J-PARC Hadron Salon

Aug. 11, 2010

中性子過剰ハイパー核の構造と
ラムダ・シグマ結合相互作用の殻模型研究

梅谷 篤史（理化学研究所）

A. Umeya and T. Harada, Phys. Rev. C 79 (2009) 024315.

1. ハイパー核
2. ラムダ・シグマ結合
3. 殻模型
4. 中性子過剰ハイパー核の構造
5. 中性子過剰ハイパー核の生成
6. まとめ

1. ハイパー核
2. ラムダ・シグマ結合
3. 殻模型
4. 中性子過剰ハイパー核の構造
5. 中性子過剰ハイパー核の生成
6. まとめ

原子核

核子 (N) （陽子 (p), 中性子 (n)）の多体系

原子核の分類

質量数によって

軽核　中重核　重核　超重核

構造計算の手法ごとに得意としている質量数の領域がある

安定性によって

安定核（約 300 種）

安定線近傍核（準安定な核）

不安定核

陽子過剰核

中性子過剰核

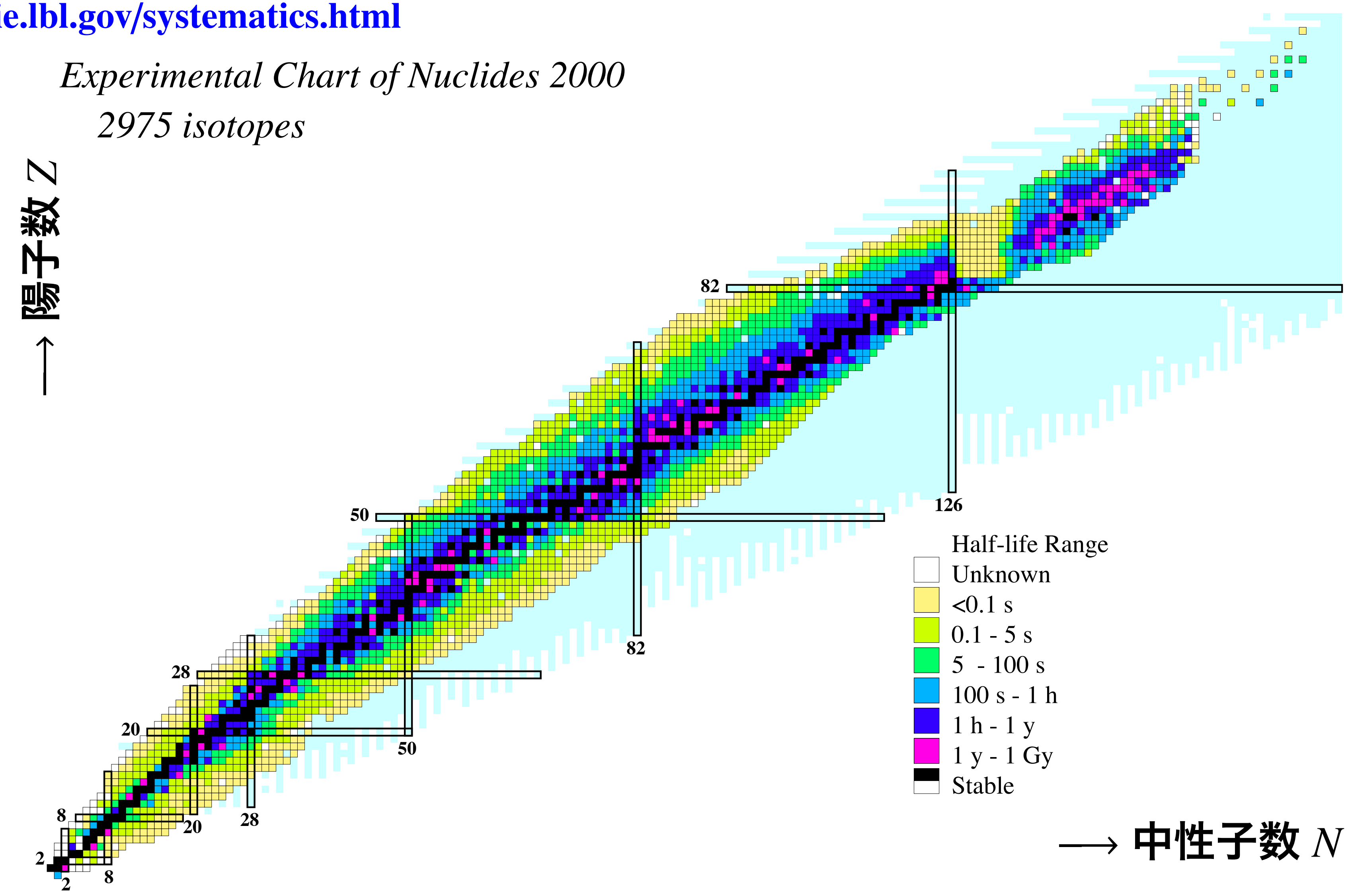
理論的に存在が予言されている不安定核 6000 ~ 8000 種

実験で存在が確認されているもの 約 3000 種

核図表 (Nuclear Chart)

LBNL Isotopes Project, Nuclear Structure Systematics より
http://ie.lbl.gov/systematics.html

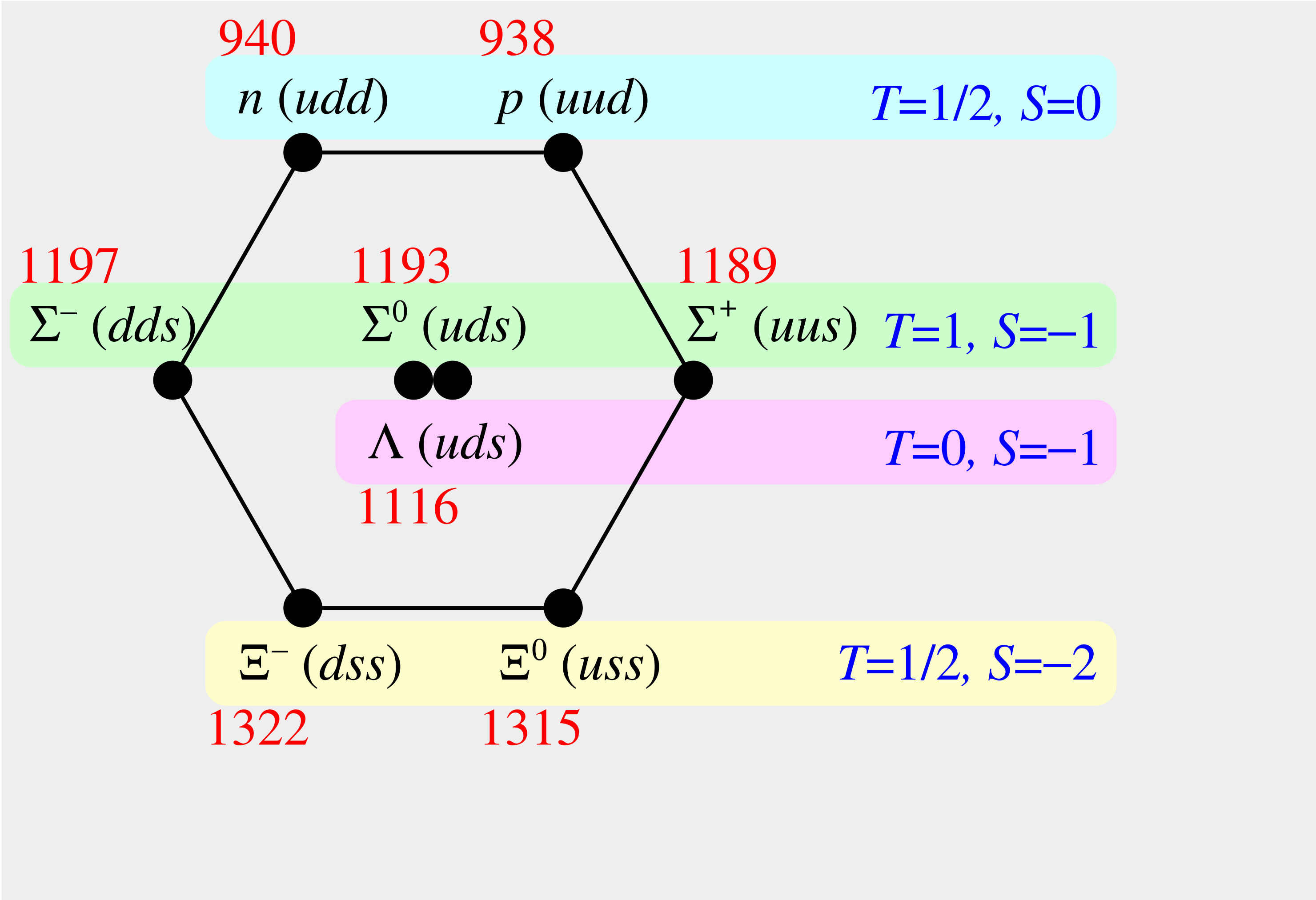
Experimental Chart of Nuclides 2000
2975 isotopes



ハイパー核

核子多体系にハイペロン (*Y*) （Λ, Σ, Ξ粒子）が加わったもの。

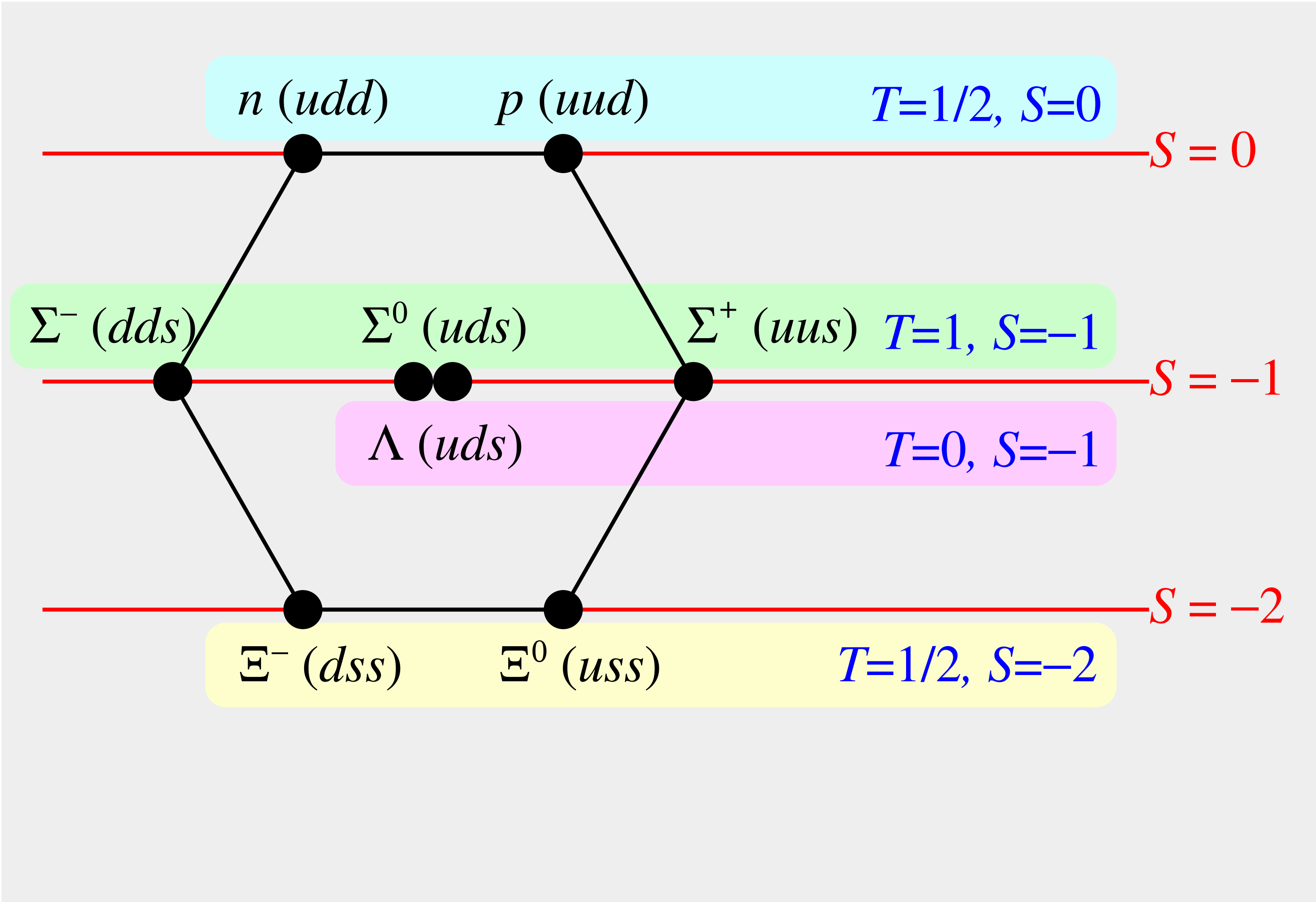
バリオン8重項



ハイパー核

核子多体系にハイペロン (*Y*) （Λ, Σ, Ξ 粒子）が加わったもの。

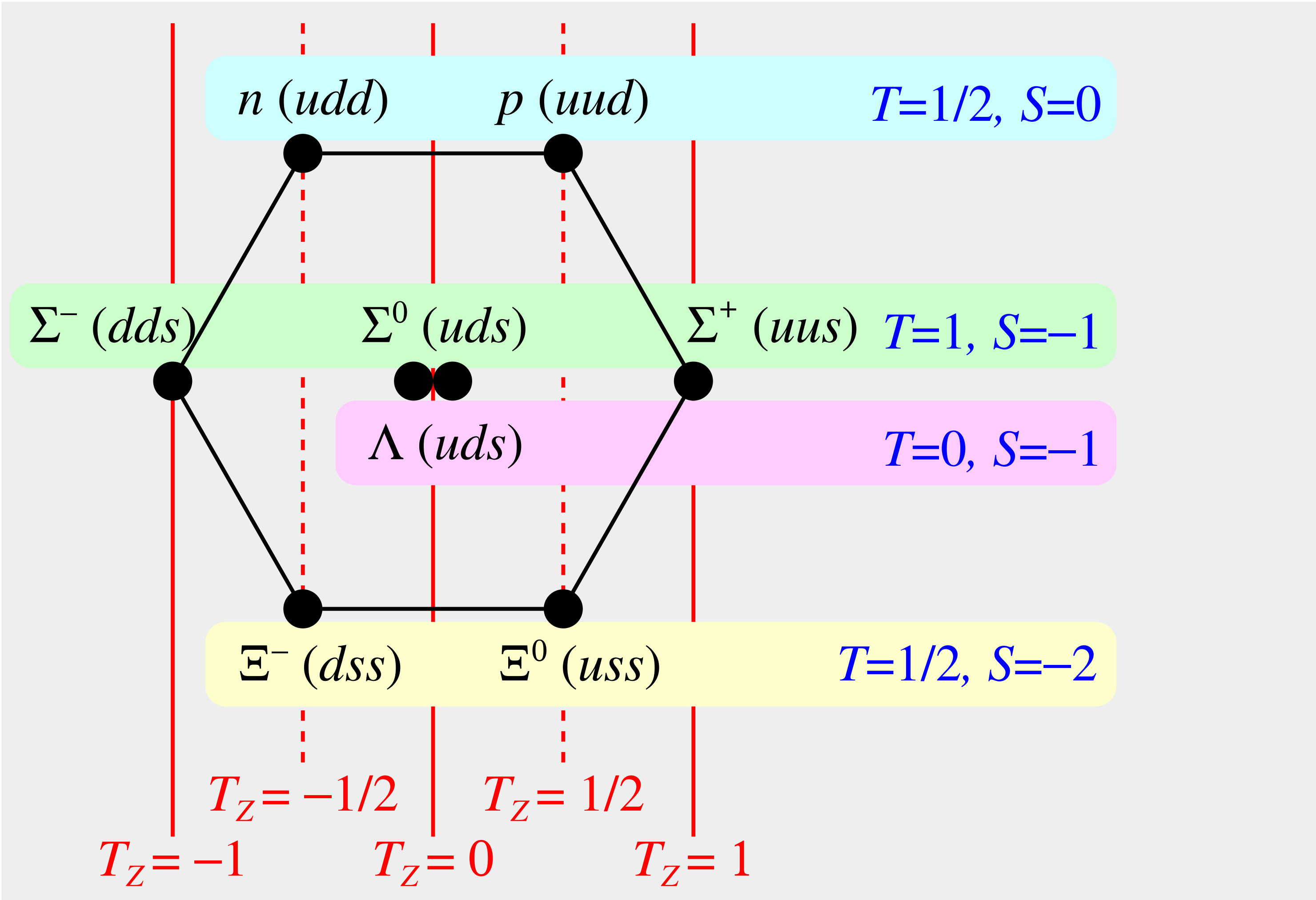
バリオン8重項



ハイパー核

核子多体系にハイペロン (Y) （Λ, Σ, Ξ 粒子）が加わったもの。

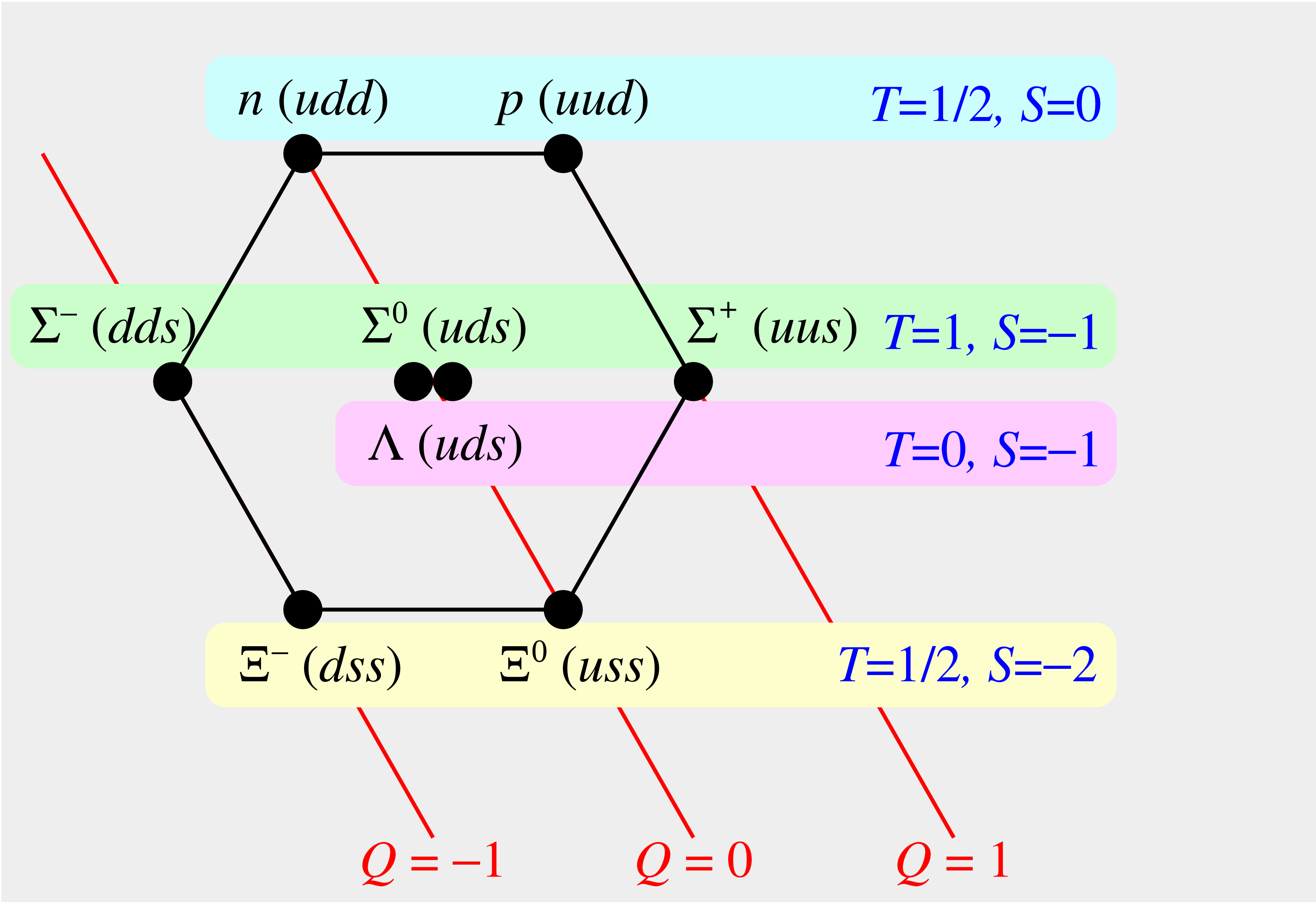
バリオン8重項



ハイパー核

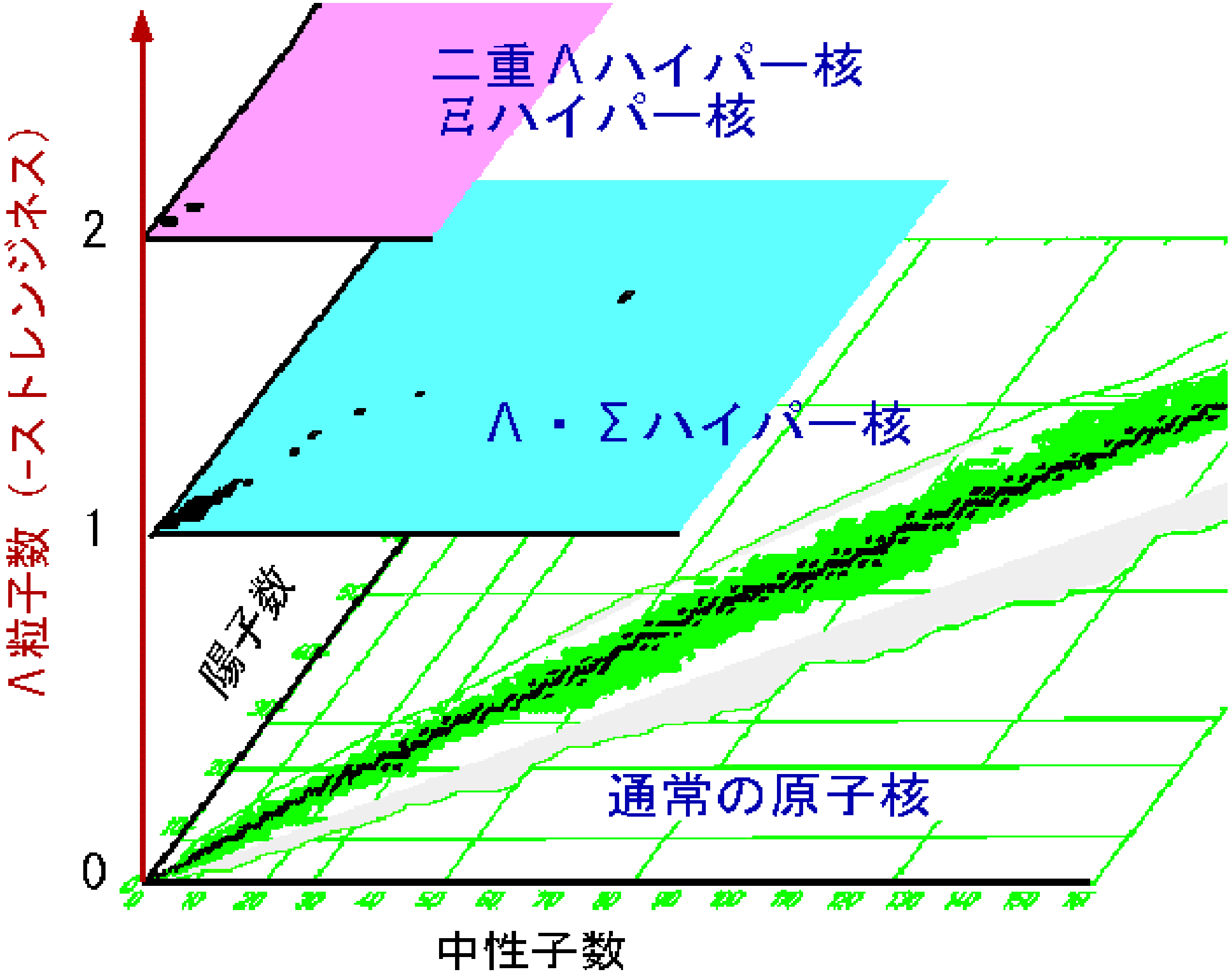
核子多体系にハイペロン (Y) **（**Λ, Σ, Ξ**粒子）が加わったもの。**

バリオン8重項



核図表 with ストレンジネス

核図表にストレンジネスの軸が加わる。



ハイパー核用の元素記号

$^{A}_{Y}\mathrm{Q}$

Q：原子番号（原子核の電荷）
A：バリオンの数
Y：含まれているハイペロンを全て書く

$^{A}_{Z}\mathrm{Q}_{N}$

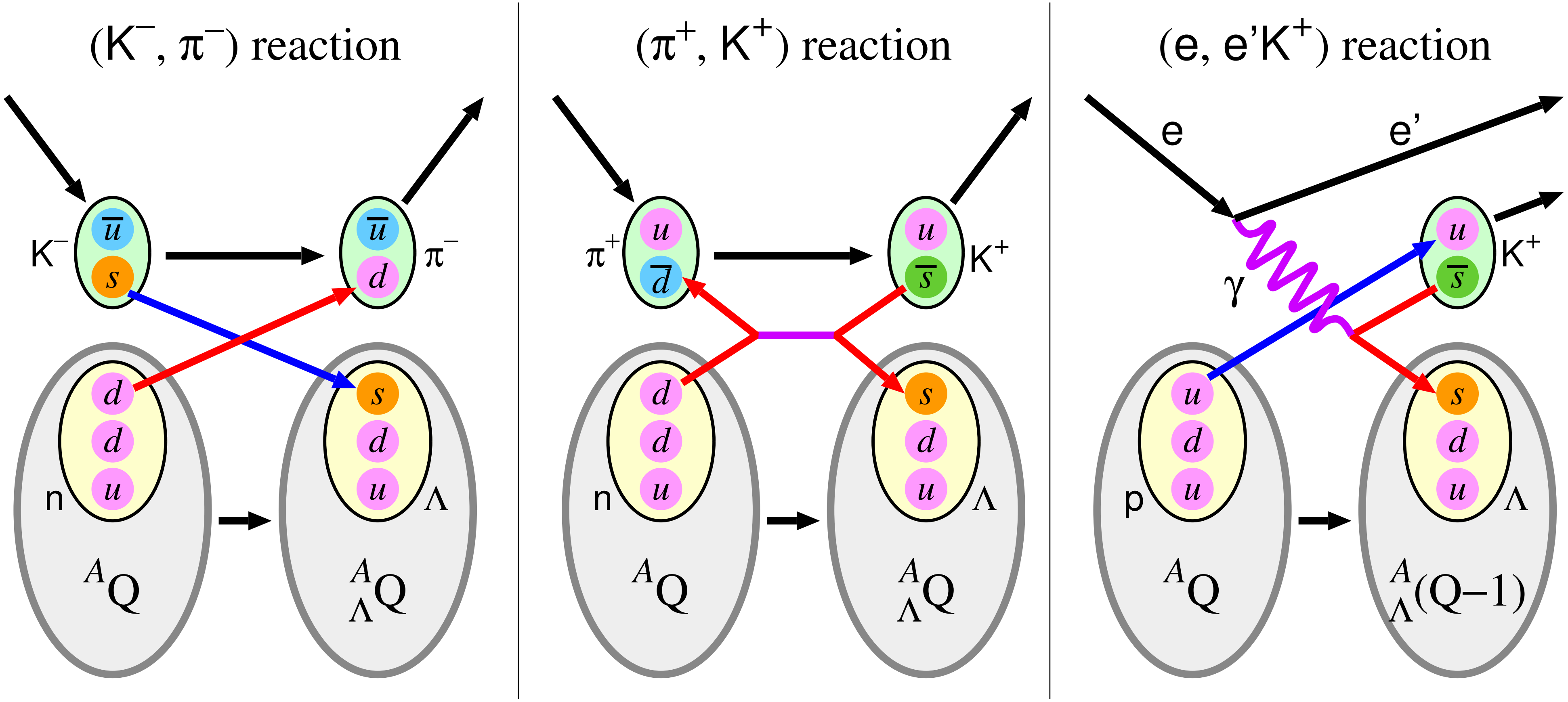
Q：原子番号（原子核の電荷＝陽子数）
A：質量数 ($A = Z + N$)
Z：陽子数
N：中性子数

例：
$^{10}_{\Lambda}\mathrm{Li} \rightarrow p$: 3個, n : 6個, Λ : 1個 $\rightarrow$ $^{9}\mathrm{Li}$ に Λ 1個
$^{10}_{\Sigma^-}\mathrm{Li} \rightarrow p$: 4個, n : 5個, Σ^- : 1個 $\rightarrow$ $^{9}\mathrm{Be}$ に Σ^- 1個
$^{10}_{\Sigma^+}\mathrm{Li} \rightarrow p$: 2個, n : 7個, Σ^+ : 1個 $\rightarrow$ $^{9}\mathrm{He}$ に Σ^+ 1個
$^{10}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{Li} \rightarrow p$: 3個, n : 5個, Λ : 2個 $\rightarrow$ $^{8}\mathrm{Li}$ に Λ 2個

原子番号

原子核の電荷：	0	1	2	3	4	5	6	7	8	···
記号：	n	H	He	Li	Be	B	C	N	O	···

ハイパー核の生成方法


(K⁻, π⁻) reaction
K⁻
u̅
s
d
π⁻
d
d
u
n
s
d
u
Λ
AQ
ΛAQ
(π⁺, K⁺) reaction
π⁺
u
d̅
u
s̅
K⁺
d
d
u
n
s
d
u
Λ
AQ
ΛAQ
(e, e'K⁺) reaction
e
e'
γ
u
s̅
K⁺
u
d
u
p
s
d
u
Λ
AQ
ΛA(Q−1)

ハイパー核物理では何を目指すか

1. バリオン間相互作用の理解

- ハイペロンは核子と同じフレーバー SU(3) のバリオン 8 重項に属する。
- ハイパー核の研究からバリオン間相互作用の性質を探る。

2. マルチストレンジネスからなる系の構造研究

- ハイペロンが多く含まれる核物質は，中性子星の内部で実現されていると考えられている。

3. 原子核内部の探索

- ハイペロンは核子と異なる粒子なので，パウリの排他原理が働かない。
- ハイペロンは原子核の内部に入ることができる。

バリオン間相互作用

核子間ポテンシャルを理解するには核子散乱のデータが重要

ところが,
ハイペロン (Y)-核子 (N) 間ポテンシャル,
ハイペロン (Y)-ハイペロン (Y) 間ポテンシャル
の場合には $\cdots$

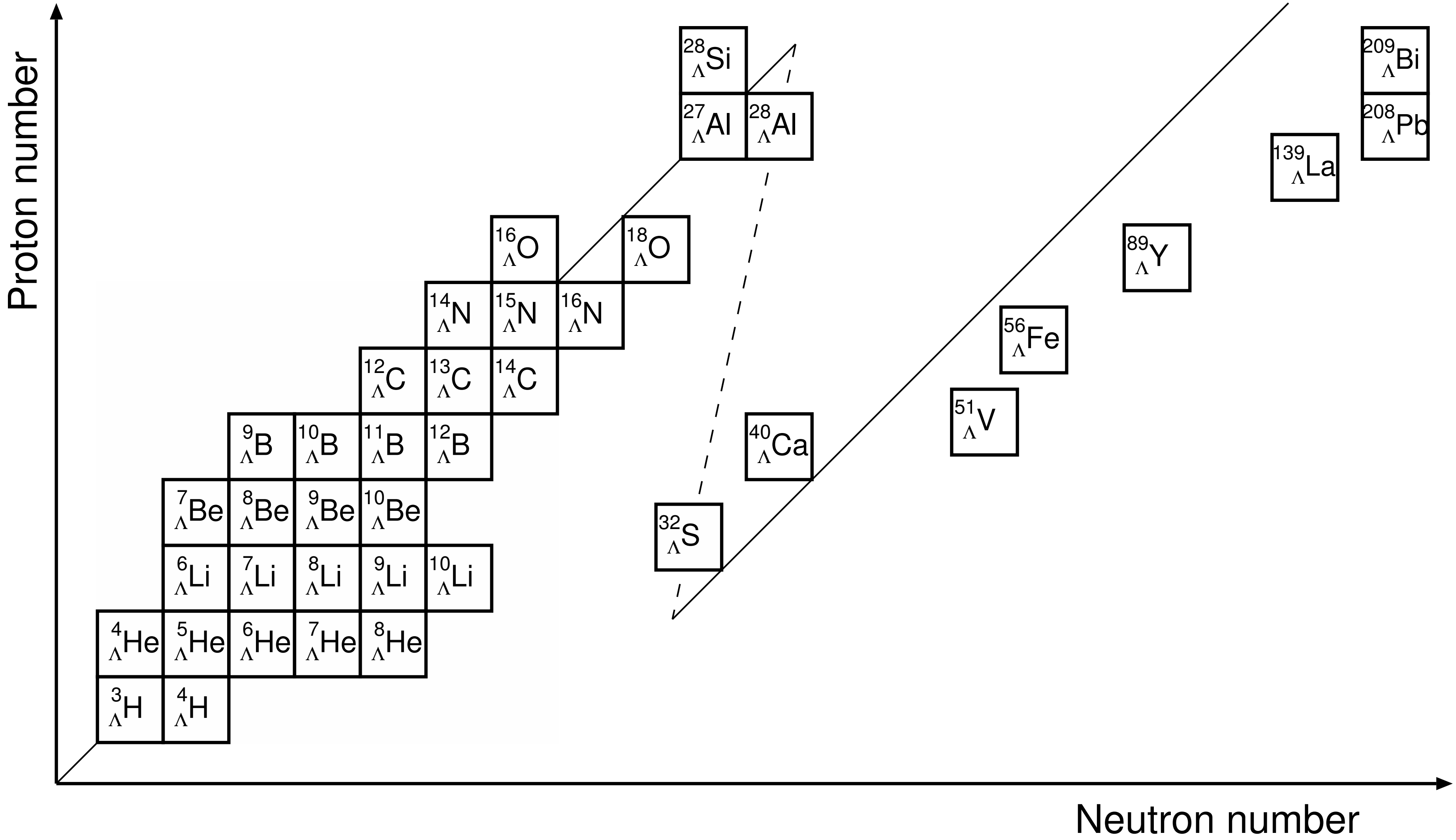
- YN の散乱データは 40 個しかない。YY の散乱データはない。
  （核子散乱のデータは 4000 もある。）
- 提案される YN 間，YY 間ポテンシャルには大きな ambiguity がある。
  （Nijmegen, Julich, Kyoto-Niigata など）

そこで，構造理論を通じて，ハイパー核のエネルギー準位などから,
提案された YN 間，YY 間ポテンシャルを検証する。

最近では，格子 QCD からもバリオン間ポテンシャルが研究されている。
（HAL QCD）

今までにみつかっている Λ ハイパー核

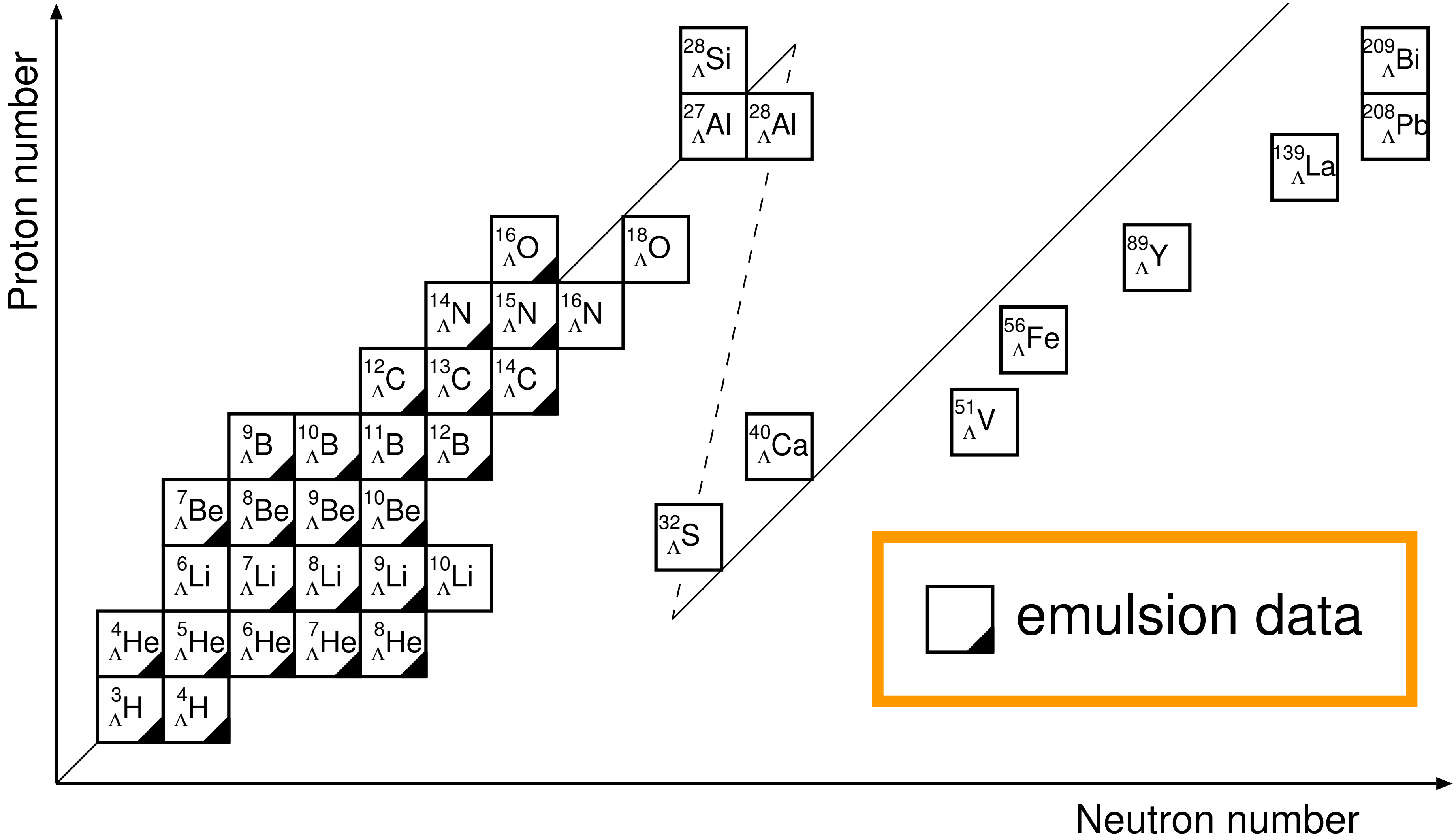
Λ hypernucler chart (2006)



Updated from: O. Hashimoto and H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. 57 (2006) 564.

今までにみつかっている Λ ハイパー核

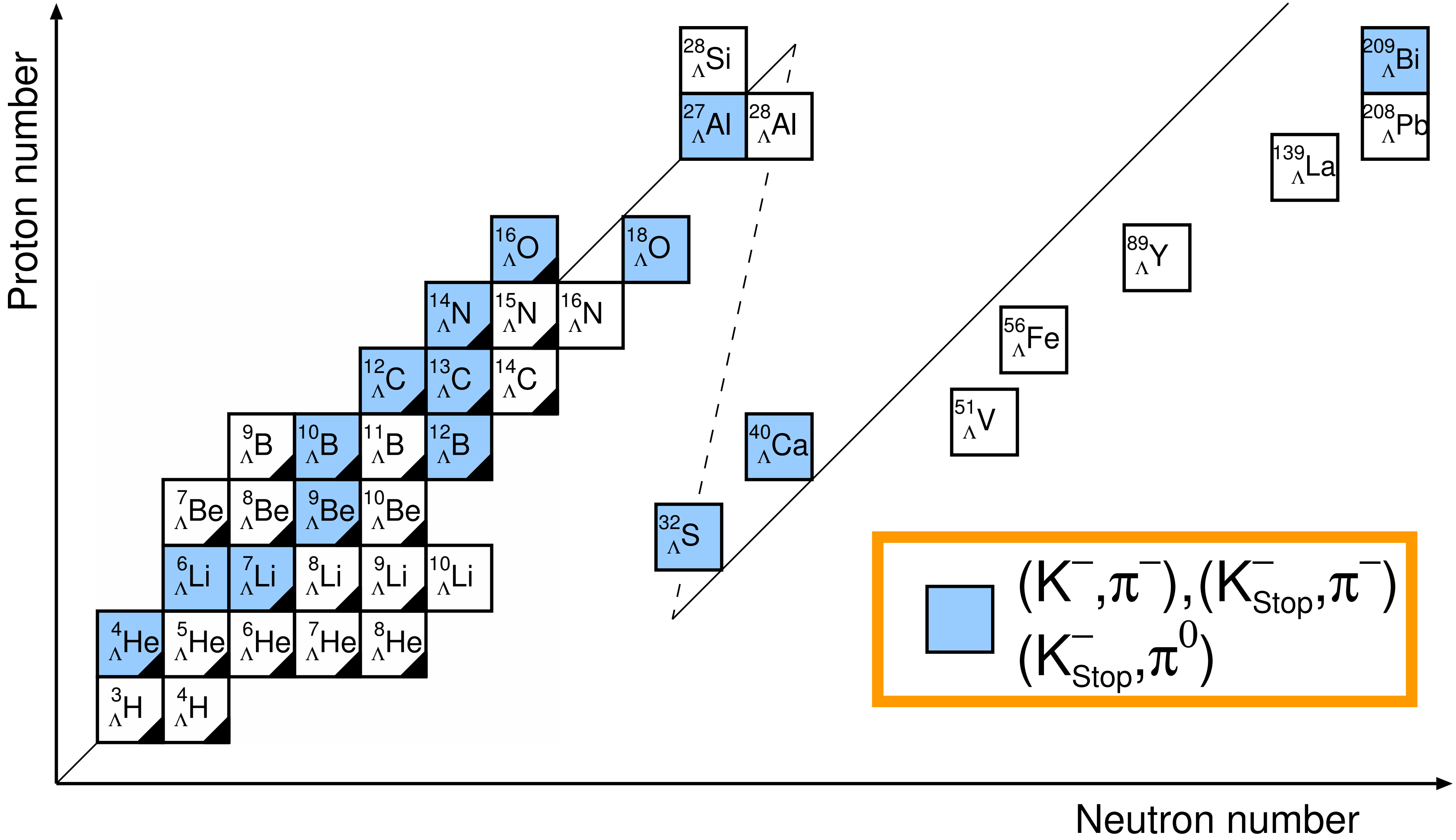
Λ hypernucler chart (2006)



Updated from: O. Hashimoto and H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. 57 (2006) 564.

今までにみつかっている Λ ハイパー核

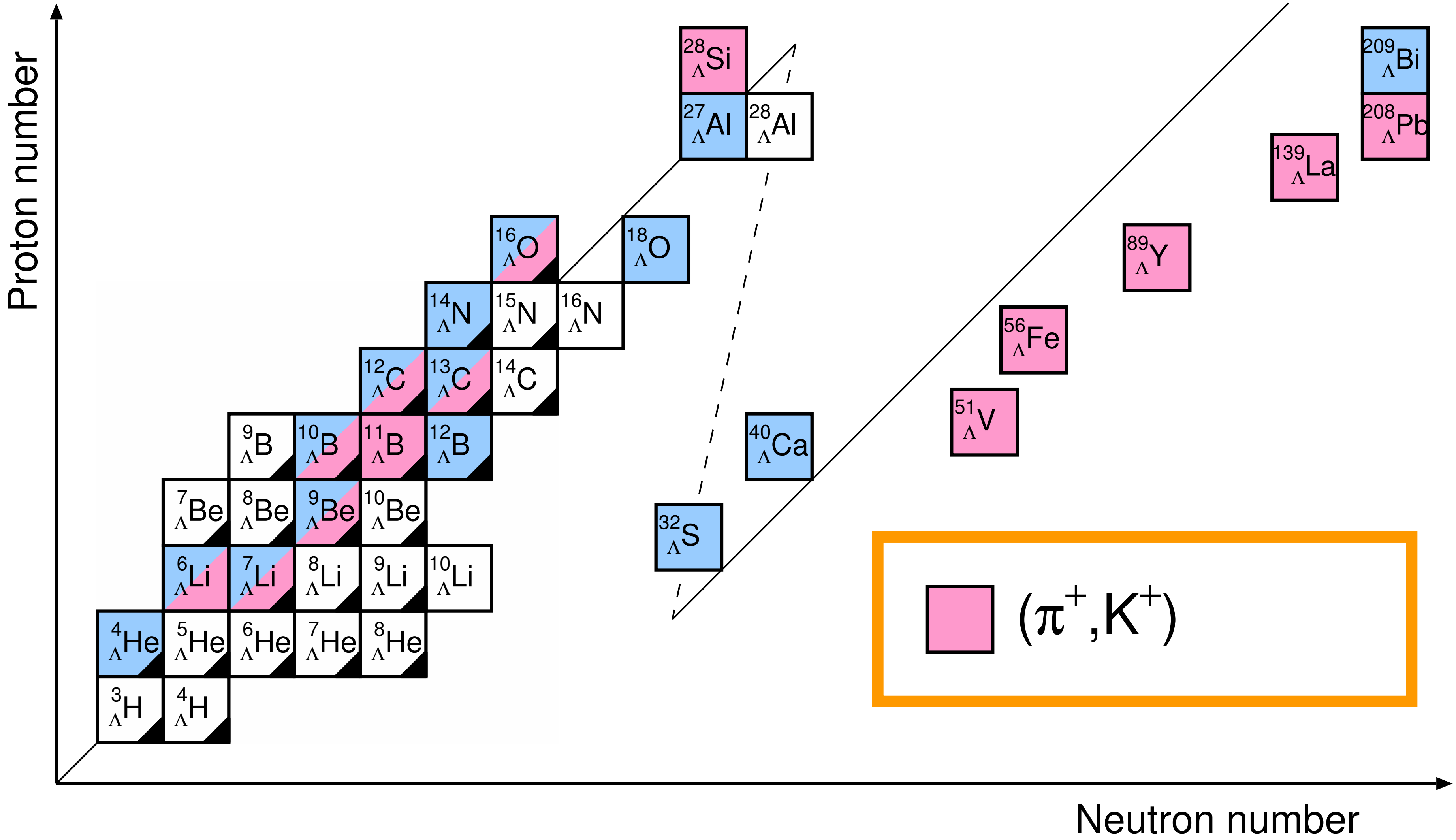
Λ hypernucler chart (2006)



Updated from: O. Hashimoto and H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. 57 (2006) 564.

今までにみつかっているΛハイパー核

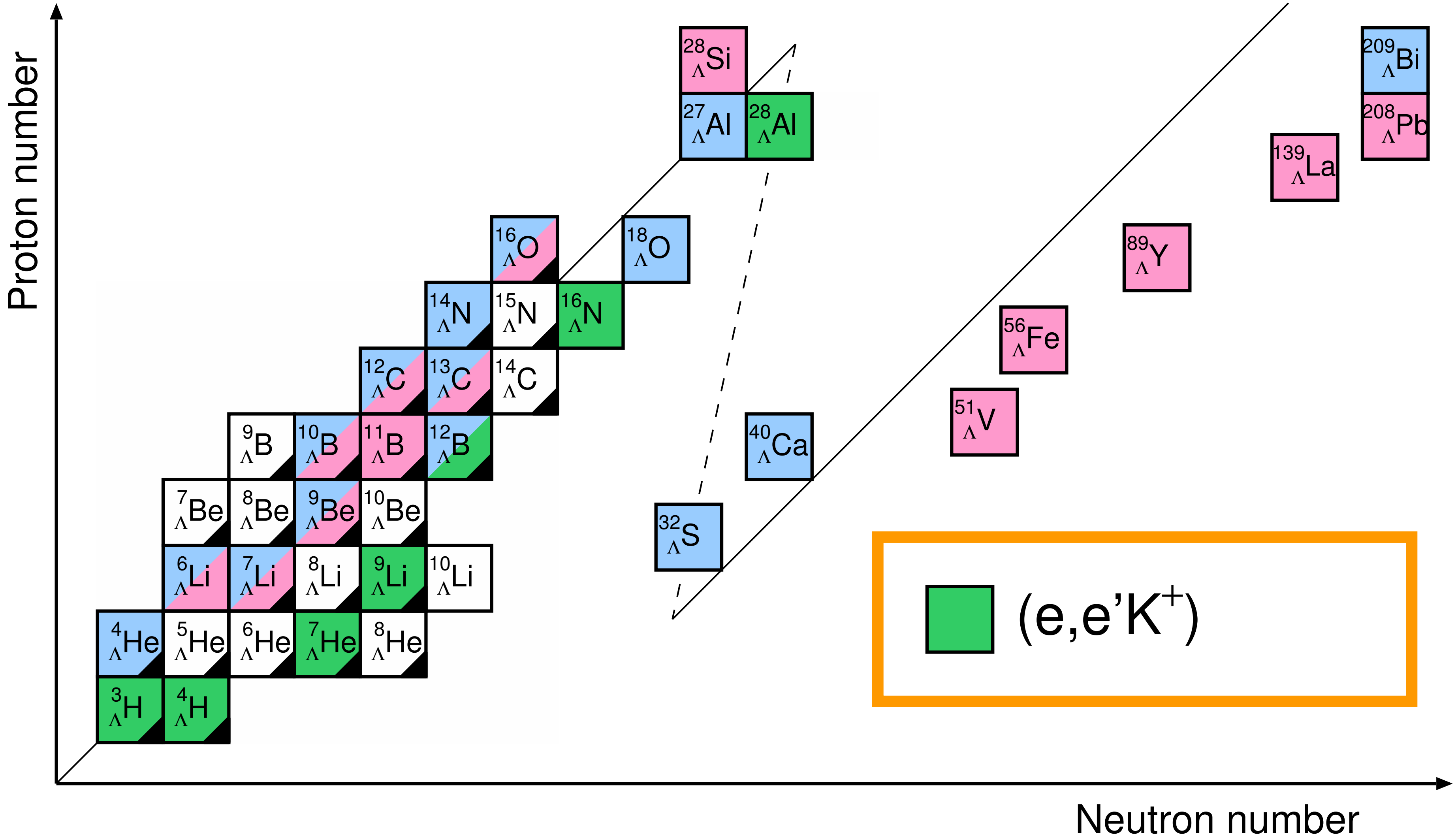
Λ hypernucler chart (2006)



Updated from: O. Hashimoto and H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. 57 (2006) 564.

今までにみつかっているΛハイパー核

Λ hypernucler chart (2006)



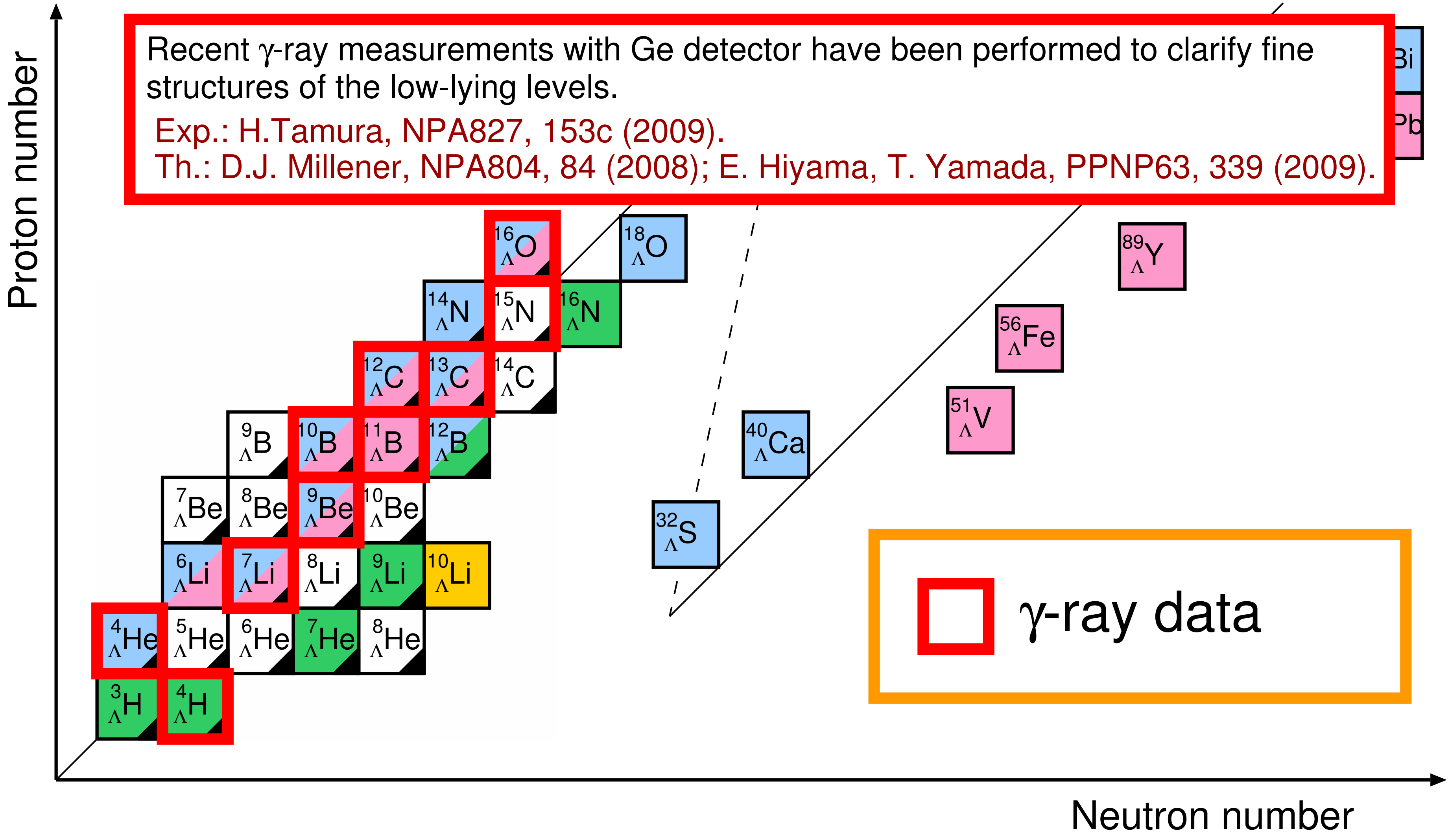
Updated from: O. Hashimoto and H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. 57 (2006) 564.

今までにみつかっているΛハイパー核

Λ hypernucler chart (2006)

Recent γ-ray measurements with Ge detector have been performed to clarify fine structures of the low-lying levels.

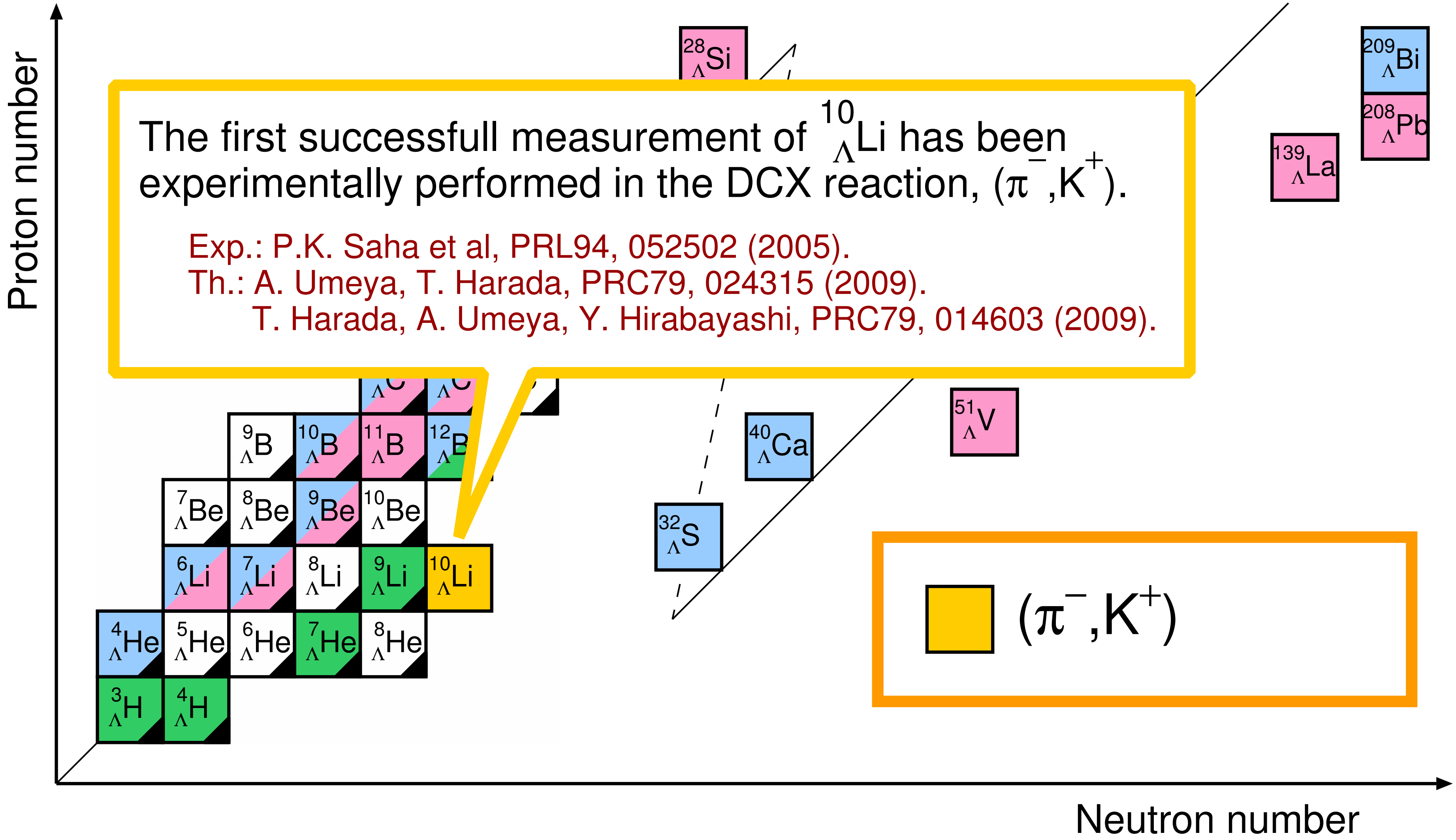
Exp.: H.Tamura, NPA827, 153c (2009).
Th.: D.J. Millener, NPA804, 84 (2008); E. Hiyama, T. Yamada, PPNP63, 339 (2009).



Updated from: O. Hashimoto and H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. 57 (2006) 564.

今までにみつかっているΛハイパー核

Λ hypernucler chart (2006)

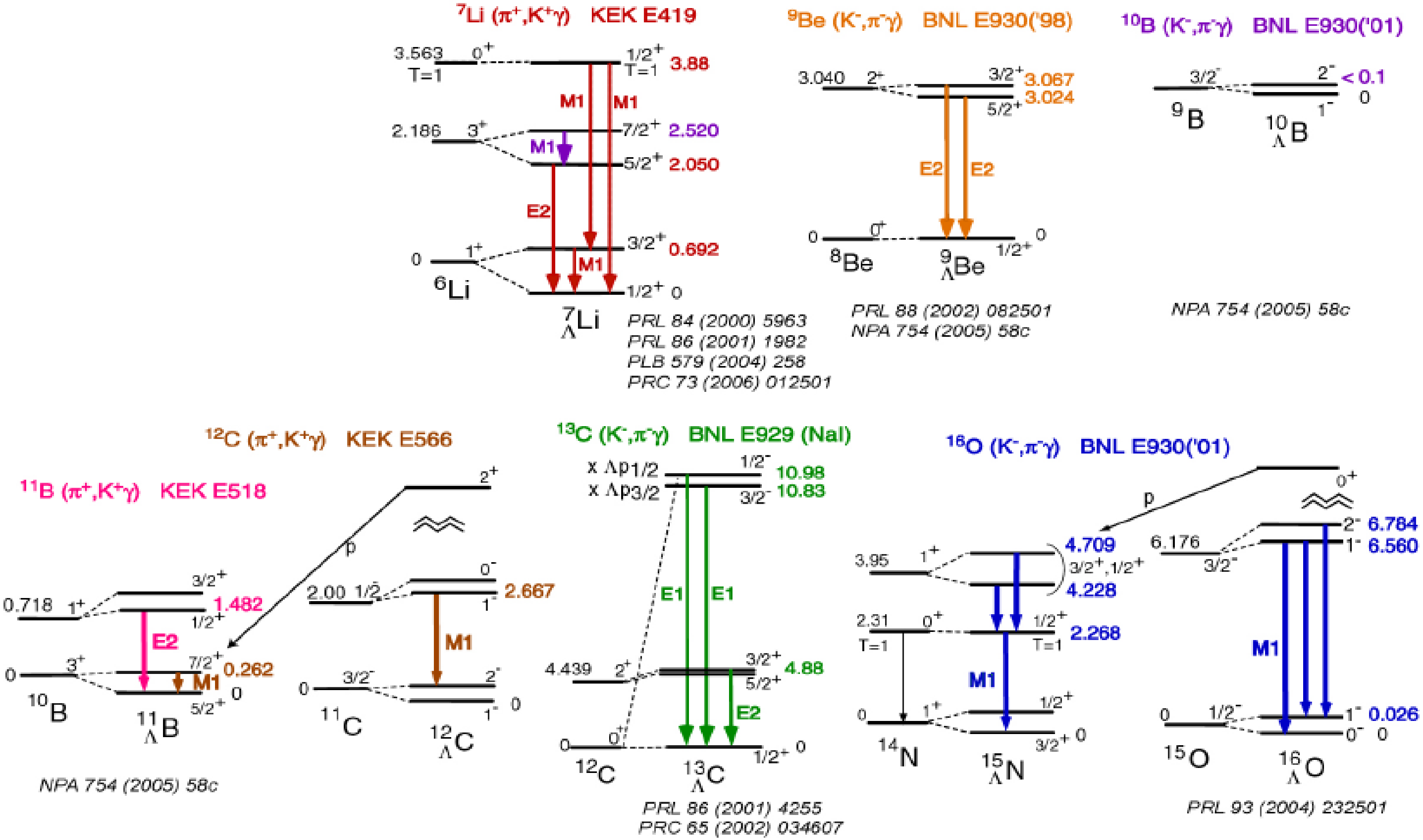


The first successfull measurement of $^{10}_{\Lambda}$Li has been experimentally performed in the DCX reaction, (π^-, K^+).

Exp.: P.K. Saha et al, PRL94, 052502 (2005).
Th.: A. Umeya, T. Harada, PRC79, 024315 (2009).
T. Harada, A. Umeya, Y. Hirabayashi, PRC79, 014603 (2009).

Updated from: O. Hashimoto and H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. 57 (2006) 564.

Λ ハイパー核に対する γ 線測定



理論: 殻模型計算 Millener, 少数系計算 Hiyama

ΛN 相互作用について

p 殻領域では

$$V_{\Lambda N} = \underbrace{V_0(r)}_{\overline{V}} + \underbrace{V_\sigma(r)}_{\Delta} \boldsymbol{s}_N \cdot \boldsymbol{s}_\Lambda + \underbrace{V_{\mathrm{LS}}(r)}_{S_+} \boldsymbol{\ell}_{\Lambda N} \cdot \boldsymbol{s}_+ + \underbrace{V_{\mathrm{ALS}}(r)}_{S_-} \boldsymbol{\ell}_{\Lambda N} \cdot \boldsymbol{s}_- + \underbrace{V_{\mathrm{T}}(r)}_{T} S_{12}$$

$\Updownarrow$

$$V_{\Lambda N} = \underbrace{V_0(r)}_{\overline{V}} + \underbrace{V_\sigma(r)}_{\Delta} \boldsymbol{s}_N \cdot \boldsymbol{s}_Y + \underbrace{V_{\Lambda}(r)}_{S_\Lambda} \boldsymbol{\ell}_{\Lambda N} \cdot \boldsymbol{s}_\Lambda + \underbrace{V_{N}(r)}_{S_N} \boldsymbol{\ell}_{\Lambda N} \cdot \boldsymbol{s}_N + \underbrace{V_{\mathrm{T}}(r)}_{T} S_{12}$$

γ 線のデータと核構造計算とから

$$\Delta = 0.3 \sim 0.4, \quad S_\Lambda = -0.01, \quad S_N = -0.4, \quad T = 0.03 \quad (\mathrm{MeV})$$

※ $\overline{V}$ は Λ の1粒子ポテンシャルから決まる

J-PARC におけるハイパー核関連の実験

- **E03** **Measurement of X-rays from Ξ-Atom** (K^-, K^+)
- **E05** **Spectroscopic Study of Ξ-Hypernucleus $^{12}_{\Xi}\mathrm{Be}$, via the $^{12}\mathrm{C}(K^-, K^+)$ Reaction** (K^-, K^+)
- **E07** **Systematic Study of Double Strangeness System with an Emulsion-Counter Hybrid Method** (K^-, K^+)
- **E10** **Production of Newtron-Rich Λ-Hypernuclei with the Double Charge-Exchange Reactions** (π^-, K^+)
- **E13** **Gamma-ray spectroscopy of light hypernuclei** (K^-, π^-)
- **E19** **High-resolution Search for Θ^+ Pentaquark in $\pi^- p \to K^- X$ Reactions** (π^-, K^-)
- **E22** **Exclusive Study on the ΛN Weak Interaction in $A = 4$ Λ-Hypernuclei** (π^+, K^+)

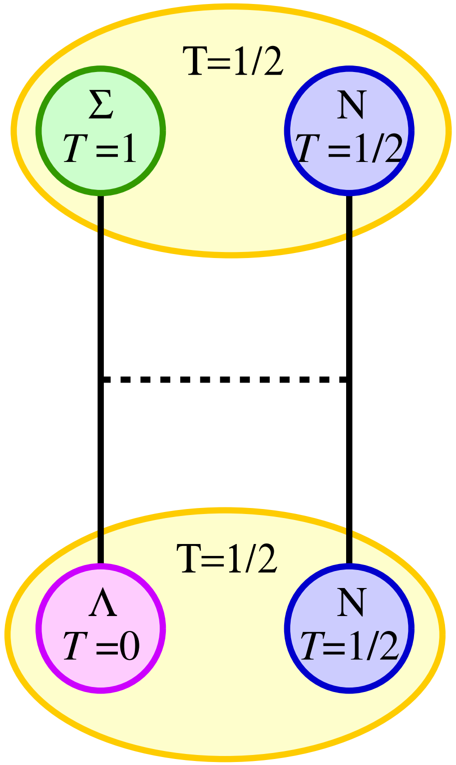
J-PARC におけるハイパー核関連の実験

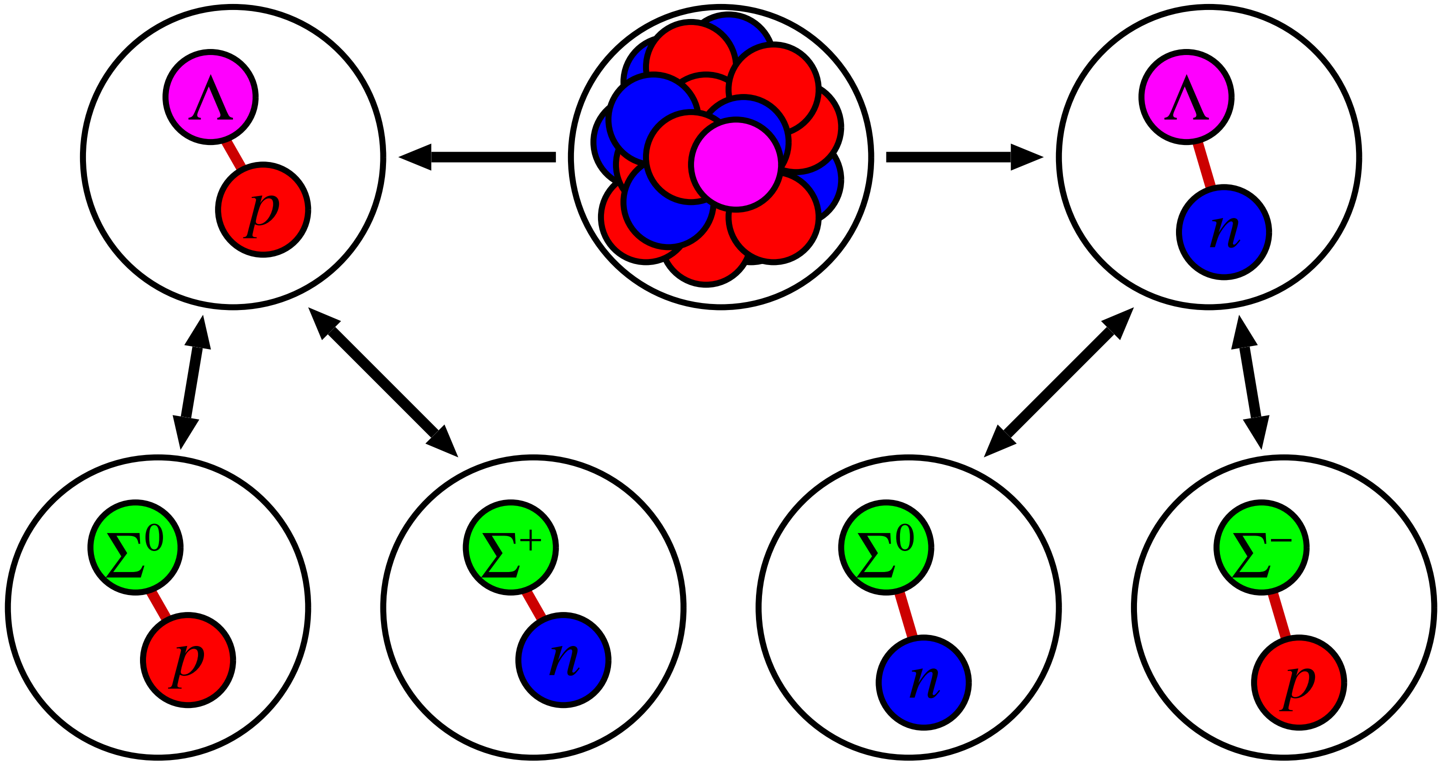
- **E03 Measurement of X-rays from Ξ-Atom** (K^-, K^+)
- **E05 Spectroscopic Study of Ξ-Hypernucleus ${}^{12}_{\Xi}\mathrm{Be}$, via the ${}^{12}\mathrm{C}(K^-, K^+)$ Reaction** (K^-, K^+)
- **E07 Systematic Study of Double Strangeness System with an Emulsion-Counter Hybrid Method** (K^-, K^+)
- **E10 Production of Newtron-Rich Λ-Hypernuclei with the Double Charge-Exchange Reactions** (π^-, K^+)
- **E13 Gamma-ray spectroscopy of light hypernuclei** (K^-, π^-)
- **E19 High-resolution Search for Θ^+ Pentaquark in $\pi^- p \to K^- X$ Reactions** (π^-, K^-)
- **E22 Exclusive Study on the ΛN Weak Interaction in $A = 4$ Λ-Hypernuclei** (π^+, K^+)

1. ハイパー核
2. ラムダ・シグマ結合
3. 殻模型
4. 中性子過剰ハイパー核の構造
5. 中性子過剰ハイパー核の生成
6. まとめ

ΛN-ΣN 結合

ハイパー核中の Λ 粒子はまわりの核子と相互作用して
Σ 粒子（$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$）に変わることが可能。

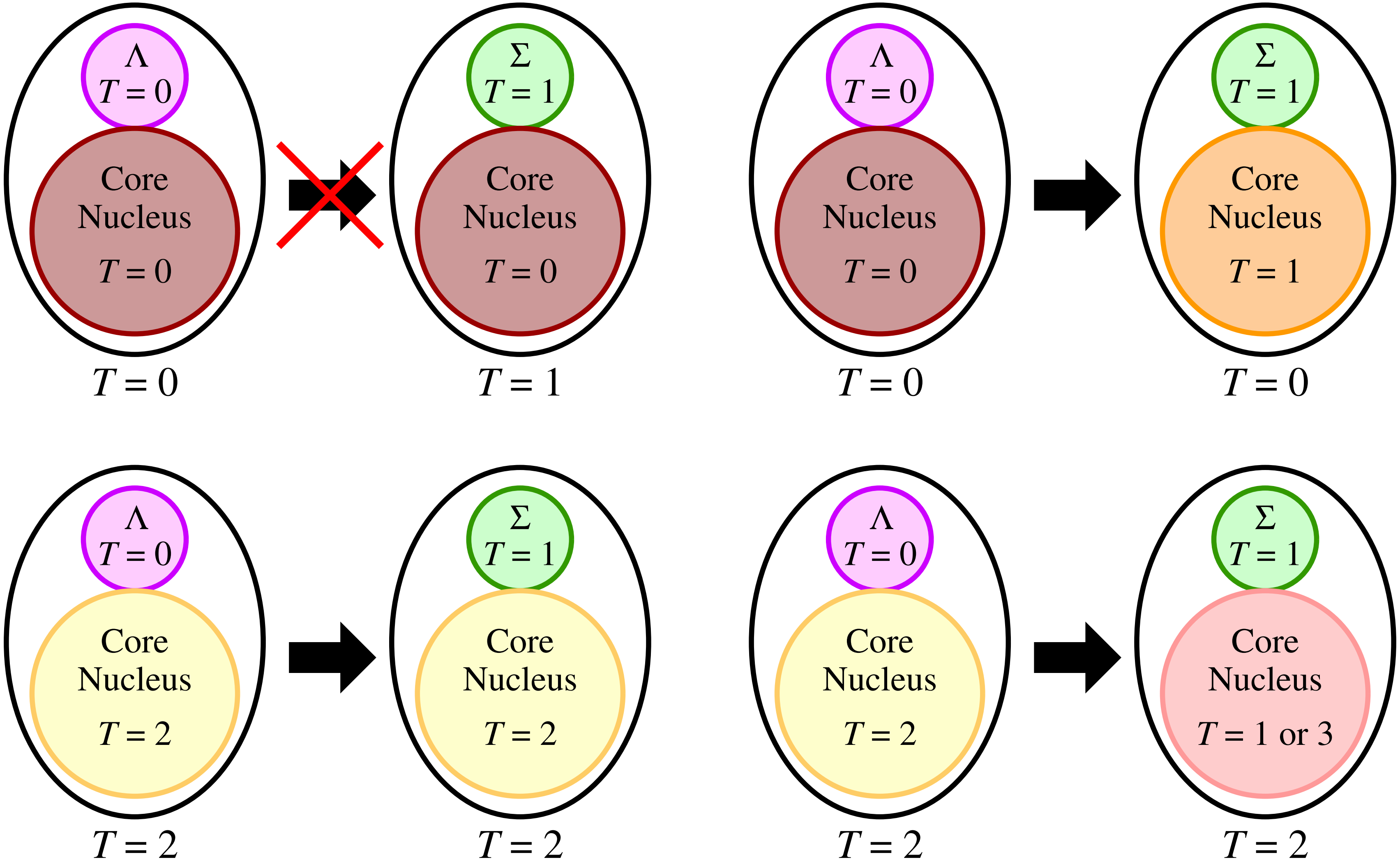




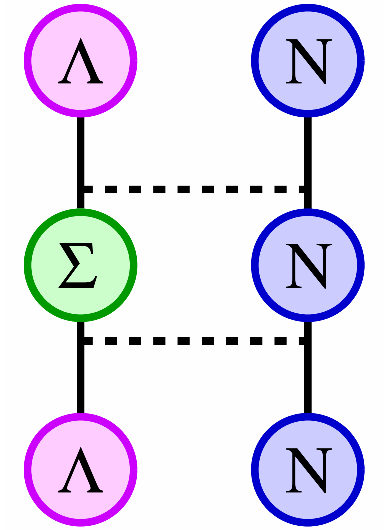
Σ 粒子は Λ 粒子より 80 MeV ほど重い。
Σ 粒子に変わっている成分は少ない。

ΛN-ΣN 結合とコア核

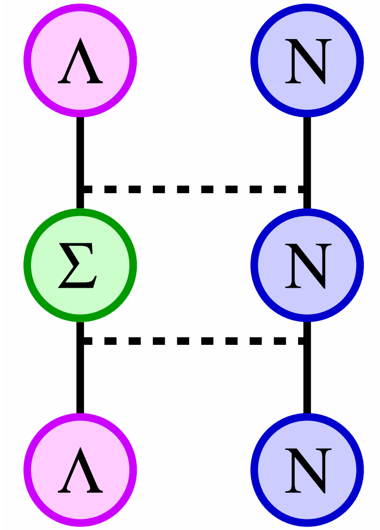
コア核：ハイパー核のハイペロン以外の部分



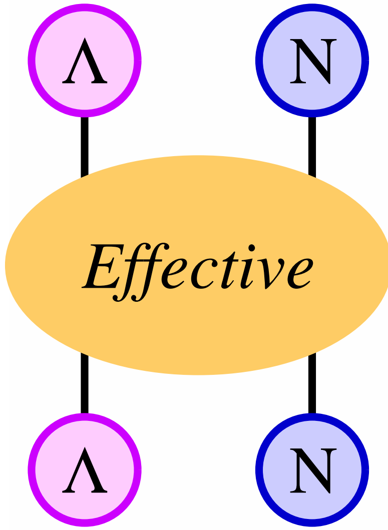
有効 ΛN 相互作用



有効 ΛN 相互作用

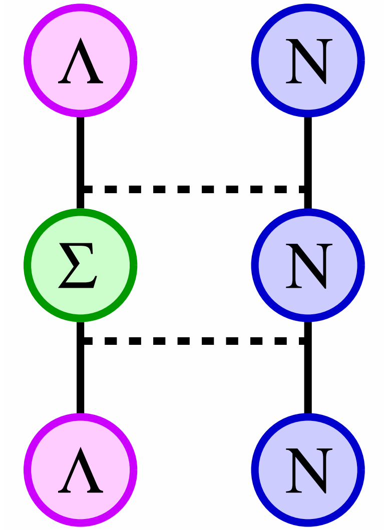


$\Longrightarrow$

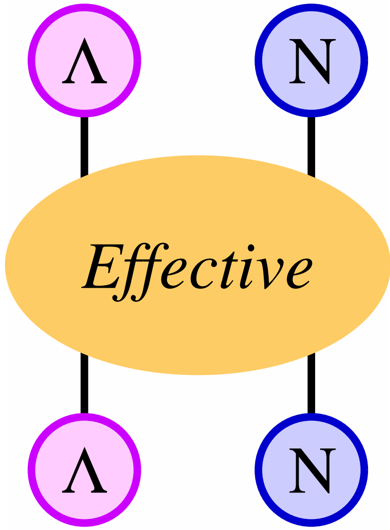


有効 ΛN 2体相互作用

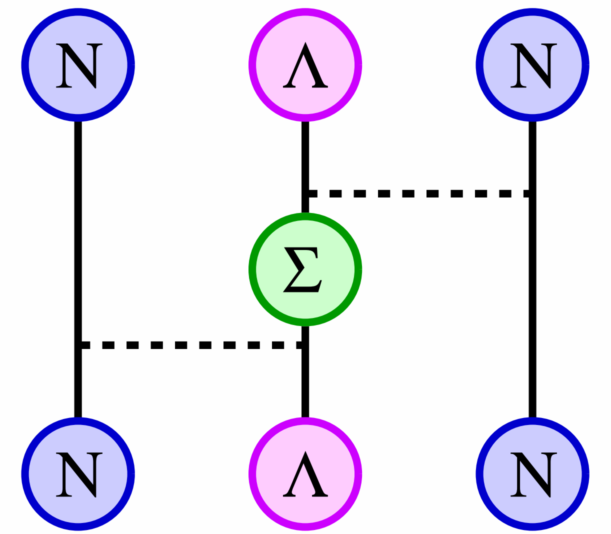
有効 ΛN 相互作用



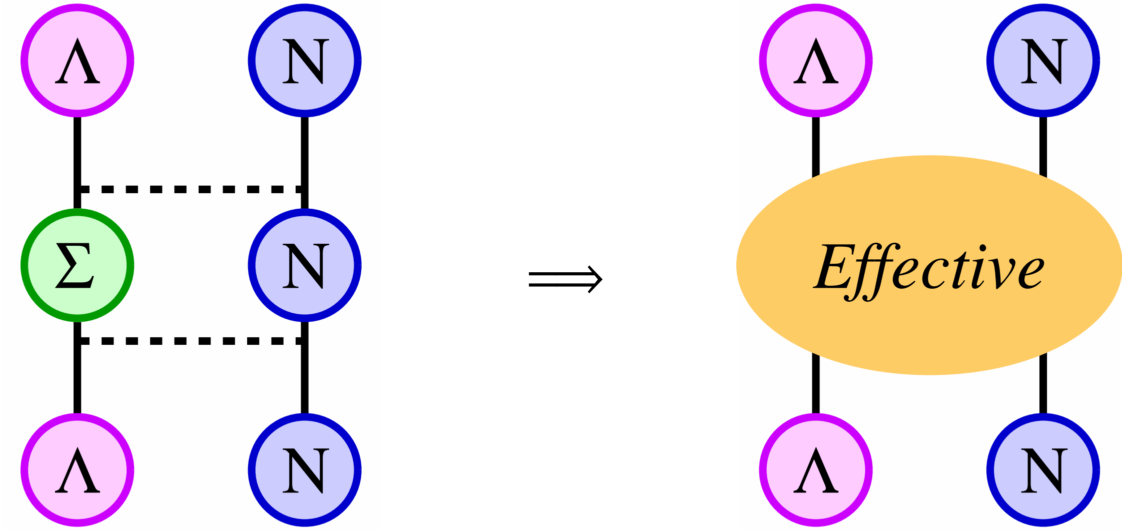
$\Longrightarrow$



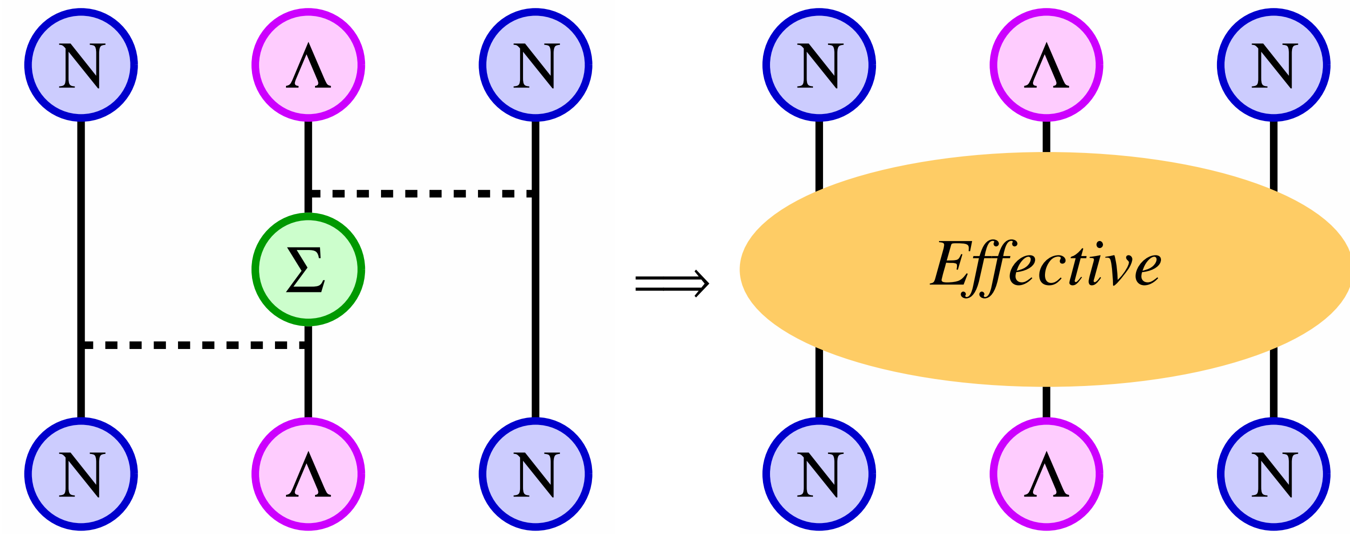
有効 ΛN 2体相互作用



有効 ΛN 相互作用



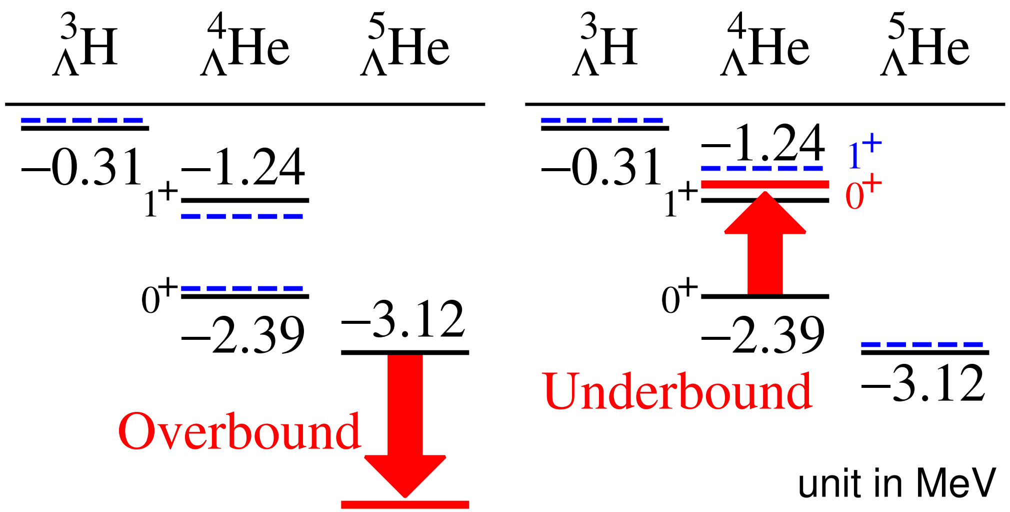
有効 ΛN 2体相互作用



有効 ΛNN 3体相互作用

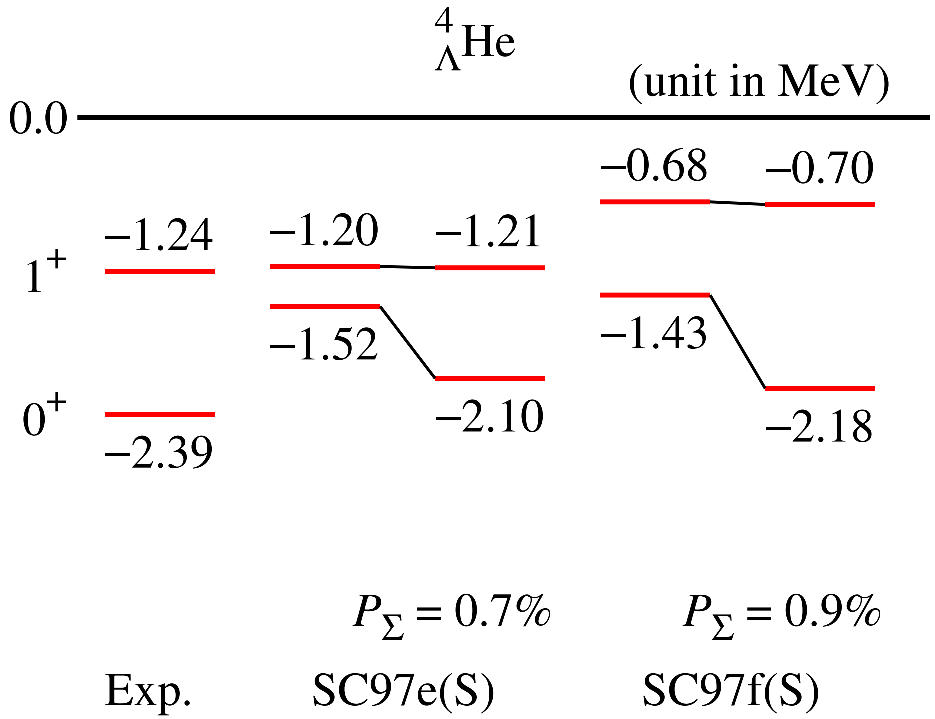
Overbinding 問題と有効 ΛNN 3体相互作用

Overbinding Problem　Underbinding Problem



ΛN single-channel calc.　G-matrix calc. with ΛN-ΣN(D2)

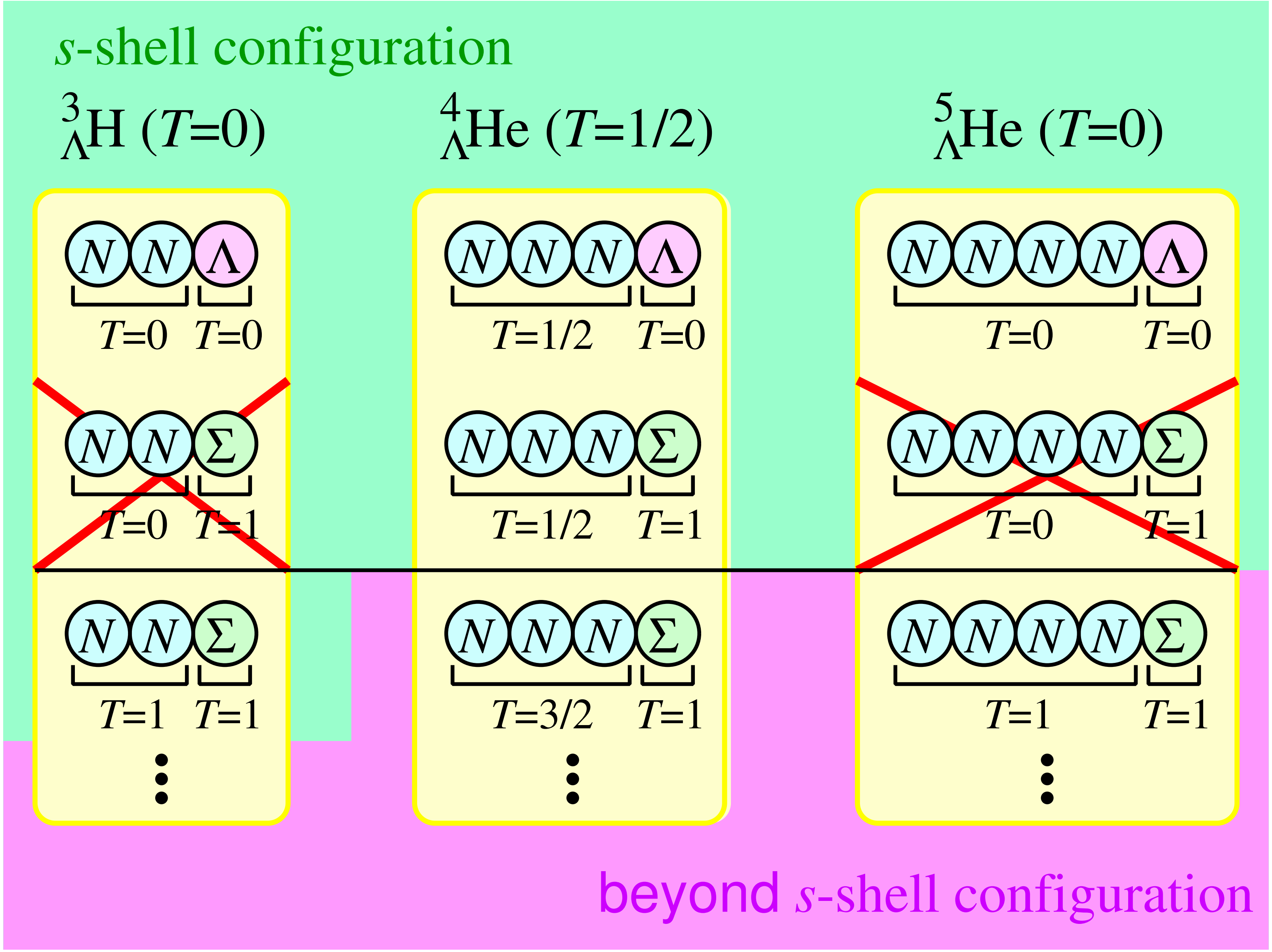
Dalitz *et al.*, NP **B47** (1972) 109.　Akaishi *et al.*, PRL **84** (2000) 3539.



Akaishi *et al.*, PRL 84 (2000) 3539.

- 有効 ΛNN 力によって $^5_\Lambda$He の overbinding （$^4_\Lambda$He の underbinding）問題が解決
- 有効 ΛNN 3体相互作用 → コヒーレントな ΛN-ΣN 結合
- コヒーレントな ΛN-ΣN 結合による引力 → 中性子が過剰な環境で増加?

コヒーレントな ΛN-ΣN 結合



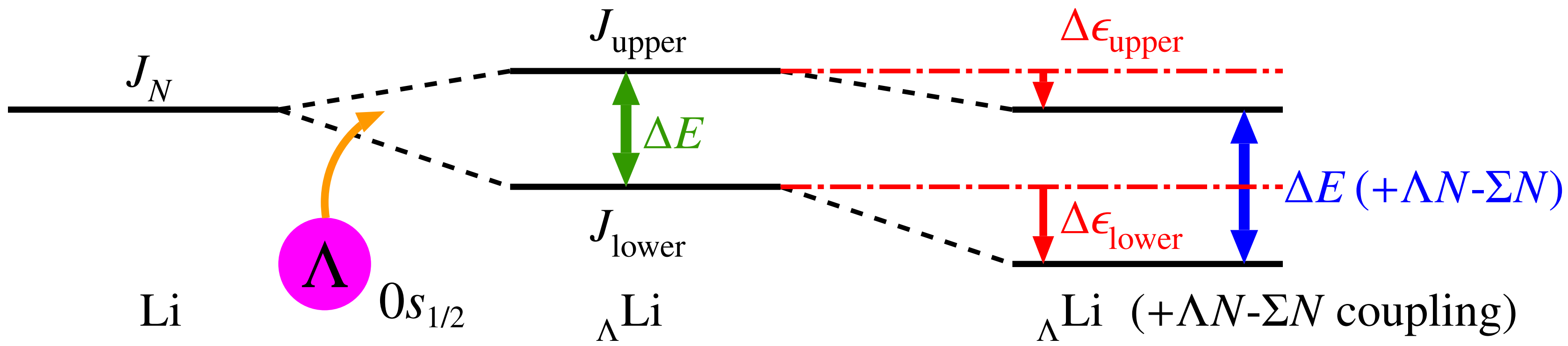
殻模型とコヒーレントな ΛN-ΣN 結合

Millener → 殻模型において，模型空間の範囲内で Σ 粒子の自由度をいれる
→ ${}^{4}_{\Lambda}\mathrm{He}$ を計算
→ さらに重い核（p 殻領域）の計算（ただし $Z \approx N$）

中性子過剰核では?

Doublet spacing とコヒーレントな ΛN-ΣN 結合

- Λ 粒子は一番エネルギーの低い軌道に入る → $0s_{1/2}$ 軌道
- コア核 (J_N) + Λ 粒子 $(0s_{1/2})$ → ハイパー核の状態は Doublet $(J = J_N \pm \frac{1}{2})$
- コヒーレントな ΛN-ΣN 結合 → エネルギーがシフトする
- Doublet のそれぞれの状態のエネルギーシフトの大きさが異なる → ?



1. ハイパー核
2. ラムダ・シグマ結合
3. **殻模型**
4. 中性子過剰ハイパー核の構造
5. 中性子過剰ハイパー核の生成
6. まとめ

魔法数

陽子数または中性子数が 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 であるとき，原子核は特に安定。

例：$^{4}_{2}\mathrm{He}_{2}$　$^{16}_{8}\mathrm{O}_{8}$　$^{208}_{82}\mathrm{Pb}_{126}$

独立粒子模型

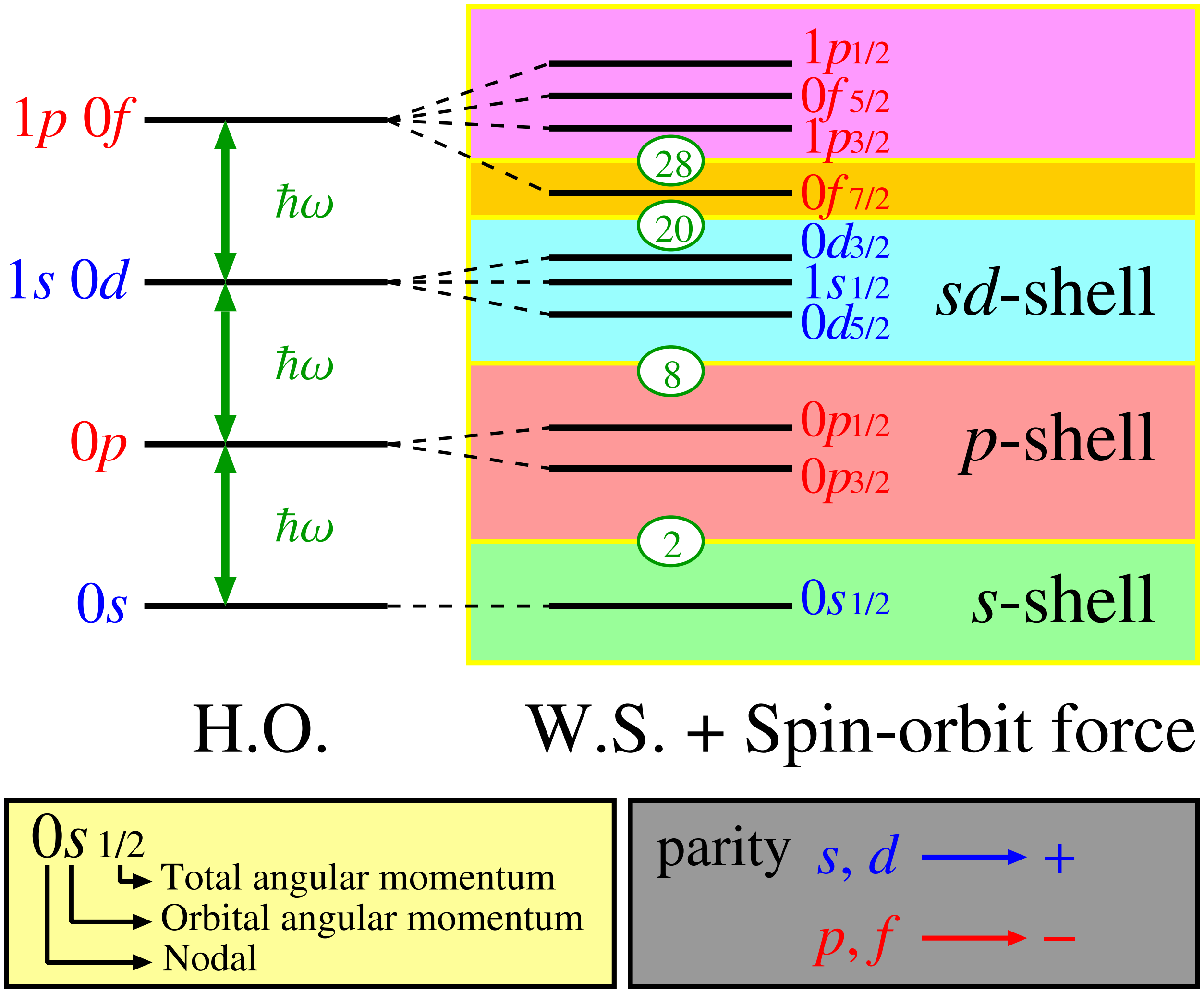
原子核は核子同士が相互作用することによって形成されるが，これを直接計算するのは極めて困難である。
そこで，原子核中の核子はそれぞれが 1 体ポテンシャル中を独立に運動しているという近似を行う。

$$H = \sum_i t_i + \sum_{i\neq j} V_{ij} = \sum_i (t_i + U_i) + \sum_{i\neq j}\left(V_{ij} - U_i\right) = \sum_i h_i + \sum_{i\neq j} V_{ij}^{\mathrm{res}}$$

H	：原子核のハミルトニアン	U_i	：平均場ポテンシャル
t_i	：運動エネルギー	h_i	：1粒子ハミルトニアン
V_{ij}	：2体相互作用	V_{ij}^{res}	：残留相互作用

1粒子ハミルトニアンの固有関数

$$h|\psi_k\rangle = \varepsilon_k|\psi_k\rangle$$



n 粒子状態の1粒子波動関数による展開

仮定 n 粒子状態の波動関数は，有限個の「n 個の1粒子波動関数の積」を用いて展開できる。

$$|\Psi\rangle = \sum_\alpha C_\alpha |\Psi_\alpha\rangle, \quad |\Psi_\alpha\rangle = \underbrace{\left[|\psi_{a^\alpha}\rangle \otimes |\psi_{b^\alpha}\rangle \otimes \cdots \otimes |\psi_{z^\alpha}\rangle\right]}_{n}, \quad h|\psi_k\rangle = \varepsilon_k |\psi_k\rangle$$

$|\Psi\rangle$: n 粒子状態，$|\psi\rangle$: 1粒子状態，C : 展開係数，h : 1粒子ハミルトニアン

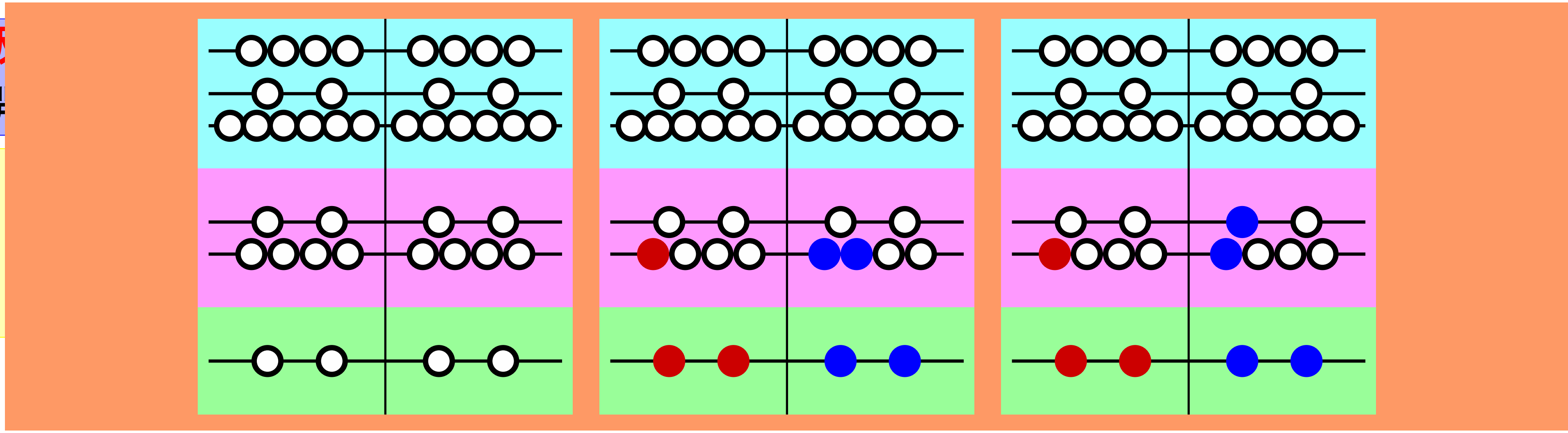
- 残留相互作用が $V_{ij}^{\mathrm{res}} = 0$ ならば，一番下の軌道から順番に粒子を詰めた状態が，n 粒子ハミルトニアンの基底状態となる。
- $V_{ij}^{\mathrm{res}} \neq 0$ なので，配位混合することによりエネルギーが下がる。

$$\begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} & \cdots & H_{1N} \\ H_{21} & H_{22} & \cdots & H_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ H_{N1} & H_{N2} & \cdots & H_{NN} \end{pmatrix}$$

$$H_{\alpha\alpha} = \langle \Psi_\alpha | \left(\sum_i h_i + \sum_{i \neq j} V_{ij}^{\mathrm{res}} \right) | \Psi_\alpha \rangle,$$

$$H_{\alpha\beta} = \langle \Psi_\alpha | \sum_{i \neq j} V_{ij}^{\mathrm{res}} | \Psi_\beta \rangle \quad (\alpha \neq \beta)$$

n 粒子状態の1粒子波動関数による展開



- 残留相互作用が $V_{ij}^{\mathrm{res}} = 0$ ならば，一番下の軌道から順番に粒子を詰めた状態が，n 粒子ハミルトニアンの基底状態となる。
- $V_{ij}^{\mathrm{res}} \neq 0$ なので，配位混合することによりエネルギーが下がる。

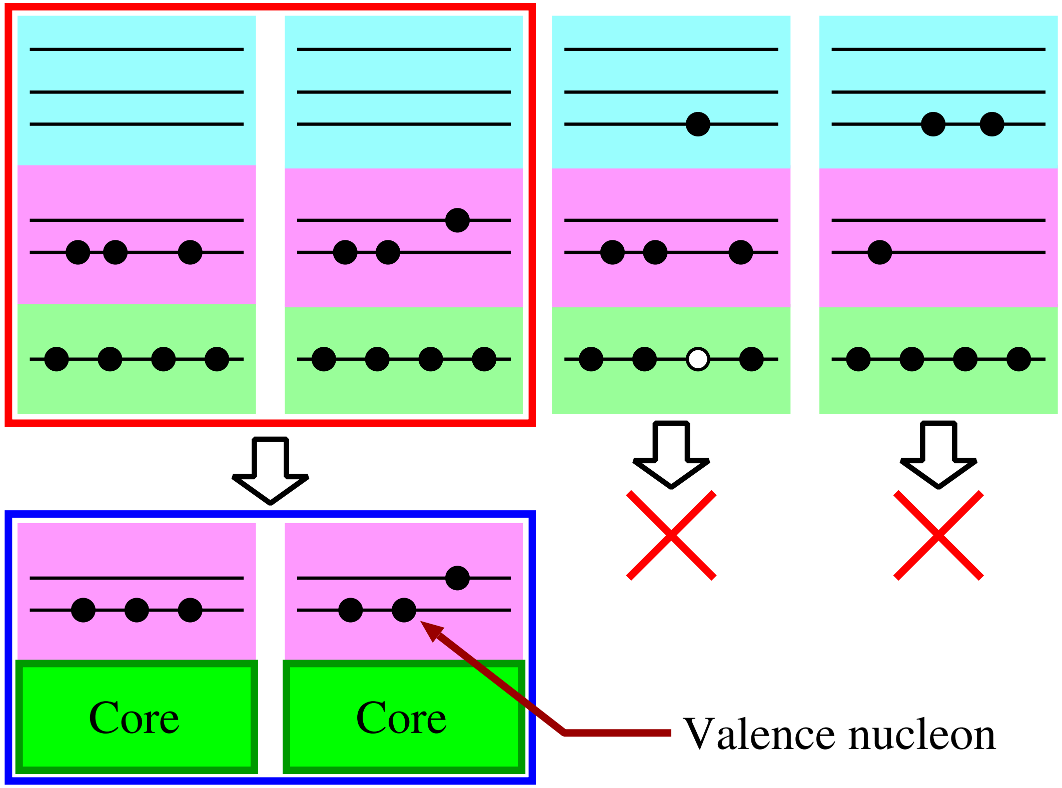
$$\begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} & \cdots & H_{1N} \\ H_{21} & H_{22} & \cdots & H_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ H_{N1} & H_{N2} & \cdots & H_{NN} \end{pmatrix}$$

$$H_{\alpha\alpha} = \langle \Psi_\alpha | \left(\sum_i h_i + \sum_{i \neq j} V_{ij}^{\mathrm{res}} \right) | \Psi_\alpha \rangle,$$

$$H_{\alpha\beta} = \langle \Psi_\alpha | \sum_{i \neq j} V_{ij}^{\mathrm{res}} | \Psi_\beta \rangle \quad (\alpha \neq \beta)$$

模型空間

- 魔法数の前後の軌道のエネルギーギャップが大きい。（約 10 MeV）
- 魔法数の前後の軌道は状態のパリティが異なる。
  → 粒子を2つ上げないとパリティが同じにならない。
- 残留相互作用 $V_{ij}^{\rm res}$ の強さは数 MeV。



$\langle (7N) | H | (7N)' \rangle$ を全ての $7N$ 状態に対して計算する。

$\Downarrow$

殻をまたいで励起している状態を考えない。

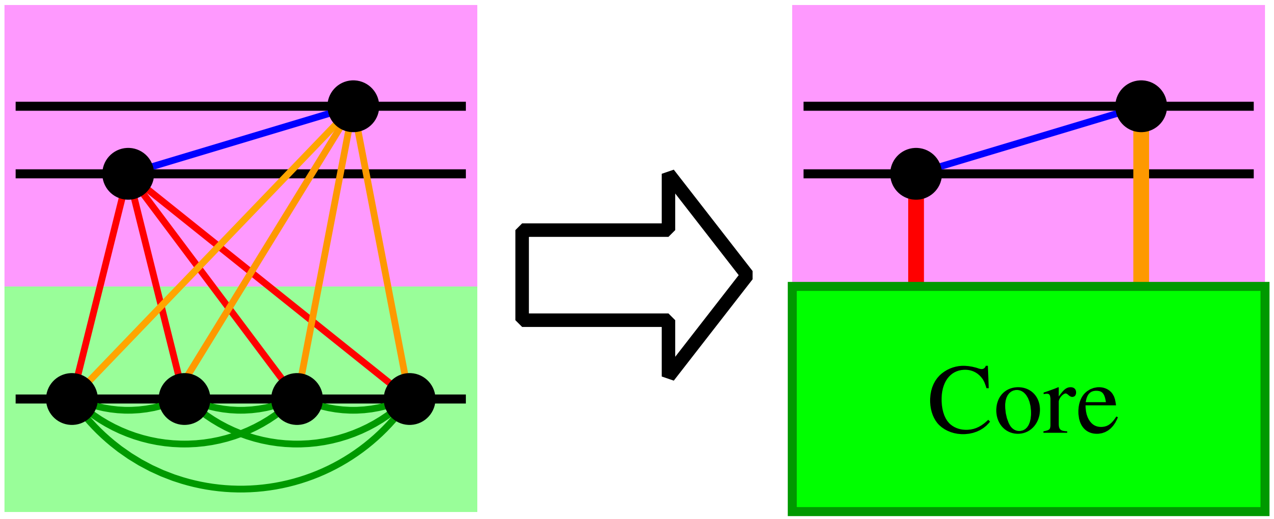
$\Downarrow$

$\langle (3N)_{\rm valence} | H | (3N)'_{\rm valence} \rangle$ を全ての valence $3N$ 状態に対して計算する。

殻模型ハミルトニアン

$$
\begin{aligned}
H &= \sum_i h_i + \sum_{i \neq j} V_{ij}^{\mathrm{res}} \\
&= \left(\sum_a h_a + \sum_{a \neq b} V_{ab}^{\mathrm{res}} \right) + \sum_\mu \left(h_\mu + \sum_a V_{\mu a}^{\mathrm{res}} \right) + \sum_{\mu \neq \nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}} \\
&= E^{\mathrm{core}} + \sum_\mu \varepsilon_\mu^{\mathrm{core}} + \sum_{\mu \neq \nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}}
\end{aligned}
$$

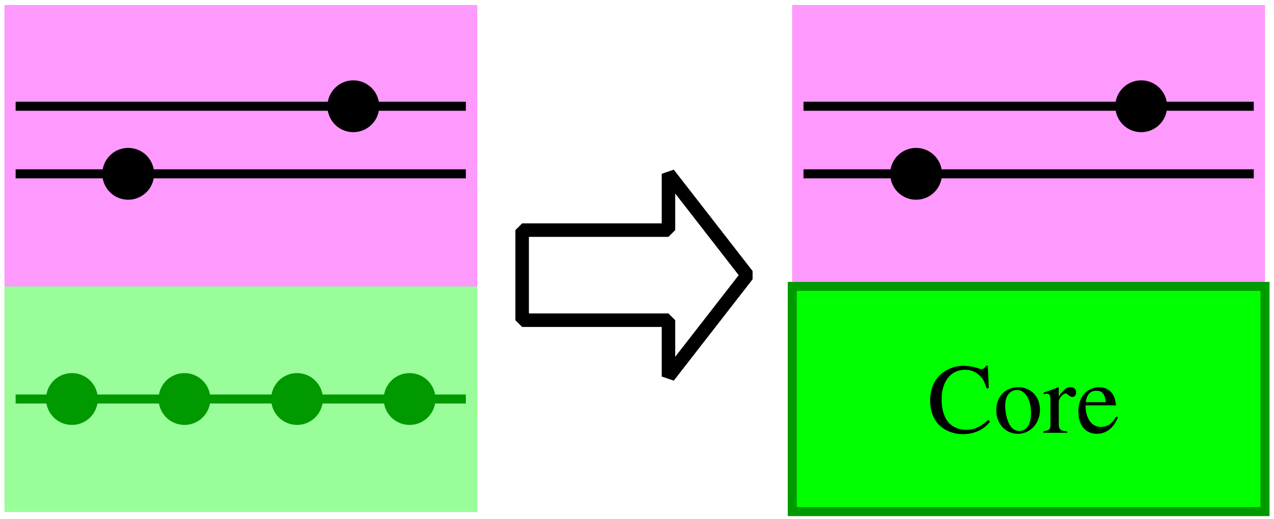
a, b : Core 内の nucleon, μ, ν : Valence nucleon



殻模型ハミルトニアン

$$
\begin{aligned}
H &= \sum_i h_i + \sum_{i\neq j} V_{ij}^{\mathrm{res}} \\
&= \left(\sum_a h_a + \sum_{a\neq b} V_{ab}^{\mathrm{res}} \right) + \sum_\mu \left(h_\mu + \sum_a V_{\mu a}^{\mathrm{res}} \right) + \sum_{\mu\neq\nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}} \\
&= E^{\mathrm{core}} + \sum_\mu \varepsilon_\mu^{\mathrm{core}} + \sum_{\mu\neq\nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}}
\end{aligned}
$$

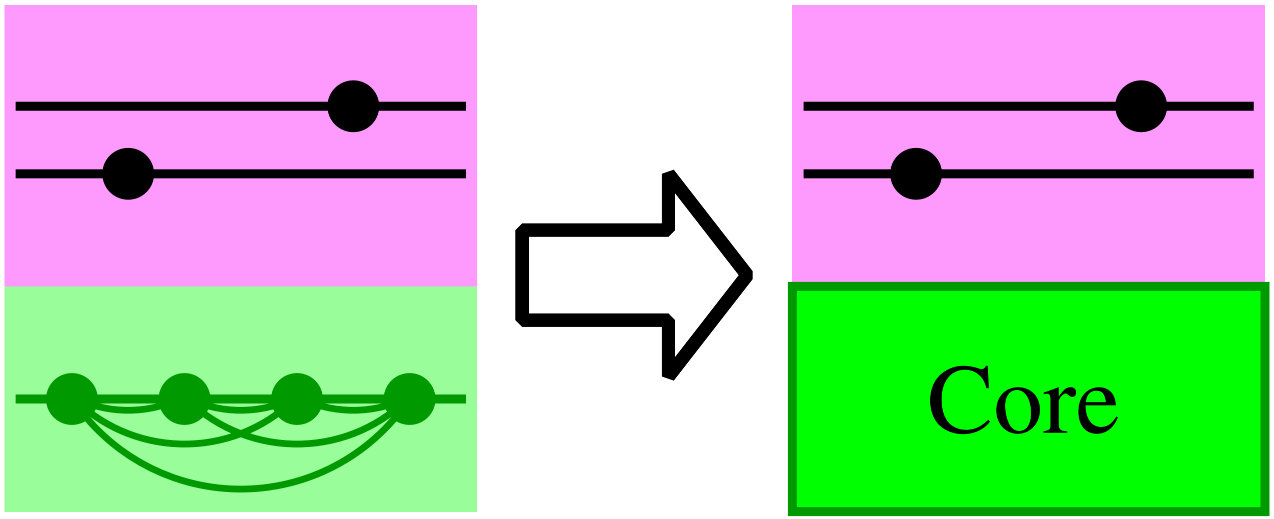
a, b **: Core 内の nucleon,** μ, ν **: Valence nucleon**



殻模型ハミルトニアン

$$
\begin{aligned}
H &= \sum_i h_i + \sum_{i\neq j} V_{ij}^{\mathrm{res}} \\
&= \left(\sum_a h_a + \sum_{a\neq b} V_{ab}^{\mathrm{res}} \right) + \sum_\mu \left(h_\mu + \sum_a V_{\mu a}^{\mathrm{res}} \right) + \sum_{\mu\neq\nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}} \\
&= E^{\mathrm{core}} + \sum_\mu \varepsilon_\mu^{\mathrm{core}} + \sum_{\mu\neq\nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}}
\end{aligned}
$$

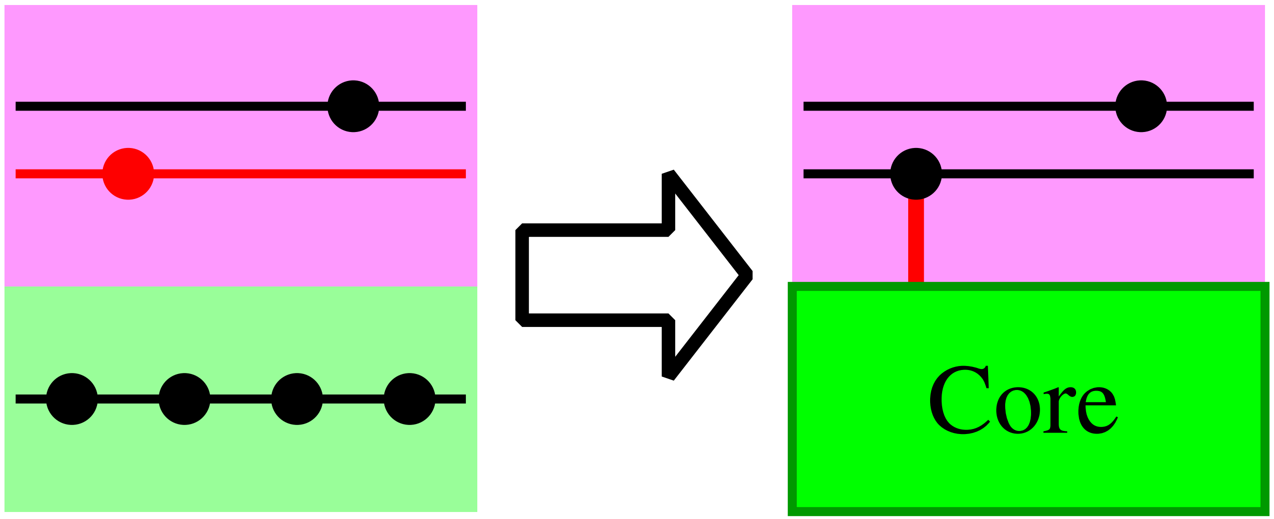
a, b : **Core 内の nucleon,** μ, ν : **Valence nucleon**



殻模型ハミルトニアン

$$
\begin{aligned}
H &= \sum_i h_i + \sum_{i\neq j} V_{ij}^{\mathrm{res}} \\
&= \left(\sum_a h_a + \sum_{a\neq b} V_{ab}^{\mathrm{res}} \right) + \sum_\mu \left(h_\mu + \sum_a V_{\mu a}^{\mathrm{res}} \right) + \sum_{\mu\neq\nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}} \\
&= E^{\mathrm{core}} + \sum_\mu \varepsilon_\mu^{\mathrm{core}} + \sum_{\mu\neq\nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}}
\end{aligned}
$$

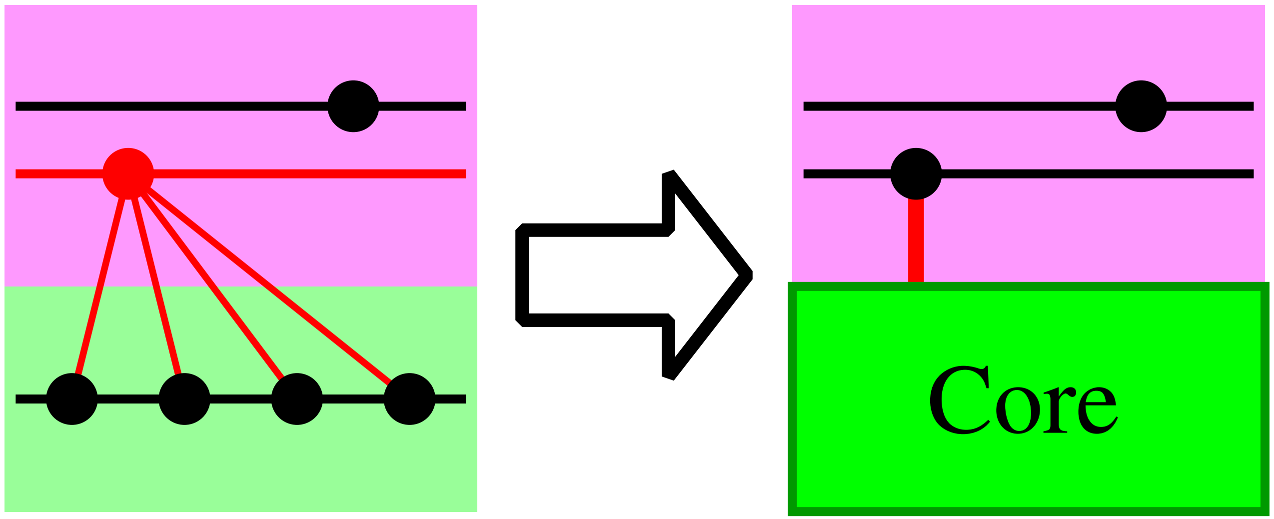
a, b **: Core 内の nucleon,** μ, ν **: Valence nucleon**



殻模型ハミルトニアン

$$H = \sum_i h_i + \sum_{i \neq j} V_{ij}^{\mathrm{res}}$$
$$= \left(\sum_a h_a + \sum_{a \neq b} V_{ab}^{\mathrm{res}} \right) + \sum_\mu \left(h_\mu + \sum_a V_{\mu a}^{\mathrm{res}} \right) + \sum_{\mu \neq \nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}}$$
$$= E^{\mathrm{core}} + \sum_\mu \varepsilon_\mu^{\mathrm{core}} + \sum_{\mu \neq \nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}}$$

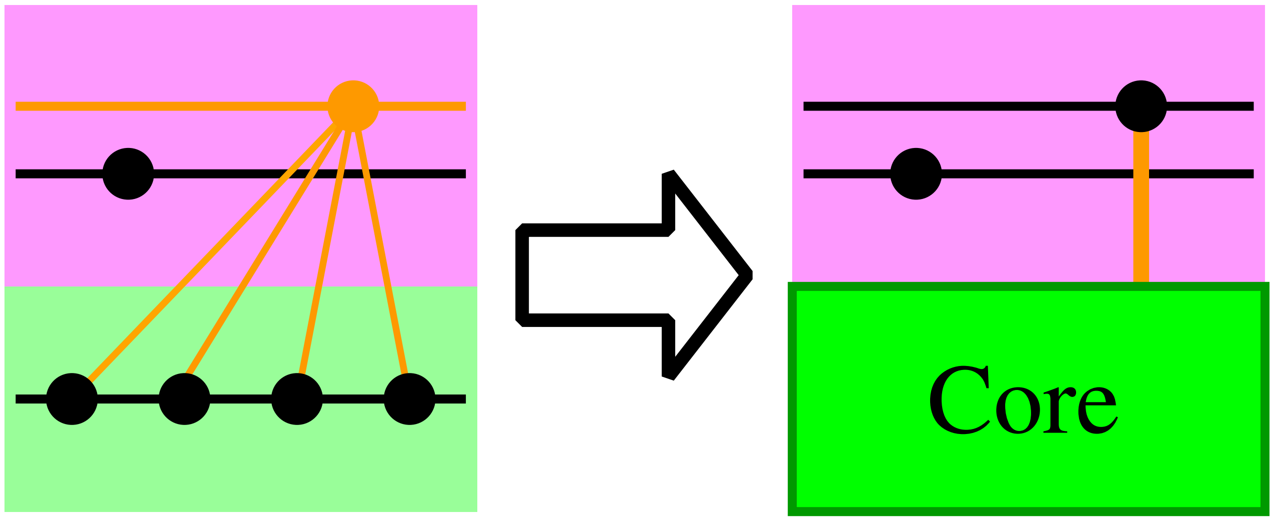
a, b **: Core 内の nucleon,** μ, ν **: Valence nucleon**



殻模型ハミルトニアン

$$
\begin{aligned}
H &= \sum_i h_i + \sum_{i \neq j} V_{ij}^{\mathrm{res}} \\
&= \left(\sum_a h_a + \sum_{a \neq b} V_{ab}^{\mathrm{res}} \right) + \sum_\mu \left(h_\mu + \sum_a V_{\mu a}^{\mathrm{res}} \right) + \sum_{\mu \neq \nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}} \\
&= E^{\mathrm{core}} + \sum_\mu \varepsilon_\mu^{\mathrm{core}} + \sum_{\mu \neq \nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}}
\end{aligned}
$$

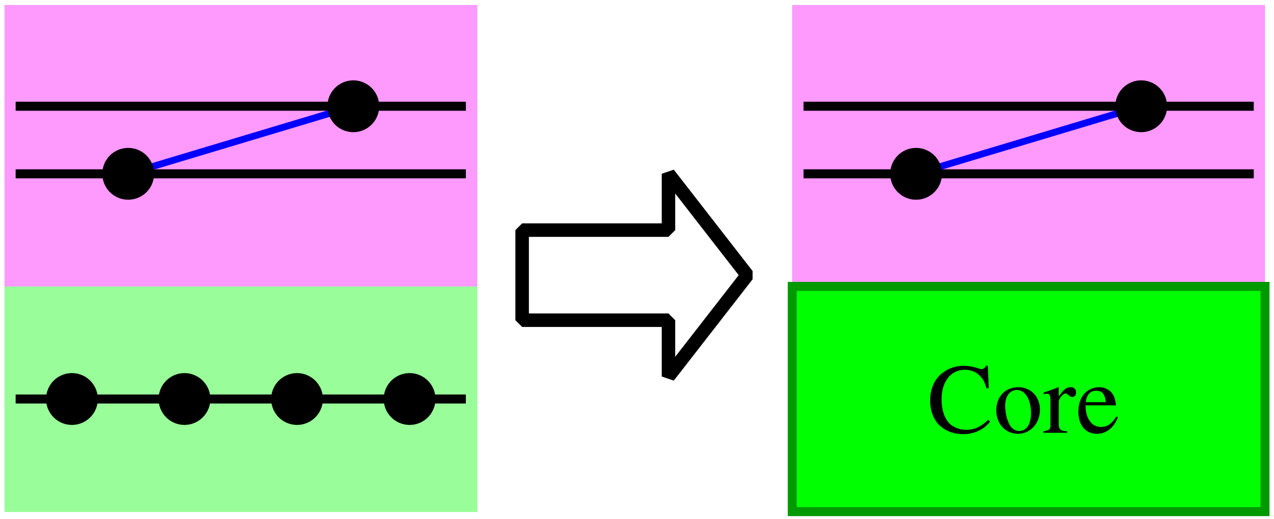
a, b : **Core 内の nucleon,** μ, ν : **Valence nucleon**



殻模型ハミルトニアン

$$
\begin{aligned}
H &= \sum_i h_i + \sum_{i \neq j} V_{ij}^{\mathrm{res}} \\
&= \left(\sum_a h_a + \sum_{a \neq b} V_{ab}^{\mathrm{res}} \right) + \sum_\mu \left(h_\mu + \sum_a V_{\mu a}^{\mathrm{res}} \right) + \sum_{\mu \neq \nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}} \\
&= E^{\mathrm{core}} + \sum_\mu \varepsilon_\mu^{\mathrm{core}} + \sum_{\mu \neq \nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}}
\end{aligned}
$$

a, b **: Core 内の nucleon,** μ, ν **: Valence nucleon**



ハミルトニアン行列要素

$$H = E^{\mathrm{core}} + \sum_{\mu} \varepsilon_{\mu}^{\mathrm{core}} + \sum_{\mu \neq \nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}}$$

(1) コアのエネルギー

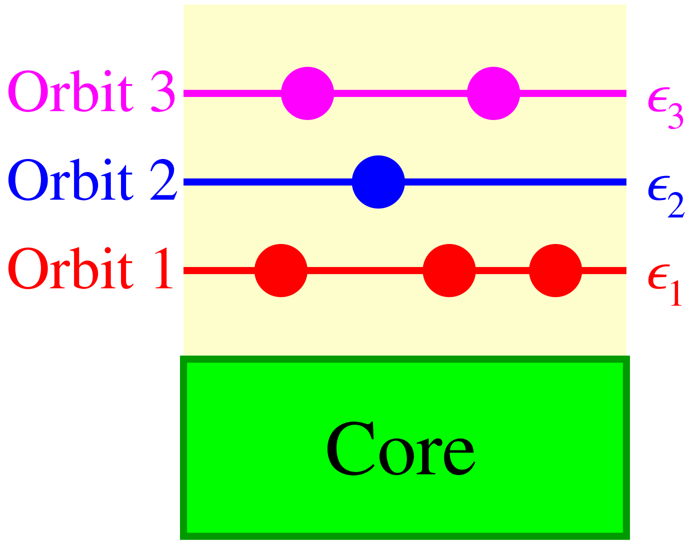
殻模型では Core から測ったエネルギーを束縛エネルギーとして考える。

$\rightarrow E^{\mathrm{core}}$ **は考えない。**

(2) コアからみた1粒子エネルギー

状態 $|\Psi_\alpha\rangle$ を軌道1に3個，軌道2に1個，軌道3に2個の valence nucleon を持つ状態だとすると

$$\langle \Psi_\alpha | \sum_{\mu} \varepsilon_{\mu}^{\mathrm{core}} | \Psi_\alpha \rangle = 3\epsilon_1 + 1\epsilon_2 + 2\epsilon_3$$



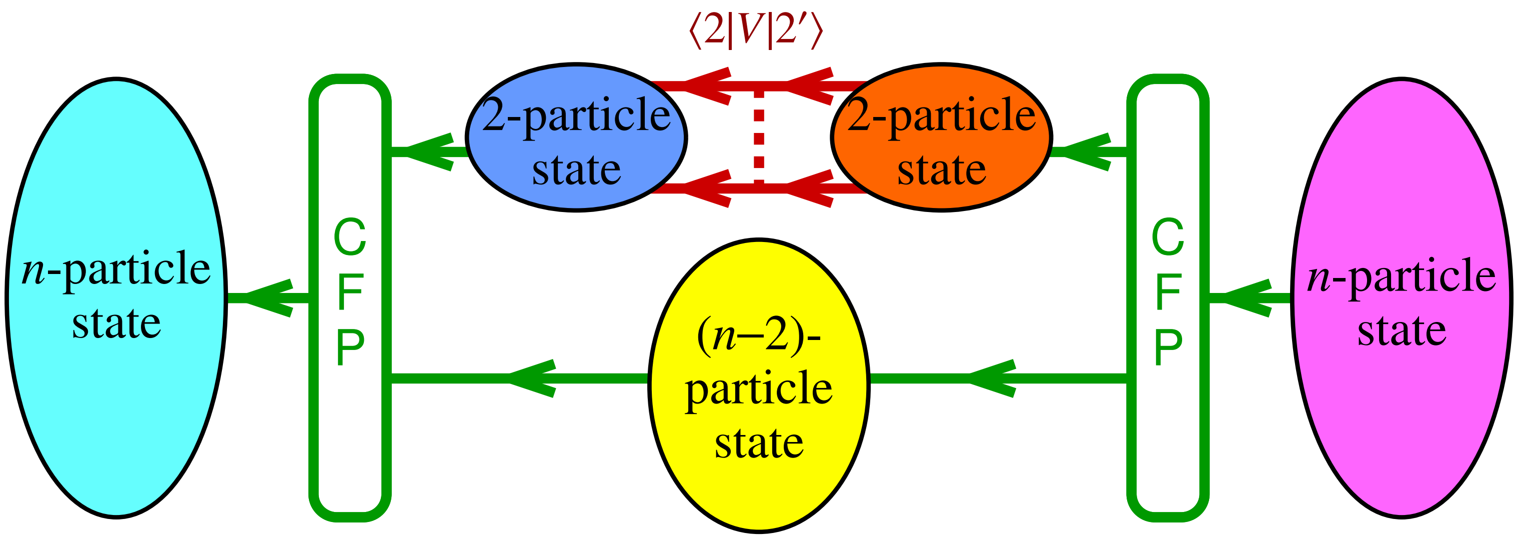
ハミルトニアン行列要素

$$H = E^{\mathrm{core}} + \sum_{\mu} \varepsilon_{\mu}^{\mathrm{core}} + \sum_{\mu \neq \nu} V_{\mu\nu}^{\mathrm{res}}$$

(3) 2体相互作用

n 状態 $|\Psi_\alpha\rangle$ と $|\Psi_\beta\rangle$ の間の行列要素は

$$\langle \Psi_\beta | V | \Psi_\alpha \rangle = \sum \binom{n}{2} \boxed{\mathbf{CFP}} \langle 2 | V | 2' \rangle \boxed{\mathbf{CFP}}$$



有効ハミルトニアン

Core からみた1粒子エネルギー $\varepsilon_j^{\mathrm{core}}$ と有効相互作用の行列要素 $\langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{TJ}$ をパラメタとし，束縛エネルギーなどの実験データを全体的に，系統的に再現するように調整された値を用いる。

様々な論文で，模型空間に応じてパラメタの組が数値データとして与えられている。

- 1粒子波動関数の動径成分の具体的な形 → ?
- 相互作用ポテンシャルの具体的な形 → ?

有効相互作用の行列要素は，どの原子核でも（原則として）同じ値を用いる。

- 1粒子波動関数 →（原則として）どの原子核でも同じ

Shell	Name	# of s.p.e.	# of TBME	A	# of data	r.m.s. [keV]
p	CK (8-16) 2BME	2	15	8–16	35	400
p	CK (8-16) POT	2	11	8–16	35	430
p	CK (6-16) 2BME	2	15	6–16	44	650
sd	Wildenthal USD	3	63		440	150

CK : S. Cohen and D. Kurath, Nucl. Phys. 73 (1965) 1.
Wildenthal USD : B. H. Wildenthal, Prog. Part. Nucl. Phys. 11 (1984) 5.

有効ハミルトニアン

Core からみた1粒子エネルギー$\varepsilon_j^{\mathrm{core}}$ と有効相互作用の行列要素$\langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{TJ}$ をパラメタとし，束縛エネルギーなどの実験データを全体的に，系統的に再現するように調整された値を用いる。

Wildenthal USD B. H. Wildenthal, Prog. Part. Nucl. Phys. 11 (1984) 5. $(A = 18)$

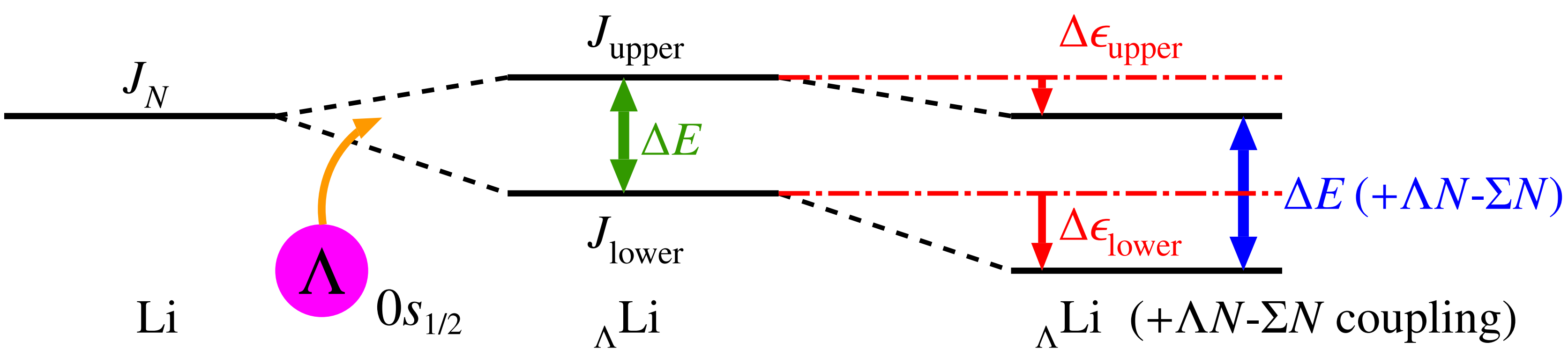
j_1	j_2	j'_1	j'_2	T	J	$\langle j_1 j_2 \vert V \vert j'_1 j'_2 \rangle_{TJ}$
$d_{5/2}$	$d_{5/2}$	$d_{5/2}$	$d_{5/2}$	1	0	−2.8197
					2	−1.0020
					4	−0.1641
				0	1	−1.6321
					3	−1.5012
					5	−4.2256
$d_{5/2}$	$d_{5/2}$	$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	1	2	−0.8616
				0	3	−1.2420
$d_{5/2}$	$d_{5/2}$	$d_{5/2}$	$d_{3/2}$	1	2	−0.2828
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
$d_{5/2}$	$d_{3/2}$	$d_{5/2}$	$d_{3/2}$	1	1	1.0334
					2	−0.3248
					3	0.5894
					4	−1.4497
				0	1	−6.5058
					2	−3.8253
					3	−0.5377
					4	−4.5062
$d_{5/2}$	$d_{3/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	0	1	2.1042
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮

1. ハイパー核
2. ラムダ・シグマ結合
3. 殻模型
4. **中性子過剰ハイパー核の構造**
5. 中性子過剰ハイパー核の生成
6. まとめ

目的

$$|{}^{A}_{\Lambda}\mathrm{Li}\rangle = \alpha\,|^{A-1}\mathrm{Li}\otimes\Lambda\rangle + \beta\,|^{A-1}\mathrm{Be}\otimes\Sigma^{-}\rangle + \gamma\,|^{A-1}\mathrm{Li}\otimes\Sigma^{0}\rangle + \delta\,|^{A-1}\mathrm{He}\otimes\Sigma^{+}\rangle$$

- 原子核殻模型を用いて $_{\Lambda}\mathrm{Li}$ ハイパー核の同位体におけるΣ 混合の効果を系統的に調べる。
  - エネルギーシフトとそれをもたらす Σ の混合率
  - Doublet 間のエネルギー差におけるエネルギーシフトの効果
  - エネルギーシフトの内訳（コア核における β 遷移と関連させて）
- 中性子数の増加（アイソスピン増加）に対する振る舞いに注目する。



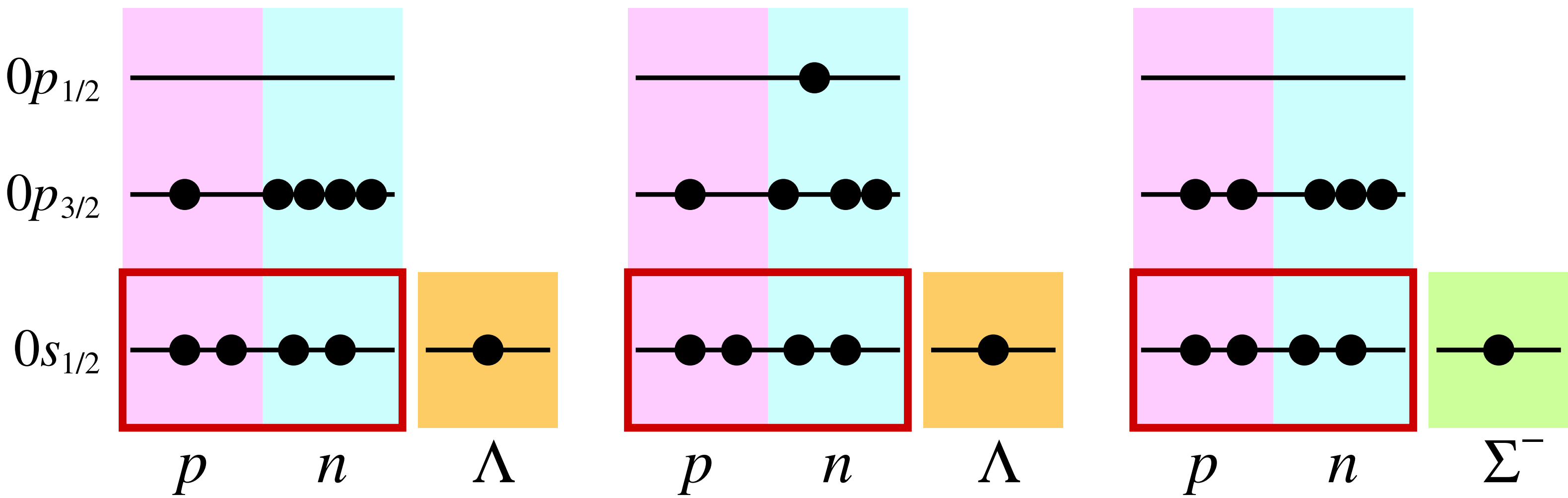
計算方法

コア核とハイペロン1粒子状態とのテンソル積の線形結合

$$\left|{}^{A}_{\Lambda}\mathrm{Li}(\nu);TJ\right\rangle = \sum_{k} C^{\Lambda}_{k\nu}\left|{}^{A-1}\mathrm{Li}(k)\otimes\Lambda(0s);TJ\right\rangle + \sum_{h} C^{\Sigma}_{h\nu}\left|{}^{A-1}\mathrm{Be}(h)\otimes\Sigma^{-}(0s);TJ\right\rangle + \cdots$$

- **コア核は殻模型計算（p 殻）で得られる基底状態, 励起状態**
  - 4 個の核子は $0s_{1/2}$ 軌道にあり $^{4}\mathrm{He}$ コアを形成（固めておく）
  - $A-5$ 個の核子 (valence nucleon) は $0p_{3/2}$ もしくは $0p_{1/2}$ にいる
- **ハイペロン（Λ or Σ）は $0s_{1/2}$ 軌道**

$^{10}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ の場合:



相互作用

核子間相互作用 : Cohen-Kurath (8-16) 2BME, NP73 (1965) 1.

ハイペロン-核子間相互作用 : NSC97e, f

$\langle N\Lambda|V_\Lambda|N\Lambda\rangle_{TJ}$ $\langle N\Sigma|V_\Sigma|N\Sigma\rangle_{TJ}$ $\langle N\Lambda|V_{\Lambda\Sigma}|N\Sigma\rangle_{TJ}$ $\langle N\Sigma|V_{\Sigma\Lambda}|N\Lambda\rangle_{TJ}$

$$V_Y = \underbrace{V_0(r)}_{\bar{V}} + \underbrace{V_\sigma(r)}_{\Delta}\,\boldsymbol{s}_{\mathrm{N}}\cdot\boldsymbol{s}_{\mathrm{Y}} + \underbrace{V_{\mathrm{LS}}(r)}_{S_+}\,\boldsymbol{\ell}_N\cdot\boldsymbol{s}_+ + \underbrace{V_{\mathrm{ALS}}(r)}_{S_-}\,\boldsymbol{\ell}_N\cdot\boldsymbol{s}_- + \underbrace{V_{\mathrm{T}}(r)}_{T}\,S_{12}$$

(MeV)

	Isospin	$\bar{V}$	Δ	S_+	S_-	T
V_Λ	$T=\frac{1}{2}$	-1.2200	0.4300	-0.2025	0.1875	0.0300
V_Σ	$T=\frac{1}{2}$	1.0100	-7.2150	-0.0010	0.0000	-0.3640
	$T=\frac{3}{2}$	-1.1070	2.2750	-0.2680	0.0000	0.1870
$V_{\Lambda\Sigma}, V_{\Sigma\Lambda}$	$T=\frac{1}{2}$	1.4500	3.0400	-0.0850	0.0000	0.1570

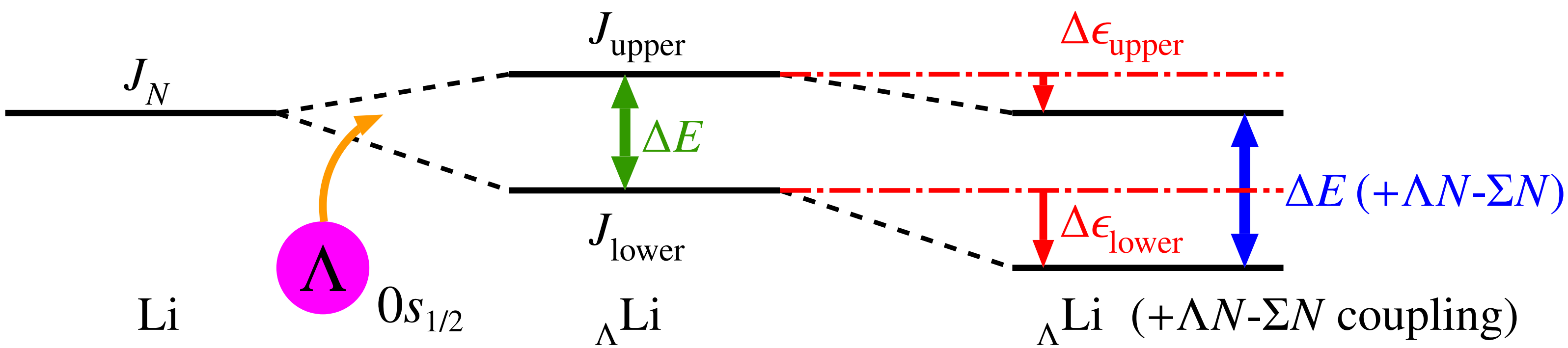
$V_\Lambda, V_{\Lambda\Sigma}, V_{\Sigma\Lambda}$: **D.J. Millener, Springer Lecture Notes in Physics 724 (2007) 31.**

V_Σ : **D.J. Millener, private communication.**

結果

${}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ ハイパー核におけるエネルギーシフト $\Delta\epsilon$ と Σ 混合率 P_{Σ}

		ground state			1st excited state					
	T	J^{π}	$\Delta\epsilon$ (MeV)	P_{Σ} (%)	J^{π}	$\Delta\epsilon$ (MeV)	P_{Σ} (%)	ΔE (MeV)	$\Delta E(+\Lambda N\text{-}\Sigma N)$ (MeV)	(MeV)
${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}$	0	$\frac{1}{2}^{+}$	0.09	0.10	$\frac{3}{2}^{+}$	0.02	0.02	0.54	0.61	0.07
${}^{8}_{\Lambda}\mathrm{Li}$	$\frac{1}{2}$	1^{-}	0.14	0.17	2^{-}	0.01	0.01	0.26	0.39	0.13
${}^{9}_{\Lambda}\mathrm{Li}$	1	$\frac{3}{2}^{+}$	0.17	0.21	$\frac{5}{2}^{+}$	0.07	0.09	0.44	0.54	0.10
${}^{10}_{\Lambda}\mathrm{Li}$	$\frac{3}{2}$	1^{-}	0.28	0.34	2^{-}	0.13	0.17	0.25	0.40	0.15
${}^{11}_{\Lambda}\mathrm{Li}$	2	$\frac{1}{2}^{+}$	0.43	0.52	$\frac{3}{2}^{+}$	0.22	0.28	0.04	0.24	0.20
${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{Li}$	$\frac{5}{2}$	1^{-}	0.52	0.65	2^{-}	0.33	0.41	0.23	0.43	0.20



摂動による取り扱い

$$H = H_{\Lambda} + H_{\Sigma} + V_{\Lambda\Sigma} + V_{\Sigma\Lambda}$$

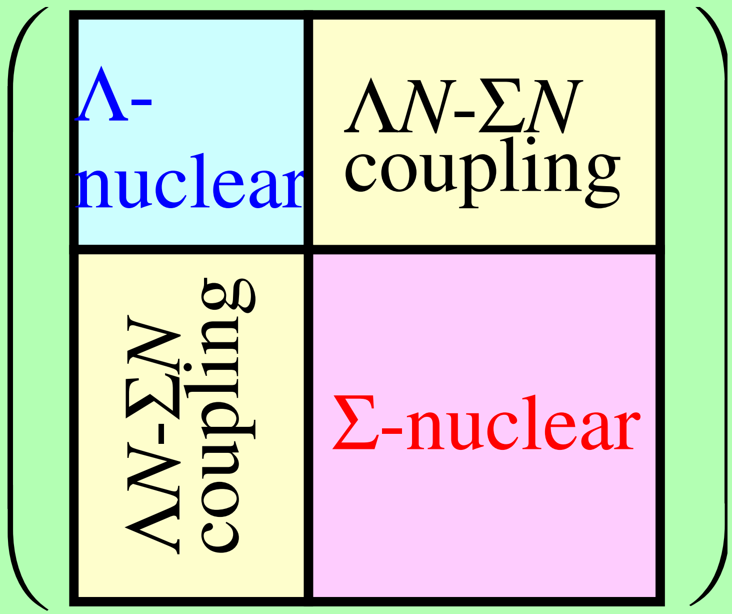
(1) Λ-核状態 $H_{\Lambda}\left|\psi^{\Lambda};\nu TJ\right\rangle = E_{\nu}^{\Lambda}\left|\psi^{\Lambda};\nu TJ\right\rangle$

(2) Σ-核状態 $H_{\Sigma}\left|\psi^{\Sigma};\mu TJ\right\rangle = E_{\mu}^{\Sigma}\left|\psi^{\Sigma};\mu TJ\right\rangle$

Basis State

$$\begin{pmatrix} \left|{}^{A-1}\mathrm{Li}(k=1)\otimes\Lambda(0s);TJ\right\rangle \\ \vdots \\ \vdots \\ \hline \left|{}^{A-1}\mathrm{Be}(h=1)\otimes\Sigma^{-}(0s);TJ\right\rangle \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix}$$

Hamiltonian Matrix



摂動による取り扱い

$$H = H_\Lambda + H_\Sigma + V_{\Lambda\Sigma} + V_{\Sigma\Lambda}$$

(1) Λ-核状態 $\quad H_\Lambda \left|\psi^\Lambda; \nu T J\right\rangle = E^\Lambda_\nu \left|\psi^\Lambda; \nu T J\right\rangle$

(2) Σ-核状態 $\quad H_\Sigma \left|\psi^\Sigma; \mu T J\right\rangle = E^\Sigma_\mu \left|\psi^\Sigma; \mu T J\right\rangle$

$$\left|{}_\Lambda\mathrm{Li}; \nu T J\right\rangle = \left|\psi^\Lambda; \nu T J\right\rangle + \sum_\mu \frac{\left\langle \psi^\Sigma; \mu \right| V_{\Sigma\Lambda} \left| \psi^\Lambda; \nu \right\rangle_{TJ}}{E^\Lambda_\nu - E^\Sigma_\mu} \left|\psi^\Sigma; \mu T J\right\rangle$$

Λ*N*-Σ*N* 結合強度

$$|C^\Sigma_{\mu\nu}|^2 = \left| \frac{\left\langle \psi^\Sigma; \mu \right| V_{\Sigma\Lambda} \left| \psi^\Lambda; \nu \right\rangle_{TJ}}{E^\Lambda_\nu - E^\Sigma_\mu} \right|^2$$

Σ 混合率

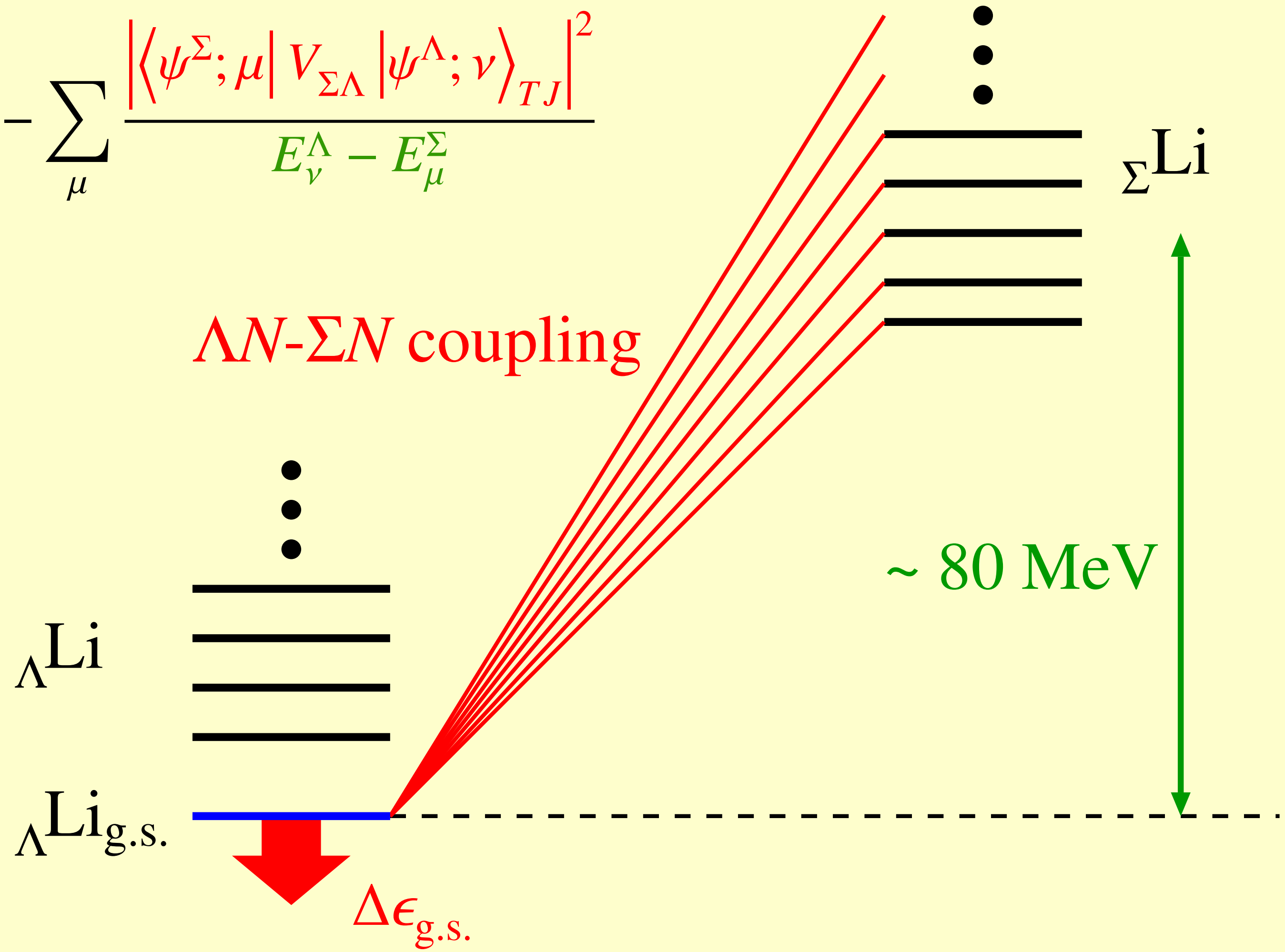
$$P_{\Sigma;\nu} = \sum_\mu \left| \frac{\left\langle \psi^\Sigma; \mu \right| V_{\Sigma\Lambda} \left| \psi^\Lambda; \nu \right\rangle_{TJ}}{E^\Lambda_\nu - E^\Sigma_\mu} \right|^2 = \sum_\mu |C^\Sigma_{\mu\nu}|^2$$

エネルギーシフト

$$\Delta\epsilon_\nu = -\sum_\mu \frac{\left| \left\langle \psi^\Sigma; \mu \right| V_{\Sigma\Lambda} \left| \psi^\Lambda; \nu \right\rangle_{TJ} \right|^2}{E^\Lambda_\nu - E^\Sigma_\mu} = -\sum_\mu |C^\Sigma_{\mu\nu}|^2 \left(E^\Lambda_\nu - E^\Sigma_\mu\right)$$

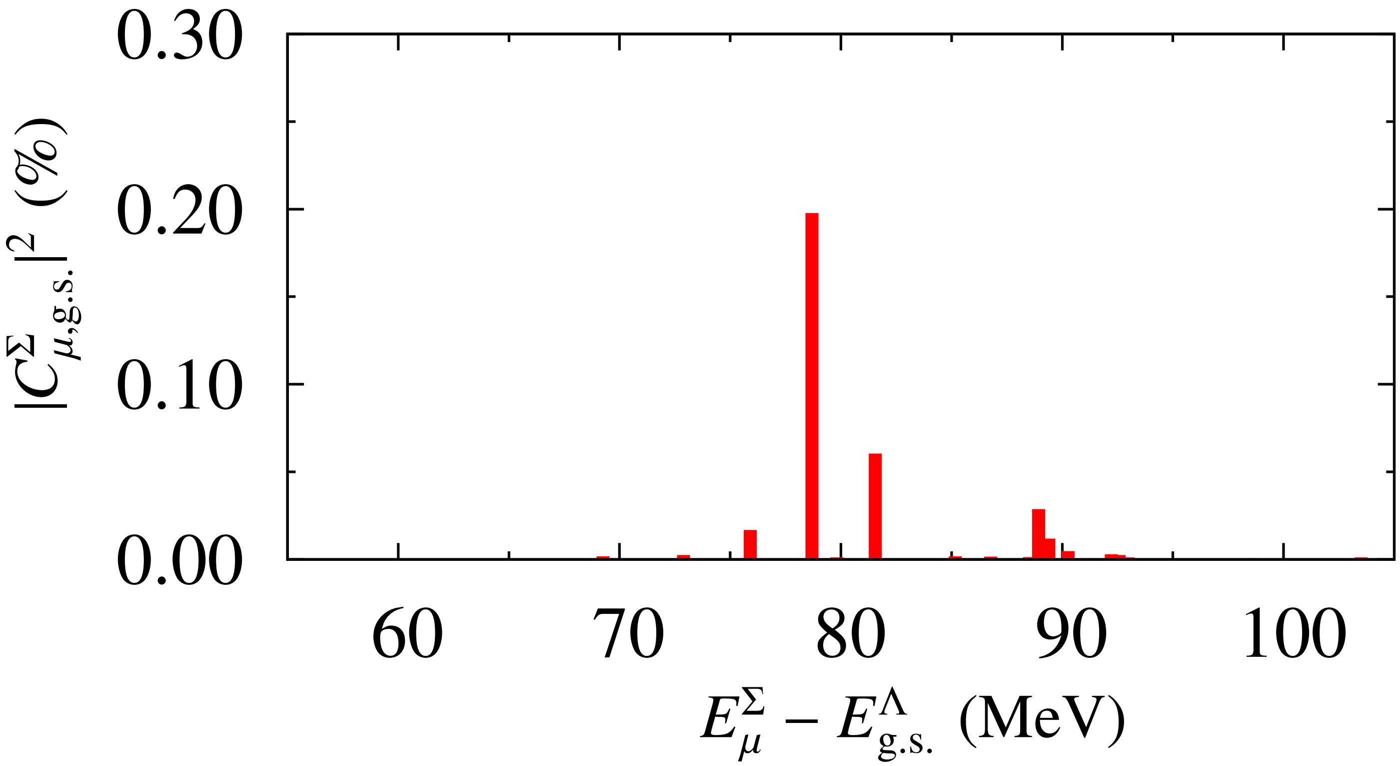
エネルギーシフトのイメージ図

$$\Delta\epsilon_\nu = -\sum_\mu \frac{\left|\left\langle \psi^\Sigma;\mu \right| V_{\Sigma\Lambda} \left| \psi^\Lambda;\nu \right\rangle_{TJ}\right|^2}{E^\Lambda_\nu - E^\Sigma_\mu}$$



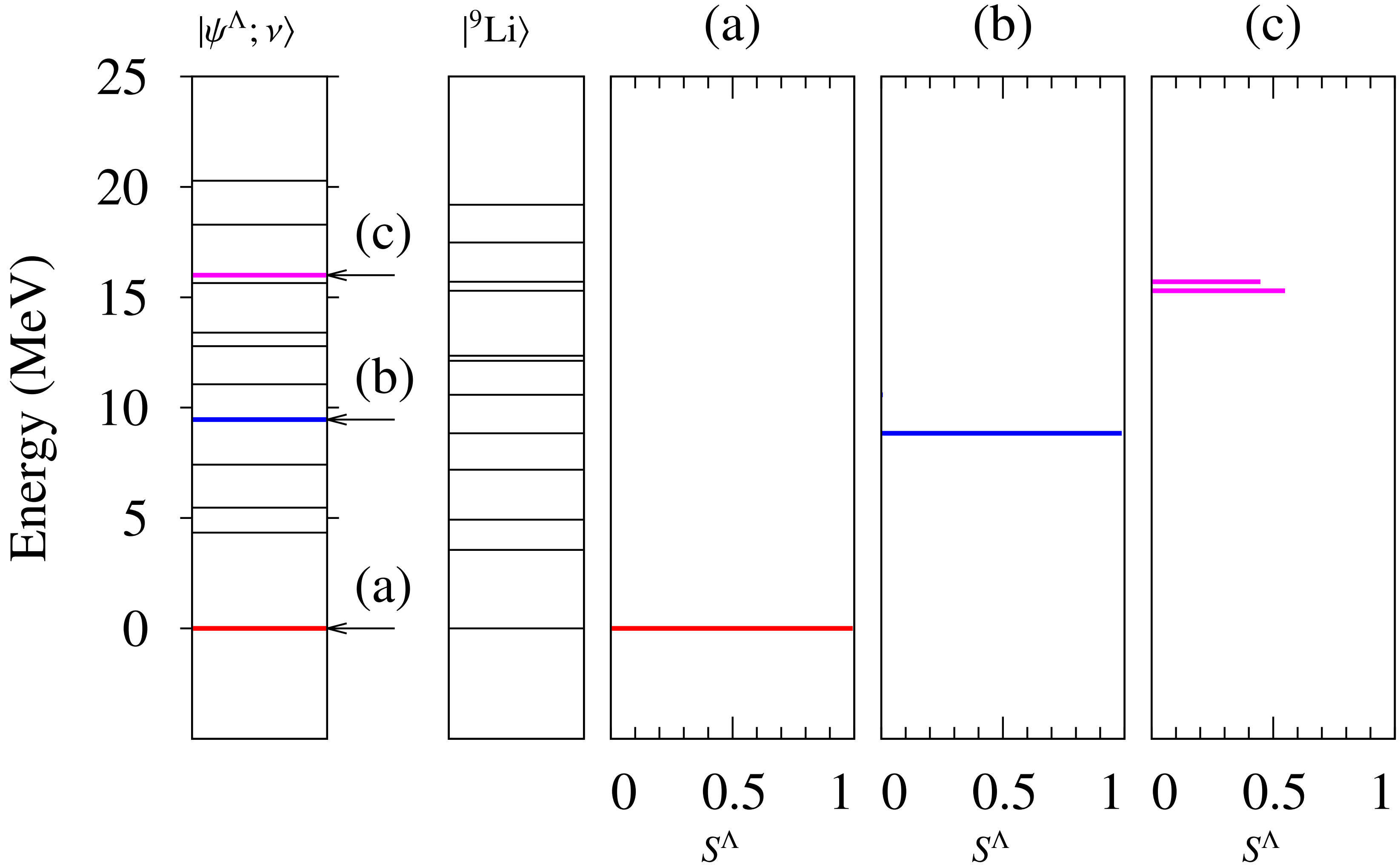
ΛN-ΣN 結合強度

$$|C^{\Sigma}_{\mu\nu}|^2 = \left| \frac{\left\langle \psi^{\Sigma};\mu \right| V_{\Sigma\Lambda} \left| \psi^{\Lambda};\nu \right\rangle_{TJ}}{E^{\Lambda}_{\nu} - E^{\Sigma}_{\mu}} \right|^2, \quad P_{\Sigma;\nu} = \sum_{\mu} |C^{\Sigma}_{\mu\nu}|^2, \quad \Delta\epsilon_{\nu} = -\sum_{\mu} |C^{\Sigma}_{\mu\nu}|^2 \left(E^{\Lambda}_{\nu} - E^{\Sigma}_{\mu}\right)$$



- Λ-核状態と強く結合する Σ-核状態がある。（Σ-核基底状態ではない。）
- Σ はコア核の状態を強く混ぜる。→ 結合強度を大きくする効果。

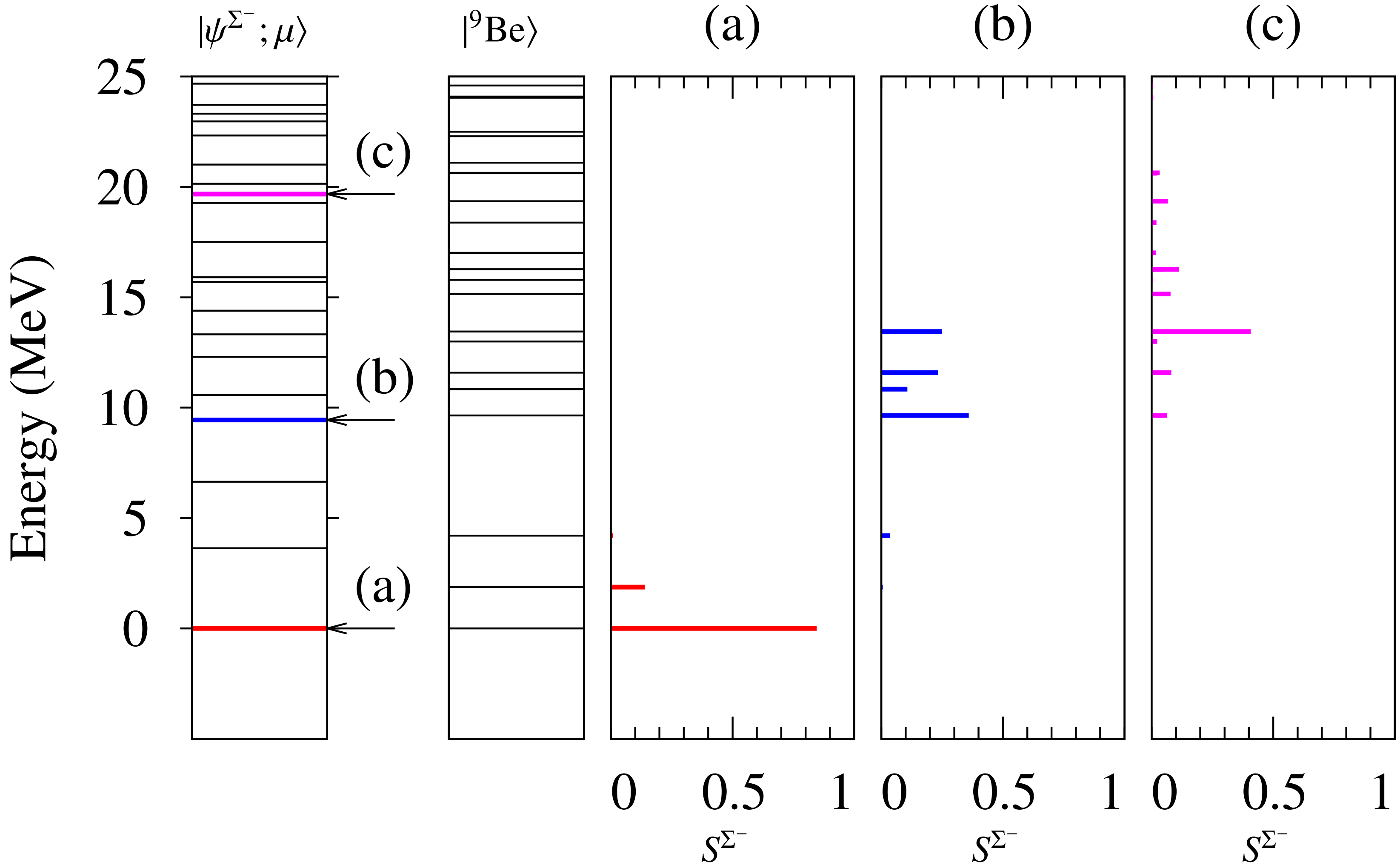
Λ が結合した固有状態（摂動0次） $({}^{10}_{\Lambda}\mathrm{Li}; T = 3/2, J = 1^-)$



Λ が結合した固有状態のスペクトルは ${}^9\mathrm{Li}$ の固有状態のスペクトルに非常に近い。

Λ 粒子については1粒子描像がよく成り立つ。

Σ が結合した固有状態（摂動0次） $({}^{10}_{\Lambda}\mathrm{Li};\, T = 3/2,\, J = 1^{-})$



Σ^- 粒子が加わると ${}^{9}\mathrm{Be}$ の固有状態が混ざりあう。

核子側の配位混合が大きく変わる。

Fermi 型結合と Gamow-Teller 型結合

$$V_{\Sigma\Lambda} = \underbrace{V_{\rm F}(r)\boldsymbol{t}_N \cdot \boldsymbol{\phi}_{\Sigma\Lambda}}_{V_{\rm F}} + \underbrace{V_{\rm GT}(r)\,(\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \boldsymbol{\sigma}_Y)\,\boldsymbol{t}_N \cdot \boldsymbol{\phi}_{\Sigma\Lambda}}_{V_{\rm GT}} + \cdots$$

$V_{\rm F}(r)$, $V_{\rm GT}(r)$: ポテンシャル　$\boldsymbol{\sigma}_N$, $\boldsymbol{t}_N$: 核子に対するスピンおよびアイソスピン演算子

$\boldsymbol{\sigma}_Y$: ハイペロンに対するスピン演算子　$\boldsymbol{\phi}_{\Sigma\Lambda}$: Λ 粒子を Σ 粒子に変える演算子　$|j_\Sigma\rangle = \boldsymbol{\phi}_{\Sigma\Lambda}|j_\Lambda\rangle$

核子側の演算子に注目 → 第 1 項は Fermi 型 β 遷移, 第 2 項は Gamow-Teller 型 β 遷移の演算子

エネルギーシフト

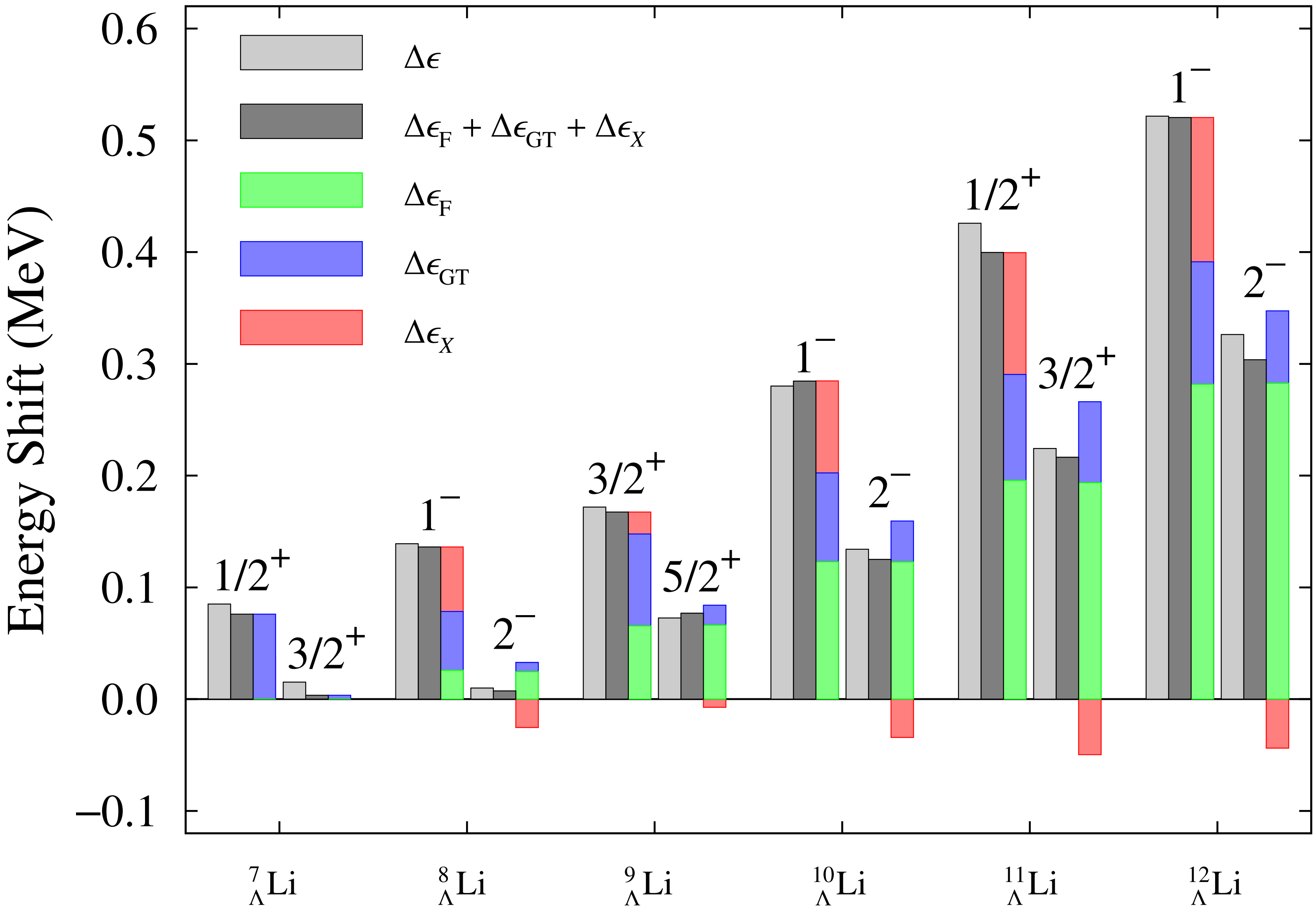
$$\Delta\epsilon_\nu = \Delta\epsilon_{{\rm F};\nu} + \Delta\epsilon_{{\rm GT};\nu} + \Delta\epsilon_{X;\nu}$$

$$\Delta\epsilon_{{\rm F};\nu} = -\sum_\mu \frac{\left|\left\langle \psi_\Sigma;\mu\right| V_{\rm F} \left|\phi_\Lambda;\nu\right\rangle_{TJ}\right|^2}{E_\nu^\Lambda - E_\mu^\Sigma}$$

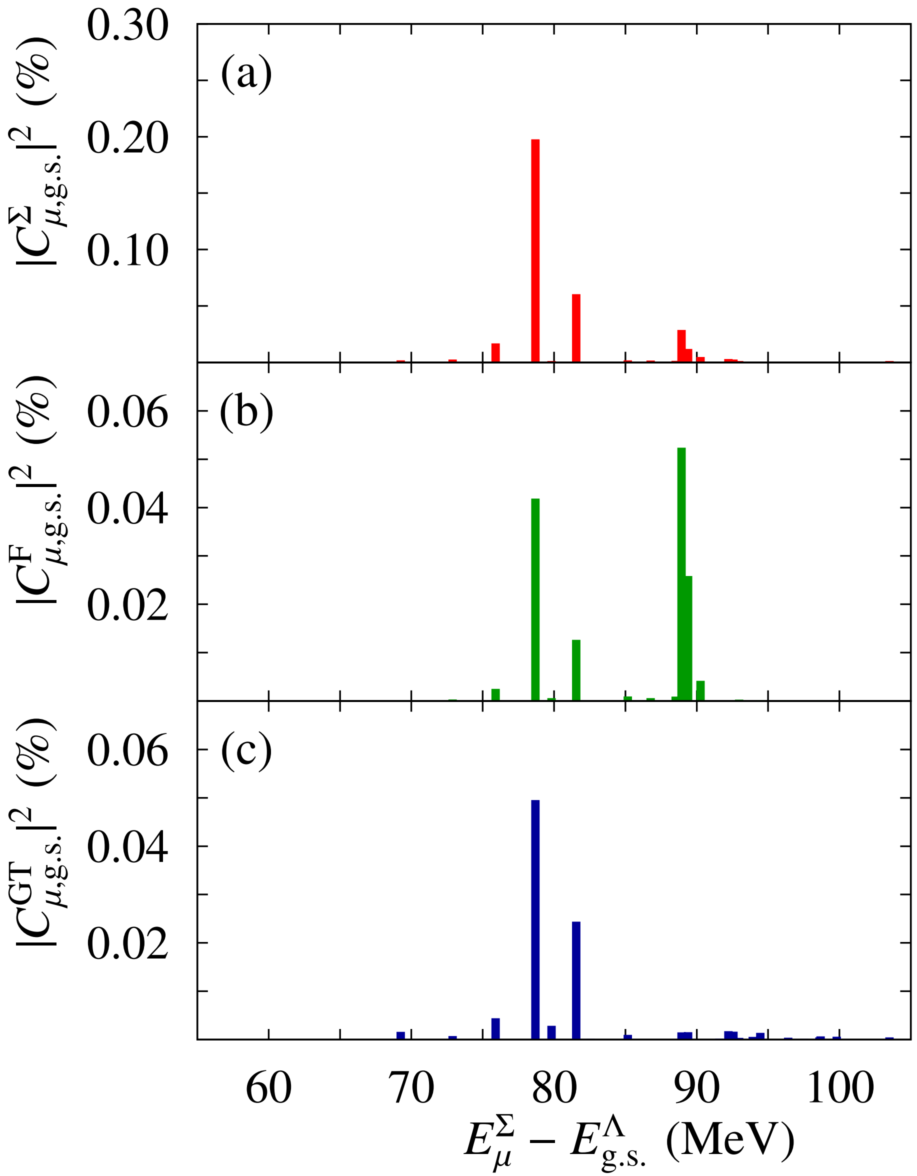
$$\Delta\epsilon_{{\rm GT};\nu} = -\sum_\mu \frac{\left|\left\langle \psi_\Sigma;\mu\right| V_{\rm GT} \left|\phi_\Lambda;\nu\right\rangle_{TJ}\right|^2}{E_\nu^\Lambda - E_\mu^\Sigma}$$

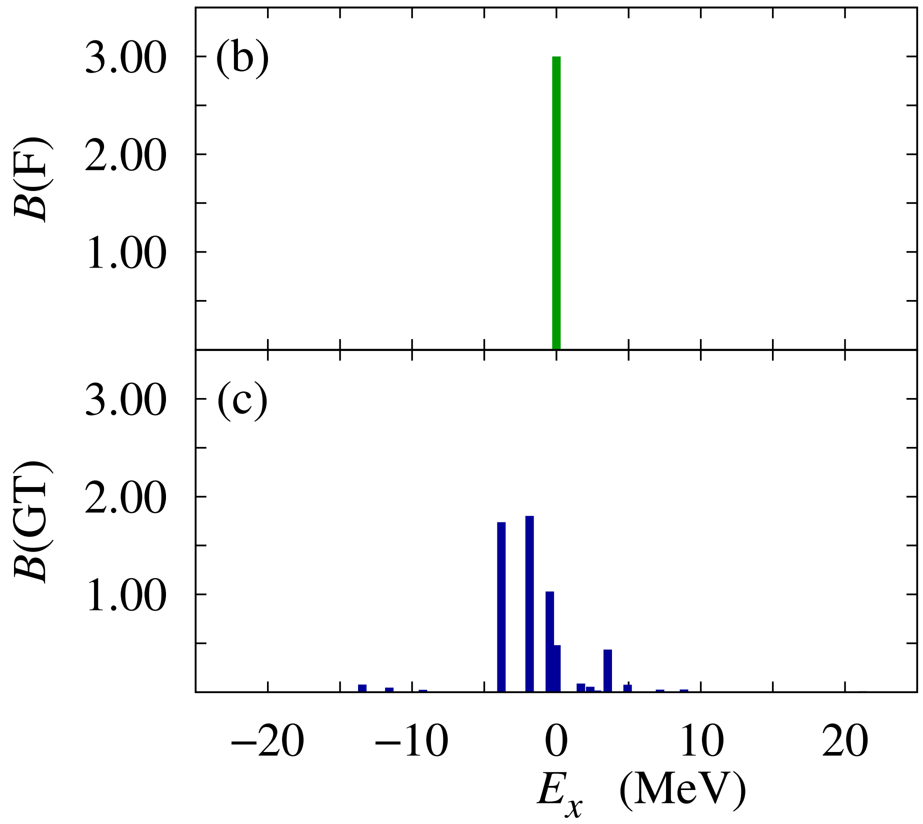
$$\Delta\epsilon_{X;\nu} = -2\sum_\mu \frac{\left\langle \phi_\Lambda;\nu\right| V_{\Sigma\Lambda}^{\rm F} \left|\psi_\Sigma;\mu\right\rangle_{TJ} \left\langle \psi_\Sigma;\mu\right| V_{\Sigma\Lambda}^{\rm GT} \left|\phi_\Lambda;\nu\right\rangle_{TJ}}{E_\nu^\Lambda - E_\mu^\Sigma}$$

エネルギーシフトの内訳



ΛN-ΣN 結合強度の内訳





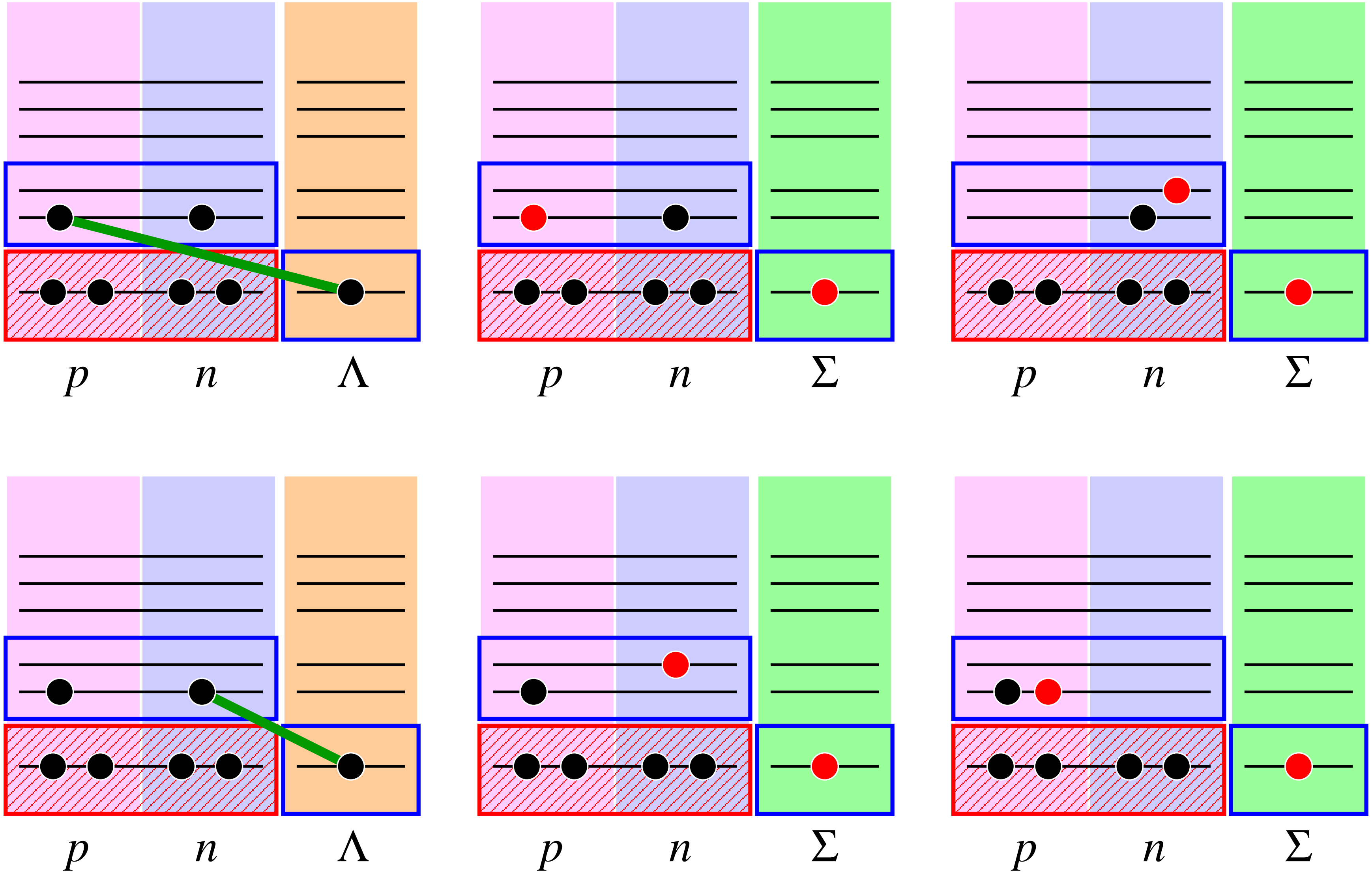
Fermi 型結合と Gamow-Teller 型結合の性質

- **Fermi 型結合**
  - 通常の原子核における Fermi 型 β 遷移では，ある一つの状態にのみ遷移する。
  - Σ が結合することによりコア核の状態が混ざりあうので，強度が分散する。
  - Doublet にはほぼ同じ大きさのシフトを与える。
  - 簡単に評価すると $\Delta\epsilon_{\mathrm{F}}$ は $T\,(T+1)$ に比例する。
- **Gamow-Teller 型結合**
  - 通常の原子核における Gamow-Teller 型 β 遷移では，Ikeda Sum Rule

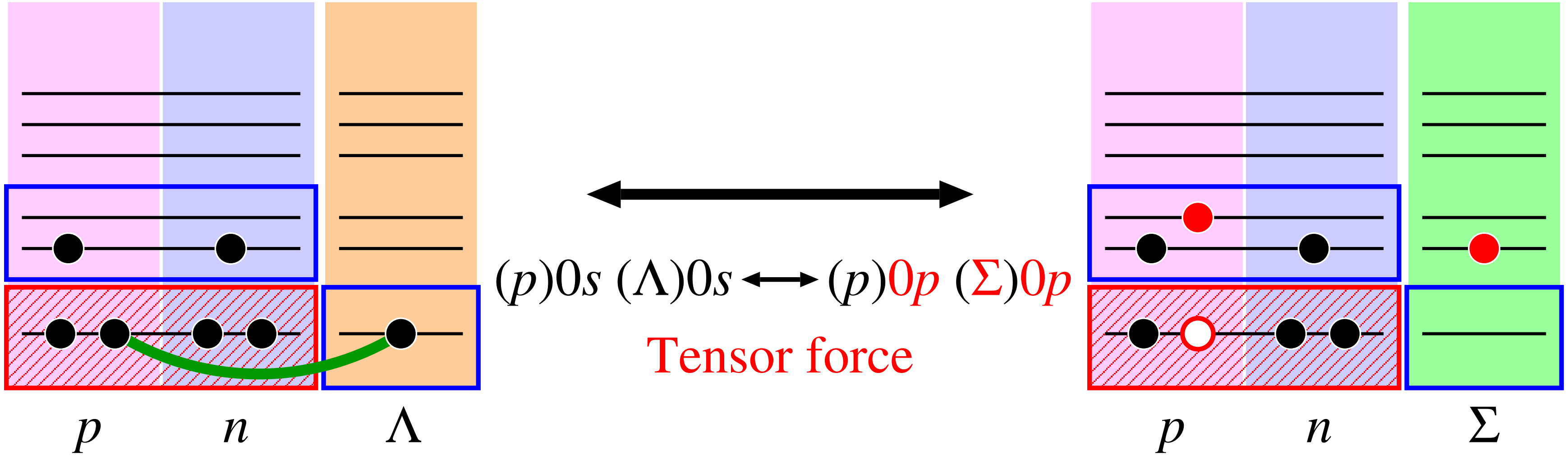
$$\sum B(\mathrm{GT}-) - \sum B(\mathrm{GT}+) = 3\,(N-Z)$$

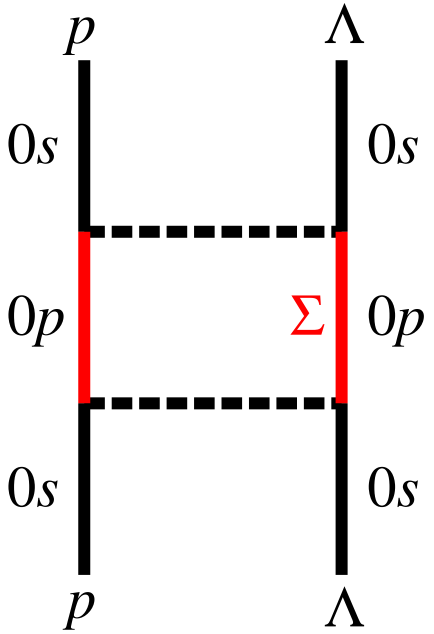
    が模型に依存せずに成り立つ。
  - 中性子が過剰になるにつれて，$\sum B(\mathrm{GT}+)$ が小さくなるため，
    $\sum B(\mathrm{GT}-) \simeq 3\,(N-Z)$ で評価できるようになる。
- **干渉項**
  - 角運動量の代数（Racah 代数）により，
    Doublet の一方には正の，もう一方には負のシフトを与える。

模型空間内で記述された ΛN-ΣN 結合



模型空間内で記述されない ΛN-ΣN 結合 (1)



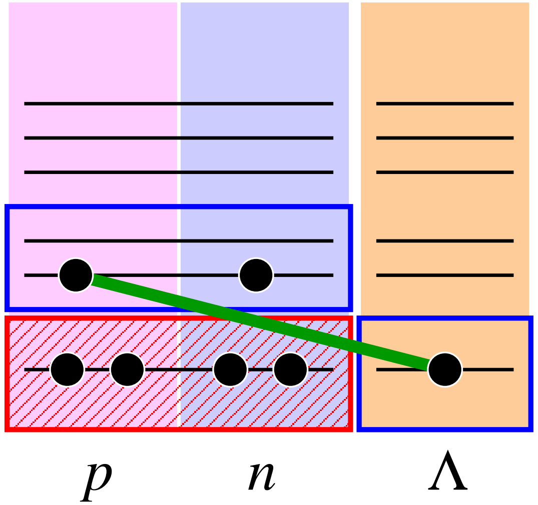


Effective single-particle energy of Λ hyperon in $0s$ orbit

↓

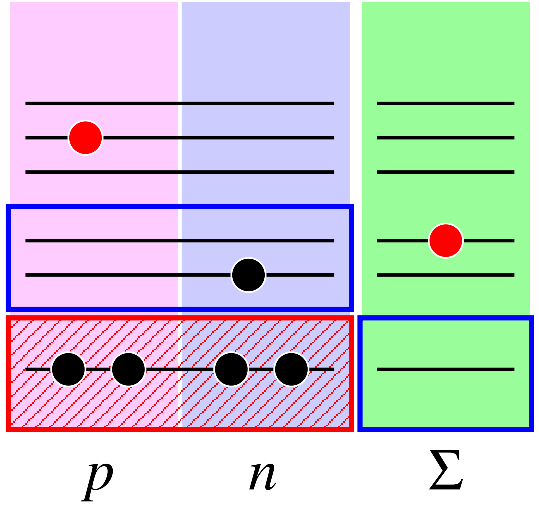
Binding energy of Λ hypernuclei

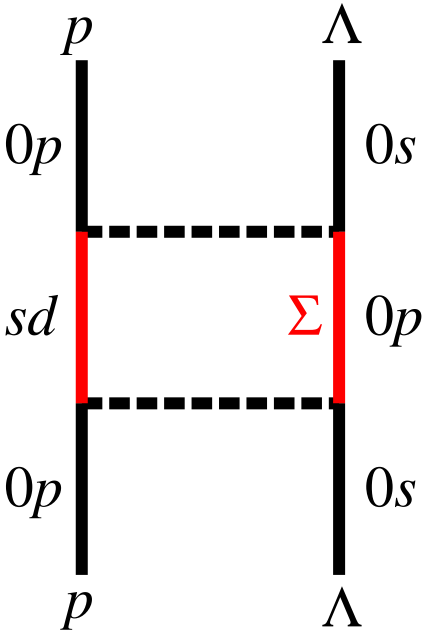
模型空間内で記述されない ΛN-ΣN 結合 (2)



$(p)0p\ (\Lambda)0s \longleftrightarrow (p)sd\ (\Sigma)0p$

Tensor force





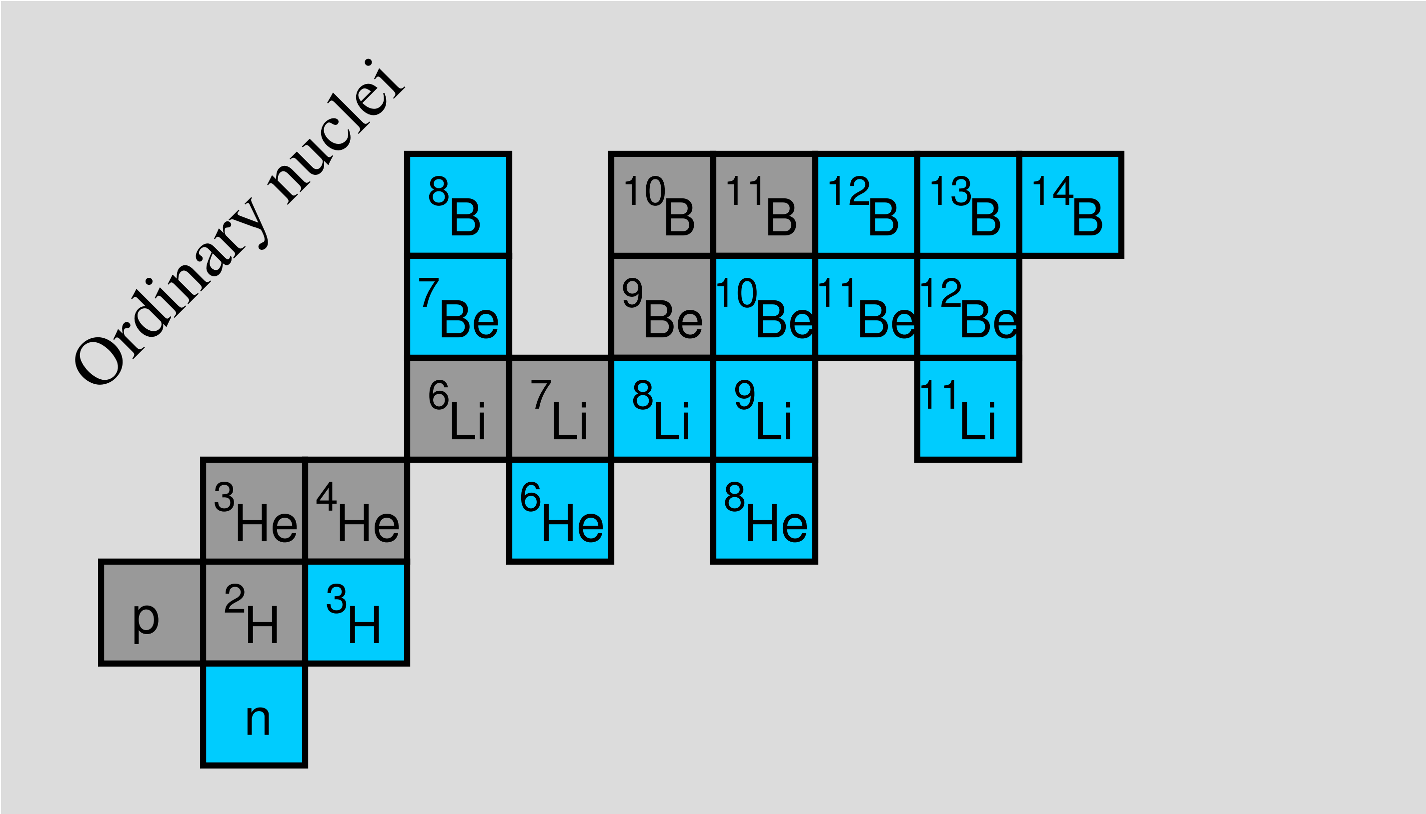
Effective ΛN interaction
$< (p)0p\ (\Lambda)0s \mid V \mid (p)0p\ (\Lambda)0s >$

Binding energy of Λ hypernuclei

1. ハイパー核
2. ラムダ・シグマ結合
3. 殻模型
4. 中性子過剰ハイパー核の構造
5. **中性子過剰ハイパー核の生成**
6. まとめ

2重荷電交換反応

Double Charge Exchange (DCX) Reactions (K^-, π^+), (π^-, K^+)



KEK ^{9}Be (K^-, π^+) $^{9}_{\Lambda}$He, ^{12}C (K^-, π^+) $^{12}_{\Lambda}$Be, ^{16}O (K^-, π^+) $^{16}_{\Lambda}$C at rest. K. Kubota *et al.*, NPA602 (1996) 323.

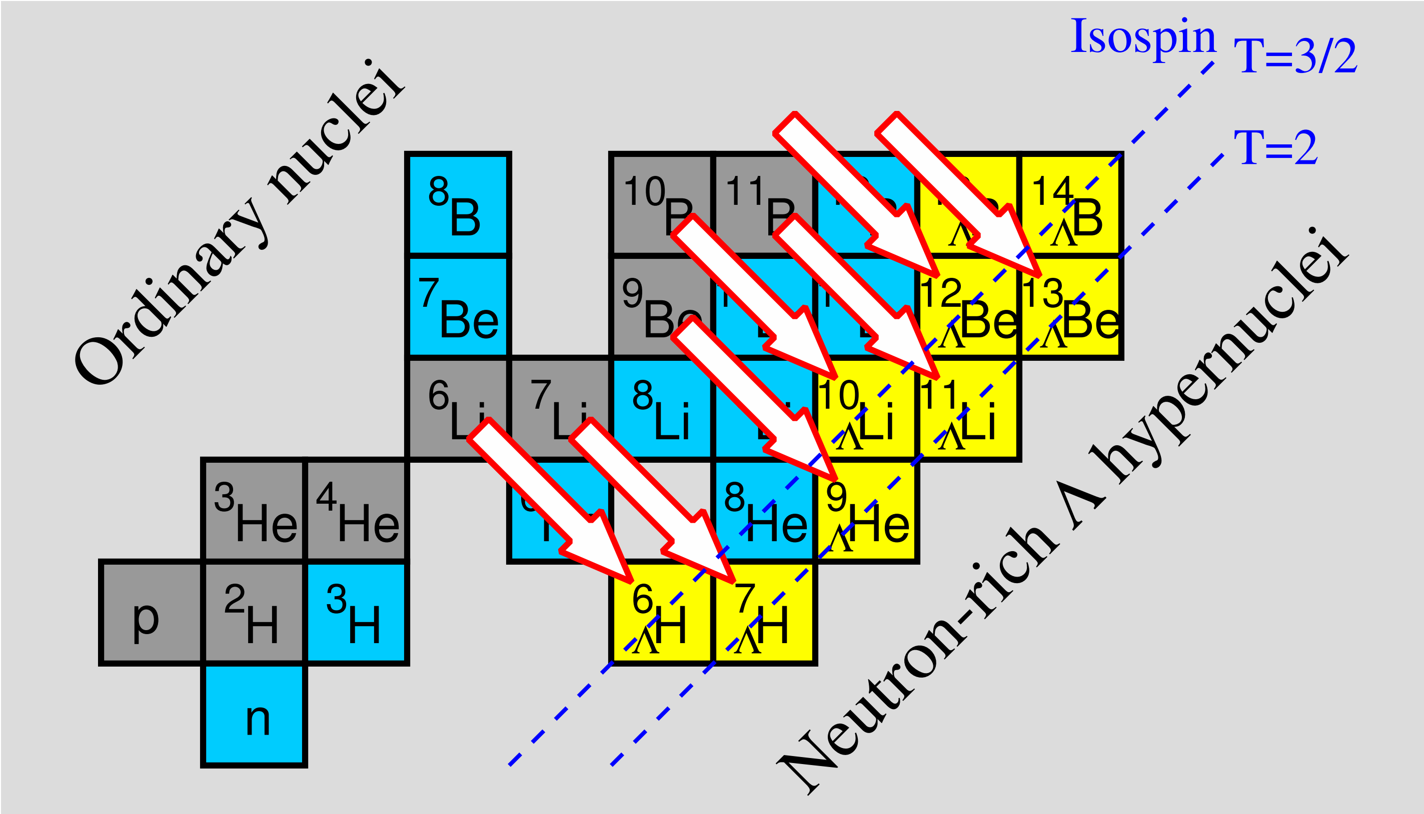
^{10}B (π^-, K^+) $^{10}_{\Lambda}$Li at $p_\pi = 1.05, 1.20$ GeV/c. P. K. Saha *et al.*, PRL94 (2005) 052502.

DAΦNE ^{6}Li (K^-, π^+) $^{6}_{\Lambda}$H, ^{7}Li (K^-, π^+) $^{7}_{\Lambda}$H at rest. M. Agnello *et al.*, PLB640 (2006) 145.

J-PARC E10 ^{6}Li (π^-, K^+) $^{6}_{\Lambda}$H, ^{9}Be (π^-, K^+) $^{9}_{\Lambda}$He at $p_\pi = 1.20$ GeV/c

2重荷電交換反応

Double Charge Exchange (DCX) Reactions (K^-, π^+), (π^-, K^+)



KEK ^{9}Be (K^-, π^+) $^9_\Lambda$He, ^{12}C (K^-, π^+) $^{12}_\Lambda$Be, ^{16}O (K^-, π^+) $^{16}_\Lambda$C at rest. K. Kubota *et al.*, NPA602 (1996) 323.

^{10}B (π^-, K^+) $^{10}_\Lambda$Li at $p_\pi = 1.05, 1.20$ GeV$/c$. P. K. Saha *et al.*, PRL94 (2005) 052502.

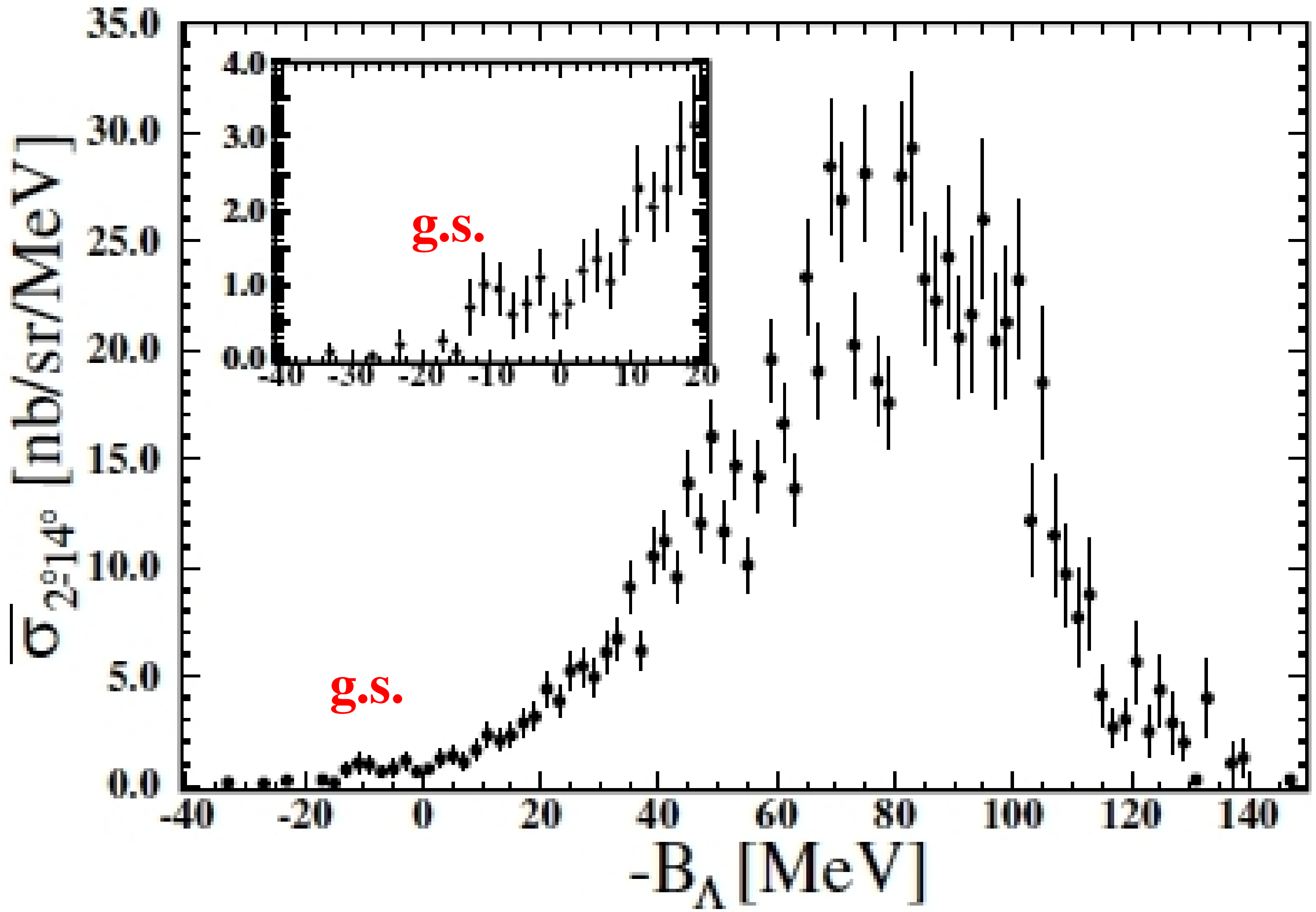
DAΦNE ^{6}Li (K^-, π^+) $^6_\Lambda$H, ^{7}Li (K^-, π^+) $^7_\Lambda$H at rest. M. Agnello *et al.*, PLB640 (2006) 145.

J-PARC E10 ^{6}Li (π^-, K^+) $^6_\Lambda$H, ^{9}Be (π^-, K^+) $^9_\Lambda$He at $p_\pi = 1.20$ GeV$/c$

中性子過剰ラムダハイパー核の生成実験 $^{10}\mathrm{B}\,(\pi^-, K^+)\,^{10}_{\Lambda}\mathrm{Li}$

Λ spectrum by (π^-, K^+) DCX reaction at 1.2 GeV/c

KEK-PS-E521 P. K. Saha *et al.*, PRL94 (2005) 052502.



First successful measurements

生成断面積：

11.3 ± 1.9 nb/sr
for $p_{\pi^-} = 1.20$ GeV/c

5.8 ± 2.2 nb/sr
for $p_{\pi^-} = 1.05$ GeV/c

(π^-, K^+) **反応による生成断面積は** (π^+, K^+) **反応による断面積の約1/1000**

2段階過程と1段階過程

(π^-, K^+)-Double Charge Exchange Reaction

2段階過程：

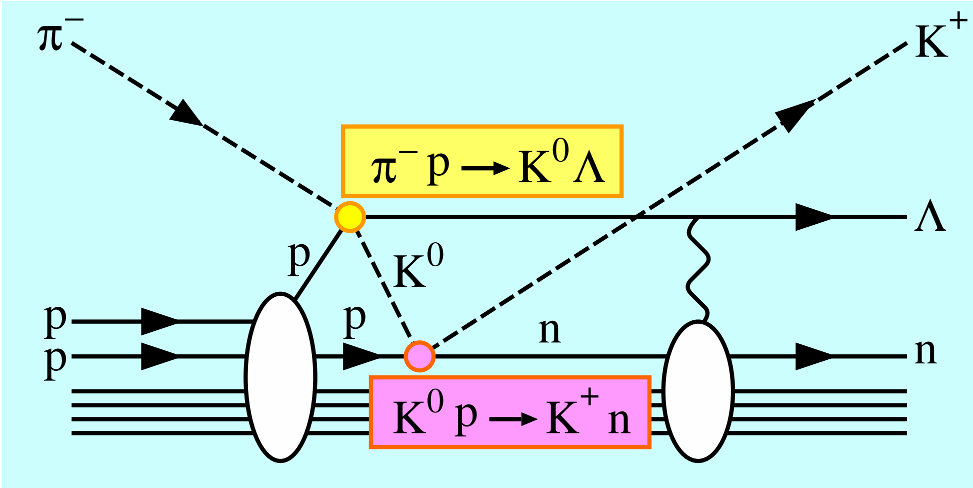
$\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$

$K^0 p \rightarrow K^+ n$

または

$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$

$\pi^0 p \rightarrow K^+ \Lambda$

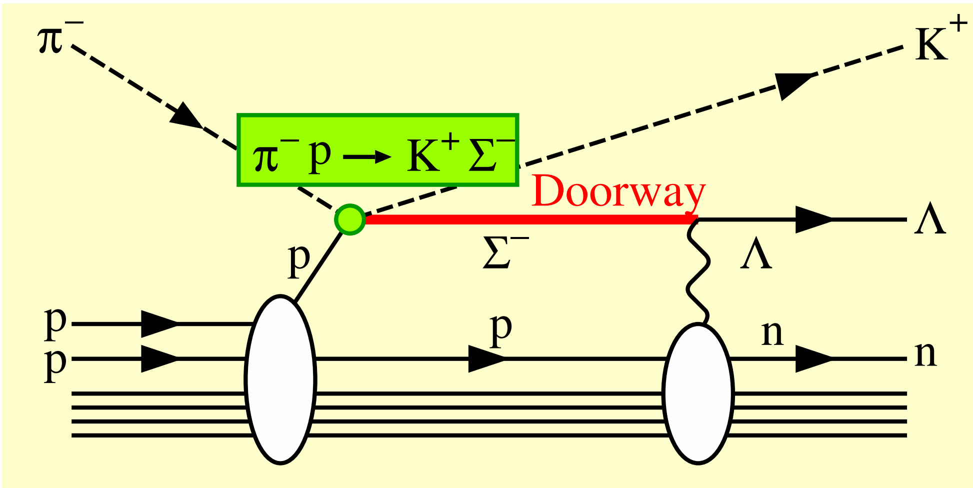


1段階過程：

$\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$

$\Sigma^- p \leftrightarrow \Lambda n$

$\boxed{\Sigma\text{-}\Lambda \text{ coupling}}$



結合チャネル DWIA を用いた1段階過程の理論計算

T. Harada, A. Umeya, and Y. Hirabayashi, Phys. Rev. C 79 (2009) 014603 .

ハイペロン-原子核間ポテンシャル

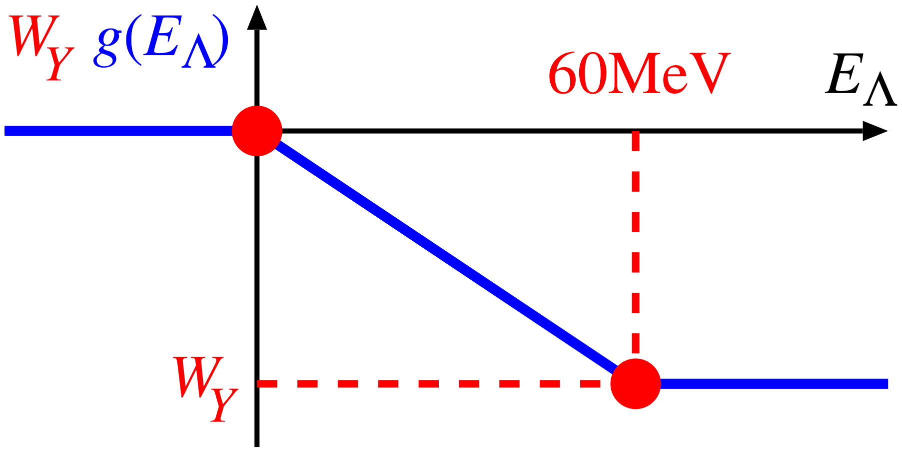
$$U_{Y=\Lambda,\Sigma} = (V_Y + iW_Y g(E_\Lambda))\frac{1}{1+\exp[(r-R)/a]},\quad U_{\Sigma\Lambda} = V_X\frac{1}{1+\exp[(r-R)/a]}$$

$a = 0.6$ fm, $r_0 = 1.088 + 0.395\,A^{-2/3}$ fm, $R = r_0\,(A-1)^{1/3} = 2.42$ fm

V_Y : Λ に対しては -30 MeV, Σ^- に対しては 0 MeV

$W_Y\, g(E_\Lambda)$: spreading potential（励起状態に対応，エネルギー依存性をもつ）

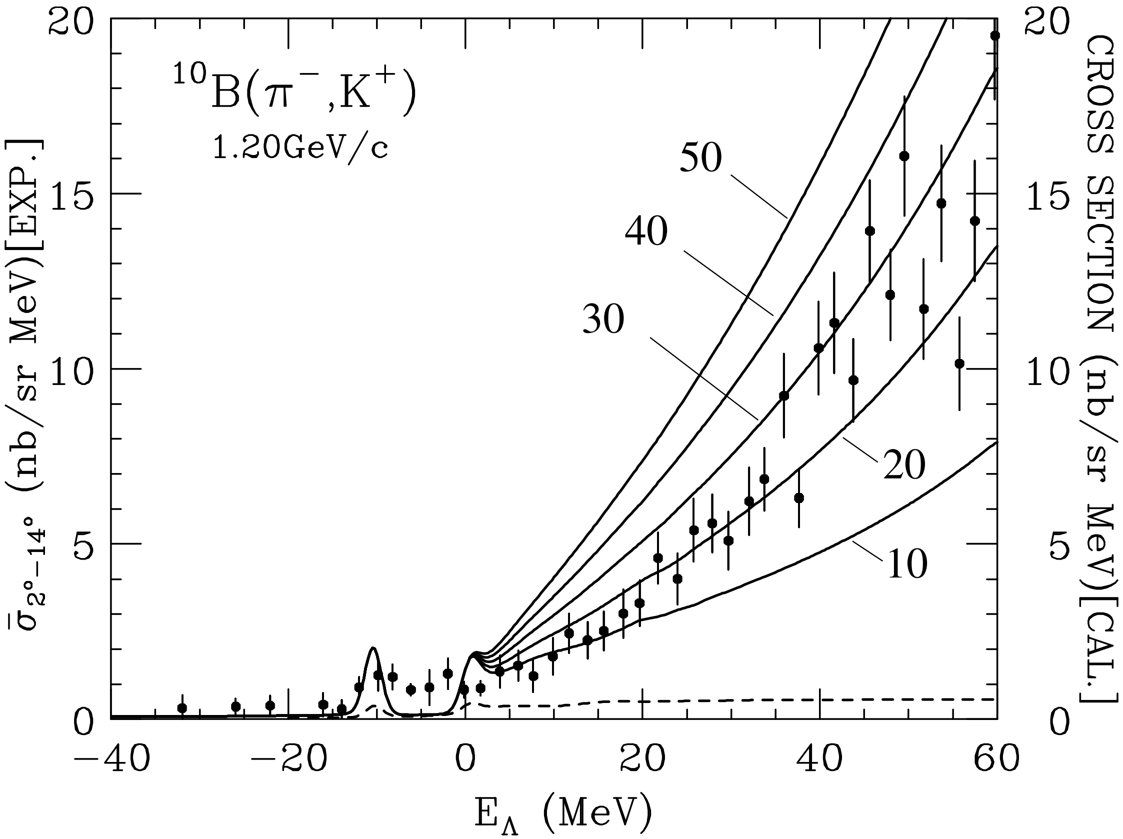
V_X : ΛN-ΣN 結合ポテンシャルの強さ



W_Y, V_X をパラメタとする。

結合チャネル DWIA 計算による $^{10}_{\Lambda}$Li の生成スペクトルと生成断面積 (1)

T. Harada, A. Umeya, and Y. Hirabayashi, Phys. Rev. C 79 (2009) 014603 .



$V_{\Sigma\Lambda}$ = 10 MeV

実験データ：

P. K. Saha *et al.*,
PRL94 (2005) 052502.

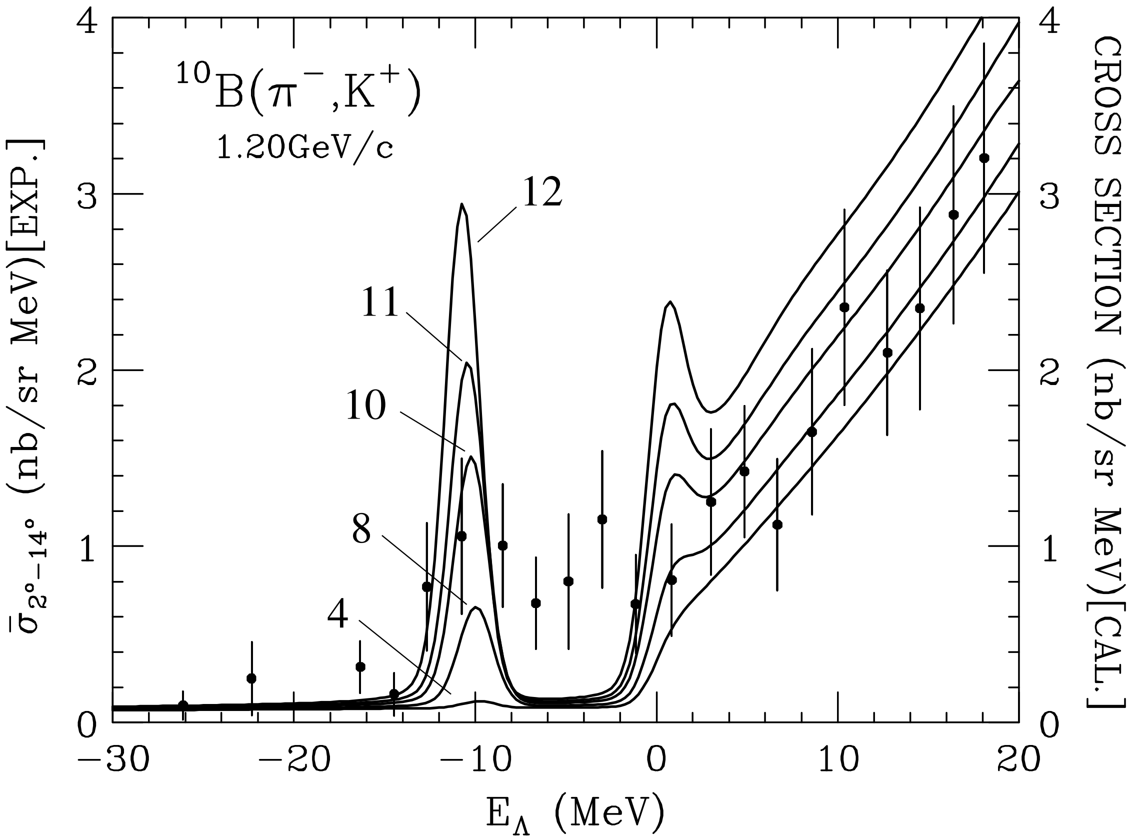
p_π (GeV/c)	2-step (nb/sr)	1-step (nb/sr)	Exp. (nb/sr)
1.05	~ 1.6	2.4	5.8 ± 2.2
1.20	~ 1.2	5.4	11.3 ± 1.9

実線：1 段階過程 with $-W_\Sigma$ = 10, 20, 30, 40, 50 MeV　　**破線：2 段階過程**

- **2 段階過程では生成断面積の運動量依存があわない。**
- **1 段階過程が起こるためには $^{10}_{\Lambda}$Li の中に Σ^- の成分がなければならない。**

結合チャネル DWIA 計算による $^{10}_{\Lambda}$Li の生成スペクトルと生成断面積 (2)

T. Harada, A. Umeya, and Y. Hirabayashi, Phys. Rev. C 79 (2009) 014603 .



$-W_{\Sigma} = 20$ MeV

実験データ：

P. K. Saha *et al.*,

PRL94 (2005) 052502.

実線：1段階過程 $V_{\Sigma\Lambda}$ = 4, 8, 10, 11, 12 MeV
(P_{Σ} = 0.075, 0.30, 0.47, 0.57, 0.68 %)

Σ 混合の大きさを見積もることが可能

1. ハイパー核
2. ラムダ・シグマ結合
3. 殻模型
4. 中性子過剰ハイパー核の構造
5. 中性子過剰ハイパー核の生成
6. **まとめ**

まとめ

ΛN-ΣN 結合相互作用を調べるには中性子過剰ハイパー核が適している。

ハイパー核 ${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}$, ${}^{8}_{\Lambda}\mathrm{Li}$, ${}^{9}_{\Lambda}\mathrm{Li}$, ${}^{10}_{\Lambda}\mathrm{Li}$, ${}^{11}_{\Lambda}\mathrm{Li}$, ${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ における Σ 混合によるエネルギーシフトを殻模型計算を用いて系統的に調べた。

- エネルギーシフトは数 100 keV のオーダーであり, 中性子数の増加に伴って大きくなる。
- Λ-核状態と強く結合する Σ-核状態がある。(Σ-核基底状態ではない。)
- Σ がコア核の状態を強く混ぜることにより結合強度が大きくなっている。

Doublet 間のエネルギー差に対して

- 中性子数の増加に伴ってエネルギーシフトの効果は増加する傾向にある。
- 中性子過剰なハイパー核同位体では Σ 混合によるエネルギーシフトの効果が無視できない。
- Fermi 型, Gamow-Teller 型結合は Doublet の片方でのみ強めあうように寄与する。