

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им. М.В. ЛОМОНОСОВА
физический факультет

ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЧЕТНО-
НЕЧЕТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССАХ
ДЕВОЗБУЖДЕНИЯ СОСТАВНЫХ ЯДЕР

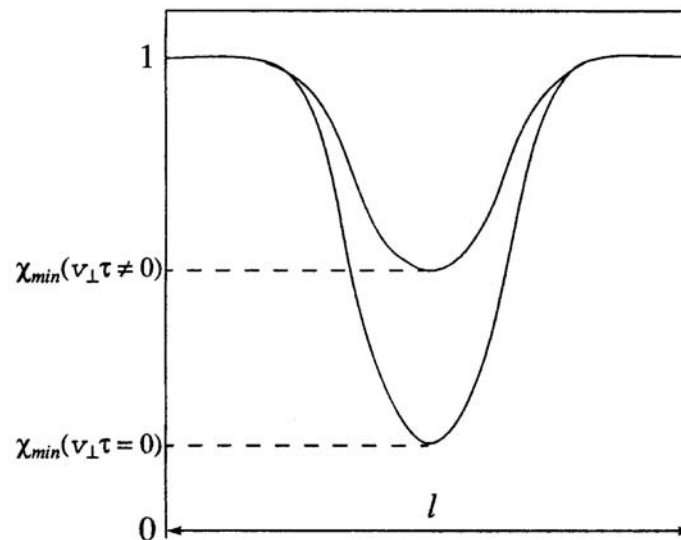
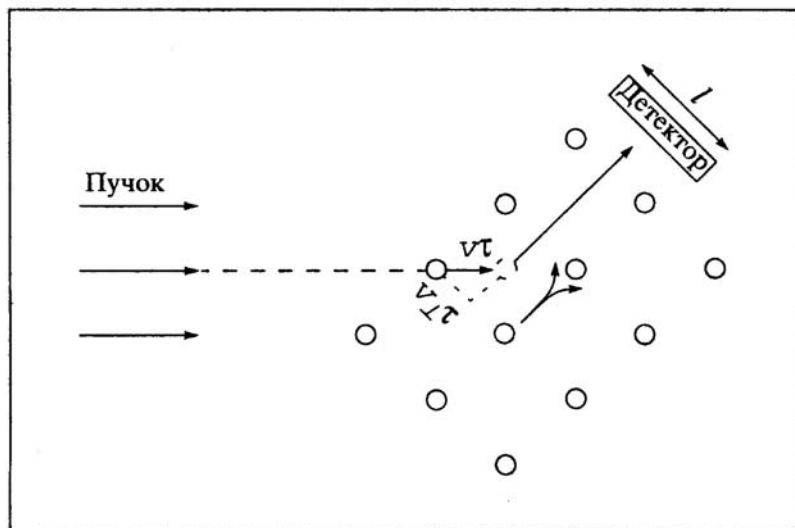
Залялова Татьяна Наилевна

Научный руководитель: Фотина Ольга Владиленовна

Москва 2006

Данная дипломная работа посвящена анализу экспериментально измеряемых с помощью эффекта теней временных характеристик процесса девозбуждения составного ядра.

МЕТОД ТЕНЕЙ



$$\frac{5 \times 10^{-10} \text{ см}}{v_{\perp}} \leq \tau \leq \frac{(1 \div 4) \times 10^{-8} \text{ см}}{v_{\perp}} \quad 10^{-14} \text{ сек} \leq \tau \leq 10^{-19} \text{ сек}$$

Методом эффекта теней изучаются ядерные реакции, возникающие при взаимодействии быстрых заряженных частиц с ядрами, расположенными в узлах кристаллической решетки. В процессе реакции образующееся составное ядро под действием импульса от падающей частицы смещается из узла решетки, что сказывается на форме теней в угловом распределении частиц - продуктов реакции.

В данной работе используется подход, основанный на статистической теории ядерных реакций с розыгрышем по методу Монте-Карло ряда характеристик распадающейся ядерной системы, таких как тип распада (испарение частицы, γ -кванта или деление), энергетических и угловых характеристик вылета продуктов реакции. Кроме того, метод Монте-Карло позволяет провести прямое моделирование экспериментальной ситуации, в частности оценить времена ядерных реакций, измеренные с помощью метода эффекта теней.

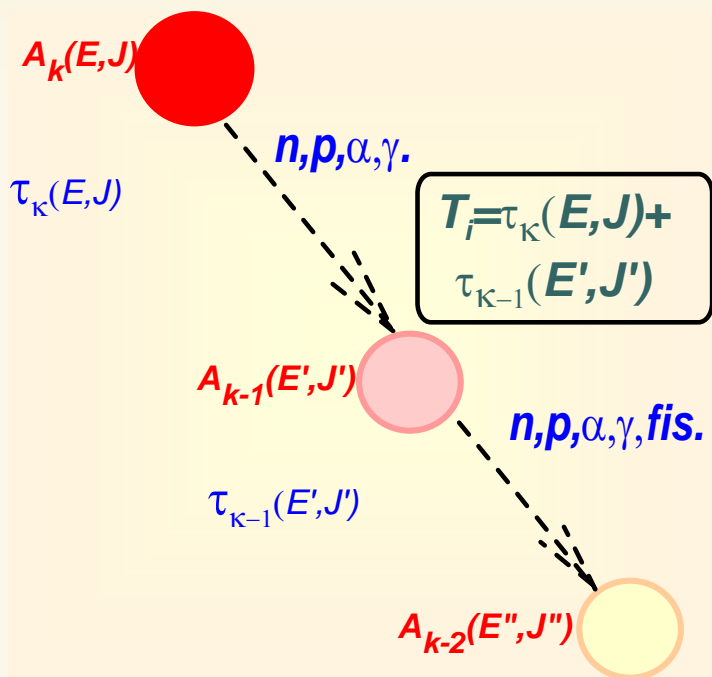


Рис. 1

В предлагаемой модели цепочка распада разыгрывается случайным образом. Для каждого образовавшегося промежуточного k -го ядра с энергией E и моментом J используем стандартное уравнение определения времени распада возбужденного ядра:

$$\tau_k(E, J) = \frac{\hbar}{\Gamma_k(E, J)} \quad (1)$$

$$\Gamma_b(E, J) = \frac{1}{2\pi\rho_a(E, J)} \int_0^{E-Q_b} \sum_{i'j'} T_{bi'j'}^J(E') \rho_b(E', I_b) dE' \quad (1a)$$

Полное среднее время образования испарительного остатка:

$$T_i = \sum_k \tau_k(E, J) \quad (2)$$

Таким образом, через выражение (2) ввели понятие i -го трека. Каждый трек характеризуется не только последовательностью испускаемых частиц, но и углом их вылета, энергией и моментом образующихся частиц.

В статистической теории ядерных реакций одной из основных характеристик является плотность возбужденных состояний ядра.

В модели ферми-газа для вычисления плотности уровней используются соотношения,

$$\rho(U, J) = \frac{2J+1}{24\sqrt{2}\sigma^3 a^{1/4} (U-\delta)^{5/4}} \exp\left\{2\sqrt{a(U-\delta)} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right\}, \text{ где} \quad (3)$$

$$\sigma^2 = \frac{6}{\pi^2} \bar{m}^2 \sqrt{2(U-\delta)}$$

В обобщенной сверхтекучей модели плотность одночастичных возбуждений ядра запишем в виде

$$\rho(U, J) = \frac{2J+1}{2\sqrt{2}\sigma_{\text{эфф}}^3 \text{Det}^{1/2}} \exp\left\{S - \frac{(2J+1)^{1/2}}{2\sigma_{\text{эфф}}^2}\right\} \quad (4)$$

$$\sigma_{\text{эфф}}^2 = \begin{cases} F_{\perp}^{2/3} F_{\parallel}^{1/3} t & \text{для деформированных ядер} \\ F_{\parallel} t & \text{для сферических ядер} \end{cases}$$

$$U^* = U + \begin{cases} 0 & \text{для четно-четных ядер} \\ \Delta_0 & \text{для нечетных ядер} \\ 2\Delta_0 & \text{для нечетно-нечетных ядер} \end{cases} \quad (5)$$

С корреляционной функцией Δ_0 связана критическая температура фазового перехода из сверхтекучего состояния в ферми-газовое.

Моменты инерции вычисляются по формулам

$$F_{\parallel} = \frac{6}{\pi^2} a m^2 \left(1 - \frac{2}{3} \varepsilon\right), F_{\perp} = \frac{2}{5} m_0 r_0^2 A^{5/3} \left(1 + \frac{1}{3} \varepsilon\right) \quad (6)$$

Зависимость плотности уровней возбужденных ядер от энергии при использовании для модели ферми-газа систематики из работы Гильберта А. – Камерона А. [9], а для обобщенной сверхтекучей модели систематики из работы Игнатюка А.В. [14]

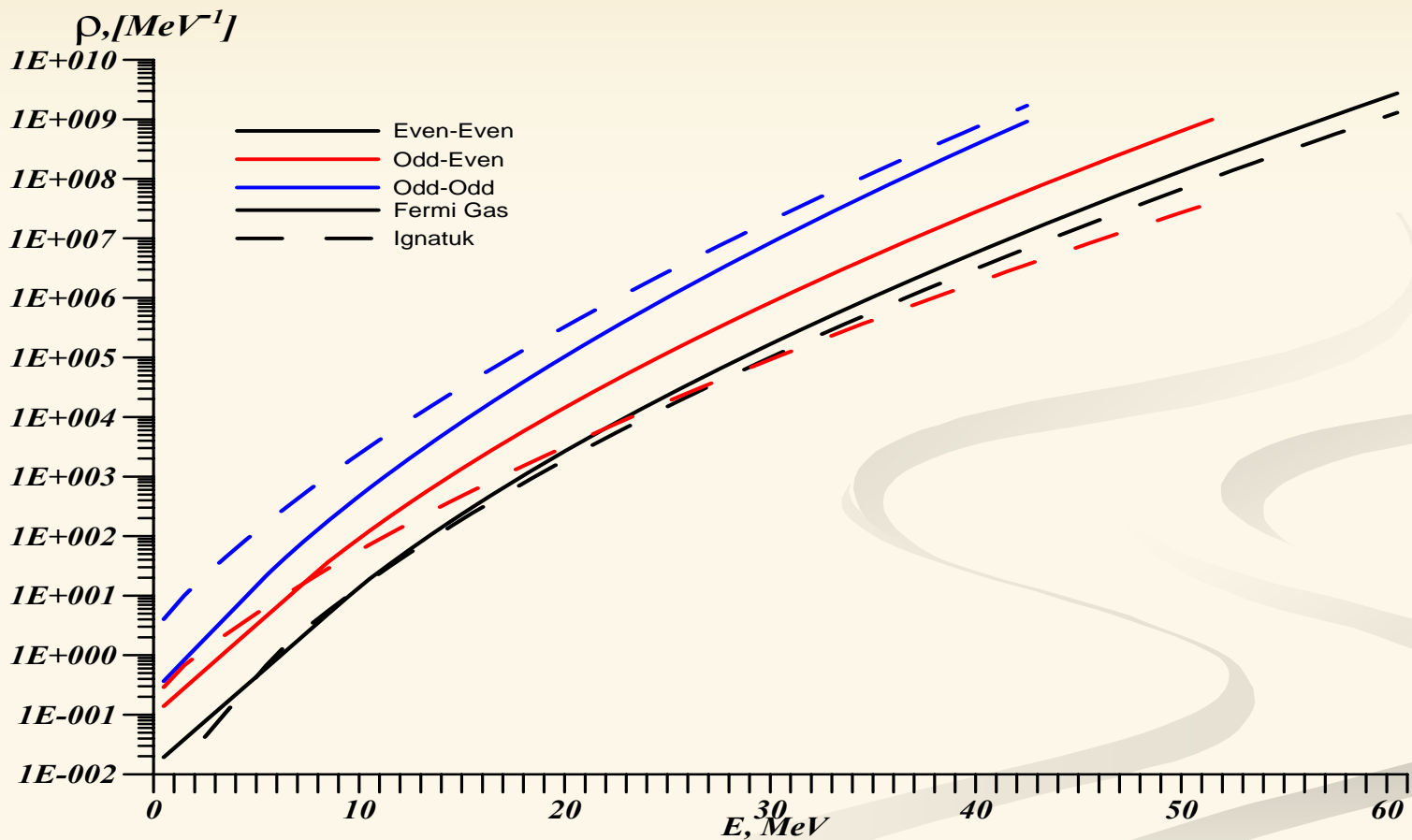
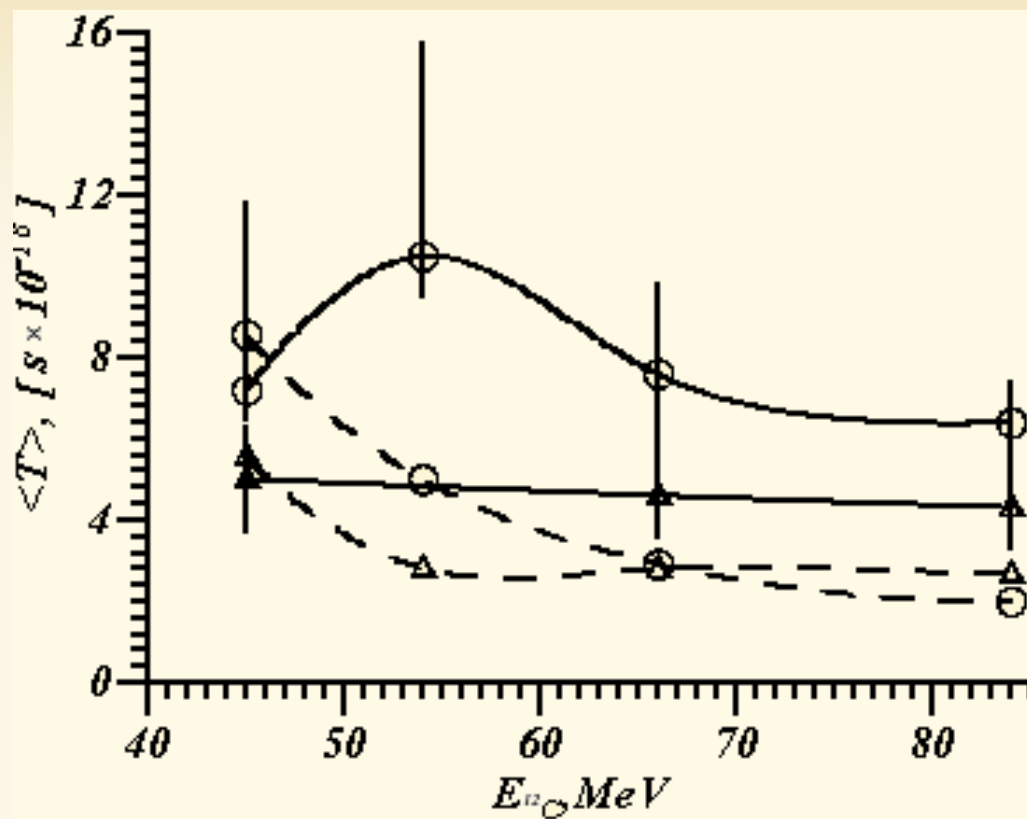


Рис. 2. Экспериментальные данные (сплошные линии) и теоретические оценки (пунктир) для $\langle T \rangle$. Данные были получены в реакции $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$ при регистрации ядер - испарительных остатков (кружки) и низкоэнергетических α -частиц (треугольники).

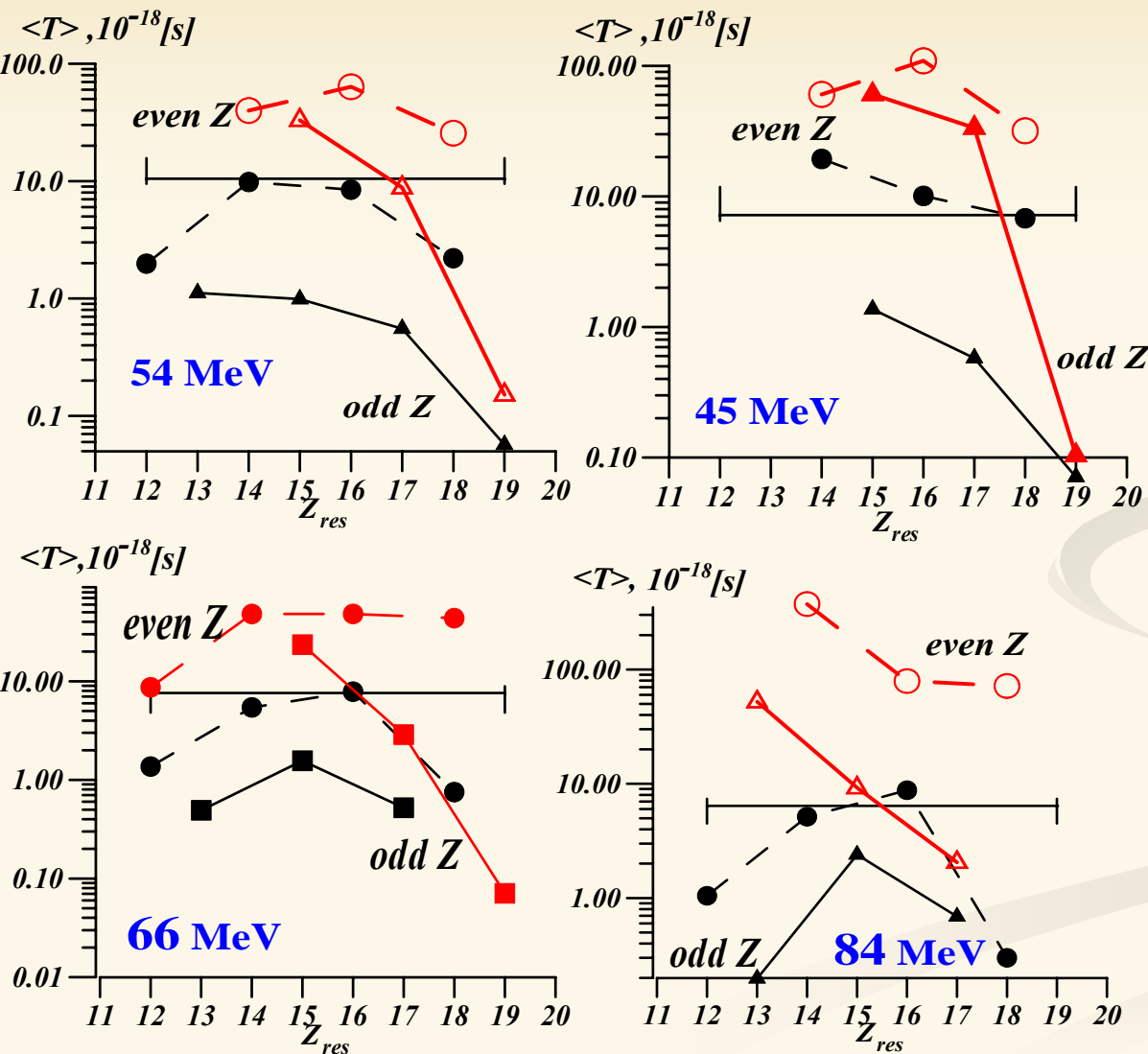


При использовании метода для анализа временных характеристик распада составного ядра в данной реакции при $E_c = 45, 54, 55, 84 \text{ MeV}$ было получено хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими значениями времен образования ядер-остатков и испарения α -частиц.

Рис. 3. Четно-нечетные зависимости во временных характеристиках для реакции



The registration angle of evaporated residues is 20° in l.s.

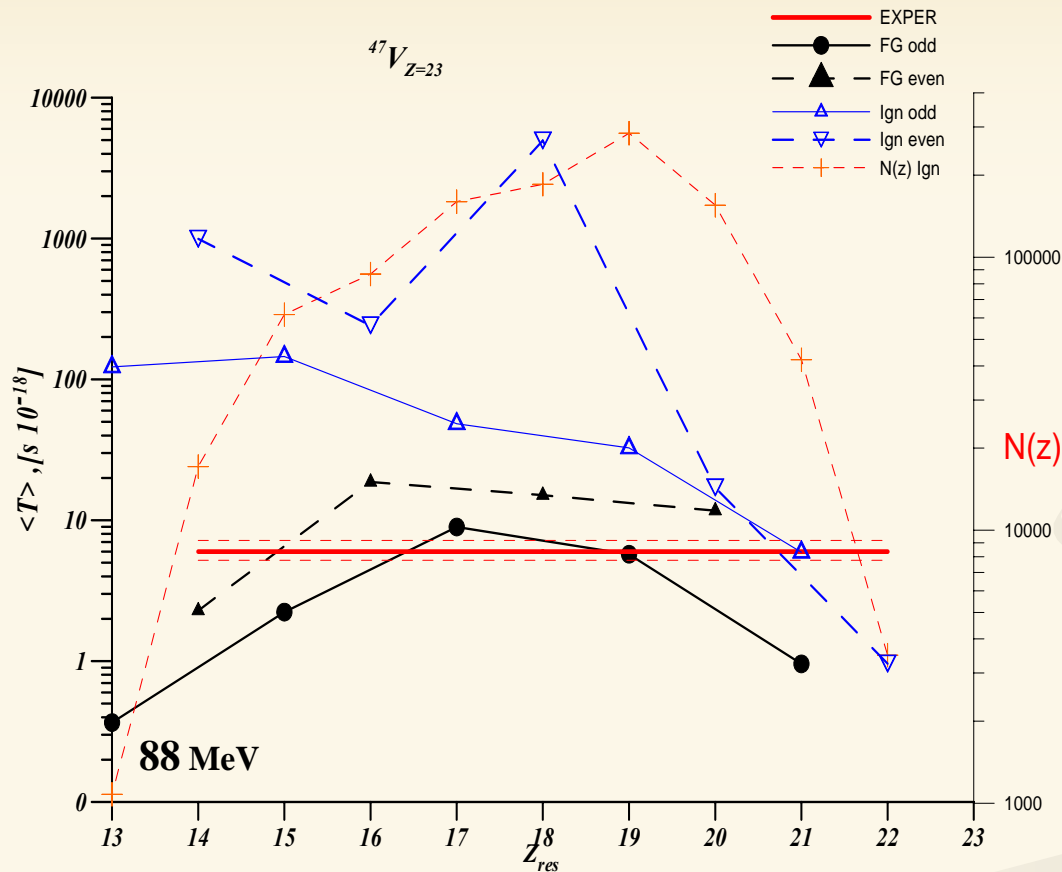


В рамках подхода были обнаружены различия в $\langle T \rangle$ образования ядер-остатков с четными Z и нечетными Z , что можно связать с четно – нечетным различием в ядерных плотностях уровней. Из выражения (1) и выражения (1а) получаем, что среднее время распада пропорционально плотности уровней ядра и, следовательно, четно-нечетное различие в плотностях уровней отражается в измерении величины $\langle T \rangle$ образования ядер-остатков. Эффект сохраняется при использовании различных моделей плотности уровней. Следует особо отметить, что указанный эффект был обнаружен в случае образования четного по Z и N составного ядра ^{40}Ca .

Рис. 4. Четно-нечетные различия во временных характеристиках в реакции



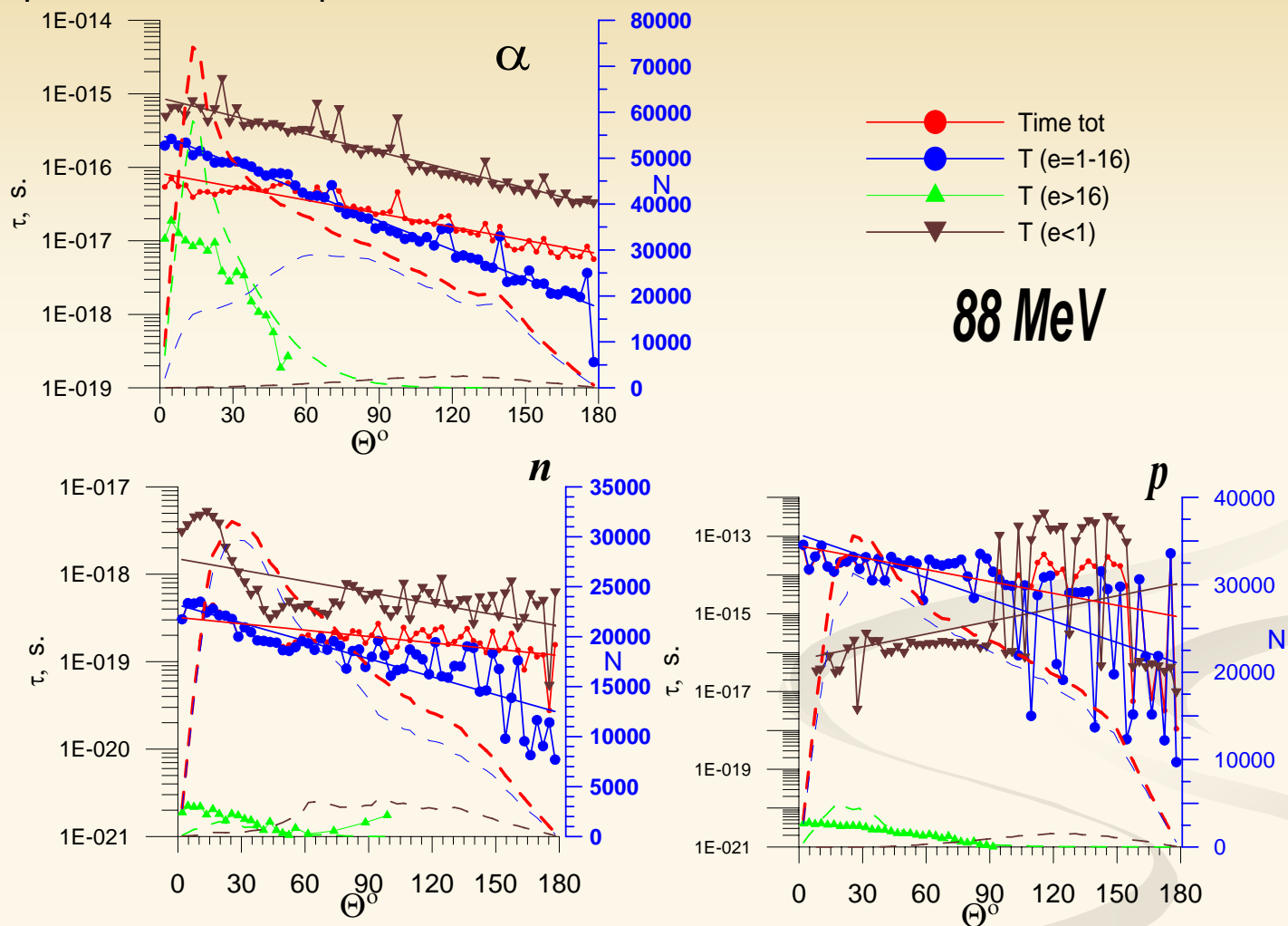
The registration angle of evaporated residues is 20° in l.s.



Результат настоящей работы представлен на рис. 4.

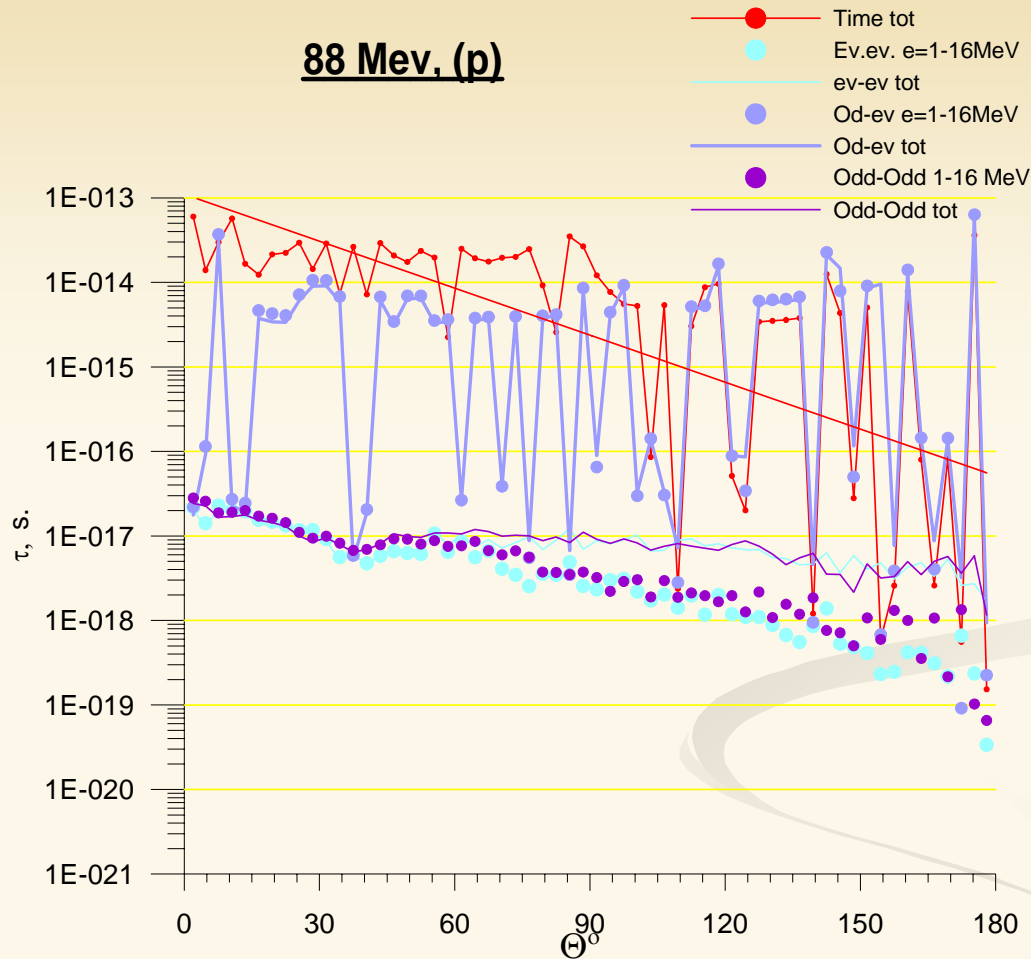
Как видно для четно-нечетного ядра ${}^{47}\text{V}$ так же как и для четно-четного ${}^{40}\text{Ca}$ наблюдаются различия в средних временах образования ядер-остатков с четными и нечетными Z . Устойчивость результата проверялась для двух моделей плотности уровней: сверхтекучей и ферми-газа.

рис. 5. Зависимость среднего времени испарения τ и выхода частиц от угла вылета в лабораторной системе координат.



Для α -частиц с $E = 1 - 16 \text{ MeV}$ получена хорошая линейная зависимость среднего времени испарения τ от угла вылета частиц в лабораторной системе координат. Также можно увидеть, что жесткие частицы с $E > 16 \text{ MeV}$ испускаются в передние углы, а мягкие частицы с $E < 1 \text{ MeV}$ характеризуются существенно большими временами испарения, а сами частицы наблюдаются в основном в задней полусфере.

рис. 6. Зависимость среднего времени от угла в лабораторной системе координат для четно-нечетных ядер в интервале энергий от 1 до 16 MeV



Для выяснения причин сильной флуктуации значений времен испарения протонов был выполнен анализ угловой зависимости временных характеристик испарения частиц в зависимости от четности заряда испускающего протон ядра. Усреднение времен испарения протонов проводилось отдельно для четно-четных ядер, нечетных по A и нечетно-нечетных ядер.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. В настоящей работе выполнен анализ и проведено сравнение с экспериментальными данными по средним временам образования ядер- остатков и испускания вторичных частиц для реакции $^{19}\text{F} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{47}\text{V}$ при $E_F = 88\text{MeV}$.
2. Показано, что временные характеристики образования четных по Z и нечетных по Z ядер- остатков отличаются в несколько раз. Эффект сохраняется при использовании различных моделей плотности уровней.
3. Проанализирована угловая зависимость временных характеристик процесса испускания вторичных частиц для реакции $^{19}\text{F} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{47}\text{V}$ при $E_F = 88\text{MeV}$.
4. Обнаружена четко выраженная угловая зависимость времен испарения α -частиц при $1\text{MeV} \leq E_{\text{кин}\alpha} \leq 16\text{MeV}$.