

ОТЧЁТ О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

Плотность ядерных уровней и проблемы физики ядерных реакций

Студент

Л. Е. Трофимов

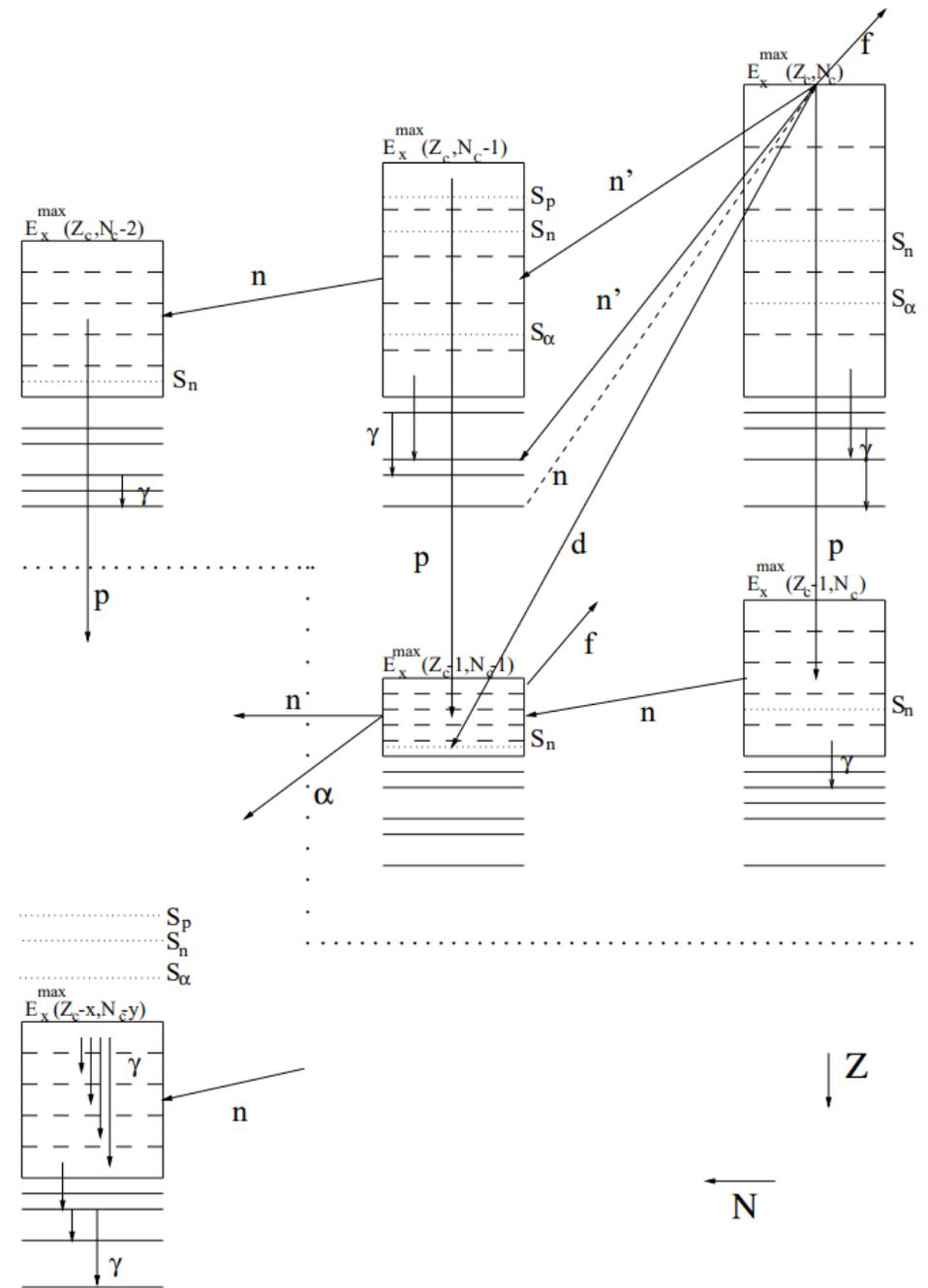
Научный руководитель
д.ф-м.н., проф.

А. Л. Барабанов

25 декабря 2023

Цель работы

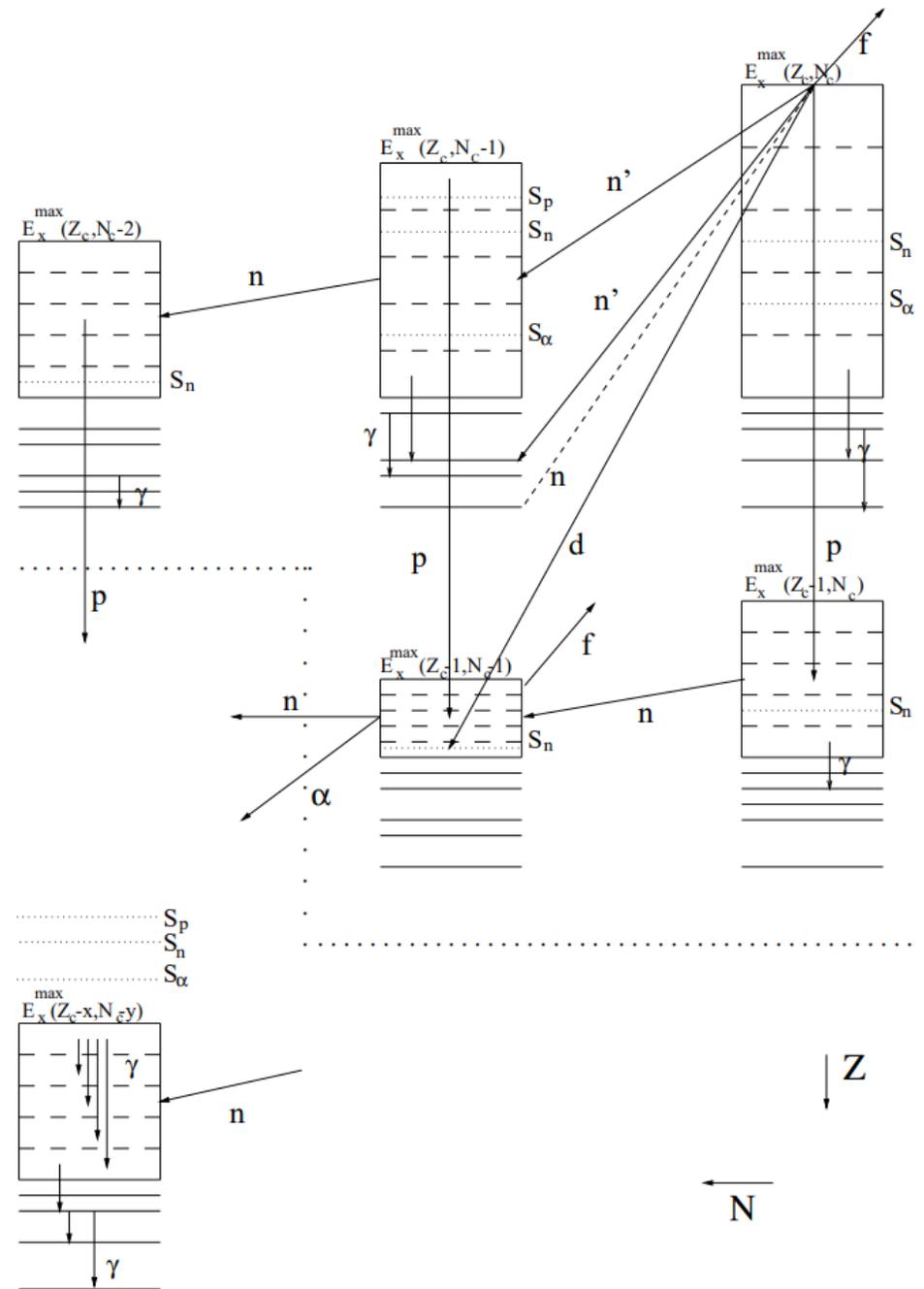
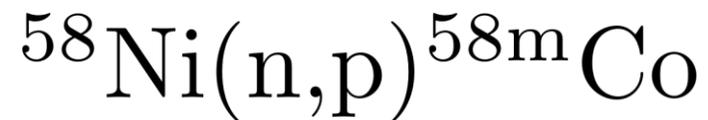
- Моделирование ядерных реакций
- Плотность ядерных уровней



Talys

Конференция АУСС-2023

(XXVII International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists)



Talys

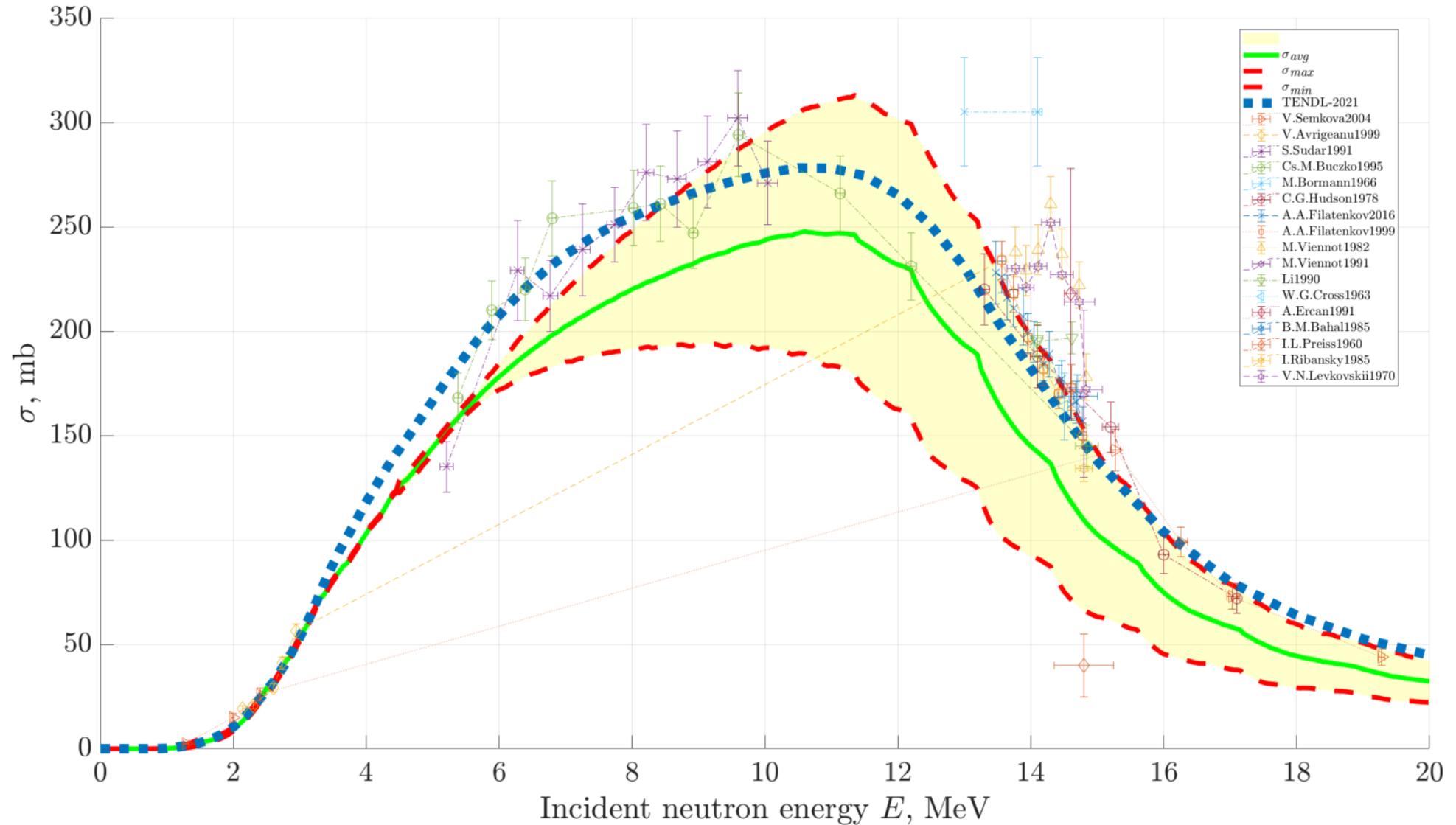
- Модель ферми-газа с постоянной температурой
- Ферми-газ с обратным смещением
- Сверхтекучая модель.

$$\sigma_{\text{av}}(E) = \frac{\sigma_1(E) + \sigma_2(E) + \sigma_3(E)}{3},$$

$$\Delta\sigma(E) = \max(|\sigma_1(E) - \sigma_2(E)|, |\sigma_1(E) - \sigma_3(E)|, |\sigma_2(E) - \sigma_3(E)|),$$

$$\sigma_{\text{max}}(E) = \sigma_{\text{av}}(E) + \Delta\sigma(E), \quad \sigma_{\text{min}}(E) = \sigma_{\text{av}}(E) - \Delta\sigma(E).$$

Talys $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58\text{m}}\text{Co}$ PEPAN Letters



Алгоритм перебора многочастичных состояний

Каждое одночастичное состояние характеризуется:

- Порядковым номером
- Энергией
- Проекцией углового момента
- Чётностью

$$\omega(U, J_z) = \frac{dN(U, J_z)}{dU} = \frac{1}{12\sqrt{2g\langle m^2 \rangle}} \frac{\exp\left(2\sqrt{a\left(U - \frac{J_z^2}{2g\langle m^2 \rangle}\right)}\right)}{\left(U - \frac{J_z^2}{2g\langle m^2 \rangle}\right)^{3/2}},$$

$$\omega(U) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{e^{2\sqrt{aU}}}{a^{1/4}U^{5/4}}.$$

- Основное состояние
- {1, 1, ..., 1, 1, 1, 0, 0, 0, ...}
 - {1, 1, ..., 1, 1, 0, 1, 0, 0, ...}
 - {1, 1, ..., 1, 0, 1, 1, 0, 0, ...}
 - {1, 1, ..., 0, 1, 1, 1, 0, 0, ...}
 - ⋮
 - {1, 0, ..., 1, 1, 1, 1, 0, 0, ...}
 - {0, 1, ..., 1, 1, 1, 1, 0, 0, ...}
 - {1, 1, ..., 1, 1, 0, 0, 1, 0, ...}
 - {1, 1, ..., 1, 0, 1, 0, 1, 0, ...}
 - ⋮
 - {0, 1, ..., 1, 1, 1, 0, 1, 0, ...}
 - {1, 1, ..., 1, 0, 0, 1, 1, 0, ...}
 - {1, 1, ..., 0, 1, 0, 1, 1, 0, ...}
 - ⋮
 - {0, 1, ..., 1, 1, 0, 1, 1, 0, ...}
 - {1, 1, ..., 0, 0, 1, 1, 1, 0, ...}
 - ⋮
 - {0, 0, ..., 1, 1, 1, 1, 1, 0, ...}
 - {1, 1, ..., 1, 1, 0, 0, 0, 1, ...}
 - ⋮

Эффективное взаимодействие Скирма

Потенциал взаимодействия [1]
$$\hat{U} = \sum_{i < j} \hat{v}_{ij} + \sum_{i < j < k} \hat{v}_{ijk},$$

где $\hat{v}_{ij} \sim \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$, $\hat{v}_{ijk} \sim \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j)\delta(\vec{r}_j - \vec{r}_k)$.

\hat{v}_{ij} отвечает двухчастичному взаимодействию, а \hat{v}_{ijk} — трёхчастичному.

[1] D. Vautherin и D. M. Brink. «Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction. I. Spherical Nuclei». В: Phys. Rev. C 5 (3 март 1972), с. 626—647. doi: 10.1103/PhysRevC.5.626. url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.5.626>.

Метод Хартри-Фока

$$\delta \langle \Psi | \hat{H} | \Psi \rangle \longrightarrow \min, \quad (1)$$

$$\Psi(x_1, \dots, x_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \psi_1(x_1) & \psi_1(x_2) & \dots & \psi_1(x_N) \\ \psi_2(x_1) & \psi_2(x_2) & \dots & \psi_2(x_N) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \psi_N(x_1) & \psi_N(x_2) & \dots & \psi_N(x_N) \end{vmatrix} = \langle x_1 | \dots \langle x_N | \frac{1}{\sqrt{N!}} \sum_{\underbrace{ij\dots}_N} \epsilon_{ij\dots} \underbrace{|i\rangle}_{N} \underbrace{|j\rangle}_{N} \dots, \quad (2)$$

$$E = \langle \Psi, (\hat{T} + \hat{U})\Psi \rangle = \sum_i \left\langle i \left| \frac{\hat{p}^2}{2m} \right| i \right\rangle + \frac{1}{2} \sum_{ij} \langle ij | \hat{v}_{12} | ij \rangle + \quad (3)$$

$$+ \frac{1}{6} \sum_{ijk} \langle ijk | \hat{v}_{123} | ijk \rangle = \int H(\vec{r}) d^3 r.$$

Метод Хартри-Фока. Случай $N = Z$. Сферические ядра

$$H(\vec{r}) = \frac{\hbar^2}{2m}\tau + \frac{3}{8}t_0\rho^2 + \frac{1}{16}t_3\rho^3 + \frac{1}{16}(3t_1 + 5t_2)\rho\tau + \frac{1}{64}(9t_1 - 5t_2)(\nabla\rho)^2 - \frac{3}{4}W_0\rho\nabla\cdot\vec{J}, \quad (4)$$

$$\frac{\delta}{\delta\psi_i} \left(E - \sum_i \epsilon_i \int |\psi_i(\vec{r})|^2 d^3r \right) = \frac{\delta}{\delta\psi_i} \int \left(H(\vec{r}) - \sum_i \epsilon_i |\psi_i|^2 \right) d^3r = 0, \quad (5)$$

$$\left[-\nabla \cdot \frac{\hbar^2}{2m_q^*(\vec{r})} \nabla + U(\vec{r}) + \vec{W}(\vec{r}) \cdot (-i)(\nabla \times \vec{\sigma}) \right] \psi_i = \epsilon_i \psi_i, \quad (6)$$

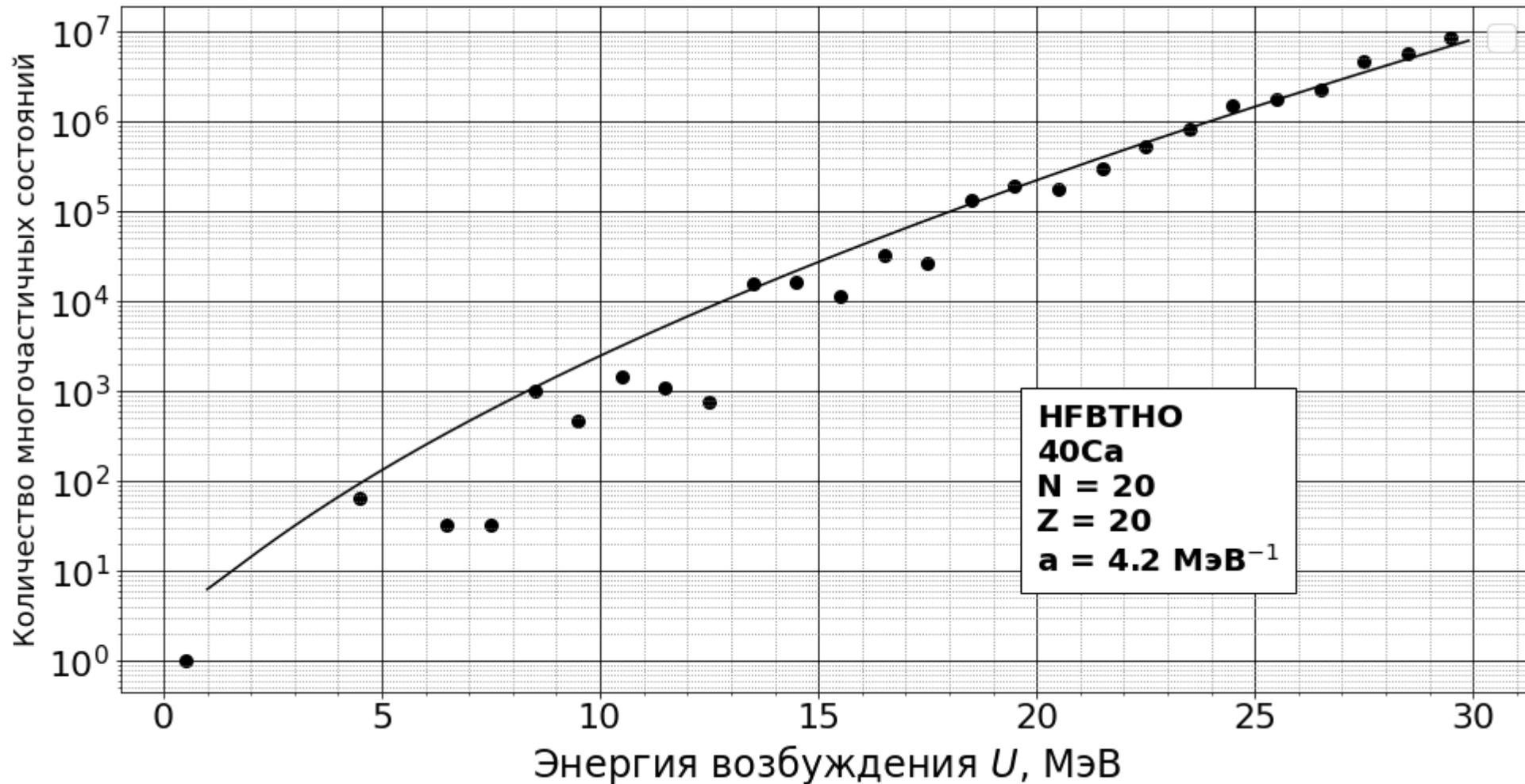
$$\frac{\hbar^2}{2m^*(\vec{r})} = \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{16}(3t_1 + 5t_2)\rho(\vec{r}),$$

$$U(\vec{r}) = \frac{3}{4}t_0\rho + \frac{3}{16}t_3\rho^2 + \frac{1}{16}(3t_1 + 5t_2)\tau + \frac{1}{32}(5t_2 - 9t_1)\nabla^2\rho - \frac{3}{2}W_0\nabla\cdot\vec{J}, \quad (7)$$

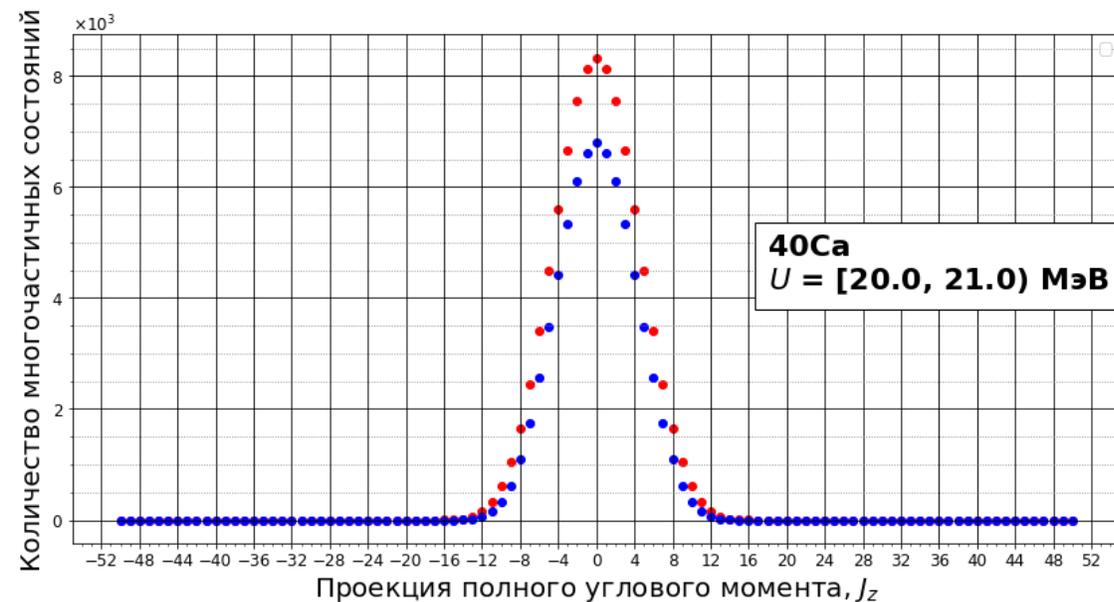
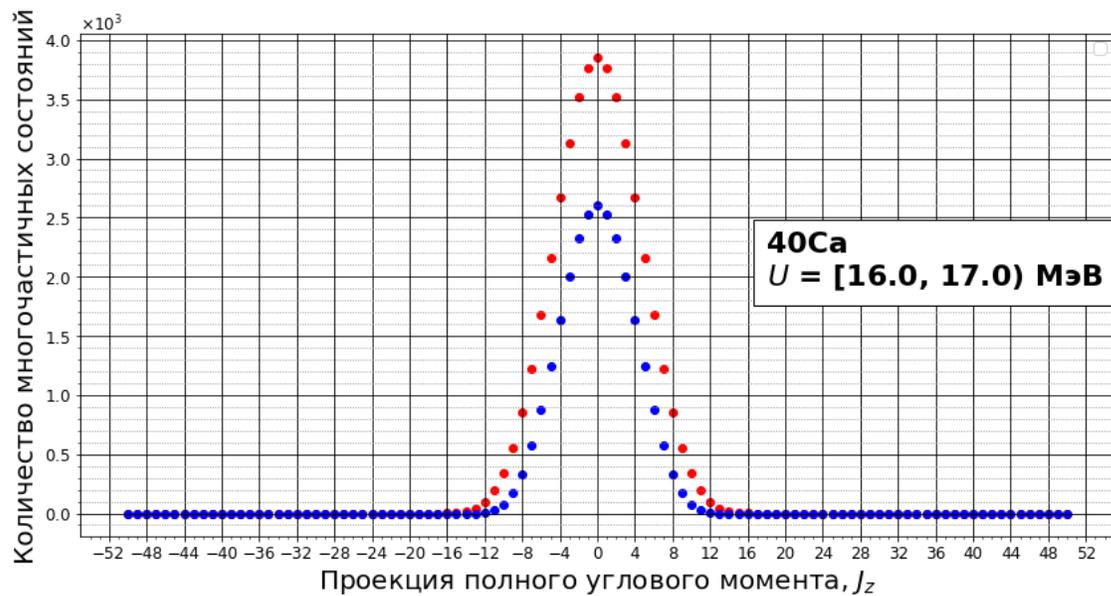
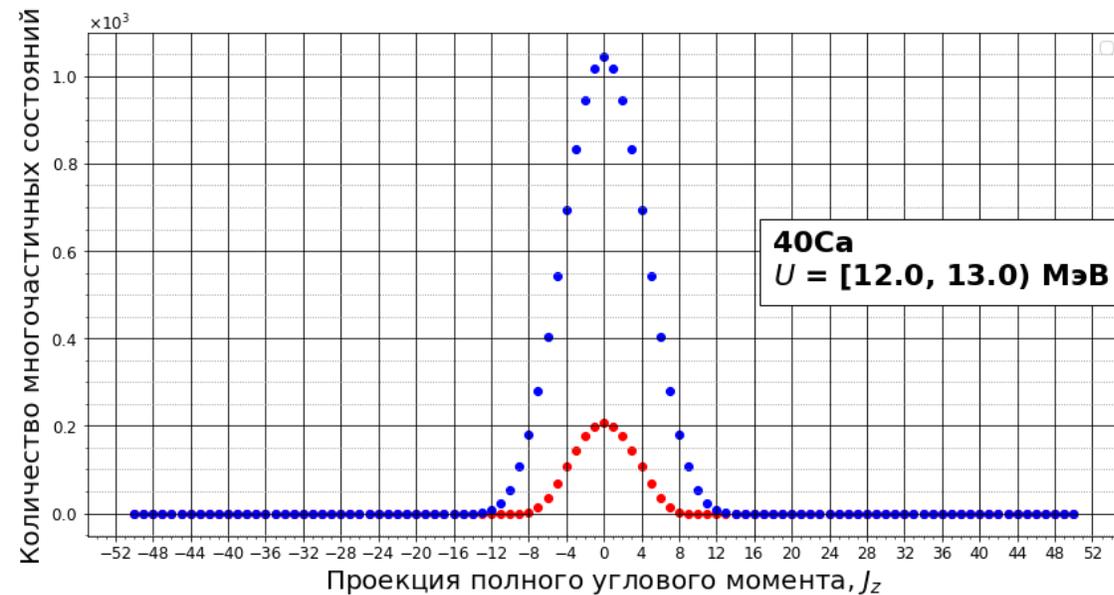
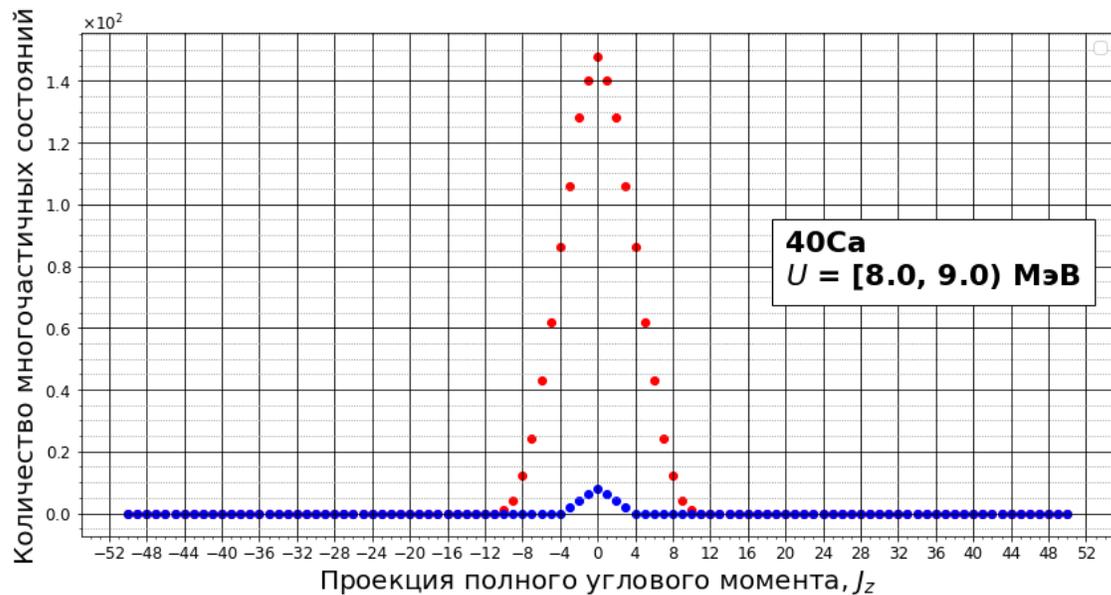
$$\vec{W}(\vec{r}) = \frac{3}{4}W_0\nabla\rho + \frac{1}{16}(t_1 - t_2)\vec{J}.$$

Программа HFVТНО + алгоритм перебора

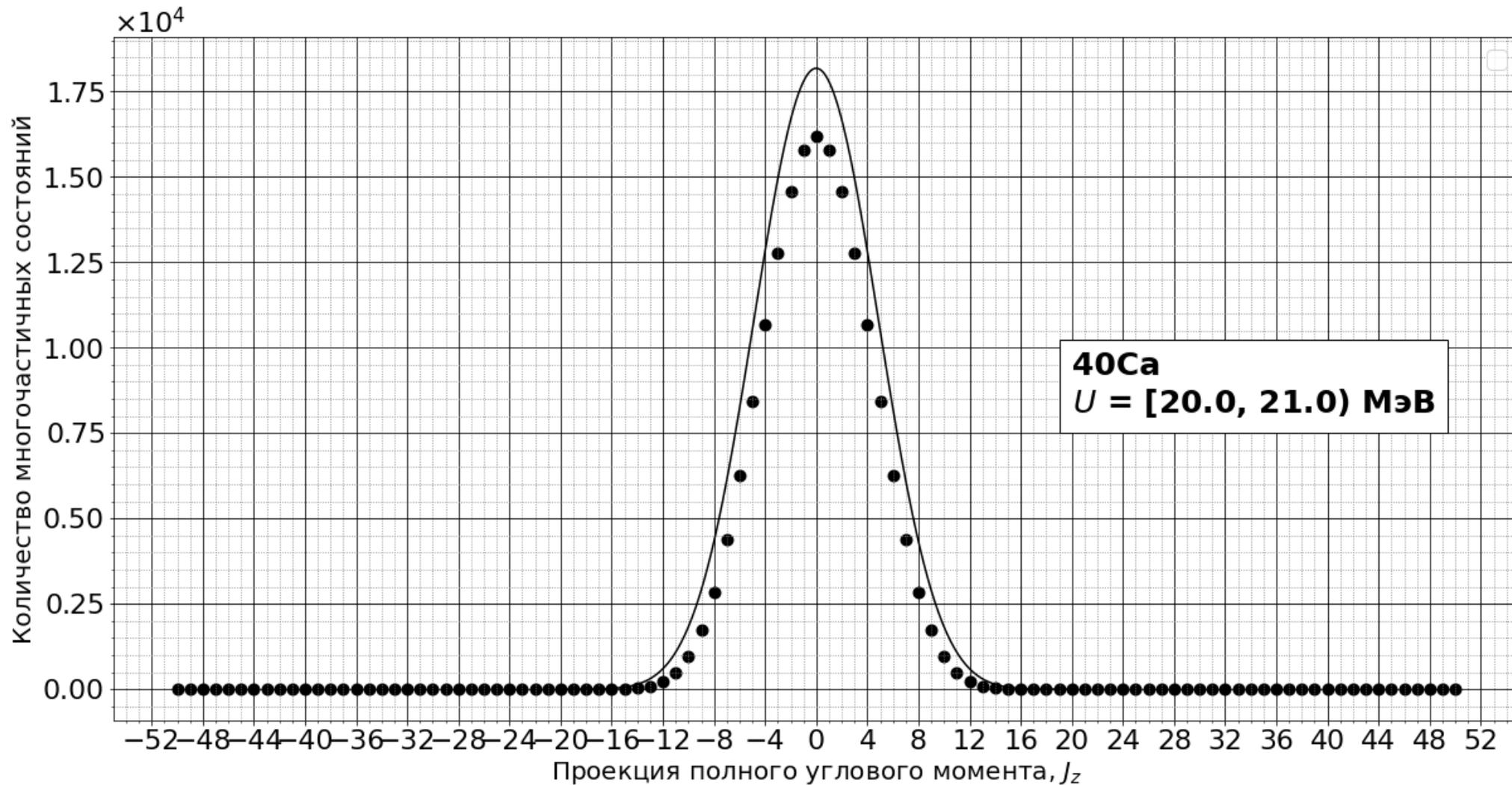
Сравнение смоделированных значений и аналитической формулы для ядра ^{40}Ca .



Распределение по проекции углового момента



Распределение по проекции углового момента



Заключение

- По результатам работ в НИЦ “Курчатовский институт” написана статья в PEPAN Letters, которая принята в печать.
- Произведён анализ статей, посвящённых методу Хартри-Фока-Боголюбова с взаимодействием Скирма для сферических ядер.
- С помощью программы HFVТНО получен одночастичный спектр для ядра ^{40}Ca .
- Использован алгоритм перебора многочастичных состояний для получения распределений многочастичных состояний по энергиям и проекциям угловых моментов.

Дополнительные слайды (1)

