

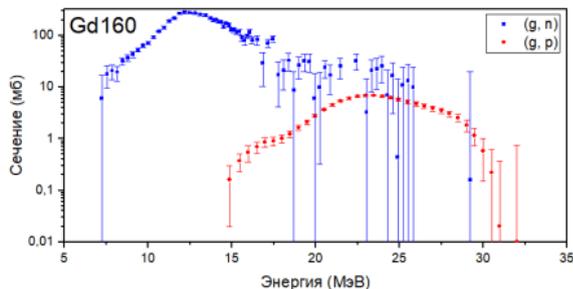
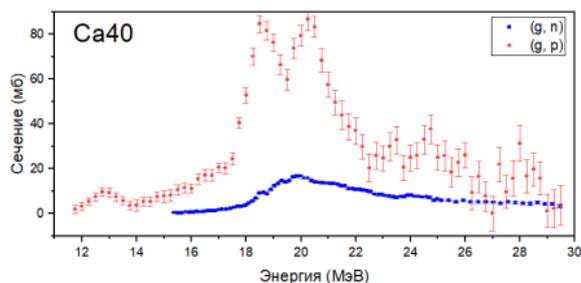
Статистическая модель сечений фотоядерных реакций

Г. И. Быхало

Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Физический факультет

Семинар отдела ОЭПВАЯ, НИИЯФ МГУ, Москва, 12/XI/2019

Общая характеристика фотоядерных реакций в области энергий ГДР на средних и тяжелых ядрах



- ▶ Рассматривается область энергий налетающих гамма-квантов от нуклонного порога (около 7 МэВ) до энергии образования мезона (около 140 МэВ).
- ▶ Характерные величины фотонейтронных сечений от десятков мб (легкие ядра) до сотен мб (тяжелые ядра).
- ▶ Результатом реакции является вылет n , p , γ' , фотоделение (тяжелые ядра), реже — вылет α и др. составных частиц.
- ▶ Сечение резко уменьшается с ростом числа вылетающих частиц.
- ▶ Спектры вылетающих частиц говорят о преимущественно статистическом механизме реакции. Вклад прямых процессов (например, прямое выбивание нуклонов с оболочки) невелик.

I. Описание теоретических моделей, используемых для расчета сечений фотоядерных реакций в рамках статистического подхода

Использование статистических моделей для расчета сечений фотоядерных реакций

Ингредиенты расчетной модели сечений

- ▶ Гипотеза Бора: $\sigma = \sum \sigma_{\text{промежут.}} \frac{\Gamma_{\text{выходного канала}}}{\Gamma}$
- ▶ Сечение фотопоглощения $\sigma_{\text{abs}} \approx \sum \sigma_{\text{промежут.}}$ (за исключением реакций прямой нуклонной передачи)
- ▶ Начальная стадия реакции — фотопоглощение, конечная стадия — распад равновесной составной системы, а в промежутке — её переход в состояние равновесия в процессе термализации (хаотизации) коллективного резонансного состояния, также сопровождающийся вылетом частиц.
- ▶ В процессе термализации система находится сначала в предравновесной, а потом в равновесной стадии.
- ▶ Конечное ядро образуется в возбужденном состоянии и переходит в основное или метастабильное состояние за счет γ -переходов.
- ▶ Итак, статистическая модель вылета частиц в ф.я.р. должна включать в себя:
 - ▶ модели различных процессов поглощения фотона;
 - ▶ модель эволюции системы в предравновесной фазе;
 - ▶ модель испускания частиц из равновесного состояния;
 - ▶ сведения о структуре уровней и переходов в конечном ядре.

Испарение нуклонов в модели составного ядра

1. Распад составной системы на состояние $\alpha : (E, J^P)$ конечного ядра в общем случае состоит из большого количества узких резонансов. Плавное поведение сечения получается путем усреднения резонансов:

$$\langle \sigma_{\alpha\alpha'}(E, J_{\text{tot}}^P) \rangle = \frac{2\pi^2}{k^2} g_{J_{\text{tot}}} \left\langle \frac{\Gamma_{\alpha p} \Gamma_{\alpha' p}}{\sum_{\alpha'} \Gamma_{\alpha'}} \right\rangle = \frac{2\pi^2}{k^2} g_{J_{\text{tot}}} W_{\alpha\alpha'} \frac{\langle \Gamma_{\alpha p} \rangle \langle \Gamma_{\alpha' p} \rangle}{\langle \sum_{\alpha'} \Gamma_{\alpha'} \rangle},$$

где $W_{\alpha\alpha'} \approx 1$ — фактор флуктуации ширины в фотоядерных реакциях.

2. Неизвестное отношение ширин вычисляется как отношение коэффициентов прохождения:

$$\frac{\langle \Gamma_{\alpha p} \rangle \langle \Gamma_{\alpha' p} \rangle}{\langle \sum_{\alpha'} \Gamma_{\alpha'} \rangle} = \frac{T_{\alpha p} T_{\alpha' p}}{\sum_{\alpha'} T_{\alpha'}},$$

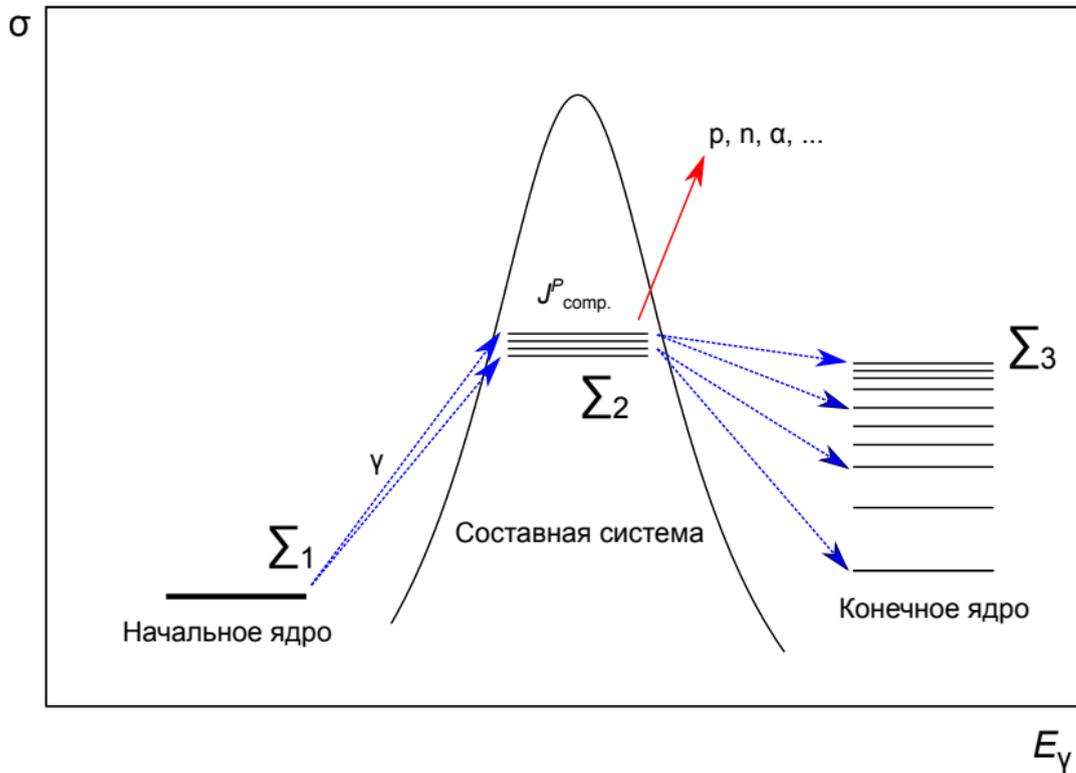
где значения находятся с помощью глобальных оптических потенциалов как неупругая часть сечения обратной реакции.

3. Чтобы учесть возможность образования конечного ядра во всех состояниях, необходимо усреднить по всем α' с учетом плотности конечных уровней:

$$\langle T_{\alpha' p}(E, J^P) \rangle = \int_{E-\Delta E}^{E+\Delta E} dE T_{\alpha' p}(E) \rho(E, J^P).$$

Испарение нуклонов в модели составного ядра

Схема расчета сечения в подходе HF



Испарение нуклонов в модели составного ядра

1. Итоговое сечение в подходе Хаузера–Фешбаха получается путем суммирования по конечным состояниям:

$$\begin{aligned}\sigma(E) &= \sum_{J^P} \sum_{j,l} \sum_{j',l'} \frac{2\pi^2}{k^2} g_{J_{\text{tot}}} \frac{T_{jlp} T_{j'l'p}}{\sum_{j'l'p'} T_{j'l'p'}} = \\ &= \sum_{J^P} \frac{\Gamma(E_x, J^P)}{\Gamma} \underbrace{\frac{2\pi^2}{k^2} g_{J_{\text{tot}}} \sum_{j,l} \frac{2\pi^2}{k^2} T_{jlp}(E_k)}_{\sigma_{JP}(E)}.\end{aligned}$$

2. Если пренебречь требованием сохранения момента в промежуточном состоянии, то получается упрощенная испарительная модель Вайскопфа–Эвинга:

$$\sigma_{jlp}(E) = \sigma(E) \frac{T_{jlp}}{\sum_{j'l'p'} T_{j'l'p'}}.$$

3. Вычисление спектров вылетающих частиц происходит в ходе аналогичного процесса суммирования.

Экситонная модель предравновесной стадии реакции

- ▶ Необходимость учета предравновесной стадии видна из простого факта: вопреки эксперименту теор. спектры испарительных нуклонов изотропны.
- ▶ Система уравнений накопления и распада числа состояний в экситонной модели ($m \equiv \{n_p, n_h\}$ — число экситонов, т.е. p и h , в данном состоянии)

$$\frac{d\nu_m(t)}{dt} = \nu_{m+1}\lambda_{m+1}^- + \nu_{m-1}\lambda_{m-1}^- + \nu_m \frac{1}{\tau_m},$$

где λ^\pm — скорости перехода состояний с числом экситонов $m \pm 1$ в данное, а τ — среднее время жизни данного состояния.

- ▶ Решая ее, можно получить сечение вылета частицы k с энергией E_k :

$$\sigma_k(E_k) = \sigma_{\text{погл.}} \sum_m W_k(m, E_k) \tau(m) P(m).$$

Здесь $W_k(m, E_k)$ — скорость испускания частиц типа k из данного состояния, может быть найдена из плотностей ph -состояний:

$$W_k(m, E_k) = \frac{2s_k + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_k E_k \sigma_{\text{обр.}}(E_k) \frac{\omega(m', E - E_k)}{\omega(m, E)}.$$

$P(m)$ — вероятность того, что цепочка экситонных переходов, начавшаяся на предыдущих стадиях, продлится до стадии m .

Экситонная модель предравновесной стадии реакции

Схема переходов в экситонной модели

A.J. Koning, M.C. Duijvestijn / Nuclear Physics A 744 (2004) 15–76

19

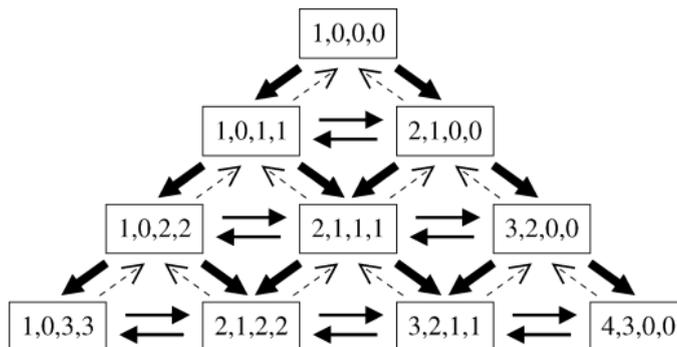


Fig. 1. Schematic picture of the possible reaction pathways contributing in a proton-induced reaction. Each class of states is characterized by a set of numbers corresponding to the values of the particle and hole numbers for protons and neutrons: p_π , h_π , p_ν , and h_ν .

Экситонная модель предравновесной стадии реакции

Продолжение

- ▶ Вероятность $P(m)$ вычисляется из эмиссионной (испускание частицы) и спредовой (увеличение числа экситонов) ширин состояния m :

$$P(m) = \prod_{m' < m} \frac{\Gamma_{\downarrow}(m')}{\Gamma_{\uparrow}(m') + \Gamma_{\downarrow}(m')}$$

- ▶ Эмиссионная ширина - это суммарная скорость распада данного состояния с испусканием любой частицы:

$$\Gamma_{\uparrow} = \hbar \sum_k \int dE W_k(m, E_k).$$

- ▶ Спредовая ширина:

$$\Gamma_{\downarrow} = 2\pi M^2 \omega(m+1),$$

где M^2 — основной параметр экситонной модели, квадрат матричного элемента перехода между экситонными состояниями.

- ▶ Описанная однокомпонентная экситонная модель обобщается в двухкомпонентную заменой m на $\{m_{\pi}, m_{\nu}\}$ и добавлением возможности превращения нейтрон-нейтронных pn -пар в протон-протонные и обратно.

Модели плотности уровней

- ▶ Наибольшее распространение получили выражения плотности состояний конечного ядра, основанные на модели Ферми-газа:

$$\rho(E, J^P) = \left(\frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} e^{-\frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}} \right) \times \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{e^{2\sqrt{a(E-\Delta)}}}{a^{1/4}(E-\Delta)^{5/4}},$$

где a — параметр плотности уровней, Δ — энергия спаривания, а σ характеризует ширину разброса состояний с одинаковым спином.

- ▶ В модели Гильберта-Камерона плотности состояний выше некоторой E_m описываются формулой Ферми-газа, а ниже сшиваются с функцией, соответствующей классическому газу с постоянной температурой:

$$\rho_{CG}(E)|_{E < E_m} \sim \frac{1}{T} e^{\frac{E-E_0}{T}}.$$

- ▶ Значения параметров a , σ , Δ находятся из феноменологических систематик, либо могут быть взяты из баз данных, таких как RIPL.

Сечение фотопоглощения

- ▶ В рассматриваемой области энергий $\sigma_{\text{abs}}(E_\gamma) \approx \sigma_{\text{ГР}}(E_\gamma) + \sigma_{\text{КД}}(E_\gamma)$.
- ▶ Для квазидейтронного механизма, доминирующего при энергиях выше энергии ГДР, наиболее часто применяется эмпирическая модель Левинджера:

$$\sigma_{\text{КД}}(E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} \times \left(D \frac{(E_\gamma - W_d)^{3/2}}{E_\gamma^3} \right) \times f(E_\gamma),$$

где $f(E_\gamma)$ — функция Паули-блокировки, аппроксимируемая по экспериментальным данным полиномом с известными коэффициентами.

Сечение фотопоглощения

Гигантские резонансы

- ▶ В зависимости от числа учитываемых резонансов (как минимум, ГДР)

$$\sigma_{\text{ГР}}(E_\gamma) = \sum_{\substack{\text{рез.} \\ \text{разных} \\ \text{типов}}} f_i(E_\gamma; E_i^0, A_i, \Gamma_i),$$

где $f_i(E_\gamma; E_i^0, A_i, \Gamma_i)$ — силовая функция i -го резонанса с шириной Γ_i , амплитудой A_i и энергией E_i^0 .

- ▶ Модели силовой функции:

- ▶ Функция Лоренца (в соответствии с гипотезой Бринка-Акселя):

$$f(E_\gamma; E^0, A, \Gamma) = \frac{2}{\pi} \frac{AE_\gamma^2 \Gamma}{(E_\gamma^2 - (E_i^0)^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma^2}$$

- ▶ Ф. Лоренца, плавно затухающая к $E_\gamma < B$ (здесь $A_2 = \int_0^B dE_\gamma f(E_\gamma)$):

$$f'(E_\gamma; E^0, A, \Gamma) = \begin{cases} 0 & E_\gamma < B \\ \frac{A(f(E_\gamma) - f(2B - E_\gamma))}{A - 2A_2} & B \leq E_\gamma < 2B \\ \frac{Af(E_\gamma)}{A - 2A_2} & E_\gamma \geq 2B \end{cases}$$

- ▶ Различные виды модифицированной функции Лоренца с добавочными слагаемыми вблизи порога.

Модифицированные функции Лоренца

Увеличенное значение $\sigma_{\text{полл.}}$ в припороговой области

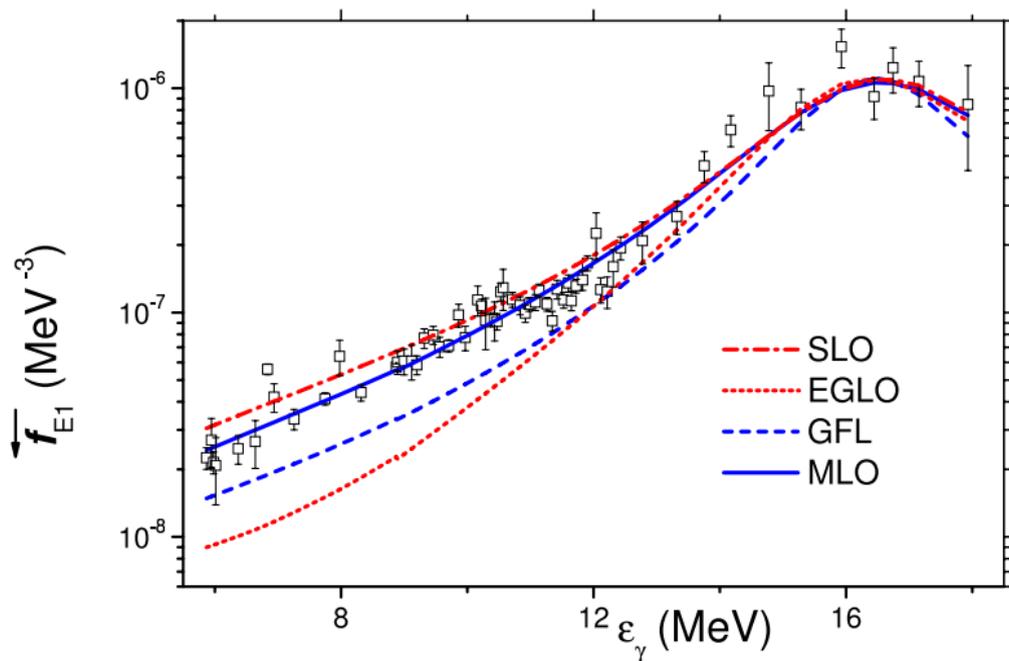


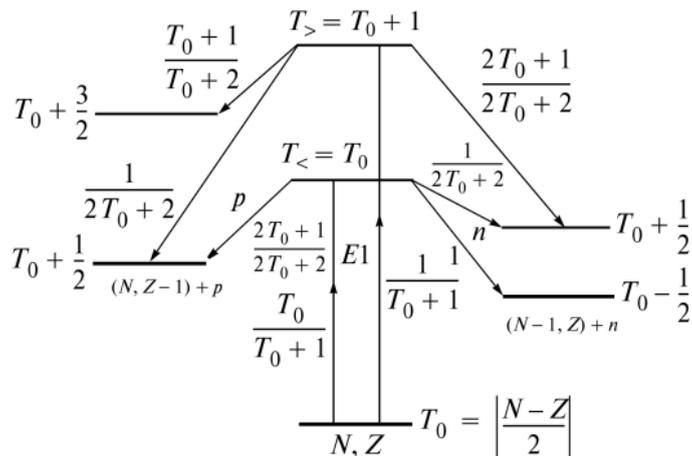
FIG. 42: E1 γ -decay strength function plotted against energy ϵ_γ for ^{90}Zr ; experimental data are taken from Ref. [327].

Полумикроскопическая модель фотопоглощения

- ▶ Невозможность 100%-микроскопического описания ГР ввиду требований точности и скорости вычислений.
- ▶ Для описания дипольных и квадрупольных осцилляций используется гамильтониан вибрационных возбуждений с сепарабельным мультиполь-мультипольным взаимодействием (учитывающий квадрупольную деформацию $(2J + 1)$ деформационных компонентов каждого резонанса), диагоналируемый в пространстве $1p1h$ -состояний. Амплитуда каждого резонанса A_i находится как сумма осцилляторных сил. Эмиссионная ширина (описывающая полупрямой распад ГР с вылетом частицы) Γ_{\uparrow} — как сумма соответствующих ширин для каждой из результирующих конфигураций.
- ▶ Для нахождения ширины распада ГР на $2p2h$ и более сложные конфигурации ("спредовая" ширина Γ_{\downarrow}), а также энергии E^0 используются систематики, полученные путем параметризации экспериментальных данных.
- ▶ Полная ширина $\Gamma = \Gamma_{\uparrow} + \Gamma_{\downarrow}$.

Изоспиновое расщепление ГДР

ИВГДР соответствует поглощению фотона с $T = 1$. В результате формируются два набора уровней составной системы: $T_{<} = T_0$ и $T_{>} = T_0 + 1$. Вылетающие p или n уносят $t = \frac{1}{2}$. Вероятность образования конечного состояния с конкретным изоспином определяется ККГ-коэффициентами векторного сложения и плотностями конечных уровней с данным T . Результат: подавление выхода n из состояния $T_{>}$.



[Б. С. Ишханов, ВМУ. Физ. (2), 3 (2010)]

В КМФР вычисляется вероятность возбуждения $T_{<}, T_{>}$ -компонент ГДР, а плотность уровней конечного состояния $T_{>}$ оценивается по плотностям уровней изобар-аналогового ядра.

Полумикроскопическая модель фотопоглощения

Пример расчета параметров резонансов

Пример: сильно деформированное ядро ^{154}Sm , $\delta = 0.32$

Type	E (MeV)	A (mb MeV)	Γ_p^\uparrow	Γ_n^\uparrow	Γ^\downarrow (MeV)
GDR $T_<(z)$	12.13	924.663	0.000	0.167	2.753
GDR $T_>(z)$	22.92	37.593	0.293	0.000	4.905
GDR $T_<(x+y)$	15.95	1849.326	0.001	0.353	4.758
GDR2	35.45	77.457	0.842	1.672	7.929
GQR (1)	22.12	32.201	0.091	0.707	3.269
GQR (2)	23.99	75.708	0.161	0.840	3.542
GQR (3)	27.07	96.421	0.307	1.060	3.994

GDR(z) и GDR($x+y$) — ветви деформационного расщепления ГДР;

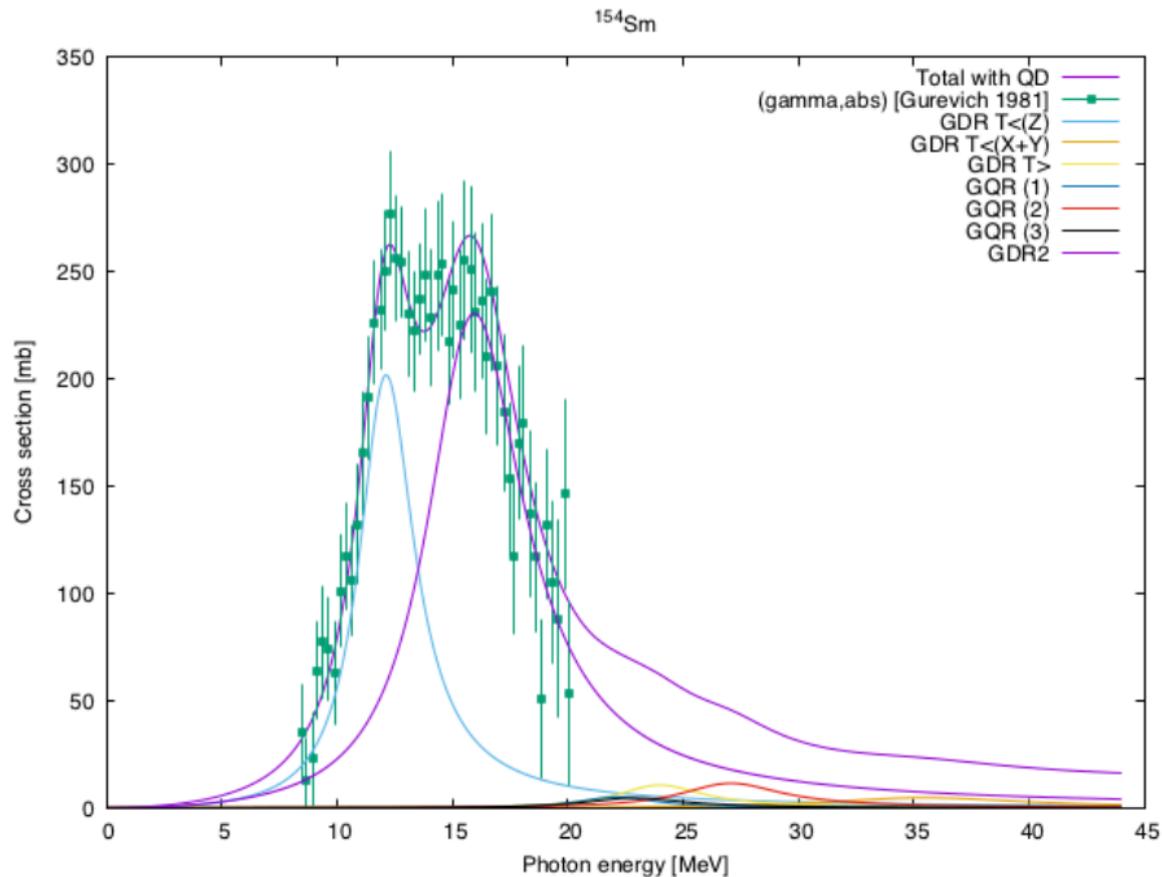
GDR $T_<$ и $T_>$ — изоспиновое расщепление;

GQR(1,2,3) — ветви деформационного расщепления ГКР ($M = 0, +1, +2$);

GDR2 — обертона ГДР (переход $3\hbar\omega$).

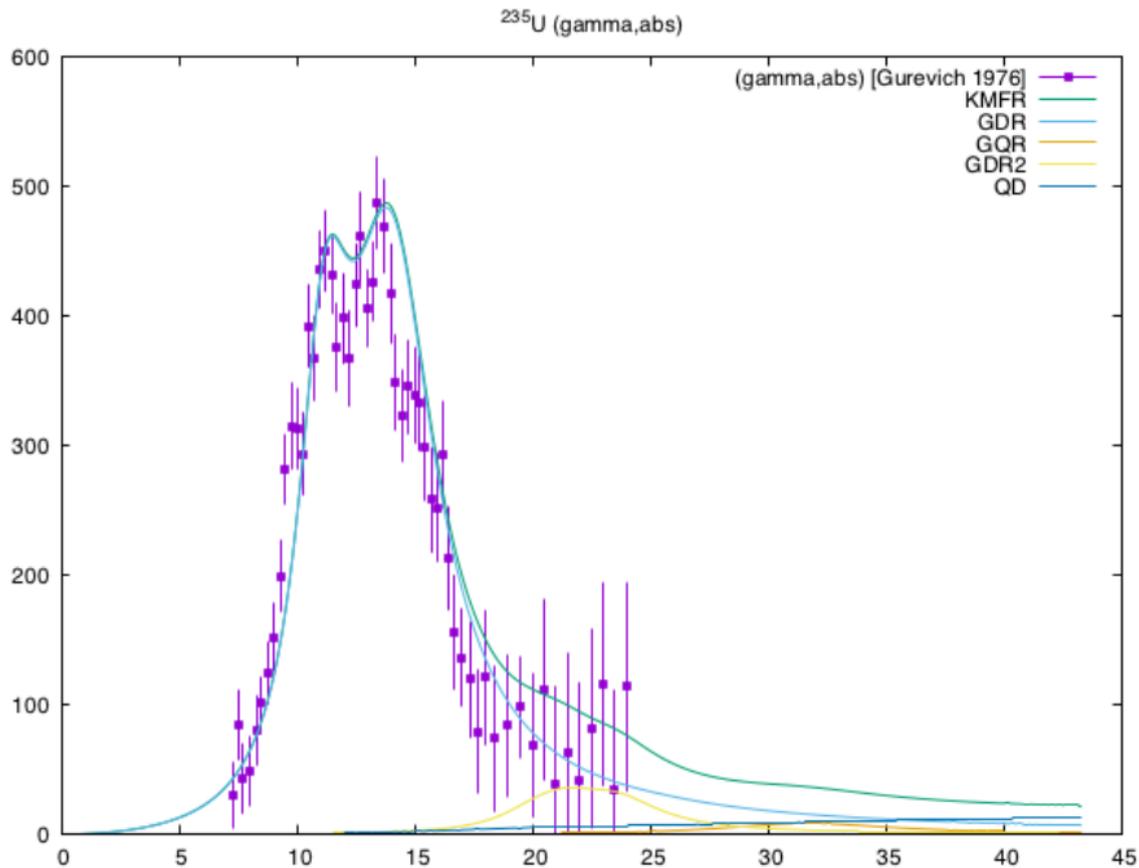
Полумикроскопическая модель фотопоглощения

Пример расчета параметров резонансов



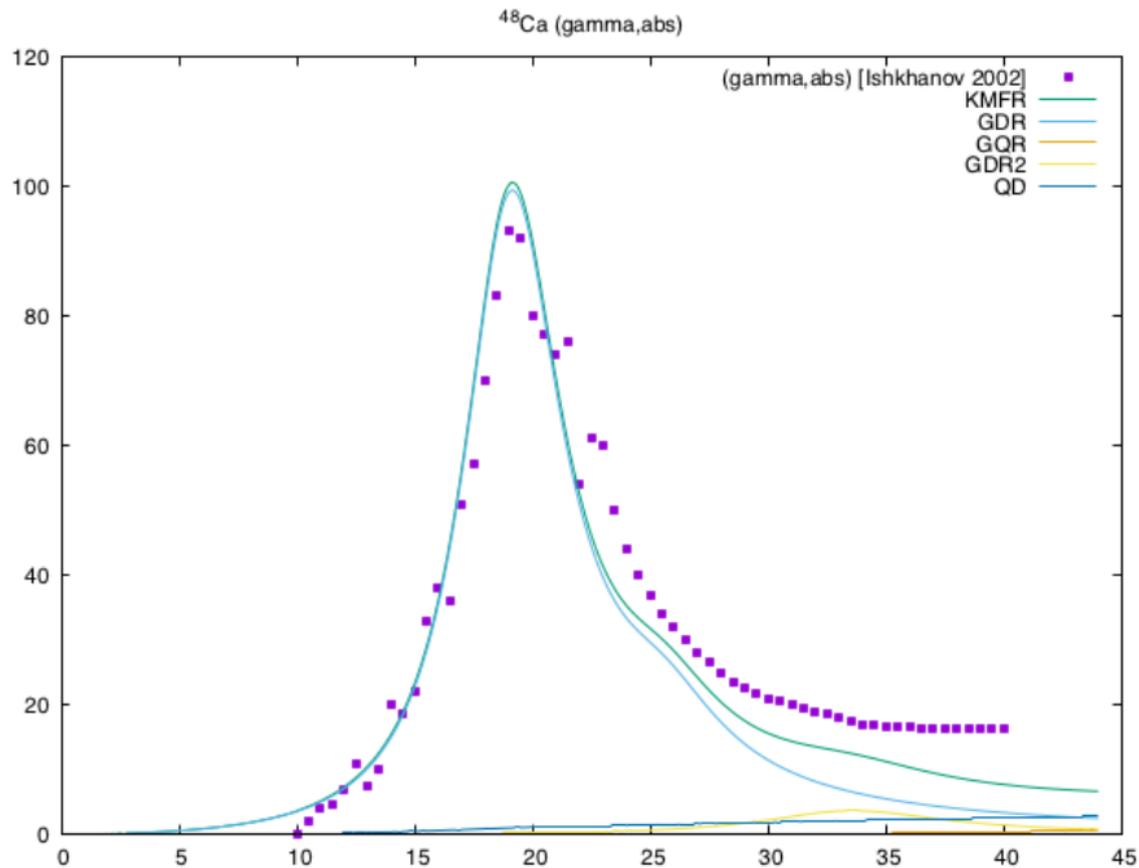
Полумикроскопическая модель фотопоглощения

Пример расчета параметров резонансов



Полумикроскопическая модель фотопоглощения

Пример расчета параметров резонансов

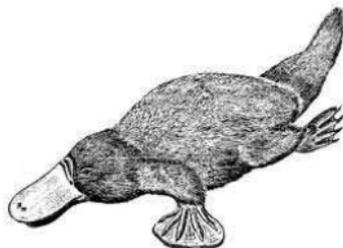


II. Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными сечениями

TALYS-1.8

New
Edition
December 26, 2015

A nuclear reaction program



User Manual

Arjan Koning
Stephane Hilaire
Stephane Goriely

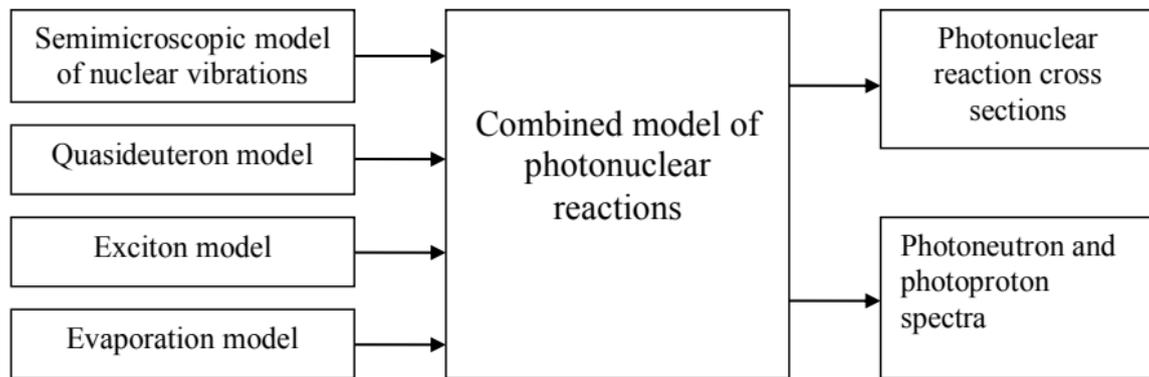
“TALYS is a computer code system for the analysis and prediction of nuclear reactions. The basic objective behind its construction is the simulation of nuclear reactions that involve neutrons, photons, protons, deuterons, tritons, ^3He - and alpha-particles, in the 1 keV - 200 MeV energy range and for target nuclides of mass 12 and heavier. To achieve this, we have implemented a suite of nuclear reaction models into a single code system. This enables us to evaluate nuclear reactions from the unresolved resonance range up to intermediate energies.”

С точки зрения ф.я.р. TALYS = $\sigma_{\text{abs}}(\text{RIPL}) + \text{X}\Phi + \text{Экситонная модель}$.

Комбинированная модель фотоядерных реакций (КМФР)

- ▶ Комбинированная модель фотоядерных реакций (КМФР) — вычислительная модель для описания сечений парциальных реакций и энергетических спектров вылетающих частиц в фотоядерных реакциях в области энергий ГДР. Автор модели В. Н. Орлин (НИИЯФ МГУ).
- ▶ $B_n \leq E_\gamma \leq E_\pi$ ($7 \text{ МэВ} \lesssim E_\gamma \lesssim 140 \text{ МэВ}$, экспериментально проверены до 60 МэВ).
- ▶ Реакции на средних и тяжелых ядрах $40 \lesssim A \lesssim 240$.
- ▶ Могут быть рассчитаны сечения многочастичных фотоядерных реакций с любым числом вылетающих n и p (учтён фотонный канал распада).
- ▶ Примеры использования: оценка фотоядерных данных, прикладные задачи, астрофизика, *etc.*

Структура комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФР)



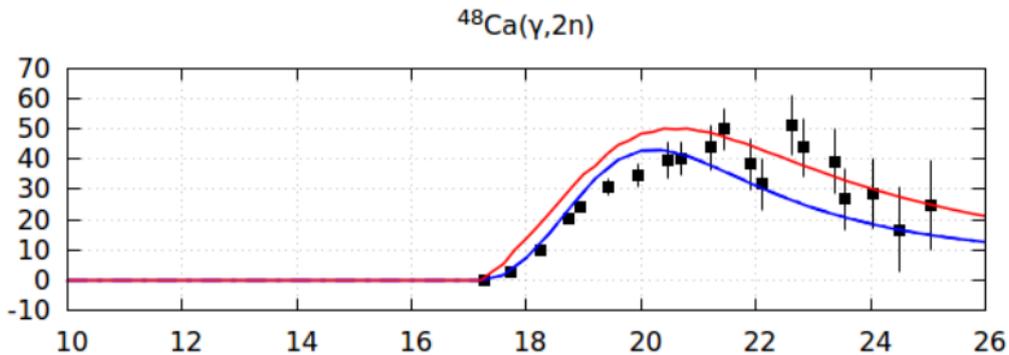
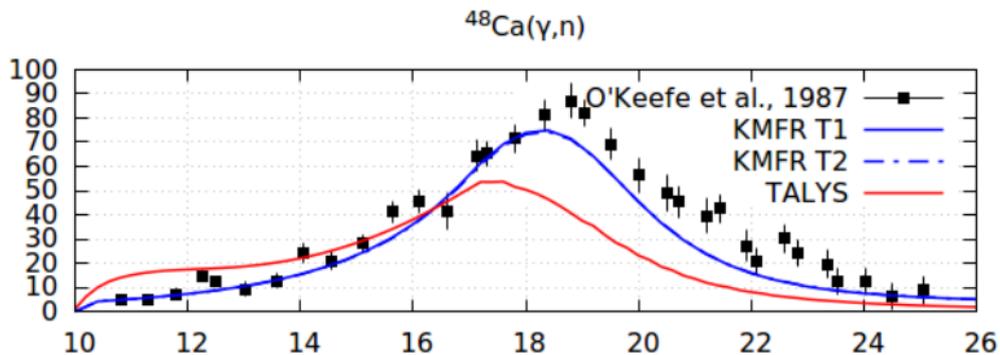
[B. S. Ishkhanov et al., (Nova, New York), P. 111]

- ▶ Основные компоненты глобальной структуры сечения фотопоглощения, учитываемые в КМФР: ГДР, ГКР и их субкомпоненты, обертона ГДР, квазидейтронный механизм поглощения фотона.
- ▶ В ходе распада для каждого компонента фотопоглощения вероятности распада вычисляются независимо.
- ▶ Учитывается оболочечная структура входного состояния.
- ▶ Распад: экситонная модель + В.-Э.

Реакции с вылетом нейтронов

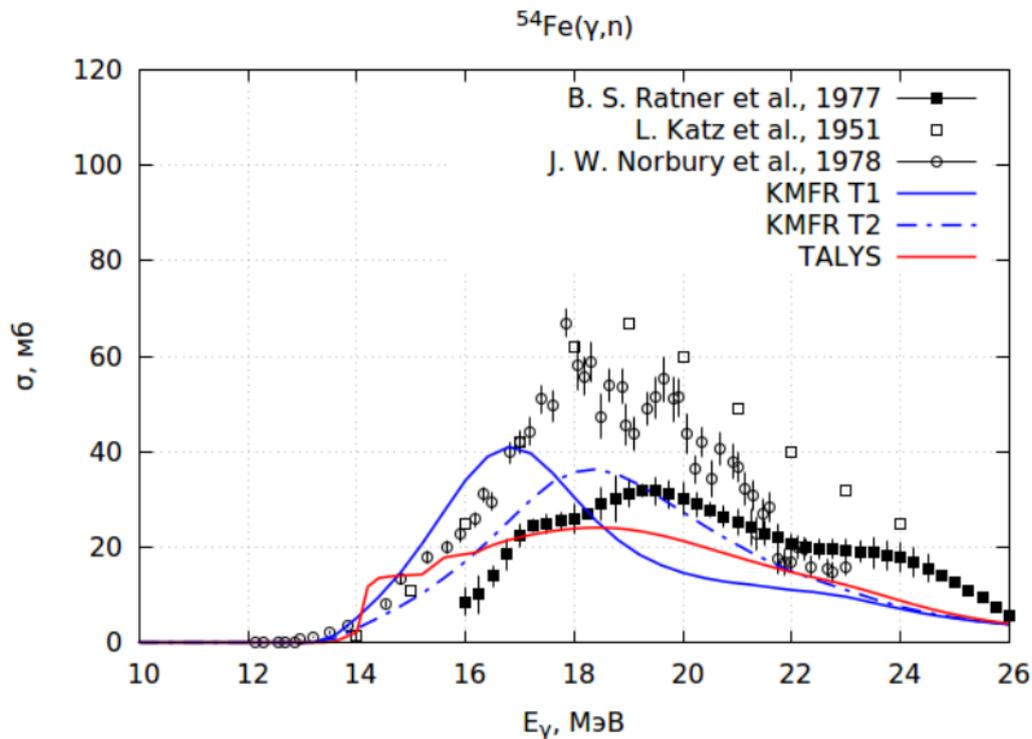
- ▶ Цель сравнения не в идеальном воспроизведении экспериментальных данных, а в демонстрации предсказательной силы моделей с параметрами «по умолчанию».
- ▶ Экспериментальные данные взяты в основном из базы атласа IAEA NDS 1999, являющегося стандартным источником рекомендованных фотоядерных данных.
- ▶ В сравнение не включались оценки ЦДФЭ, полученные с использованием модели КМФР.
- ▶ Расчет TALYS выполнен с набором параметров по умолчанию.
- ▶ Расчет КМФР выполнен с использованием двух моделей изоспинового расщепления: основная модель КМФР1 (обозначение T1), модель КМФР2 (T2) [S. Fallieros *et al.*, NP A **147**, 593 (1970)].

$^{48}\text{Ca} \delta = 0$



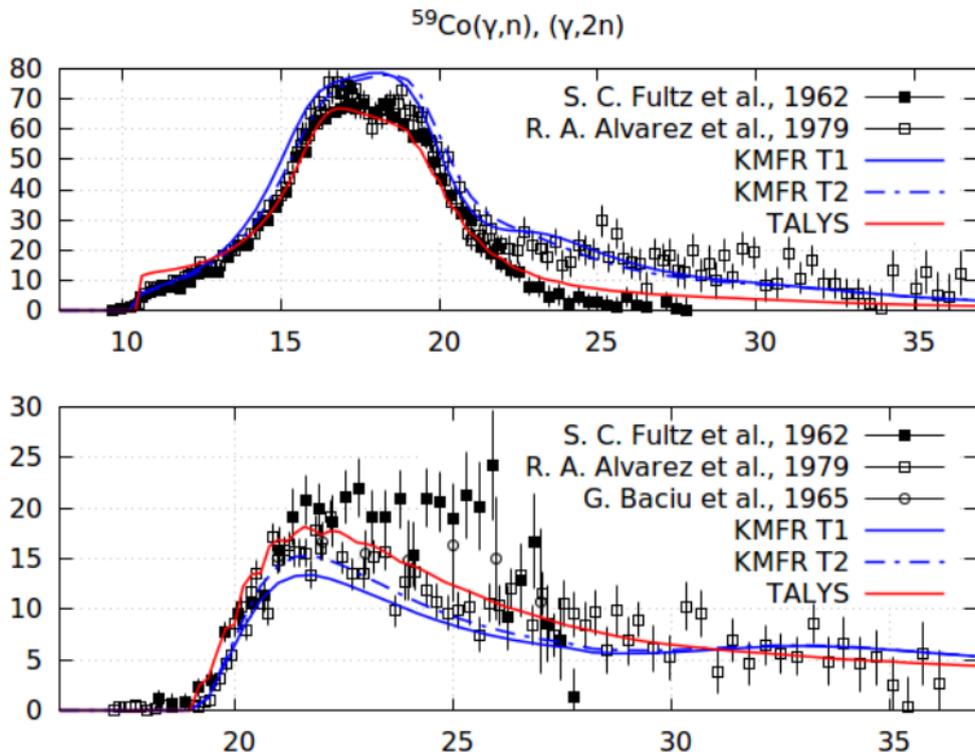
Хорошее согласие экспериментальных и теоретических расчетов ($\gamma,2n$).

$^{54}\text{Fe} \delta = 0,038$



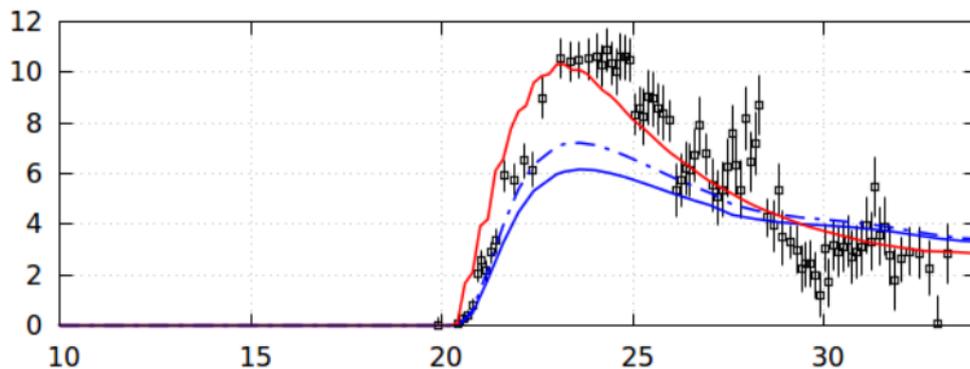
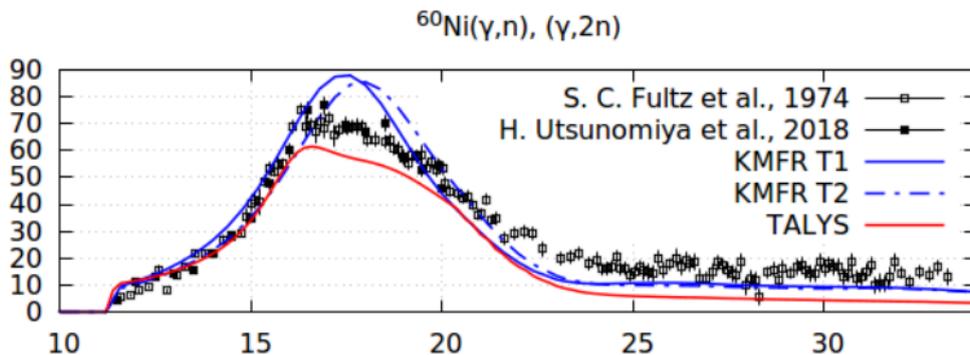
Экспериментальные данные сильно отличаются.

$^{59}\text{Co} \delta = 0,17$



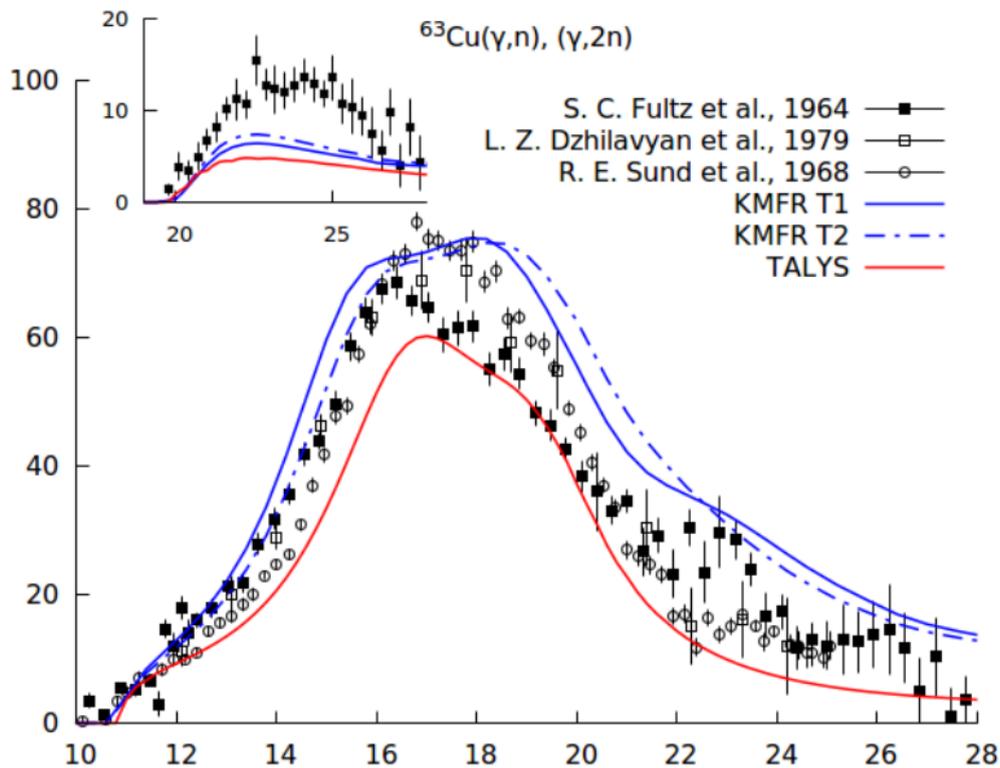
Значительное отличие результатов при энергиях выше B_{2n} . Ширина сечения (γ,n) обусловлена деформационным расщеплением ГДР

^{60}Ni $\delta = 0,066$

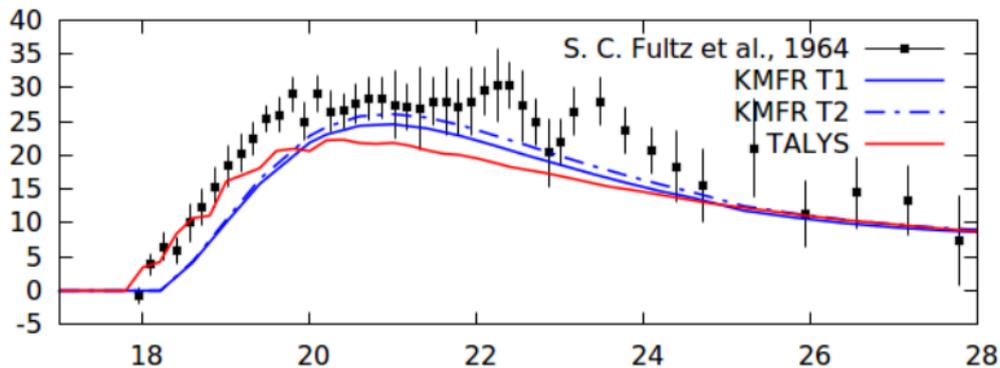
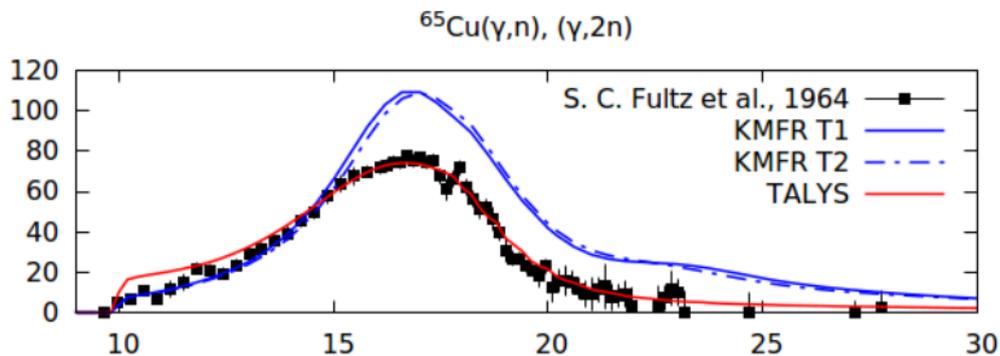


Более новые точки лежат ближе к расчету КМФР.

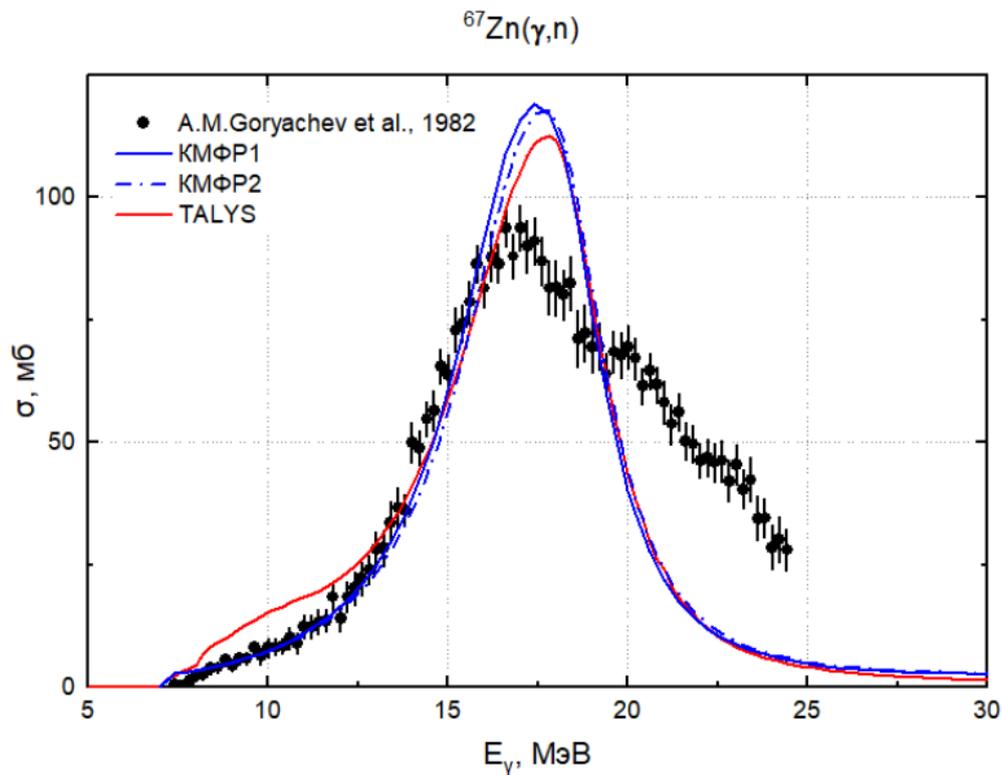
^{63}Cu $\delta = 0, 197$



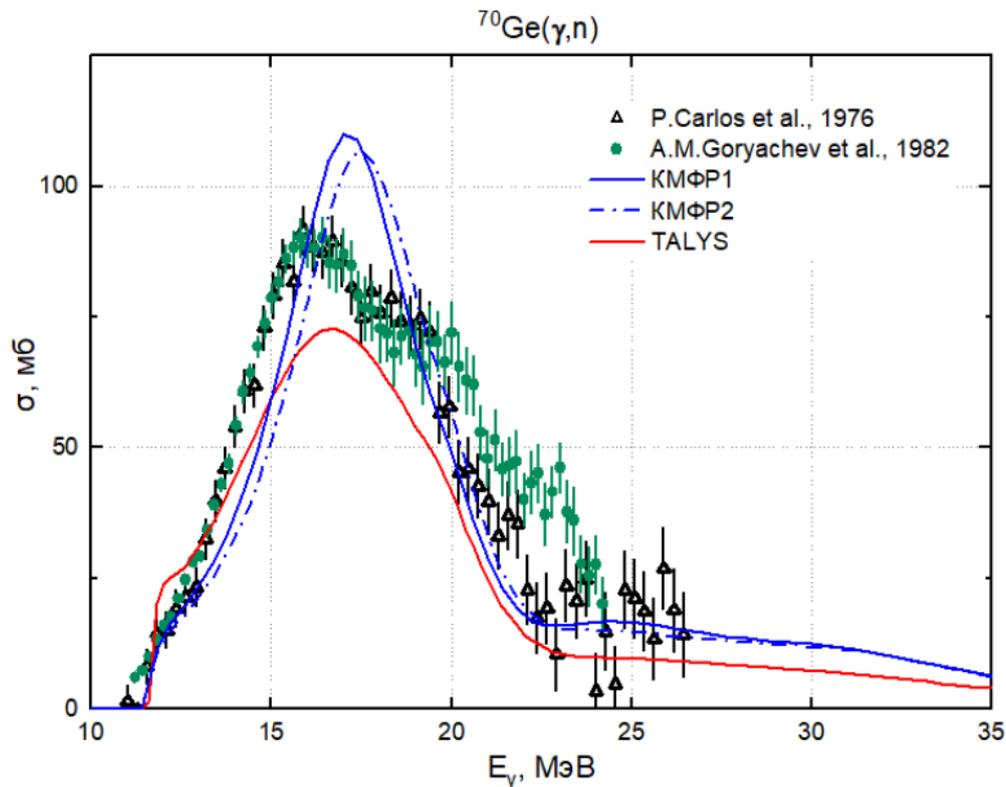
$$^{65}\text{Cu} \delta = -0,171$$



^{67}Zn $\delta = 0,07$

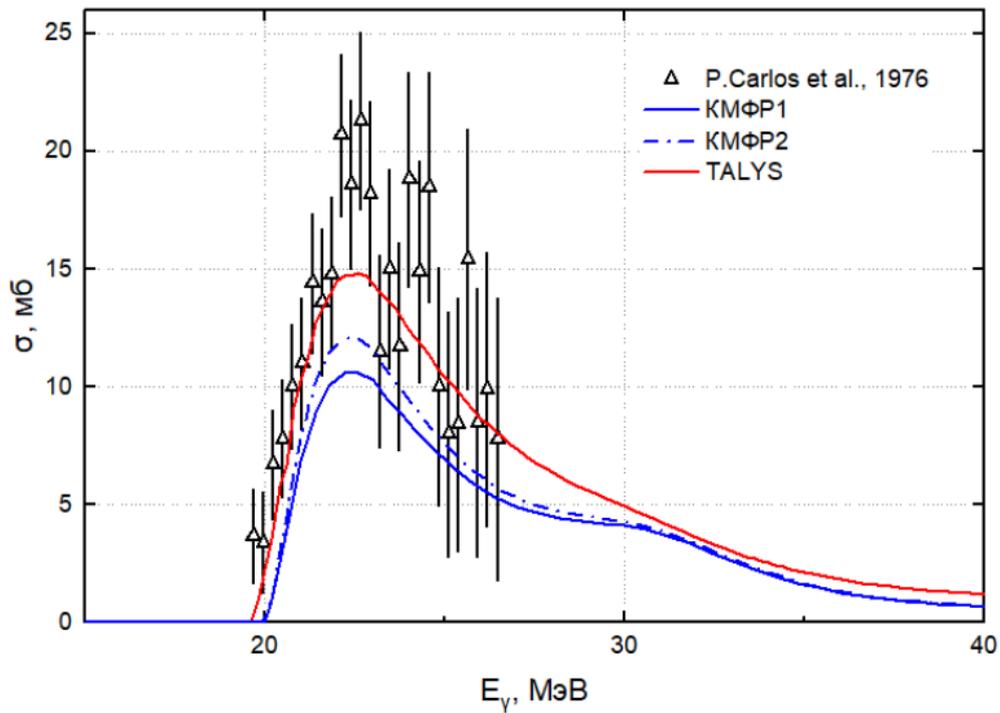


$${}^{70}\text{Ge} \delta = -0,016$$

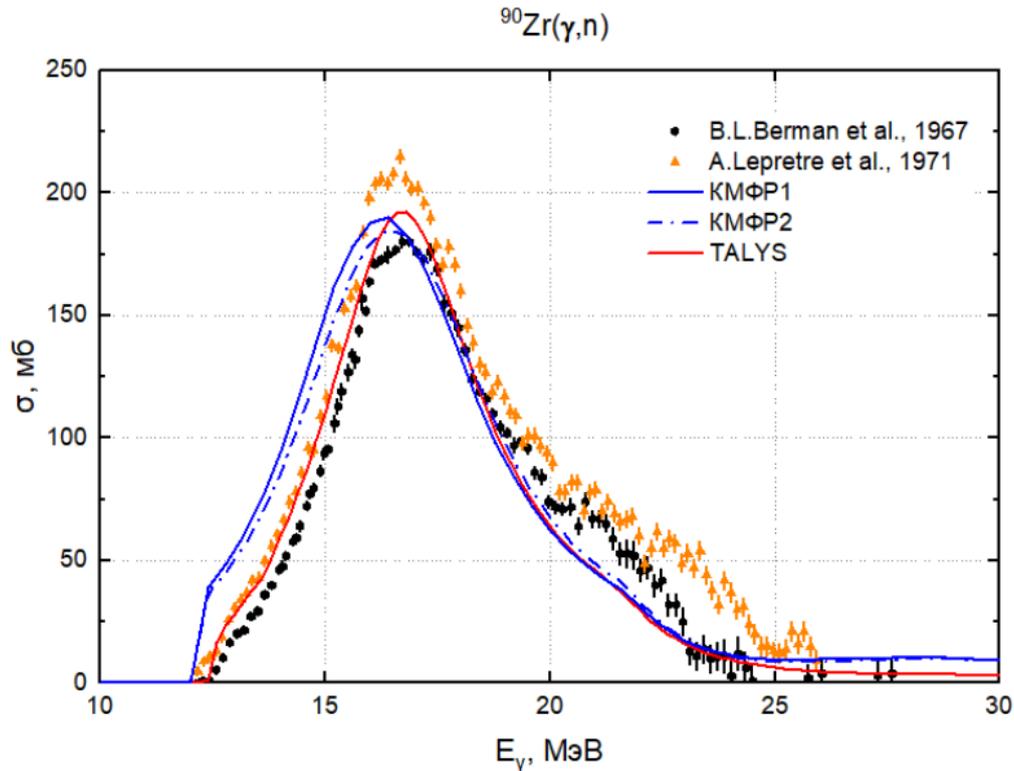


Ошибка моделей составляет около 20%.

$^{70}\text{Ge}(\gamma,2n)$

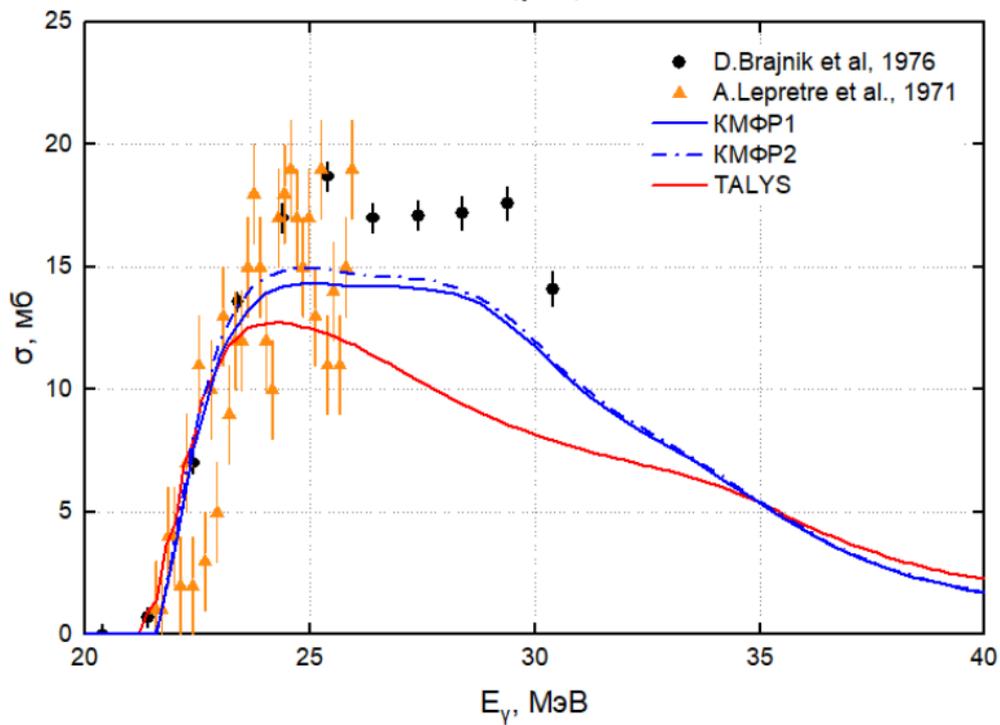


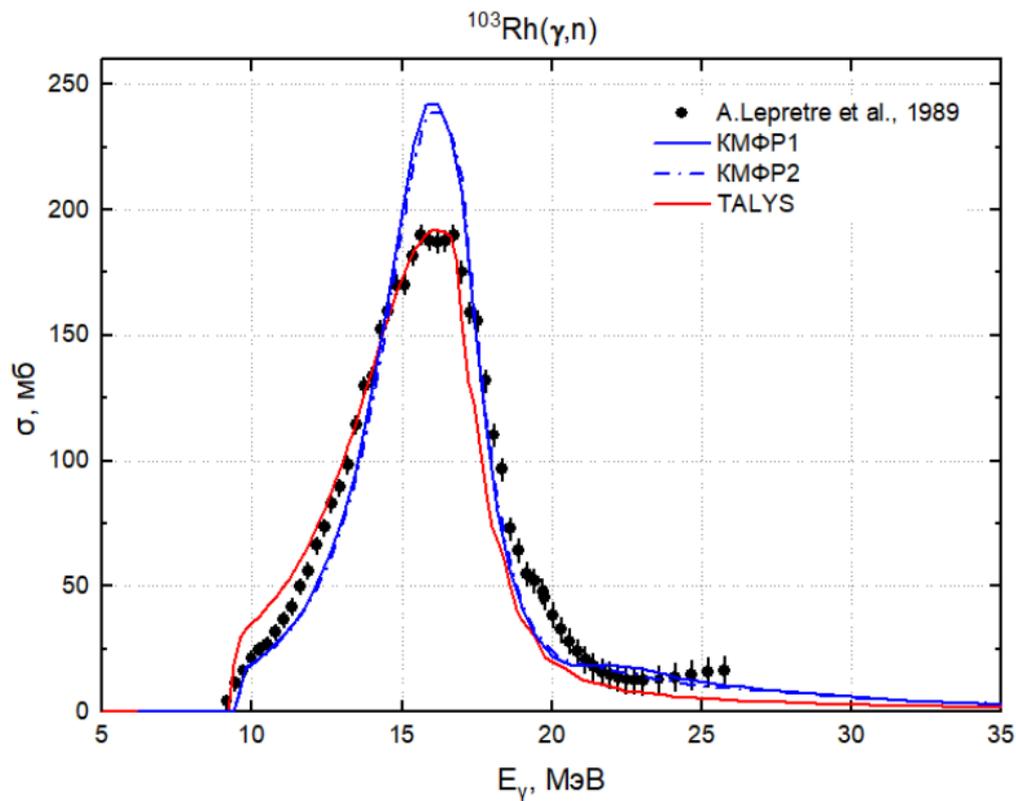
$^{90}\text{Zr} \delta = 0,0909$



Проявление различий данных Сакле/Ливермор.

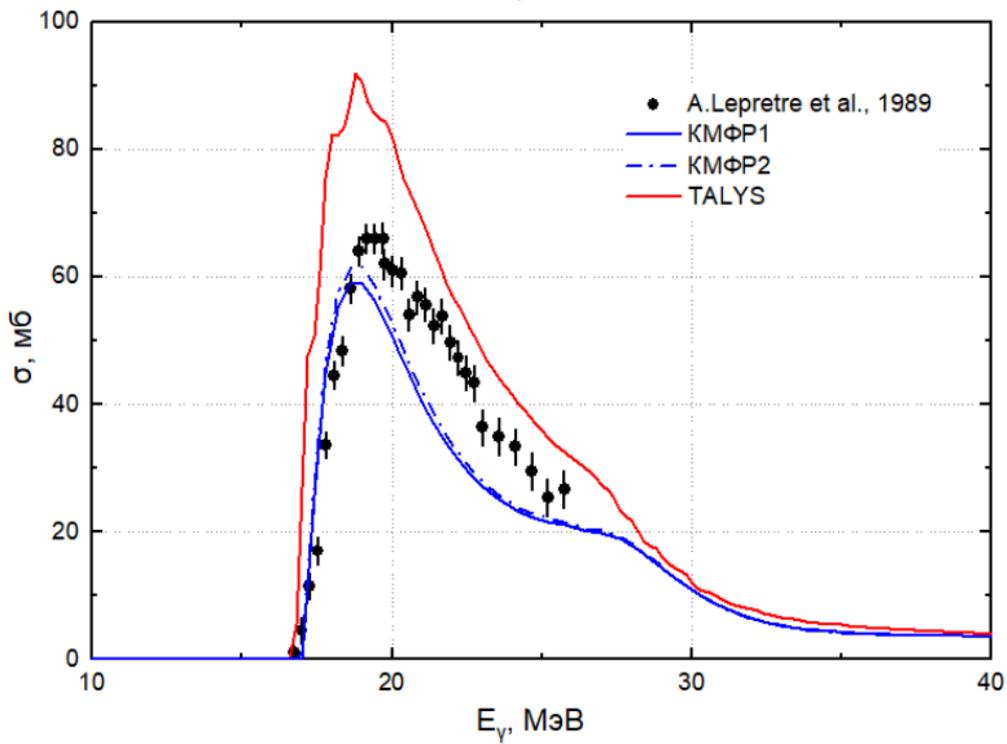
$^{90}\text{Zr}(\gamma, 2n)$



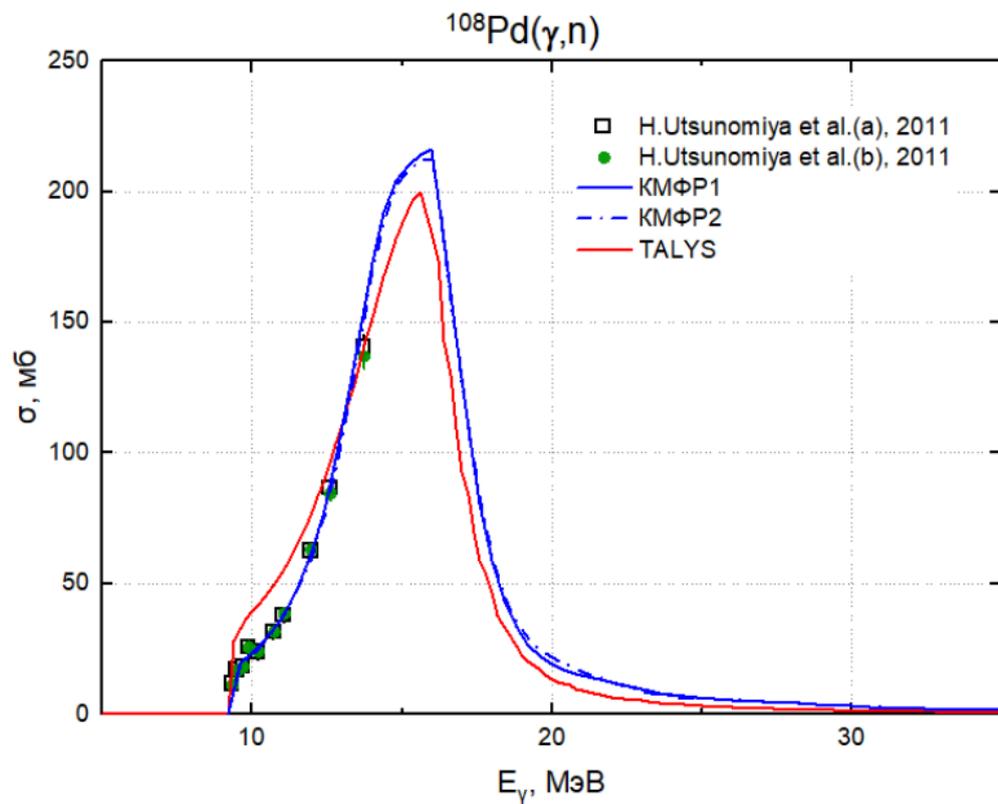


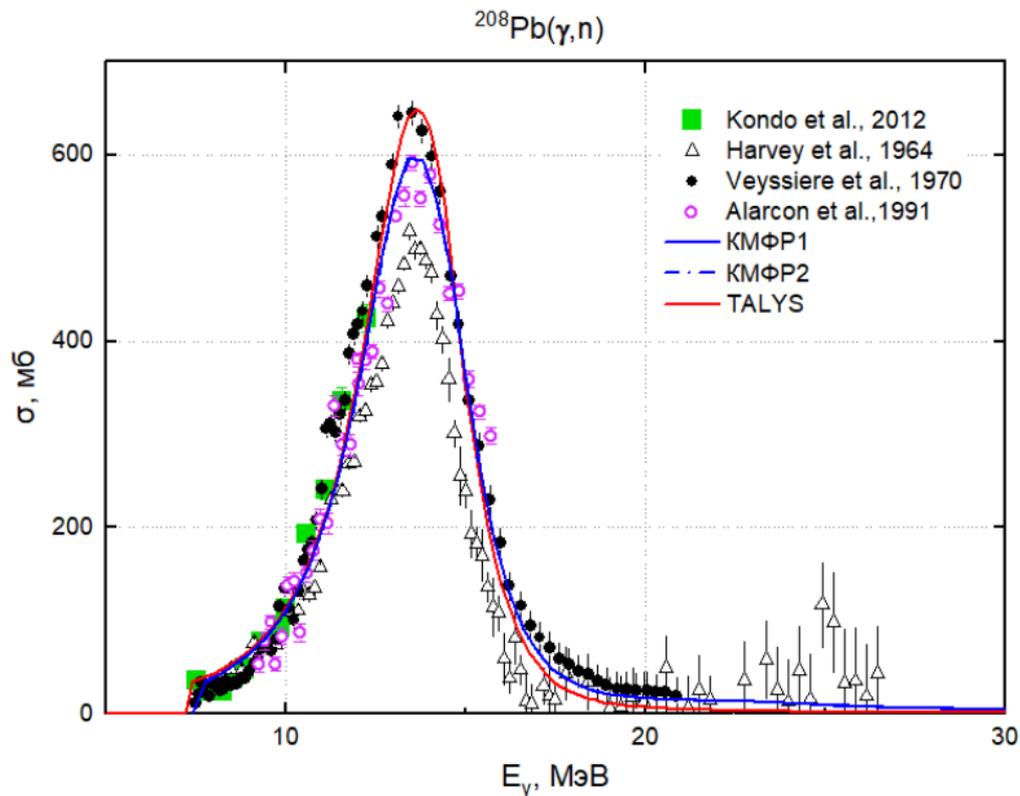
Хорошее согласие с TALYS объясняется наличием ^{103}Rh в БД RIPL.

$^{103}\text{Rh}(\gamma,2n)$



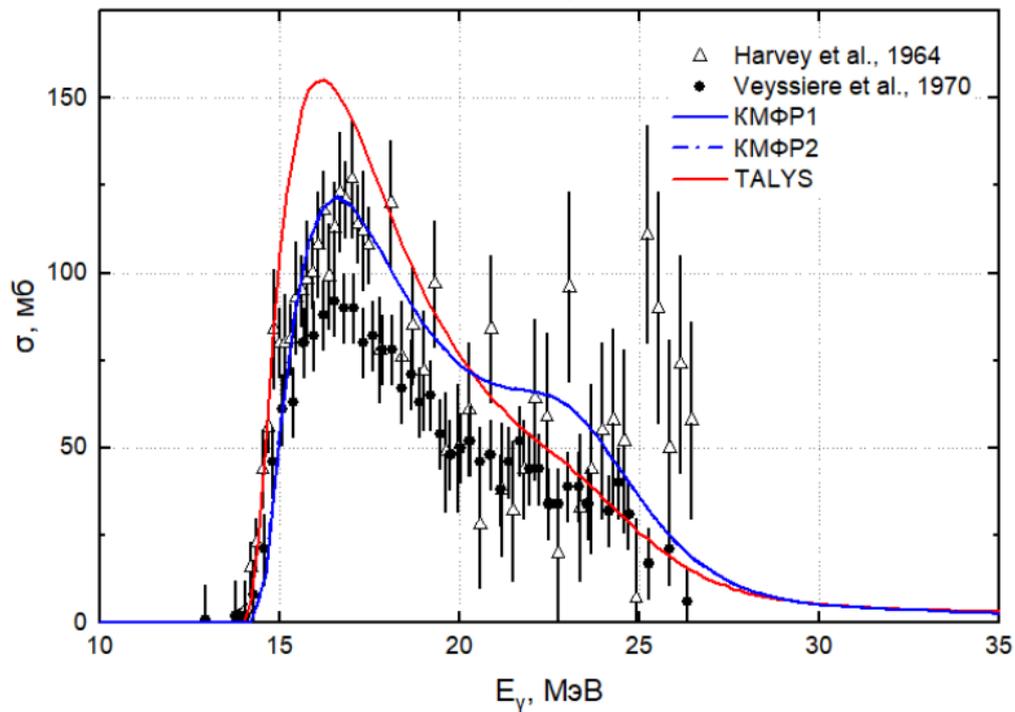
$^{108}\text{Pd} \delta = 0, 169$





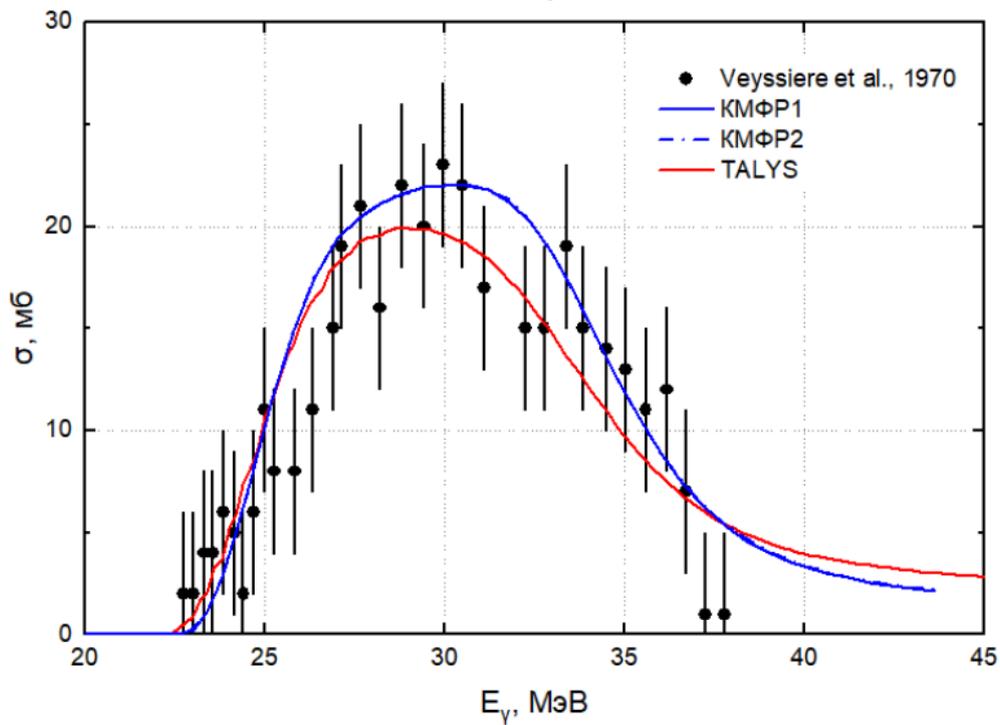
Хорошее согласие обеих моделей и экспериментов.

$^{208}\text{Pb}(\gamma, 2n)$



ГКР при $E = 23$ МэВ.

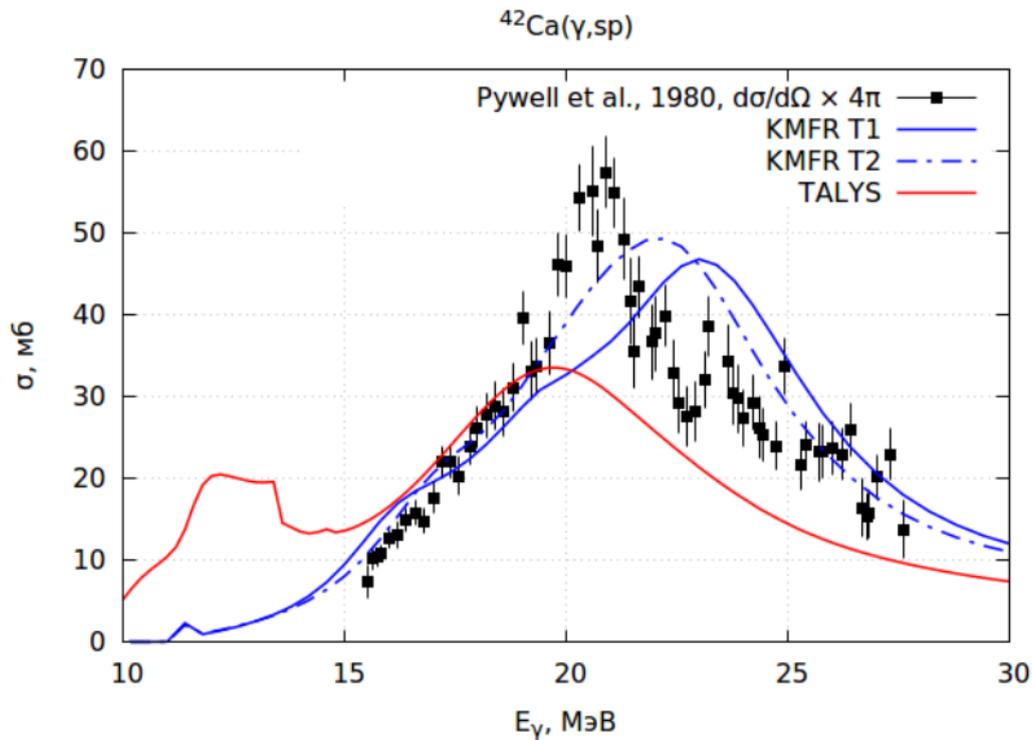
$^{208}\text{Pb}(\gamma,3n)$



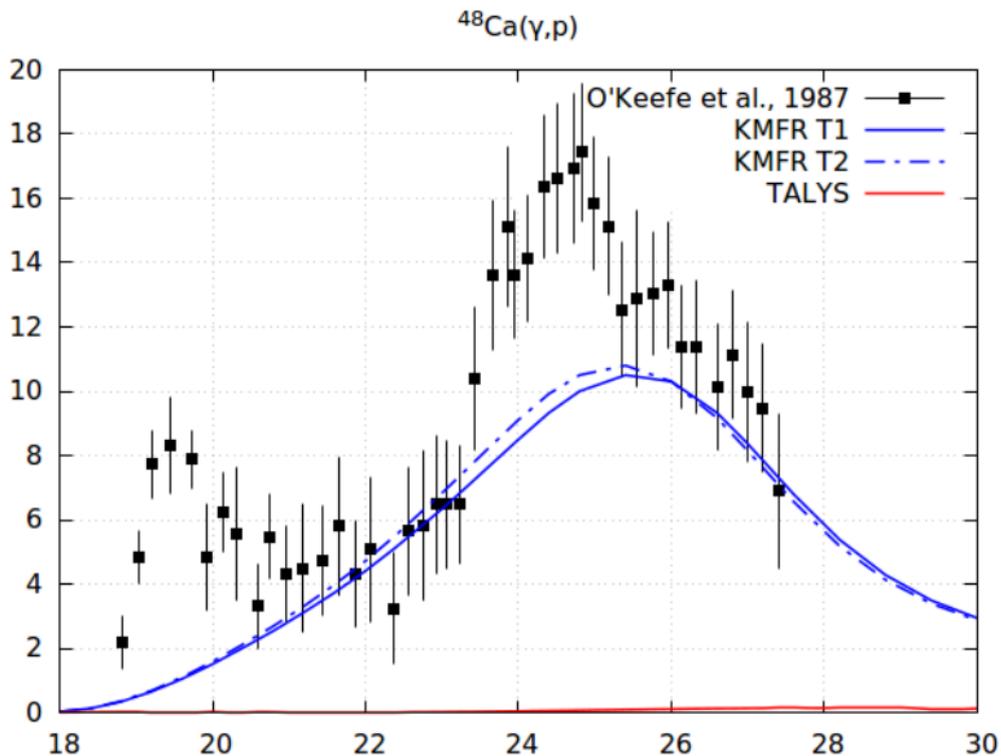
Сечения фотопротонных реакций

- ▶ Экспериментальные сечения представлены на тех же ядрах.
- ▶ Вопросы к надежности данных ввиду сложностей измерения фотопротонов.
 - ▶ Трудоемкость активационной методики;
 - ▶ Прямая регистрация протонов в условиях сильного фона;
 - ▶ Применение тормозного излучения требует решения обратной задачи.

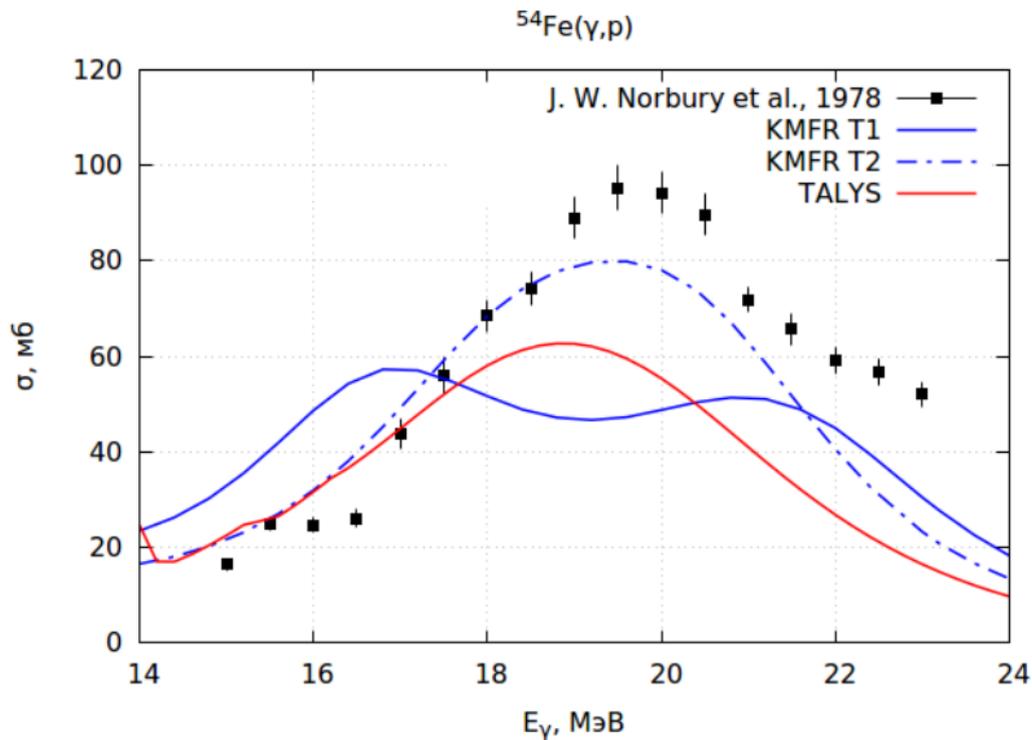
$$^{42}\text{Ca} \delta = 0.212$$



Экспериментальное сечение (γ, sp) получено из дифференциального $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta = 90^\circ)$.

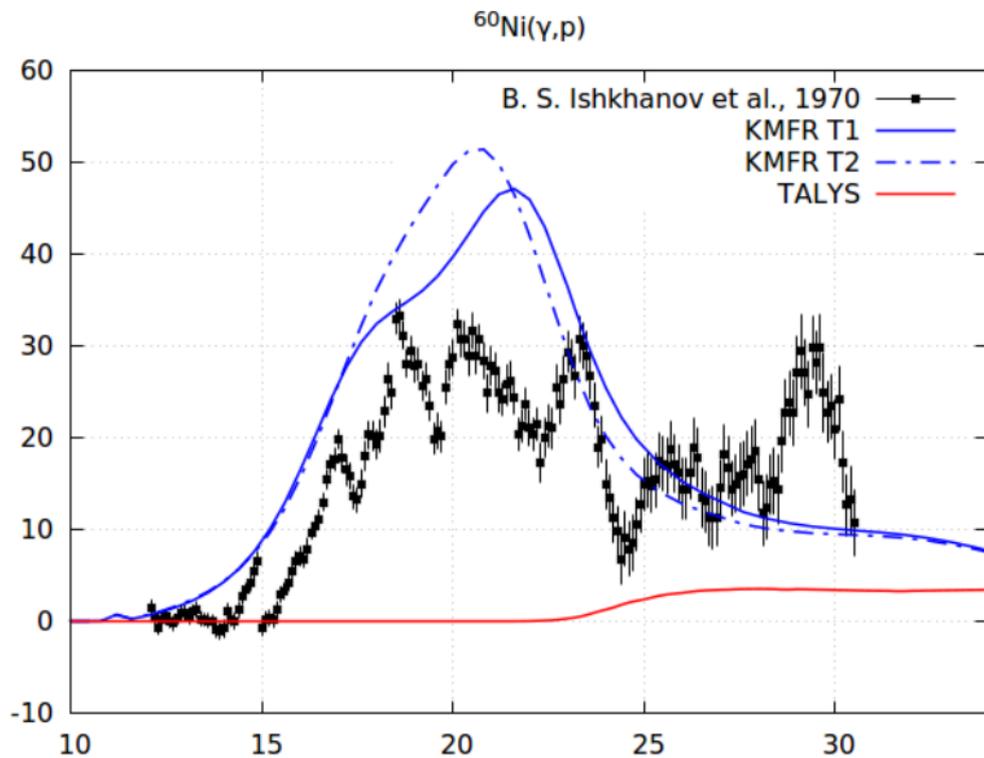
^{48}Ca 

Изоспиновое расщепление ГДР в нейтронно-избыточном изотопе кальция.

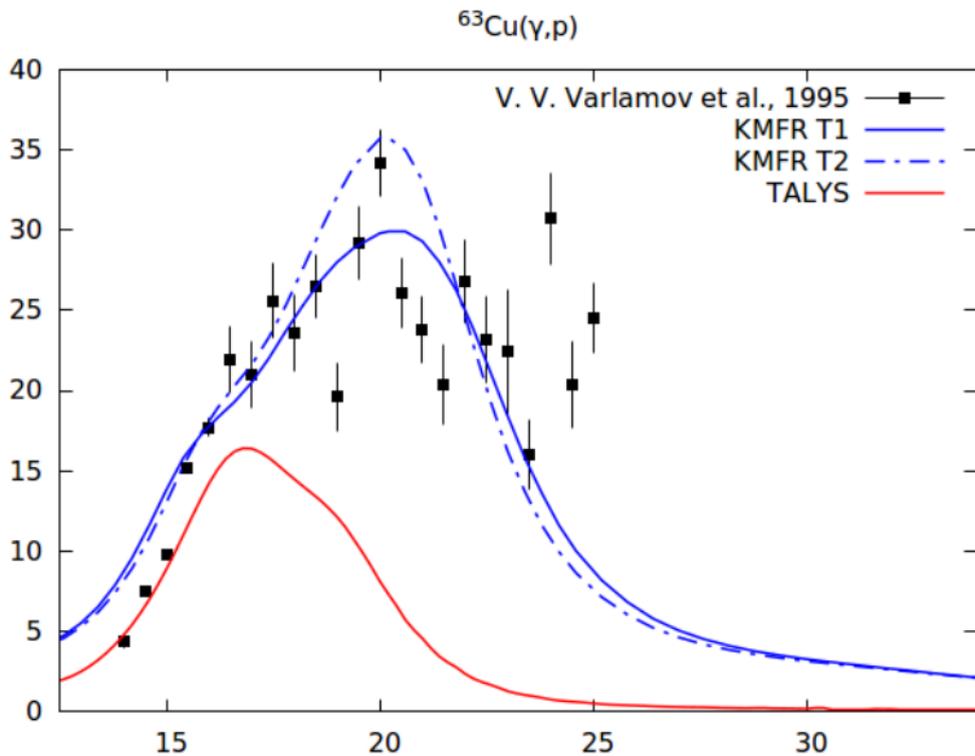


Феноменологическая модель [S. Fallieros *et al.*, NP A **147**, 593 (1970)] лучше согласуется с данными.

^{60}Ni

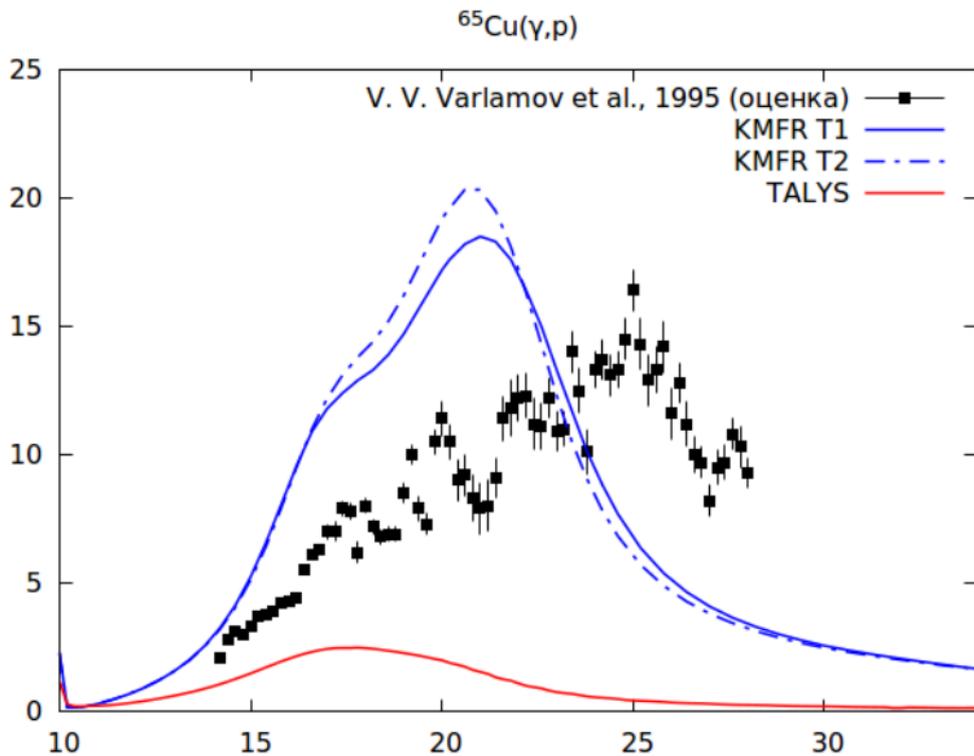


^{63}Cu

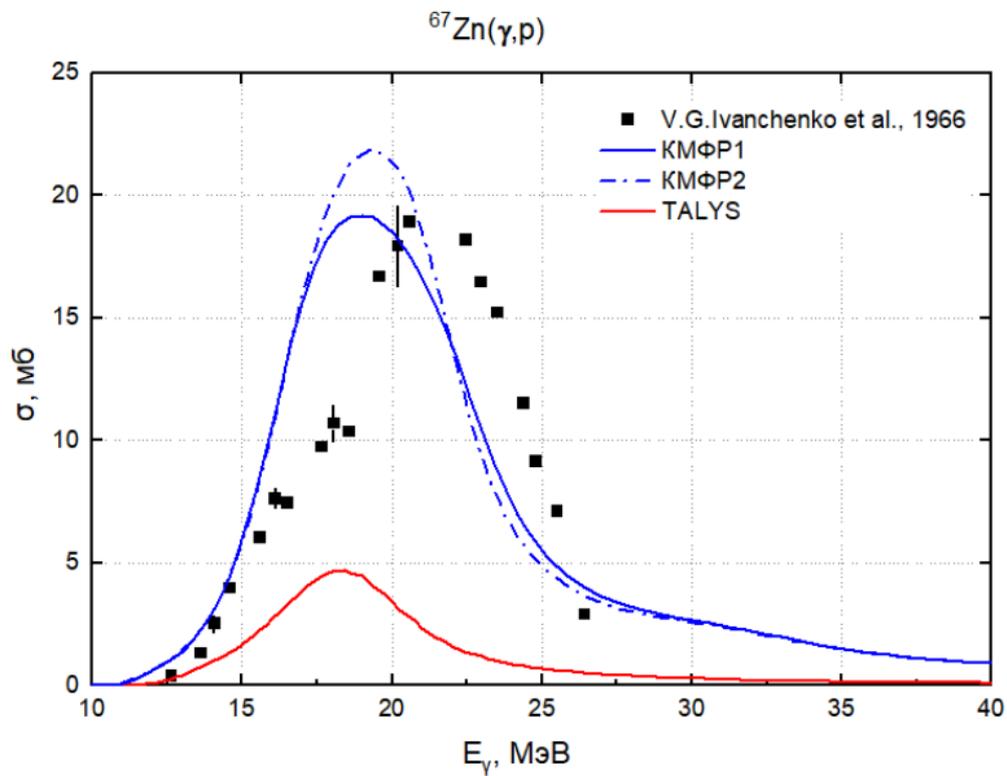


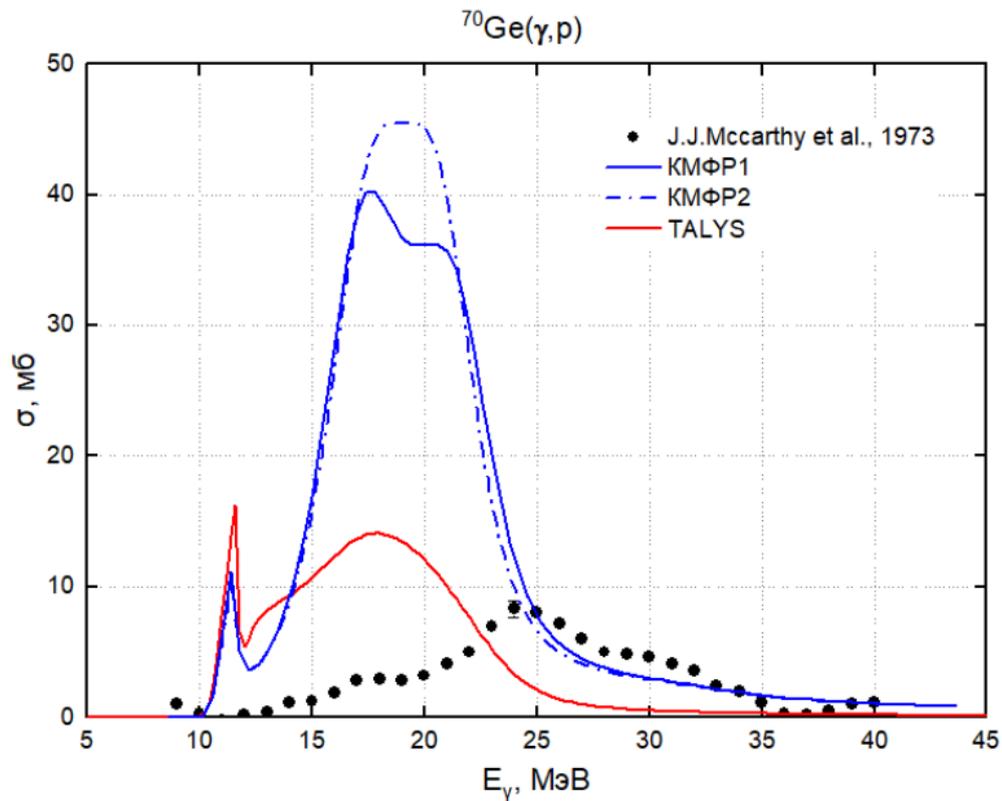
Данные получены путем оценки на основе $\sigma(\gamma, n + p) - \sigma(\gamma, n)$.

^{65}Cu

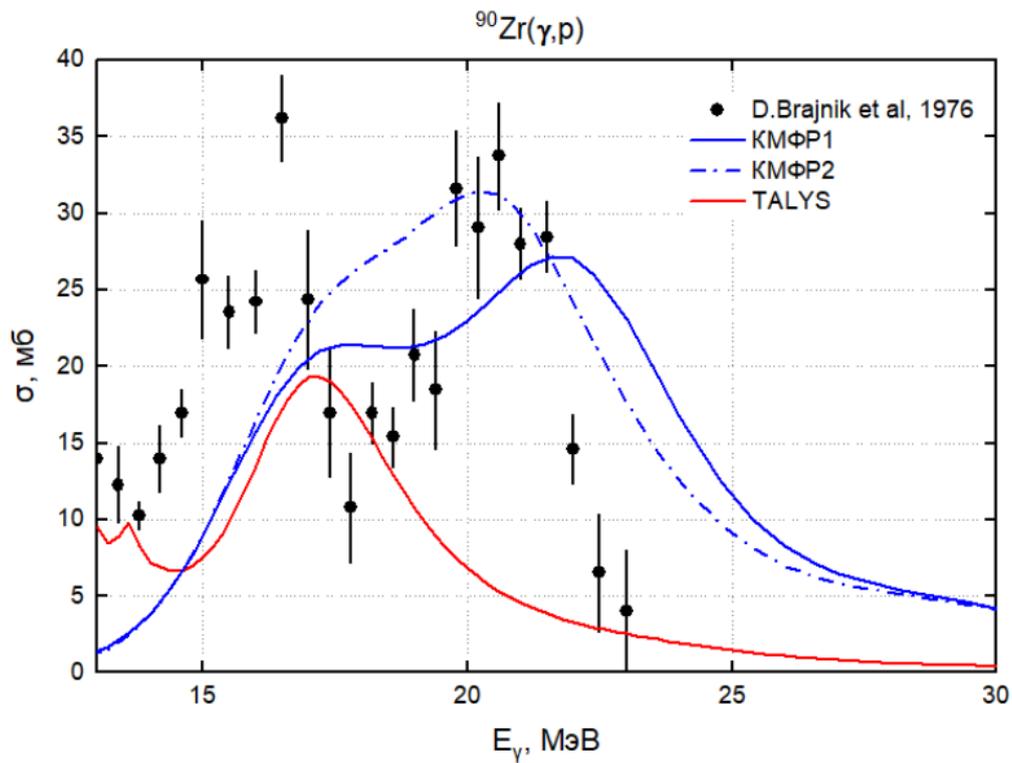


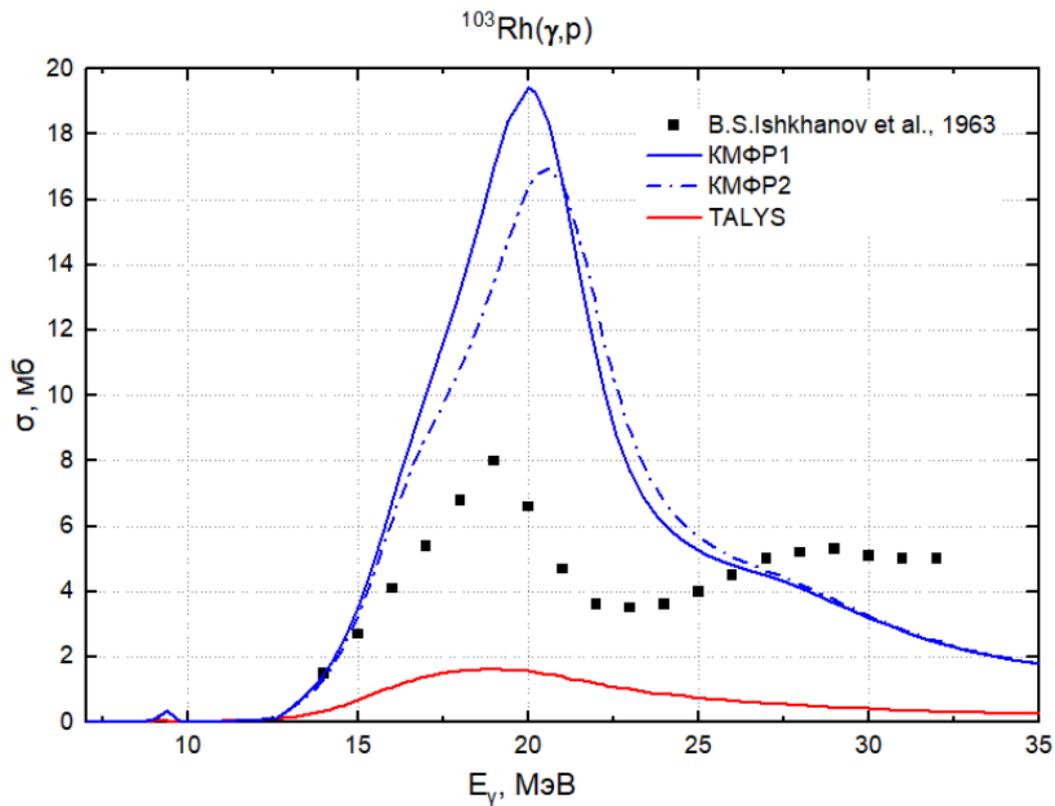
Данные получены путем оценки на основе $\sigma(\gamma, n + p) - \sigma(\gamma, n)$.

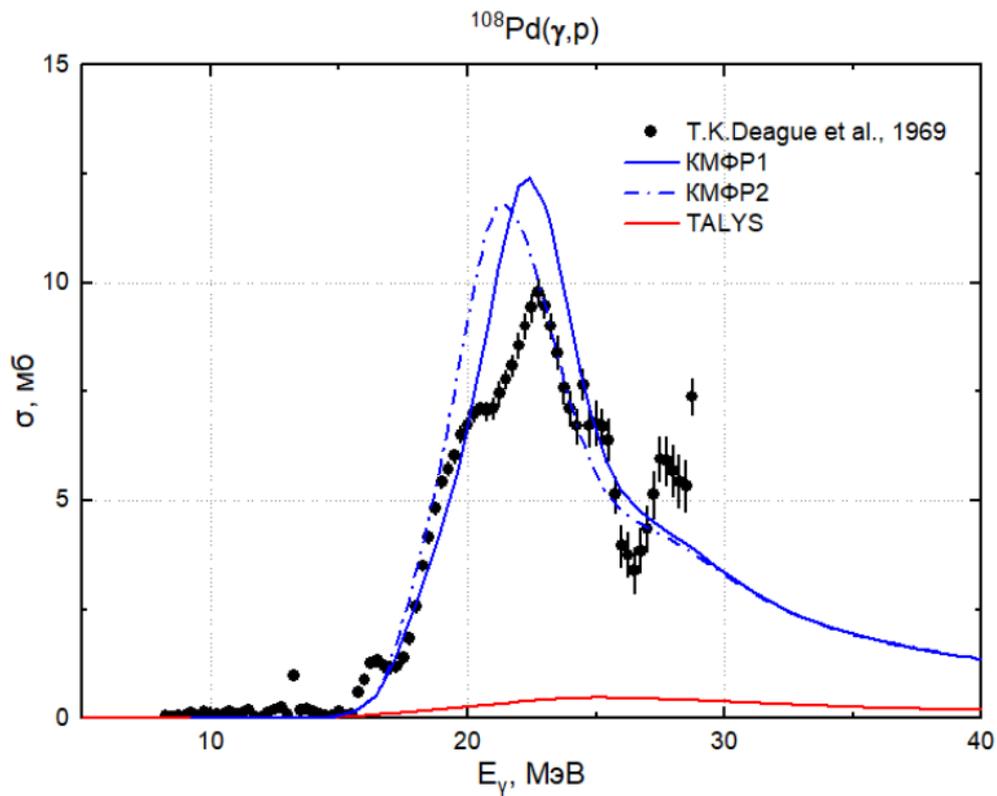


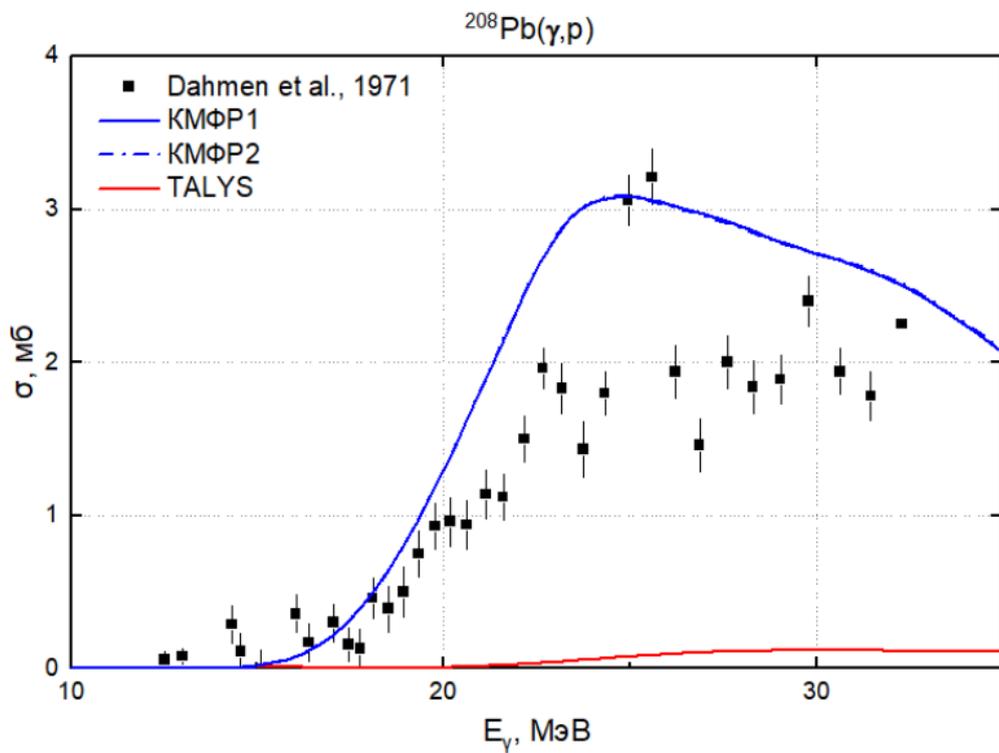
^{70}Ge 

Активационный эксперимент. Расхождение в величине и форме фотопротонного сечения сложно объяснить.





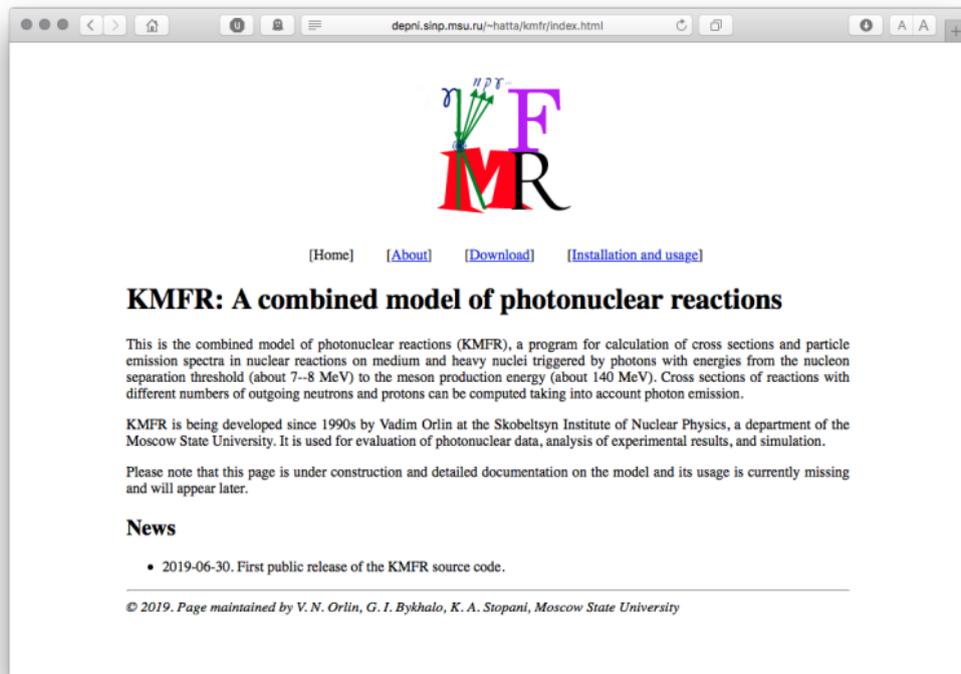
^{108}Pd 



Заключение

- ▶ С помощью статистических моделей возможен расчет сечений фотоядерных реакций в области ГДР.
- ▶ Характерная точность расчетов в области стабильных ядер около 20%.
- ▶ Для адекватного описания фотопротонных реакций требуется учет специфических особенностей формирования и распада ГДР, например, его оболочечной структуры, изоспинового и деформационного расщепления.
- ▶ В 2019 году модель КМФР была перенесена на Linux/gfortran.

Первый публичный релиз КМФР, июль 2019



The screenshot shows a web browser window with the address bar containing `depni.sinp.msu.ru/~hatta/kmfr/index.html`. The page features a logo at the top center consisting of a blue wavy line, a green arrow, and the letters 'F', 'M', and 'R' in purple, red, and black respectively. Below the logo are four navigation links: [\[Home\]](#), [\[About\]](#), [\[Download\]](#), and [\[Installation and usage\]](#). The main heading is **KMFR: A combined model of photonuclear reactions**. The text below describes the model's capabilities for calculating cross sections and particle emission spectra in nuclear reactions. It also mentions the development history since 1990 by Vadim Orlin at the Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics. A note states that the page is under construction and documentation is missing. A 'News' section lists the first public release of the source code on 2019-06-30. At the bottom, a footer line reads: © 2019. Page maintained by V. N. Orlin, G. I. Bykhalo, K. A. Stopani, Moscow State University.

`http://depni.sinp.msu.ru/~hatta/kmfr/index.html`

Исходный код, руководство по установке, документация.

Спасибо за внимание!

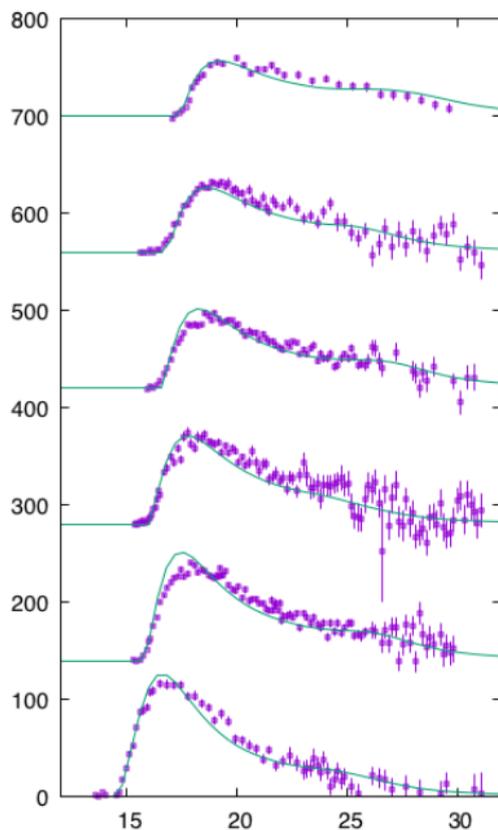
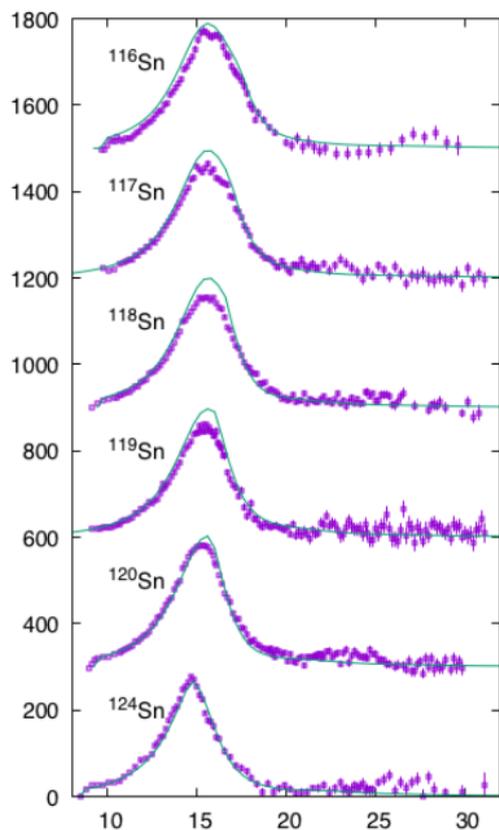
Practical requirements for a computational model of photonuclear reactions

- ▶ In comparison with general-purpose computational models of nuclear reactions, based on the statistical approach, such as TALYS and EMPIRE, a specialized model of photonuclear reactions has to include description of specific effects significantly affecting the observed cross sections.
- ▶ Energies, amplitudes, and widths of giant resonances (GR) in the considered energy range.
- ▶ Deformation and its effect on the global structure of photoabsorption cross section.
- ▶ Isospin (approx.) conservation effect, resulting in enhancement of photoproton yields.
- ▶ Collective structure of the doorway excitation state, affecting the spectra of outgoing particles and the contribution of semi-direct nucleon emission, especially for exotic nuclei far from the beta-stability valley.

Decay of the collective excitation

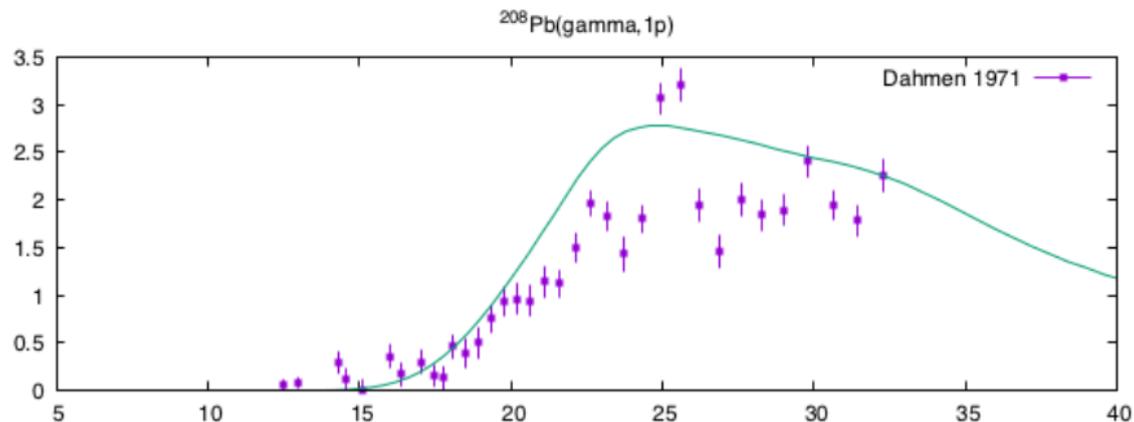
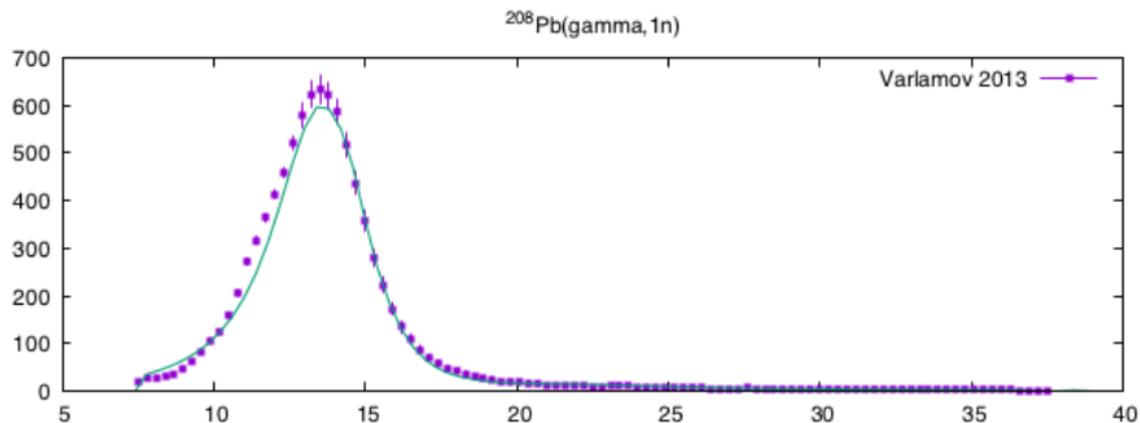
- ▶ Decay of each component is handled independently.
- ▶ Shell-structure of doorway states of resonances is respected.
- ▶ Two-component exciton model describes the semi-direct and preequilibrium stages of nucleon emission.
- ▶ Weisskopf-Ewing evaporation model is used at the thermalized decay stage.
- ▶ Calculation of exclusive particle spectra.

$^{116}\div^{124}\text{Sn}(\gamma,1n), (\gamma,2n)$

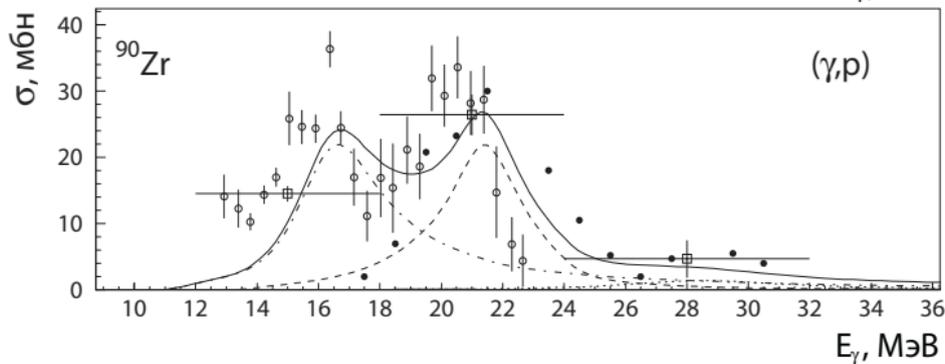
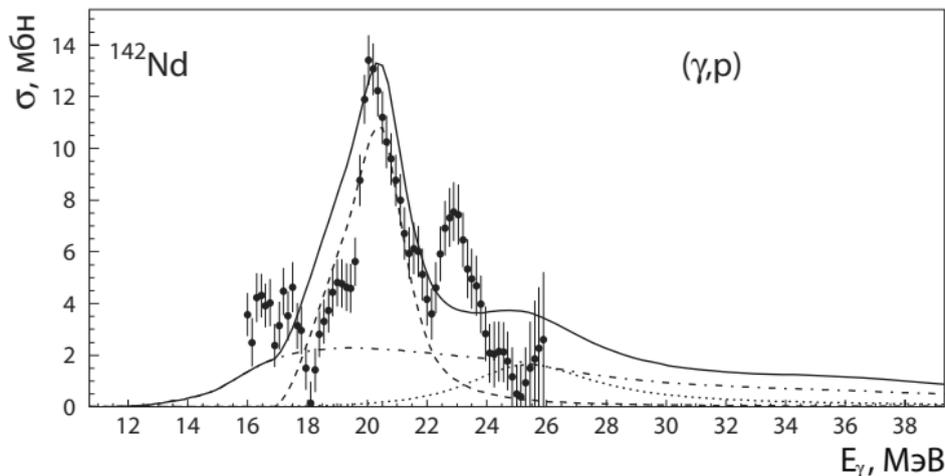


Data: [S. C. Fultz et al., PR **186**, 1255 (1969)]

Reproduction of the proton emission channel

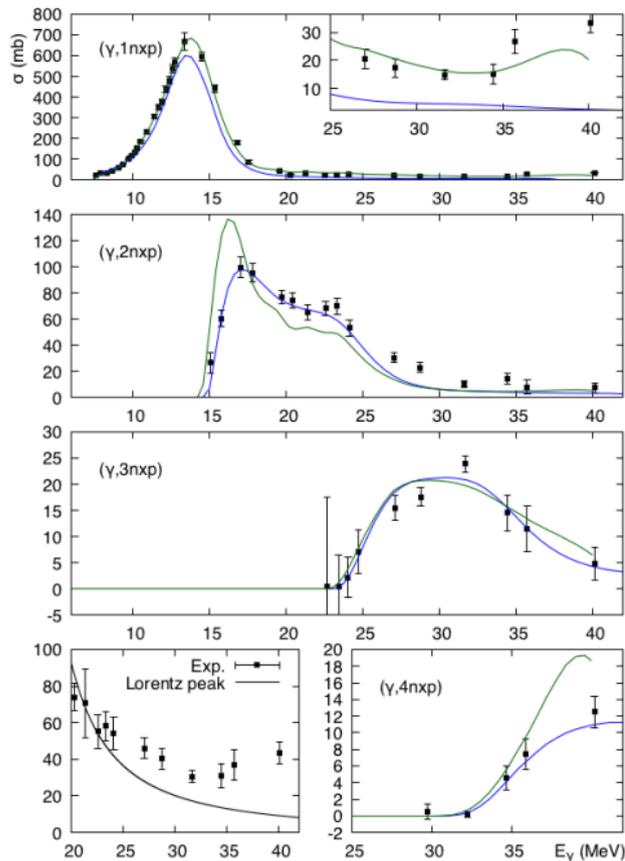


Reproduction of the proton emission channel



Decay of the collective excitation

^{209}Bi



Data:

[I. Gheorghe *et al.*, *Photoneutron cross-section measurements in the $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$ reaction with a new method of direct neutron-multiplicity sorting*, PRC **96**, 044604 (2017)].