

# Экзотические гиперядра и нейтронные звезды с потенциалами Скирма, нарушающими зарядовую симметрию

---

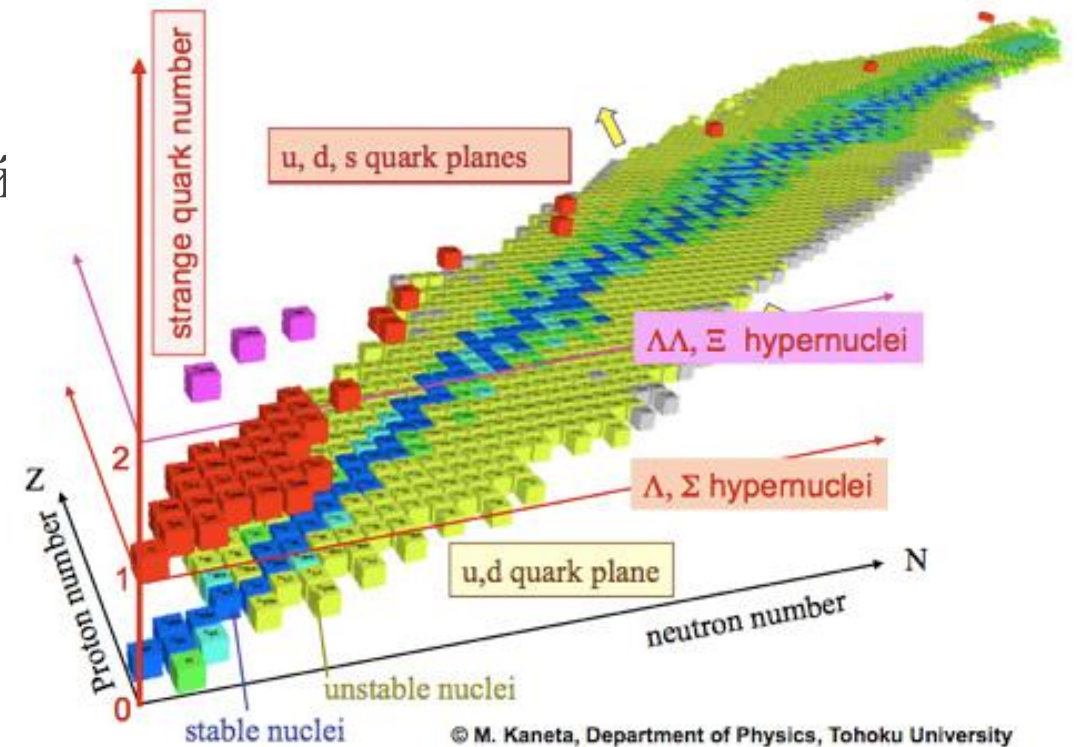
Д.Е. ЛАНСКОЙ<sup>1</sup>, С.В. МИХЕЕВ<sup>1,2</sup>, С.В. СИДОРОВ<sup>1,2</sup>, Т.Ю. ТРЕТЬЯКОВА<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Физический факультет, МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия*

<sup>2</sup> *НИИЯФ им. Скобелева, МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия*

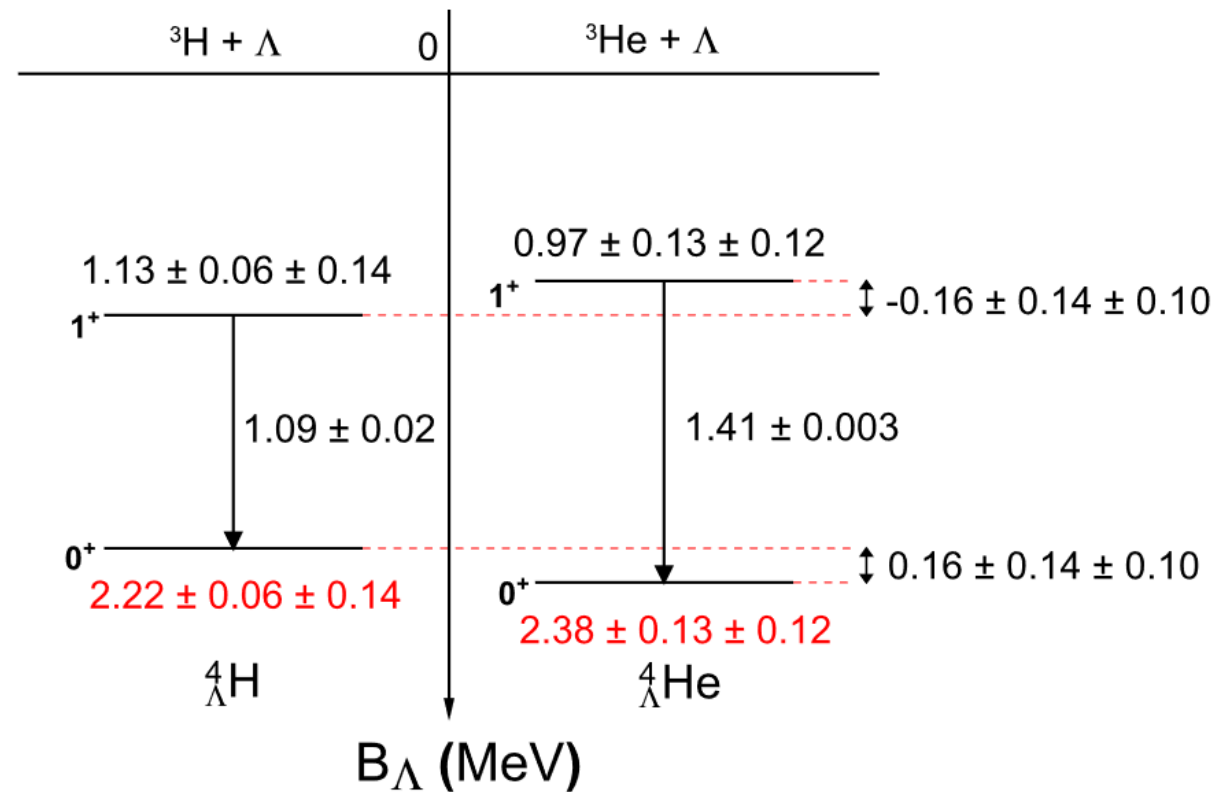
# Экзотические $\Lambda$ -гиперядра

- Интерес в фундаментальной науке: свойства барион-барионных взаимодействий
- Новые эксперименты по столкновению тяжелых ионов: NICA, FAIR
- Приложения в астрофизике: нейтронные звезды



# Нарушение зарядовой симметрии (CSB) в гиперядрах

- Отличие между  $pp$ - и  $nn$ - взаимодействием, между  $\Lambda p$ - и  $\Lambda n$ -взаимодействием
- $B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{He}) - B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{H}) = 0.16 \pm 0.14 \pm 0.10 \text{ МэВ}$  (STAR collab., Phys Lett B 834 2022)
- Более сильное притяжение между  $\Lambda p$  в синглетном состоянии
- Более сильное притяжение между  $\Lambda n$  в триплетном состоянии



# Вклад CSB в плотность энергии

При сохранении зарядовой симметрии плотность энергии:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{N\Lambda} = & a_0 \rho_\Lambda \rho_N + \frac{3}{8} a_3 \rho_\Lambda \rho_N^{\beta+1} - \frac{1}{8} (u_1 y_1 + u_2 y_2) J_\Lambda J_N \\ & + \frac{1}{4} a_1 \left[ \tau_\Lambda \rho_N + \rho_\Lambda \tau_N + \frac{3}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_N \right] + \frac{1}{4} a_2 \left[ \tau_\Lambda \rho_N + \rho_\Lambda \tau_N - \frac{1}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_N \right] \\ & + \frac{1}{2} \Omega_+ [\nabla \rho_N J_\Lambda + \nabla \rho_\Lambda J_N] + \frac{1}{2} \Omega_- [\nabla \rho_N J_\Lambda - \nabla \rho_\Lambda J_N]\end{aligned}$$

где  $a_i = u_i \left(1 + \frac{y_i}{2}\right)$ .

При нарушении зарядовой симметрии для центрального члена:

$$a_0 \rho_\Lambda \rho_N \rightarrow a_0^p \rho_\Lambda \rho_p + a_0^n \rho_\Lambda \rho_n = a_0 \rho_\Lambda \rho_N + a_0^{CSB} \rho_\Lambda \rho_-,$$

где  $a_0 = \frac{1}{2} (a_0^p + a_0^n)$ ,  $a_0^{CSB} = \frac{1}{2} (a_0^p - a_0^n)$ ,  $\rho_- = \rho_p - \rho_n$ .

# Вклад CSB в плотность энергии

Плотность энергии с учетом CSB:

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_{N\Lambda} = & a_0 \rho_\Lambda \rho_N + a_0^{CSB} \rho_\Lambda \rho_- + \frac{3}{8} a_3 \rho_\Lambda \rho_N^{\beta+1} - \frac{1}{8} (u_1 y_1 + u_2 y_2) J_\Lambda J_N \\ & + \frac{1}{4} a_1 \left[ \tau_\Lambda \rho_N + \rho_\Lambda \tau_N + \frac{3}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_N \right] + \frac{1}{4} a_2 \left[ \tau_\Lambda \rho_N + \rho_\Lambda \tau_N - \frac{1}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_N \right] \\ & + \frac{1}{4} a_1^{CSB} \left[ \tau_\Lambda \rho_- + \rho_\Lambda \tau_- + \frac{3}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_- \right] + \frac{1}{4} a_2^{CSB} \left[ \tau_\Lambda \rho_- + \rho_\Lambda \tau_- - \frac{1}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_- \right] \\ & + \frac{1}{2} \Omega_+ [\nabla \rho_N J_\Lambda + \nabla \rho_\Lambda J_N] + \frac{1}{2} \Omega_- [\nabla \rho_N J_\Lambda - \nabla \rho_\Lambda J_N]\end{aligned}$$

Использованные взаимодействия: NN – SLy4 (Chabanat, 1998)

$\Lambda$ N – SLL4' (Schulze, Hiyama, 2014)

# CSB в гиперядрах углерода

Model	$a_0^{\text{CSB}}$ , MeV·fm <sup>3</sup>	$a_1^{\text{CSB}}$ , MeV·fm <sup>5</sup>	$B_{\Lambda}(^9_{\Lambda}\text{C})$ , MeV	$B_{\Lambda}(^{13}_{\Lambda}\text{C})$ , MeV	$B_{\Lambda}(^{23}_{\Lambda}\text{C})$ , MeV
Without CSB	0	0	7,74	11,79	15,86
ESC08a	2,2660	-0,0092	7,68	11,80	15,92
ESC08b	3,7649	0,0776	7,64	11,80	16,00
D2	-5,6105	3,6480	7,83	11,79	15,73
NSC89	-6,5946	1,4628	7,89	11,79	15,64
D	-6,8277	8,1513	7,80	11,79	15,77
ESC16 $k_F=0,8 \text{ fm}^{-1}$	1,4423	-0,2061	7,70	11,79	15,91
ESC16 $k_F=1,3 \text{ fm}^{-1}$	0,5204	0,1242	7,73	11,79	15,87

# Трехчастичные силы и CSB

Для количественного описания одночастичных состояний в гиперядрах важен учет многочастичных эффектов с помощью включения сил, зависящих от плотности, либо с помощью трехчастичных сил.

В случае сил, зависящих от плотности:

$$\mathcal{E}_{N\Lambda}^3 = \frac{3}{8} a_3 \rho_\Lambda \rho_N^{\beta+1}.$$

В случае трехчастичных сил:

$$\mathcal{E}_{N\Lambda}^3 = \frac{1}{2} a_3 \rho_\Lambda (\rho_N^2 + 2\rho_p \rho_n) = \frac{1}{4} a_3 \rho_\Lambda (\rho_N^2 - \rho_-^2).$$

В случае трехчастичных сил возникает квадратичный эффект CSB по проекции изоспина системы.

# Трехчастичные силы и CSB

Многочастичные эффекты	CSB	$B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{C}),$ МэВ	$B_{\Lambda}({}^{13}_{\Lambda}\text{C}),$ МэВ	$B_{\Lambda}({}^{23}_{\Lambda}\text{C}),$ МэВ
Силы, зависящие от плотности	нет CSB	7,58	11,79	15,54
Трехчастичные силы	нет CSB	7,74	11,79	15,86
Силы, зависящие от плотности	NSC89	7,72	11,79	15,34
Трехчастичные силы	NSC89	7,89	11,79	15,64



# Нейтронные звезды

Нейтронные звезды: пример странных систем с большим избытком нейтронов

Уравнения Толмана-Оппенгеймера-Волкова:

$$\frac{dP}{dr} = \frac{G [\rho(r) + P(r)/c^2][m(r) + (4\pi r^3 P(r)/c^2)]}{r^2 [1 - (2Gm(r)/rc^2)]}$$
$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r)$$

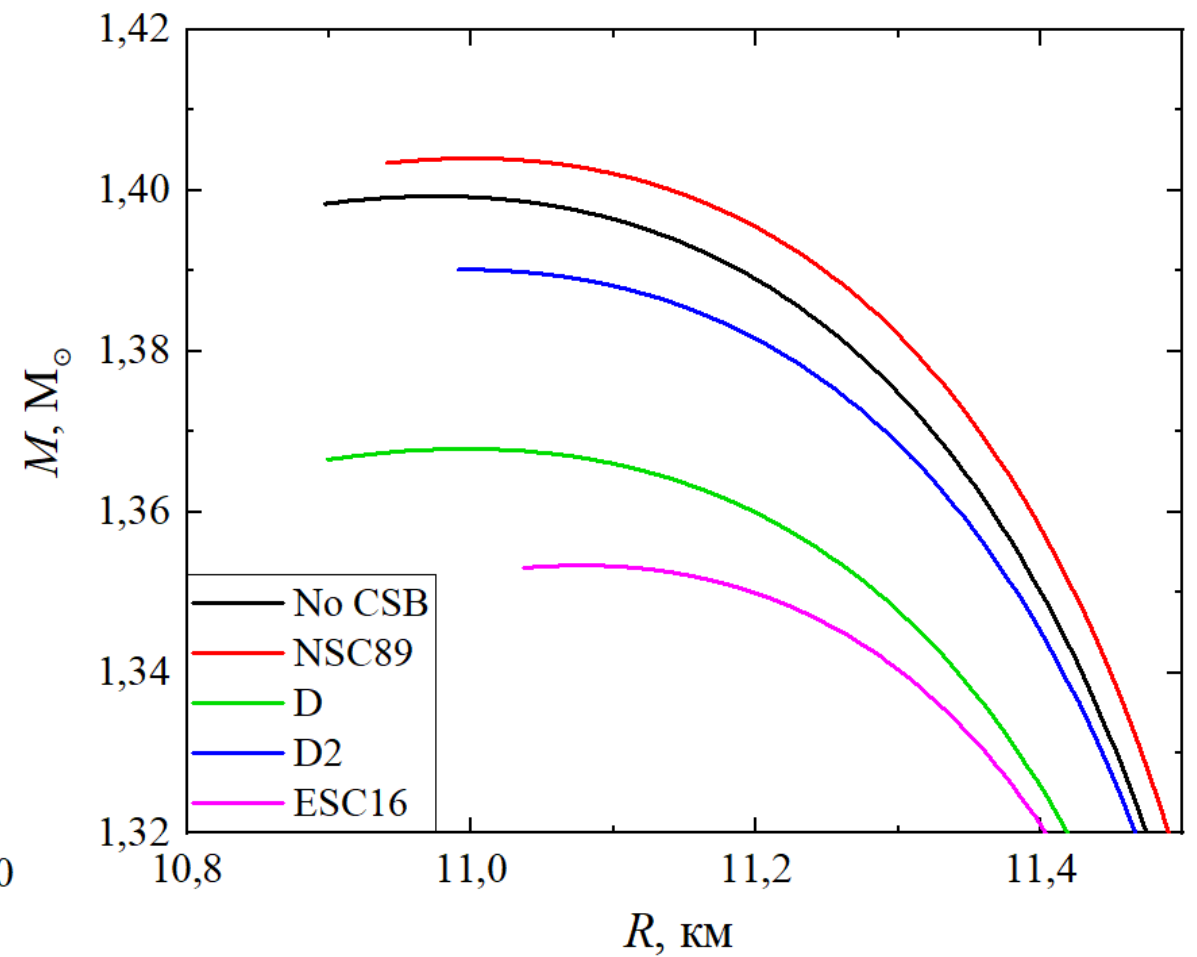
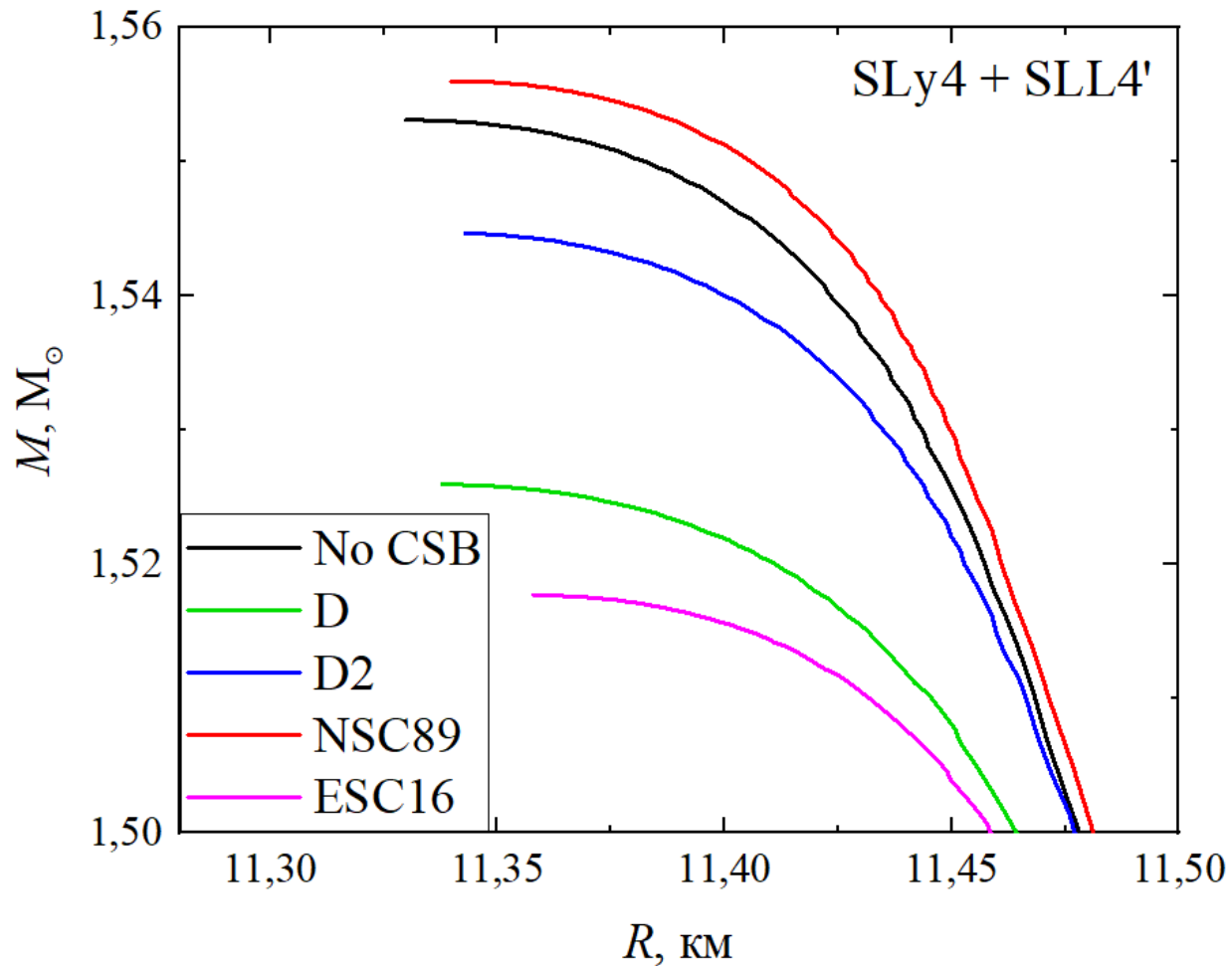
Условие на материю в химическом равновесии:

$$\begin{cases} \mu_p(Y_p, Y_\Lambda) + \mu_e(Y_e) = \mu_n(Y_p, Y_\Lambda) \\ \mu_\mu(Y_p, Y_e) = \mu_e(Y_e) \\ \mu_\Lambda(Y_p, Y_\Lambda) + m_\Lambda = \mu_n(Y_p, Y_\Lambda) + m_n \end{cases}$$

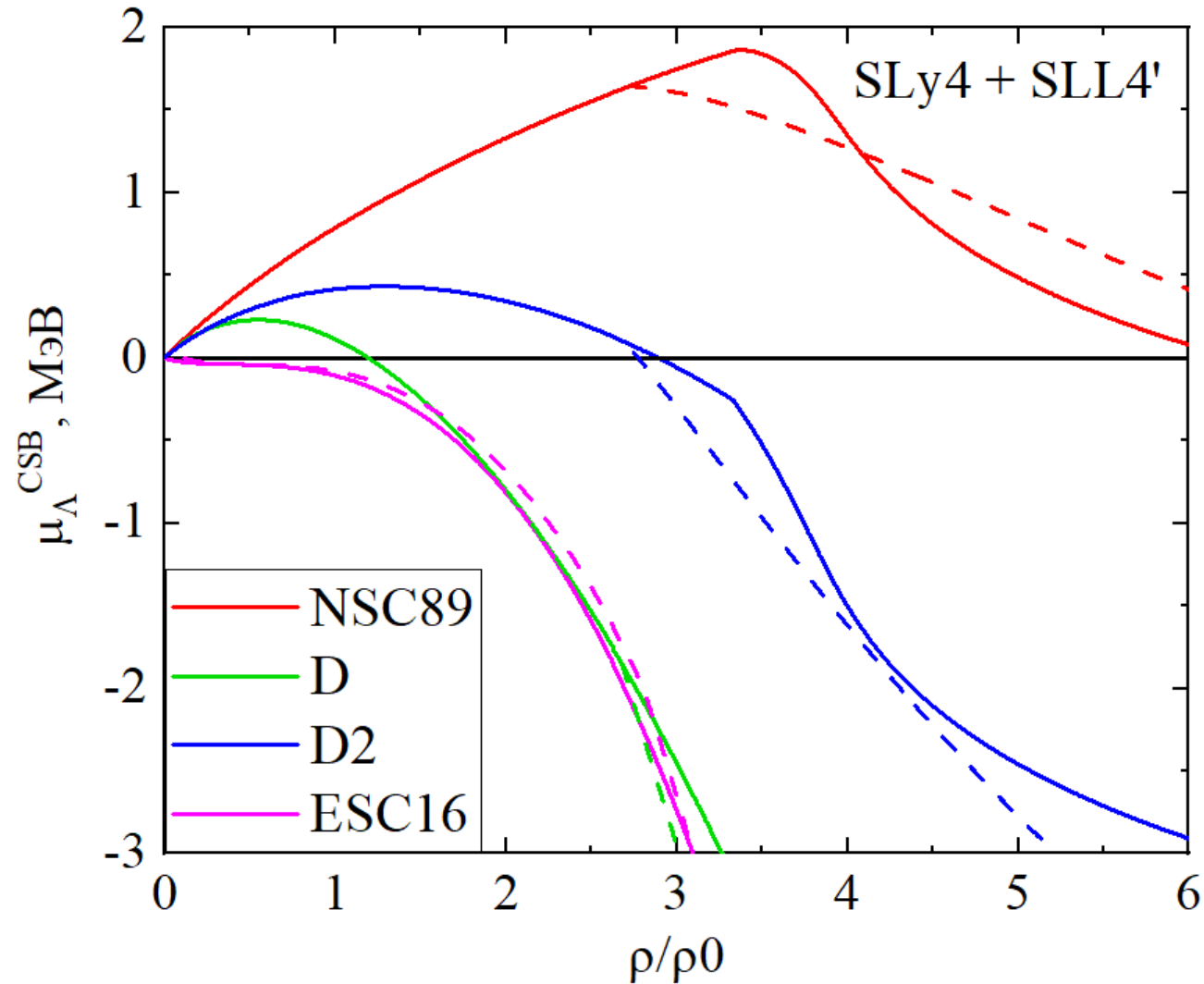
Масса нейтронной звезды:

$$M = \int_0^R 4\pi r^2 \rho dr$$

# Масса нейтронной звезды



# Химический потенциал $\Lambda$ -гиперонов



# Заключение

- Разработан метод описания CSB в гиперядрах и нейтронных звездах в рамках подхода Хартри-Фока со взаимодействием Скирма
- В гиперядрах углерода CSB вносит вклад в энергию связи гиперона  $B_\Lambda$  вплоть до  $\sim 100-200$  кэВ; CSB-вклад от тройных сил сопоставим по величине
- В гиперядрах с четно-четным остовом не удастся определить характер CSB-взаимодействия (притяжение или отталкивание в каналах  $\Lambda p$  и  $\Lambda n$ ) вследствие того, что CSB-эффекты в синглетном и триплетном состоянии в значительной степени компенсируют друг друга
- CSB приводит к изменению максимальной массы нейтронных звезд на не более, чем  $0.05M_\odot$ , а включение тройных сил уменьшает максимальную массу
- CSB приводит к небольшим изменениям химического потенциала  $\Lambda$ -гиперонов, но соответствующий вклад может менять знак при переходе к более высоким плотностям материи нейтронной звезды

Спасибо за внимание

---

Back-up slides



# Подход Хартри-Фока для гиперядер

---

- Функционал энергетической плотности:

$$E = \langle g.s. | T + V_{12} | g.s. \rangle = \int \mathcal{E}(\rho, \tau, J) dr, \quad |g.s.\rangle = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det|\phi_i(\mathbf{r}_j)|$$

- Вариационный принцип:

$$\frac{\delta}{\delta\phi_i} (E - \sum_i e_i \int |\phi_i(\mathbf{r})|^2 dr) = 0$$

- Уравнения Хартри-Фока:

$$\frac{\hbar^2}{2m_{q,\Lambda}^*(r)} \left[ -R_\alpha''(r) + \frac{l_\alpha(l_\alpha + 1)}{r^2} R_\alpha(r) \right] - \left( \frac{\hbar^2}{2m_{q,\Lambda}^*(r)} \right)' R_\alpha'(r) + U_{q,\Lambda}(r) R_\alpha(r) = e_\alpha R_\alpha(r)$$

# Взаимодействие Скирма в гиперядрах

- Нуклон-нуклонное взаимодействие Скирма:

$$V_{NN}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = t_0(1 + x_0 P_\sigma)\delta(\mathbf{r}_{12}) + \frac{1}{2}t_1(1 + x_1 P_\sigma)(\mathbf{k}'^2\delta(\mathbf{r}_{12}) + \delta(\mathbf{r}_{12})\mathbf{k}^2) \\ + t_2(1 + x_2 P_\sigma)\mathbf{k}'\delta(\mathbf{r}_{12})\mathbf{k} + \frac{1}{6}t_3\rho^\alpha(\mathbf{R})(1 + x_3 P_\sigma)\delta(\mathbf{r}_{12}) + iW(\sigma_1 + \sigma_2)[\mathbf{k}' \times \delta(\mathbf{r})\mathbf{k}]$$

NN: SLy4 [ссылка]

- Гиперон-нуклонное взаимодействие Скирма:

$$V_{\Lambda N}(\mathbf{r}_\Lambda, \mathbf{r}_q) = u_0(1 + y_0 P_\sigma)\delta(\mathbf{r}_{\Lambda q}) + \frac{1}{2}u_1(\mathbf{k}^2\delta(\mathbf{r}_{\Lambda q}) + \delta(\mathbf{r}_{\Lambda q})\mathbf{k}'^2) \\ + u_2\mathbf{k}'\delta(\mathbf{r}_{\Lambda q})\mathbf{k} + \frac{3}{8}u_3\rho^\beta(\mathbf{R})\delta(\mathbf{r}_{\Lambda q})$$

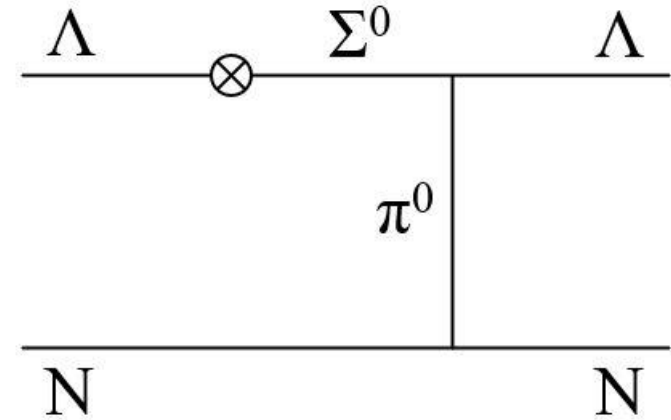
$\Lambda N$ : SLL4' [ссылка]



# Параметры CSB

Будем рассматривать механизм CSB, представленный на диаграмме справа. Потенциал CSB связан с  $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N)$  соотношением:

$$V_{CSB} = -0,0297\tau_{Nz} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}}V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N)$$



Чаще всего в физике гиперядер применяются Неймегенские потенциалы мезонного обмена. Изначально их получают для случая взаимодействия свободных барионов; для гиперядер, на основе этих потенциалов с помощью метода теории Бракнера получают эффективный потенциал мезонного обмена в ядерной материи, обычно параметризуемый в виде суммы нескольких гауссоид:

$$V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N) = \sum_i v_i(k_F) \exp(-(r/\beta_i)^2)$$

# Параметры CSB

С помощью метода Лапласа можно перейти от сил в гауссовой форме к силам нулевого радиуса; при этом между параметрами взаимодействий будет связь

$$u_0^{s/t} = \pi^{3/2} \sum v_i^{s/t} \beta_i^3, \quad u_1^{s/t} = -\frac{1}{2} \pi^{3/2} \sum v_i^{s/t} \beta_i^5.$$

После перехода к форме записи взаимодействия через оператор обмена спином  $P_\sigma$ :

$$u_i^{CSB} = -\frac{0,0297}{\sqrt{3}} \cdot \frac{u_i^t + u_i^s}{2},$$

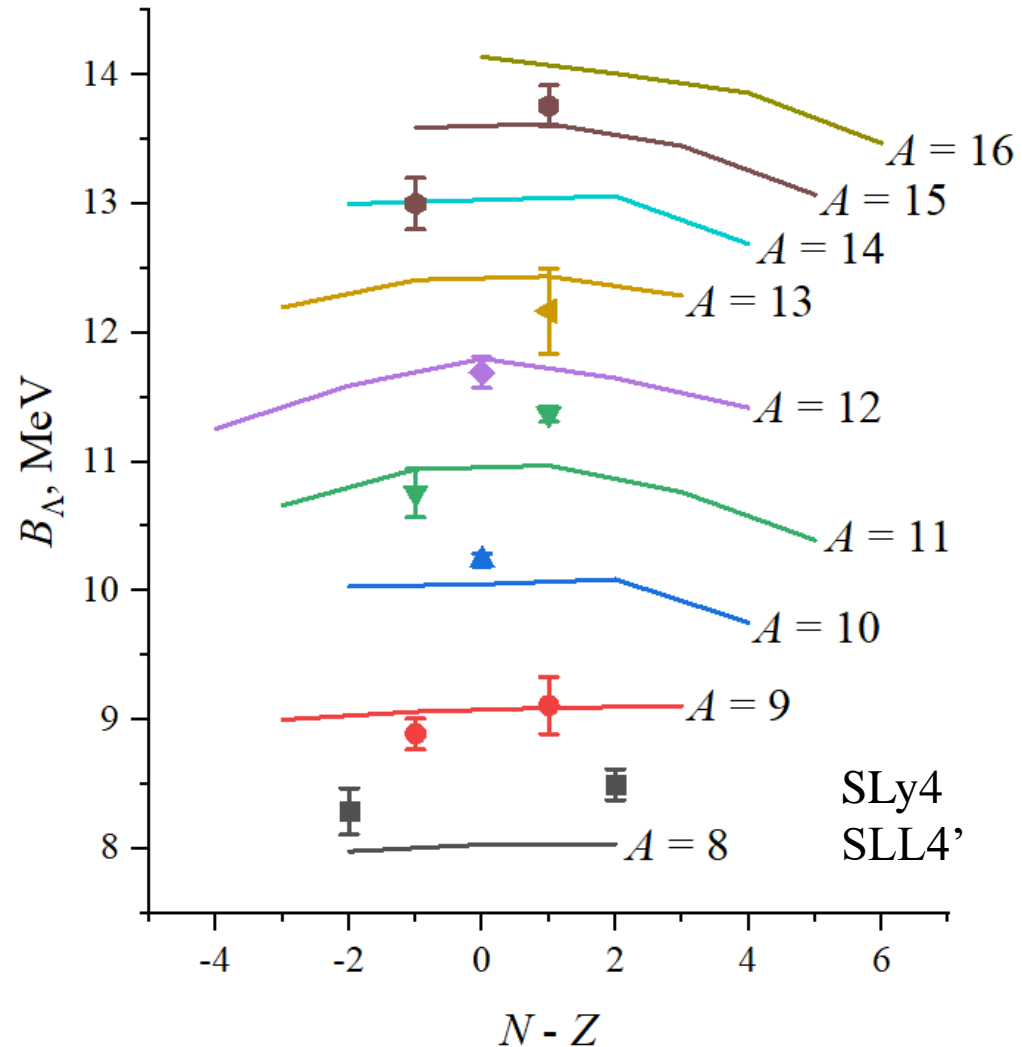
$$y_i^{CSB} = \frac{u_i^t - u_i^s}{u_i^t + u_i^s},$$

$$a_i^{CSB} = u_i^{CSB} \left( 1 + \frac{y_i^{CSB}}{2} \right).$$

# Экзотические $\Lambda$ -гиперядра

- Первые расчеты в нейтрон-избыточных гиперядрах: Dalitz, Levi (1963)
- Majling (1990s): возможная связанность  ${}^6_{\Lambda}\text{H}$  и  ${}^8_{\Lambda}\text{H}$  ( ${}^5\text{H}$  и  ${}^7\text{H}$  не связаны)
- FINUDA:  ${}^6\text{Li} + K^- \rightarrow {}^6_{\Lambda}\text{H} + \pi^+$  (3 события)  
 ${}^5\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + 2n, S_{4n}({}^5\text{H}) \approx -2 \text{ МэВ}$
- ${}^8_{\Lambda}\text{H}$  - не наблюдалось  
 ${}^7\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + 4n, S_{4n}({}^7\text{H}) \approx -0.8 \div 2 \text{ МэВ}$
- Несколько событий с образованием  ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^8_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$  в эмульсии; КЕК:  ${}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$

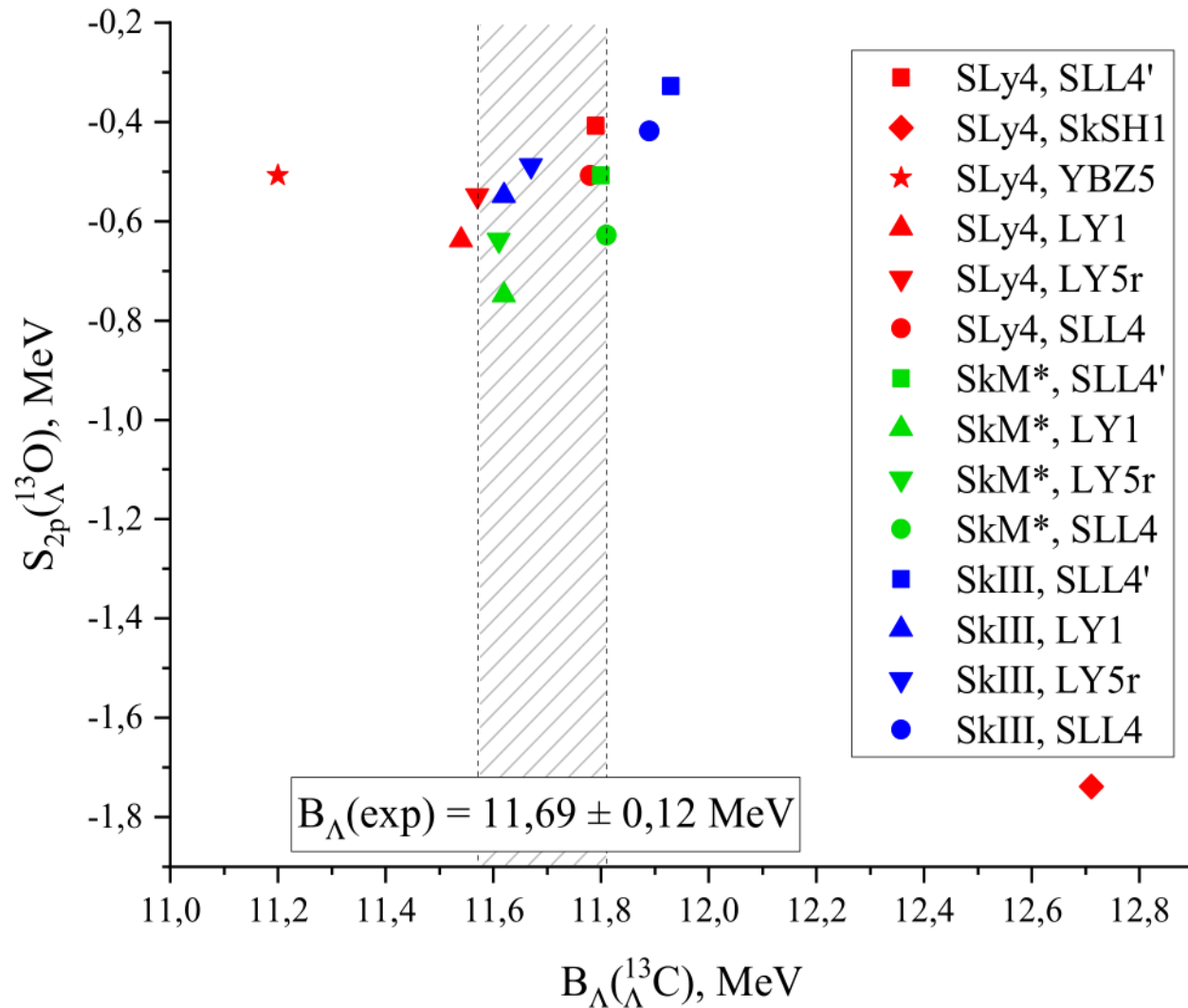
# Энергия связи гиперона в $A+1_{\Lambda}Z$



$$B_{\Lambda}(A+1_{\Lambda}Z) = B_{tot}(A+1_{\Lambda}Z) - B_{tot}(AZ)$$

- $B_{\Lambda}$  увеличивается на  $\sim 1$  MeV с ростом  $A$  в легких гиперядрах, медленнее в тяжелых гиперядрах
- Симметричное поведение  $B_{\Lambda}$  в зависимости от  $N - Z$

# 2p separation energy in ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$



${}^{12}\text{O}$  is unstable with respect to 2 proton decay ( $S_{2p}({}^{12}\text{O}) = -1,638 \text{ MeV}$ ), and  ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$  is expected to decay similarly. On the left hand side we show

$$S_{2p}({}^{13}_{\Lambda}\text{O}) = S_{2p}({}^{12}\text{O}) + B_{\Lambda}({}^{13}_{\Lambda}\text{O}) - B_{\Lambda}({}^{11}_{\Lambda}\text{C})$$

exp ↗
↖ theor

as a function of  $B_{\Lambda}({}^{13}_{\Lambda}\text{C})$  for different NN- and  $\Lambda\text{N}$ - Skyrme interactions. Most results are in good agreement with experimental hyperon binding energy in  ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ .

${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$  is unbound

Similar results for  ${}^8_{\Lambda}\text{B}$ ,  ${}^{12}_{\Lambda}\text{N}$ .

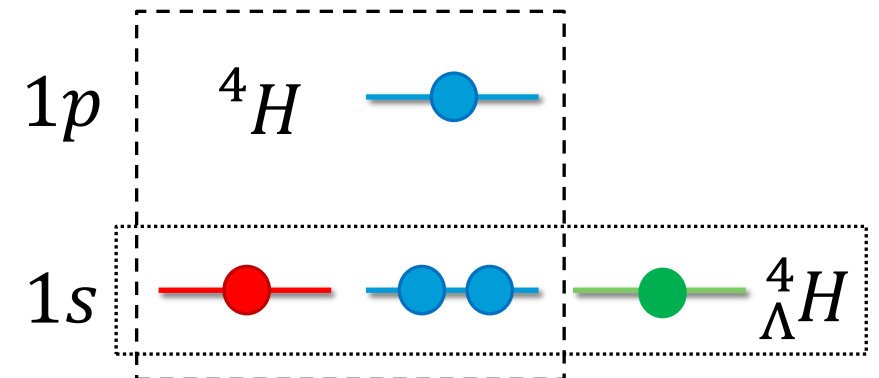
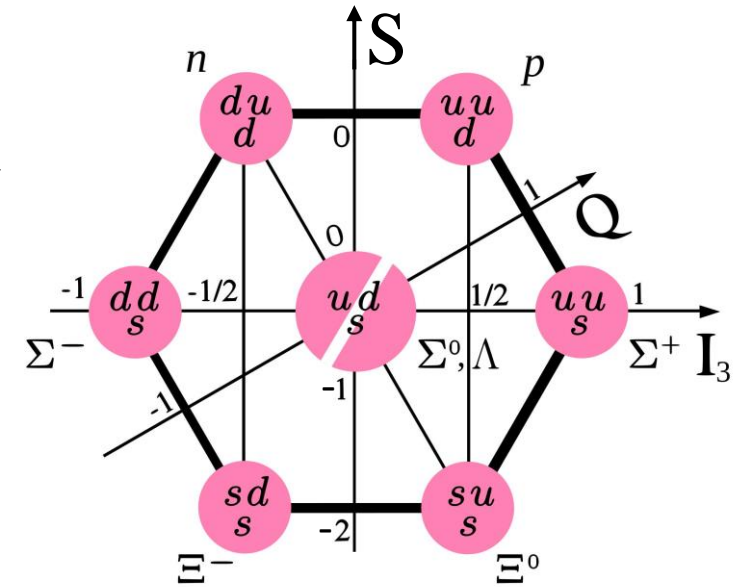
# Hypernuclei

Visible baryonic matter as we know it is primarily made of neutrons and protons, made in turn from u- and d- quarks. To study baryonic interaction properties for heavier quarks (such as s-quarks), one may consider synthesizing hypernuclei, a.k.a. nuclei with protons, neutrons and hyperons.

Notation:

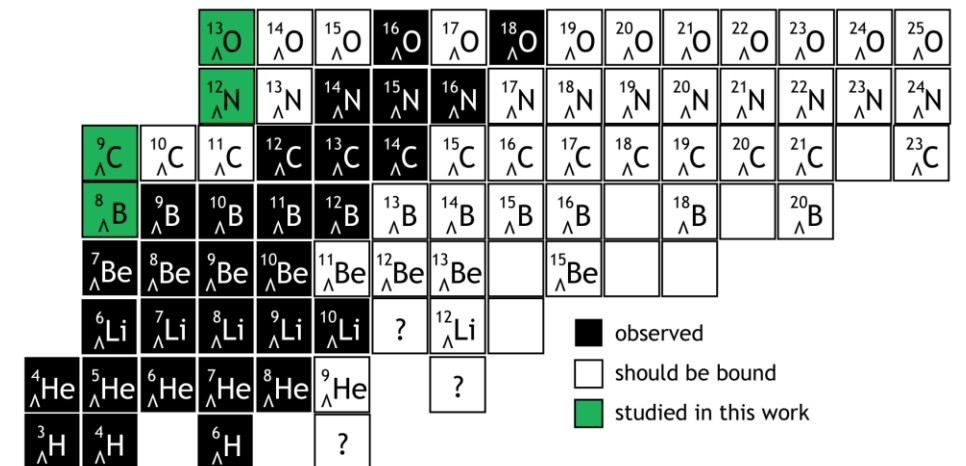
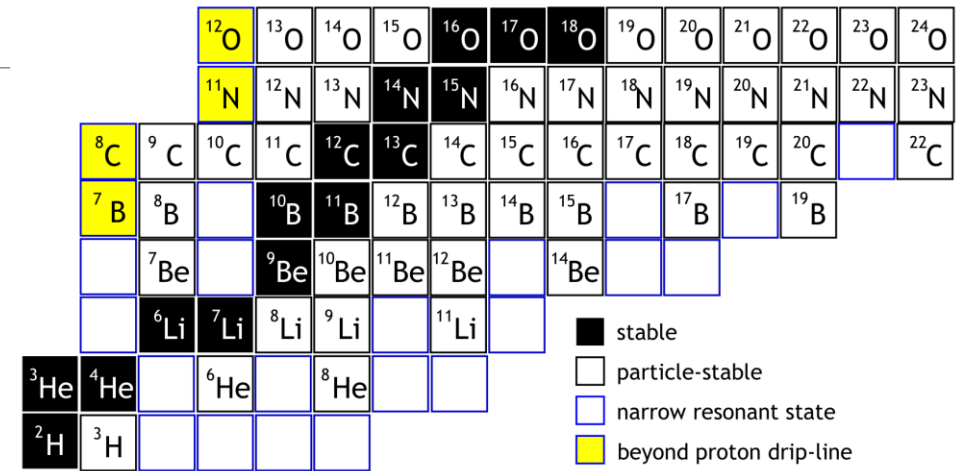
${}^A_{\Lambda}Z$  is a hypernucleus made of  $N$  neutrons,  $Z$  protons and 1  $\Lambda$ -hyperon; mass number  $A = N + Z + 1$

${}^A_{\Lambda\Lambda}Z$  is a hypernucleus made of  $N$  neutrons,  $Z$  protons and 2  $\Lambda$ -hyperons; mass number  $A = N + Z + 2$



# Motivation

- Growing experimental capabilities for production of exotic hypernuclei
- Predictions for hypernuclei with an unbound nucleon core
- Location of nucleon dripline on the hypernuclear chart for  $5 \leq Z \leq 8$



# $\Lambda\Lambda$ -interaction for hypernuclei

Due to glue-like role of  $\Lambda$ -hyperon, there is a chance to stabilize the hypernuclei  ${}^8_{\Lambda}\text{B}$ ,  ${}^{12}_{\Lambda}\text{N}$  and  ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$  by adding yet another  $\Lambda$ -hyperon.  $\Lambda\Lambda$ -interaction then needs to be taken into account

- Hyperon-hyperon Skyrme potential:

$$V_{\Lambda\Lambda}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \lambda_0 \delta(\mathbf{r}_{12}) + \frac{1}{2} \lambda_1 (\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_{12}) + \delta(\mathbf{r}_{12}) \mathbf{k}^2) + \lambda_2 \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_{12}) \mathbf{k}$$

$\Lambda\Lambda$ :  $S_{\Lambda\Lambda}1'$ ,  $S_{\Lambda\Lambda}3'$  (Lanskoy 1998, Minato 2011)

Similarly to how it was done earlier, proton (two proton) separation energy  $S_p$  ( $S_{2p}$ ) can then be found using the relation:

$$\begin{aligned} S_p({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) &= S_p({}^{A-2}Z) + B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) - B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^{A-1}(Z-1)). \\ S_{2p}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) &= S_{2p}({}^{A-2}Z) + B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) - B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^{A-2}(Z-2)). \end{aligned}$$

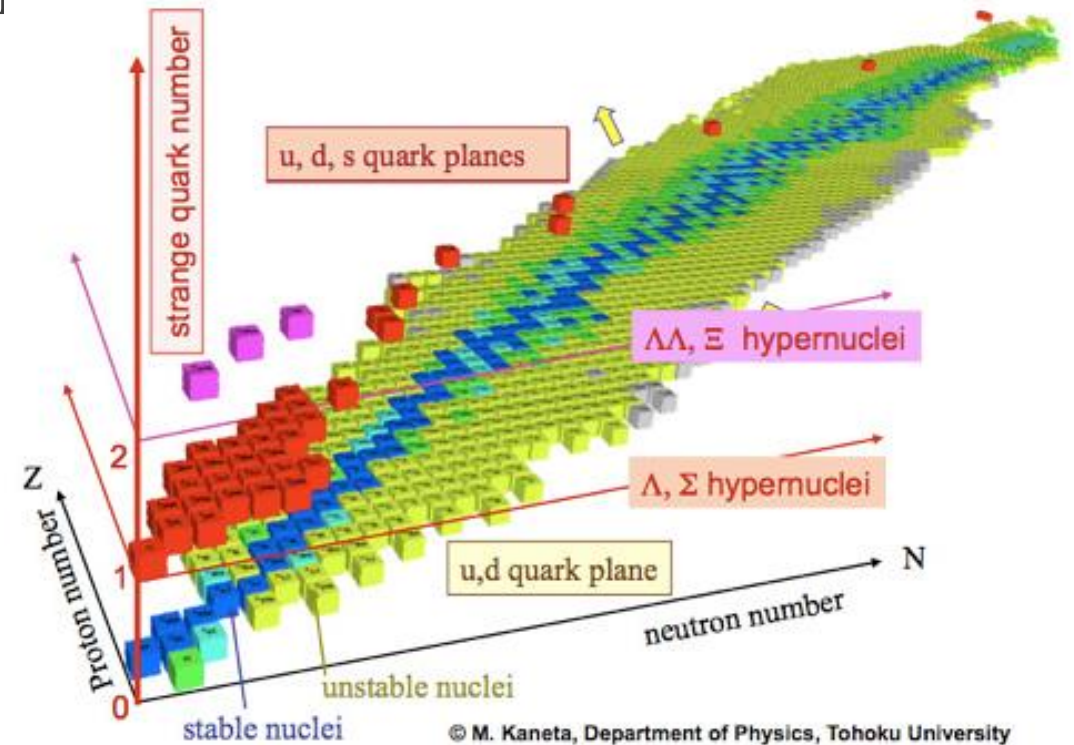


# Observed $\Lambda\Lambda$ hypernuclei

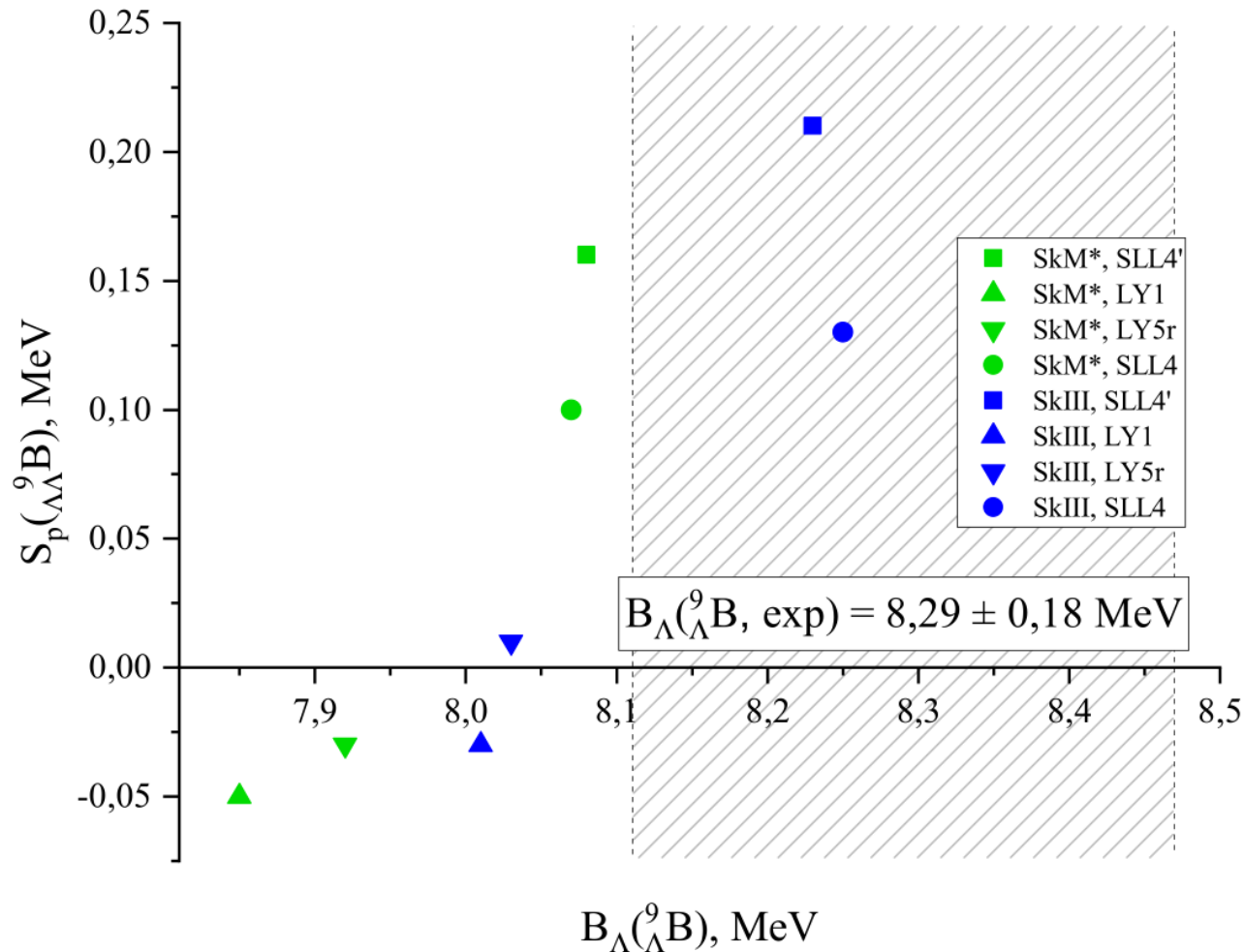
Event	${}^A_{\Lambda\Lambda}Z$	$\Xi^-$ hyperon captured by	$B_{\Lambda\Lambda}$ (MeV)	$\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ (MeV)	Comments
Nagara (33)	${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$	$\Xi^- + {}^{12}\text{C}$ (3D)	$6.91 \pm 0.16$	$0.67 \pm 0.17$	$B_{\Lambda\Lambda} = 6.79 + 0.91B_{\Xi^-}$ ( $\pm 0.16$ ) $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = 0.55 + 0.91B_{\Xi^-}$ ( $\pm 0.17$ )
Danysz et al. (45)	${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$	$\Xi^- + {}^{12}\text{C}$ (-)	$14.7 \pm 0.4$	$1.3 \pm 0.4$	${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be} \rightarrow {}^9_{\Lambda}\text{Be}^* + p + \pi^-$
E176	${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$	$\Xi^- + {}^{14}\text{N}$ (3D)	$23.3 \pm 0.7$	$0.6 \pm 0.8$	${}^{13}_{\Lambda\Lambda}\text{B} \rightarrow {}^{13}_{\Lambda}\text{C}^* + \pi^-$
Demachi–Yanagi (33)	${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}^*$	$\Xi^- + {}^{12}\text{C}$ (3D)	$11.90 \pm 0.13$	$-1.52 \pm 0.15$	By Danysz et al. $E_x \sim 2.8$ MeV
Hida (33)	${}^{12}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$	$\Xi^- + {}^{14}\text{N}$ (3D)	$22.48 \pm 1.21$		
	${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$	$\Xi^- + {}^{16}\text{O}$ (3D)	$20.83 \pm 1.27$	$2.61 \pm 1.34$	
Mikage (33)	${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$	$\Xi^- + {}^{12}\text{C}$ (3D)	$10.01 \pm 1.71$	$3.77 \pm 1.71$	${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^3_{\Lambda}\text{H} + p + 2n$
	${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$	$\Xi^- + {}^{12}\text{C}$ (3D)	$22.15 \pm 2.94$	$3.95 \pm 3.00$	${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be} \rightarrow {}^9_{\Lambda}\text{Li} + p + n$
	${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$	$\Xi^- + {}^{14}\text{N}$ (3D)	$23.05 \pm 2.59$	$4.85 \pm 2.63$	${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be} \rightarrow {}^9_{\Lambda}\text{Li} + p + n$

# Экзотические $\Lambda$ -гиперядра

- Интерес в фундаментальной науке: свойства барион-барионных взаимодействий
- Новые эксперименты по столкновению тяжелых ионов: NICA, FAIR
- Приложения в астрофизике: нейтронные звезды
- Предсказания для гиперядер с несвязанным нуклонным остовом
- Локализация протонной линии стабильности на гиперядерной карте для  $5 \leq Z \leq 20$
- $\Lambda$ -гиперядра описываются в гиперядерном подходе Хартри-Фока со взаимодействием Сфирма



# Proton separation energy in ${}_{\Lambda\Lambda}{}^9\text{B}$

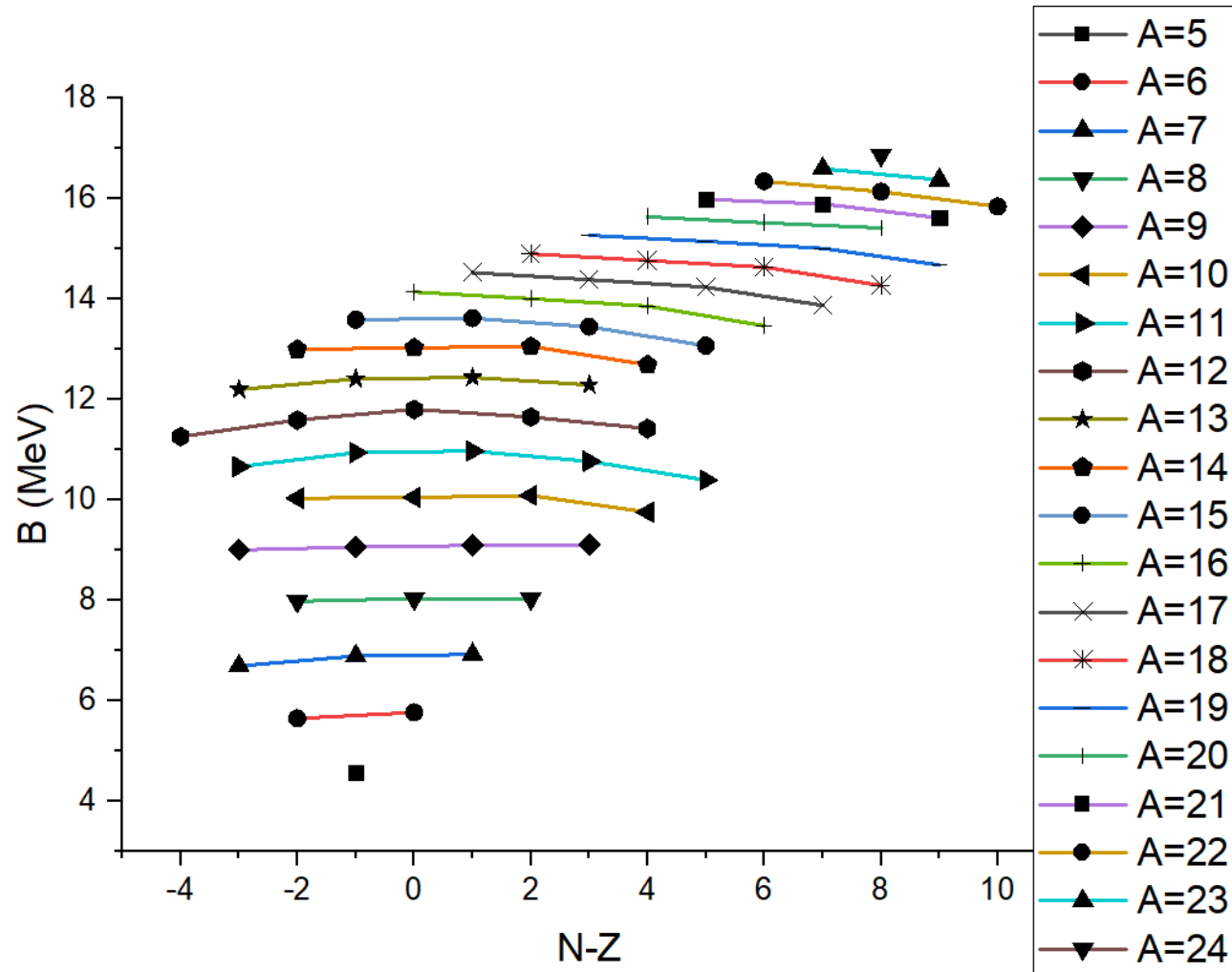


$$S_p({}_{\Lambda\Lambda}^9\text{B}) = S_p({}^7\text{B}) + B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^9\text{B}) - B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^8\text{Be})$$

as a function of  $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^9\text{B})$  for different NN- and  $\Lambda\text{N}$ - Skyrme interactions. While we concluded  ${}^8_{\Lambda}\text{B}$  is unbound, it is unclear whether adding another hyperon binds  ${}_{\Lambda\Lambda}^9\text{B}$ .

Hypernucleus  ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{N}$ , on the hand, was found to be unbound.

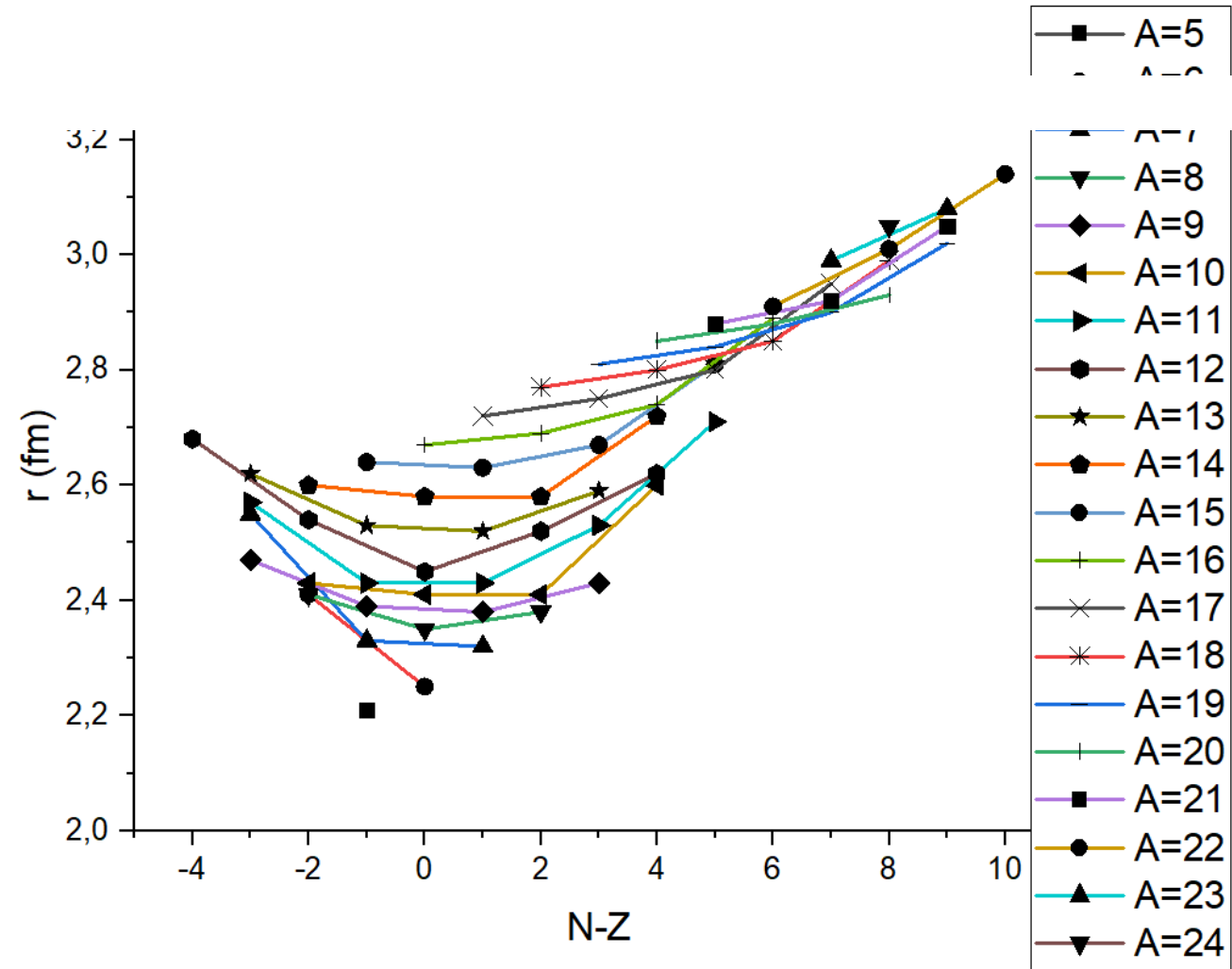
# Hyperon binding energy



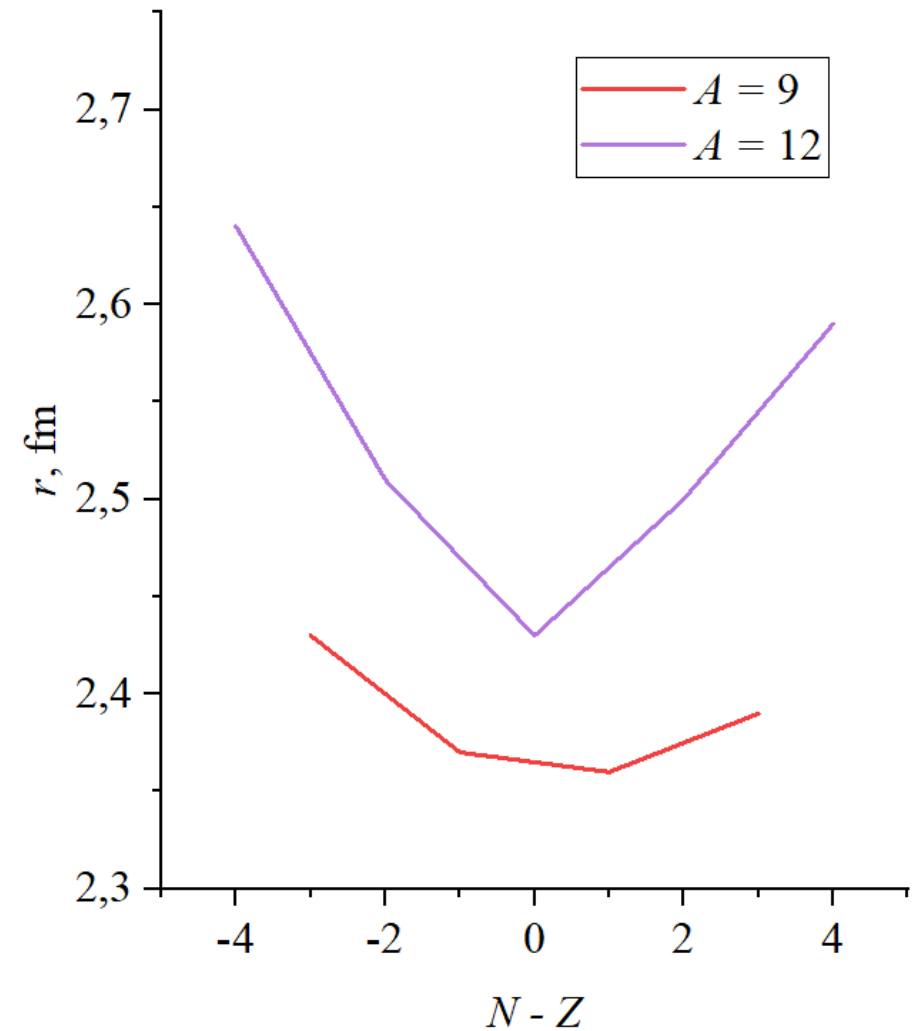
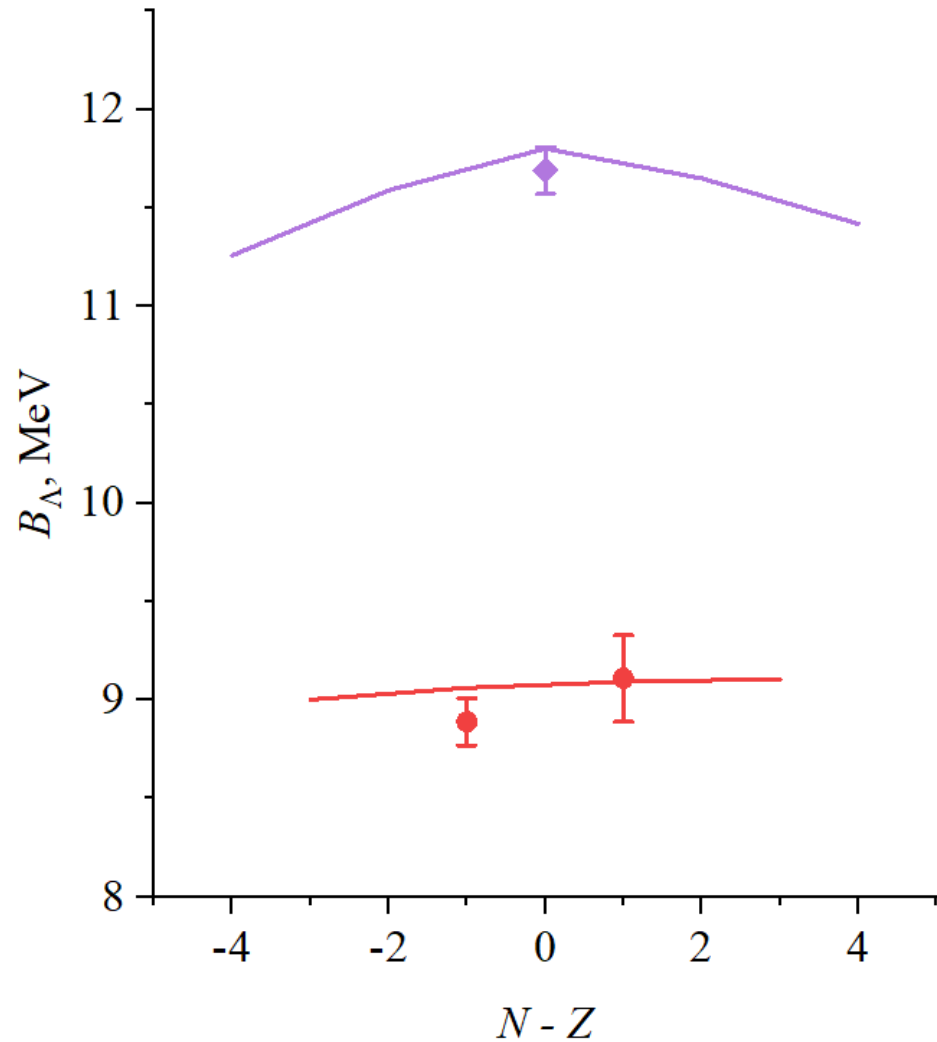
$$B_{\Lambda}({}^A_{\Lambda}Z) = B_{tot}({}^A_{\Lambda}Z) - B_{tot}({}^{A-1}Z)$$

- The difference in neighboring isobar chains is around 1 MeV for lighter hypernuclei, smaller as A increases
- Symmetric character of  $B_{\Lambda}$  with respect to isospin  $N - Z$
- $B_{\Lambda}$  is almost constant for nuclei in the same isobar chain

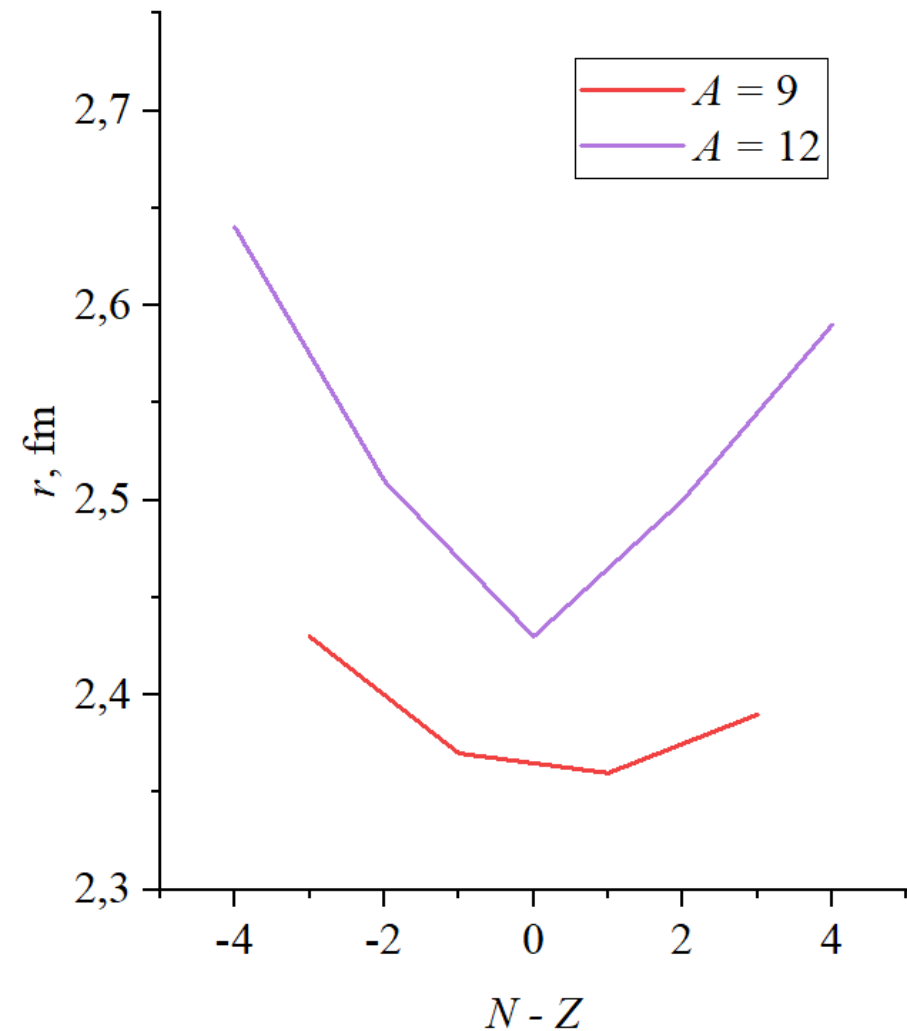
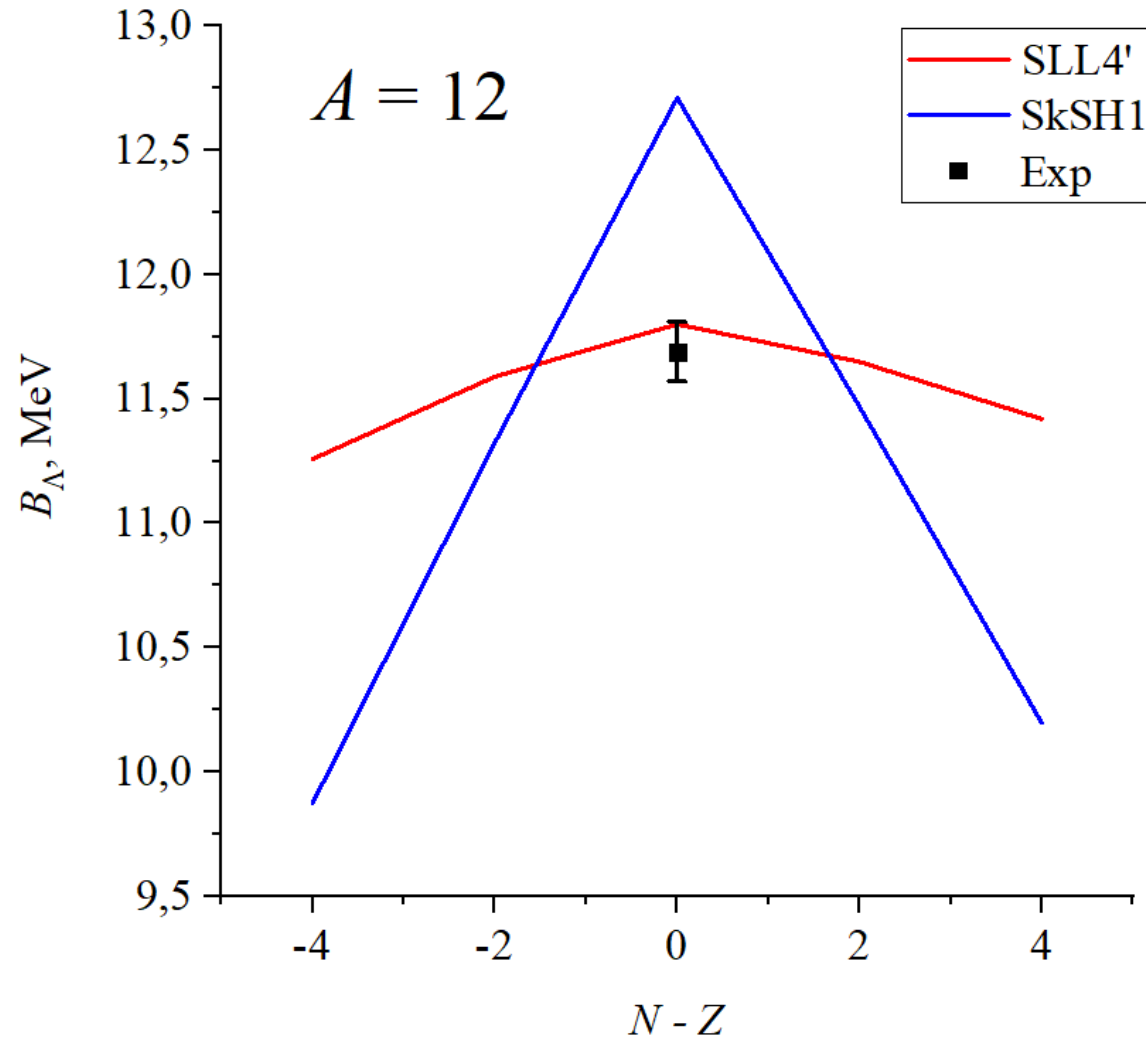
# Hypernuclear radii



# Hyperon binding energies and radii of nuclear cores in $A+1_{\Lambda}Z$



# Hyperon binding energies and radii of nuclear cores in $A+1_{\Lambda}Z$



# Nuclear core distortion (polarization) by hyperon

