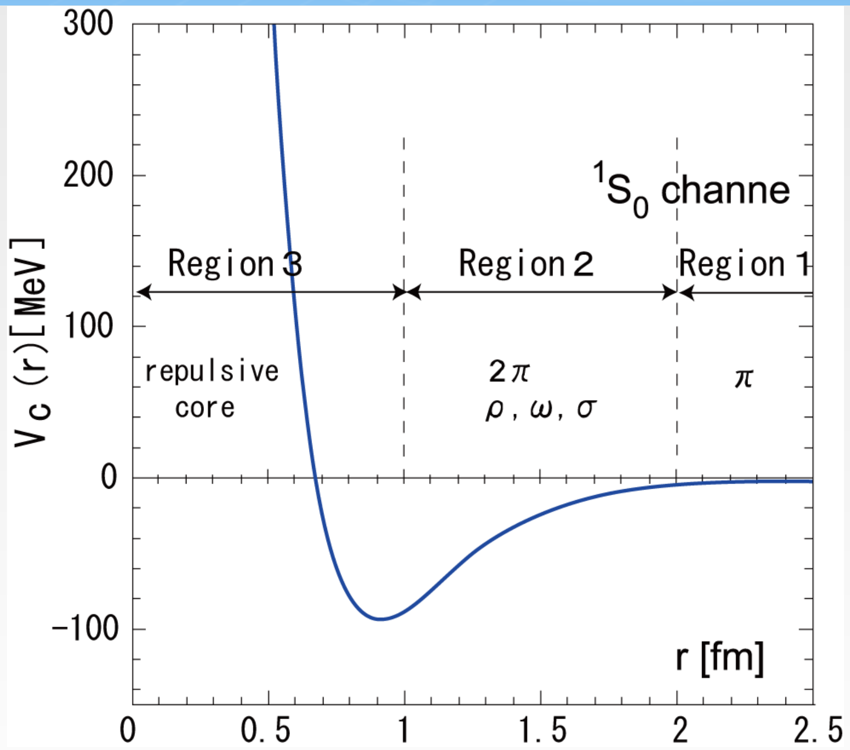
ストレンジネス核物理とハイペロン核子散乱実験

東北大学　理学研究科　三輪浩司

講義内容

- クォーク模型からみるバリオン、バリオン間相互作用
- ハイペロン核子散乱実験の現状とハイパー核分光によるバリオン間相互作用の導出
- ハイペロン陽子散乱実験のユニークな点
- J-PARCでのシグマ陽子散乱実験 (J-PARC E40)

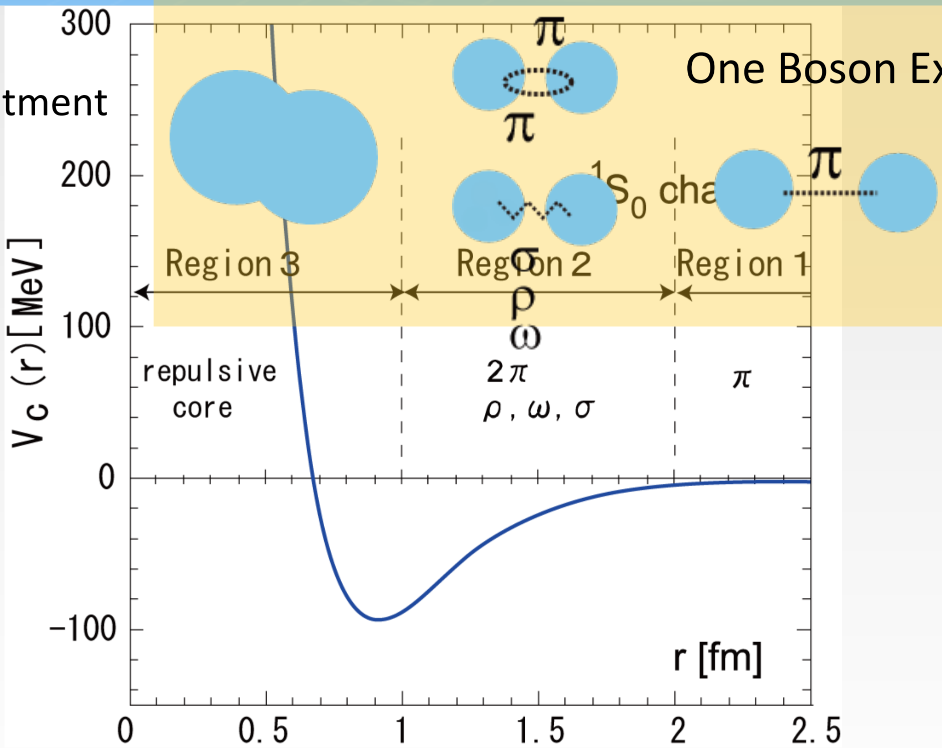
Origin of Nuclear Force



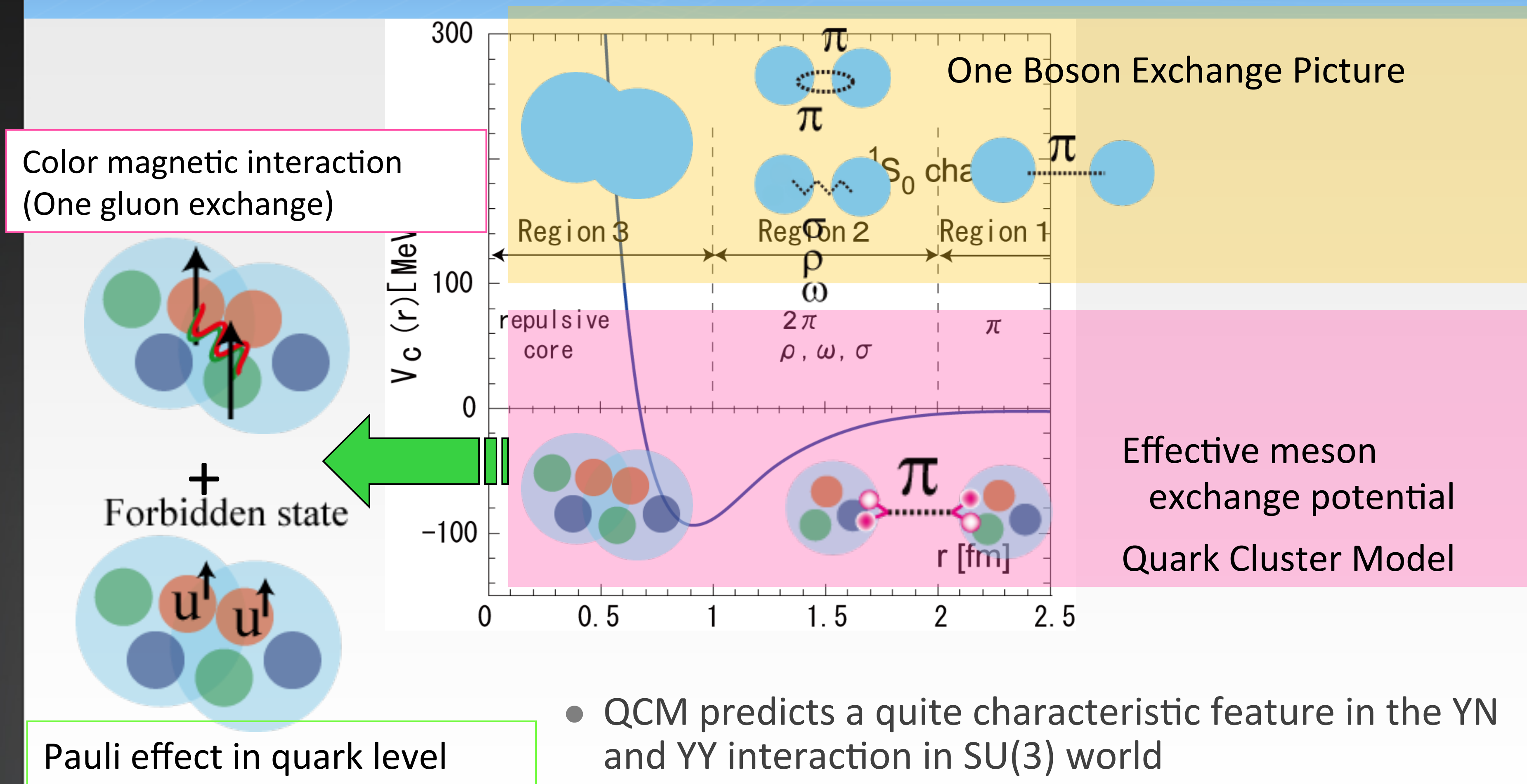
Origin of Nuclear Force

Overlapped region
Phenomenological treatment

One Boson Exchange Picture



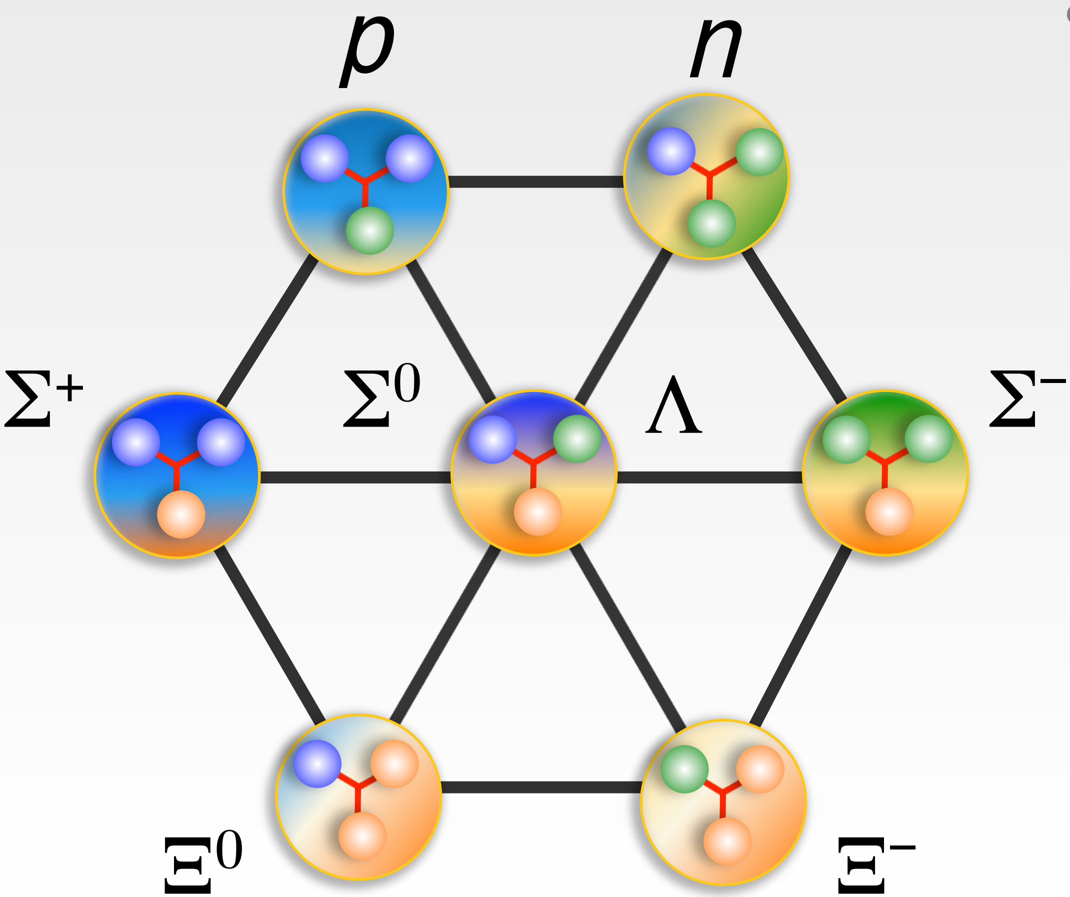
Origin of Nuclear Force



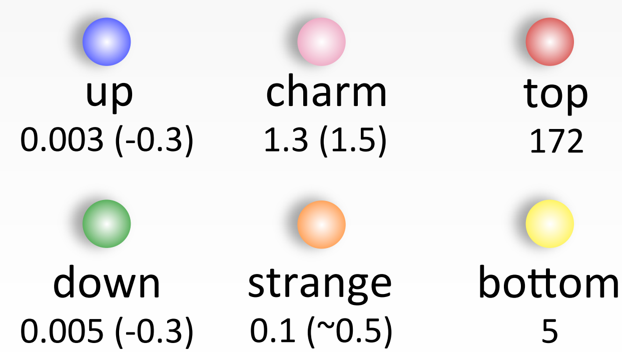
- QCM predicts a quite characteristic feature in the YN and YY interaction in SU(3) world

クォーク模型と
バリオン8重項

クォーク模型とバリオン8重項



- 質量が軽い3つのクォークであるu, d, sを用いてバリオンを構成する
  - u, d, sを同一粒子の状態(フレーバー)が異なる状態と見る
- フレーバーSU(3)対称性



対称性 (スピン1/2の合成)

- 電子のスピンが上向き、下向きという２つの状態を同じ粒子の異なる状態と考える。
- スピン1/2の2粒子を合成するとどうなるか？

合成スピンの大きさ

粒子1 または2のスピンの大きさ

$$|S=1,\ Sz=1> \ = \ |S_1=\frac{1}{2},\ S_1z=\frac{1}{2},\ S_2=\frac{1}{2},\ S_2z=\frac{1}{2}>$$

そのz成分

そのz成分

対称性 (スピン1/2の合成)

- 合成スピンのz成分が最も大きいものを作り、その後、昇降演算子を用いてz成分を変化させていく。

$$J_{\pm}|j,\ m> \ = \sqrt{j(j+1)-m(m\pm 1)}\hbar|j,m\pm 1>$$

$$|S=1,\ Sz=1> \ = \ |S_1=\frac{1}{2},\ S_1z=\frac{1}{2},\ S_2=\frac{1}{2},\ S_2z=\frac{1}{2}>$$

$$|S=1,\ Sz=0> \ = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|S_1=\frac{1}{2},S_1z=\frac{1}{2},S_2=\frac{1}{2},S_2z=-\frac{1}{2}>+|S_1=\frac{1}{2},S_1z=-\frac{1}{2},S_2=\frac{1}{2},S_2z=\frac{1}{2}>\right)$$

$$|S=1,\ Sz=-1> \ = \ |S_1=\frac{1}{2},\ S_1z=-\frac{1}{2},\ S_2=\frac{1}{2},\ S_2z=-\frac{1}{2}>$$

対称性 (スピン1/2の合成)

- 合成スピンのz成分が最も大きいものを作り、その後、昇降演算子を用いてz成分を変化させていく。

$$J_{\pm} | j,\, m > \; = \sqrt{j(j+1)-m(m\pm1)}\hbar \,| j, m\pm1 >$$

$$| S=1,\; Sz=1 > \;\; = \;\; | S_1=\frac{1}{2},\; S_1z=\frac{1}{2},\; S_2=\frac{1}{2},\; S_2z=\frac{1}{2} >$$

$$= -\frac{1}{2}, S_2=\frac{1}{2}, S_2z=\frac{1}{2} >)$$

$$\underbrace{J_-|1,1\rangle}_{\downarrow} = J_-\underbrace{|\tfrac12,\tfrac12,\tfrac12,\tfrac12\rangle}$$

$$J_-|1,1\rangle = \sqrt{1\cdot2-1(1-1)}\;|1,0\rangle$$

$$= \sqrt{2}\;|1,0\rangle$$

$$J_-|\tfrac12,\tfrac12,\tfrac12,\tfrac12\rangle$$

$$= \underbrace{\sqrt{\tfrac12(\tfrac12+1)-\tfrac12(\tfrac12-1)}}_{\displaystyle \shortparallel \atop \displaystyle \sqrt{\tfrac12\cdot\tfrac32+\tfrac12\cdot\tfrac12}\;=1}\left(|\tfrac12,-\tfrac12,\tfrac12,\tfrac12\rangle + |\tfrac12,\tfrac12,\tfrac12,-\tfrac12\rangle\right)$$

$$\sqrt{2}\;|1,0\rangle = |\tfrac12,-\tfrac12,\tfrac12,\tfrac12\rangle + |\tfrac12,\tfrac12,\tfrac12,-\tfrac12\rangle$$

$$|1,0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\tfrac12,-\tfrac12,\tfrac12,\tfrac12\rangle + |\tfrac12,\tfrac12,\tfrac12,-\tfrac12\rangle\right)$$

対称性 (スピン1/2の合成)

- 合成スピンのz成分が最も大きいものを作り、その後、昇降演算子を用いてz成分を変化させていく。

$$J_{\pm} | j, m> = \sqrt{j(j+1)-m(m\pm 1)}\hbar | j, m\pm 1>$$

$$| S=1,\ Sz=1> \ = \ | S_1=\frac{1}{2},\ S_1 z=\frac{1}{2},\ S_2=\frac{1}{2},\ S_2 z=\frac{1}{2}>$$

$$|S=1,\ Sz=0> \ = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(| S_1=\frac{1}{2}, S_1 z=\frac{1}{2}, S_2=\frac{1}{2}, S_2 z=-\frac{1}{2}> + | S_1=\frac{1}{2}, S_1 z=-\frac{1}{2}, S_2=\frac{1}{2}, S_2 z=\frac{1}{2}> \right)$$

さらにJ_-をかける.

$$J_- |1,0> = \sqrt{1\cdot 2 - 0\cdot(-1)}\ |1,-1>$$
$$= \sqrt{2}|1,-1>$$

$$J_- \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} (|\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2}> + |\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}> \right\}$$
$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ |\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}> + |\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}> \right\}$$
$$= \frac{2}{\sqrt{2}} |\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}>$$

$$|1,-1> = |\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}>$$

対称性 (スピン1/2の合成)

- 合成スピンのz成分が最も大きいものを作り、その後、昇降演算子を用いてz成分を変化させていく。

$$J_{\pm}|j,\ m> \ = \sqrt{j(j+1)-m(m\pm 1)}\hbar\,|j,m\pm 1>$$

$$|S=1,\ Sz=1> \ = \ |S_1=\frac{1}{2},\ S_1z=\frac{1}{2},\ S_2=\frac{1}{2},\ S_2z=\frac{1}{2}>$$

$$|S=1,\ Sz=0> \ = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|S_1=\frac{1}{2},S_1z=\frac{1}{2},S_2=\frac{1}{2},S_2z=-\frac{1}{2}>+|S_1=\frac{1}{2},S_1z=-\frac{1}{2},S_2=\frac{1}{2},S_2z=\frac{1}{2}>\right)$$

$$|S=1,\ Sz=-1> \ = \ |S_1=\frac{1}{2},\ S_1z=-\frac{1}{2},\ S_2=\frac{1}{2},\ S_2z=-\frac{1}{2}>$$

対称性 (スピン1/2の合成)

- 書き方が回りくどいので普通はスピンの大きさ(1/2)は省略してz成分のみを書くことが多い

- スピン3重項

$$|1,\ 1>=|\uparrow\uparrow>$$

$$|1,\ 0>=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\uparrow\downarrow>+|\downarrow\uparrow>\right)$$

粒子の入れ換えに対して対称

$$|1,-1>=|\downarrow\downarrow>$$

- スピン1重項はスピン3重項と直交するように選ぶ

$$|0,\ 0>=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\uparrow\downarrow>-|\downarrow\uparrow>\right)$$

粒子の入れ換えに対して反対称

アイソスピン対称性 (p ←→ n)

- 同じ考えを陽子と中性子に適応したのがアイソスピン
- 陽子と中性子が“核子”という1つの同一粒子の2つの状態
  - 数学的な構造はスピン1/2の粒子の合成と全く同じになる

スピン3重項

$$|1,\ 1>=|\uparrow\uparrow>$$

$$|1,\ 0>=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow>+|\downarrow\uparrow>)$$

$$|1,-1>=|\downarrow\downarrow>$$

↑を陽子
↓を中性子

アイソスピン3重項

$$|1,\ 1>=|pp>$$

$$|1,\ 0>=\frac{1}{\sqrt{2}}(|pn>+|np>)$$

$$|1,-1>=|nn>$$

スピン1重項

$$|0,\ 0>=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow>-|\downarrow\uparrow>)$$

アイソスピン1重項

$$|0,\ 0>=\frac{1}{\sqrt{2}}(|pn>-|np>)$$

核力の荷電独立性 (charge independence)

- 核力がアイソスピンの変換に対して不変である
  - I=1の3重項に対してI_3(アイソスピンのz成分)の値には依存しない

アイソスピン3重項

$$|1,\ 1> = |pp>$$

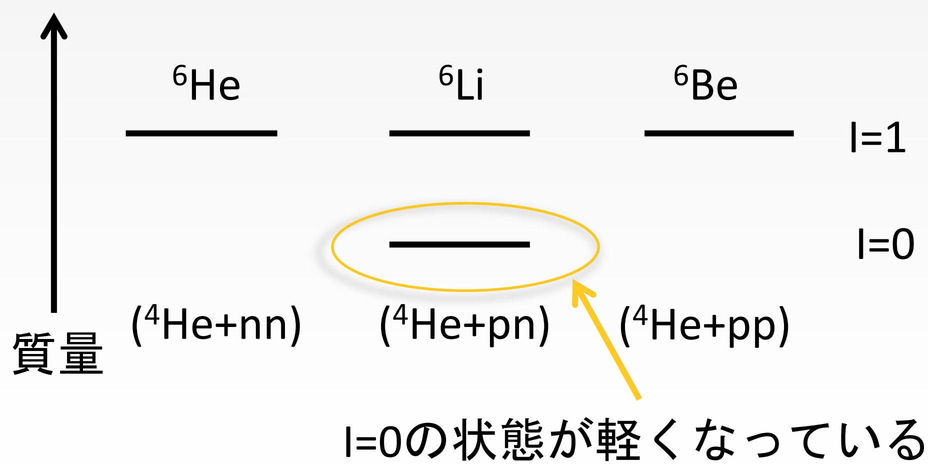
$$|1,\ 0> = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|pn> + |np>\right)$$

$$|1,-1> = |nn>$$

アイソスピン1重項

$$|0,\ 0> = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|pn> - |np>\right)$$

陽子間のクーロン斥力と中性子•陽子の質量差を補正するとアイソスピンの同じ原子核の質量はほぼ等しくなる



アイソスピンとスピンの対称性

- 陽子、中性子はフェルミ粒子であるため、粒子の入れ換えに対して反対称にならなければならない。

軌道角運動量Lが0の場合を考えると

アイソスピン3重項

スピン1重項

$$\left(\begin{array}{l} |1,\ 1>=|pp> \\ |1,\ 0>=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|pn>+|np>\right) \\ |1,-1>=|nn> \end{array} \right) \bullet \left(|0,\ 0>=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\uparrow\downarrow>-|\downarrow\uparrow>\right) \right)$$

スピン3重項

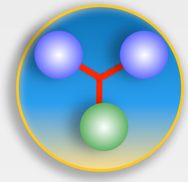
重陽子に対応する

アイソスピン1重項

$$\left(|0,\ 0>=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|pn>-|np>\right) \right) \bullet \left(\begin{array}{l} |1,\ 1>=|\uparrow\uparrow> \\ |1,\ 0>=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\uparrow\downarrow>+|\downarrow\uparrow>\right) \\ |1,-1>=|\downarrow\downarrow> \end{array} \right)$$

アイソスピン対称性 (u ←→ d)

- スピンと核子の場合を見たが、これからクォーク3つの場合を考える
- アイソスピン1/2を持つ粒子を3つ組み合わせることが必要となる



$$2 \otimes 2 \otimes 2 = (3 \oplus 1) \otimes 2$$

$$3 \otimes 2 = 4 \oplus 2$$

アイソスピンが最大の場合を考える

$$|\frac{3}{2},\frac{3}{2}> = |uuu>$$

$$|\frac{3}{2},\frac{1}{2}> = \frac{1}{\sqrt{3}}(|uud> + |udu> + |duu>)$$

$$|\frac{3}{2},-\frac{1}{2}> = \frac{1}{\sqrt{3}}(|udd> + |dud> + |ddu>)$$

$$|\frac{3}{2},-\frac{3}{2}> = |ddd>$$

$$|\frac{3}{2},\frac{3}{2}> = |\uparrow\uparrow\uparrow>$$

昇降演算子を用いる

$$J_\pm |j,m> = \sqrt{j(j+1) - m(m\pm1)}\ |j, m\pm1>$$

$$J_- |\frac{3}{2},\frac{3}{2}> = \sqrt{\frac{3}{2}(\frac{3}{2}+1) - \frac{3}{2}(\frac{3}{2}-1)}\ |\frac{3}{2},\frac{1}{2}>$$

$$= \sqrt{\frac{3}{2}\cdot\frac{5}{2} - \frac{3}{2}\cdot\frac{1}{2}}\ |\frac{3}{2},\frac{1}{2}>$$

$$= \sqrt{\frac{15}{4} - \frac{3}{4}}\ |\frac{3}{2},\frac{1}{2}>$$

$$= \sqrt{3}\ |\frac{3}{2},\frac{1}{2}>$$

$$J_- |\uparrow\uparrow\uparrow> = \sqrt{\frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1) - \frac{1}{2}(\frac{1}{2}-1)}\ (|\uparrow\uparrow\downarrow> + |\uparrow\downarrow\uparrow> + |\downarrow\uparrow\uparrow>)$$

$$= \sqrt{\frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2} - \frac{1}{2}(-\frac{1}{2})}\ (|\uparrow\uparrow\downarrow> + |\uparrow\downarrow\uparrow> + |\downarrow\uparrow\uparrow>)$$

$$= |\uparrow\uparrow\downarrow> + |\uparrow\downarrow\uparrow> + |\downarrow\uparrow\uparrow>$$

$$|\frac{3}{2},\frac{1}{2}> = \frac{1}{\sqrt{3}}(|\uparrow\uparrow\downarrow> + |\uparrow\downarrow\uparrow> + |\downarrow\uparrow\uparrow>)$$

アイソスピン対称性 (u ←→ d)

- スピンと核子の場合を見たが、これからクォーク3つの場合を考える
- アイソスピン1/2を持つ粒子を3つ組み合わせることが必要となる

$$2 \otimes 2 \otimes 2 = (3 \oplus 1) \otimes 2$$

アイソスピンが最大の場合を考える

$$|\frac{3}{2},\frac{3}{2}>=|uuu>$$

$$|\frac{3}{2},\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{3}}(|uud>+|udu>+|duu>)$$

$$|\frac{3}{2},-\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{3}}(|udd>+|dud>+|ddu>)$$

$$|\frac{3}{2},-\frac{3}{2}>=|ddd>$$

アイソスピン対称性 (u ←→ d)

- スピンと核子の場合を見たが、これからクォーク3つの場合を考える
- アイソスピン1/2を持つ粒子を3つ組み合わせることが必要となる

$$2 \otimes 2 \otimes 2 = (3 \oplus 1) \otimes 2$$

$$3 \otimes 2 = 4 \oplus 2$$

シングレット状態にはそのまま最後の粒子を付け加えれば良い

アイソスピンが最大の場合を考える

$$|\frac{3}{2},\frac{3}{2}>=|uuu>$$

$$|\frac{3}{2},\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{3}}(|uud>+|udu>+|duu>)$$

$$|\frac{3}{2},-\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{3}}(|udd>+|dud>+|ddu>)$$

$$|\frac{3}{2},-\frac{3}{2}>=|ddd>$$

$$|\frac{1}{2},\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{2}}(|udu>-|duu>)$$

$$|\frac{1}{2},-\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{2}}(|udd>-|dud>)$$

アイソスピン対称性 (u ←→ d)

- スピンと核子の場合を見たが、これからクォーク3つの場合を考える
- アイソスピン1/2を持つ粒子を3つ組み合わせることが必要となる

$$2\otimes 2\otimes 2=(3\oplus 1)\otimes 2$$

$$3\otimes 2=4\oplus 2$$

シングレット状態にはそのまま最後の粒子を付け加えれば良い

混合対称 M_A

$$|\frac{1}{2},\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{2}}(|udu>-|duu>)$$

$$|\frac{1}{2},-\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{2}}(|udd>-|dud>)$$

アイソスピンが最大の場合を考える

完全対称 S

$$|\frac{3}{2},\frac{3}{2}>=|uuu>$$

$$|\frac{3}{2},\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{3}}(|uud>+|udu>+|duu>)$$

$$|\frac{3}{2},-\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{3}}(|udd>+|dud>+|ddu>)$$

$$|\frac{3}{2},-\frac{3}{2}>=|ddd>$$

ここは両方に直交するという条件から決まる

$$|\frac{1}{2},\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{6}}(|udu>+|duu>-2|uud>)$$

$$|\frac{1}{2},-\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{6}}(|udd>+|dud>-2|ddu>)$$

混合対称 Ms

クォークから陽子を作る

- クォークはフェルミ粒子であるため粒子の入れ換えに対して反対称でなければならない。

L=0の場合

$$\underbrace{\text{(アイソスピンの波動関数)}\bullet\text{(スピンの波動関数)}}_{\text{２つの積は完全対称でなければならない}}\bullet\underbrace{\text{(カラーの波動関数)}}_{\text{完全反対称}}$$

$$\underset{S}{4} \oplus \underset{M_S}{2} \oplus \underset{M_A}{2} \qquad \underset{S}{4} \oplus \underset{M_S}{2} \oplus \underset{M_A}{2}$$

アイソスピンとスピンは全く同じ表現になる

4重項 $(4,4)_{S,S}$

Δ粒子の4重項 $(\Delta^{++}, \Delta^{+}, \Delta^{0}, \Delta^{-})$

2重項 $\frac{1}{\sqrt{2}}\left((2,2)_{M_S M_S} + (2,2)_{M_A M_A}\right)$

核子の2重項 (p, n)

クォークから陽子を作る

- スピン上向きの陽子を作る

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\underset{M_S\,M_S}{(2,2)}+\underset{M_A\,M_A}{(2,2)})$$

$$|\frac{1}{2},\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{6}}(|udu>+|duu>-2|uud>)$$
$$|\frac{1}{2},\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{2}}(|udu>-|duu>)$$

$$|\frac{1}{2},\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{6}}(|\uparrow\downarrow\uparrow>+|\downarrow\uparrow\uparrow>-2|\uparrow\uparrow\downarrow>)$$
$$|\frac{1}{2},\frac{1}{2}>=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\uparrow>-|\downarrow\uparrow\uparrow>)$$

$$|p\uparrow>=\frac{1}{\sqrt{18}}[uud(\uparrow\downarrow\uparrow+\downarrow\uparrow\uparrow-2\uparrow\uparrow\downarrow)+udu(\uparrow\uparrow\downarrow+\downarrow\uparrow\uparrow-2\uparrow\downarrow\uparrow)$$
$$+duu(\uparrow\downarrow\uparrow+\uparrow\uparrow\downarrow-2\downarrow\uparrow\uparrow)]$$

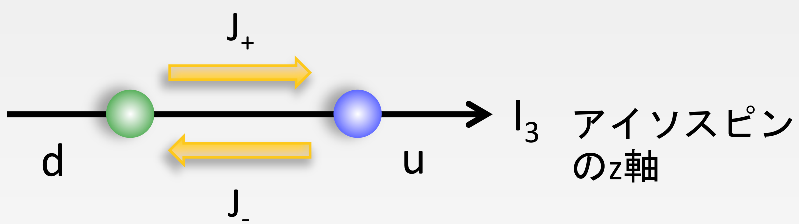
$$|p\uparrow>=\sqrt{\frac{1}{18}}(u\uparrow u\downarrow d\uparrow+u\downarrow u\uparrow d\uparrow-2u\uparrow u\uparrow d\downarrow+(ud\ \text{を交換した項}\ ))$$

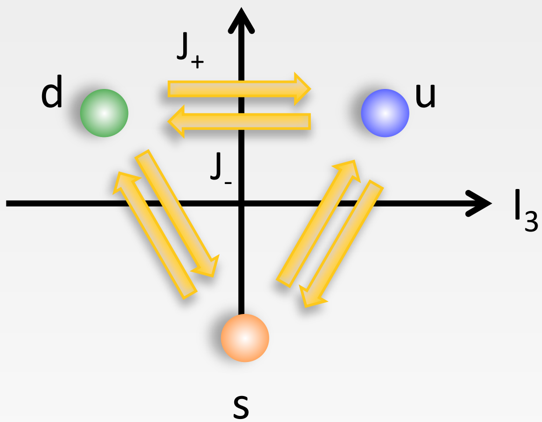
陽子のuクォークのスピンは2/3の確率で揃っている

フレーバーSU(3)対称性

- u,dのアイソスピン対称性をu,d,sのフレーバー対称性に拡張する

昇降演算子でこの間を行き来していた





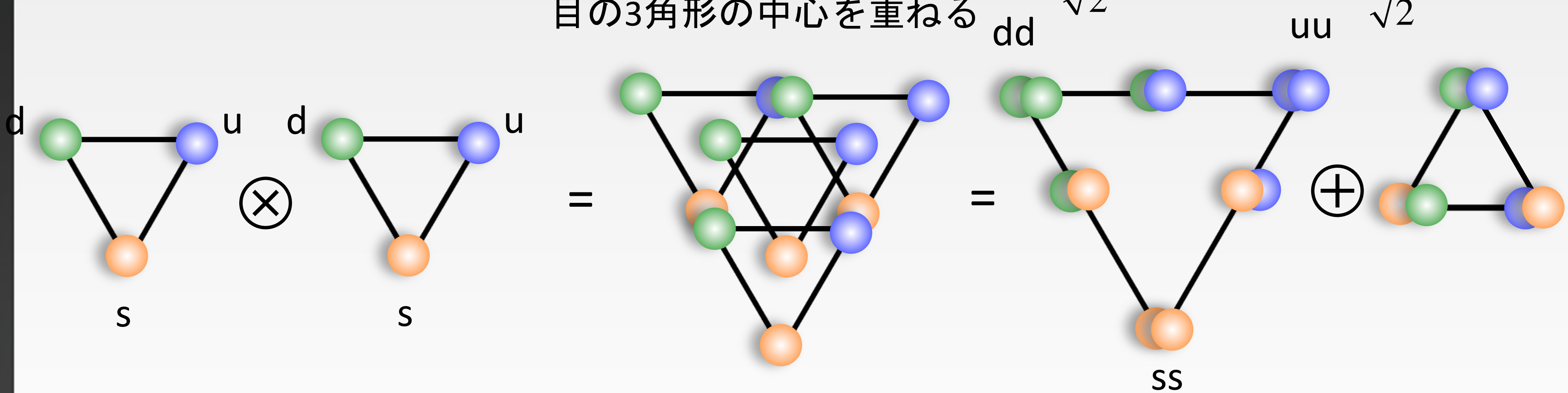
3つの昇降演算子が存在する

sクォークを含むバリオン

- qqqを組み合わせる
- まずはqqから

1つめのu,d, sの場所に2つ目の3角形の中心を重ねる

$\frac{1}{\sqrt{2}}(ud+du)$ $\frac{1}{\sqrt{2}}(ud-du)$



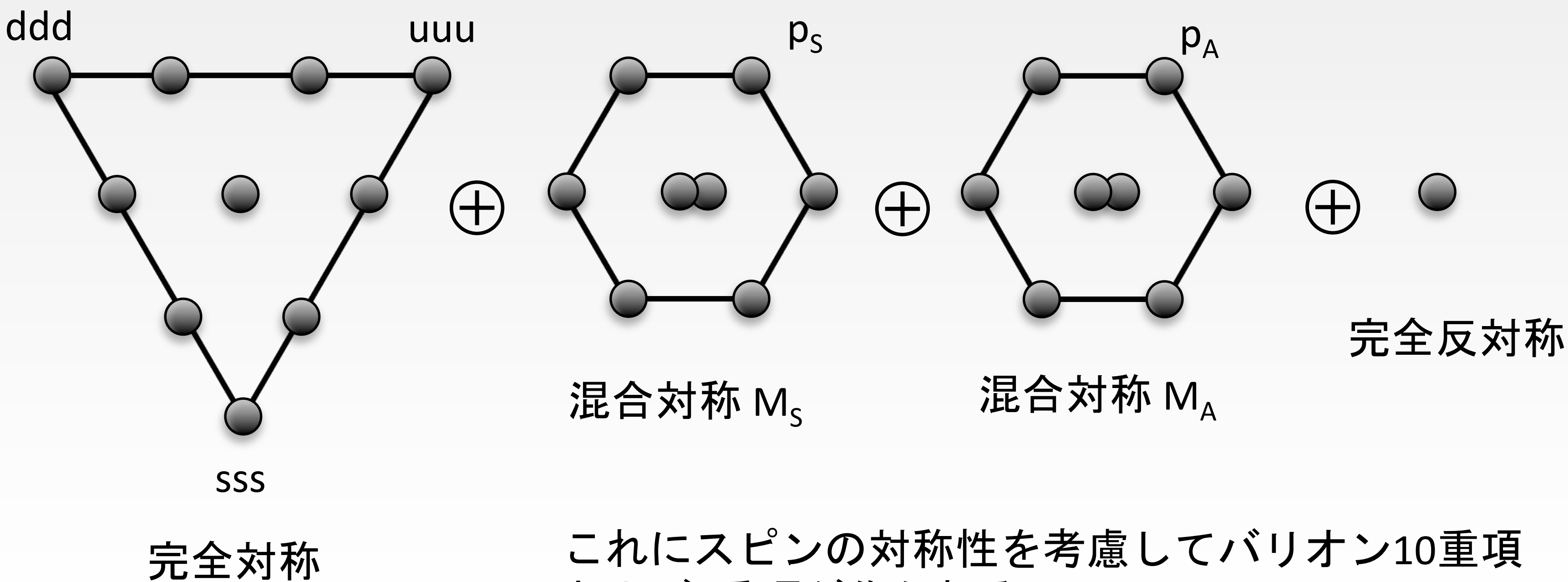
$$3\otimes 3 = 6 \oplus \overline{3}$$

sクォークを含むバリオン

- 3つめのクォーク3重項を足し合わせる

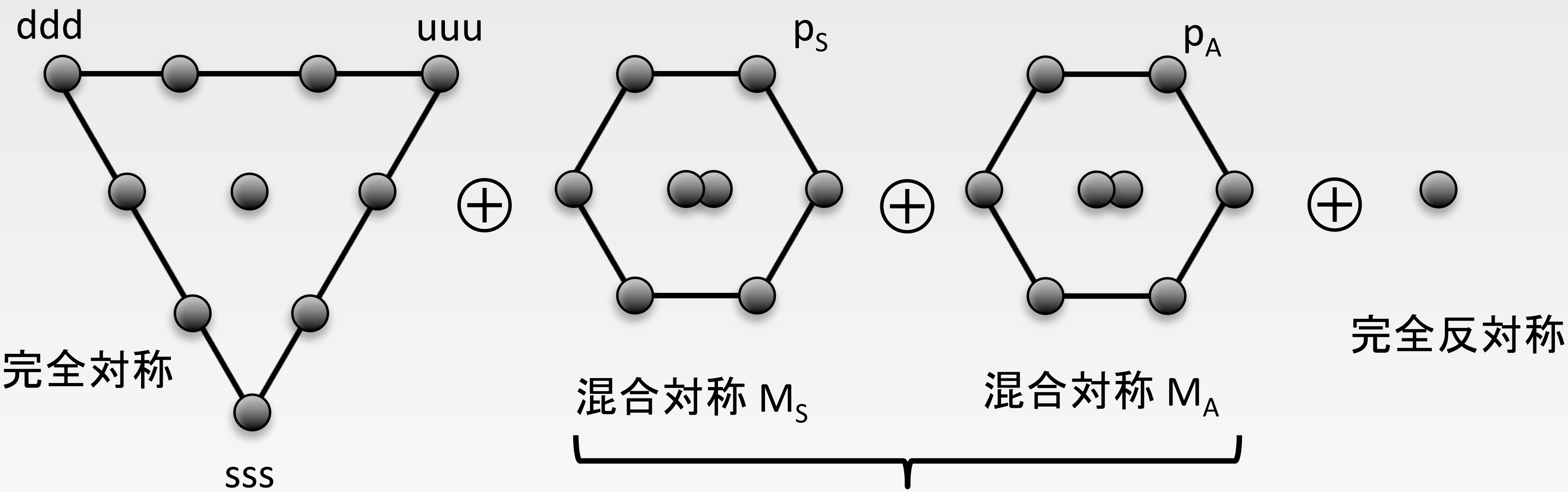
$$3\otimes 3\otimes 3=(6\otimes 3)\oplus(\bar{3}\otimes 3)$$

$$=10\oplus 8\oplus 8\oplus 1$$



これにスピンの対称性を考慮してバリオン10重項および8重項が作られる

sクォークを含むバリオン



スピン4重項と組み合わせる

バリオン10重項

完全対称になるようにスピンの混合対称と組み合わせる

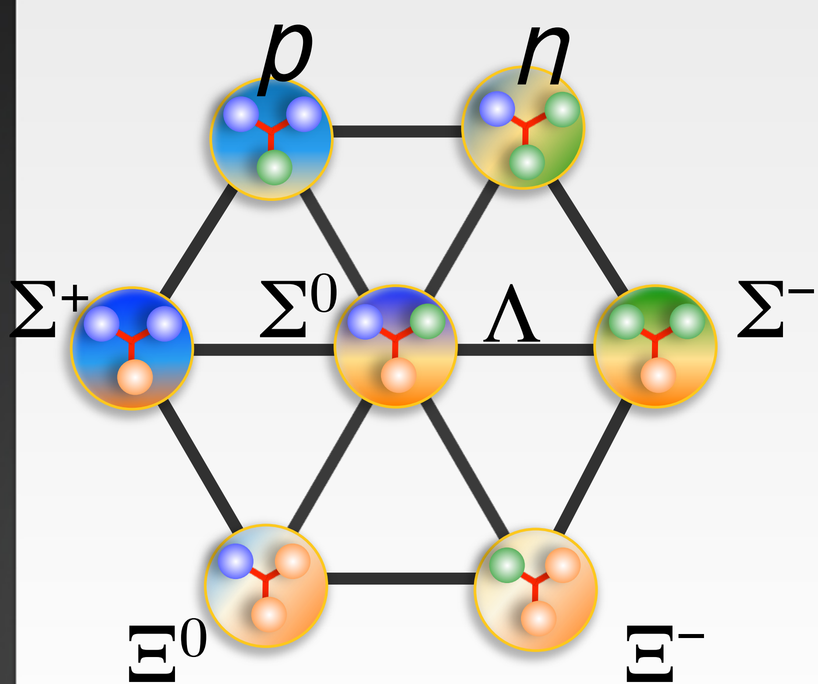
$$\frac{1}{\sqrt{2}}[(8,2)+(8,2)]$$

$M_S\ M_S$ $M_A\ M_A$

バリオン8重項

- 3

バリオン8重項



- S=-1の粒子
  - Λ粒子
  - Σ粒子

どちらもudsから出来ていますが何が違うのでしょうか？

アイソスピンの大きさが違う

udの入れ換えに対して反対称(M_A)　スピンもM_Aとなる

I=0　$\Lambda: \frac{1}{\sqrt{2}}(ud-du)s\cdot\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow-\downarrow\uparrow)\uparrow$

Λ粒子のスピンはsクォークが担っている

I=1

$\Sigma^{+}: uus\cdot\frac{1}{\sqrt{6}}(\uparrow\downarrow\uparrow+\downarrow\uparrow\uparrow-2\uparrow\uparrow\downarrow)$

$\Sigma^{0}: \frac{1}{\sqrt{2}}(ud+du)s\cdot\frac{1}{\sqrt{6}}(\uparrow\downarrow\uparrow+\downarrow\uparrow\uparrow-2\uparrow\uparrow\downarrow)$

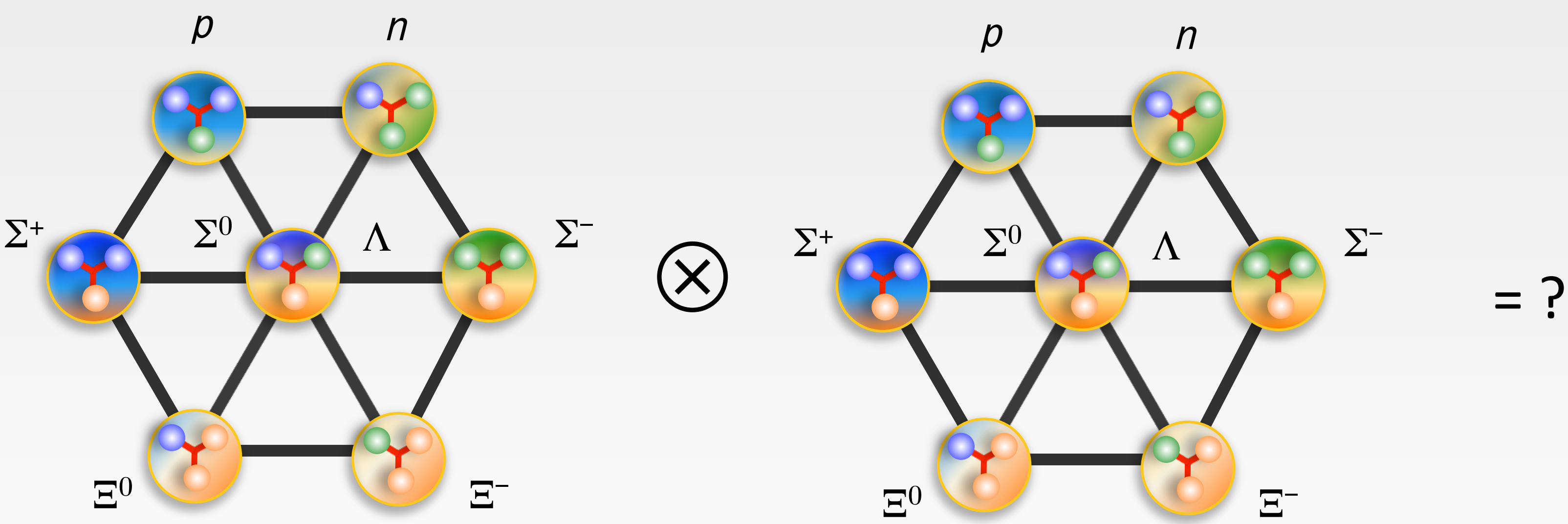
$\Sigma^{-}: dds\cdot\frac{1}{\sqrt{6}}(\uparrow\downarrow\uparrow+\downarrow\uparrow\uparrow-2\uparrow\uparrow\downarrow)$

udの入れ換えに対して対称(M_S)　スピンもM_Sとなる

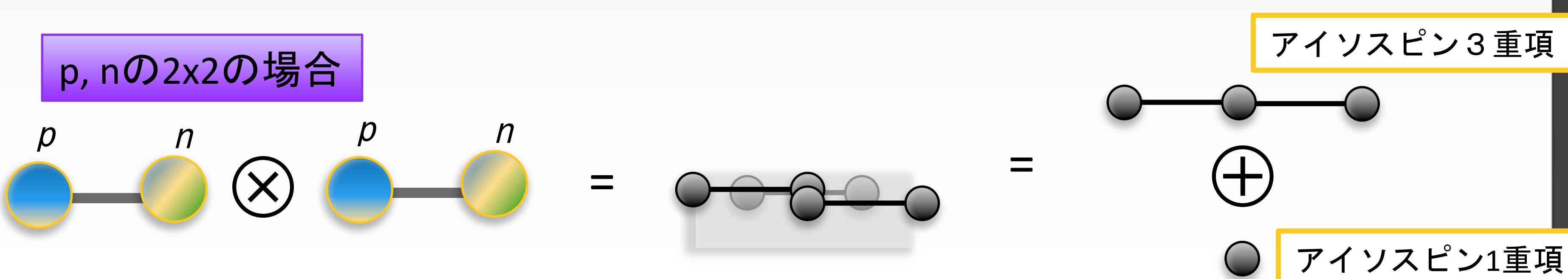
Σ粒子の2つのuクォークの向きは2/3の確率で揃っている

バリオン間相互作用

- 8 x 8 の相互作用を調べなければいけない

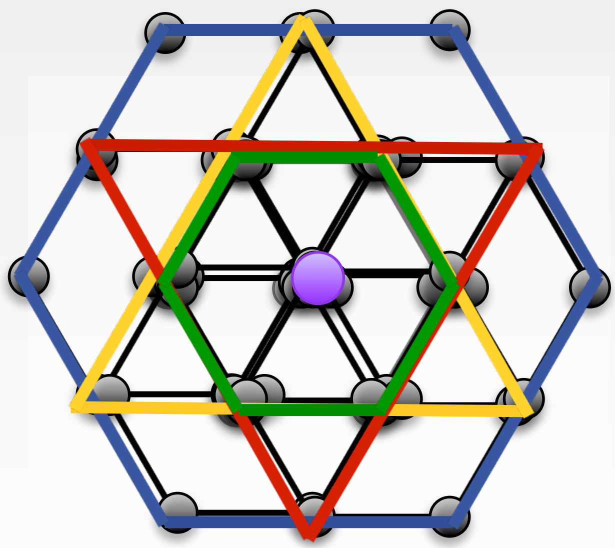


p, nの2x2の場合



バリオン間相互作用

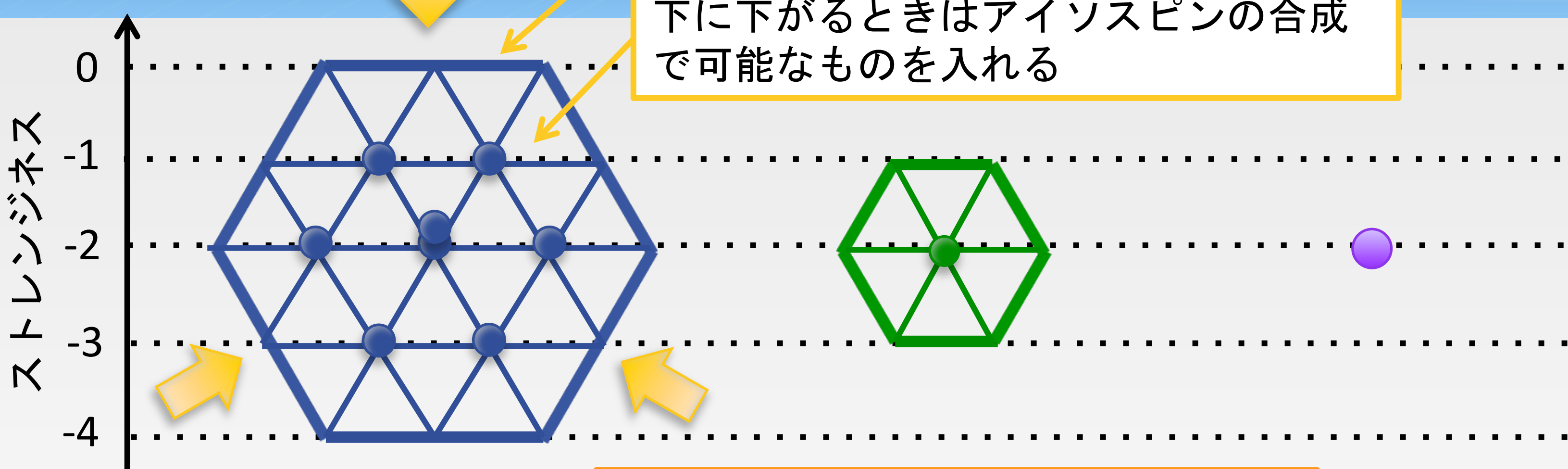
- 8x8を計算する方法はいろいろあると思いますが(ヤング図など)、重ね合わせていってみても出来ると思います。



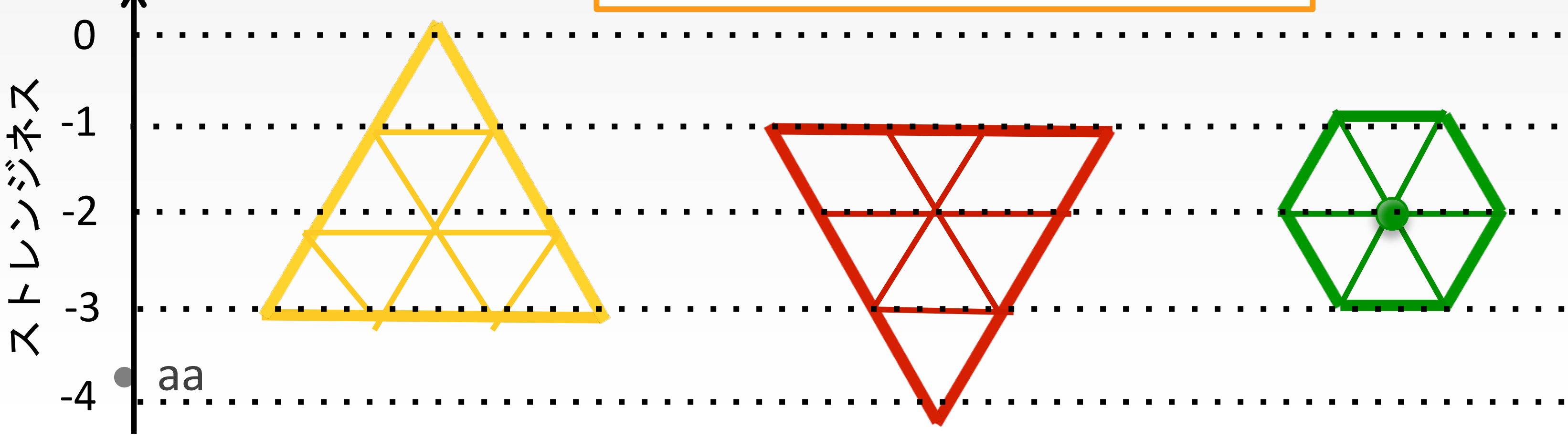
バリオン間相互作用

各辺の一番外側は必ず状態は一つ

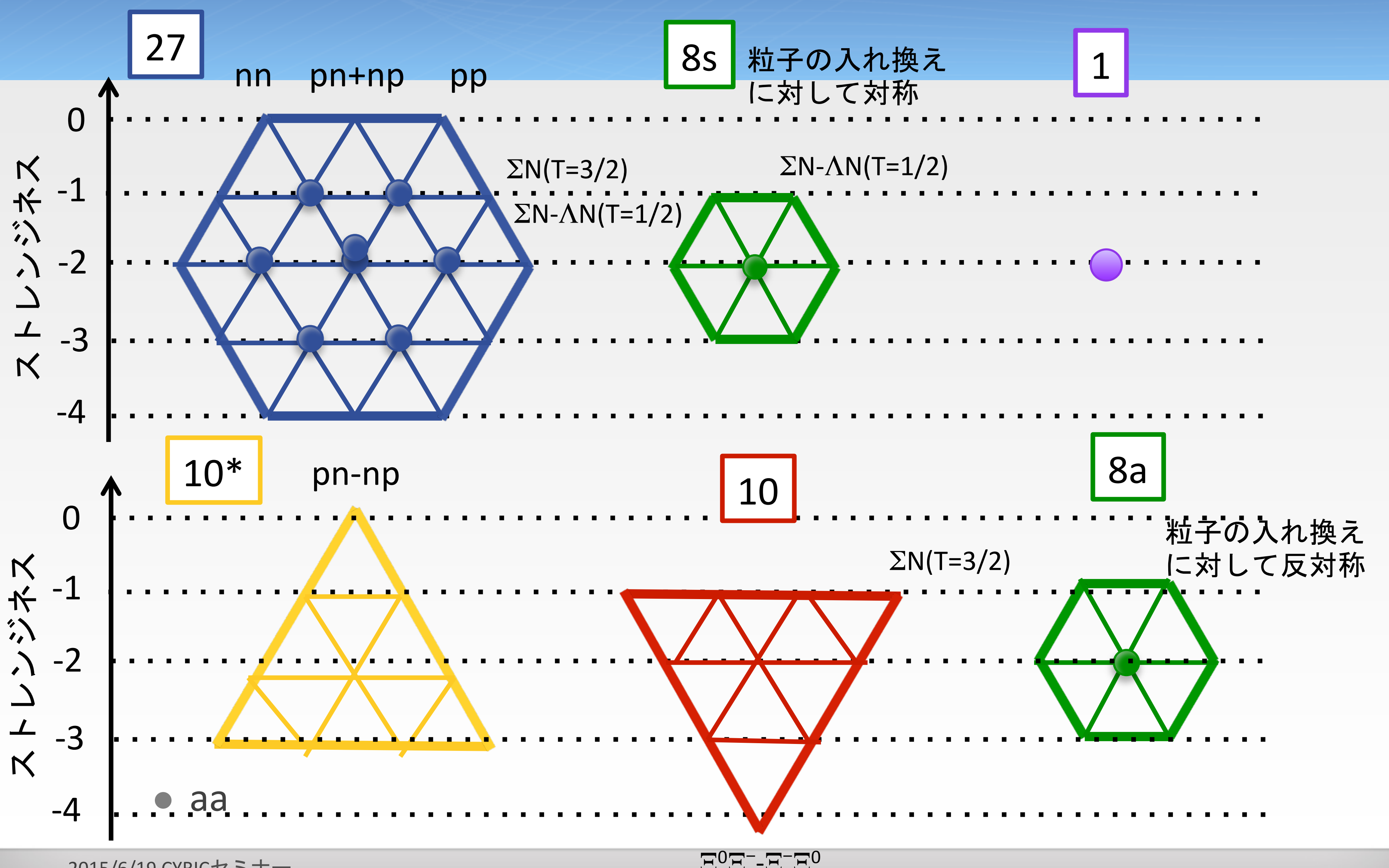
下に下がるときはアイソスピンの合成で可能なものを入れる



3つの方向から対称になるようにする



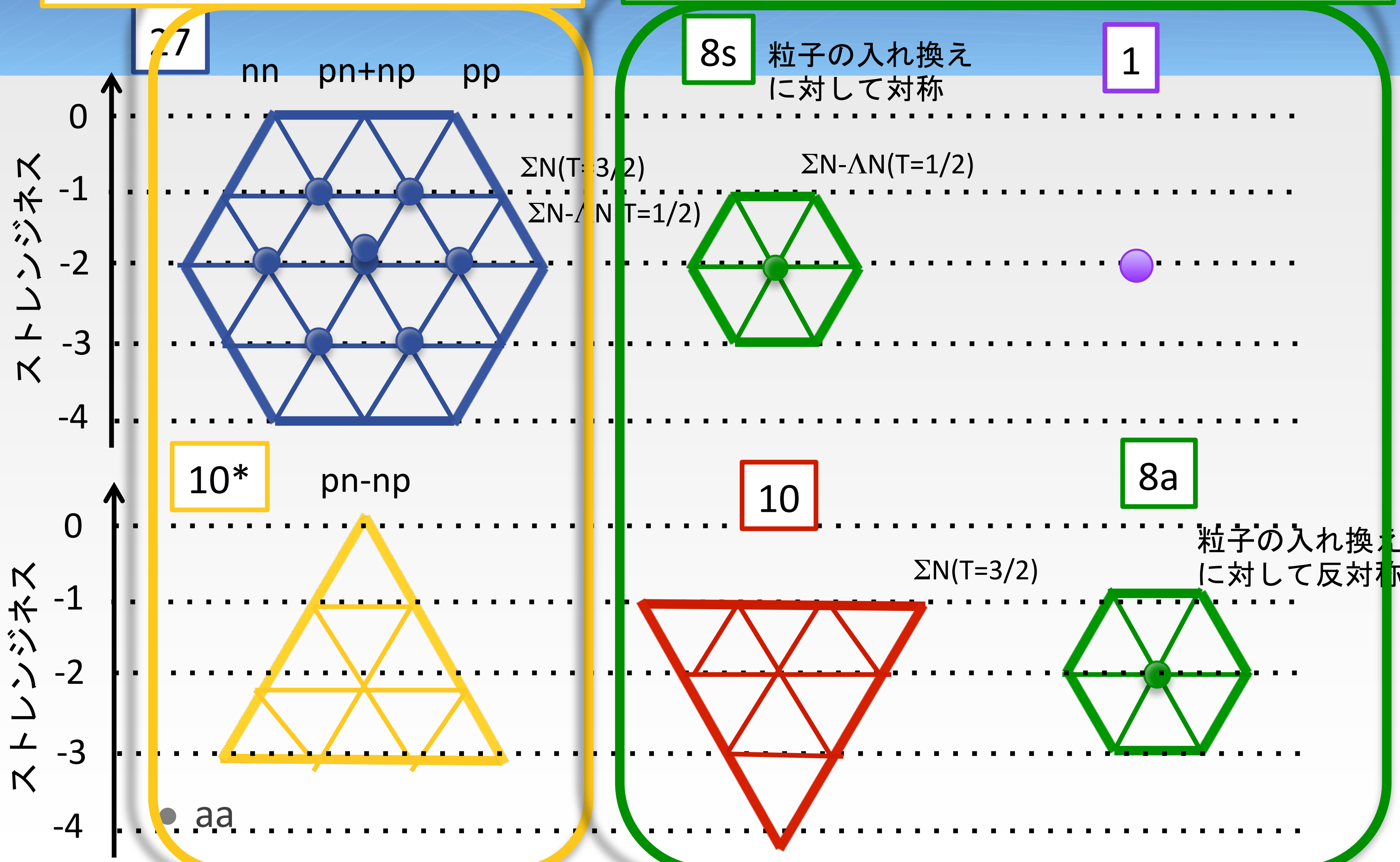
バリオン間相互作用


27
nn
pn+np
pp
8s
粒子の入れ換え
に対して対称
1
ストレンジネス
0
-1
-2
-3
-4
ΣN(T=3/2)
ΣN-ΛN(T=1/2)
ΣN-ΛN(T=1/2)
10*
pn-np
10
8a
粒子の入れ換え
に対して反対称
ΣN(T=3/2)
ストレンジネス
0
-1
-2
-3
-4
aa
Ξ0Ξ−-Ξ−Ξ0

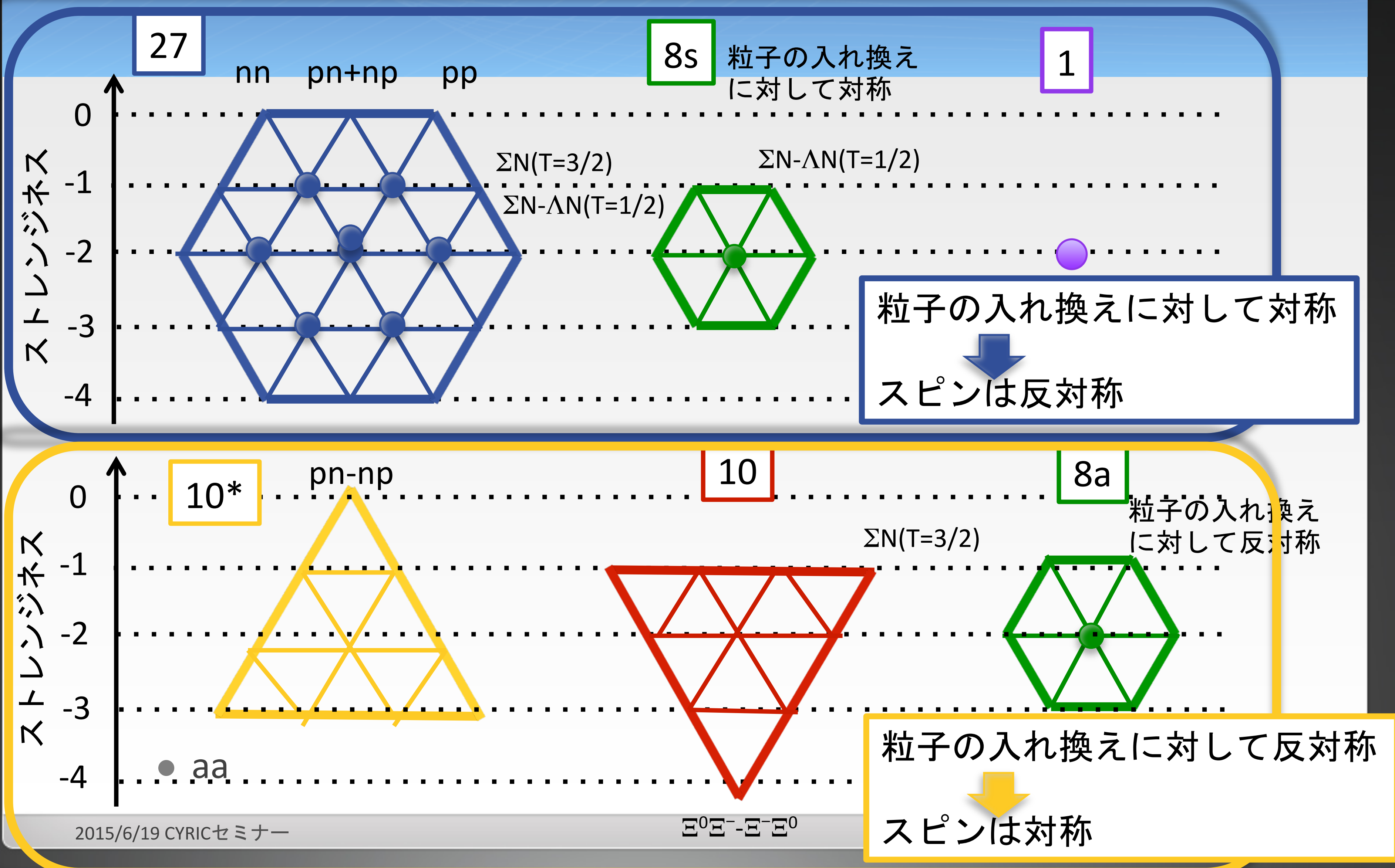
バリオン間相互作用

NN相互作用に現れる相互作用

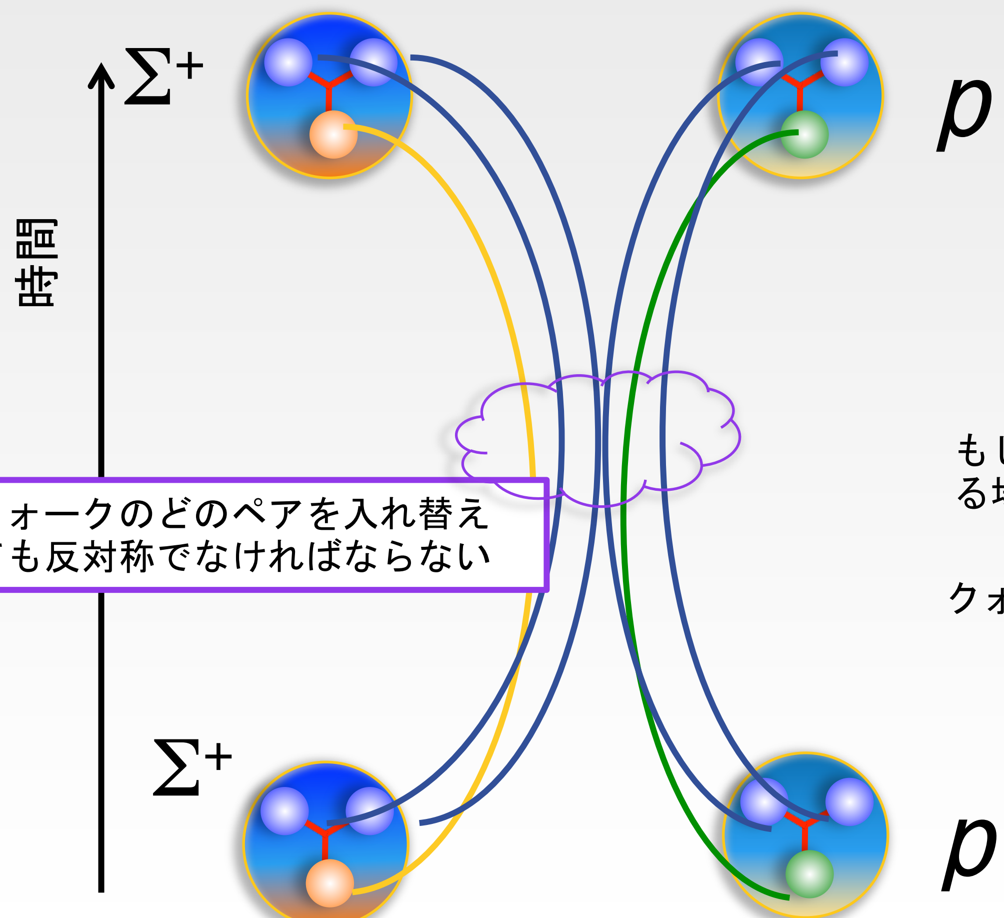
BB(YN, YY)相互作用で始めて現れる相互作用



バリオン間相互作用


27
nn pn+np pp
ストレンジネス
0
-1
-2
-3
-4
$\Sigma N(T=3/2)$
ΣN-$\Lambda N(T=1/2)$
8s
粒子の入れ換え
に対して対称
ΣN-$\Lambda N(T=1/2)$
1
粒子の入れ換えに対して対称
スピンは反対称
10*
pn-np
ストレンジネス
0
-1
-2
-3
-4
aa
10
$\Sigma N(T=3/2)$
$\Xi^0\Xi^-$-$\Xi^-\Xi^0$
8a
粒子の入れ換え
に対して反対称
粒子の入れ換えに対して反対称
スピンは対称

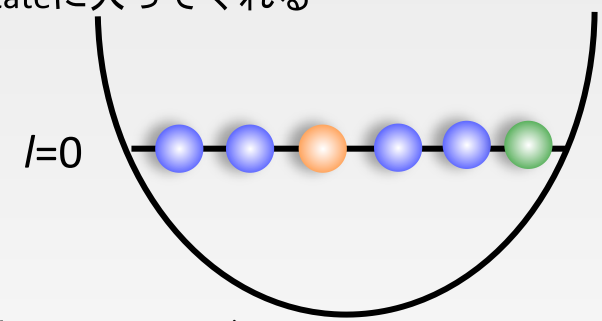
クォーク描像($SU_{SF}(6)$)で見たときの相互作用の概念



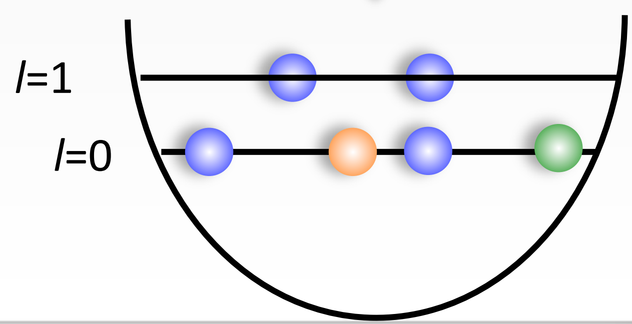
クォークのどのペアを入れ替えても反対称でなければならない

クォークの自由度
フレーバー(3)•スピン(2)•カラー(3)

ほとんどの場合は6つのクォークがs stateに入ってくれる



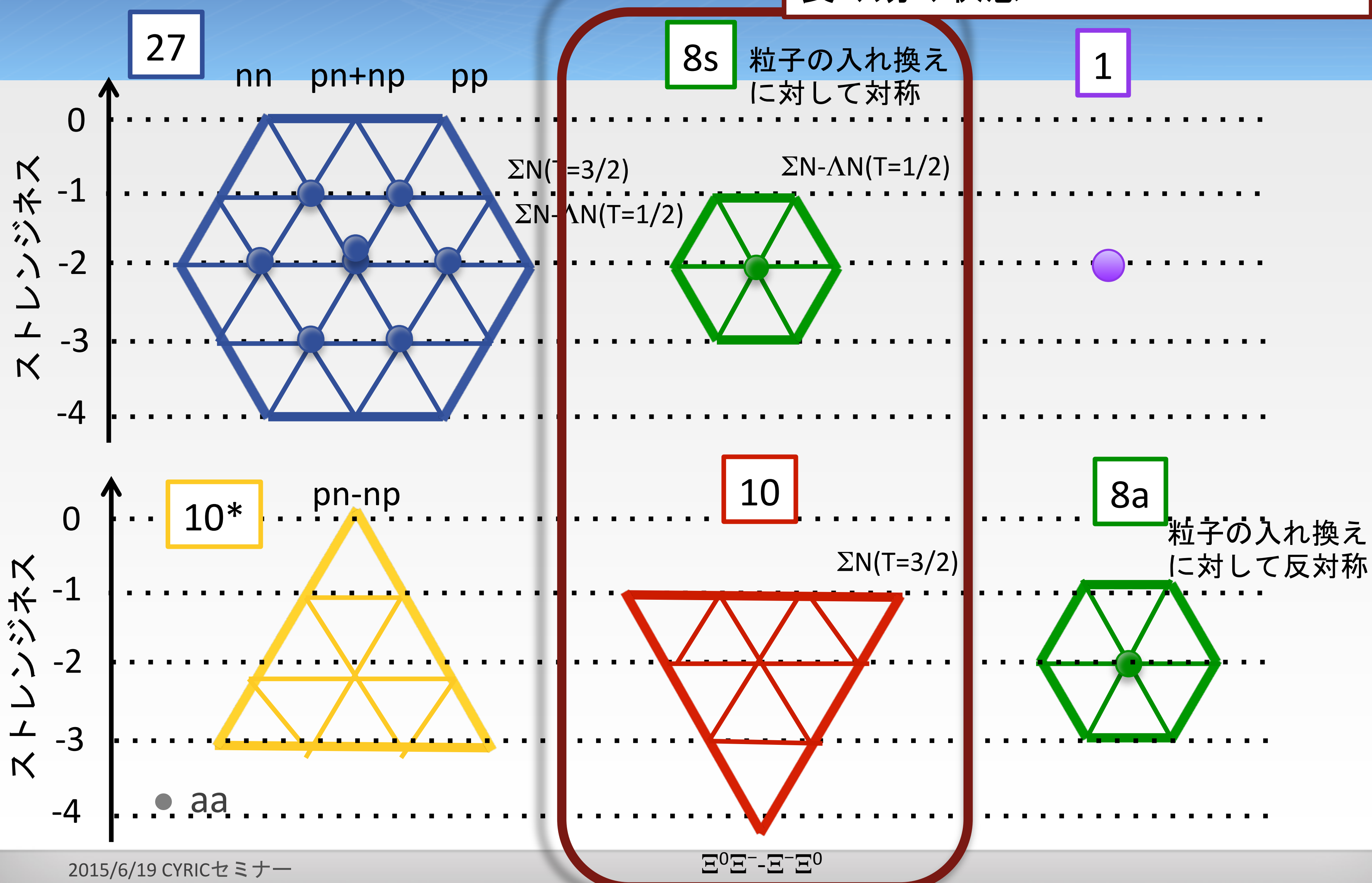
もし同じ状態のクォークがいる場合はp stateに励起される
⇩
クォークレベルでのパウリ効果



BB間力の拡張で8重項の粒子は同一の粒子の違う側面と思い、反対称になるようになっている

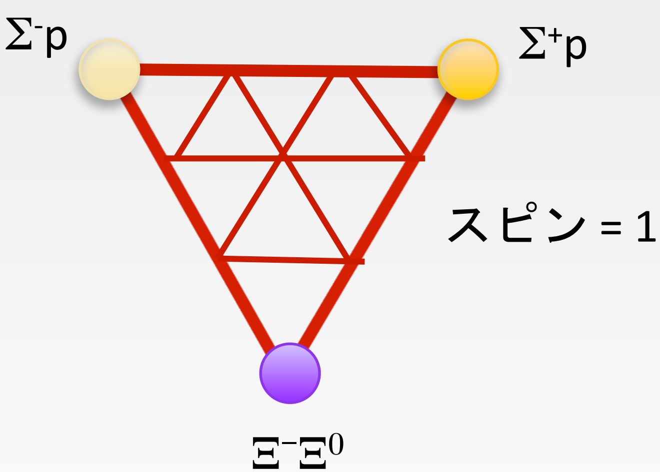
バリオン間相互作用

クォークレベルでのパウリ効果が
良く効く状態



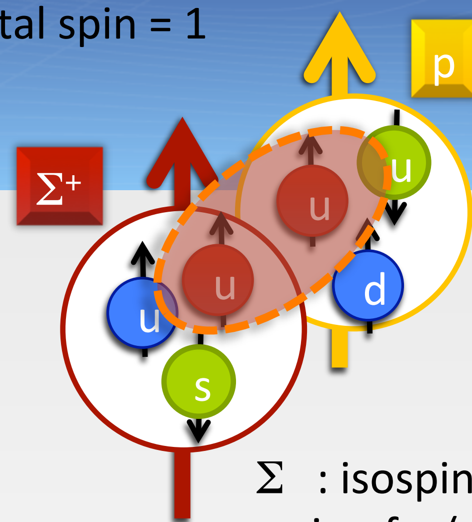
ΣNチャンネルでのパウリ効果

- 10重項に現れると予想される強い斥力



pnの重陽子にあたるチャンネルに思えるが実は強い斥力

Total spin = 1



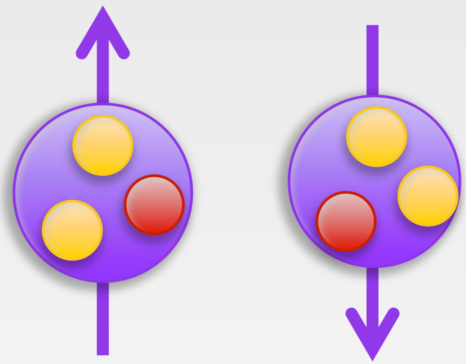
Σ : isospin 1
spin of u (d) quark is same

$$\begin{cases} \Sigma^+ : \; uus \cdot \frac{1}{\sqrt{6}}(\uparrow\downarrow\uparrow + \downarrow\uparrow\uparrow - 2\uparrow\uparrow\downarrow) \\ \Sigma^0 : \; \frac{1}{\sqrt{2}}(ud+du)s \cdot \frac{1}{\sqrt{6}}(\uparrow\downarrow\uparrow + \downarrow\uparrow\uparrow - 2\uparrow\uparrow\downarrow) \\ \Sigma^- : \; dds \cdot \frac{1}{\sqrt{6}}(\uparrow\downarrow\uparrow + \downarrow\uparrow\uparrow - 2\uparrow\uparrow\downarrow) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \mathrm{p} : \; uud \cdot \frac{1}{\sqrt{6}}(\uparrow\downarrow\uparrow + \downarrow\uparrow\uparrow - 2\uparrow\uparrow\downarrow) \\ \mathrm{n} : \; ddu \cdot \frac{1}{\sqrt{6}}(\uparrow\downarrow\uparrow + \downarrow\uparrow\uparrow - 2\uparrow\uparrow\downarrow) \end{cases}$$

核子系でのクォーク間のパウリ効果

陽子陽子散乱
相対角軌道運動量*l*=0



合成スピン0しか許されない

クォークの自由度が
揃うことはないのか？

$$|p\uparrow>=\sqrt{\frac{1}{18}}(u\uparrow u\downarrow d\uparrow+u\downarrow u\uparrow d\uparrow-2u\uparrow u\uparrow d\downarrow+(ud\text{ を交換した項}))$$

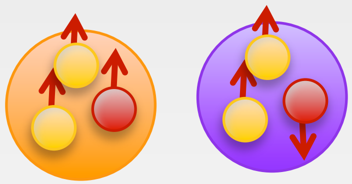
$$|p\downarrow>=\sqrt{\frac{1}{18}}(u\downarrow u\uparrow d\downarrow+u\uparrow u\downarrow d\downarrow-2u\downarrow u\downarrow d\uparrow+(ud\text{ を交換した項}))$$

- pp散乱の場合
  - 3つのuクォークのスピンまでしか揃わない
  - カラーのRGBの自由度があるので同じ状態(スピン、カラー)が必ず存在するというわけではない

カラー磁気相互作用

Δ p

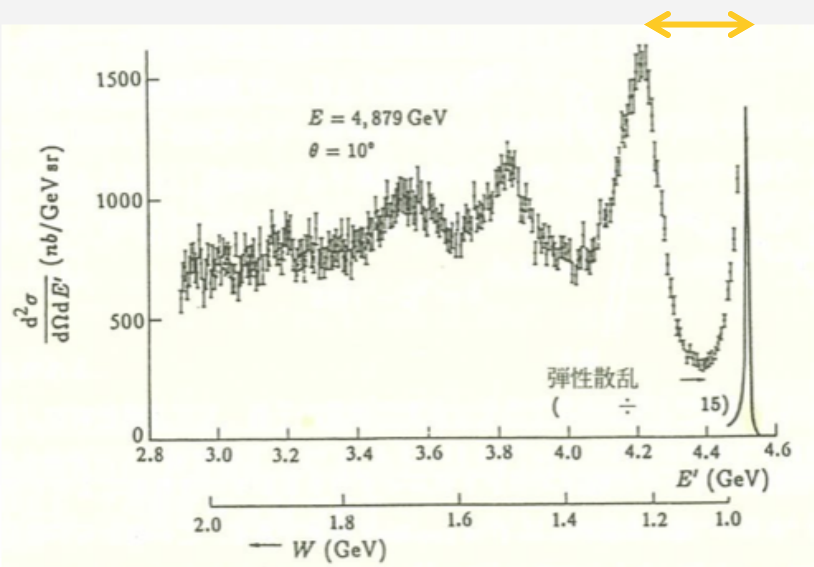
$|u\uparrow u\uparrow d\uparrow>$ $|u\uparrow u\uparrow d\downarrow>$



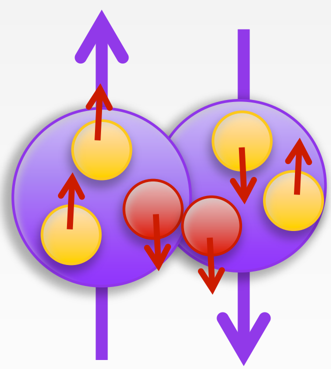
$$\Delta = -\alpha \sum_{i<j} \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \vec{\lambda}_i \cdot \vec{\lambda}_j / m_i m_j$$

クォーク間のスピンが揃うと斥力になる

質量差~300 MeV



pp散乱の再考



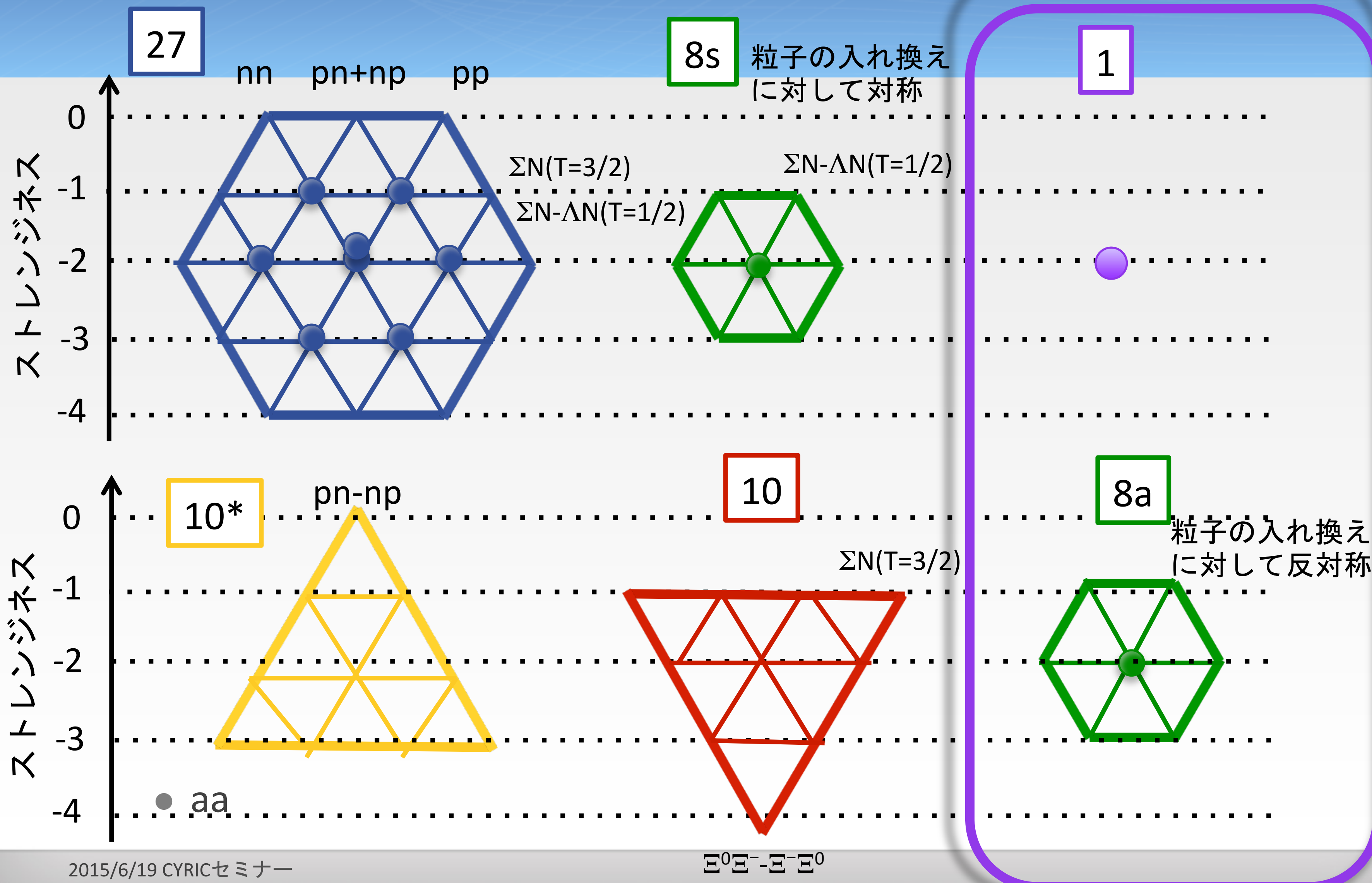
核子同士が近くなるとスピンの揃ったペアが増える

斥力を感じる

- aaa

バリオン間相互作用

カラー磁気相互作用が弱い、または
引力的に働くチャンネル

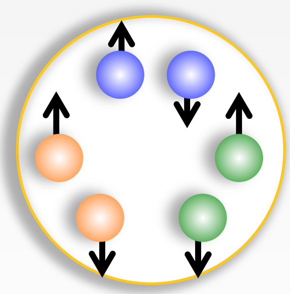


Hダイバリオン

- フレーバー1重項　$|H> = \sqrt{\frac{1}{8}}|\Lambda\Lambda> + \sqrt{\frac{4}{8}}|\Xi N> - \sqrt{\frac{3}{8}}|\Sigma\Sigma>$
  - この項だけはカラー磁気相互作用が引力になる

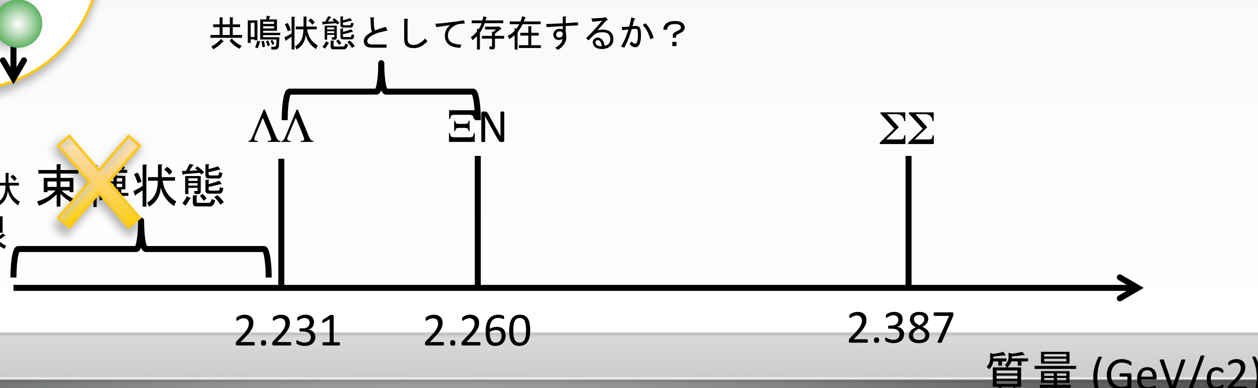
$$\Delta = -\alpha \sum_{i<j} \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \vec{\lambda}_i \cdot \vec{\lambda}_j / m_i m_j$$

2つのL粒子よりも軽い6クォークの束縛状態が予言された (Hダイバリオン)



もしHダイバリオンが存在するのであれば
Λ粒子を原子核に2つ入れたダブルΛハイパー核は
強い相互作用でH核に変わるはずである。

$^{6}_{\Lambda\Lambda}$Heの発見により束縛状態の質量には厳しい制限



Baryon Baryon interaction by Lattice QCD

$$|I=1, I_z=1> = |pp>$$

$$|I=1, I_z=0> = 1/\sqrt{2}(|pn> + |np>)$$

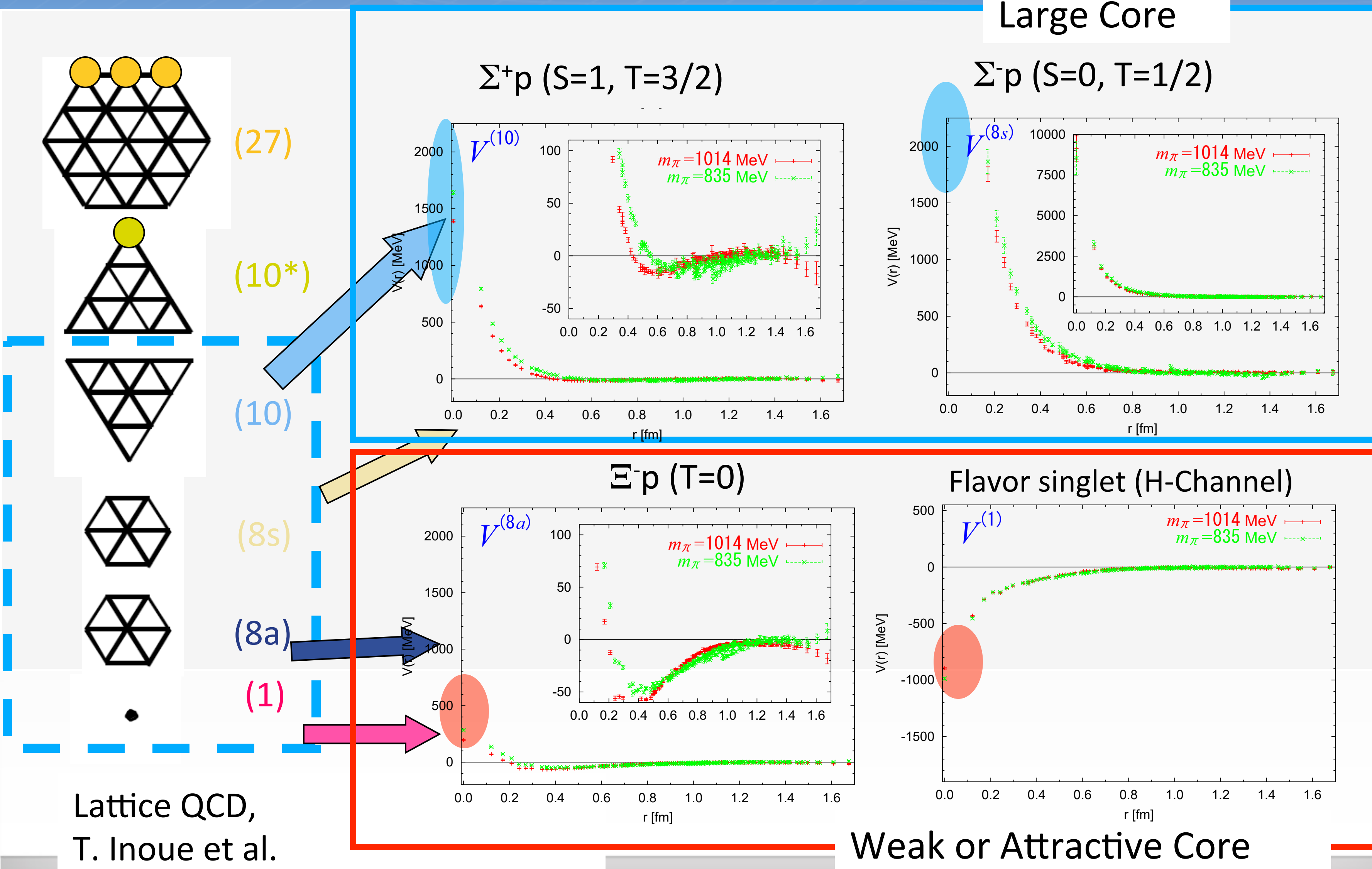
$$|I=1, I_z=-1> = |nn>$$

$$|I=0, I_z=0> = 1/\sqrt{2}(|pn> - |np>)$$

- Isospin SU(2) symmetry
  - 2 interactions

Baryon Baryon interaction by Lattice QCD

- 6 independent forces in flavor SU(3) symmetry



Lattice QCD,
T. Inoue et al.
Prog. Theor. Phys. 124 (2010) 4

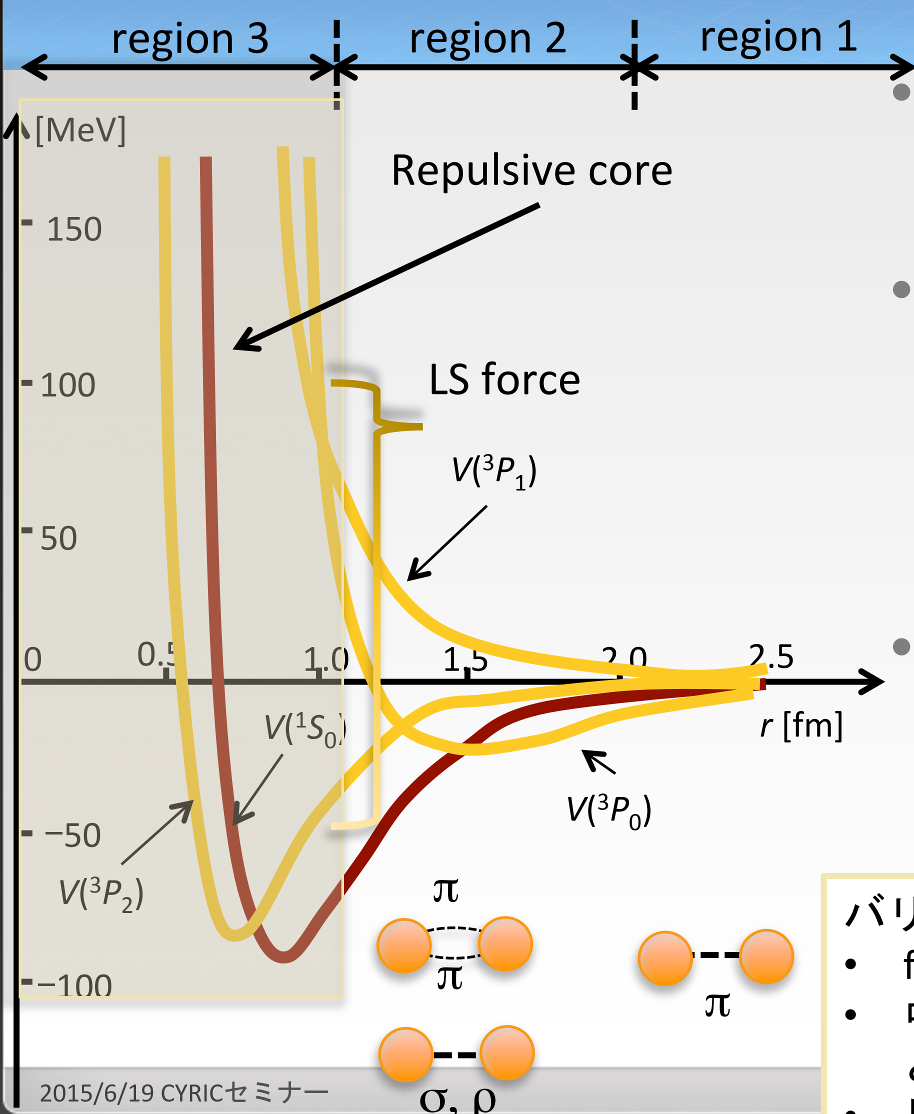
バリオン間相互作用を理解することによって

- 相互作用におけるクォークの役割(特に近距離部分での)を理解することにつながる。
- 物質を形作る核力の斥力と引力の絶妙なバランスがいかに作られたかをりかいすることにつながる。

バリオン間相互作用のモデル

- 中間子交換模型
  - Nijmegenモデル (ハイパー核に使われる代表的なものとして)
- クォーク模型
  - Quark Cluster model (Oka, Yazaki)
  - fss2 (Y. Fujiwara et al.)
- Chiral Effective Field Theory
  - J. Haidenbauer et al.
- Lattice QCD
  - HAL QCD Collaboration

中間子交換モデル



- 遠距離領域 (r > 2 fm)
  - one pion交換で定量的に良く説明出来る。
    - πの到達距離 $1/m_\pi$ = 1.4 fm
- 中間領域 (1 < r < 2 fm)
  - 核力の特徴的な強い引力はスカラーメソンσの交換
  - (または角運動量0、アイソスピン0の相関を持つ2個のπの交換)
  - LS力 スカラーメソン(σ)およびベクトルメソン(ω, ρ)の交換
- 短距離領域 (r < 1fm)
  - 特徴的なのはLS力と強い斥力芯
  - 斥力芯は現象論的に取り扱われる
    - 重いベクトルメソンの交換？
    - ポメロン交換？

バリオン間相互作用へ拡張
- flavor SU(3)の対称性を仮定
- 中間子の多重項ごとに、中間子と8重項バリオンとのcoupling constantは基本的に同じにする
- 斥力芯は現象論的

中間子交換模型

- バリオン間相互作用へ拡張
  - flavor SU(3)の対称性を仮定
  - 中間子の多重項ごとに、中間子と8重項バリオンとのcoupling constantは基本的に同じにする
  - 斥力芯は現象論的

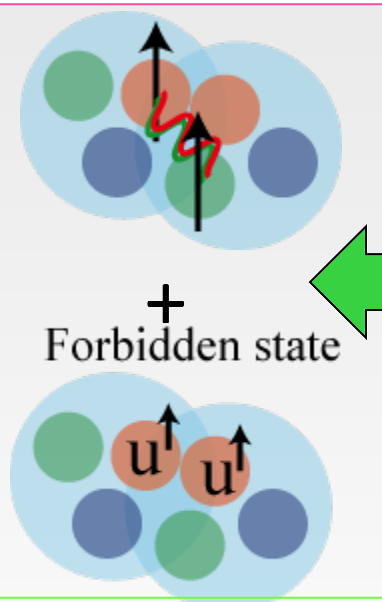
Nijmegenモデル
斥力芯の取り扱い方や交換する中間子多重項の違いによっていろいろなversionがある

- NSC89
- NSC97f
- ESC04
- ESC08

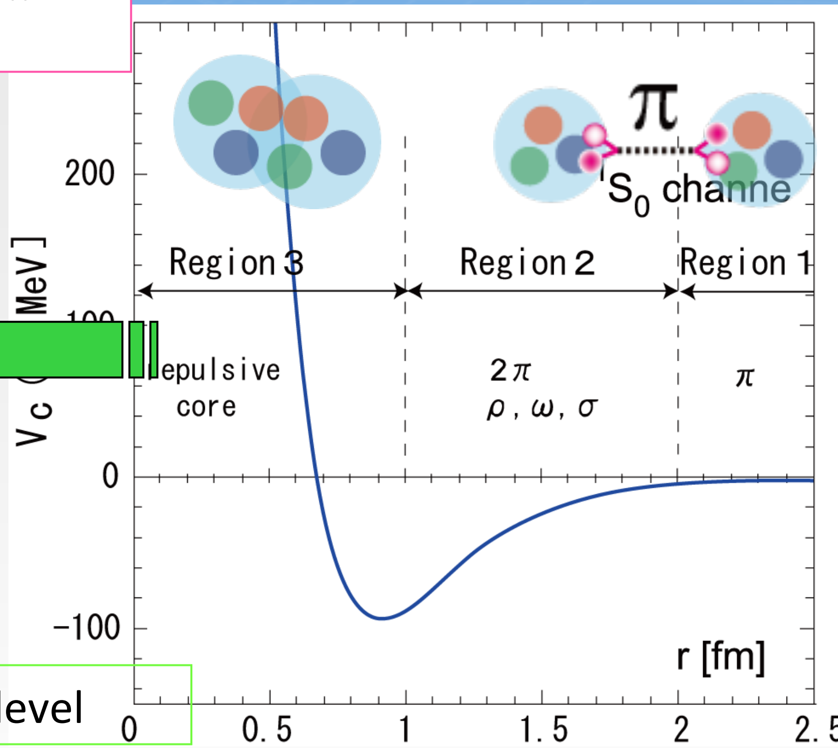
ハイパー核の実験データを説明するように改良されて来た
(逆に言うと特に短距離領域に対して予言能力はない)

クォーク模型

Color magnetic interaction
(One gluon exchange)



Pauli effect in quark level



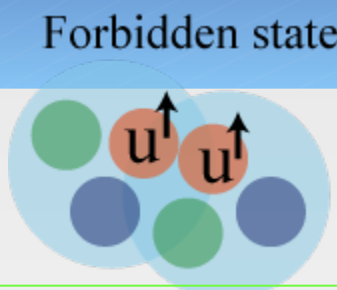
Effective meson exchange potential

Quark Cluster Model

中間領域
クォーク•反クォークペアがeffectiveにメソンにカップル
- スカラーメソン
- 擬スカラーメソン
- ベクトルメソン

- 短距離領域
  - クォークがflavor-spinのSU(6)対称性を持ち、いかなるクォークのペアの入れ換えに対しても反対称であることを要求する。
  - クォーク間のone gluon exchangeポテンシャル
    - color magnetic interaction
    - LS力

Quark Pauli repulsive force



Enlarge $\Sigma^{+}p$ scattering cross section

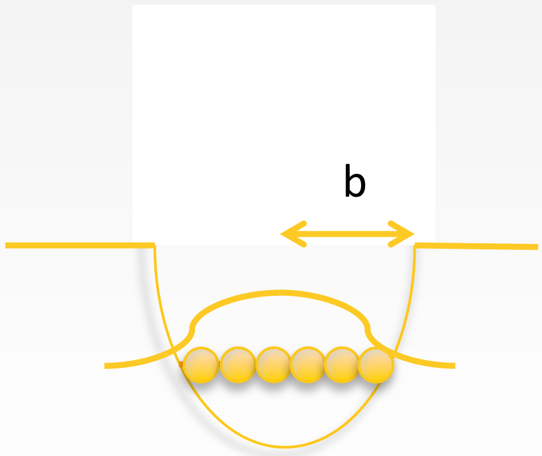
Pauli effect in quark level

- 三輪　「藤原さん、quark Pauli効果ありとなして断面積を計算してくれませんか？」
  - (たぶん、quark Pauli効果の大きさを決めているカップリングコンスタントがあるのだろう)
- 藤原　「う～ん、そういっても全部に関わることだからねぇ。それだけなくすというのはむずかしいねぇ。パウリ斥力は、相互作用を入れなくても自然にでてくるから。」
- 三輪　「相互作用なしでも出てくるんですか！」
  - （これを調べてみよう）

Saito model

- The effect of the Pauli principle on the interaction between composite particles was first studied by Saito in the case of the interaction between two alpha-particles.
  - Calculate S-wave phase shift in the RGM framework by retaining only the exchange kinetic-energy kernel

$$\left[\tilde{\varepsilon}_\alpha + \frac{\hbar^2}{2\mu_\alpha^{\mathrm{exp}}}\left(\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{R}}\right)^2\right]\chi_\alpha(\boldsymbol{R}) = \int d\boldsymbol{R}' \left\{\frac{\mu_\alpha}{\mu_\alpha^{\mathrm{exp}}}\left[\mathcal{M}^{(K)}_{\alpha\alpha}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{R}') + \mathcal{M}^{(MC)}_{\alpha\alpha}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{R}')\right] - \tilde{\varepsilon}_\alpha \mathcal{M}^{N}_{\alpha\alpha}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{R}')\right\}\chi_\alpha(\boldsymbol{R}')$$



- Input parameters
  - Harmonic-oscillator constant b (size)
  - Up-down quark mass m_{ud}
  - Quark-gluon coupling constant α_s
  - Ratio of strange to up-down quark mass $\lambda = m_s/m_{ud}$

$$b = 0.6\ \mathrm{fm}\,, \quad m_{ud} = 313\ \mathrm{MeV}\,, \quad \alpha_S = 1.5187\,, \quad \lambda = 1.25$$

S-wave phase shift

- クォークレベルでのパウリ斥力の効いている程度を表す値

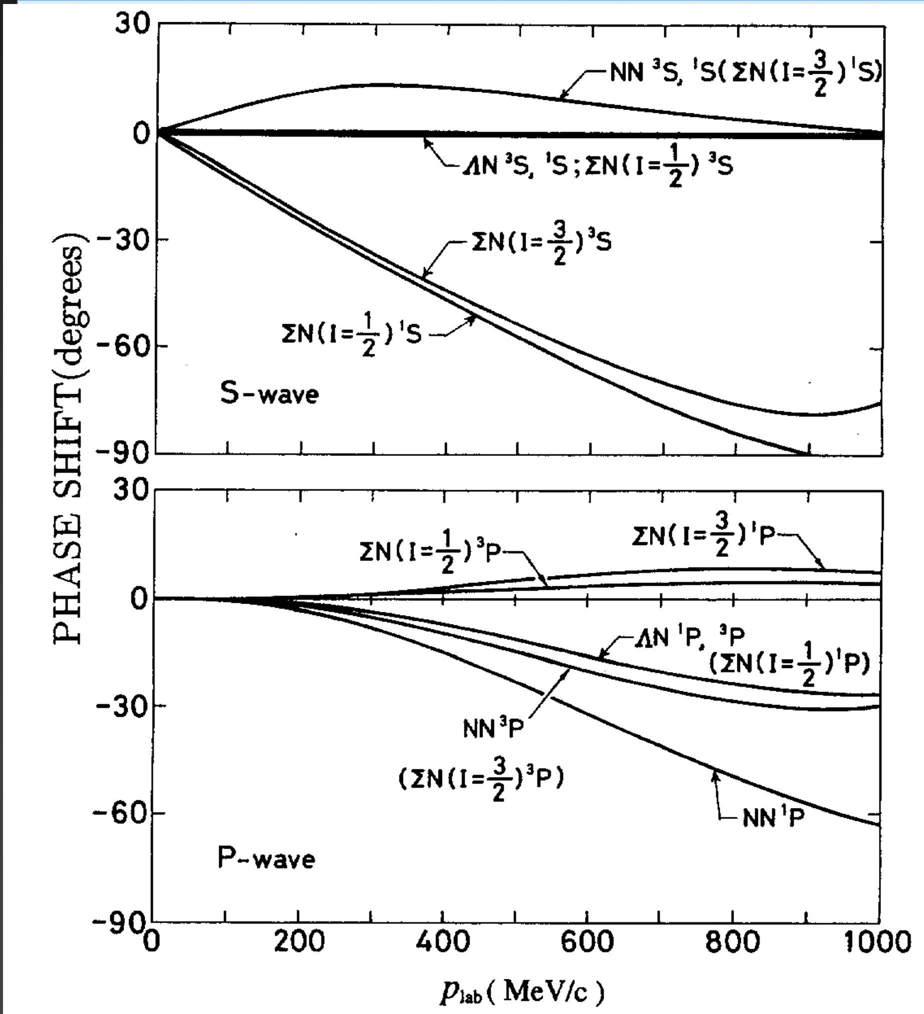
$$X_N = (-9)\frac{1}{3}\langle \xi_{\alpha}^{SF} | P_{36}^{SF} | \xi_{\alpha'}^{SF} \rangle$$

3個目のクォークと6個目のクォークのみを交換したときの波動関数の重なり具合

$X_N > 0$ 引力的
$X_N < 0$ 斥力的

$p_{\rm lab}$ (MeV/c)	$X_N=\frac{1}{9}$				$X_N=0$		$X_N=-\frac{8}{9}$		
	$NN\ ^{1,3}S$		$\Sigma N\left(I=\frac{3}{2}\right)\ ^1S$		$\Lambda N\ ^{1,3}S$	$\Sigma N\left(I=\frac{1}{2}\right)\ ^3S$	$\Sigma N\left(I=\frac{1}{2}\right)\ ^1S$		
	$\tilde{K}$	$\tilde{K}+\widetilde{MC}$	$\tilde{K}+\widetilde{MC}$		$\tilde{K}+\widetilde{MC}$	$\tilde{K}+\widetilde{MC}$	$\tilde{K}$	$\tilde{K}+\widetilde{MC}$	
	—	—	$\lambda=1$	$\lambda=1.69$	$\lambda=1.69$	$\lambda=1.69$	$\lambda=1$	$\lambda=1$	$\lambda=1.69$
	$\zeta=1.000$	$\zeta=0.4691$	$\zeta=0.4192$	$\zeta=0.4679$	$\zeta=0.4822$	$\zeta=0.4679$	$\zeta=0.8935$	$\zeta=0.4192$	$\zeta=0.4679$
200	10.49	8.18	7.52	9.61	−4.45	0.91	−24.10	−22.38	−23.03
400	12.15	9.98	10.09	12.23	−6.16	1.19	−46.90	−43.45	−44.72
600	8.78	7.54	8.60	9.93	−4.63	0.88	−67.19	−62.02	−63.86
800	4.62	4.12	5.59	6.17	−2.05	0.42	−83.70	−76.78	−79.11
1000	1.39	1.24	2.62	2.79	−0.51	0.12	−92.81	−83.84	−86.59

S-wave phase shift



- Phase shift with the λ=1 and U^{MC} term off
- Only one parameter b

Even-parity state of the NN system
Pauli effect works attractively
Thus repulsion comes from the color magnetic interaction

Formulation of QM
Quark model Hamiltonian

- Hamiltonian used for the (3q)-(3q) system

$$H=\sum_{i=1}^{6} T_i+\sum_{i<j=1}^{6} H_{qq}(i,j)\,,$$

- Fermi-Breit interaction (one-gluon exchange potential)

$$H_{qq}=U^{Cf}+U^{CC}+U^{MC}+U^{GC}+U^{sLS}+U^{aLS}+U^{T}$$

Ω	α^{Ω}/α_S	u^{Ω} 空間部分	w^{Ω} スピンフレイバー部分
CC	1	$\frac{4\pi}{k^2}$	1
MC	$\left(\frac{1}{m_{\rm ud}}\right)^2$	$\frac{4\pi}{k^2}\left[\frac{1}{k^2}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{p}_1)(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{p}_2)-(\boldsymbol{p}_1\cdot\boldsymbol{p}_2)\right]$	$\frac{(m_{\rm ud})^2}{m_1m_2}$
GC	$-\pi\left(\frac{1}{m_{\rm ud}}\right)^2$	1	$\frac{1}{2}\left[\left(\frac{m_{\rm ud}}{m_1}\right)^2+\left(\frac{m_{\rm ud}}{m_2}\right)^2\right]+\frac{2}{3}\frac{(m_{\rm ud})^2}{m_1m_2}(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{\sigma}_2)$
sLS	$\frac{3}{4}\left(\frac{1}{m_{\rm ud}}\right)^2$	$\frac{4\pi}{k^2}i\left[\boldsymbol{k},\frac{1}{2}(\boldsymbol{p}_1-\boldsymbol{p}_2)\right]$	$\frac{1}{3}\left(\frac{m_{\rm ud}}{m_1}\right)^2\boldsymbol{\sigma}_1+\frac{1}{3}\left(\frac{m_{\rm ud}}{m_2}\right)^2\boldsymbol{\sigma}_2+\frac{2}{3}\frac{(m_{\rm ud})^2}{m_1m_2}(\boldsymbol{\sigma}_1+\boldsymbol{\sigma}_2)$
aLS	$-\frac{1}{8}\left(\frac{1}{m_{\rm ud}}\right)^2$	$\frac{4\pi}{k^2}i\left[\boldsymbol{k},\boldsymbol{p}_1+\boldsymbol{p}_2\right]$	$-\left(\frac{m_{\rm ud}}{m_1}\right)^2\boldsymbol{\sigma}_1+\left(\frac{m_{\rm ud}}{m_2}\right)^2\boldsymbol{\sigma}_2+\frac{2(m_{\rm ud})^2}{m_1m_2}(\boldsymbol{\sigma}_1-\boldsymbol{\sigma}_2)$
T	$\frac{1}{12}\left(\frac{1}{m_{\rm ud}}\right)^2$	$\frac{4\pi}{k^2}\mathcal{Y}_{2\mu}(\boldsymbol{k})$	$\frac{(m_{\rm ud})^2}{m_1m_2}\left[\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2\right]^{(2)}_{\mu}$

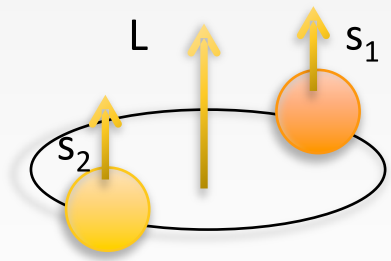
color magnetic

symmetric LS力

asymmetric LS力

LS力の起源は？

- 原子核の魔法数を作るLS力の起源は何か？
  - ベクトルメソンの交換？
  - one gluon exchangeに現れるLS項が効いているのか？
- YN相互作用では新しいタイプのLS力が生じる
  - anti-symmetric LS (ALS) force



Forbidden in NN channel from isospin symmetry

LS force : $V_{LS} L \bullet (s_1 + s_2)$

LS$^{(-)}$ force : $V_{ALS} L \bullet (s_1 - s_2)$

LS力とは何だったか？

- Lとsを反転させる
- anti-symmetric LS 力
  - 例えばL=1, np, スピン|+,+>の状態を考える

$$\boldsymbol{L}\cdot\boldsymbol{S} = L_x S_x + L_y \cdot S_y + L_z \cdot S_z$$

$$L_+ = L_x + iL_y \qquad S_+ = S_x + iS_y$$
$$L_- = L_x - iL_y \qquad S_- = S_y - iS_y$$

を使うと

$$L_x S_x + L_y \cdot S_y = \frac{1}{2}(L_+ S_- + L_- S_+)$$

結局

$$\boldsymbol{L}\cdot\boldsymbol{S} = \frac{1}{2}(L_+ \cdot S_- + L_- \cdot S_+) + L_z \cdot S_z$$

$l = 1, l_z = 0$: 反対称

スピン $|+,+\rangle$: 対称

アイソスピン pn : 対称

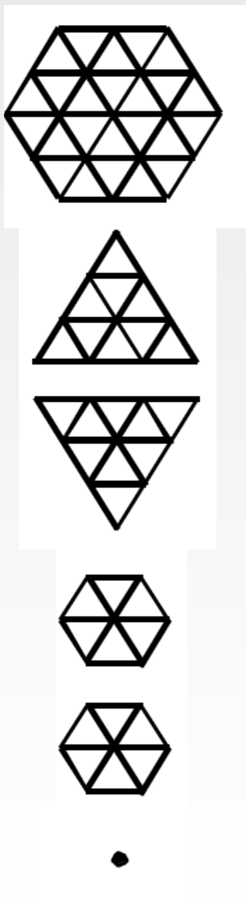
これに ALS を作用させる

$$L\cdot(S_1 - S_2)|1,0,+,+\rangle$$
$$= \sqrt{2}(|1,1,\underline{-+}\rangle - |1,1,\underline{+-}\rangle)$$

反対称

(空間)•(アイソスピン)•(スピン)
　＝ (反対称)•(対称)•(反対称)
となるためNNでは強くサプレスされる。

ALS force in YN interaction



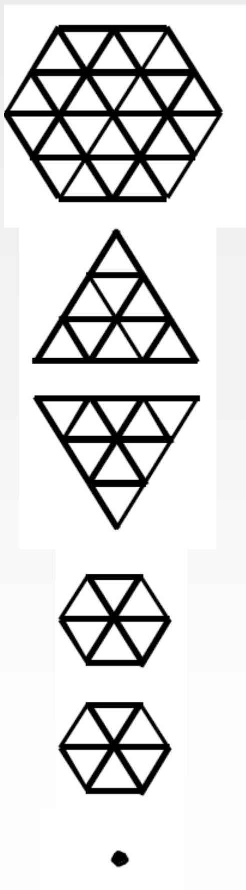
(27)
(10*)
(10)
(8s)
(8a)
(1)

- 一方でYN間ではAnti-symmetric LS力は非常に強く効くとクォーク模型では予想されている
  - (8s)項と(8a)項がALSによって非常に強くカップルするため
    - 一方でOBEPでは強いALSは出ない

	^{1}E or ^{3}O	^{3}E or ^{1}O
NN(I=0)	------	(10*)
NN(I=1)	(27)	-------
ΛN	$1/\sqrt{10}[(8_s) + 3(27)]$	$1/\sqrt{2}[-(8_a) + (10^*)]$
ΣN(I=1/2)	$1/\sqrt{10}[3(8_s) - (27)]$	$1/\sqrt{2}[(8_a) + (10^*)]$
ΣN(I=3/2)	(27)	(10)

クォーク模型ではΛN相互作用のSLSとALSともに大きいが、LS力はSLS-ALSで効くためお互いにキャンセルしてしまって非常に小さいと考えられている

クォーク模型によるBB相互作用の特徴的な予言



(27)

(10*)

(10)

(8s)

(8a)

(1)

- クォークレベルでのパウリ効果により強い斥力
  - Σ^+p channel
- one gluon exchangeによるALS
  - LN相互作用のLS力はALSとSLSのキャンセルにより非常に小さい。
- flavor singlet state (Hダイバリオン)は存在するか？

	^{1}E or ^{3}O	^{3}E or ^{1}O
NN(I=0)	------	(10*)
NN(I=1)	(27)	-------
ΛN	$1/\sqrt{10}[(8_s) + 3(27)]$	$1/\sqrt{2}[-(8_a) + (10^*)]$
ΣN(I=1/2)	$1/\sqrt{10}[3(8_s) - (27)]$	$1/\sqrt{2}[(8_a) + (10^*)]$
ΣN(I=3/2)	(27)	(10)