己紹介②

- ところが、学部1年で物理科教員『それは物理にきてやれることではないような.....』
- こんなはずでは...おとなしく物理の勉強をする
- 学部2年で、SS爺さんと邂逅

物理では「無」とは言わない。「真空」というものがあるけれども、そういうものは非常に重要な概念なんですよ。



SS爺さん

- なるほど
- 同時に、「無とはなんぞや」を知るためには「在るとは何ぞや」を知らなければならないのでは！？
- つまり在るものについて知らなければならない
- 身の回りのものはすべて素粒子で構成されているはずなのだから素粒子論を専攻しよう

素粒子理論について

目的：自然が従う基本法則、特に物質や力が従う原理
原則はなにかを究明すること

(現在のところ)調べる道具は「場の理論」
場とは・・・素朴には単に空間に分布している物理量

素粒子と場の関係

“素粒子とは電光ニュースの上に現れる光点のように
場に起る状態の変化としてあらわれるものである”

朝永振一郎『素粒子は粒子であるか』(初出不明)

量子化という手続きを場に行うことで
初めて粒子の描像を獲得する

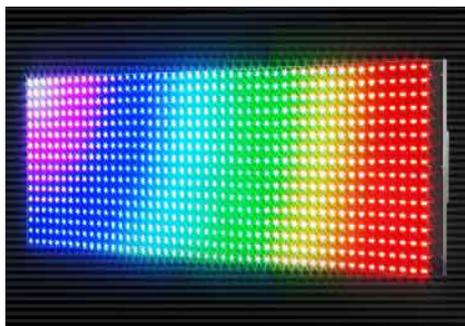


物質を構成する粒子、相互作用を媒介する粒子

真空とは

場の量子論において、系(状態)のエネルギーが最も低い”基底状態”

ex:)



<http://www.ktscoms.co.jp/ledsign/>

場を電光版のように思うと、
基底状態とは何も点灯していないような状態

ただし”電光版”はある。
すなわち”場”という物体はある...

真空とは一体どうなっているのか

ちなみに...

三省堂 大辞林: 物質がまったく存在しない空間。

日本工業規格JIS: 真空とは通常の大気圧より低い圧力の気圧で
満たされた空間の状態

概観図

QCDの真空

[Belavin et al. 1975]

強いCP問題

回避策

$$m_u = 0$$

[Georgi, McArthur. 1981]

回避策

Peccei-Quinn機構

[Peccei, Quinn. 1977]

検証

検証

検証

“アクシオン”の探索

未発見

直接探索

HERA実験

未発見

[Ringwald, Schrempp. 1998]

[H1 Col. 2016]

トーフトバーテックス

軽中間子有効理論

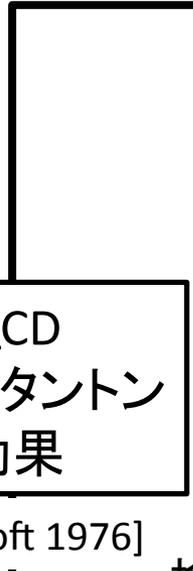
[Leutwyler 1990]

重中間子有効理論

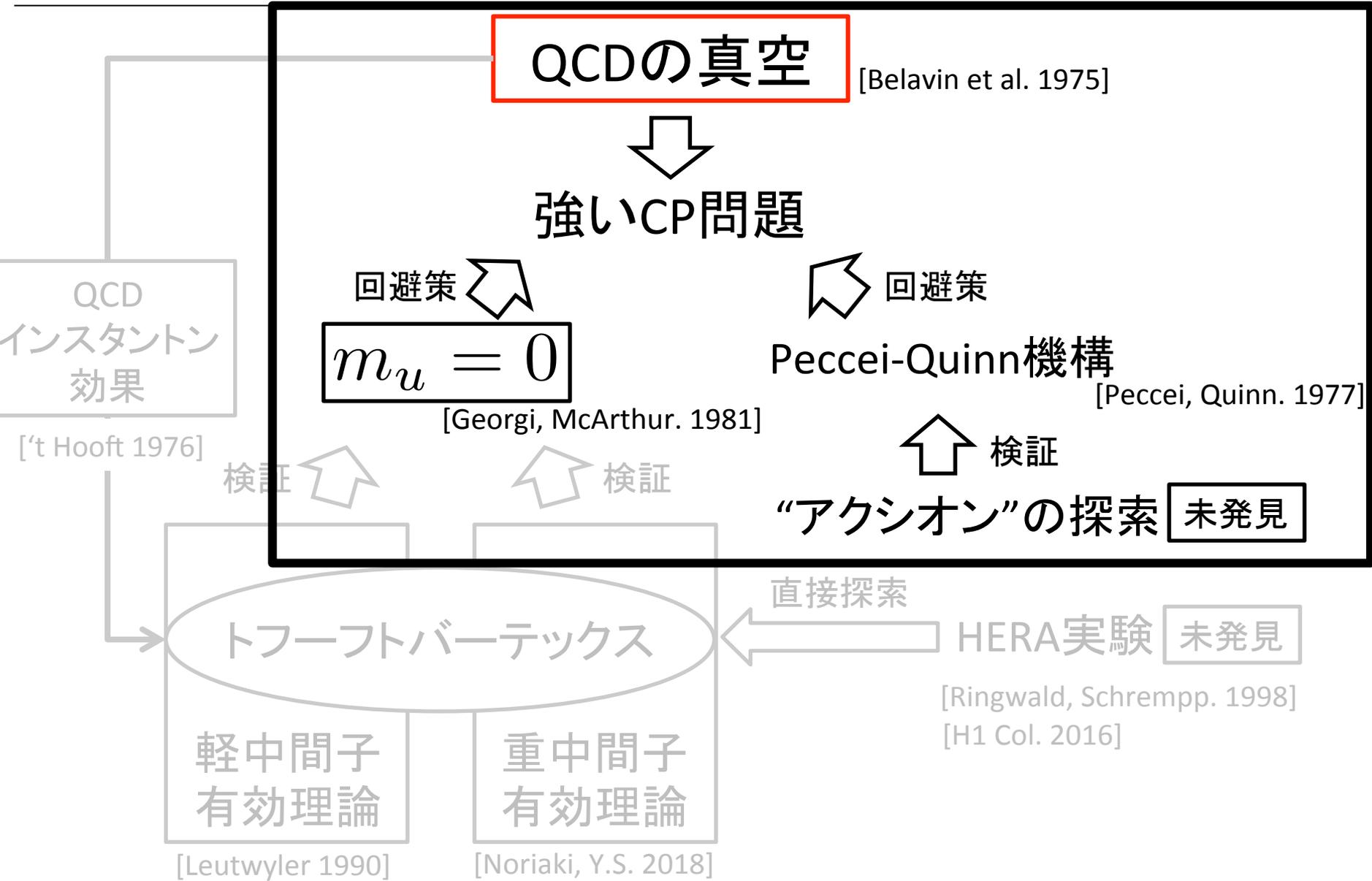
[Noriaki, Y.S. 2018]

QCD
インスタントン
効果

[’t Hooft 1976]



概観図



QCDとは

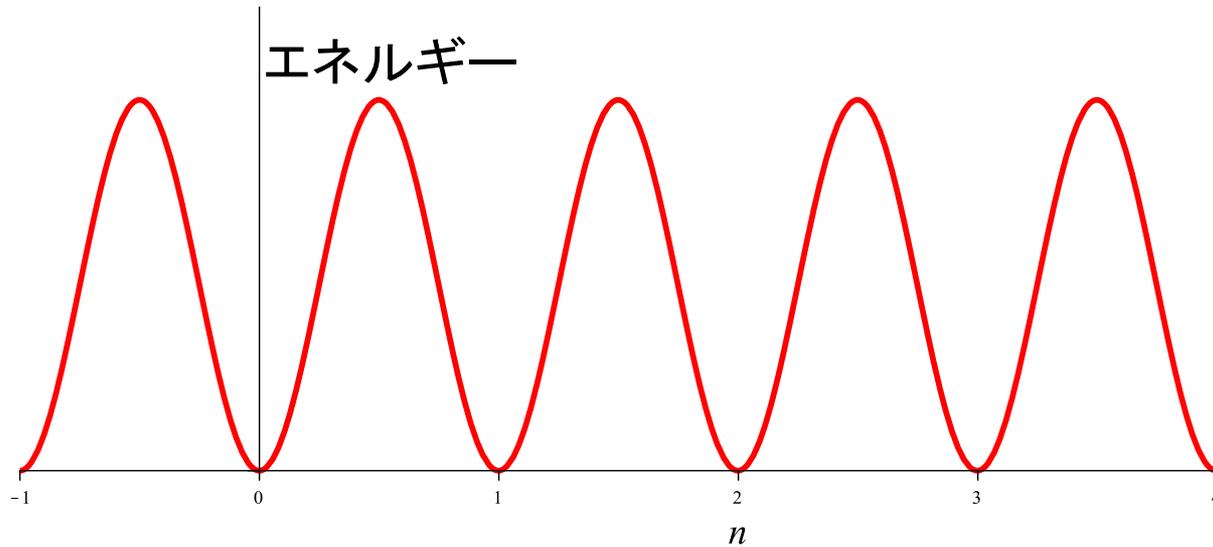
素粒子の表

	物質を構成			相互作用を媒介	
	1 st	2 nd	3 rd		
レプトン	ν_e	ν_μ	ν_τ	W Z	弱い相互作用
	e	μ	τ	γ	電磁相互作用
クォーク	u	c	t	g グルーオン	強い相互作用
	d	s	b		

これらのふるまいを記述する模型が
Quantum ChromoDynamics

QCDの真空

無限個の基底状態の量子力学的な重ね合わせであると信じられている



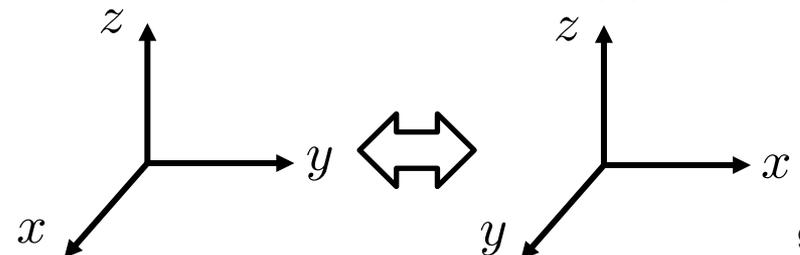
ところがこれを信じるとQCDにあるはずの対称性(CP不変性)を破る効果があらわれる

⇒ “強いCP問題”

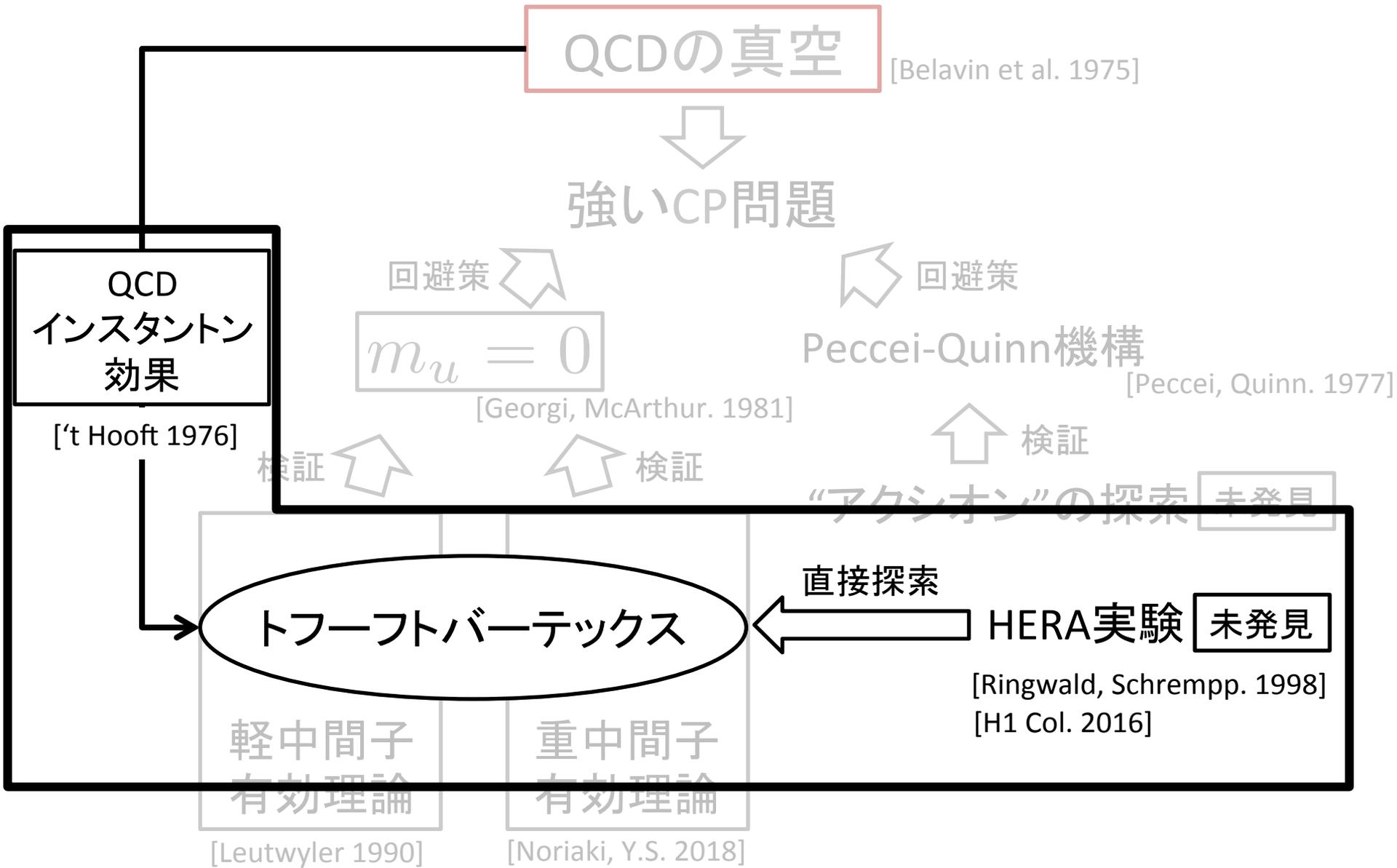
C: 荷電共役変換
= 粒子反粒子の入れ替え

ex.) 電子 e^- と陽電子 e^+ の入れ替え
に対して理論が変わらない

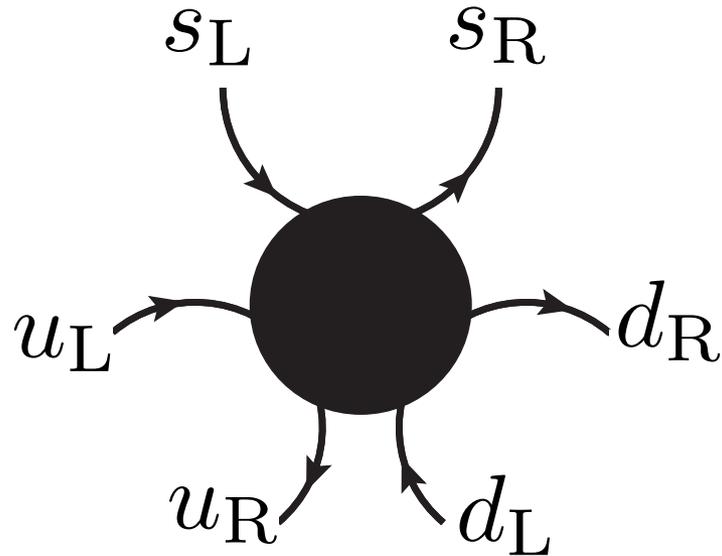
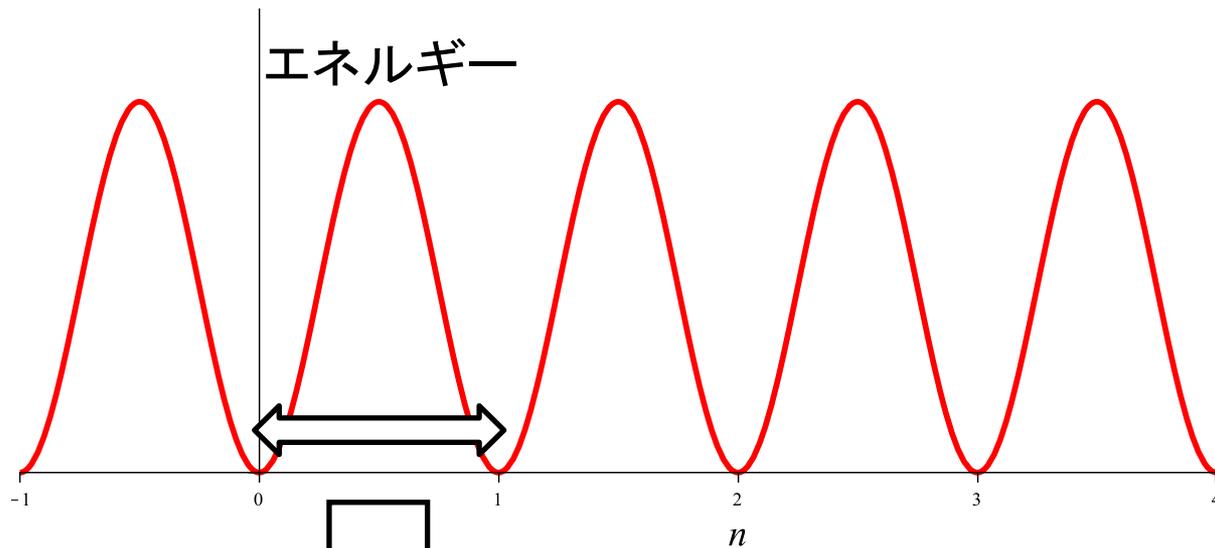
P: パリティ変換
= 右手系左手系の座標変換



概観図



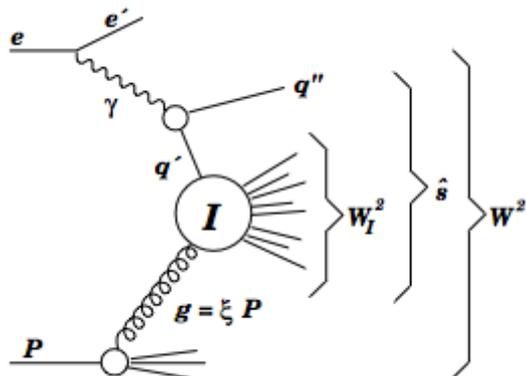
トフーフトバーテックス



トンネル効果があると
トフーフトバーテックス
があらわれる

HERA実験

HERA実験におけるトーフトバーテックスの探索



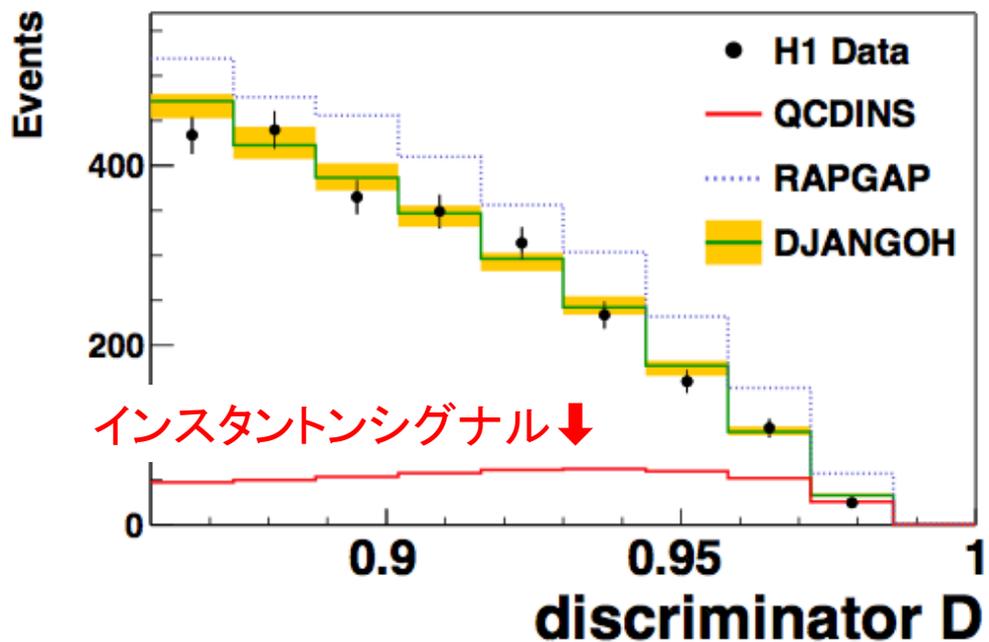
HERA実験(電子陽子衝突実験)における深非弾性散乱過程の解析ではどのように観測されるか

理論からの予言は

$$\sigma_{\text{HERA}}^{(I)} = 10 \pm 3 \text{ pb}$$

[Ringwald, Schrempp. 1998]

H1 QCD Instanton Search



QCDインスタントン効果で誘起されるイベントのシグナルは未発見

散乱断面積の上限
1.5 ~ 6 pbの間(C.L.95%)

[H1 Col. 2016]

概観図

QCDの真空

[Belavin et al. 1975]

強いCP問題

QCD
インスタントン
効果

[t Hooft 1976]

$$m_u = 0$$

[Georgi, McArthur. 1981]

検証

検証

トフーフバーテックス

軽中間子
有効理論

[Leutwyler 1990]

重中間子
有効理論

[Noriaki, Y.S. 2018]

Peccei-Quinn機構

[Peccei, Quinn. 1977]

検証

“アクシオン”の探索

未発見

直接探索

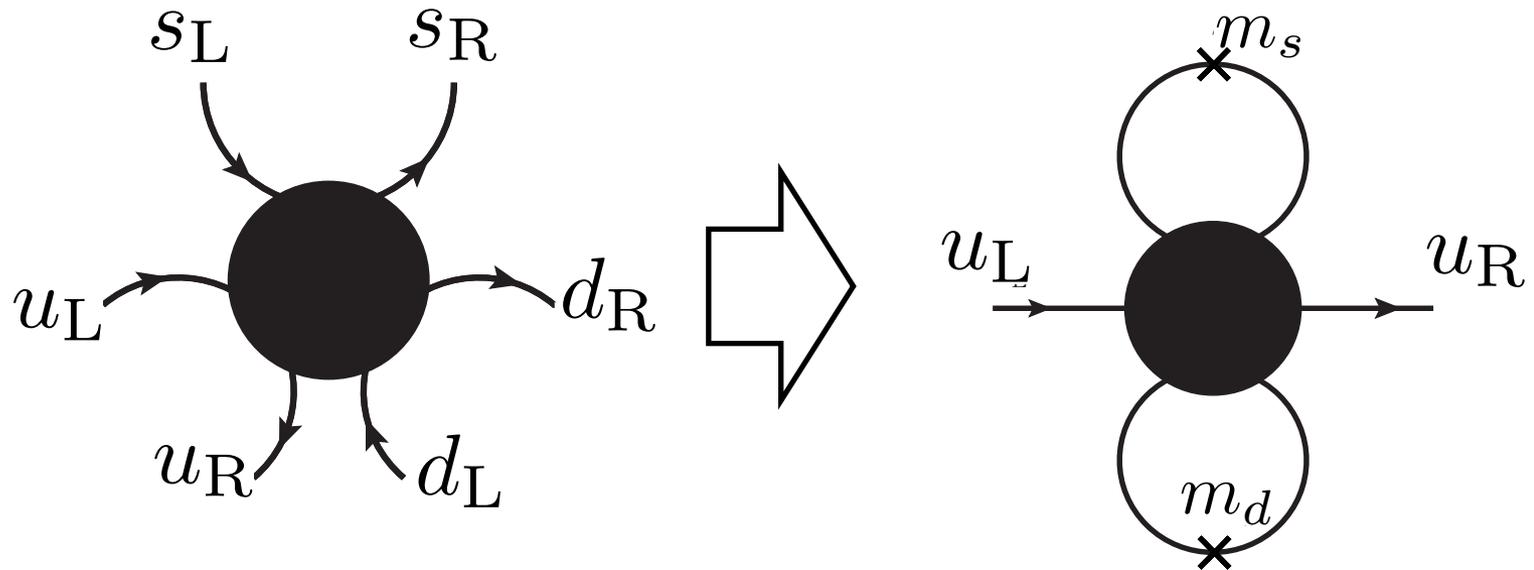
HERA実験

未発見

[Ringwald, Schrempp. 1998]

[H1 Col. 2016]

アップクォーク質量への補正



クォークの質量に補正を与える

$m_u = 0$ とは知られているアップクォークの質量の大きさすべてをこの補正によって説明できる状況のこと

⇒ クォークの束縛状態であるハドロンの質量に影響を与える

⇒ ハドロン、特に中間子のふるまいを記述する(有効)理論を用いてこの補正の大きさを見積もる

2つの有効理論による結果

【導入】

軽中間子有効理論

軽いクォーク q に関連する
カイラル対称性を基に構築

軽中間子: 軽いクォークの束縛状態
(u, d, s)

π, K, η

例:

$$\pi^+ \sim u\bar{d} \quad K^0 \sim d\bar{s}$$



$$\Delta m_u = 1.93 \pm 0.18 \text{ MeV}$$

重中間子有効理論

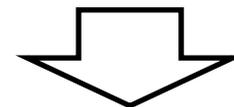
重いクォーク Q に関連する重クォーク
対称性とカイラル対称性を基に構築

重中間子: 軽いクォークと重いクォーク
の束縛状態 (c, b)

B, B^*, D, D^*

例:

$$B^0 \sim d\bar{b} \quad D^+ \sim c\bar{d}$$



$$\Delta m_u = 1.1 \pm 0.5 \text{ MeV}$$

[Noriaki, Y.S. 2018]

$m_u = 2.78 \pm 0.19 \text{ MeV}$ なので $m_u = 0$ を実現できない

結論

QCDの真空

[Belavin et al. 1975]

強いCP問題

QCD
インスタントン
効果

[t Hooft 1976]

回避策

~~$m_{\theta} = 0$~~

[Georgi, McArthur. 1981]

回避策

Peccei-Quinn機構

[Peccei, Quinn. 1977]

検証

検証

検証

“アクシオン”の探索 未発見

トーフトバーテックス

直接探索

HERA実験 未発見

[Ringwald, S. 1983]

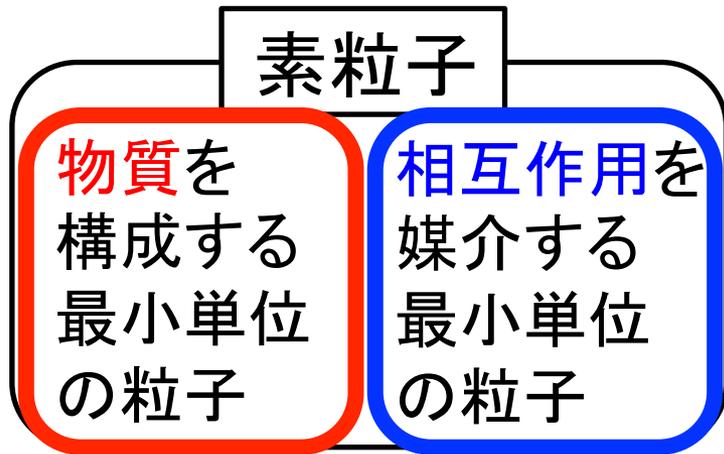
多くの現象論的な状況がQCDの非自明な真空構造の存在をdisfavorしていると言える

Backup slides

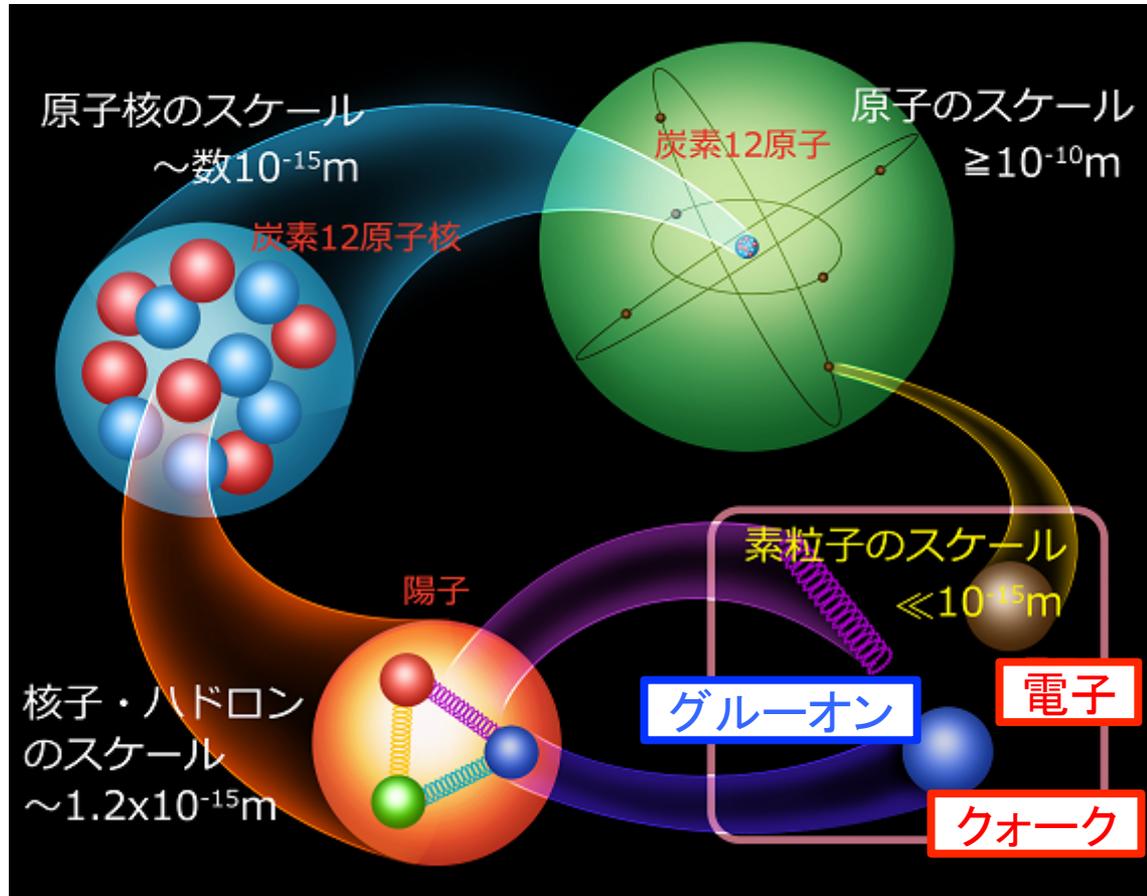
自然が従う基本法則、特に物質や力が従う
原理原則はなにかを究明すること

素粒子とは

素粒子物理学においては物質同士に働く力のことを“相互作用”と呼び、これは粒子の媒介によって表される。



現在わかっている物質の階層性の図



http://core-u.hiroshima-u.ac.jp/wp/wp-content/uploads/2015/01/11_1208_jp_small.png

現在、実験や観測をもっともよく説明する素粒子の模型のことを **素粒子の標準模型** といい、場の量子論とよばれる理論を用いて作られている

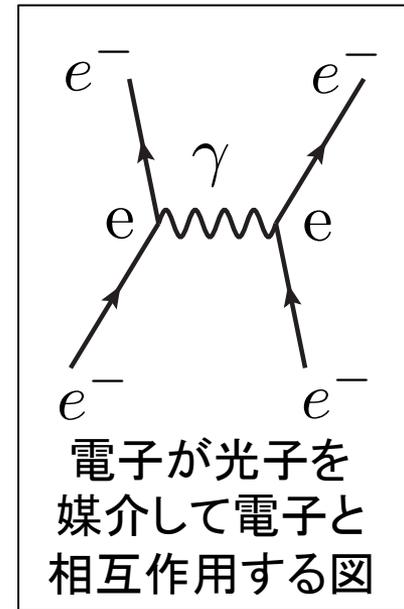
場の量子論と摂動展開

【導入】

例: 電磁相互作用

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \bar{\psi}_e(i\gamma^\mu\partial_\mu - m - eA_\mu)\psi_e$$

電子場 ψ_e 量子化 電子 e^- 素電荷 e : 相互作用の強さ
 電磁場 A_μ \implies 光子 γ (結合定数)

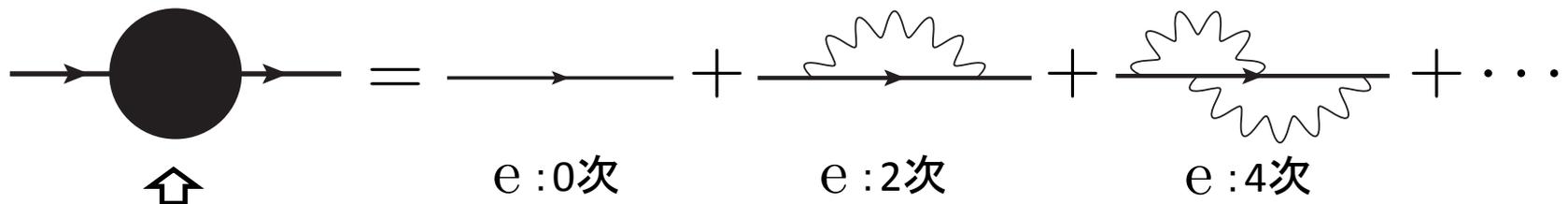


ゲージ変換の下で不変(ゲージ対称性)

$$\psi_e \rightarrow e^{i\theta}\psi_e \quad A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu\theta \quad \theta: \text{任意関数}$$

ゲージ対称性 \implies 相互作用

運動方程式が厳密に解けないので結合定数で摂動展開する



可能な現象がすべて含まれている

結合定数が小さければ高次の効果が小さいので摂動展開が有効となる

素粒子の標準模型

【導入】

素粒子同士のゲージ相互作用は4つ

電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用、重力相互作用

素粒子の標準模型は重力相互作用を除く3つの相互作用を記述する。

物質を構成			相互作用を媒介	
	1 st	2 nd	3 rd	
レプトン	ν_e	ν_μ	ν_τ	W Z
	e	μ	τ	γ
クォーク	u	c	t	g グルーオン
	d	s	b	

弱い相互作用: 摂動展開が有効

電磁相互作用: 摂動展開が有効

強い相互作用に関しては
かなり事情が異なる

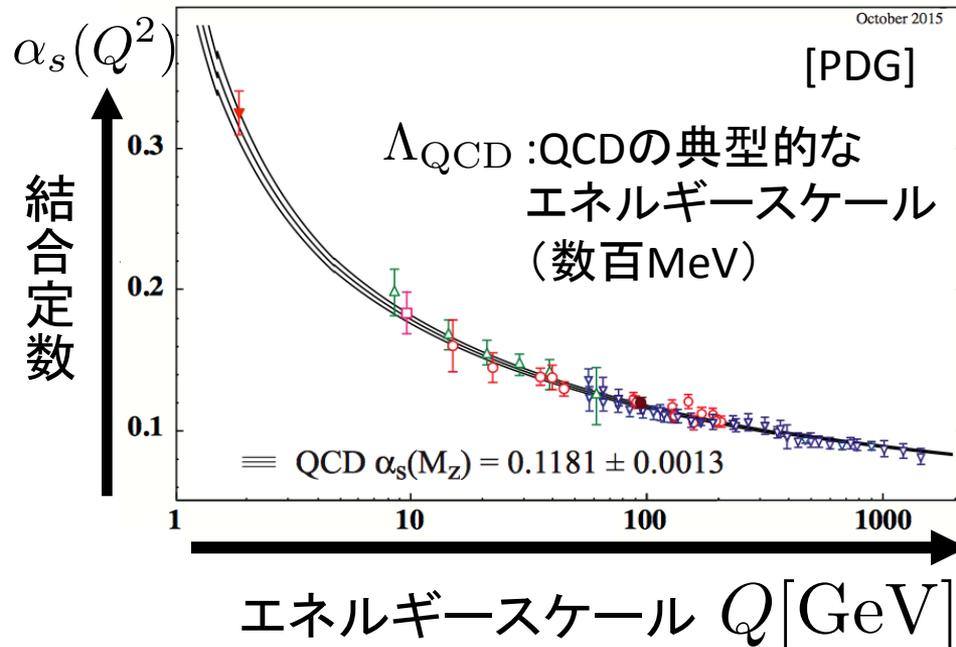
標準模型の素粒子

量子色力学 (QCD)

【導入】

強い相互作用の物理はQuantum chromodynamics (QCD)によって記述される

漸近的自由性



高エネルギー領域では強い相互作用の結合定数は小さくなるため摂動展開が有効である。しかし、低エネルギー領域においては結合定数が大きくなり摂動展開が**有効ではない**。



非摂動的な効果が重要になってくる

ハドロン: クォークの束縛状態

さらに低エネルギーで物理的に観測されるのは**ハドロン**

低エネルギーのハドロンを記述するための有効理論が必要で低エネルギー領域であらわれるQCDの対称性を用いて構築される

低エネルギー有効理論

【導入】

本研究では次の2つの中間子有効理論を用いる

軽中間子有効理論

軽いクォーク q に関連する
カイラル対称性を基に構築

軽中間子: 軽いクォークの束縛状態

$$\pi, K, \eta$$

例:

$$\pi^+ \sim u\bar{d} \quad K^0 \sim d\bar{s}$$

重中間子有効理論

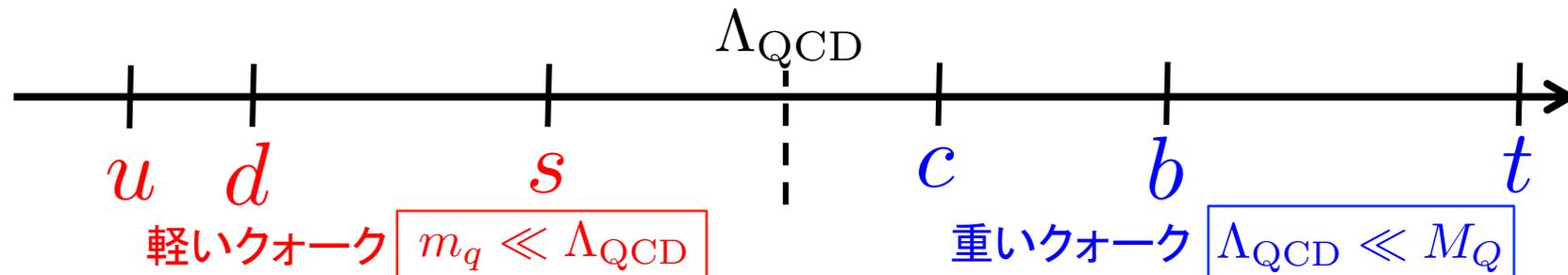
重いクォーク Q に関連する重クォーク
対称性とカイラル対称性を基に構築

重中間子: 軽いクォークと
重いクォークの束縛状態

$$B, B^*, D, D^*$$

例:

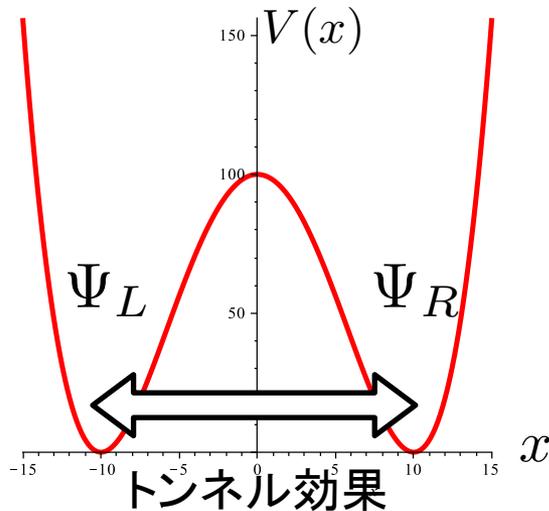
$$B^0 \sim d\bar{b} \quad D^+ \sim c\bar{d}$$



本研究では中間子を記述する2つの低エネルギー有効理論を用いて
QCDインスタントン効果 (後述) の大きさを調べた

インスタントン

二重井戸型ポテンシャルをもつ系を考える



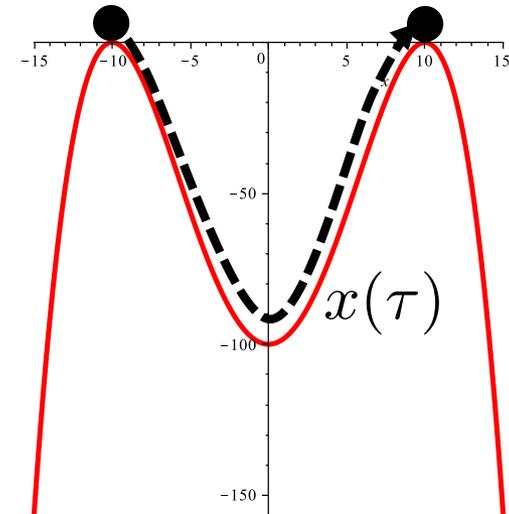
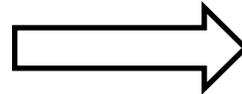
Ψ : 波動関数

$$\Psi_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_L + \Psi_R)$$

$$\Psi_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_L - \Psi_R)$$

トンネル効果によって縮退が解ける

時間を虚数化



虚数化した系の鞍点から
鞍点の軌道 $x(\tau)$ = 系のインスタントン解

基底状態のエネルギーはインスタントン解
 $x(\tau)$ を用いて

$$E_0 = \frac{\hbar\omega}{2} - Ae^{-S_E[x(t)]}$$

と表せる

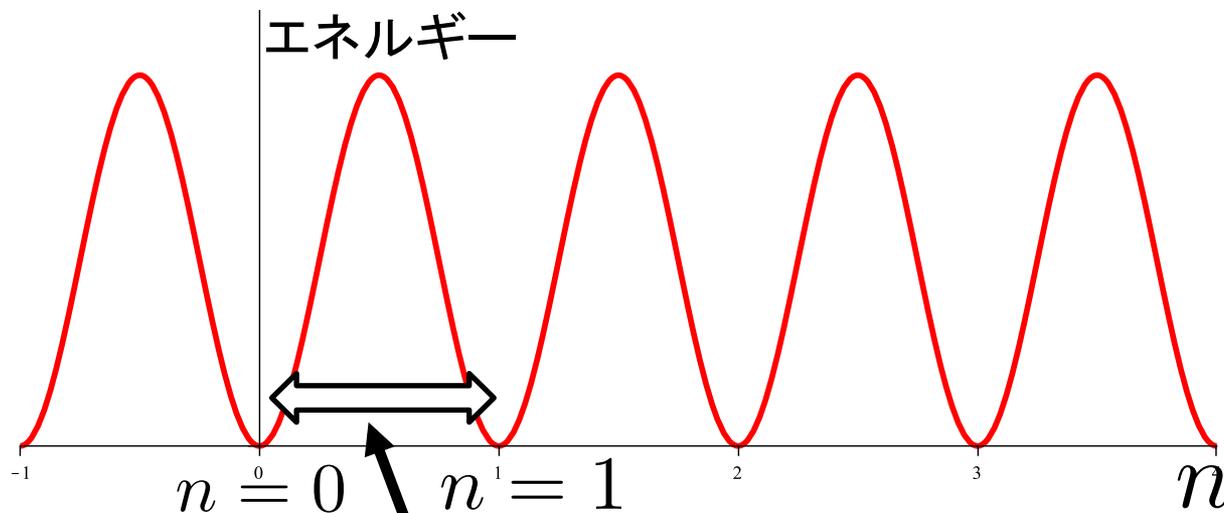
S_E : 系の作用

トンネル効果はインスタントン解によって表すことが出来る

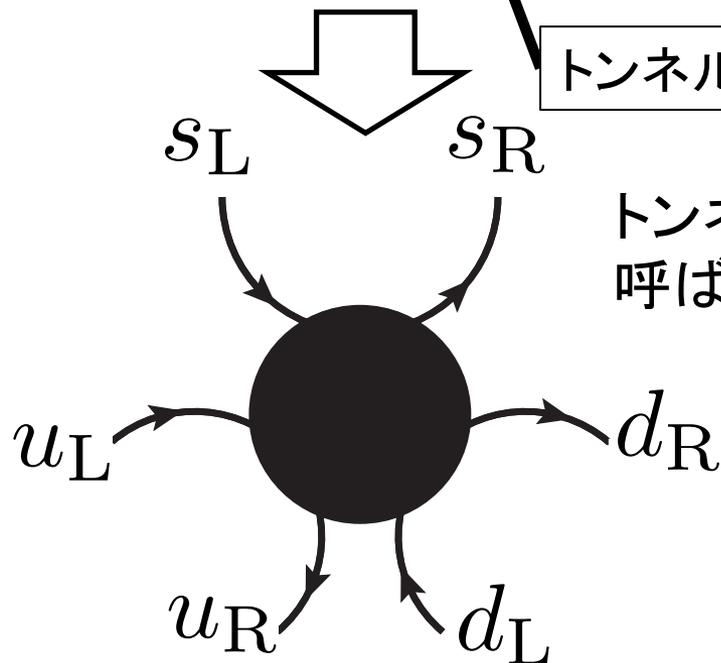
QCDインスタントン効果

【導入】

⊖-真空 : 巻き付き数 n によって分類される基底状態の量子力学的な重ね合わせ



トンネル効果はQCDインスタントン解によって表される



トンネル効果があるとトーフトバーテックスと呼ばれる6点相互作用があらわれる [t Hooft (1976)]

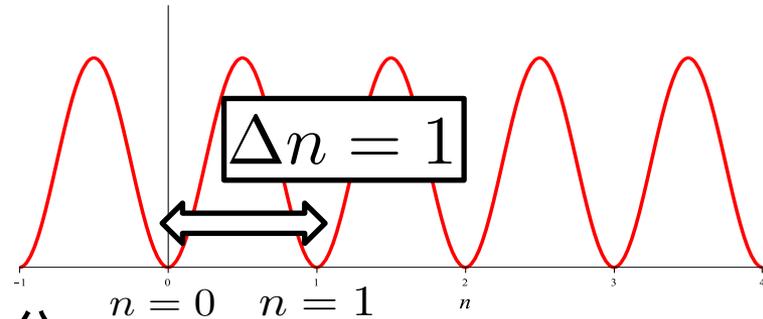
今回、これを
QCDインスタントン効果
と呼ぶことにする

トフーフトバーテックス (補足)

カイラル変換を組み合わせると軸性変換が作れる。
そのカレントは量子レベルで保存しない。

[t Hooft (1976)]

$$\partial_\mu J_5^\mu = 2N_f \frac{g^2}{16\pi^2} \text{Tr} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$$

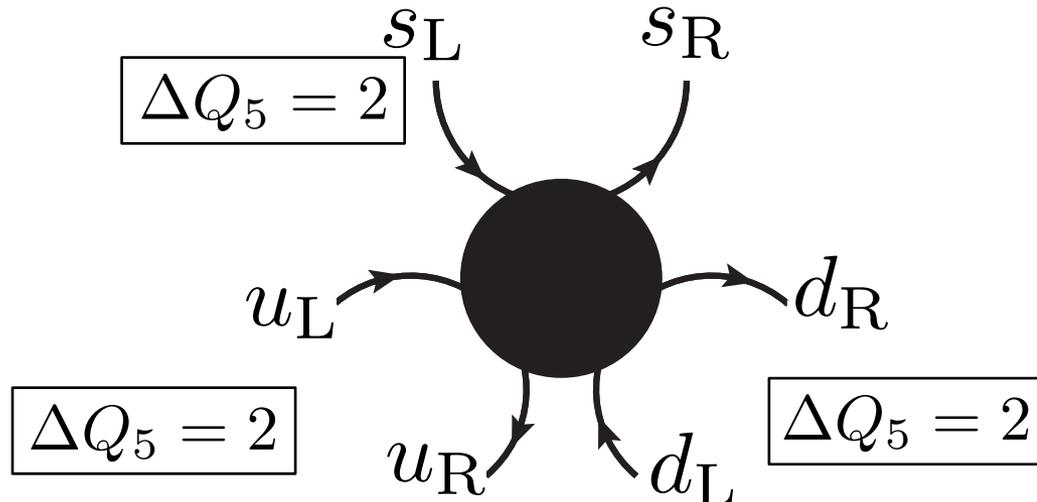


⇒ トンネル効果による巻き付き数の変化分

軸性電荷の変化分: $\Delta Q_5 = 2N_f$ ⇒

$$N_f = 3 \quad (u, d, s)$$

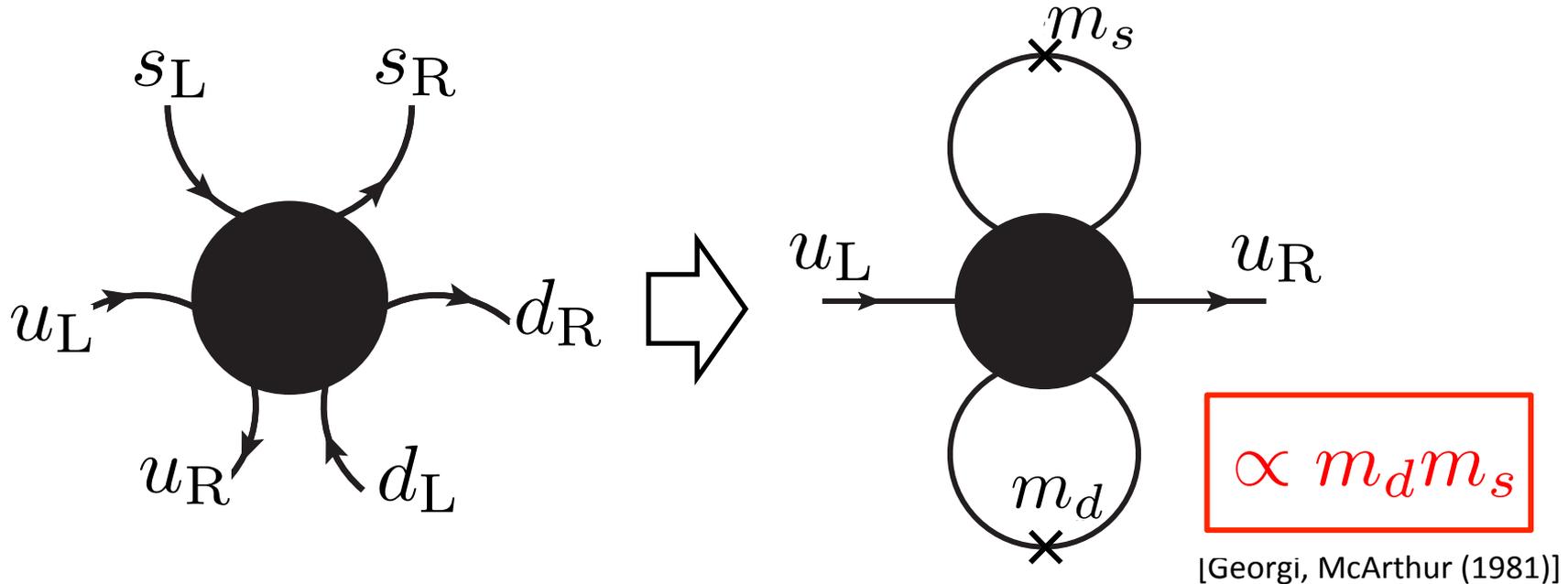
トンネル効果によって
6点相互作用があらわれる



軽いクォーク質量への補正

【導入】

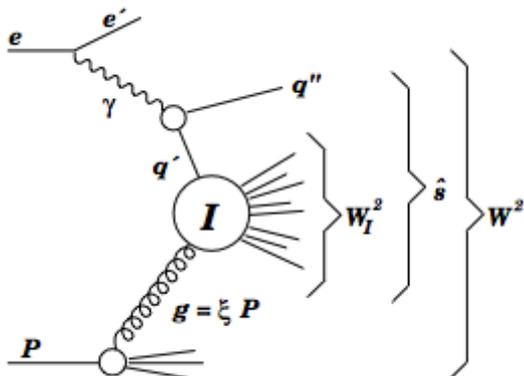
トーフトバーテックスは軽いクォークの質量に補正を加える



- 寄与の形が異なる種類のクォーク質量の積であること
- クォークの質量に効いてくるため中間子の質量に影響を与えること

中間子有効理論を用いてQCDインスタントン効果の大きさを調べることができる

HERA実験におけるトーフトバーテックスの探索



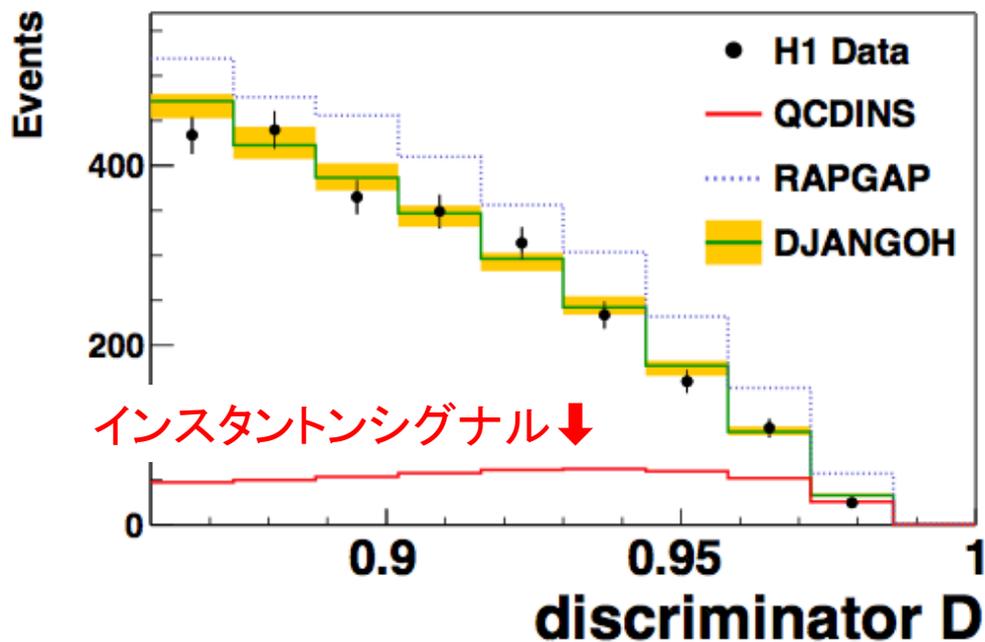
HERA実験(電子陽子衝突実験)における深非弾性散乱過程の解析ではどのように観測されるか

理論からの予言は

$$\sigma_{\text{HERA}}^{(I)} = 10 \pm 3 \text{ pb}$$

[Ringwald, Schrempp. 1998]

H1 QCD Instanton Search



QCDインスタントン効果で誘起されるイベントのシグナルは未発見

散乱断面積の上限
1.5 ~ 6 pbの間(C.L.95%)

QCDインスタントン効果は小さいのではないかと

strong CP問題

⊖-真空があると ⊖-項を誘起させ、QCDにあるはずのCP対称性を破る

$$S_{\text{QCD}}^{\text{eff}} = S_{\text{QCD}} + \ominus \int d^4x_E \frac{g^2}{16\pi^2} \text{Tr} F_{\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu}$$

中性子の電気双極子モーメント

理論 $d_n \sim 10^{-16} \ominus e \cdot \text{cm}$
[Kawarabayashi, Ohta (1981)]

実験 $d_n \leq 2.9 \times 10^{-26} e \cdot \text{cm}$
[Baker et al. (2006)]



$$\ominus < 10^{-10}$$

新たなパラメータが入りその小ささを説明できない

回避策: $m_u^{\text{curr}} = 0$

クォーク質量をひとつ零に出来ればCP位相は非物理的になる [Georgi, McArthur (1981)]

QCDインスタントン効果によって充分大きな補正 Δm_u が得られれば
実験で必要とされている m_u を与えつつ $m_u^{\text{curr}} = 0$ が達成

$$m_u = m_u^{\text{curr}} + \Delta m_u$$

QCDインスタントン効果の大きさを議論する際に
strong CP問題を避けられるかどうかを指標にする

本研究の目的

強い相互作用の物理を記述するQCDの真空は非自明である。
それは無限個の基底状態の量子力学的な重ね合わせである。
基底状態間のトンネル効果はインスタントン解によって表される。
しかしQCDインスタントン効果は実験で発見されていない。
その検証の方法の提案(特に重中間子有効理論を用いた)が目的である。

本研究の内容

まず軽中間子有効理論を用いた解析を行う。
ここでシンプルで先行研究と矛盾の無い結果を示す方法を与える。
次に、重中間子有効理論を用いて解析を行い、
QCDインスタントン効果の大きさに現段階での制限を与える。

- 導入
- **軽中間子有効理論における解析**
- 重中間子有効理論における解析
- まとめ

左巻き、右巻きの軽いクォークを独立にそれぞれ混ぜても物理は変わらない
(u, d, s)

軽いクォークの質量を無視する極限 ($m_q \rightarrow 0$) をとると
 $U(3)_L \times U(3)_R$ 対称性があらわれる

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}}|_{m_q=0} = -\frac{1}{2} \text{Tr} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \bar{\psi}_L i \not{D} \psi_L + \bar{\psi}_R i \not{D} \psi_R$$

$$\psi_L \rightarrow U_L \psi_L, \quad U_L \in U(3)_L$$

$$\psi_R \rightarrow U_R \psi_R, \quad U_R \in U(3)_R \quad \text{の変換の下で不変}$$

カイラル対称性は現実には2つの意味で破れておりその効果を取り入れなければならない

- $\langle \psi_L \psi_R \rangle \neq 0$ による自発的な破れ
(π, K, η は南部-Goldstone粒子)



非線形表現を用いて有効理論を系統的に構築することができる

- 軽いクォークの質量が有限であることによる破れ



軽いクォークの質量は十分軽いいため破れの効果は摂動的に取り入れる

$\mathcal{L}_{\text{LMET}}$

[Gasser, Leutwyler (1985)]

$$= \frac{f^2}{4} \langle \partial_\mu \Sigma^\dagger \partial^\mu \Sigma \rangle + \frac{f^2}{4} \langle \chi \Sigma^\dagger + \chi^\dagger \Sigma \rangle \quad \mathcal{O}(p^2)$$

$$+ L_1 \langle \partial_\mu \Sigma^\dagger \partial^\mu \Sigma \rangle^2$$

$$+ L_2 \langle \partial_\mu \Sigma^\dagger \partial_\nu \Sigma \rangle \langle \partial^\mu \Sigma^\dagger \partial^\nu \Sigma \rangle$$

$$+ L_3 \langle \partial_\mu \Sigma^\dagger \partial^\mu \Sigma \partial_\nu \Sigma^\dagger \partial^\nu \Sigma \rangle$$

$$+ L_4 \langle \partial_\mu \Sigma^\dagger \partial^\mu \Sigma \rangle \langle \chi \Sigma^\dagger + \chi^\dagger \Sigma \rangle \quad \mathcal{O}(p^4)$$

$$+ L_5 \langle \partial_\mu \Sigma^\dagger \partial^\mu \Sigma (\chi \Sigma^\dagger + \chi^\dagger \Sigma) \rangle$$

$$+ L_6 \langle \chi \Sigma^\dagger + \chi^\dagger \Sigma \rangle^2 + L_7 \langle \chi \Sigma^\dagger - \chi^\dagger \Sigma \rangle^2$$

$$+ L_8 \langle \chi \Sigma^\dagger \chi \Sigma^\dagger + \chi^\dagger \Sigma \chi^\dagger \Sigma \rangle$$

f : 崩壊定数 L_i : 低エネルギー一定数

軽中間子有効場

$$\Sigma = U \exp \left(\frac{2i}{\sqrt{6}f'} \eta' \right), U = \xi^2 = \exp \left(\frac{2i}{f} \pi \right)$$

$$\pi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\eta \end{pmatrix}.$$

カイラル対称性の破れの項

$$\chi = 2B_0 \mathcal{M}, \quad \mathcal{M} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_d & 0 \\ 0 & 0 & m_s \end{pmatrix}$$

B_0 : 次元1

微分展開と質量パラメータ展開の次数

$$\partial^2 \sim \chi \sim \mathcal{O}(p^2)$$

軽中間子同士の散乱振幅や崩壊定数を計算したり
 軽中間子の質量項を読み取ることができる

インスタントン変換

【軽中間子有効理論】

$$\chi \rightarrow \chi + \frac{\omega}{(4\pi f)^2} (\det \chi^\dagger) (\chi^\dagger)^{-1}$$

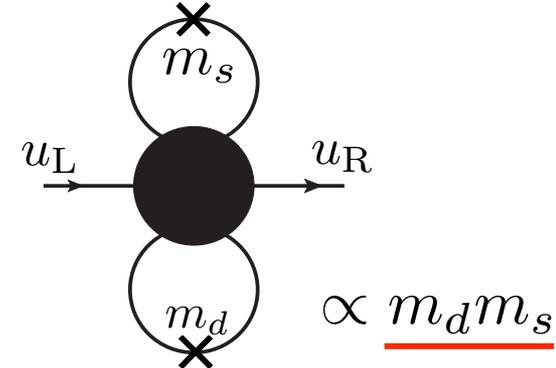
$$L_6 \rightarrow L_6 - \frac{\omega}{(16\pi)^2},$$

$$L_7 \rightarrow L_7 - \frac{\omega}{(16\pi)^2},$$

$$L_8 \rightarrow L_8 + 2 \frac{\omega}{(16\pi)^2}.$$

クォーク質量への補正

$$m_u = m_u^{\text{curr}} + \Delta m_u \mathcal{O}(p^4)$$



QCDインスタントン効果を χ と $L_{6,7,8}$ のどちらに分配するか自由度がある

戦略

- まず $\mathcal{O}(p^2)$ までで χ を決定する (QCDインスタントン効果の固定)
- $\mathcal{O}(p^4)$ の $L_{6,7,8}$ を決定する
- QCDインスタントン効果の大きさをアップクォーク質量に読み替える

軽中間子の質量

【軽中間子有効理論】

$$m_{\pi^\pm}^2 = B_0(m_u + m_d) \left[1 + \left(\hat{L}_6 - \frac{\hat{L}_4}{2} \right) (m_u + m_d + m_s) + \left(\frac{\hat{L}_8}{2} - \frac{\hat{L}_5}{4} \right) (m_u + m_d) \right]$$

$$m_{K^0}^2 = B_0(m_d + m_s) \left[1 + \left(\hat{L}_6 - \frac{\hat{L}_4}{2} \right) (m_u + m_d + m_s) + \left(\frac{\hat{L}_8}{2} - \frac{\hat{L}_5}{4} \right) (m_d + m_s) \right]$$

$$m_{K^\pm}^2 = B_0(m_u + m_s) \left[1 + \left(\hat{L}_6 - \frac{\hat{L}_4}{2} \right) (m_u + m_d + m_s) + \left(\frac{\hat{L}_8}{2} - \frac{\hat{L}_5}{4} \right) (m_u + m_s) \right]$$

$$m_{\pi^0}^2 = B_0(m_u + m_d) \left[1 + \left(\hat{L}_6 - \frac{\hat{L}_4}{2} \right) (m_u + m_d + m_s) - \frac{\hat{L}_5}{4} (m_u + m_d) + \hat{L}_7 \frac{(m_u - m_d)^2}{m_u + m_d} + \hat{L}_8 \frac{m_u^2 + m_d^2}{m_u + m_d} \right]$$

$$m_\eta^2 = B_0 \frac{m_u + m_d + 4m_s}{3} \left[1 + \left(\hat{L}_6 - \frac{\hat{L}_4}{2} \right) (m_u + m_d + m_s) - \frac{\hat{L}_5}{12} (m_u + m_d + 4m_s) + \hat{L}_7 \frac{(m_u + m_d - 2m_s)^2}{m_u + m_d + 4m_s} + \hat{L}_8 \frac{m_u^2 + m_d^2 + 4m_s^2}{m_u + m_d + 4m_s} \right]$$

$\leftarrow \mathcal{O}(p^2)$ $\mathcal{O}(p^4) \rightarrow$

$$\hat{L}_i \equiv 32B_0 L_i / f^2$$

赤枠の項は異なるクォーク質量の積の項を含んでいる

L_7 の値はQCDインスタントン効果によって主要に生成されている

電磁自己相互作用

【軽中間子有効理論】

[Dashen, 1969]

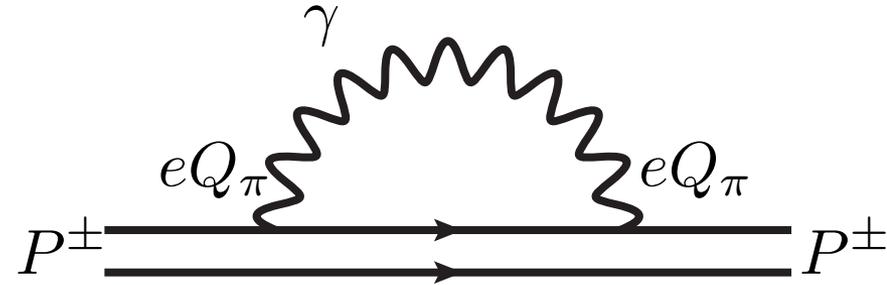
観測量の質量には電磁相互作用の効果が含まれているが先の公式はQCDの効果しか含まれていないため、これを取り入れなければならない。

中性 π 粒子

$$(m_{\pi^0}^2)_{\text{phys}} = (m_{\pi^0}^2)_{\text{QCD}}$$

荷電 π 粒子

$$(m_{\pi^\pm}^2)_{\text{phys}} = (m_{\pi^\pm}^2)_{\text{QCD}} + e^2 Q_\pi^2 C$$



電磁相互作用の効果

アイソスピン対称性が良いとすると $(m_{\pi^0}^2)_{\text{QCD}} = (m_{\pi^\pm}^2)_{\text{QCD}}$

中性 π 粒子と荷電 π 粒子の質量差によって
電磁自己相互作用を評価できる

したがって

$$e^2 C = (m_{\pi^\pm}^2 - m_{\pi^0}^2)_{\text{phys}}$$

軽いクォークの質量を決定

$$m_u = 2.78 \pm 0.19 \text{ MeV} \quad m_d = 4.97 \pm 0.34 \text{ MeV} \quad m_s = 100.4 \pm 6.8 \text{ MeV}$$

$$B_0 = 2350 \pm 160 \text{ MeV} \\ \text{[RBC-UKQCD, 2008]}$$

低エネルギー一定数を決定

$$\frac{L_8}{f^2} = (1.24 \pm 0.06) \times 10^{-7} \text{ MeV}^{-2} \quad \frac{L_7}{f^2} = (-5.1 \pm 0.3) \times 10^{-8} \text{ MeV}^{-2}$$

仮定

L_7 と L_8 の値すべてがQCDインスタントン効果によって生成されている
(QCDインスタントン効果が最大のケースに対応)

	ω_{\max}	$\Delta m_u [\text{MeV}]$
L_7	0.4 ± 0.1	1.93 ± 0.18
L_8	0.5 ± 0.1	2.33 ± 0.20

[Leutwyler, 1990]
と矛盾しない

$$\Delta m_u = 0.85 \text{ MeV}$$

strong CP問題を避けられるほどQCDインスタントン効果は大きくない

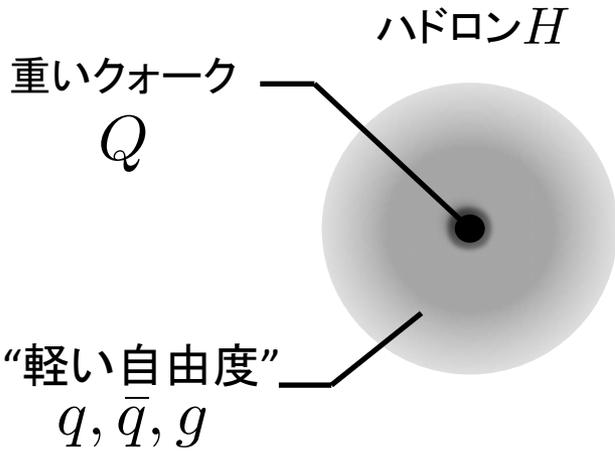
ふりかえり

- QCDインスタントン効果は異なる軽いクォーク質量の積で表される
- カイラル対称性の破れの2次の項まで考慮するとQCDインスタントン効果を χ と $L_{6,7,8}$ に振りわける自由度があらわれる
- 軽中間子有効理論を用いてQCDインスタントン効果の大きさを調べるために仮定の下で $L_{7,8}$ に含まれるQCDインスタントン効果を Δm_u に読み替えたところstrong CP問題を避けるほど効果が大きくないことがわかりこれはLeutwylerの議論と矛盾がなかった
- Leutwylerの議論においては π 中間子のloop効果も考慮されたもので今回の手法はよりシンプルなものである。
- 重中間子有効理論を用いた議論は今までになく、そのため第一段階の仕事としてシンプルで先行研究と矛盾のない手法が必要であった

- 導入
- 軽中間子有効理論における解析
- **重中間子有効理論における解析**
- まとめ

重クォーク対称性

$\frac{\Lambda_{\text{QCD}}}{M_Q} \rightarrow 0$ の極限であらわれる **重いクォークの種類** (フレーバー (c, b)) と
そのスピン (\uparrow, \downarrow) に関する対称性



・重クォークフレーバー対称性

重クォークの運動量 $p_\mu = M_Q v_\mu + k_\mu$
 $\Lambda_{\text{QCD}}/M_Q \rightarrow 0$ で $k_\mu \sim \Lambda_{\text{QCD}}$ が無視
 できるという意味で、系は M_Q に依らない

系の物理は重いクォークの種類によらない

・重クォークスピン対称性

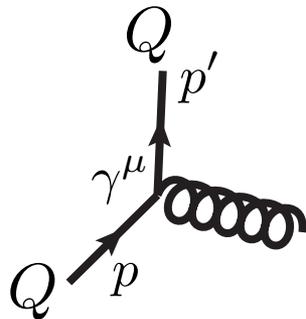
u : 波動関数

Gordon
identity:

$$\bar{u} \gamma^\mu u = \frac{1}{2M_Q} \bar{u} \left[\underbrace{(p' + p)^\mu}_{\sim M_Q} + \underbrace{i\sigma^{\mu\nu} (p' - p)_\nu}_{\sim \Lambda_{\text{QCD}}} \right] u$$

極限でスピン相互作用が無視できる

系の物理は重いクォークのスピンによらない



$Q = (c_\uparrow, c_\downarrow, b_\uparrow, b_\downarrow)$ の入れ替えに対して対称性がある

重クォークスピフレーバー対称性を重中間子系 $\bar{Q}q$ に適用する
重中間子系では

$$\text{スピン合成のルール: } \frac{1}{2} \otimes \frac{1}{2} = 0 \oplus 1$$

より擬スカラー粒子 P とベクトル粒子 P^* とに分類できる

重中間子有効場

$$H_v(x) = \frac{1 + \not{x}}{2} [iP_v(x)\gamma_5 + P_{v\mu}^*(x)\gamma^\mu]$$

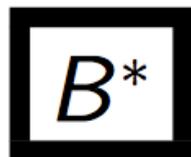
$$P_v = \begin{pmatrix} D_u & D_d & D_s \\ B_u & B_d & B_s \end{pmatrix} \quad P_v^* = \begin{pmatrix} D_u^* & D_d^* & D_s^* \\ B_u^* & B_d^* & B_s^* \end{pmatrix}$$

ベクトルB中間子を用いた解析をすることもできるが
本研究では擬スカラーB中間子の観測のみを用いる

ベクトルB中間子

ベクトルB中間子に関する情報はまだ充分ではない

[PDG, (2017)]



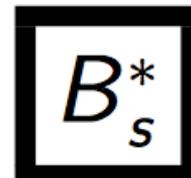
I, J, P need confirmation.
model predictions.

荷電粒子と中性粒子の
質量差が測定されていない

From mass difference
 $(m_{B^\pm} + m_{B^0})/2$.

VALUE (MeV)

5324.65 ± 0.25 OUR FIT



I, J, P need confirmation.
model predictions.

擬スカラーB中間子と比べると
誤差が大きい

From mass difference below ar

VALUE (MeV)

5415.4^{+1.8}_{-1.5} OUR FIT

Error includes :

擬スカラーB中間子の質量 [PDG]

荷電 $M_{B_u} = 5279.32 \pm 0.14$ MeV

中性 $M_{B_d} = 5279.63 \pm 0.15$ MeV

$M_{B_s} = 5366.89 \pm 0.19$ MeV

重中間子有効理論②

重クォーク対称性は極限であらわれる対称性である。

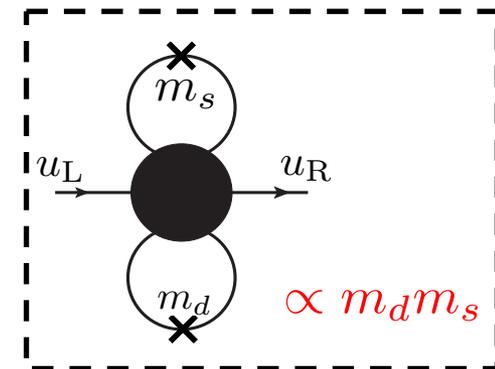
現実には重クォークの質量は有限であるので対称性は破れている。

$\Lambda_{\text{QCD}}/M_Q \ll 1$ なので質量による破れの効果は摂動的に取り入れる

破れの効果はどこまで取り入れなければならないか？



QCDインスタントン効果が
軽いクォーク質量の2次の形で
与えられたので破れの2次の摂動まで
考慮しなければならない



2次までの摂動は以下のオーダーのものが考えられる

$$\mathcal{O}\left(\left(\frac{\Lambda_{\text{QCD}}}{M_Q}\right)^2\right) \sim \mathcal{O}\left(\frac{\Lambda_{\text{QCD}}}{M_Q} \cdot \frac{m_q}{\Lambda_{\text{QCD}}}\right) \sim \mathcal{O}\left(\left(\frac{m_q}{\Lambda_{\text{QCD}}}\right)^2\right)$$

$\mathcal{O}\left(\frac{\Lambda_{\text{QCD}}}{M_Q}\right)$: 重クォーク対称性の破れの1次の項

$\mathcal{O}\left(\frac{m_q}{\Lambda_{\text{QCD}}}\right)$: カイラル対称性の破れの1次の項

重中間子有効理論ラグランジアン

【重中間子有効理論】

$$\mathcal{L}_v^{\text{mass}} = \Lambda \langle \text{tr}[\bar{H}_v H_v] \rangle + \kappa' \Lambda \langle \text{tr}[\bar{H}_v \frac{\Lambda}{M_Q} H_v] \rangle + \kappa \Lambda \langle \text{tr}[\bar{H}_v \frac{\Lambda}{M_Q} \sigma_{\rho\sigma} H_v \sigma^{\rho\sigma}] \rangle \quad \mathcal{O}\left(\frac{\Lambda}{M_Q}\right)$$

$$+ \frac{\chi_1}{\Lambda} \langle \text{tr}[\bar{H}_v H_v] \rangle \langle M + M^\dagger \rangle + \frac{\chi_2}{\Lambda} \langle \text{tr}[\bar{H}_v H_v] (M + M^\dagger) \rangle \quad \mathcal{O}\left(\frac{m_q}{\Lambda}\right)$$

$$+ \frac{a_1}{\Lambda} \langle \text{tr}[\bar{H}_v \frac{\Lambda}{M_Q} H_v] \rangle \langle M + M^\dagger \rangle + \frac{a_2}{\Lambda} \langle \text{tr}[\bar{H}_v \frac{\Lambda}{M_Q} H_v] (M + M^\dagger) \rangle \quad \mathcal{O}\left(\frac{\Lambda}{M_Q} \cdot \frac{m_q}{\Lambda}\right)$$

$$+ \frac{b_1}{\Lambda} \langle \text{tr}[\bar{H}_v \frac{\Lambda}{M_Q} \sigma_{\rho\sigma} H_v \sigma^{\rho\sigma}] \rangle \langle M + M^\dagger \rangle + \frac{b_2}{\Lambda} \langle \text{tr}[\bar{H}_v \frac{\Lambda}{M_Q} \sigma_{\rho\sigma} H_v \sigma^{\rho\sigma}] (M + M^\dagger) \rangle$$

$$+ \frac{K_1}{\Lambda^3} \langle \text{tr}[\bar{H}_v H_v] \rangle \langle M \rangle \langle M^\dagger \rangle + \frac{K_2}{\Lambda^3} \left\{ \langle \text{tr}[\bar{H}_v H_v] M \rangle \langle M^\dagger \rangle + \langle \text{tr}[\bar{H}_v H_v] M^\dagger \rangle \langle M \rangle \right\}$$

$$+ \frac{K_3}{\Lambda^3} \left\{ \langle \text{tr}[\bar{H}_v H_v] M M^\dagger \rangle + \langle \text{tr}[\bar{H}_v H_v] M^\dagger M \rangle \right\}$$

$$+ \frac{K_4}{\Lambda^3} \langle \text{tr}[\bar{H}_v H_v] \rangle \left\{ \langle M M + M^\dagger M^\dagger \rangle \right\}$$

$$+ \frac{K_5}{\Lambda^3} \langle \text{tr}[\bar{H}_v H_v] \rangle \left\{ \langle M \rangle \langle M \rangle + \langle M^\dagger \rangle \langle M^\dagger \rangle \right\}$$

$$+ \frac{K_6}{\Lambda^3} \left\{ \langle \text{tr}[\bar{H}_v H_v] M \rangle \langle M \rangle + \langle \text{tr}[\bar{H}_v H_v] M^\dagger \rangle \langle M^\dagger \rangle \right\}$$

$$+ \frac{K_7}{\Lambda^3} \left\{ \langle \text{tr}[\bar{H}_v H_v] M M \rangle + \langle \text{tr}[\bar{H}_v H_v] M^\dagger M^\dagger \rangle \right\}$$

$$+ \mathcal{O}\left(\left(\frac{\Lambda}{M_Q}\right)^2\right)$$

$$\mathcal{O}\left(\left(\frac{m_q}{\Lambda}\right)^2\right)$$

$$\sigma^{\rho\sigma} = \frac{i}{2} [\gamma^\rho, \gamma^\sigma]$$

$$1/M_Q = \text{diag}(1/M_c, 1/M_b)$$

$$M(x) = \xi^\dagger(x) \exp\left(\frac{-i\eta'}{\sqrt{6}f'}\right) \chi \xi^\dagger(x) \exp\left(\frac{-i\eta'}{\sqrt{6}f'}\right)$$

[Jenkins (1994)](incompleted)

[N.Kitazawa, Y.S. (2018)]

インスタントン変換

【重中間子有効理論】

[N.Kitazawa, Y.S. (2018)]

$$\chi \rightarrow \chi + \frac{\omega}{(4\pi f)^2} (\det \chi^\dagger) (\chi^\dagger)^{-1}$$

$$K_4 \rightarrow K_4 + \frac{\chi_1 + \chi_2}{2} \omega \quad K_5 \rightarrow K_5 - \frac{\chi_1 + \chi_2}{2} \omega$$

$$K_6 \rightarrow K_6 + \chi_2 \omega \quad K_7 \rightarrow K_7 - \chi_2 \omega$$

QCDインスタントン効果を χ と $K_{4,5,6,7}$ の
どちらに分配するかの自由度がある

軽中間子有効理論で用いたものと同様な戦略で解析する

[N.Kitazawa, Y.S. (2018)]

$$M_{B_q}^2 = M_b^2 \left[1 + \frac{\Lambda}{M_b} \left\{ 2 + 2(\kappa' + 6\kappa) \frac{\Lambda}{M_b} + 8 \left(\chi_1 + a_1 \frac{\Lambda}{M_b} + 6b_1 \frac{\Lambda}{M_b} \right) \frac{B_0}{\Lambda} \frac{m_u + m_d + m_s}{\lambda} \right. \right. \\ \left. \left. + 8(K_1 + 2K_5) \frac{B_0^2}{\Lambda^2} \frac{(m_u + m_d + m_s)^2}{\Lambda^2} + 16K_4 \frac{B_0^2}{\Lambda^2} \frac{m_u^2 + m_d^2 + m_s^2}{\Lambda^2} \right\} \right. \\ \left. + \frac{\Lambda}{M_b} \left\{ 8 \left(\chi_2 + a_2 \frac{\Lambda}{M_b} + 6b_2 \frac{\Lambda}{M_b} \right) \frac{B_0}{\Lambda} + 16(K_2 + K_6) \frac{B_0^2}{\Lambda^2} \frac{m_u + m_d + m_s}{\Lambda} \right\} \frac{m_q}{\Lambda} \right. \\ \left. + \frac{\Lambda}{M_b} 16(K_3 + K_7) \frac{B_0^2}{\Lambda^2} \frac{m_q^2}{\Lambda^2} \right] + \mathcal{O} \left(\left(\frac{\Lambda}{M_Q} \right)^2 \right)$$

赤枠の項は異なるクォーク質量の積の形をしている

K_5, K_6 の値はQCDインスタントン効果によって主に生成されている

擬スカラーB中間子質量

[PDG]

$$M_{B_u} = 5279.32 \pm 0.14 \text{ MeV} \quad M_{B_d} = 5279.63 \pm 0.15 \text{ MeV} \quad M_{B_s} = 5366.89 \pm 0.19 \text{ MeV}$$

電磁自己相互作用補正 [J.L.Goity, C.P.Jayalath (2007)]

$$(M_{B_u} - M_{B_d})_{\text{EM}} = 2.09 \pm 0.18 \text{ MeV}$$

低エネルギー一定数を決定

$$K_3 + K_7 = -0.013 \pm 0.007$$

仮定

$K_3 + K_7$ の値すべてがQCDインスタントン効果によって生成されている
(QCDインスタントン効果が最大のケースに対応)

$$\omega_{\text{max}} = 0.2 \pm 0.1 \quad \Delta m_u = 1.1 \pm 0.5 \text{ MeV}$$

[N.Kitazawa,
Y.S. (2018)]

- strong CP問題を避けられるほどQCDインスタントン効果は大きくない
- 軽中間子有効理論で得られた結果と同程度の制限を与えた

- 導入
- 軽中間子有効理論における解析
- 重中間子有効理論における解析
- **まとめ**

まとめ

- 軽中間子有効理論を用いて解析したシンプルな方法を用いて初めて重中間子有効理論の枠組みでQCDインスタントン効果の大きさについて議論した
- 重中間子有効理論におけるカイラル対称性の破れの2次の項までを完全に書き下した
- ある仮定の下で、QCDインスタントン効果の大きさにつけた制限は軽中間子有効理論からつけられる制限と同程度のものでありstrong CP問題を避けられる程大きな効果ではない

今後の課題

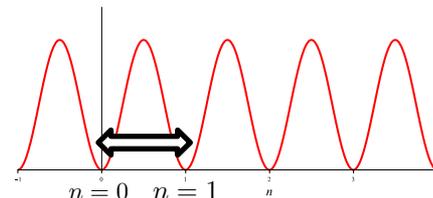
- K_3 を独立に決定する方法
- $\mathcal{O}\left((\Lambda/M_Q)^2\right)$ も用いた解析
- ベクトルB中間子質量スペクトルの精密測定
- π 中間子のloop効果を取り入れた計算

トーフトバーテックス (補足)

【Backup slides】

カイラル変換を組み合わせると軸性変換が作れる。
そのカレントは量子レベルで次のような形で保存しない。

$$\partial_\mu J_5^\mu = 2N_f \frac{g^2}{16\pi^2} \text{Tr} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$$



⇨ トンネル効果による巻き付き数の変化分

軸性電荷の変化分:

$$\Delta Q_5 = 2N_f$$

遷移振幅:

$$\langle n+1|n\rangle \propto \int \mathcal{D}\psi \mathcal{D}\bar{\psi} e^{i\bar{\psi} D\psi}$$

フェルミオンゼロモード ($D\psi_0^i = 0$) があると振幅が0になるがそれはトンネル効果があることと矛盾するため、フェルミオンのゼロモードを挿入したものを有効理論と定義する

$$\langle n+1|n\rangle \propto \int \left(\prod_i d\psi_0^i \psi_0^i \right) \left(\prod_i d\bar{\psi}_0^i \bar{\psi}_0^i \right) \mathcal{D}\psi' \mathcal{D}\bar{\psi}' e^{i\bar{\psi}' D\psi'}$$

この効果がトーフトバーテックスと呼ばれる相互作用を与える

strong CP問題

⊖-真空があると ⊖-項を誘起させ、QCDにあるはずのCP対称性を破る

$$S_{\text{eff}}^J = S_{\text{YM}}^J + \int d^4x \Theta \frac{g^2}{16\pi^2} \text{Tr} F_{\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu}$$

S_{YM}^J : Yang-Mills作用

予言される中性子の
電気双極子モーメント

$$d_n \sim 10^{-16} \Theta e \cdot \text{cm}$$

しかし実験では [C. A. Baker et al.]

$$d_n \leq 2.9 \times 10^{-26} e \cdot \text{cm}$$



$$\Theta < 10^{-10}$$

どう抑えるか？

回避策1: Peccei-Quinn 機構

[Peccei, Quinn 1977]

自発的に破れるような余分なU(1)対称性を課す \Rightarrow アクシオンの探索(未発見)

回避策2: $m_u^{\text{curr}} = 0$

[Georgi, McArthur (1981)]

クォーク質量をひとつ零に出来ればCP位相は非物理的になる

QCDインスタントン効果によって充分大きな補正 Δm_u が得られれば $m_u^{\text{curr}} = 0$ が達成

$$m_u = m_u^{\text{curr}} + \Delta m_u$$

QCDインスタントン効果の大きさを議論する際に
strong CP問題を避けられるかどうかを指標にする

パラメータフィット(軽中間子)

軽中間子の崩壊定数(測定値) $f_{\pi^\pm} = 92.4 \pm 0.2 \text{ MeV}$

$$f_{K^\pm} = 113.0 \pm 1.0 \text{ MeV}$$

$$\begin{aligned} \frac{L_5}{f^2} &= \frac{f_{K^\pm} - f_{\pi^\pm}}{f_{\pi^\pm}} \frac{1}{4(\hat{m}_{K^\pm}^2 - \hat{m}_{\pi^\pm}^2)} \\ &= (2.5 \pm 0.1) \times 10^{-7} \text{ MeV}^{-2} \end{aligned}$$

質量公式

$$\frac{\hat{m}_{K^0}^2 - \hat{m}_{K^\pm}^2 + \hat{m}_{\pi^\pm}^2 - \hat{m}_{\pi^0}^2}{\hat{m}_{\pi^0}^2} = \frac{m_d - m_u}{m_d + m_u} \left[1 + \left(\frac{16L_8}{f^2} - \frac{8L_5}{f^2} \right) (\hat{m}_{K^\pm}^2 + \hat{m}_{K^0}^2 - \hat{m}_{\pi^\pm}^2) \right]$$

$$\begin{aligned} \frac{2\hat{m}_{K^\pm}^2 + 2\hat{m}_{K^0}^2 - 2\hat{m}_{\pi^\pm}^2 + \hat{m}_{\pi^0}^2 - 3\hat{m}_\eta^2}{\hat{m}_\eta^2 - \hat{m}_{\pi^0}^2} &= \frac{8}{f^2} (L_5 + 6L_7 + 3L_8) (3\hat{m}_{\pi^0}^2 - \hat{m}_{K^\pm}^2 - \hat{m}_{\pi^0}^2 - \hat{m}_{K^0}^2) \\ &\quad - \frac{48}{f^2} L_5 \frac{(\hat{m}_{\pi^0}^2 - \hat{m}_{K^0}^2)(\hat{m}_{\pi^\pm}^2 - \hat{m}_{K^\pm}^2)}{3\hat{m}_{\pi^0}^2 - \hat{m}_{K^\pm}^2 - \hat{m}_{\pi^0}^2 - \hat{m}_{K^0}^2} \end{aligned}$$

これらより次を得る

$$\frac{L_8}{f^2} = (1.24 \pm 0.06) \times 10^{-7} \text{ MeV}^{-2}$$

$$\frac{L_7}{f^2} = (-5.1 \pm 0.3) \times 10^{-8} \text{ MeV}^{-2}$$

Λ/M_Q が充分小さいので質量による破れの効果は摂動的に取り入れる

例) 極限をとった世界ではすべての粒子が縮退している

$$P_v^{(*)} = \begin{pmatrix} D_u^{(*)} & D_d^{(*)} & D_s^{(*)} \\ B_u^{(*)} & B_d^{(*)} & B_s^{(*)} \end{pmatrix} \begin{array}{l} \updownarrow \text{重クォーク対称性の破れ} \\ \leftarrow \text{カイラル対称性の破れ} \end{array}$$

破れの効果はどこまで取り入れなければならないか？

⇒ QCDインスタントン効果が軽いクォーク質量の2次の形で与えられたので**2次の摂動**まで考慮しなければならない

ラグランジアンとしては

$$\mathcal{O} \left(\left(\frac{\Lambda}{M_Q} \right)^2 \right) \sim \mathcal{O} \left(\frac{\Lambda}{M_Q} \cdot \frac{m_q}{\Lambda} \right) \sim \mathcal{O} \left(\left(\frac{m_q}{\Lambda} \right)^2 \right)$$

まで必要

重中間子有効場の変換性

・重中間子スピンプレーバ変換性

$$H_\nu \rightarrow SH_\nu \quad , \quad S \in \text{SU}(2)_s \quad H_\nu \rightarrow z_H H_\nu \quad , \quad z_H \in \text{SU}(2)_f$$

・カイラル変換性

$$H_\nu \rightarrow H_\nu h(\Pi, g_L, g_R)^\dagger \quad M(x) \rightarrow h(\Pi, g_L, g_R) M(x) h(\Pi, g_L, g_R)^\dagger$$

・パリティ変換性と荷電共役性

$$\begin{aligned} H_\nu(x) &\rightarrow \mathcal{P} H_\nu(x) \mathcal{P}^\dagger = \gamma^0 H_{\nu_P}(x_P) \gamma^0 & M(x) &\rightarrow \mathcal{P} M(x) \mathcal{P}^\dagger = M^\dagger(x_P) \\ H_\nu(x) &\rightarrow \mathcal{C} H_\nu(x) \mathcal{C}^\dagger = C(H_{-\nu}(x))^T C^\dagger & M(x) &\rightarrow \mathcal{C} M(x) \mathcal{C}^\dagger = M(x)^T \end{aligned}$$

パラメータフィット(重中間子)

質量差

$$M_{B_s} - M_{B_d} = \frac{B_0(m_s - m_d)}{\Lambda} \left[4\chi_2 + (4a_2 + 24b_2) \frac{\Lambda}{M_b} \right. \\ \left. + 8(K_2 + K_6) \frac{B_0(m_u + m_d + m_s)}{\Lambda^2} + 8(K_3 + K_7) \frac{B_0(m_s + m_d)}{\Lambda^2} \right]$$

$$M_{B_d} - M_{B_u} = \frac{B_0(m_d - m_u)}{\Lambda} \left[4\chi_2 + (4a_2 + 24b_2) \frac{\Lambda}{M_b} \right. \\ \left. + 8(K_2 + K_6) \frac{B_0(m_u + m_d + m_s)}{\Lambda^2} + 8(K_3 + K_7) \frac{B_0(m_d + m_u)}{\Lambda^2} \right]$$

$$\chi_2 = \frac{\Lambda}{4} \frac{\hat{M}_{B_s} - \hat{M}_{B_d}}{\hat{m}_{K^\pm}^2 - \hat{m}_{\pi^\pm}^2} = 0.065 \pm 0.004$$

低エネルギー一定数は次の定数の和が決定できる

$$K_3 + K_7 = \frac{\Lambda^3}{8(\hat{m}_{K^0}^2 - \hat{m}_{\pi^0}^2)} \left\{ \frac{\hat{M}_{B_s} - \hat{M}_{B_d}}{\hat{m}_{K^\pm}^2 - \hat{m}_{\pi^\pm}^2} - \frac{\hat{M}_{B_d} - \hat{M}_{B_u} + (\hat{M}_{B_u} - \hat{M}_{B_d})_{EM}}{\hat{m}_{K^0}^2 - \hat{m}_{K^\pm}^2 + \hat{m}_{\pi^\pm}^2 - \hat{m}_{\pi^0}^2} \right\}$$

$$- \frac{\chi_2}{2} \frac{\Lambda^2}{\hat{m}_{K^\pm}^2 + \hat{m}_{K^0}^2 - \hat{m}_{\pi^\pm}^2} \left\{ \frac{\hat{m}_{K^0}^2 - \hat{m}_{K^\pm}^2 + \hat{m}_{\pi^\pm}^2 - \hat{m}_{\pi^0}^2}{\hat{m}_{\pi^0}^2} \frac{m_d + m_u}{m_d - m_u} - 1 \right\}$$

概観図

QCDの真空

[Belavin et al. 1975]

強いCP問題

回避策

$$m_u = 0$$

[Georgi, McArthur. 1981]

回避策

Peccei-Quinn機構

[Peccei, Quinn. 1977]

検証

検証

検証

“アクシオン”の探索

未発見

直接探索

HERA実験

未発見

[Ringwald, Schrempp. 1998]

[H1 Col. 2016]

トーフトバーテックス

軽中間子
有効理論

[Leutwyler 1990]

重中間子
有効理論

[Noriaki, Y.S. 2018]

QCD
インスタントン
効果

[’t Hooft 1976]

