

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, ОЭПВАЯ

Сидоров Семён Владимирович

Влияние тензорных сил и ΛN -взаимодействия
с нарушением зарядовой симметрии
на структуру экзотических ядер и Λ -гиперядер

Специальность 1.3.15

Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий
Доклад по материалам кандидатской диссертации

Руководитель: к.ф.-м.н. Т.Ю. Третьякова

Москва, 2023

Цель и задачи исследования

Целью работы было изучение влияния двух особенностей барион-барионных взаимодействий: тензорных сил и ΛN -взаимодействия с нарушением зарядовой симметрии – на свойства ядер и гиперядер вдали от линии стабильности в рамках подхода Хартри-Фока со взаимодействием Скирма.

Задачи:

1. Расчет одночастичной структуры и основных характеристик нейтрон-избыточных изотопов кремния и никеля в рамках подхода Хартри-Фока со взаимодействием Скирма и теории Бардина-Купера-Шриффера с учетом тензорных сил.
2. Вычисление силовых функций Гамов-Теллеровских переходов в изотопах $^{56,78}\text{Ni}$, находящихся в условиях горячей звездной материи, в рамках формализма ТКПСФ. Изучение влияния тензорных корреляций и тепловых эффектов на распределение силы ГТ переходов. Оценка скоростей слабых процессов в нагретых изотопах $^{56,78}\text{Ni}$ на основе полученных силовых функций.
3. Вычисление основных характеристик легких Λ -гиперядер с учетом тензорных сил и ΛN -взаимодействия, нарушающего зарядовую симметрию.
4. Локализация линии протонной стабильности на карте Λ -гиперядер. Выяснение роли нарушения зарядовой симметрии в поиске связанных экзотических Λ -гиперядер с несвязанным нуклонным остовом.

АКТУАЛЬНОСТЬ

Накопленные экспериментальные данные по ядрам вдали от линии стабильности указывают на новые явления, такие как возникновение новых локальных магических чисел, острова инверсии, пузырьковая структура ядер, гало и другие. Попытки объяснить данные проявления повлекли за собой внимание к тем особенностям нуклон-нуклонных взаимодействий, которые ранее считались маловажными. Предполагается, что существенную роль в эволюции одночастичной структуры ядер вдали от линии стабильности может играть тензорное взаимодействие.

Другим объектом для изучения особенностей как нуклон-нуклонных, так и гиперон-нуклонных сил, являются гиперядра с нейтронным или протонным избытком. В таких экзотических системах существенную роль могут играть такие тонкие эффекты как нарушение зарядовой симметрии в гиперон-нуклонном взаимодействии, учет которого может быть важен при описании связанности отдельных гиперядер.

Методы исследования

- Потенциал Скирма [Vautherin, Brink 1972]:

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

- Плотность энергетического функционала:

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

- Уравнения Хартри-Фока:

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

Структура доклада

1. Тензорное взаимодействие в ядрах в основном состоянии
 1. Проявления тензорного взаимодействия
 2. Тензорное взаимодействие Скирма
 3. Результаты расчета свойств нейтрон-избыточных изотопов кремния и никеля
2. Ядра при конечной температуре
 1. Задача описания хода g -процесса
 2. Формализм ТКПСФ
 3. Влияние тензорных сил на ГТ силовые распределения и скорости слабых реакций в ядре $^{56,78}\text{Ni}$
3. Экзотические гиперядра
 1. Тензорное ΛN -взаимодействие
 2. Проявление нарушения зарядовой симметрии (CSB) в гиперядрах
 3. CSB в гиперядрах углерода
 4. Локализация границы протонной стабильности на карте гиперядер

Тензорное взаимодействие Скирма

Потенциал тензорных сил Скирма [Skyrme, 1956]:

$$\begin{aligned} V_{tens} = & \frac{1}{2} t_e \left\{ \left[3(\sigma_1 \cdot \vec{k}')(\sigma_2 \cdot \vec{k}') - (\sigma_1 \cdot \sigma_2) \vec{k}'^2 \right] \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \right. \\ & \left. + \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \left[3(\sigma_1 \cdot \vec{k})(\sigma_2 \cdot \vec{k}) - (\sigma_1 \cdot \sigma_2) \vec{k}^2 \right] \right\} \\ & + t_o \left[3(\sigma_1 \cdot \vec{k}') \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) (\sigma_2 \cdot \vec{k}) - (\sigma_1 \cdot \sigma_2) \vec{k}' \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k} \right] \end{aligned}$$

Вклад тензорных сил в плотность энергии [Lesinski, 2007]:

$$\mathcal{E}_{tens} = \frac{5}{8} t_o (J_n^2 + J_p^2) + \frac{5}{8} (t_e + t_o) J_n \cdot J_p,$$

где

$$J_q = (-i) \sum_{\alpha} \varphi_{\alpha}^* [\nabla \times \sigma] \varphi_{\alpha}$$

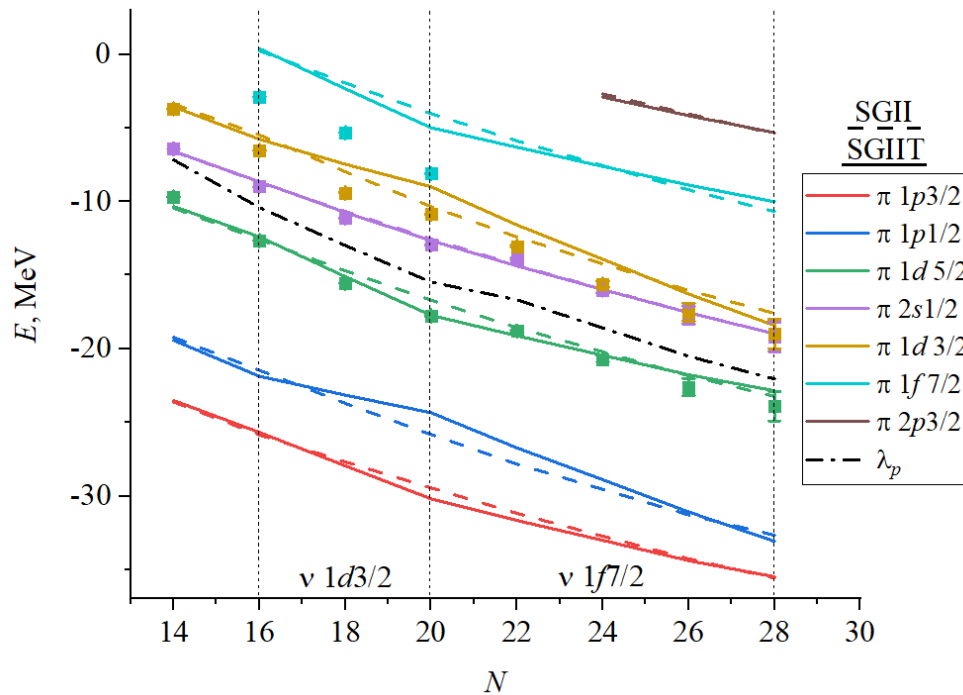
Одночастичная структура изотопов кремния

Правило Оцуки

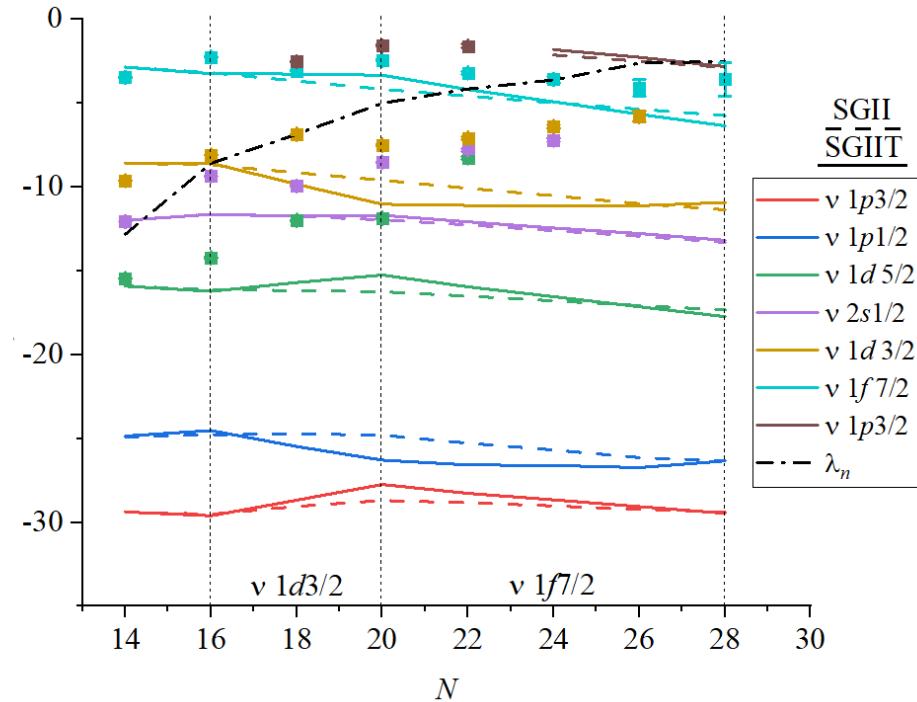
При заполнении нейтронами состояний $j'_> = l' + \frac{1}{2}$:

протонные состояния $j_> = l + \frac{1}{2}$ отталкиваются, $j_< = l - \frac{1}{2}$ притягиваются.

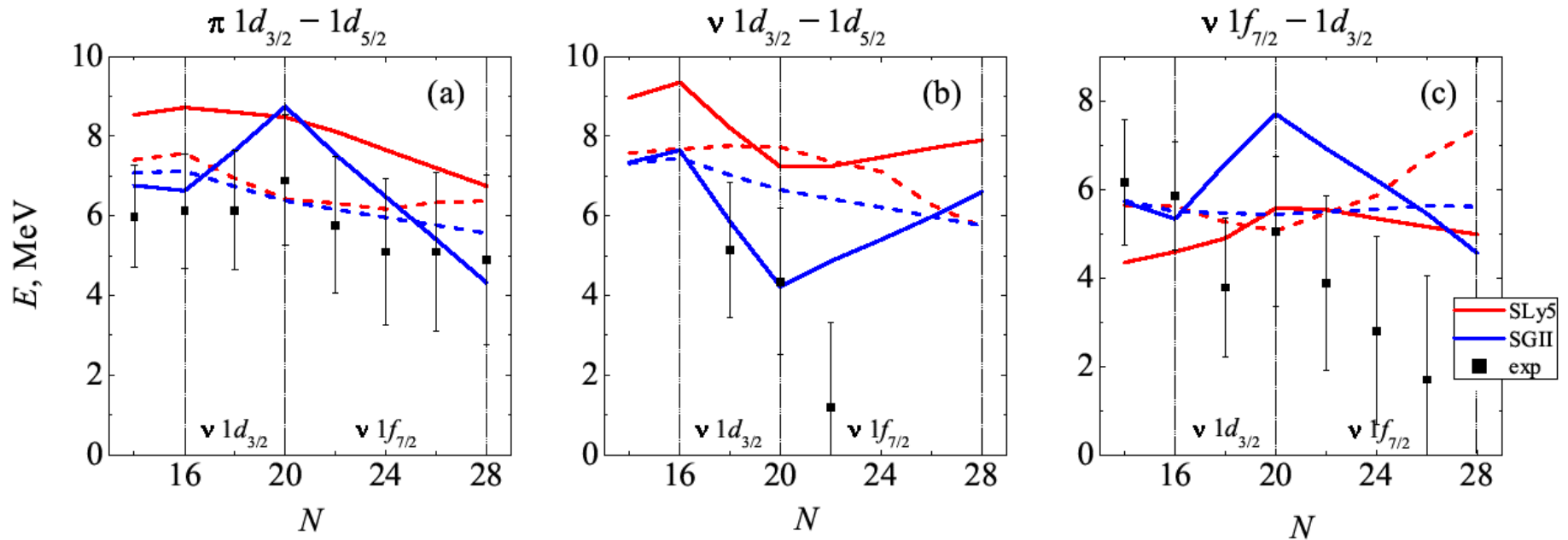
Протонные уровни



Нейтронные уровни

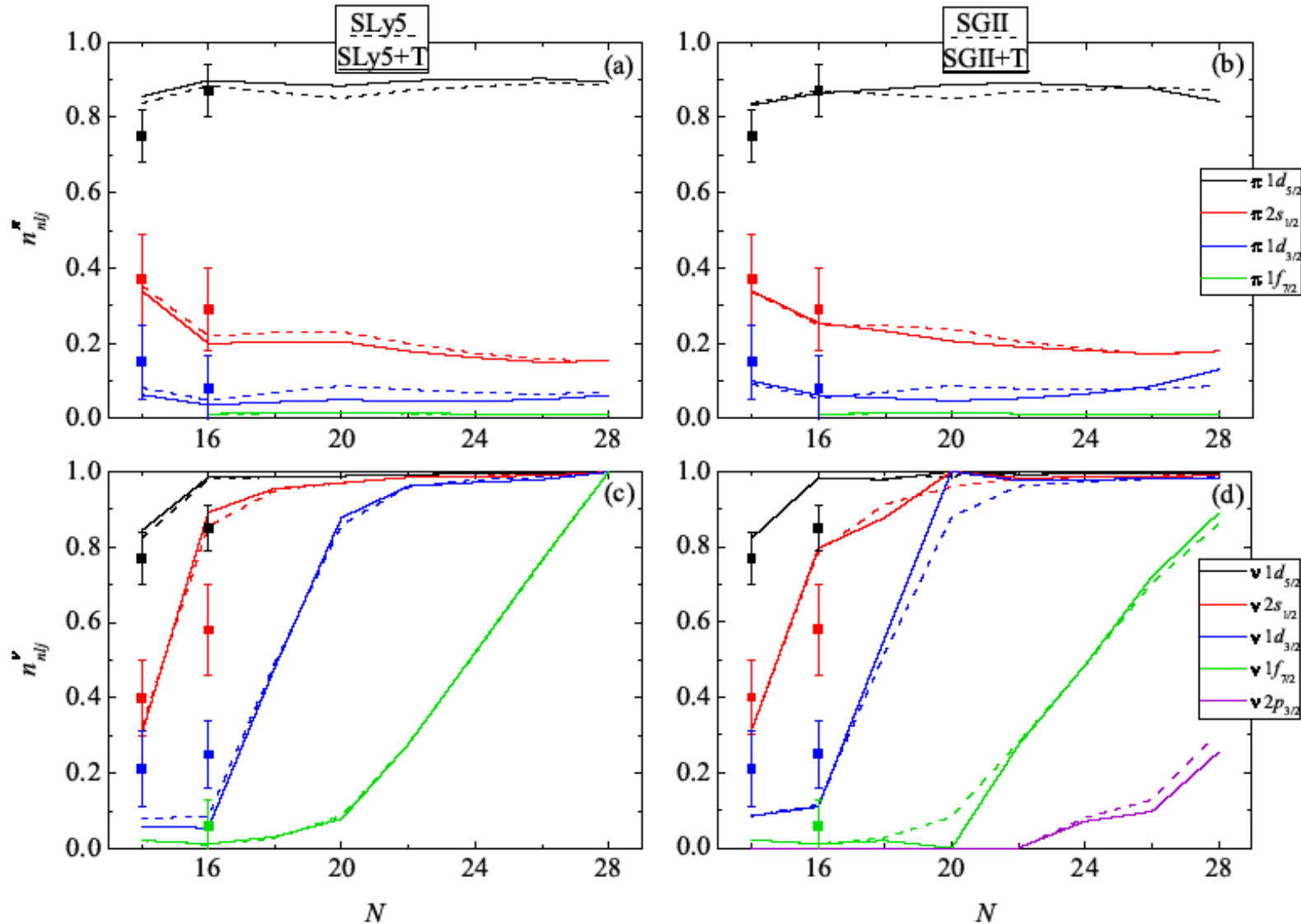


Расщепление между одночастичными состояниями в Si



- Сопоставимые вклады от изовекторного и np тензорного взаимодействия в расщепление между одночастичными состояниями
- Сильная зависимость от выбора центральной части взаимодействия

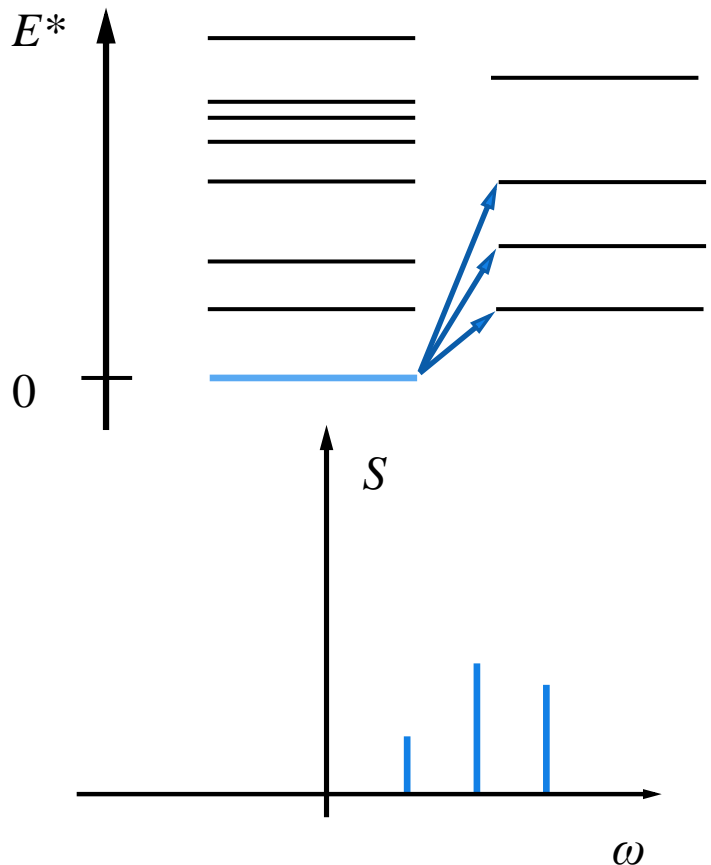
Заселенность одночастичных состояний в Si



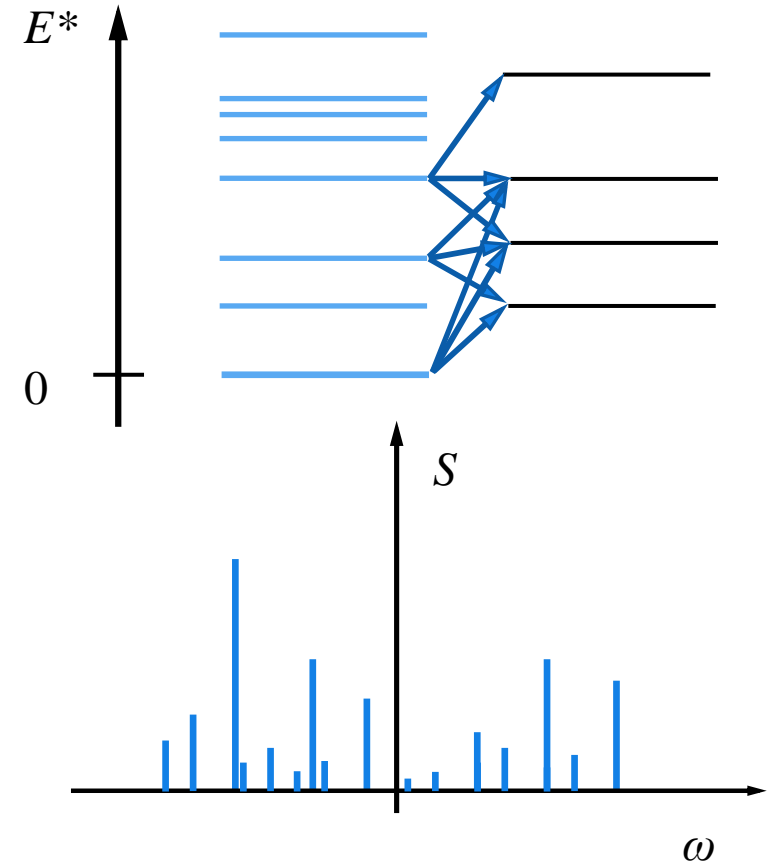
Структура доклада

1. Тензорное взаимодействие в ядрах в основном состоянии
 1. Проявления тензорного взаимодействия
 2. Тензорное взаимодействие Скирма
 3. Результаты расчета свойств нейтрон-избыточных изотопов кремния и никеля
2. Ядра при конечной температуре
 1. Задача описания хода g -процесса
 2. Формализм ТКПСФ
 3. Влияние тензорных сил на ГТ силовые распределения и скорости слабых реакций в ядре $^{56,78}\text{Ni}$
3. Экзотические гиперядра
 1. Тензорное ΛN -взаимодействие
 2. Проявление нарушения зарядовой симметрии (CSB) в гиперядрах
 3. CSB в гиперядрах углерода
 4. Локализация границы протонной стабильности на карте гиперядер

Силовая функция ГТ переходов в холодных и нагретых ядрах



$$S(\omega) = \sum_f |\langle f | \widehat{GT} | 0 \rangle|^2 \delta(E_f - \omega)$$



$$S(\omega) = \frac{1}{Z} \sum_{i,f} e^{-\frac{E_i}{\theta}} |\langle f | \widehat{GT} | i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \omega)$$

Тепловое квазичастичное приближение случайных фаз (ТКПСФ)

Модельный гамильтониан:

$$H = H_{mf} + H_{pair} + H_{int}$$

Преобразование Боголюбова:

$$\alpha_{jm}^\dagger = u_j a_{jm}^\dagger - v_j \overline{\alpha_{jm}},$$

$$\alpha_{jm} = u_j a_{jm} - v_j \alpha_{jm}^\dagger$$

Тепловое преобразование:

$$\beta_{jm}^\dagger = x_j \alpha_{jm}^\dagger - i y_j \tilde{\alpha}_{jm},$$

$$\tilde{\beta}_{jm}^\dagger = x_j \tilde{\alpha}_{jm}^\dagger + i y_j \alpha_{jm}$$

Переход к операторам фононов:

$$Q_{\lambda\mu i}^\dagger = \sum_{j_p j_n} \left(\psi_{j_p j_n}^i [\beta_{j_p}^\dagger \beta_{j_n}^\dagger]_\mu^\lambda + \tilde{\psi}_{j_p j_n}^i [\tilde{\beta}_{j_p}^\dagger \tilde{\beta}_{j_n}^\dagger]_\mu^\lambda + \eta_{j_p j_n}^i [\beta_{j_p}^\dagger \tilde{\beta}_{j_n}^\dagger]_\mu^\lambda + \tilde{\eta}_{j_p j_n}^i [\tilde{\beta}_{j_p}^\dagger \beta_{j_n}^\dagger]_\mu^\lambda + \phi_{j_p j_n}^i [\beta_{j_p} \beta_{j_n}]_\mu^\lambda + \tilde{\phi}_{j_p j_n}^i [\tilde{\beta}_{j_p} \tilde{\beta}_{j_n}]_\mu^\lambda + \xi_{j_p j_n}^i [\beta_{j_p} \tilde{\beta}_{j_n}]_\mu^\lambda + \tilde{\xi}_{j_p j_n}^i [\tilde{\beta}_{j_p} \beta_{j_n}]_\mu^\lambda \right)$$

Диагонализированный тепловой гамильтониан

$$\mathcal{H} = H - \bar{H} = \sum_{\lambda\mu i} \omega_{\lambda i} (Q_{\lambda\mu i}^\dagger Q_{\lambda\mu i} - \tilde{Q}_{\lambda\mu i}^\dagger \tilde{Q}_{\lambda\mu i})$$

Остаточное взаимодействие в спин-изоспиновом канале:

$$H_{ph} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2k_F m^*} [F'_0 + G'_0 \sigma_1 \cdot \sigma_2] \tau_1 \cdot \tau_2 \delta(\mathbf{r})$$

Тензорная часть остаточного взаимодействия:

$$H_{tens} = [V_{T1}(r_1, r_2) + V_{T1}(r_2, r_1) + V_{T2}(r_1, r_2)] \tau_1 \cdot \tau_2,$$

$$V_{T1} = \lambda_1 \sum_M T_{01M}(r_1, \sigma_1) r_2^2 T_{21M}^*(r_2, \sigma_2),$$

$$V_{T2} = \lambda_2 \sum_M r_1^2 T_{21M}(r_1, \sigma_1) r_2^2 T_{21M}^*(r_2, \sigma_2),$$

$$T_{LJM} = [Y_L \times \sigma]^J_M$$

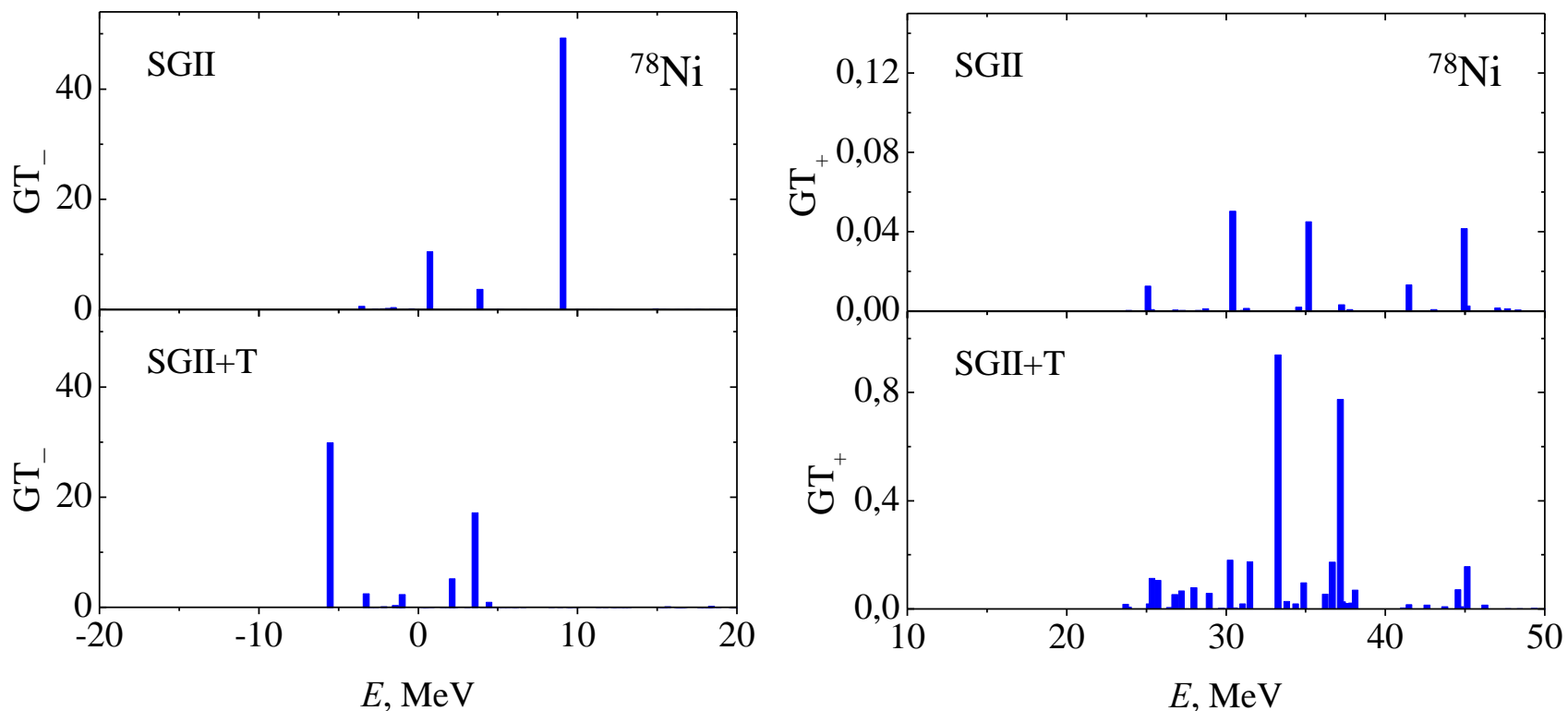
Скорость e-захвата (β^- -распада):

$$\lambda^{(\pm)} = \frac{\ln 2}{6150 \text{ с}} \sum_i S_i^{(\pm)} \Phi_i^{(\pm)}$$

$$\Phi_i^- = \int_1^{Q_i} w^2 (Q_i - w)^2 G(Z + 1, w) (1 - S_e) dw$$

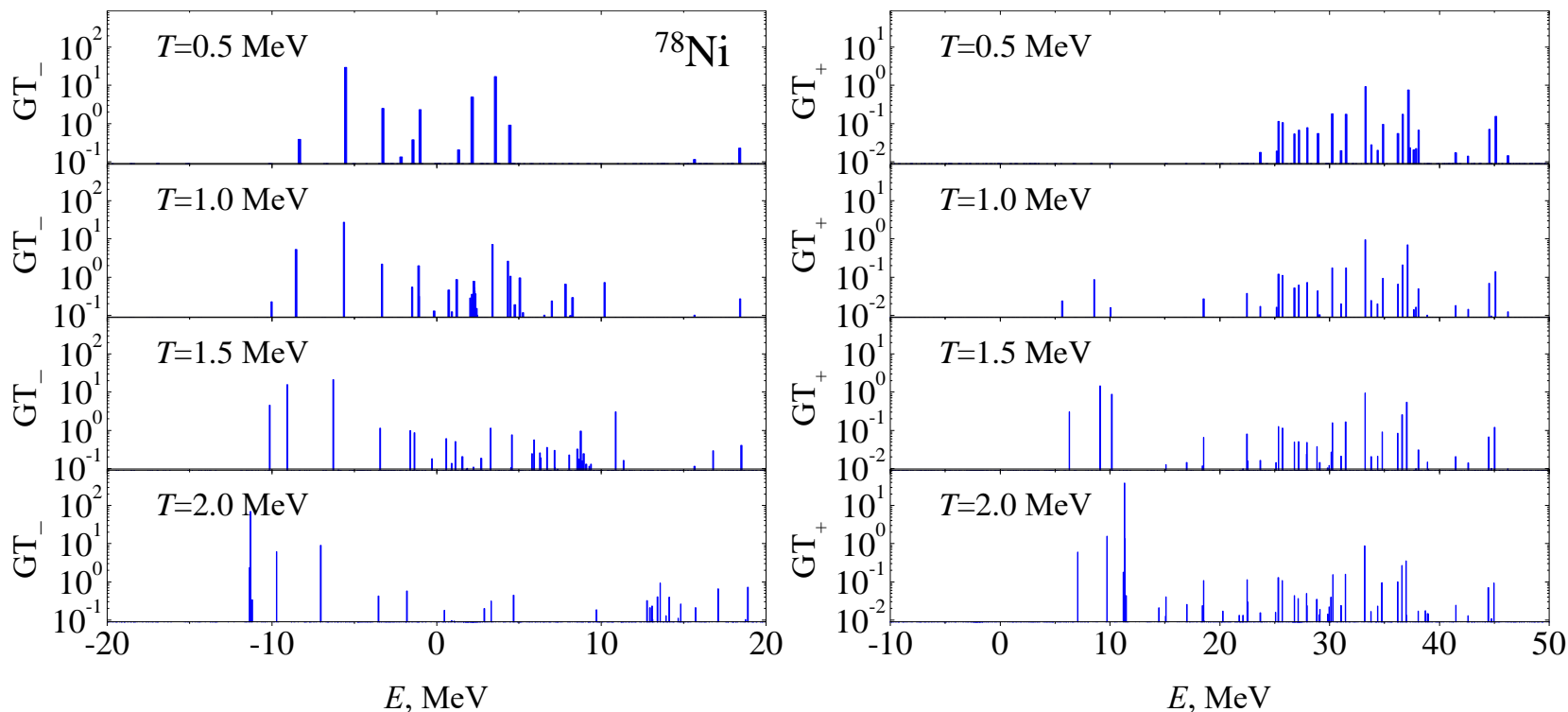
$$\Phi_i^+ = \int_1^\infty w^2 (Q_i - w)^2 G(Z, w) S_e dw$$

Распределение силы ГТ переходов: с/без тензорных сил, $T = 0$



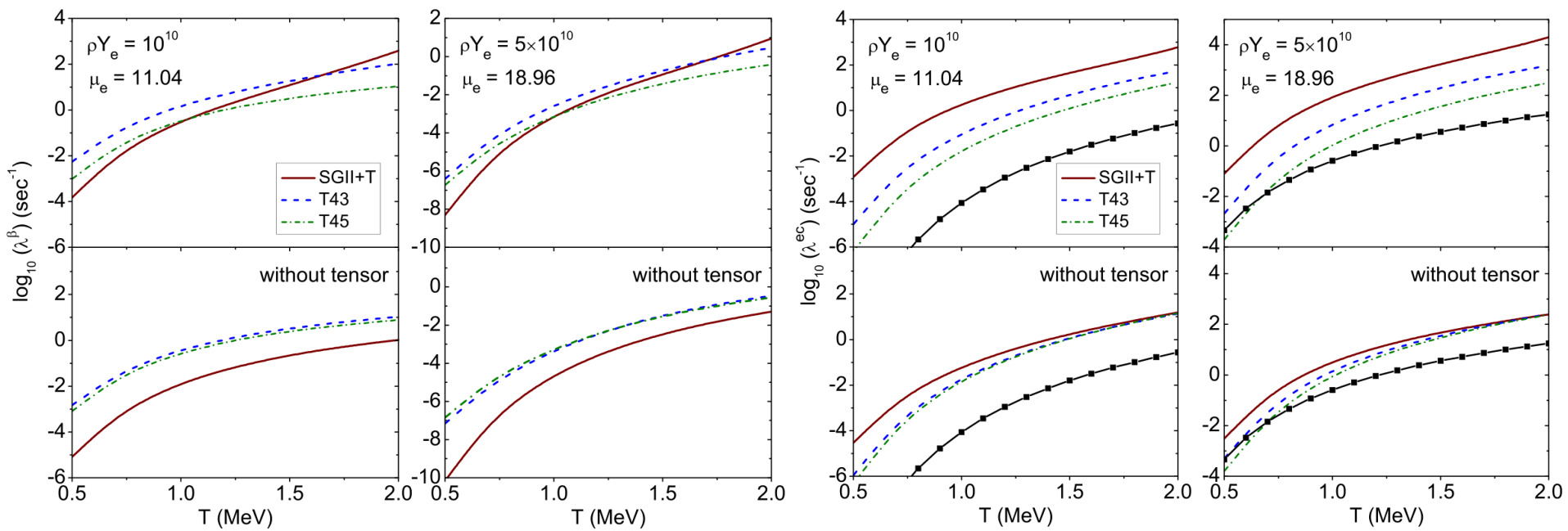
[Sidorov S.V., Dzhioev A.A., Tretyakova T.Yu. AIP Conf. Proc. 2019.]

Конечные температуры: SGII+T



[Sidorov S.V., Dzhioev A.A., Tretyakova T.Yu. AIP Conf. Proc. 2019.]

Скорость β^- -распада и e -захвата в зависимости от температуры среды и плотности электронного газа в ^{78}Ni



[Dzhioev A.A., Sidorov S.V., Vdovin A.I., Tretyakova T.Yu. Phys. At. Nucl. 2020.]

Структура доклада

1. Тензорное взаимодействие в ядрах в основном состоянии
 1. Проявления тензорного взаимодействия
 2. Тензорное взаимодействие Скирма
 3. Результаты расчета свойств нейтрон-избыточных изотопов кремния и никеля
2. Ядра при конечной температуре
 1. Задача описания хода g -процесса
 2. Формализм ТКПСФ
 3. Влияние тензорных сил на ГТ силовые распределения и скорости слабых реакций в ядре $^{56,78}\text{Ni}$
3. Экзотические гиперядра
 1. Тензорное ΛN -взаимодействие
 2. Проявление нарушения зарядовой симметрии (CSB) в гиперядрах
 3. CSB в гиперядрах углерода
 4. Локализация границы протонной стабильности на карте гиперядер

Тензорное взаимодействие в гиперядрах

Гиперон-нуклонный потенциал тензорного взаимодействия:

$$\begin{aligned} V_{tens}^{\Lambda N} = & \frac{1}{2} t_e \left\{ \left[3(\sigma_\Lambda \cdot \vec{k}')(\sigma_N \cdot \vec{k}') - (\sigma_\Lambda \cdot \sigma_N) \vec{k}'^2 \right] \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_N) \right. \\ & \left. + \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_N) \left[3(\sigma_\Lambda \cdot \vec{k})(\sigma_N \cdot \vec{k}) - (\sigma_\Lambda \cdot \sigma_N) \vec{k}^2 \right] \right\} \\ & + t_o \left[3(\sigma_\Lambda \cdot \vec{k}') \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_N) (\sigma_N \cdot \vec{k}) - (\sigma_\Lambda \cdot \sigma_N) \vec{k}' \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_N) \vec{k} \right] \end{aligned}$$

Вклад тензорных сил в плотность энергии:

$$\mathcal{E}_{tens}^{\Lambda N} = \frac{5}{8} (t_e + t_o) J_\Lambda \cdot J_N.$$

Для сферических ядер:

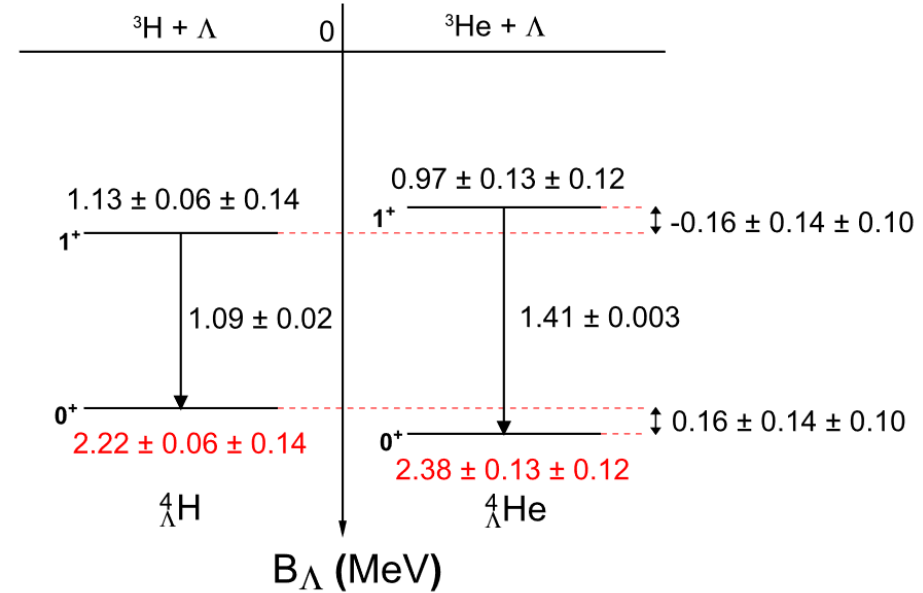
$$J_\Lambda \sim (j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)).$$

В итоге для гиперядер в основном состоянии (Λ -гиперон на $1s_{1/2}$) $\mathcal{E}_{tens}^{\Lambda N} = 0$.

Вклад нуклон-нуклонных тензорных сил в энергию связи и энергию одночастичных состояний: десятки кэВ

Нарушение зарядовой симметрии (CSB) в ΛN -взаимодействии

- Отличие между pp - и nn - взаимодействием, между Λp - и Λn -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., 2022)
- Разный характер CSB в синглетном и триплетном состоянии ΛN -пары



Плотность энергии с учетом **CSB**:

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

где $\rho_- = \rho_p - \rho_n$, $\tau_- = \tau_p - \tau_n$.

CSB в гиперизотопах углерода

Model	a_0^{CSB} , MeV·fm ³	a_1^{CSB} , MeV·fm ⁵	$B_{\Lambda}(^9_{\Lambda}\text{C})$, 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

[Ланской Д.Е., Михеев С.А., Сидоров С.В., Третьякова Т.Ю. ВМУ. Физ. Аст. 2023.]

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 [Millener et al., 1988]:

$$V_3^\Lambda = \frac{3}{8} u_3 \rho^\beta(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}_{\Lambda q}), \quad \mathcal{E}_3^\Lambda = \frac{3}{8} u_3 \rho_\Lambda \rho_N^{\beta+1}.$$

В случае трехчастичных сил [Rayet, 1981]:

$$V_3^\Lambda = u_3 \delta(\mathbf{r}_{\Lambda q_1}) \delta(\mathbf{r}_{\Lambda q_2}), \quad \mathcal{E}_3^\Lambda = \frac{1}{2} a_3 \rho_\Lambda (\rho_N^2 + 2\rho_p \rho_n) = \frac{1}{4} a_3 \rho_\Lambda (\rho_N^2 - \rho_-^2).$$

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

Гиперядра вблизи линии протонной стабильности

В подходе Хартри-Фока со взаимодействием Скирма не воспроизводится энергия отделения нуклонов в легких ядрах, однако реалистично описываются энергии связи гиперонов в гиперядрах. В связи с этим, для расчета энергий отделения протона(ов) S_p (S_{2p}) использовались соотношения:

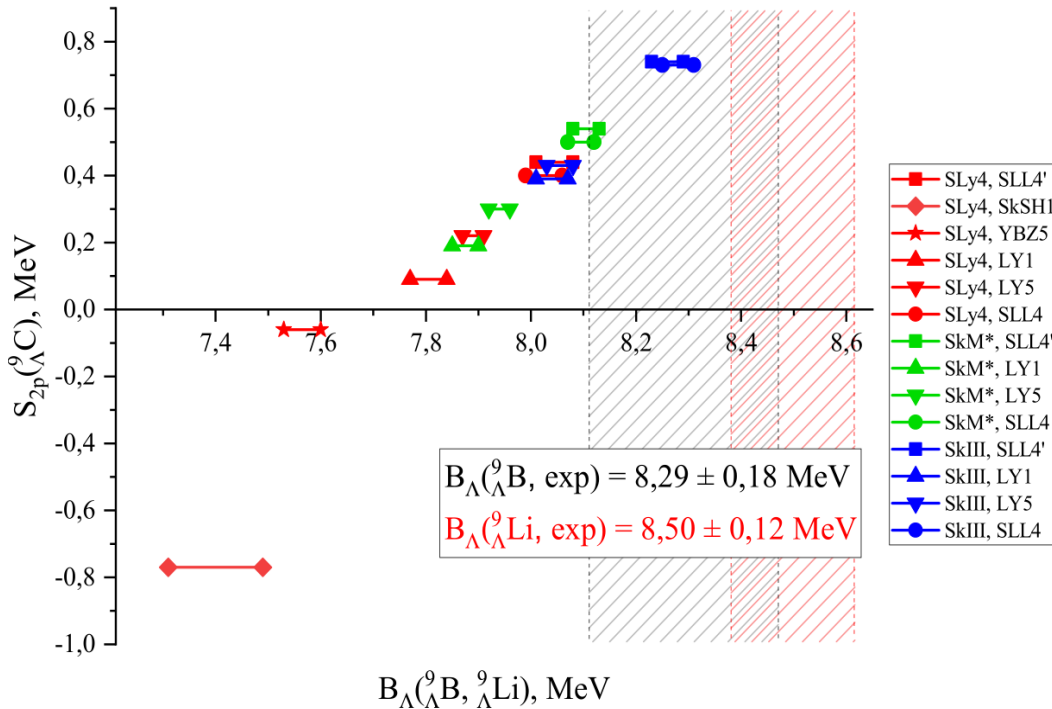
$$S_p({}^A_\Lambda Z) = S_p({}^{A-1}Z) + \underbrace{B_\Lambda({}^A_\Lambda Z) - B_\Lambda({}^{A-1}_\Lambda(Z-1))}_{\delta B_\Lambda^p}$$

$$S_{2p}({}^A_\Lambda Z) = S_{2p}({}^{A-1}Z) + \underbrace{B_\Lambda({}^A_\Lambda Z) - B_\Lambda({}^{A-2}_\Lambda(Z-2))}_{\delta B_\Lambda^{2p}}$$

Glue-like
role of Λ

Здесь B_Λ в различных гиперядрах рассчитывались в подходе ХФ, когда отсутствовали экспериментальные данные, в то время как $S_p({}^{A-1}Z)$ и $S_{2p}({}^{A-1}Z)$ всегда брались из эксперимента. Сопоставление рассчитанных и экспериментальных B_Λ в соседних гиперядрах может служить критерием точности найденных S_p (or S_{2p}) в протон-избыточных гиперядрах.

Энергия отделения двух протонов в ${}^9_{\Lambda}\text{C}$



${}^9_{\Lambda}\text{C}$ связано

[Sidorov S.V., Lanskoj D.E., Tretyakova T.Yu.
Phys. Part. Nucl. 2022.]

В то время как ${}^8\text{C}$ распадается с испусканием 4 протонов, для ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ критический канал с испусканием 2 протонов и образованием связанного ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$. Слева показана величина:

$$S_{2p}({}^9_{\Lambda}\text{C}) = S_{2p}({}^8\text{C}) + B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{C}) - B_{\Lambda}({}^7_{\Lambda}\text{Be})$$

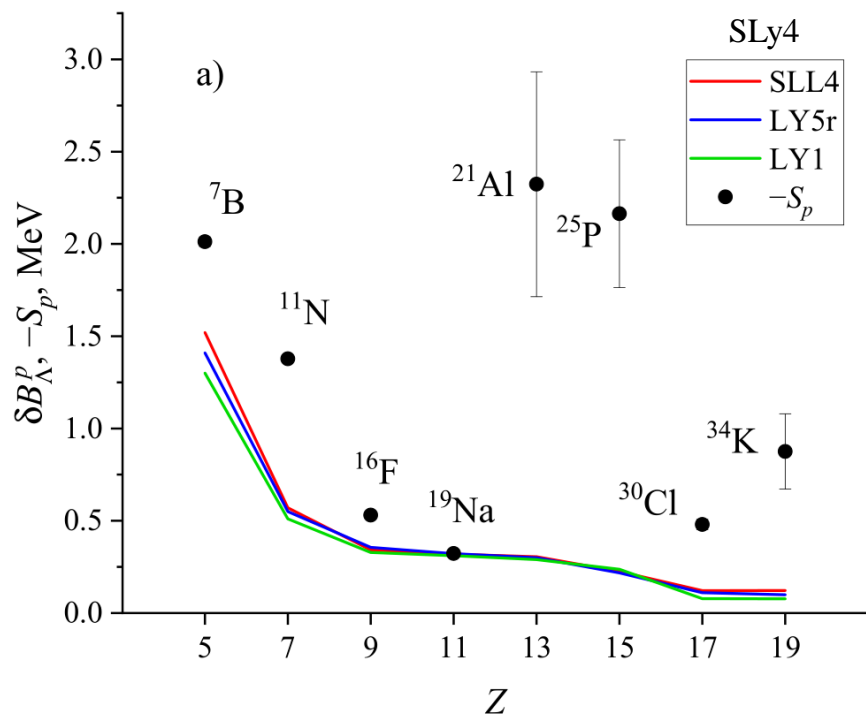
exp $\xrightarrow{\text{calc}}$

как функция B_{Λ} в ${}^9_{\Lambda}\text{B}$ и ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ для различных NN- и ΛN -взаимодействий Скирма. В каждой паре, левым и правым точкам соответствуют расчеты для ${}^9_{\Lambda}\text{B}$ и ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ соответственно. Монотонное

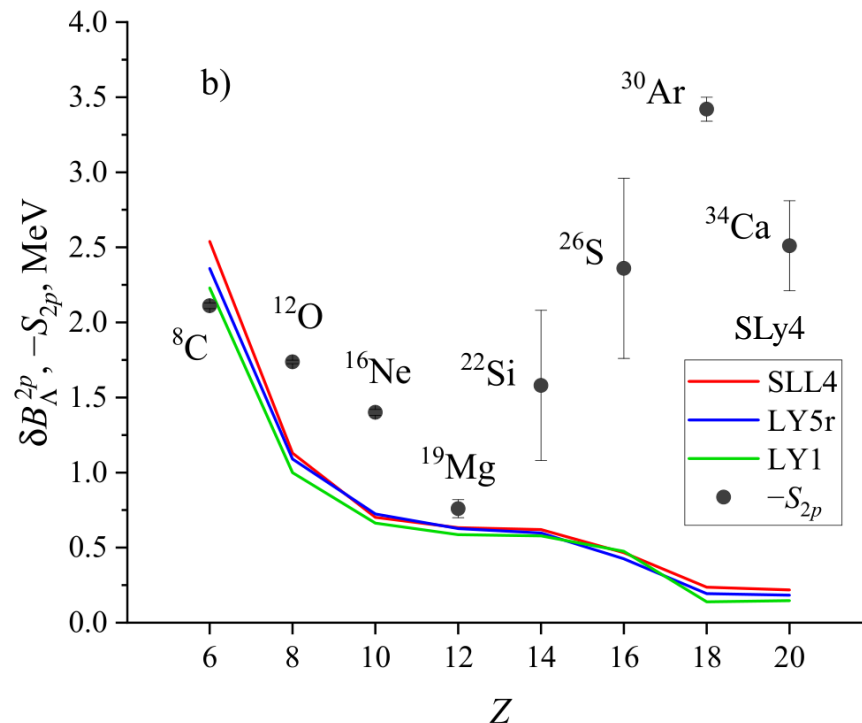
поведение зависимости указывает на то, что $S_{2p}({}^9_{\Lambda}\text{C}) > 0$.

Линия протонной стабильности для гиперядер $5 \leq Z \leq 20$

δB_{Λ}^p в гиперядрах с нечетным Z



δB_{Λ}^{2p} в гиперядрах с четным Z



[Lanskoy D.E., Sidorov S.V., Tretyakova T.Y. Eur. Phys. Jour. A. 2022.]

Результаты

- Исследовано влияние тензорных сил на характеристики нейтрон-избыточных ядер кремния и никеля. Найдено, что изоскалярная и изовекторная компоненты тензорных сил могут быть сопоставимы по величине и потому тензорные силы могут давать существенный вклад как в *pp*-взаимодействие, так и взаимодействие тождественных нуклонов. В изотопах кремния впервые показано, что тензорные силы эффективно приводят к уменьшению парных корреляций.
- В рамках приближения случайных фаз впервые произведены расчеты, учитывающие одновременно тензорные корреляции и тепловые эффекты среды. Полученные с учетом тензорного взаимодействия силовые распределения переходов Гамова-Теллера в ядрах $^{56,78}\text{Ni}$ указывают на то, что тензорные корреляции и температурные эффекты могут взаимно усиливать друг друга, приводя к дальнейшему увеличению скоростей слабых процессов в нагретых ядрах.
- В подходе Скирма-Хартри-Фока впервые произведены расчеты для гиперядер с включением ΛN CSB-взаимодействия. С помощью данной модели получены оценки на величину нарушения зарядовой симметрии в протон- и нейтрон-избыточных гиперядрах углерода.
- Впервые сделаны предсказания положения линии протонной стабильности для $5 \leq Z \leq 20$ на карте гиперядер. Найдены новые кандидаты в связанные протон-избыточные гиперядра с несвязанным нуклонным остовом. Изучена роль CSB в поставленной задаче.

Положения, выносимые на защиту

- Учет тензорного взаимодействия улучшает описание расщепления одночастичных уровней в нейтрон-избыточных изотопах кремния и никеля, а также приводит к эффективному уменьшению парных корреляций в данных изотопах. Вклады изовекторной и нейтрон-протонной компонент тензорных сил в расщепление между одночастичными уровнями при этом сопоставимы по величине.
- Тензорные силы приводят к увеличению суммарной силы переходов типа Гамова-Теллера в нагретых изотопах $^{56,78}\text{Ni}$, увеличивая скорость слабых реакций, сопутствующих r-процессу в звездах, претерпевающих гравитационный коллапс.
- Нарушение зарядовой симметрии, приводящее к отличиям между Λp - и Λn -взаимодействием, может оказывать влияние на энергию связи Λ -гиперона в экзотических Λ -гиперядрах на уровне порядка 200 кэВ. Его учет особенно важен при описании связанности Λ -гиперядер, находящихся непосредственно у границ нуклонной стабильности.
- Добавление Λ -гиперона к несвязанному ядру ^8C приводит к образованию связанного гиперядра $^9_{\Lambda}\text{C}$. Возможными кандидатами в связанные протон-избыточные гиперядра, нуклонный остов которых несвязан, являются также $^{17}_{\Lambda}\text{F}$, $^{20}_{\Lambda}\text{Na}$ и $^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$. Для связывания ядра ^{12}O требуется добавление двух Λ -гиперонов.

Публикации по теме диссертации

Основные результаты изложены в 7 печатных изданиях, индексируемых Web of Science и/или Scopus:

1. *Lanskoy D.E., Sidorov S.V., Tretyakova T.Y.* Proton drip line for light hypernuclei // **Eur. Phys. Jour. A.** 2022. 58. P. 203. (IF: 2.7)
2. *Dzhioev A.A., Sidorov S.V., Vdovin A.I., Tretyakova T.Yu.* Tensor Interaction Effects on Stellar Electron Capture and Beta-Decay Rates // **Phys. At. Nucl.** 2020. 83. P. 143. (IF: 0.4)
3. *Sidorov S.V., Lanskoy D.E., Tretyakova T.Yu.* Light Λ -Hypernuclei Structure near Nucleon Stability Lines and Baryon Interactions // **Phys. Part. Nucl.** 2022. 53. P. 415. (IF: 0.4)
4. *Сидоров С.В., Корнилова А.С., Ланской Д.Е., Третьякова Т.Ю.* Стабильность легких экзотических Λ -гиперядер с несвязанным нуклонным остовом // **Изв. РАН: Сер. Физ.** 2022. 86. С. 1104. (IF: 0.8)
5. *Ланской Д.Е., Михеев С.А., Сидоров С.В., Третьякова Т.Ю.* Гиперядра и нейтронные звезды с гиперонными потенциалами, нарушающими зарядовую симметрию. **ВМУ. Физ. Аст.** 2023. 5. 2350502. (IF: 0.6)
6. *Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu., Lanskoy D.E.* Light Exotic Λ Hypernuclei // **Proc. of Sci.** 380. 216. (IF: 0.1)
7. *Sidorov S.V., Dzhioev A.A., Tretyakova T.Yu.* Beta-decay and electron capture rates of hot nuclei in stellar matter // **AIP Conf. Proc.** 2019. 2163. 090013. (IF: 0.2)

Статьи в журналах, рекомендуемых ВАК:

1. *Сидоров С.В., Третьякова Т.Ю.* Влияние тензорного взаимодействия на структуру изотопов кремния // **УЗФФМУ.** 2023. 5. 2350201. (IF: 0.03)
2. *Сидоров С.В., Джиоев А.А., Третьякова Т.Ю.* Скорости β^- -распада и e^- -захвата в нагретом ядре ^{56}Ni // **УЗФФМУ.** 2019. 2. 1920101. (IF: 0.03)

Доклады на конференциях

Основные результаты работы докладывались автором на следующих конференциях:

1. Межвузовская научная школа молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», Москва, Россия (26-27 ноября 2018), (23-24 ноября 2020),
2. 49th meeting of the Programme Advisory Committee for Nuclear Physics, Дубна, Россия (22-23 января 2019),
3. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2019», Москва, Россия (11 апреля 2019),
4. Ломоносовские чтения. Секция ядерной физики, Москва, МГУ, Россия (23-30 октября 2020), (14-22 апреля 2022), (11 апреля 2023),
5. The XXIII International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2019), Дубна, Россия (15-19 апреля 2019),
6. Международная конференция ЯДРО, Дубна, Россия, 1-5 июля 2019; Санкт-Петербург, Россия (20-25 сентября 2021)
7. PANIC2021, Lisbon, Португалия (5-10 сентября 2021),
8. The 6th international conference on particle physics and astrophysics (ICPPA-2022), Москва, Россия, (29 ноября - 2 декабря 2022)
9. XXV International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, Дубна, Россия, (18-23 сентября 2023)

Спасибо за внимание

Back-up

Тензорное взаимодействие

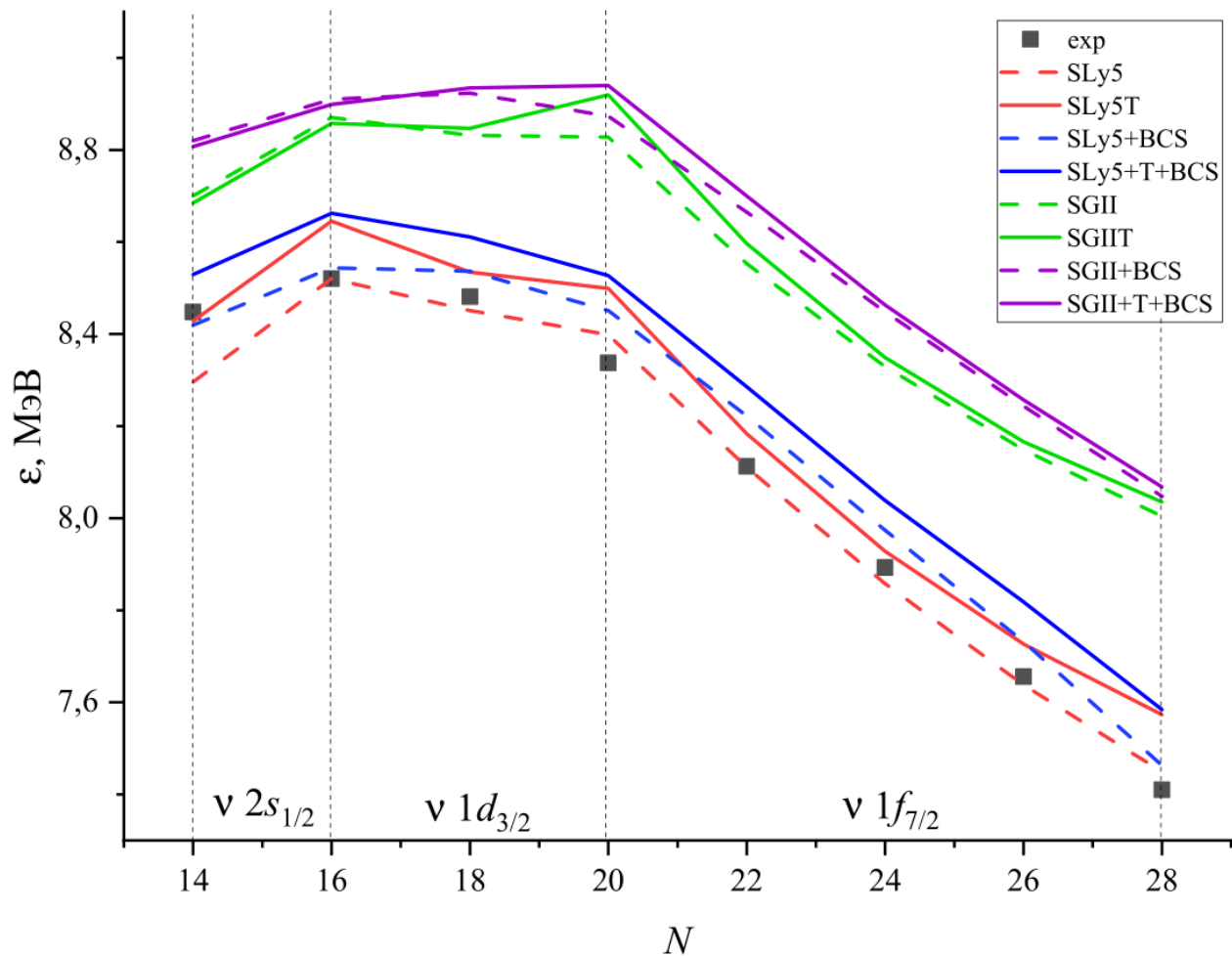
Проявления тензорных сил:

Квадрупольный момент дейтрона

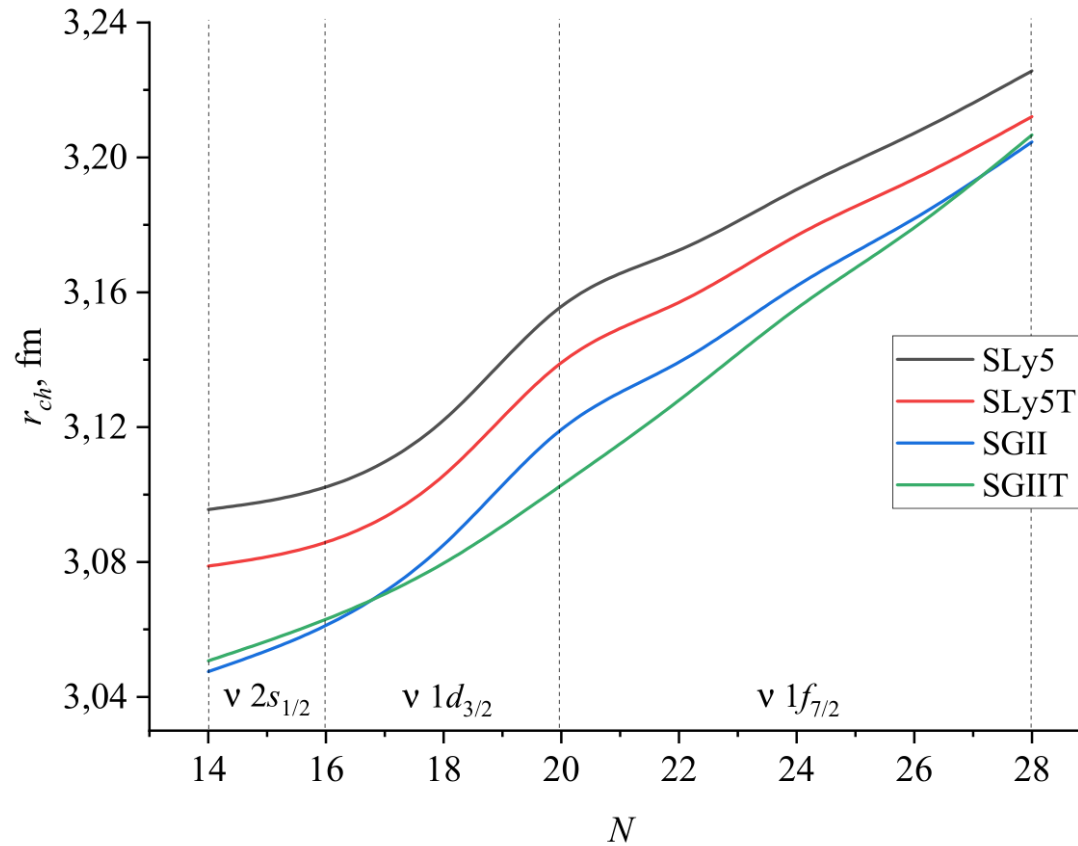
Возникновение новых магических чисел в ядрах вдали от линии стабильности

Количественное описание возбужденных состояний нечетных ядер

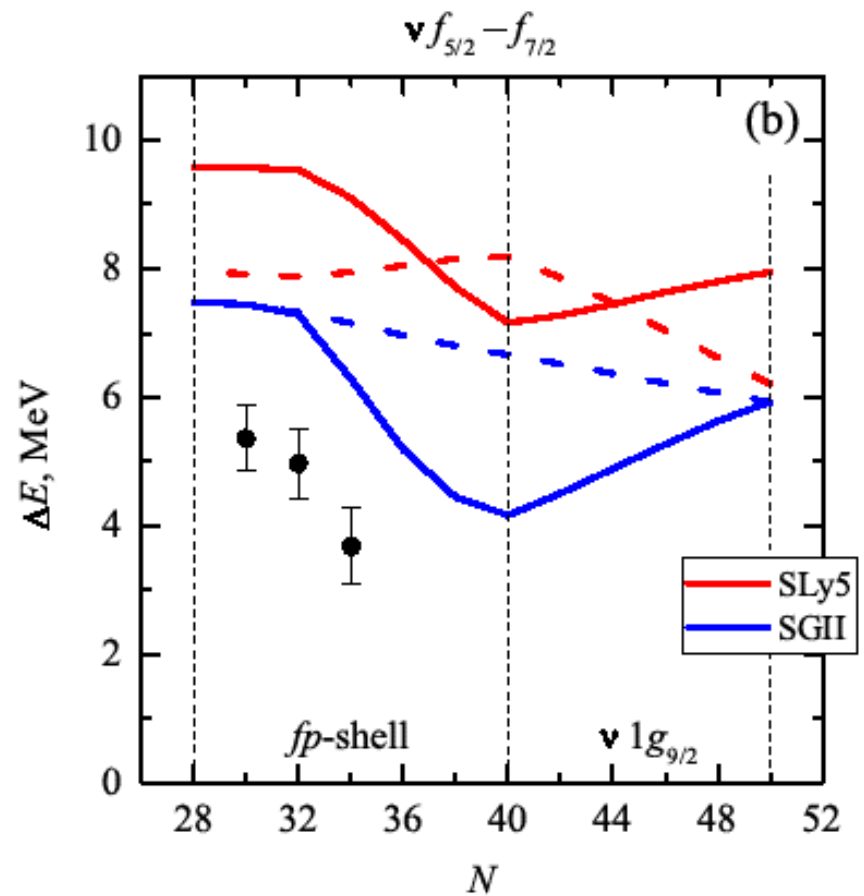
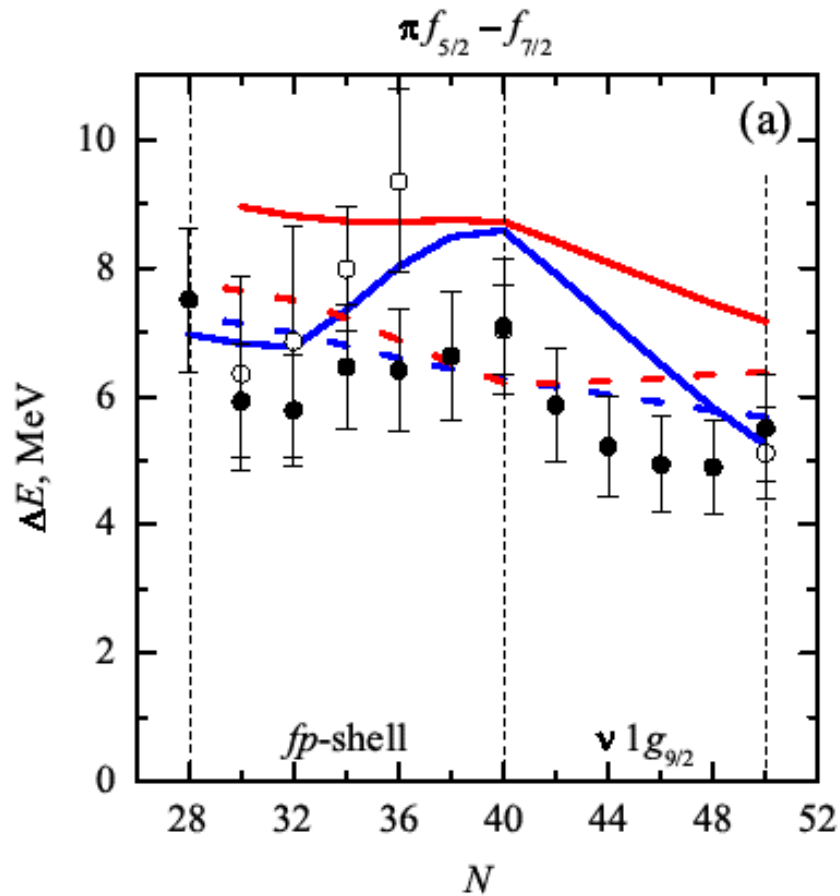
Удельная энергия связи изотопов кремния



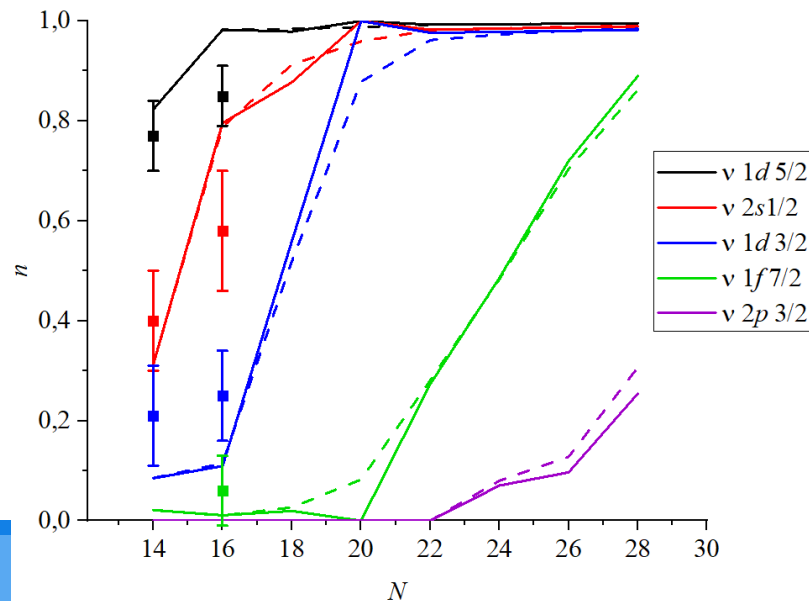
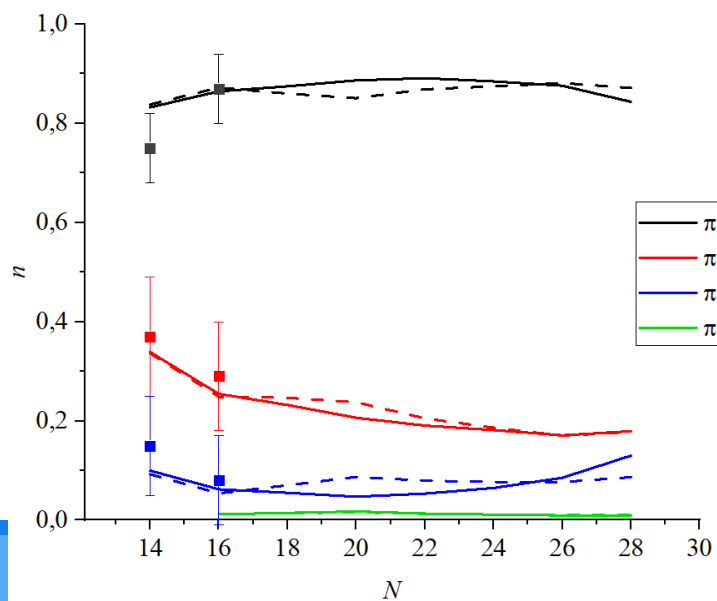
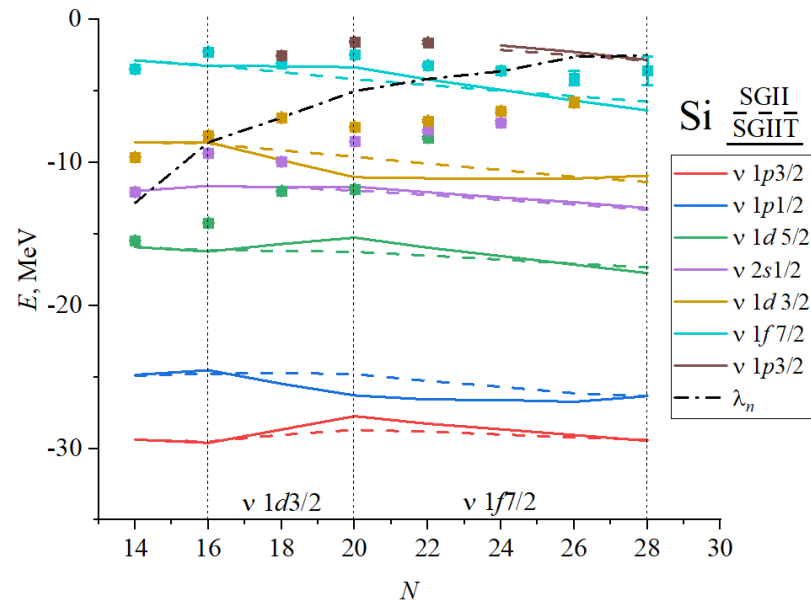
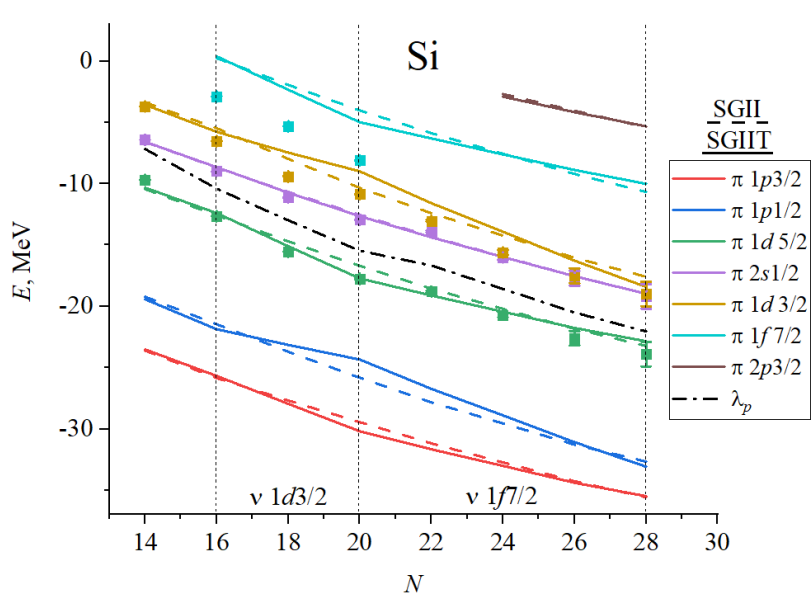
Зарядовые радиусы изотопов кремния



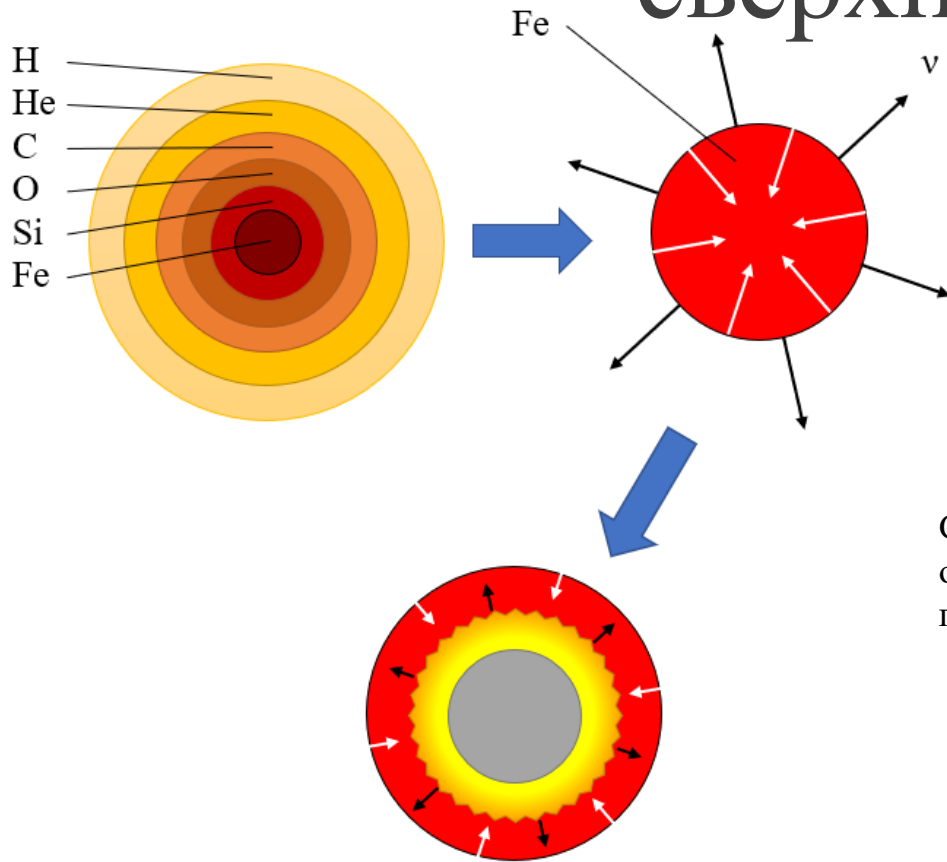
Расщепление между одночастичными состояниями в Ni



Заполнение одночастичных уровней



Горячие ядра в условиях сверхновой

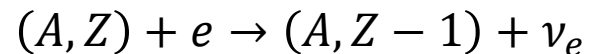
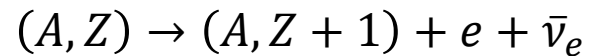


На последних этапах эволюции звезды массой $M > 10M_{\odot}$ обладают слоистой структурой

При массе $M_{core} = M_{ch} = 1.45 (2Y_e)^2 M_{\odot}$ железный центр начинает коллапсировать; температура и плотность вещества при этом достигают

$$T \sim 10^9 \text{K}, \rho \sim 10^7 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$$

Слабые процессы, такие как β -распад и e -захват, оказывают существенное влияние на динамику гравитационного коллапса



Тепловое квазичастичное приближение случайных фаз (ТКПСФ)

Модельный гамильтониан:

$$H = H_{mf} + H_{pair} + H_{int}$$

Преобразование Боголюбова:

$$\alpha_{jm}^\dagger = u_j a_{jm}^\dagger - v_j a_{jm},$$

$$\alpha_{jm} = u_j a_{jm} - v_j a_{jm}^\dagger$$

Тепловое преобразование:

$$\beta_{jm}^\dagger = x_j \alpha_{jm}^\dagger - i y_j \tilde{\alpha}_{jm},$$

$$\tilde{\beta}_{jm}^\dagger = x_j \tilde{\alpha}_{jm}^\dagger + i y_j \alpha_{jm}$$

Тепловой гамильтониан

$$\mathcal{H} = H - \bar{H}$$

Диагонализация части mf+pair

$$\mathcal{H}_{mf} + \mathcal{H}_{pair} \approx \sum_j \varepsilon_j (\beta_{jm}^\dagger \beta_{jm} - \tilde{\beta}_{jm}^\dagger \tilde{\beta}_{jm})$$

Среднее для одноквазичастичного состояния

$$\langle 0(T) | \alpha_{jm}^\dagger \alpha_{jm} | 0(T) \rangle = \frac{1}{\exp(\varepsilon_j/T) + 1}$$

$$\beta_{jm}^\dagger | 0(T) \rangle \sim \alpha_{jm}^\dagger | 0(T) \rangle$$

$$\tilde{\beta}_{jm}^\dagger | 0(T) \rangle \sim \alpha_{jm} | 0(T) \rangle$$

Остаточное взаимодействие

- Остаточное взаимодействие в спин-изоспиновом канале:

$$H_{ph} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2k_F m^*} [F'_0 + G'_0 \sigma_1 \cdot \sigma_2] \tau_1 \cdot \tau_2 \delta(\mathbf{r})$$

- Тензорная часть остаточного взаимодействия:

$$H_{tens} = [V_{T1}(r_1, r_2) + V_{T1}(r_2, r_1) + V_{T2}(r_1, r_2)] \tau_1 \cdot \tau_2,$$

$$V_{T1} = \lambda_1 \sum_M T_{01M}(r_1, \sigma_1) r_2^2 T_{21M}^*(r_2, \sigma_2),$$

$$V_{T2} = \lambda_2 \sum_M r_1^2 T_{21M}(r_1, \sigma_1) r_2^2 T_{21M}^*(r_2, \sigma_2),$$

$$T_{LJM} = [Y_L \times \sigma]_M^J$$

Тепловое квазичастичное приближение случайных фаз (ТКПСФ)

Переход к операторам фононов:

$$Q_{\lambda\mu i}^{\dagger} = \sum_{j_p j_n} \left(\psi_{j_p j_n}^i [\beta_{j_p}^{\dagger} \beta_{j_n}^{\dagger}]_{\mu}^{\lambda} + \tilde{\psi}_{j_p j_n}^i [\tilde{\beta}_{j_p}^{\dagger} \tilde{\beta}_{j_n}^{\dagger}]_{\mu}^{\lambda} + \eta_{j_p j_n}^i [\beta_{j_p}^{\dagger} \tilde{\beta}_{j_n}^{\dagger}]_{\mu}^{\lambda} + \tilde{\eta}_{j_p j_n}^i [\tilde{\beta}_{j_p}^{\dagger} \beta_{j_n}^{\dagger}]_{\mu}^{\lambda} + \right. \\ \left. + \phi_{j_p j_n}^i [\beta_{j_p} \beta_{j_n}]_{\mu}^{\lambda} + \tilde{\phi}_{j_p j_n}^i [\tilde{\beta}_{j_p} \tilde{\beta}_{j_n}]_{\mu}^{\lambda} + \xi_{j_p j_n}^i [\beta_{j_p} \tilde{\beta}_{j_n}]_{\mu}^{\lambda} + \tilde{\xi}_{j_p j_n}^i [\tilde{\beta}_{j_p} \beta_{j_n}]_{\mu}^{\lambda} \right)$$

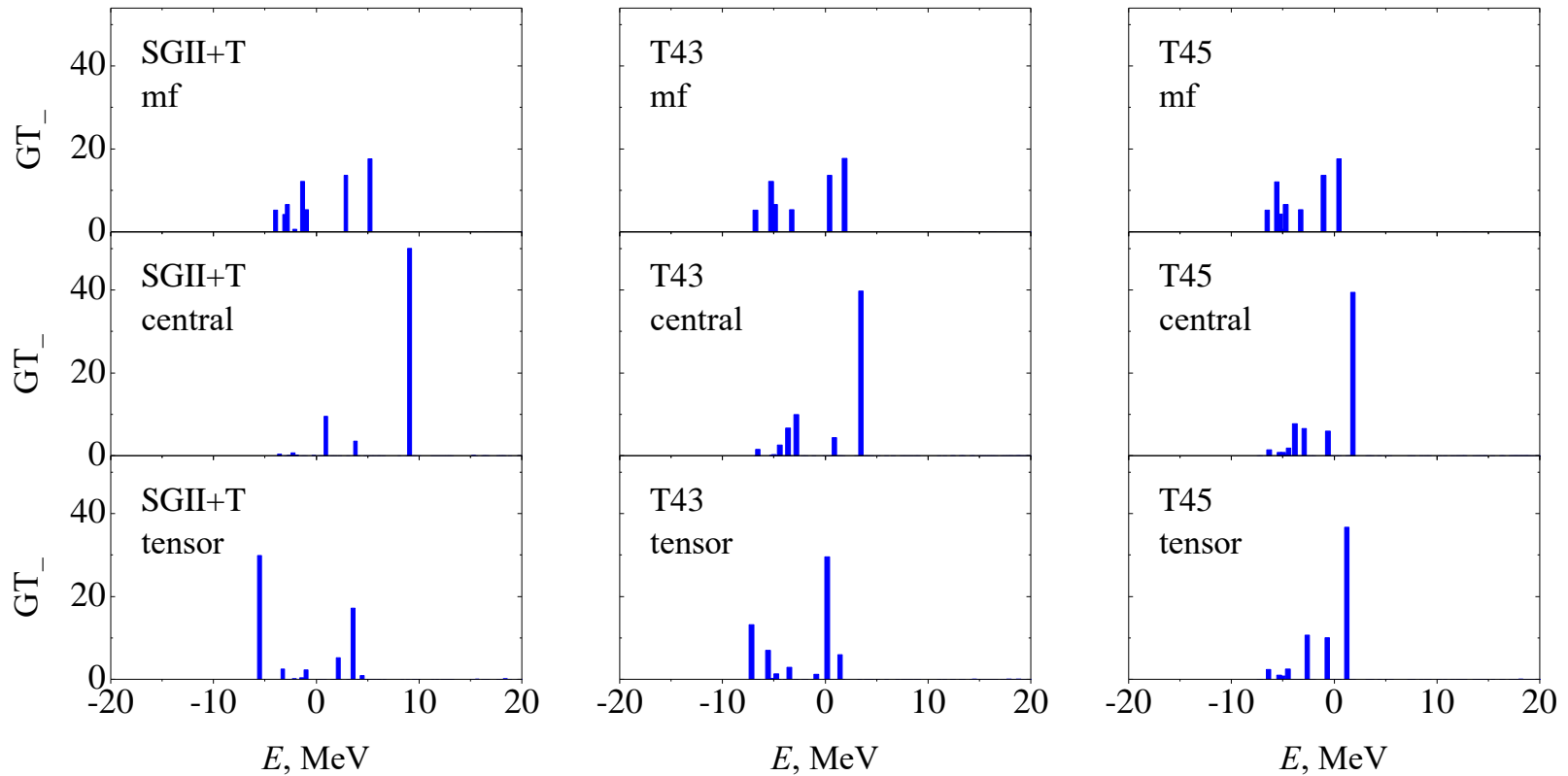
Диагонализированный гамильтониан:

$$\mathcal{H} \approx \sum_{\lambda\mu i} \omega_{\lambda i} (Q_{\lambda\mu i}^{\dagger} Q_{\lambda\mu i} - \tilde{Q}_{\lambda\mu i}^{\dagger} \tilde{Q}_{\lambda\mu i}).$$

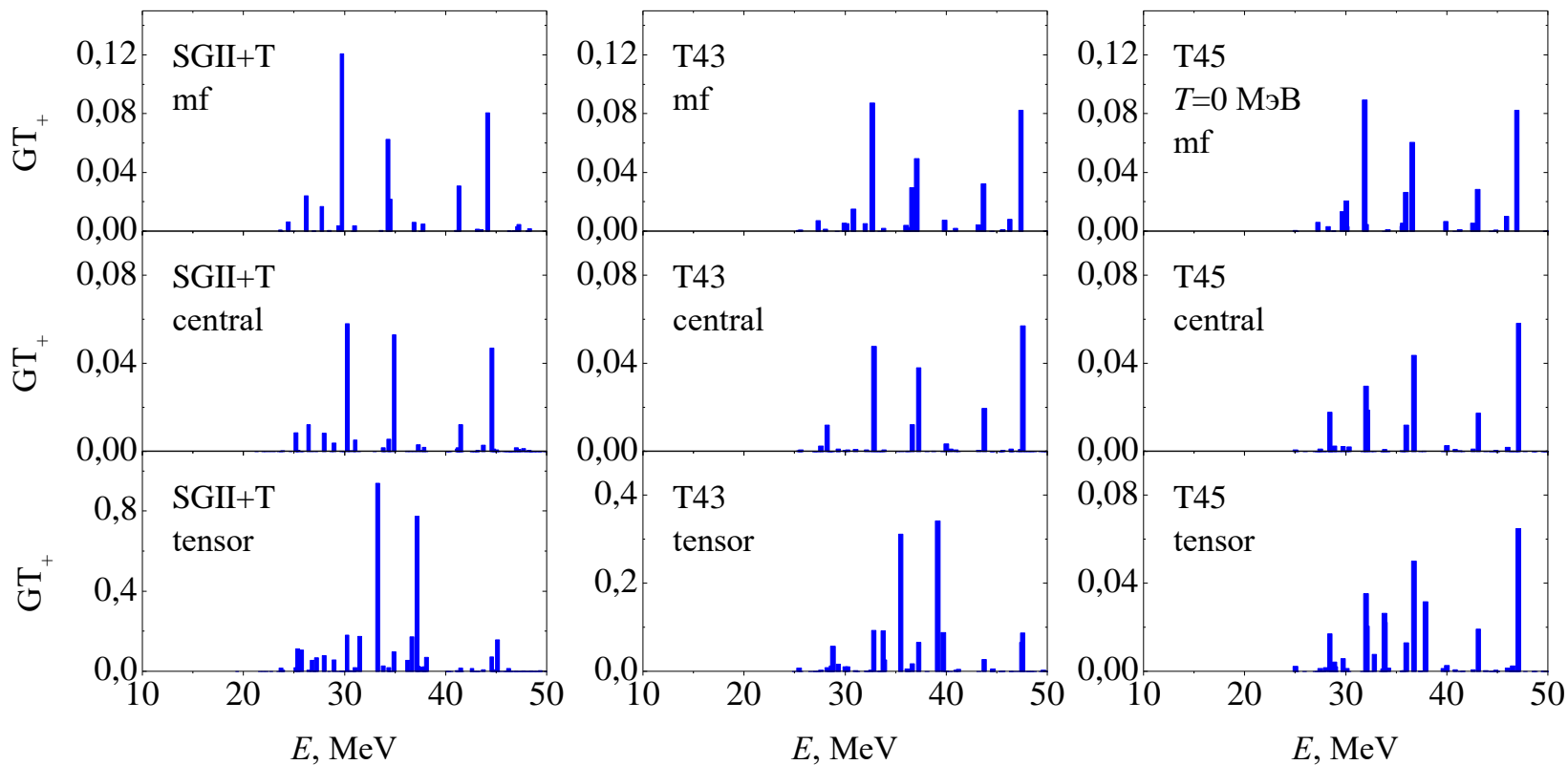
Суммарная Γ_{\mp} сила:

$$S_{Ji}^{(\mp)} = \left[\sum_{j_p j_n} (-1)^{j_n - j_p + J} d_J^{(\mp)}(j_p j_n) \Omega(j_p j_n; Ji) \right]^2 \\ \Omega(j_p j_n; Ji) = v_{j_p} u_{j_n} (x_{j_p} x_{j_n} \psi_{j_p j_n}^{Ji} + y_{j_p} y_{j_n} \tilde{\phi}_{j_p j_n}^{Ji}) + u_{j_p} v_{j_n} (y_{j_p} y_{j_n} \tilde{\psi}_{j_p j_n}^{Ji} + x_{j_p} x_{j_n} \phi_{j_p j_n}^{Ji}) \\ - v_{j_p} v_{j_n} (x_{j_p} y_{j_n} \eta_{j_p j_n}^{Ji} + y_{j_p} x_{j_n} \tilde{\xi}_{j_p j_n}^{Ji}) + u_{j_p} u_{j_n} (y_{j_p} x_{j_n} \tilde{\eta}_{j_p j_n}^{Ji} + x_{j_p} y_{j_n} \xi_{j_p j_n}^{Ji})$$

Распределение ΓT силы: $T=0$



Распределение GT_+ силы: $T=0$



Скорость β^- -распада и e^- -захвата

Скорость e^- -захвата (β^- -распада):

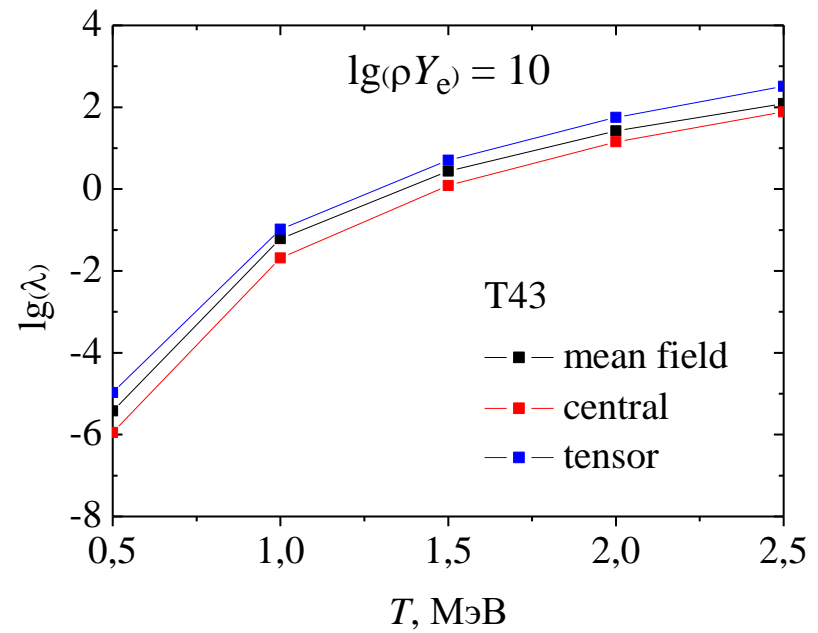
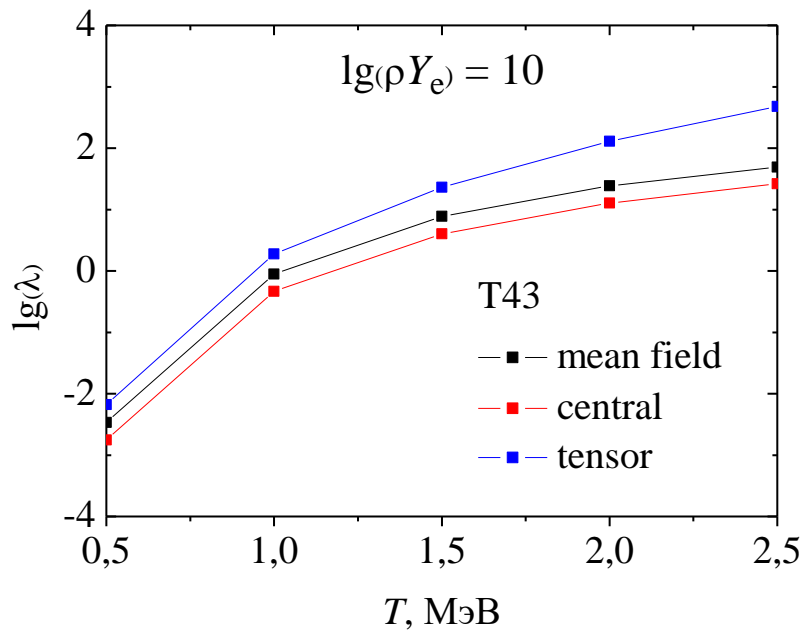
$$\lambda^{(\pm)} = \frac{\ln 2}{6150 \text{ с}} \sum_i S_i^{(\pm)} \Phi_i^{(\pm)}.$$

Здесь $\Phi_i^{(\pm)}$ – фазовый интеграл:

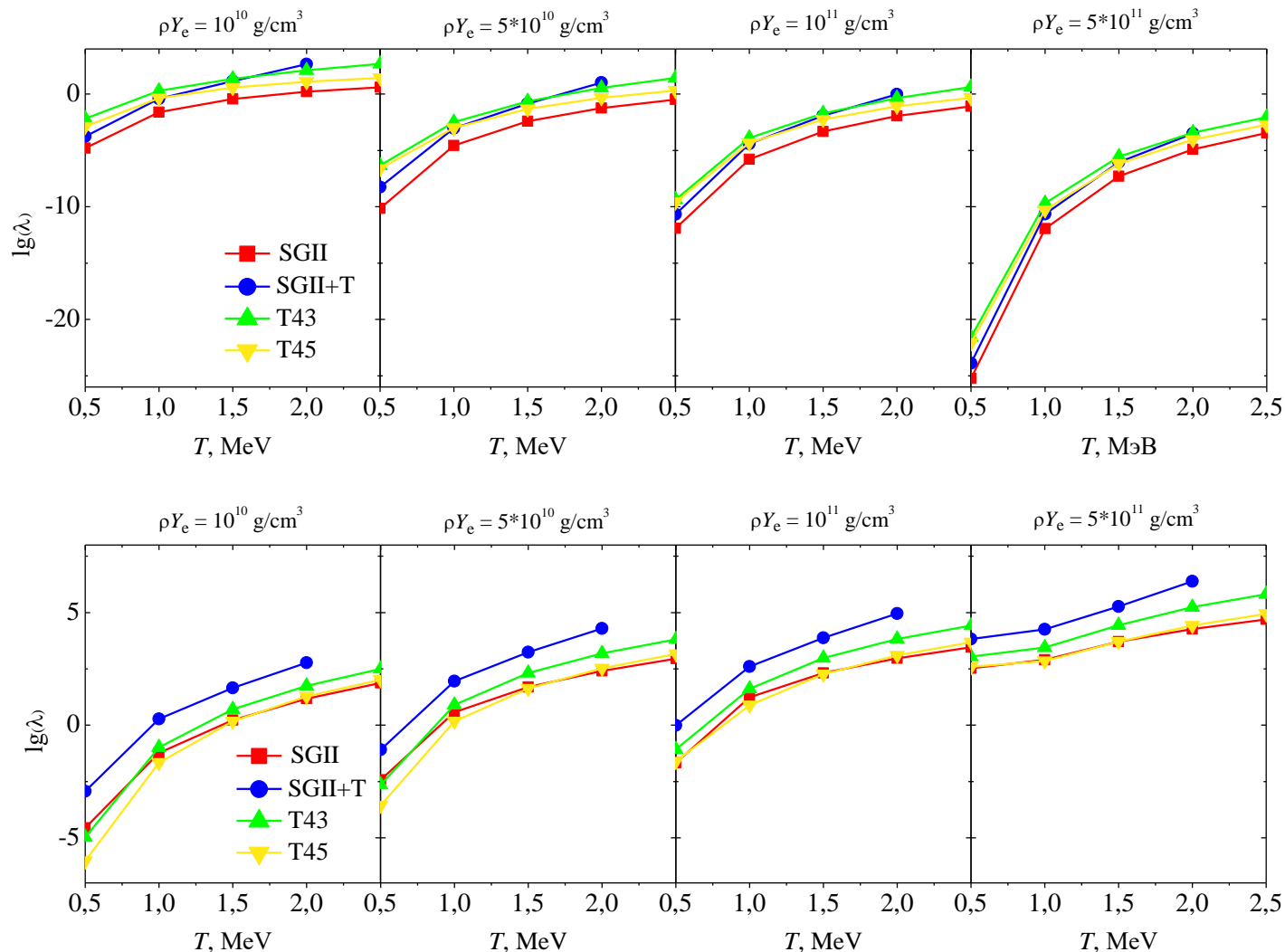
$$\Phi_i^- = \int_1^{Q_i} w^2 (Q_i - w)^2 G(Z + 1, w) (1 - S_e) dw$$

$$\Phi_i^+ = \int_1^{\infty} w^2 (Q_i - w)^2 G(Z, w) S_e dw$$

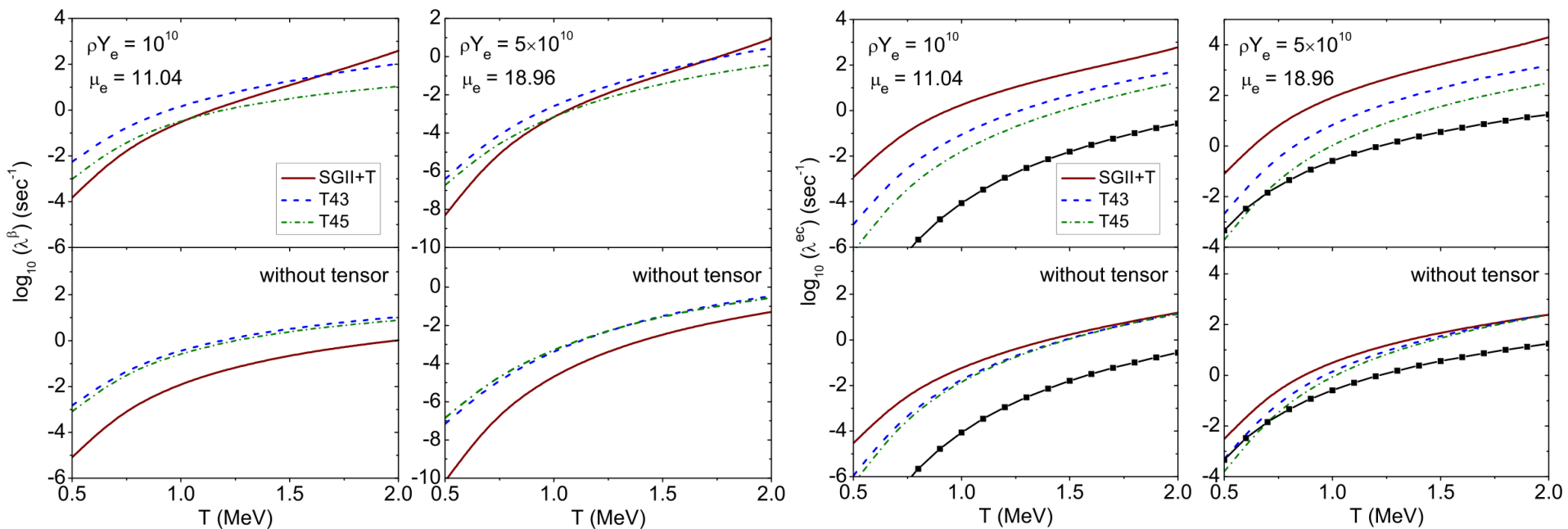
Скорость β^- -распада и e -захвата: T43



Скорость β^- -распада и e -захвата в зависимости от температуры среды и плотности электронного газа

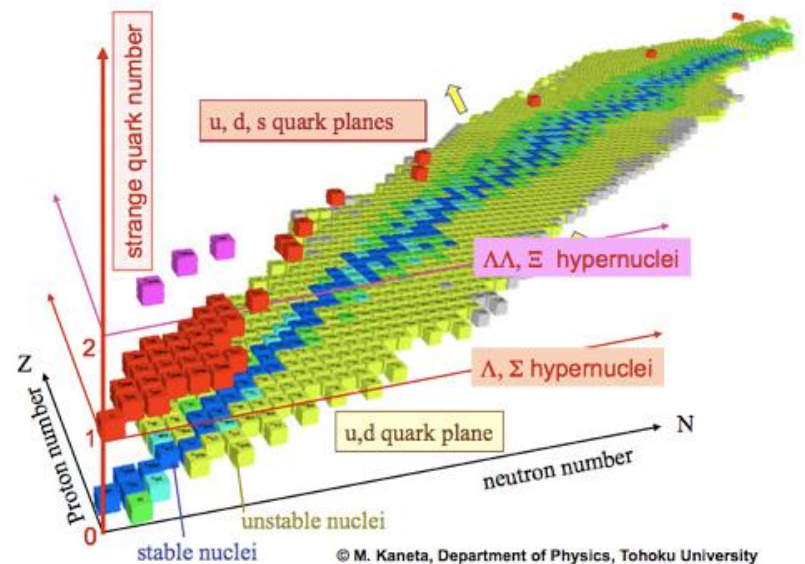


Скорость β^- -распада и e -захвата при различных ПЛОТНОСТЯХ



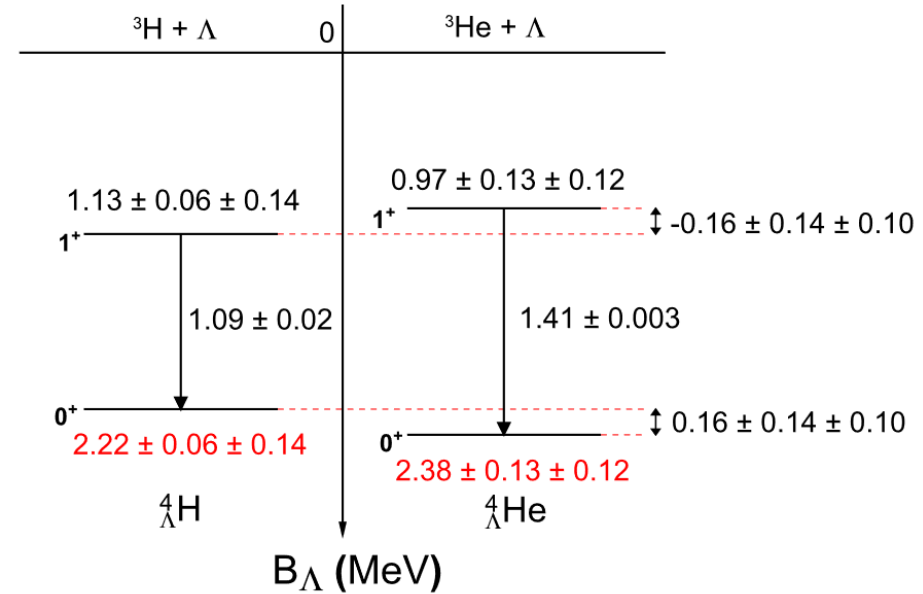
Экзотические Λ -гиперядра

- 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 ΛN -взаимодействии

- Отличие между pp - и nn - взаимодействием, между Λp - и Λn -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., 2022)
- Разный характер CSB в синглетном и триплетном состоянии ΛN -пары

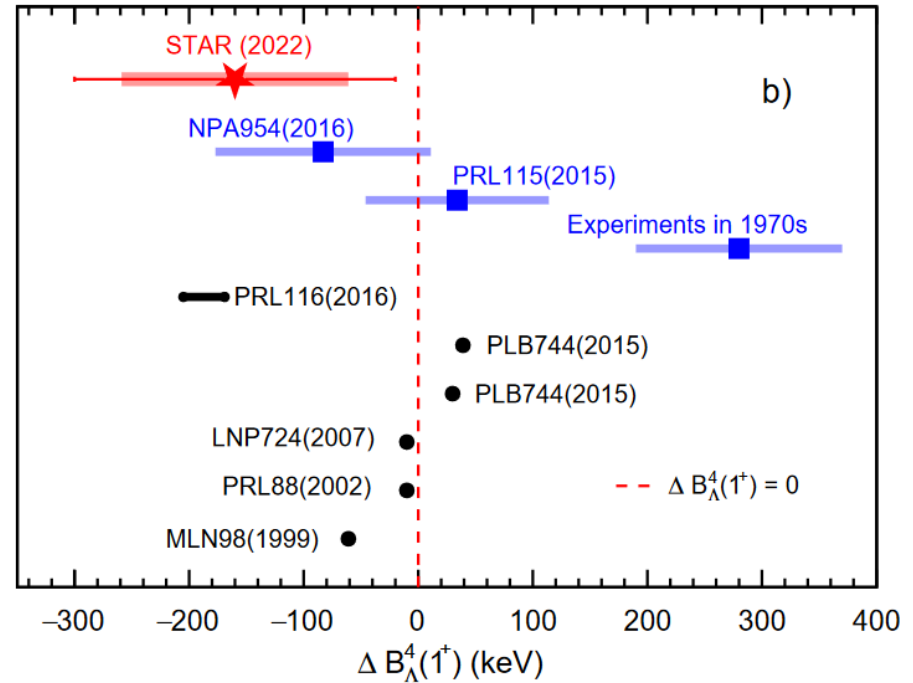
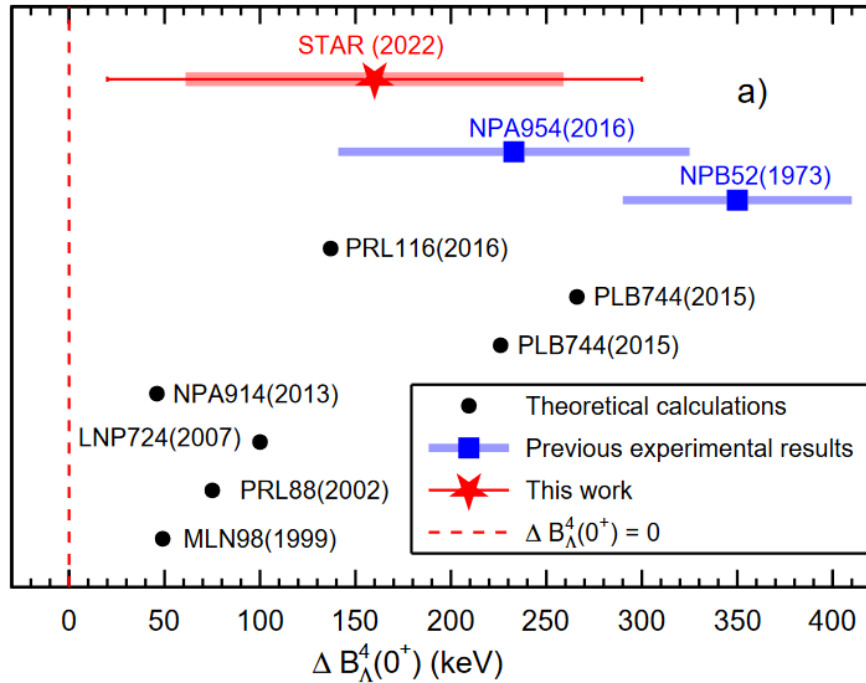


Плотность энергии с учетом **CSB**:

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

где $\rho_- = \rho_p - \rho_n$, $\tau_- = \tau_p - \tau_n$.

Нарушение зарядовой симметрии (CSB) в ΛN -взаимодействии



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, SkM*,
SkIII

- Гиперон-нуклонное взаимодействие Скирма:

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

ΛN : SLL4, SLL4', YBZ5, LY1, LY5, SkSH1

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)

Λ N – SLL4' (Schulze, Hiyama, 2014)

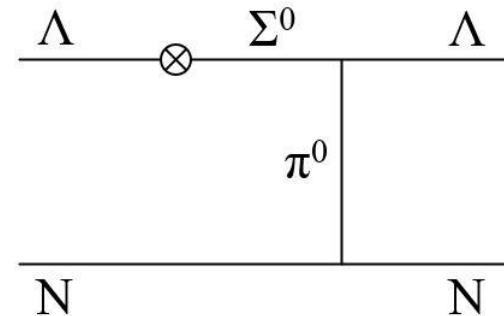
Параметры CSB

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 параметризующийся в виде суммы нескольких гауссоид:

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



Параметры CSB

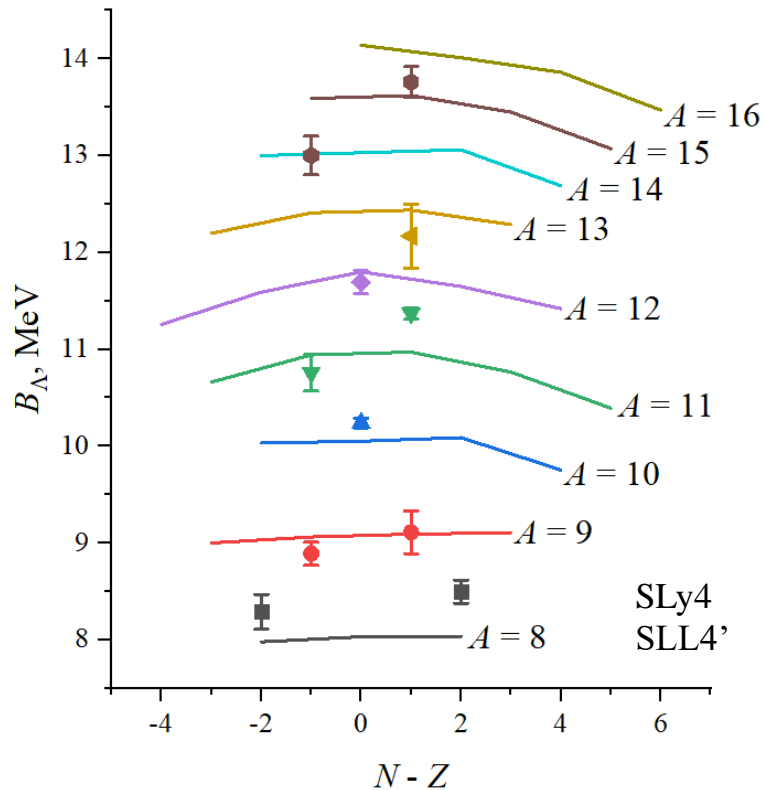
С помощью метода Лапласа можно перейти от сил в гауссовой форме к силам нулевого радиуса; при этом между параметрами взаимодействий будет связь

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

После перехода к форме записи взаимодействия через оператор обмена спином P_σ :

$$\begin{aligned} u_i^{CSB} &= -\frac{0,0297}{\sqrt{3}} \cdot \frac{u_i^t + u_i^s}{y_i^{CSB} = \frac{u_i^t - u_i^s}{u_i^t + u_i^s}}, \\ a_i^{CSB} &= u_i^{CSB} \left(1 + \frac{y_i^{CSB}}{2} \right). \end{aligned}$$

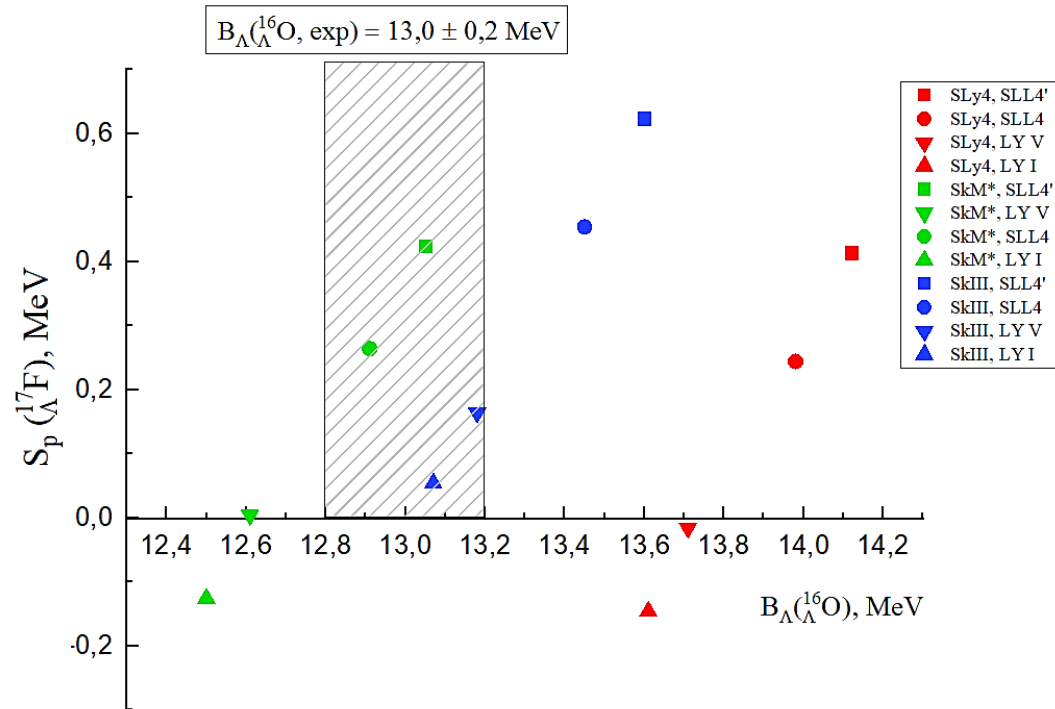
Энергия связи гиперона в $A+1_{\Lambda}Z$



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

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

Энергия отделения протона в ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$



Ядро ${}^{16}\text{F}$ нестабильно по отношению к испусканию протона ($S_p({}^{16}\text{F}) = -0,531 \text{ МэВ}$), поэтому для ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$ аналогичный канал распада является критическим. Слева показана величина

$$S_p({}^{17}_{\Lambda}\text{F}) = S_p({}^{16}\text{F}) + B_{\Lambda}({}^{17}_{\Lambda}\text{F}) - B_{\Lambda}({}^{16}_{\Lambda}\text{O})$$



как функция $B_{\Lambda}({}^{16}_{\Lambda}\text{O})$. Расчеты со взаимодействиями, воспроизводящими экспериментальные значения $B_{\Lambda}({}^{16}_{\Lambda}\text{O})$, показали, что

${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$ связано