

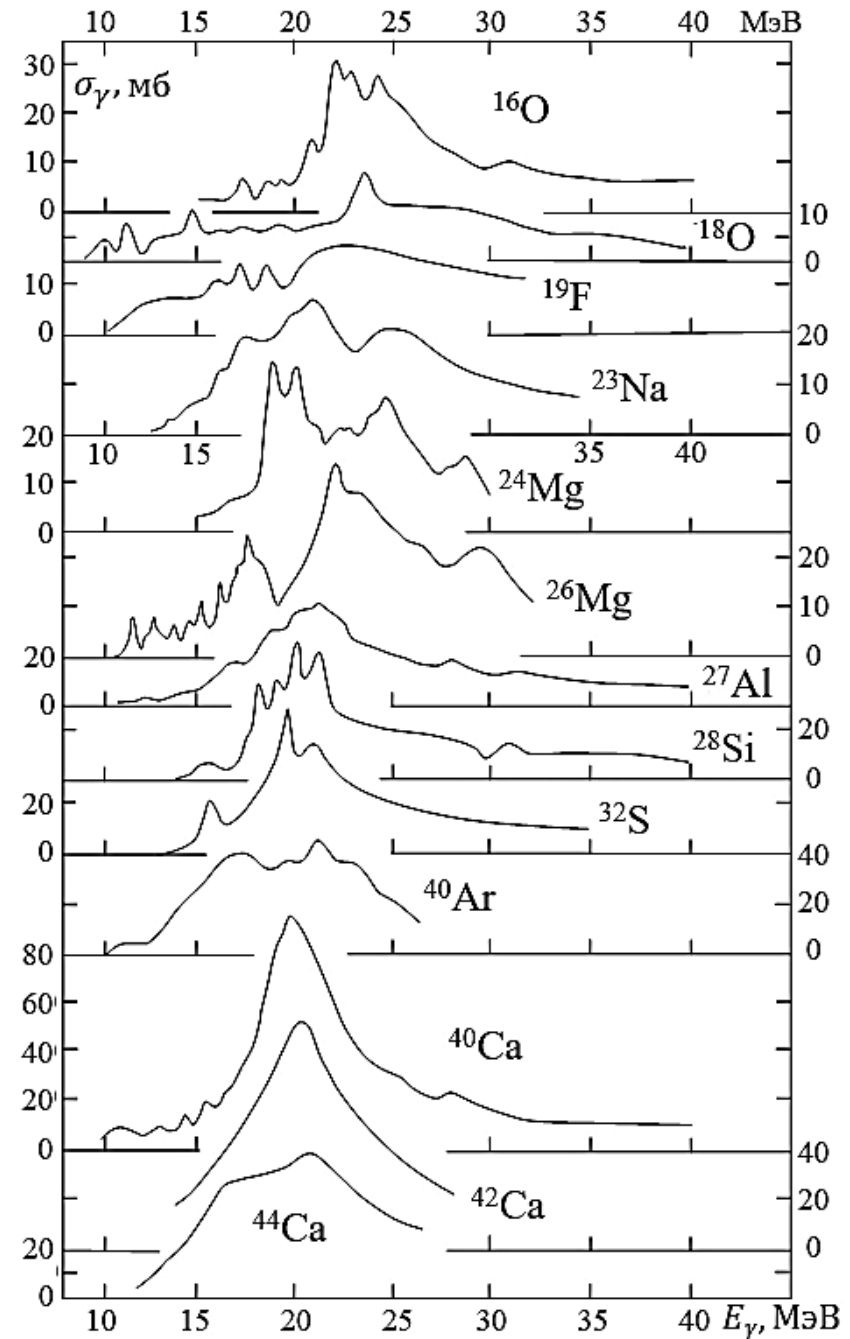
# Взаимодействие фотонов и электронов с атомными ядрами

## Лекция 6

Распад гигантского дипольного резонанса.  
Проблема его ширины и структуры.

## Проблема структуры и ширины ГДР

Показаны экспериментальные сечения фотопоглощения ядер  $1d2s$ -оболочки (от  $^{16}\text{O}$  до  $^{44}\text{Ca}$ ). Видно что ширина ГДР (область разброса по энергии основной доли сечения) меняется от 5 до 20 МэВ и нет никакой определённой тенденции в изменении этой величины с ростом  $A$ . Более того, изменение числа нуклонов в ядре на 1-2 может привести к кардинальному (в разы) изменению ширины сечения. Долгое время не удавалось понять, с чем связан такой большой разброс в ширине для ядер, имеющих близкие  $A$  и чем в этом плане отличаются легкие средние и тяжёлые ядра. Эта проблема тесно связана и с той структурой, которая наблюдается в фотоядерных сечениях.



Ширина ГДР меняется в широких пределах:  
4 – 30 МэВ

Она максимальна в самых легких ядрах ( $A \leq 14$ ),  
достигая в них величины  $\approx 30$  МэВ.

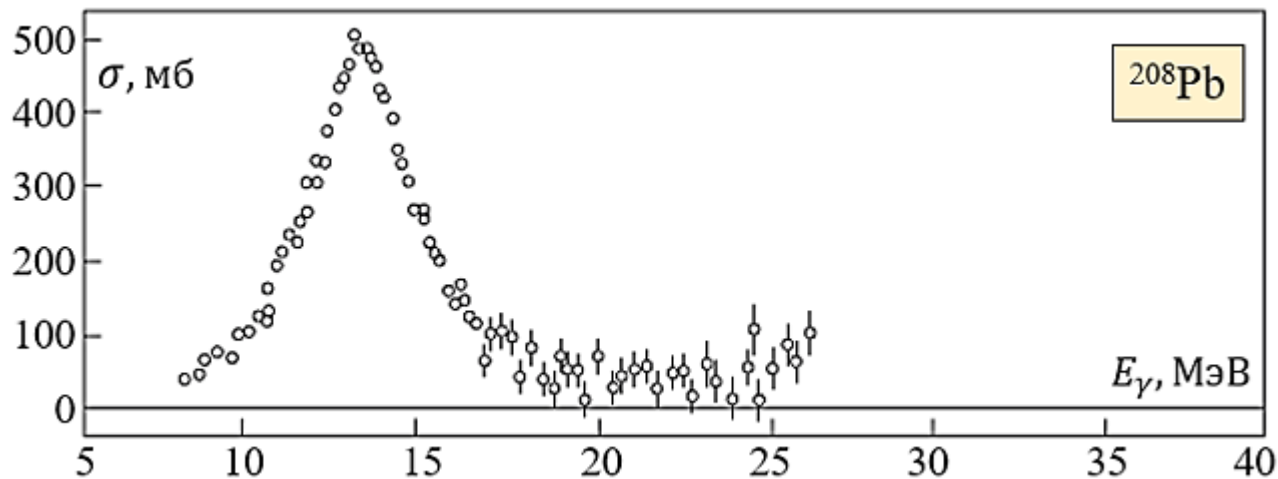
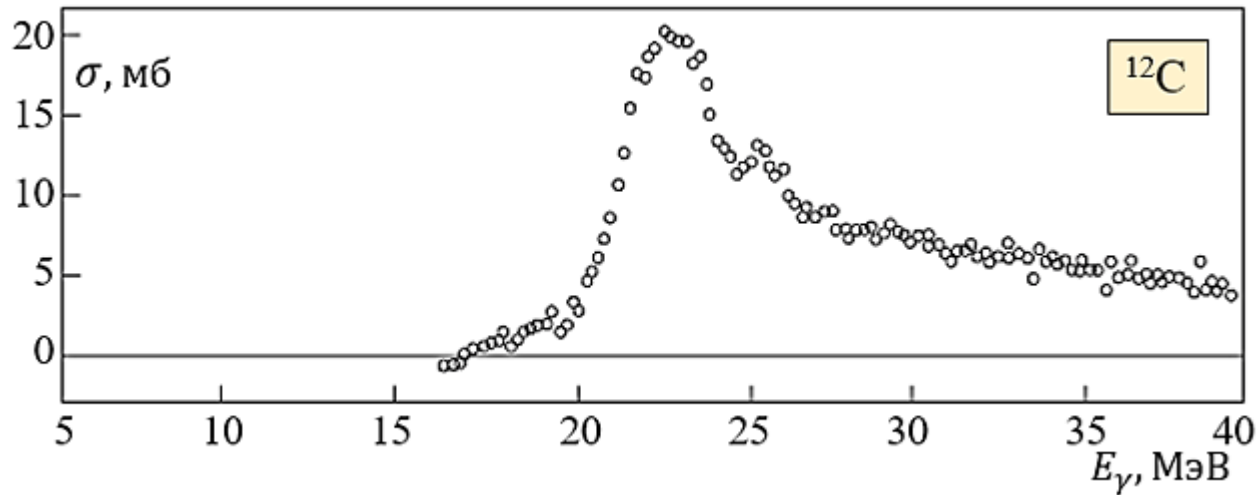
С ростом  $A$  имеет место тенденция сжатия области  
концентрации основных  $E1$ -переходов.

В ядрах  $1d2s$ -оболочки ( $A = 16 - 40$ ) она меняется в  
интервале 5 – 20 МэВ.

В ядрах с  $A = 50 - 140$  ширина ГДР 4 – 12 МэВ.

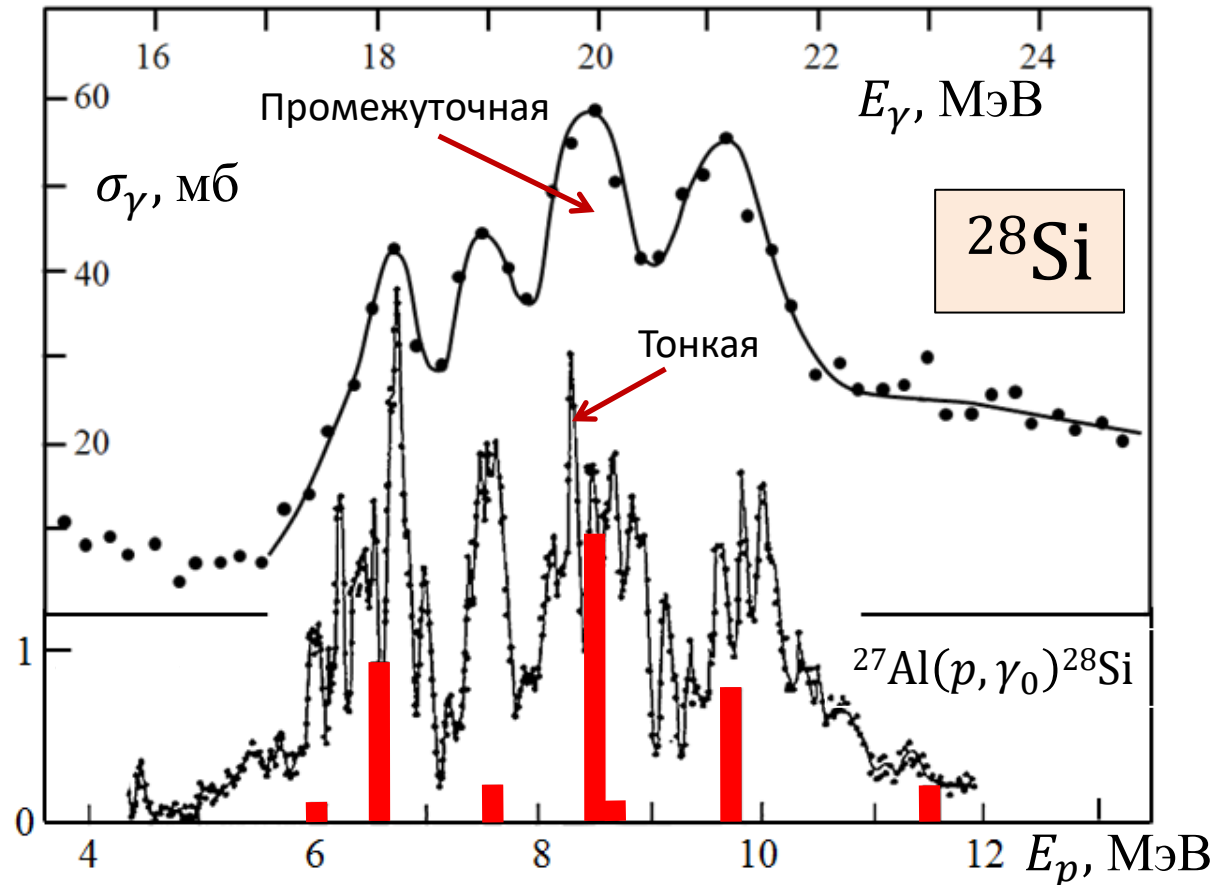
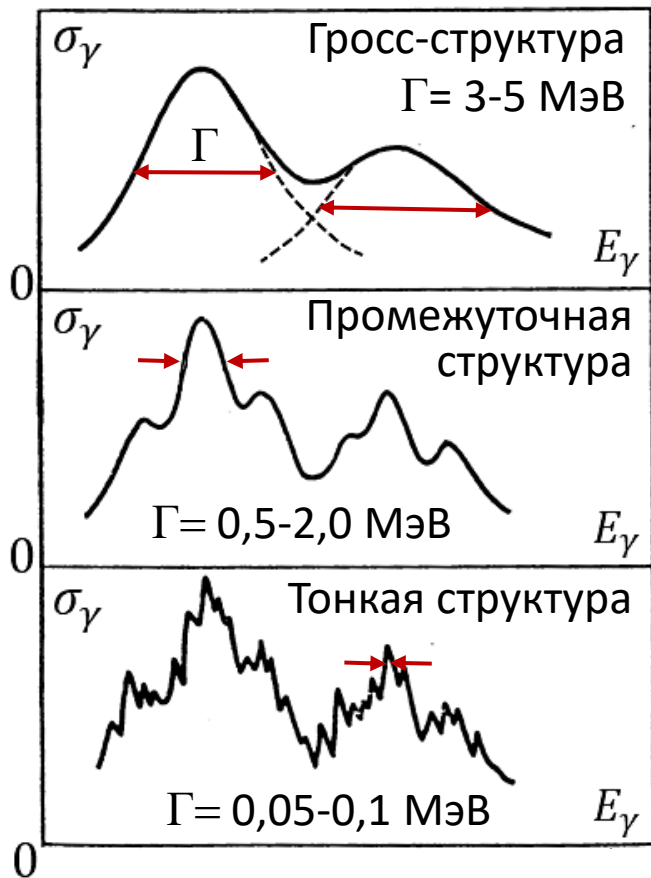
В ядрах с  $A \geq 140$  ширина ГДР 4 – 8 МэВ.

Ширина ГДР минимальна в сферических ядрах с заполненными оболочками.  
Для них ГДР представим одиночным резонансом с полушириной 4-5 МэВ



Проблема ширины ГДР  
(области разброса по энергии  
основных дипольных переходов)  
тесно связана с проблемой  
структуры фотоядерных сечений.

# Классификация структуры сечений фотопоглощения

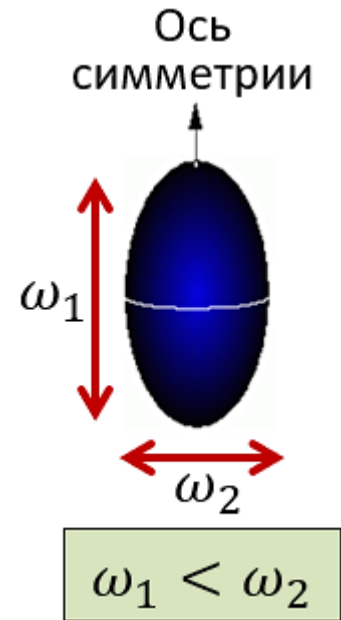
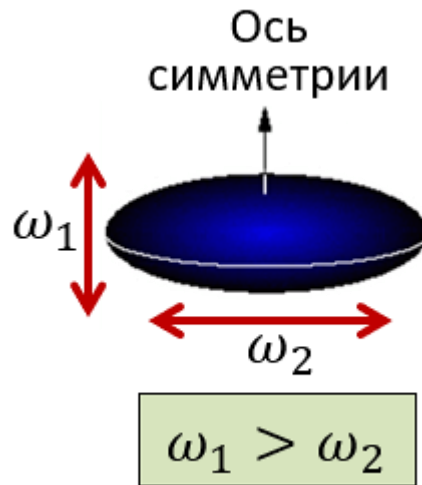
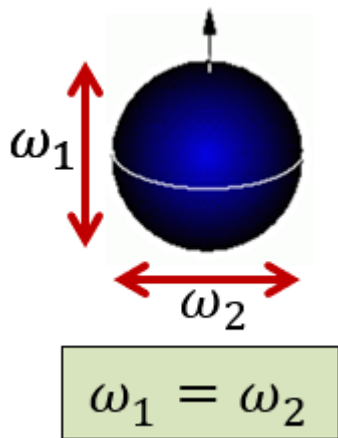


**Пример gross-структуры –  
два широких резонанса сильно деформированного ядра.**

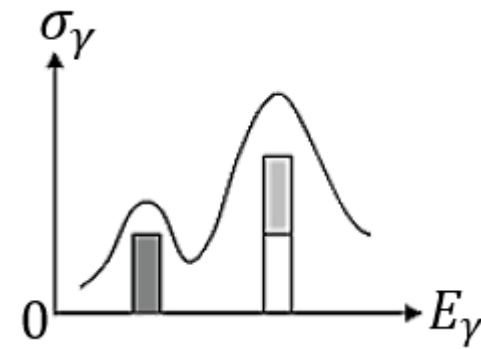
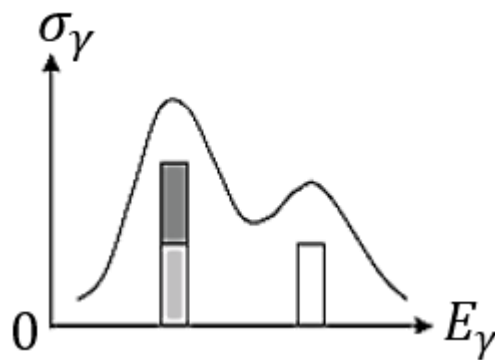
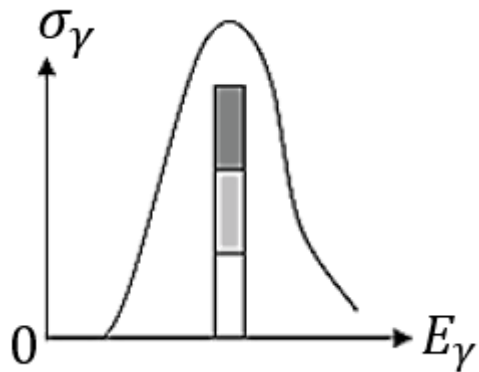
**Время жизни резонансов:**

промежуточной структуры  $\approx 10^{-21}$  сек

Тонкой структуры  $\approx 10^{-20}$  сек

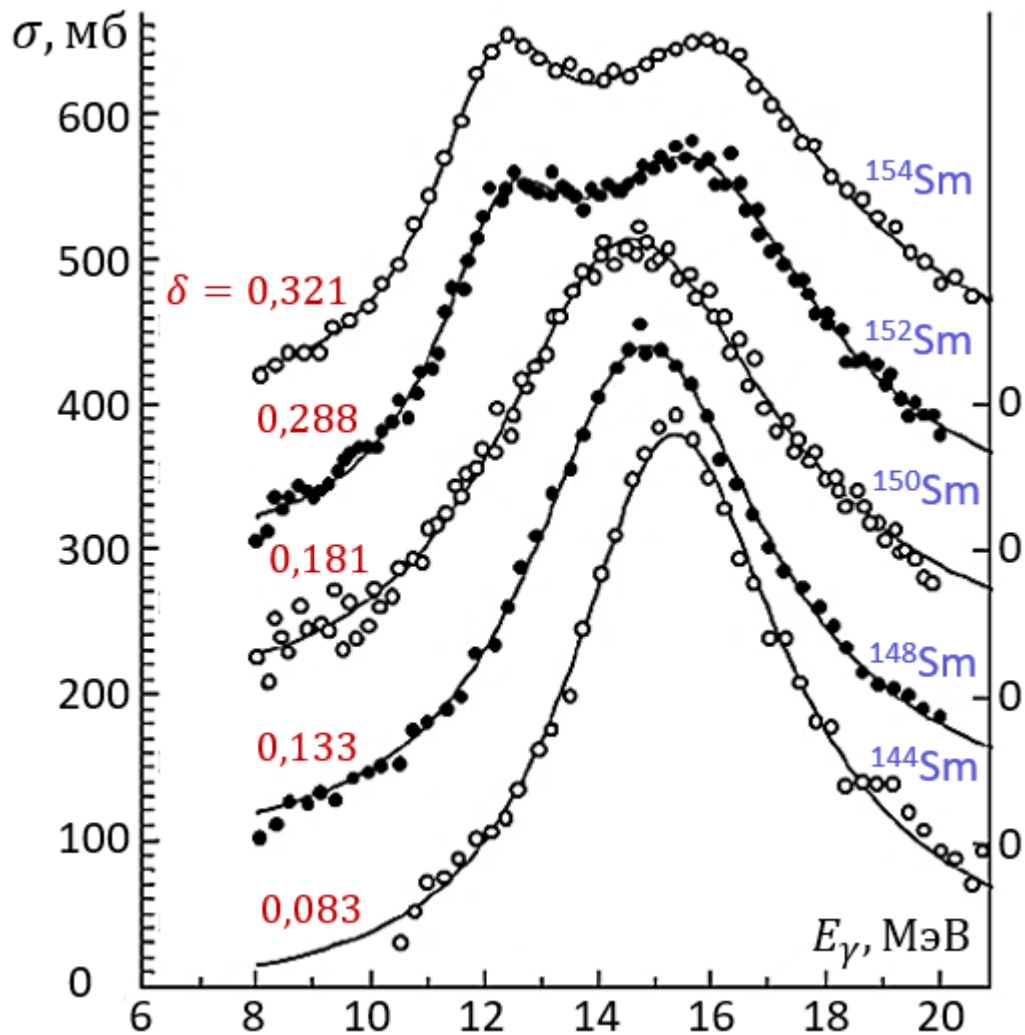


$$E_m = 75 \cdot A^{-1/3} \text{МэВ} = 75 \frac{r_0}{R} \text{МэВ}$$

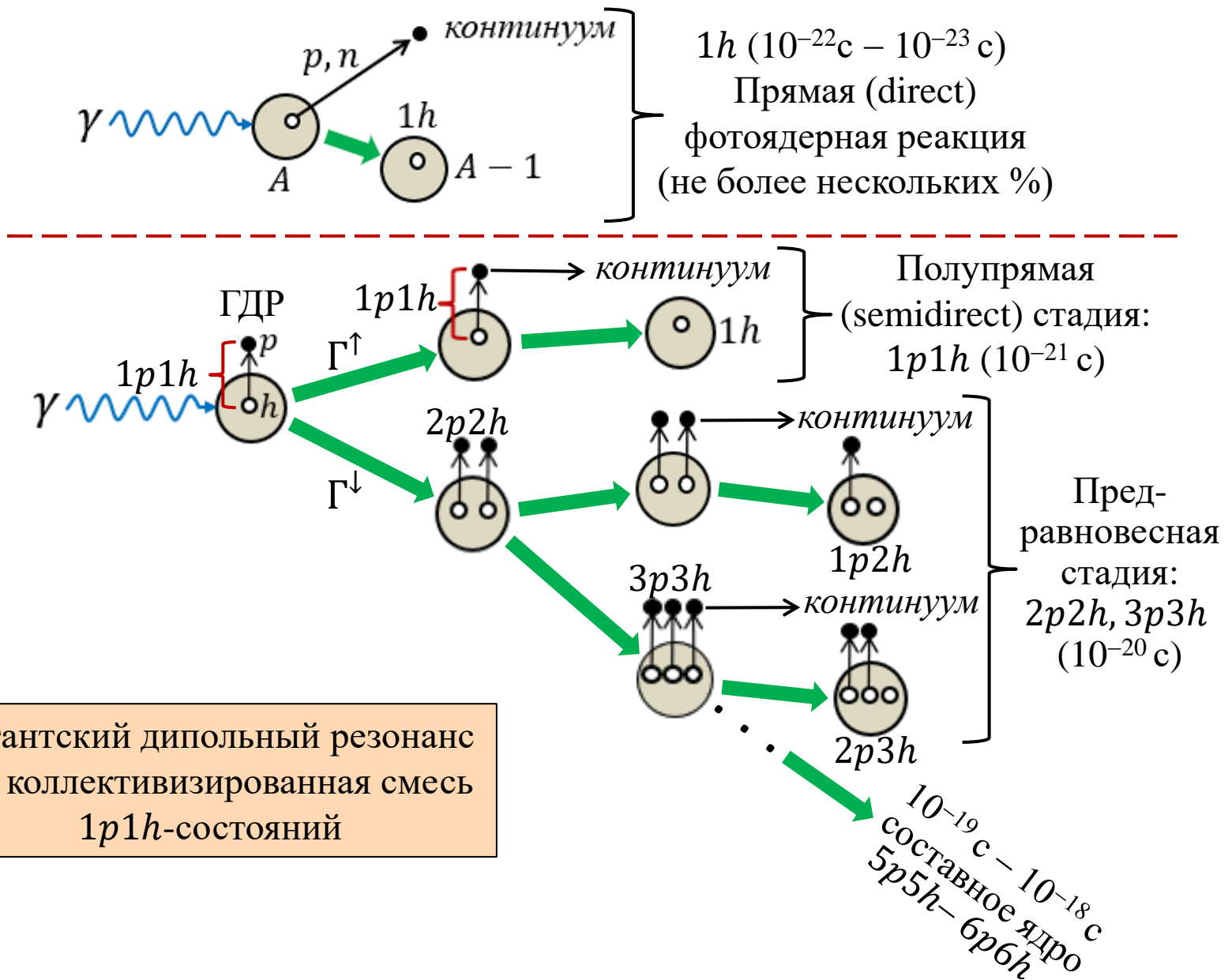




# Фотонейтронные сечения изотопов самария

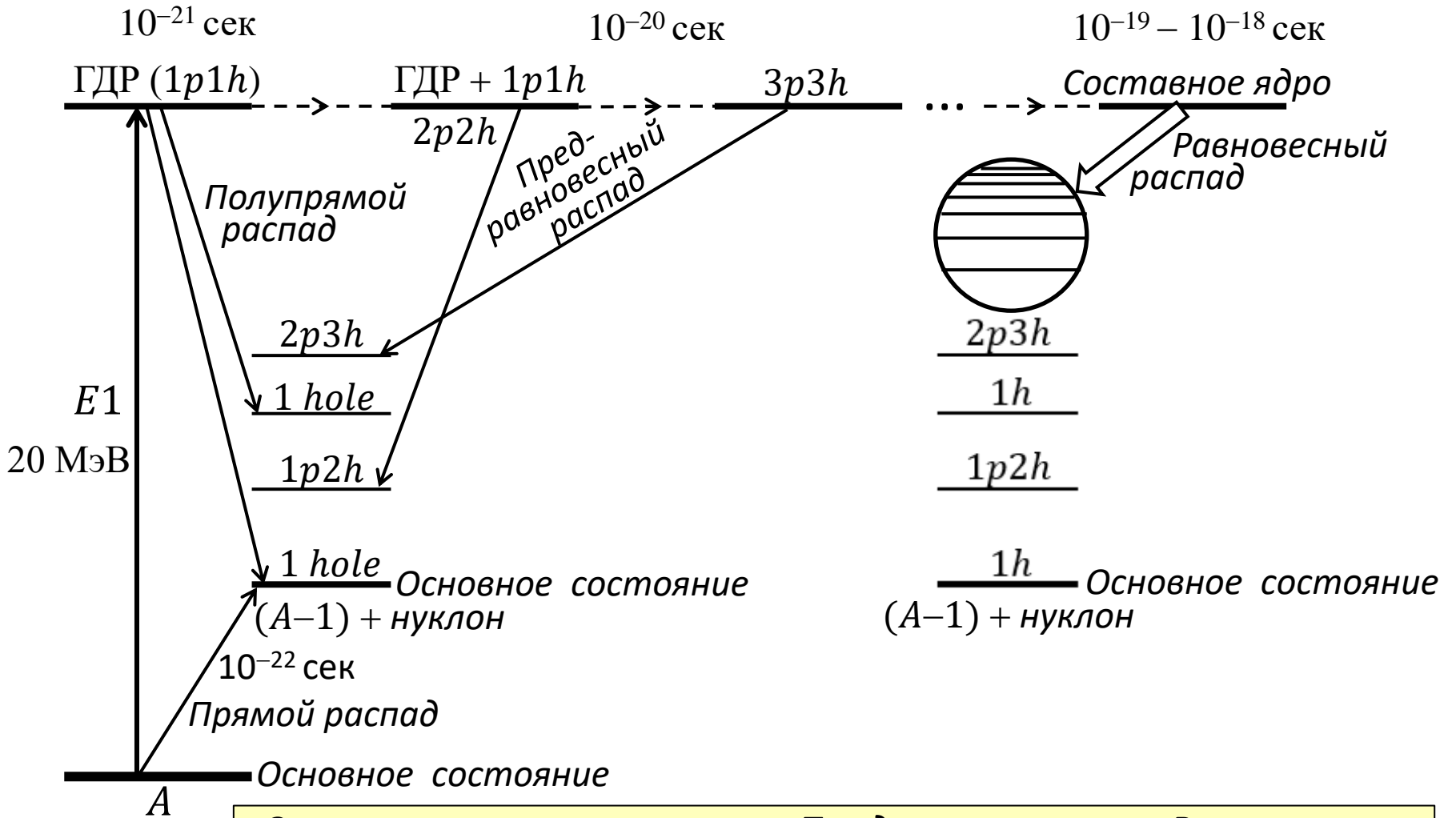


# Стадии фотоядерной реакции



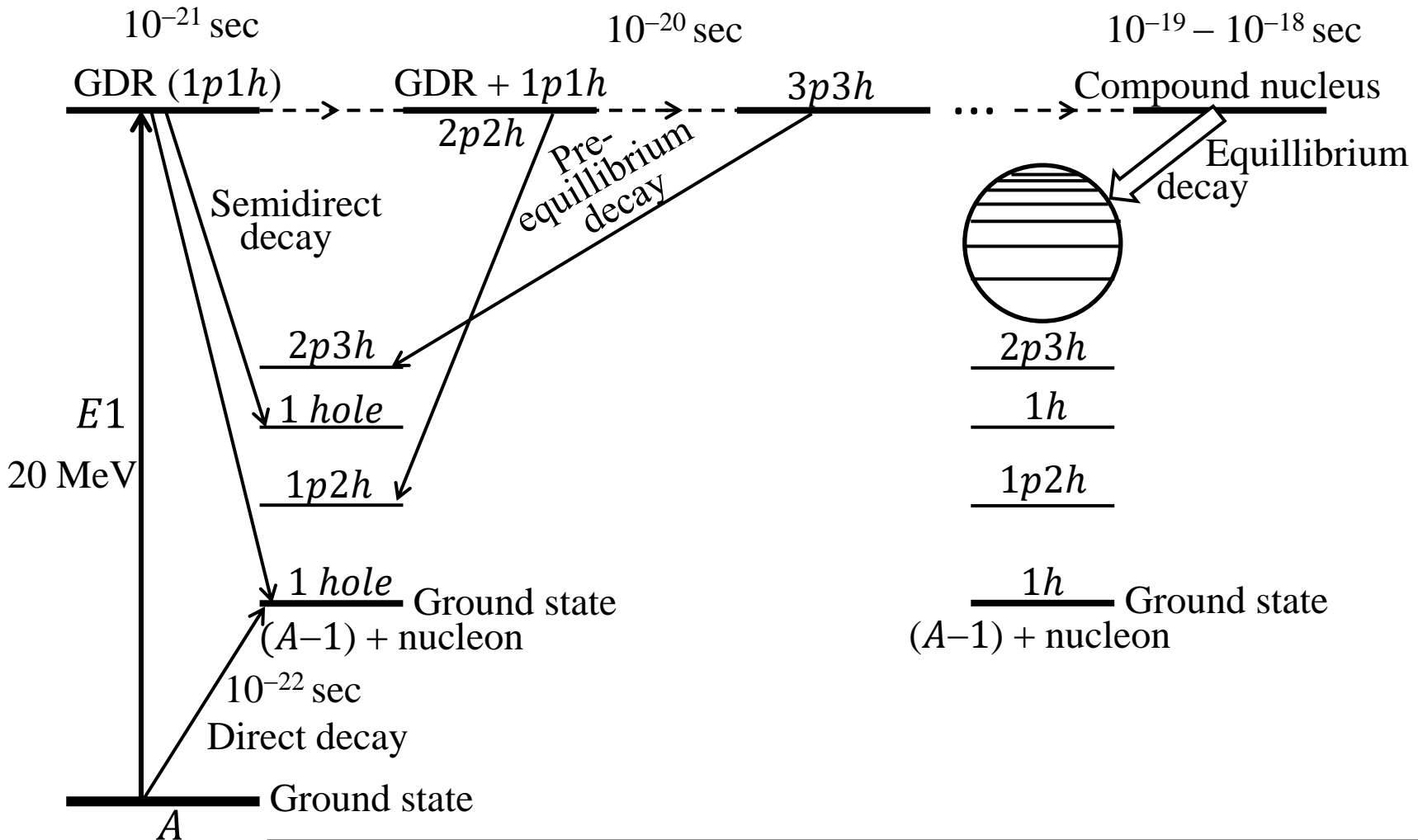
Гигантский дипольный резонанс это коллективизированная смесь  $1p1h$ -состояний

# Диаграмма распада гигантского дипольного резонанса



Статистические нуклоны = Предравновесные + Равновесные

# Decay diagram of an individual Giant Dipole Resonance state




Statistical nucleons = Pre-equilibrium + Equilibrium nucleons

Формирование промежуточной и тонкой структуры гигантского резонанса обусловлено двумя различными стадиями его распада:

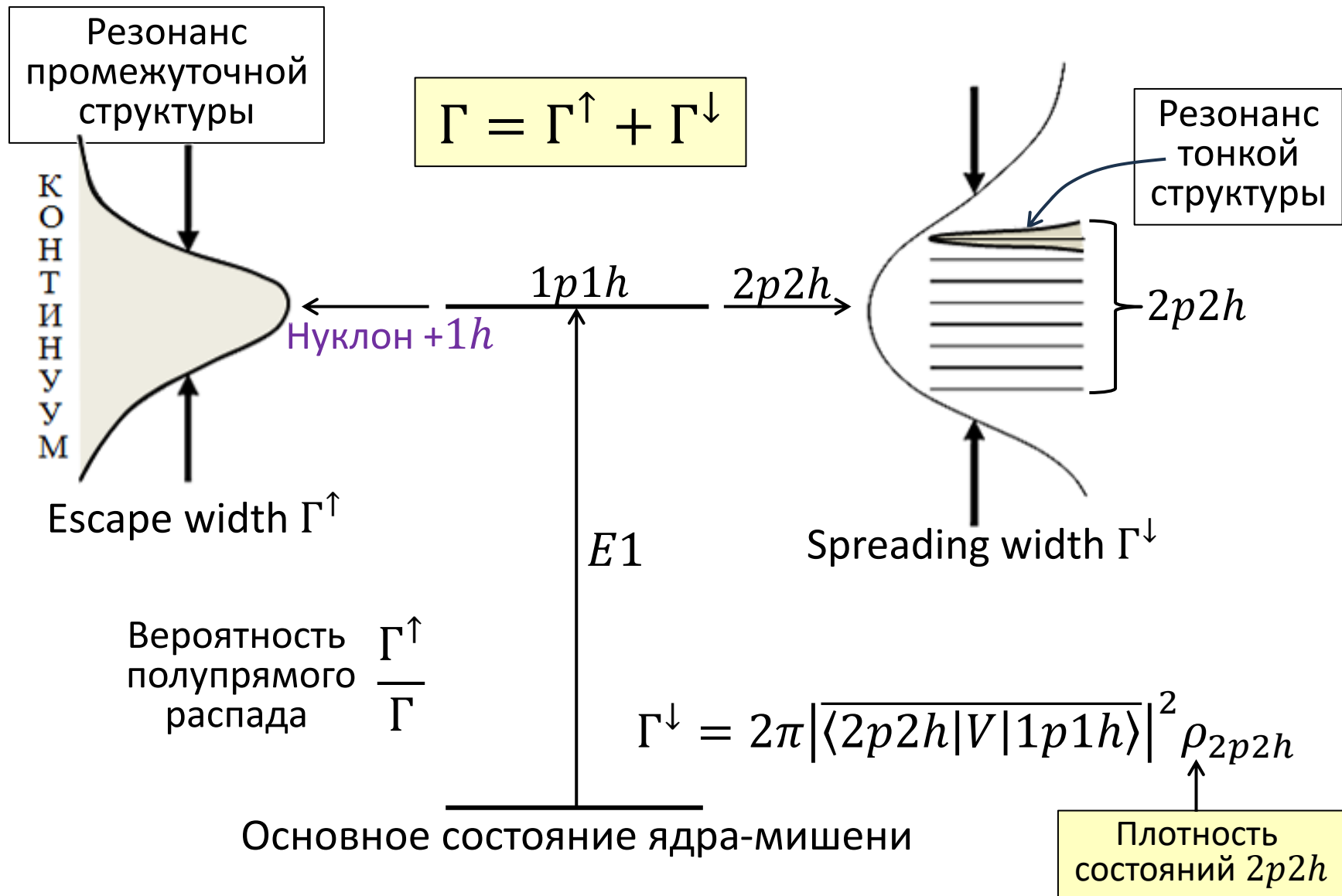
Полупрямой распад  Промежуточная структура

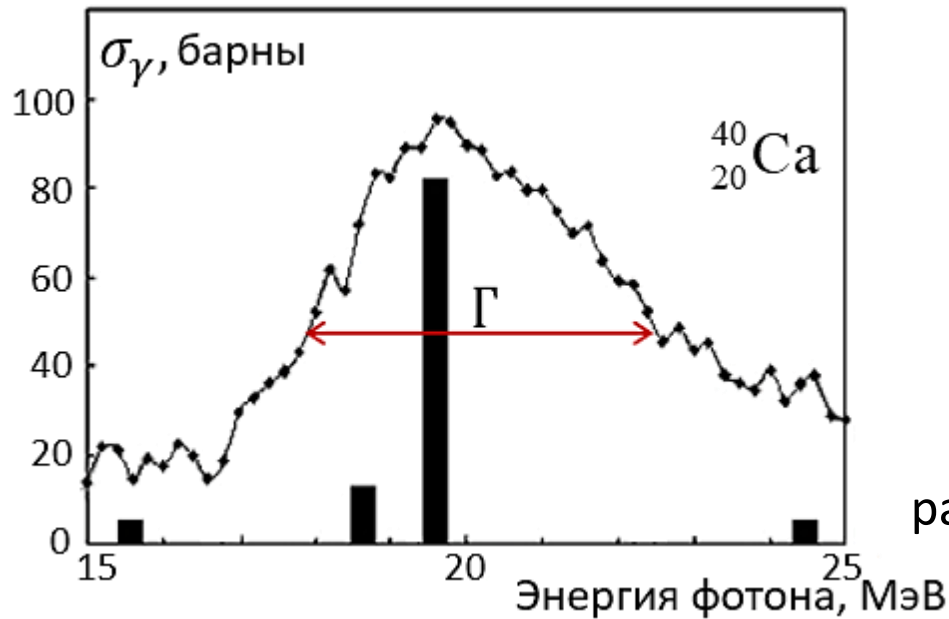
$$\tau_{\text{пром}} \approx \frac{\hbar}{\Gamma_{\text{пром}}} \approx \frac{\hbar}{(0,5 - 2,0)\text{МэВ}} \approx 10^{-21}\text{сек}$$

Предравновесный распад  Тонкая структура

$$\tau_{\text{тонк}} \approx \frac{\hbar}{\Gamma_{\text{тонк}}} \approx \frac{\hbar}{(0,05 - 0,1)\text{МэВ}} \approx 10^{-20}\text{сек}$$

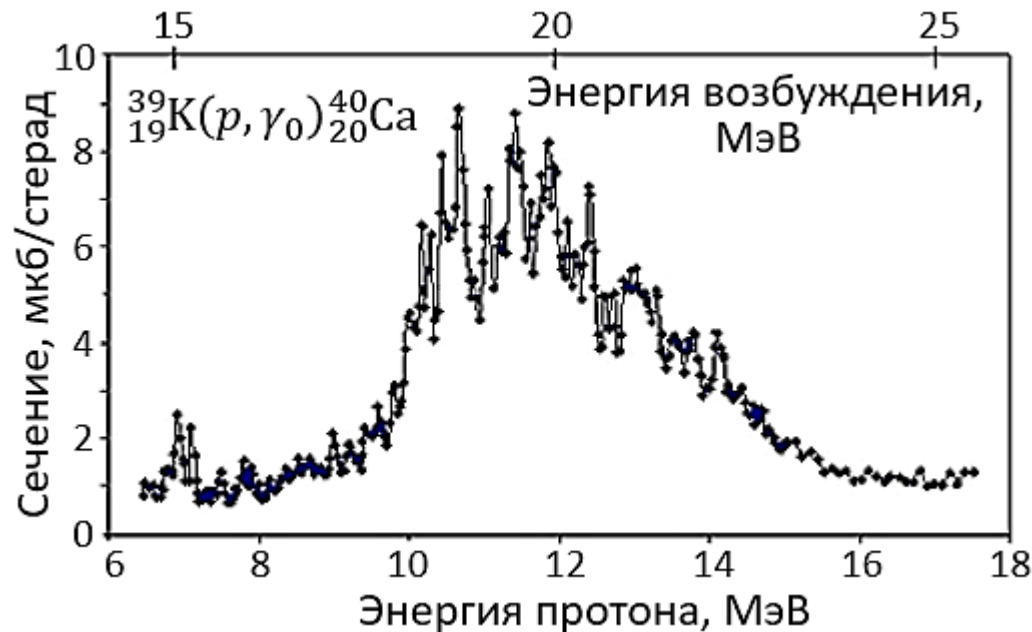
# Формирование ширины отдельного входного состояния ГДР





Дважды магическое ядро  $^{40}_{20}\text{Ca}$   
 с одним доминирующим  
 дипольным состоянием  
 $\Gamma \approx 5$  МэВ.

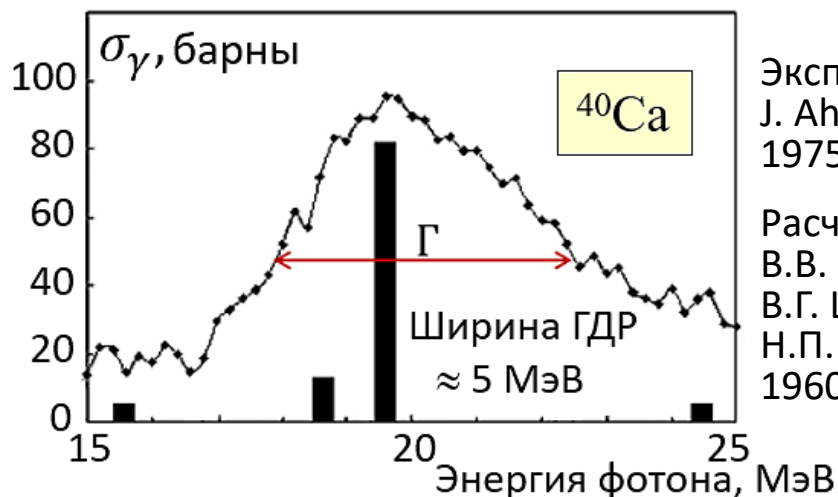
$\Gamma^\uparrow$  (escape width)  $\approx 2,0$  МэВ.  
 Остальная часть  $\Gamma$  определяется  
 в основном энергетическим  
 разбросом входных  $1p1h$ -состояний.



Проявление тонкой структуры  
 Гигантского Резонанса  
 в эксперименте  
 с высоким разрешением

Плотности  $2p2h$ -состояний с  $J^P = 1^-$  в районе максимума гигантского резонанса.  
Приводится число состояний в интервале 1 МэВ

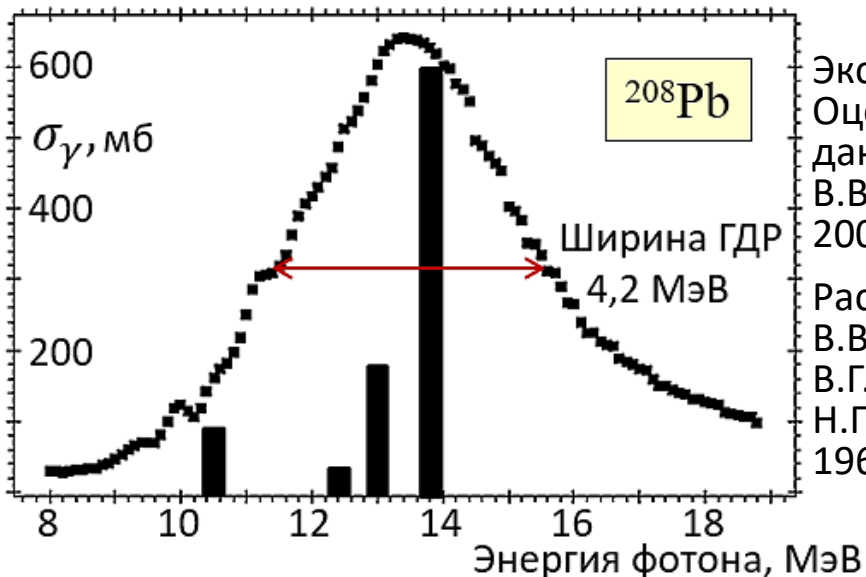
Ядро	$^{28}\text{Si}$	$^{32}\text{S}$	$^{58}\text{Ni}$	$^{90}\text{Zr}$	$^{208}\text{Pb}$	$^{240}\text{U}$
$\rho(2p2h)$	$\approx 5$	10 – 15	100	200 – 300	1500 – 2000	2500 – 3000



Эксперимент:  
J. Ahrens et al.  
1975 г.

Расчёт:  
В.В. Балашов,  
В.Г. Шевченко,  
Н.П. Юдин  
1960 г.

Для лёгких ядер  $\Gamma^\uparrow = 0,5 - 2$  МэВ  
(для  $^{12}\text{C}$  даже  $\Gamma^\uparrow = 3$  МэВ)  
и полупрямой распад доминирует.  
Малая плотность  
 $2p2h$ -состояний практически  
не увеличивает распадную  
ширину входных состояний  
и ширина ГДР  
помимо  $\Gamma^\uparrow$  определяется  
энергетическим разбросом  
входных  $1p1h$ -состояний.



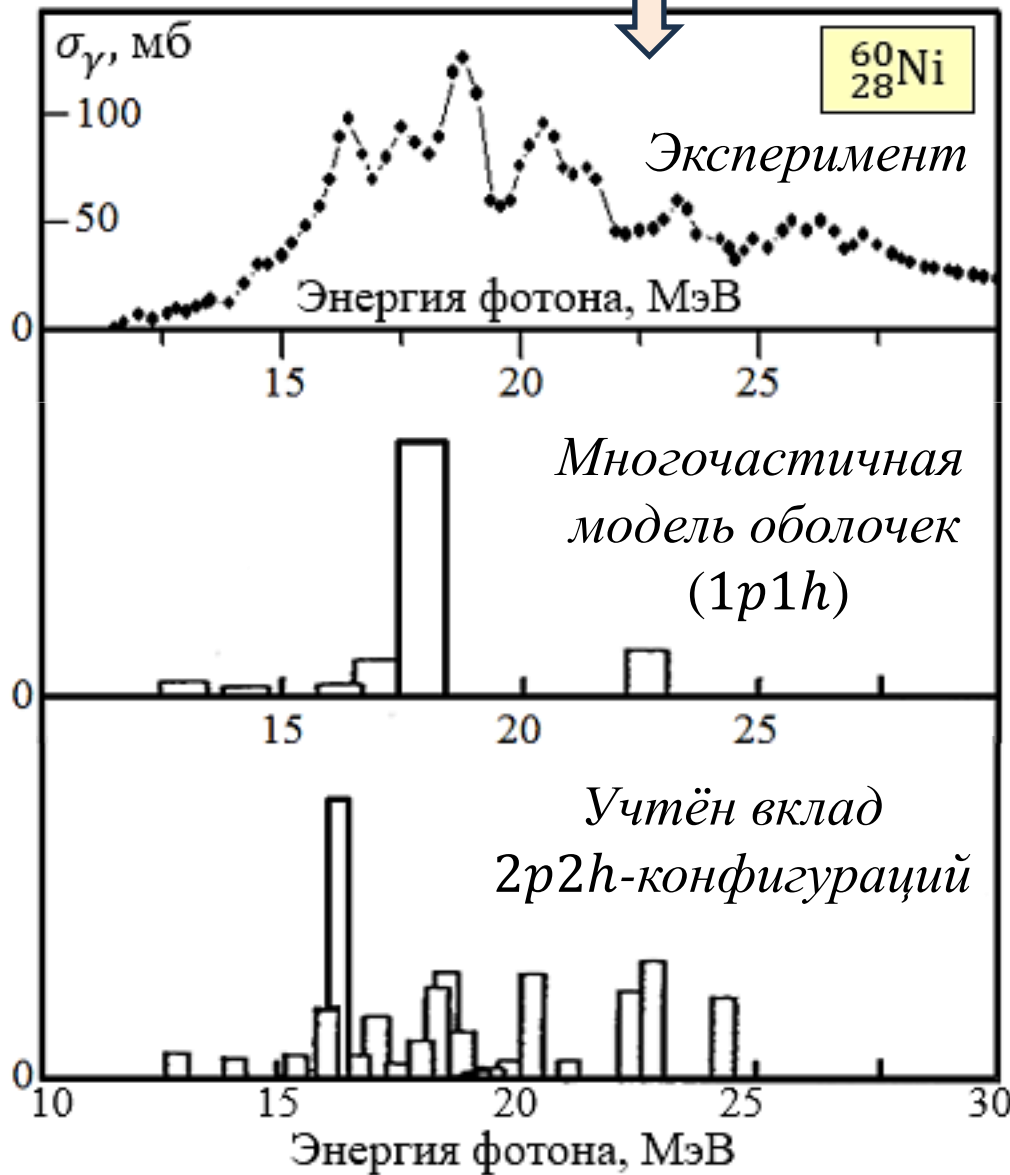
Эксперимент:  
Оцененные  
данные.  
В.В. Варламов,  
2003 г.

Расчёт:  
В.В. Балашов,  
В.Г. Шевченко,  
Н.П. Юдин  
1961 г.

Для тяжёлого магического ядра  
 $\Gamma^\uparrow = 0,4 - 0,5$  МэВ  
и за счёт гигантской плотности  
 $2p2h$ -состояний  $\Gamma^\downarrow$   
увеличивается  
до 3 – 4 МэВ и в полной  
ширине ГДР начинает  
доминировать эффект распада  
входных  $1p1h$ -состояний  
на состояния  $2p2h$ .



# Сечение фотопоглощения для ядра ${}^{60}_{28}\text{Ni}$ (эксперимент)

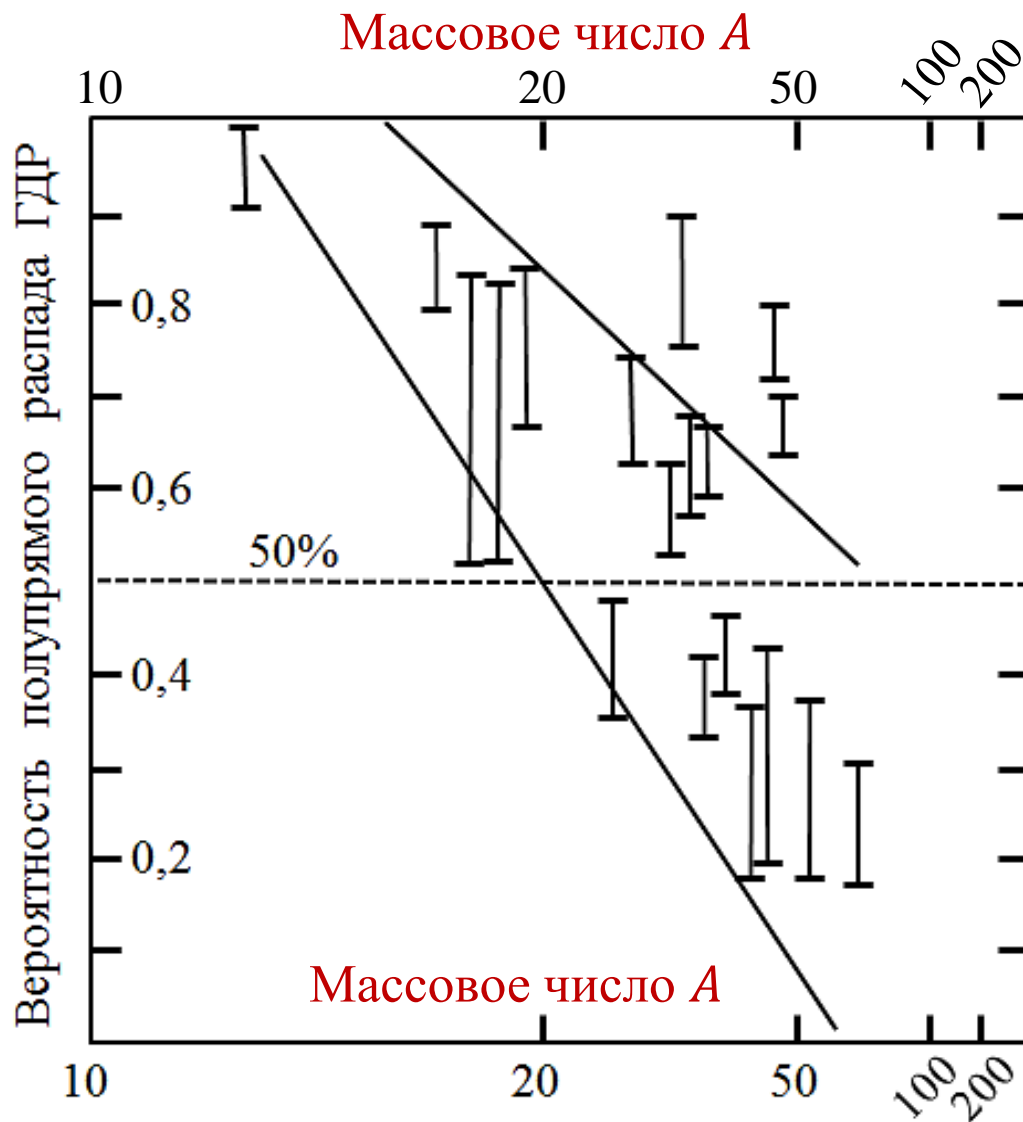


I.M. Kapitonov,  
Moscow University  
Physics Bulletin,  
v. 75, p. 181 (2020)

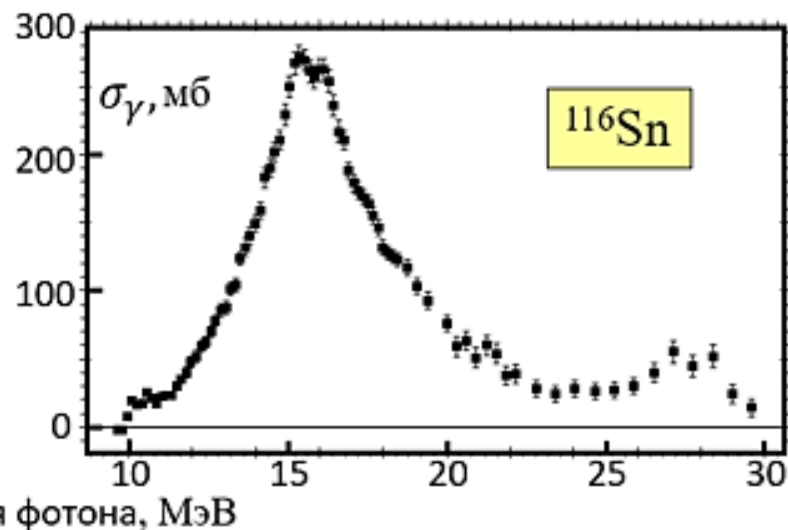
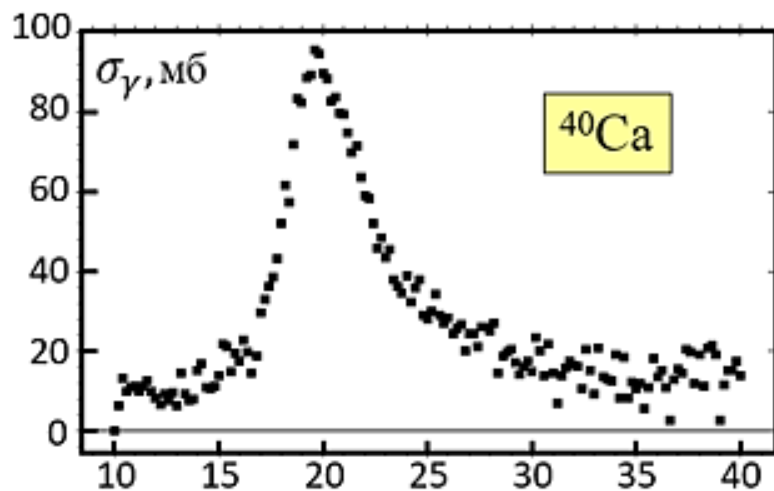
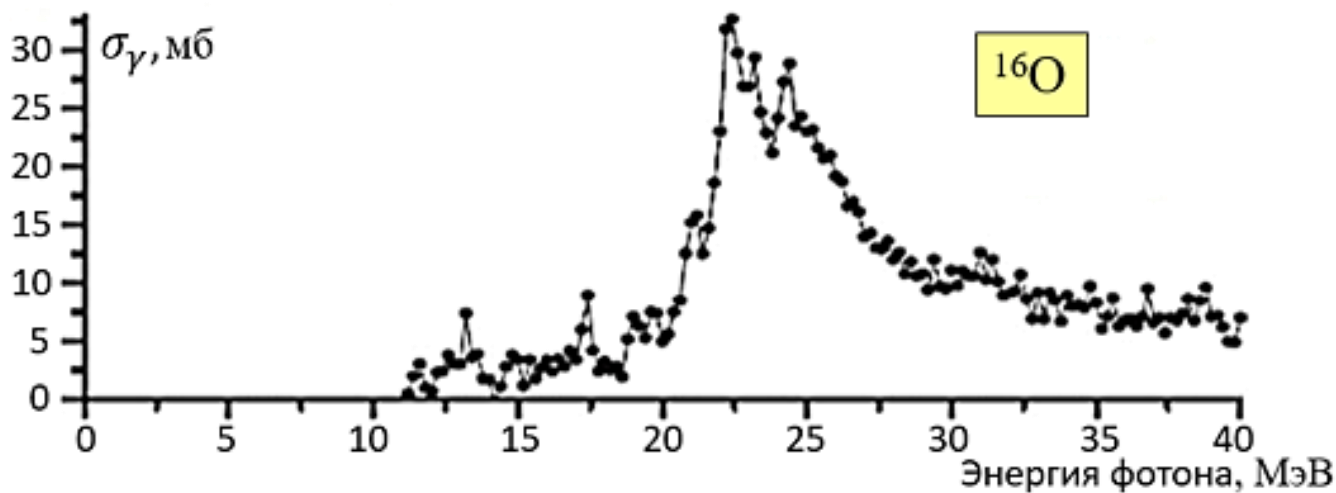
J.B. Seaborn, D. Drechsel,  
H. Arenhövel, W. Greiner.  
Phys. Lett., v. 23, p. 576 (1966)

D. Drechsel, J.B. Seaborn,  
W. Greiner.  
Phys. Rev., v. 162, p. 983 (1967)

Вероятность полупрямого распада ГДР в зависимости от массового числа  $A$  на основе анализа данных эксперимента



# Ядра с минимальной шириной Гигантского Дипольного Резонанса



Ширина ГДР минимальна у ядер с заполненными оболочками (т. е. магических).

Для этих ядер нет уширения ГДР за счет конфигурационного расщепления.

Эти ядра сферические и для них отсутствует уширение ГДР и за счет эффекта Даноса-Окамото. Для всех таких ядер ширина ГДР (на половине высоты) 4-5 МэВ.

Эту ширину мы будем называть «магической» и обозначать  $\Gamma_{\text{маг}}$ .

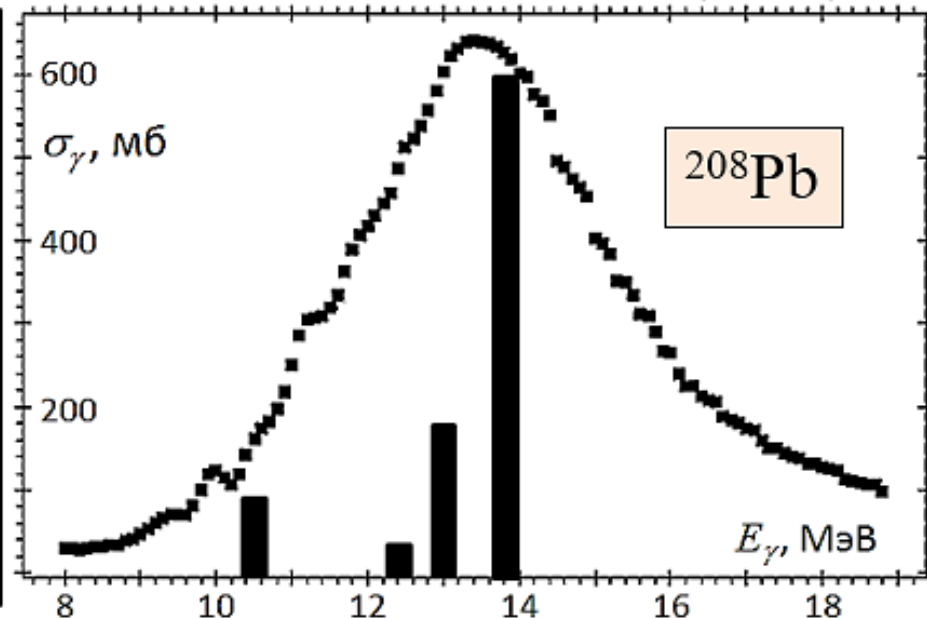
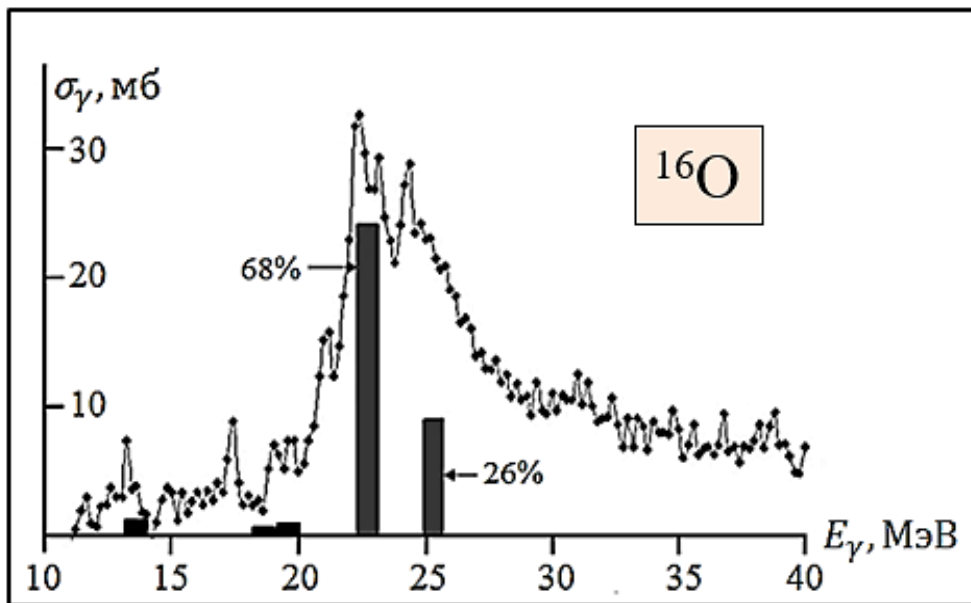
Рассмотрим вопрос о том, как формируется эта величина.

Есть три фактора, которые влияют на  $\Gamma_{\text{маг}}$ . Это:

1. Разброс  $1p1h$ -дипольных переходов из одной (внешней) нуклонной оболочки. Расчётные вероятности этих переходов показаны на следующем слайде столбиками для  $^{16}\text{O}$  и  $^{208}\text{Pb}$ .
2. Ширина  $\Gamma^{\uparrow}$  распада каждого из этих показанных столбиками входных  $1p1h$  дипольных состояний с вылетом нуклона из ядра.
3. Ширина  $\Gamma^{\downarrow}$  распада входных  $1p1h$ -состояний с образованием в ядре еще одной частично-дырочной пары, т. е. ширина, формируемая процессом  $1p1h \rightarrow 2p2h$ .

Разброс, упомянутый в первом пункте этого списка, именуют «затуханием Ландау». Он вносит в полную магическую ширину  $\Gamma_{\text{маг}}$  гигантского резонанса вклад  $\Delta\Gamma$  и обусловлен тем, что не вся сила дипольного  $1p1h$ -перехода концентрируется в одном состоянии, как это следует из схематической модели Брауна-Болстерли, но может быть существенно фрагментирована.

Сравнение экспериментальных сечений фотопоглощения для дважды магических ядер  $^{16}\text{O}$  и  $^{208}\text{Pb}$  с данными частично-дырочных расчетов без учета распада дипольных  $1p1h$ -состояний (столбики). Разброс дипольных состояний формирует ширину  $\Delta\Gamma$ , обусловленную затуханием Ландау.



С учетом всех трех источников «магической ширины» гигантского резонанса её можно записать в виде

$$\Gamma_{\text{маг}} = \Delta\Gamma + \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow.$$

В лёгких ядрах «магическая ширина» (4 – 5 МэВ) формируется главным образом и в сравнимых долях за счёт  $\Gamma^\uparrow$  и разброса  $\Delta\Gamma$  входных состояний.

В тяжёлых ядрах эти факторы не являются основными.

В них «магическая ширина» примерно на 4/5 формируется за счёт  $\Gamma^\downarrow$ .

Оставшуюся часть создают  $\Gamma^\uparrow$  и разброс входных состояний.

Магическую ширину или близкую к ней имеют также немагические сферические ядра с «жесткой» (с трудом поддающейся колебаниям) поверхностью, для которых влиянием конфигурационного и изоспинового расщепления на ширину гигантского резонанса можно пренебречь.

У остальных ядер ширина гигантского резонанса возрастает по сравнению с «магической» за счет трех дополнительных факторов:

1. Конфигурационного расщепления (расщепления по энергии  $1p1h$ -дипольных переходов из разных оболочек).
  2. Эффекта Даноса-Окамото (расщепления по энергии  $1p1h$ -дипольных переходов из-за несферичности ядра).
  3. Изоспинового расщепления (расщепления по энергии  $1p1h$ -дипольных с различным изоспином).
- Этот эффект рассматривается на следующей (7-й) лекции.

Проблема ширины гигантского дипольного резонанса может быть решена лишь при установлении природы отдельных состояний, его формирующих.

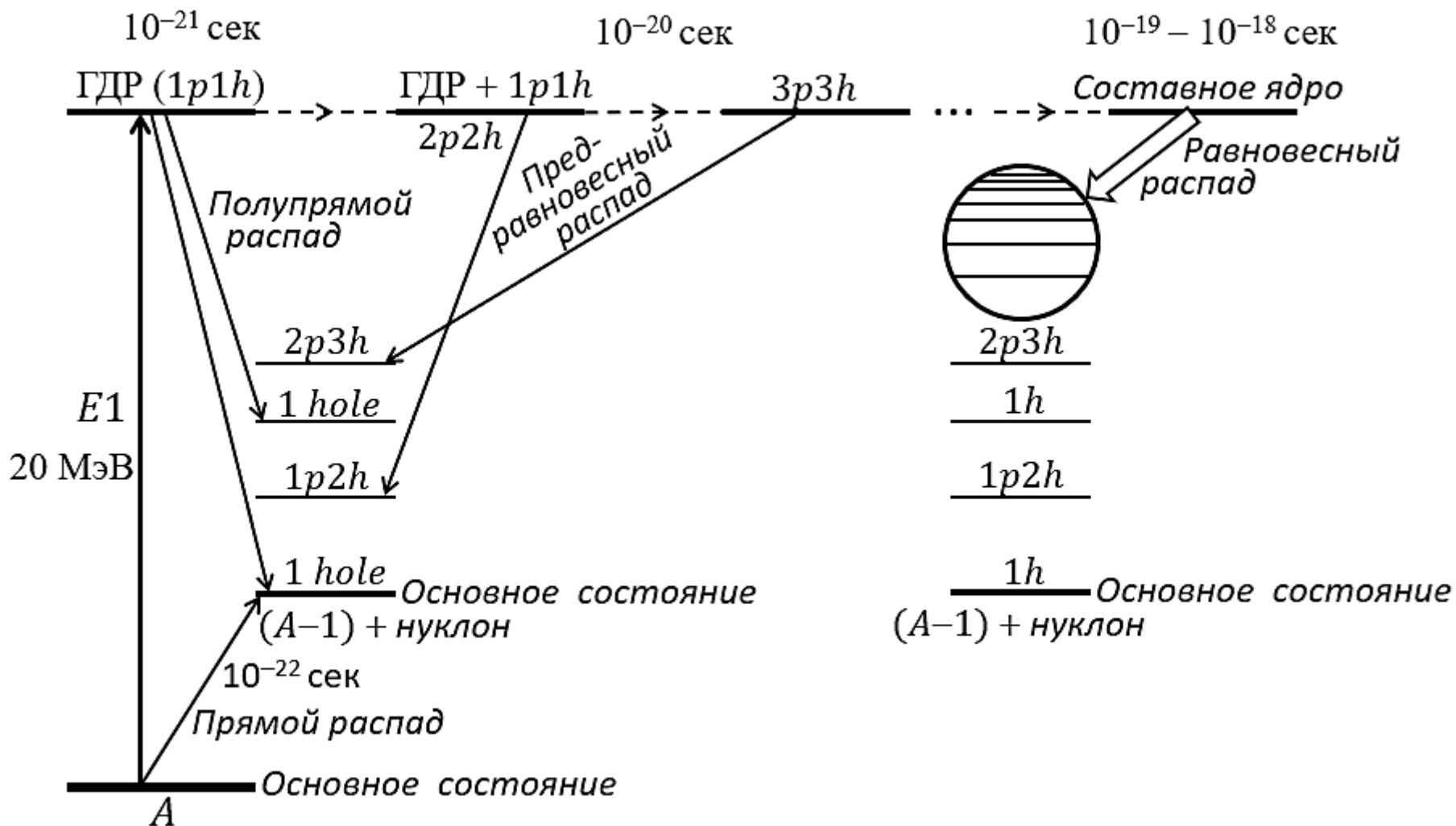
Для расшифровки природы состояний гигантского дипольного резонанса (прежде всего их оболочечной  $1p1h$ -структуры и вероятности их полупрямого распада) необходимы эксперименты по идентификации заселяемых при нуклонном распаде ядра из  $A$  нуклонов уровней конечных  $A-1$  ядер.

Высокая информативность фотоядерных экспериментов, в которых фиксируются отдельные состояния конечных ядер, обусловлена тем, что эти состояния по энергии расположены значительно ниже формирующих гигантский резонанс состояний ядра-мишени и они хорошо изучены.

Знание природы низколежащих заселяемых состояний конечного ядра позволяет получить новые сведения о высокорасположенных состояниях гигантского резонанса.

Такие эксперименты были выполнены в НИИЯФ МГУ.

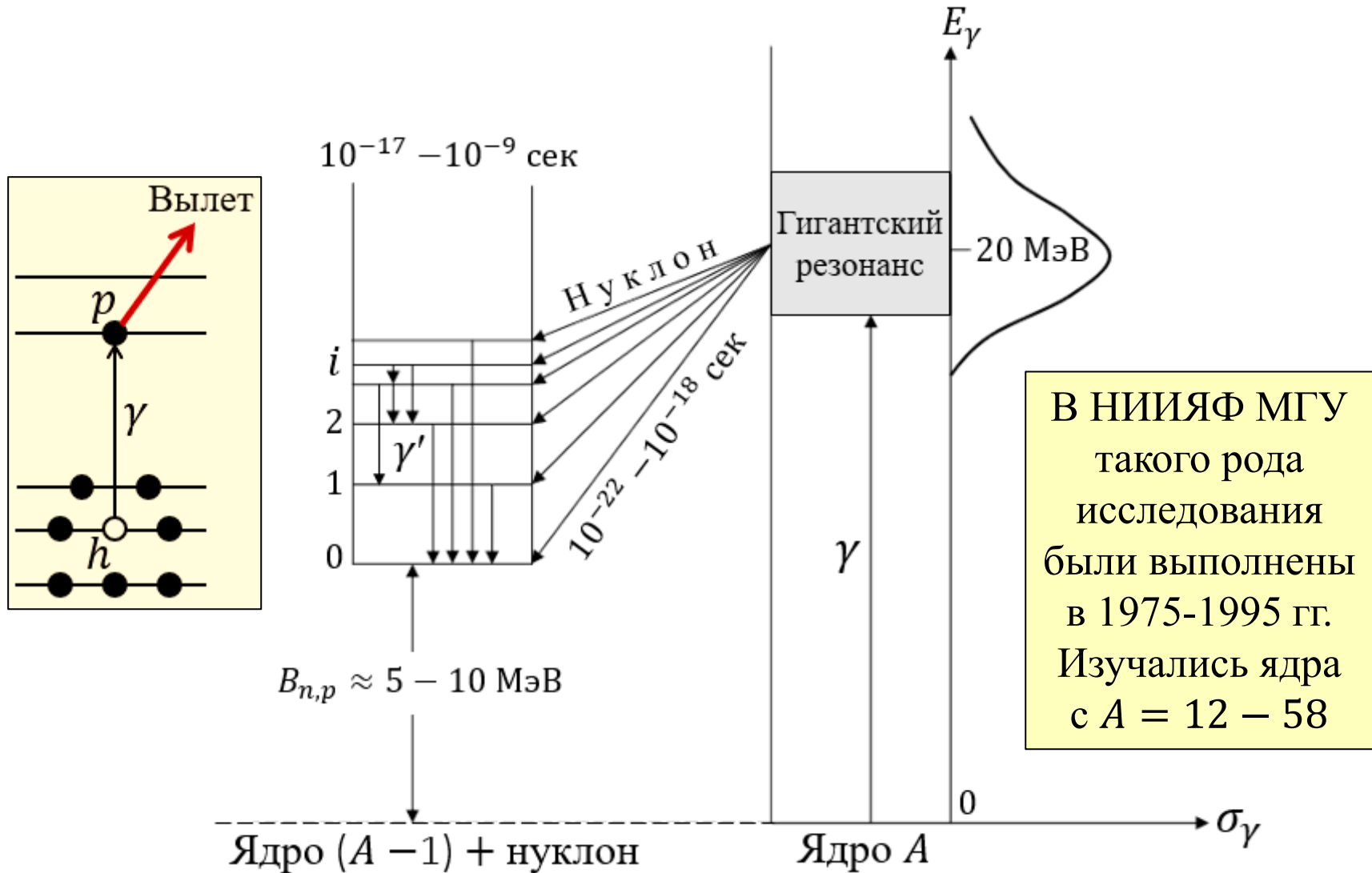
# Диаграмма распада гигантского дипольного резонанса



Статистические нуклоны = Предравновесные + Равновесные

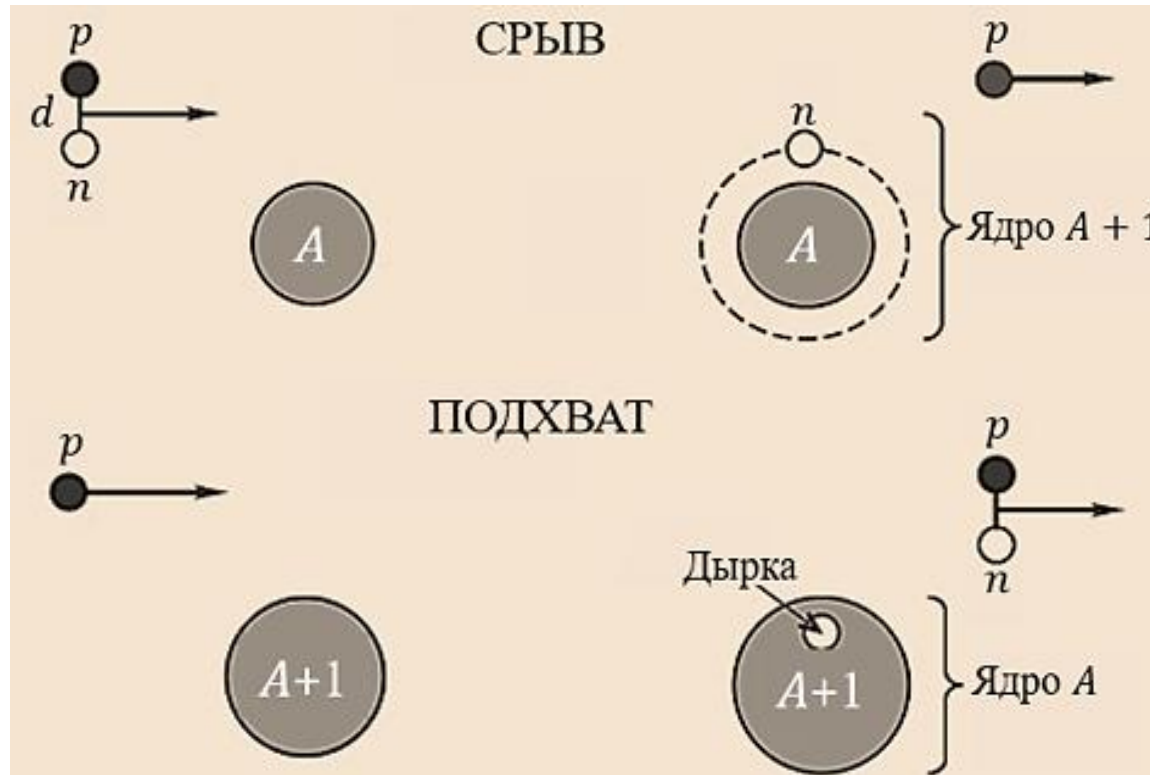


# Фотонуклонные реакции с фиксацией заселяемого уровня конечного ядра



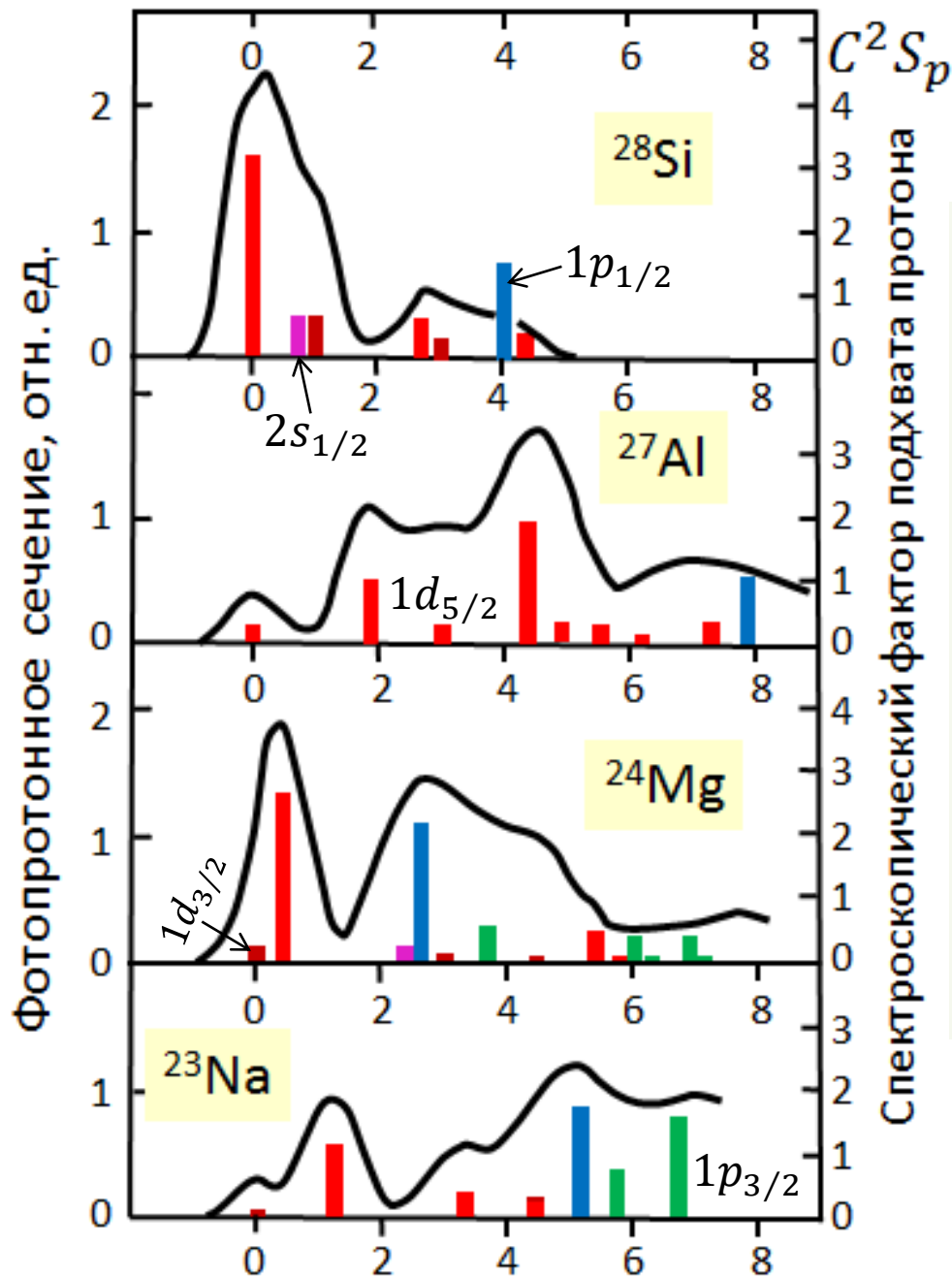
Дырочная природа заселяемого при вылете нуклона конечного ядра устанавливается из реакций однонуклонной передачи  $(d, p)$ ,  $({}^3\text{He}, d)$ ,  $(d, n)$ ,  $(d, {}^3\text{He})$

# Изучение дырочных ( $1h$ ) и частичных ( $1p$ ) уровней ядра $A$ с помощью прямых реакций однонуклонной передачи

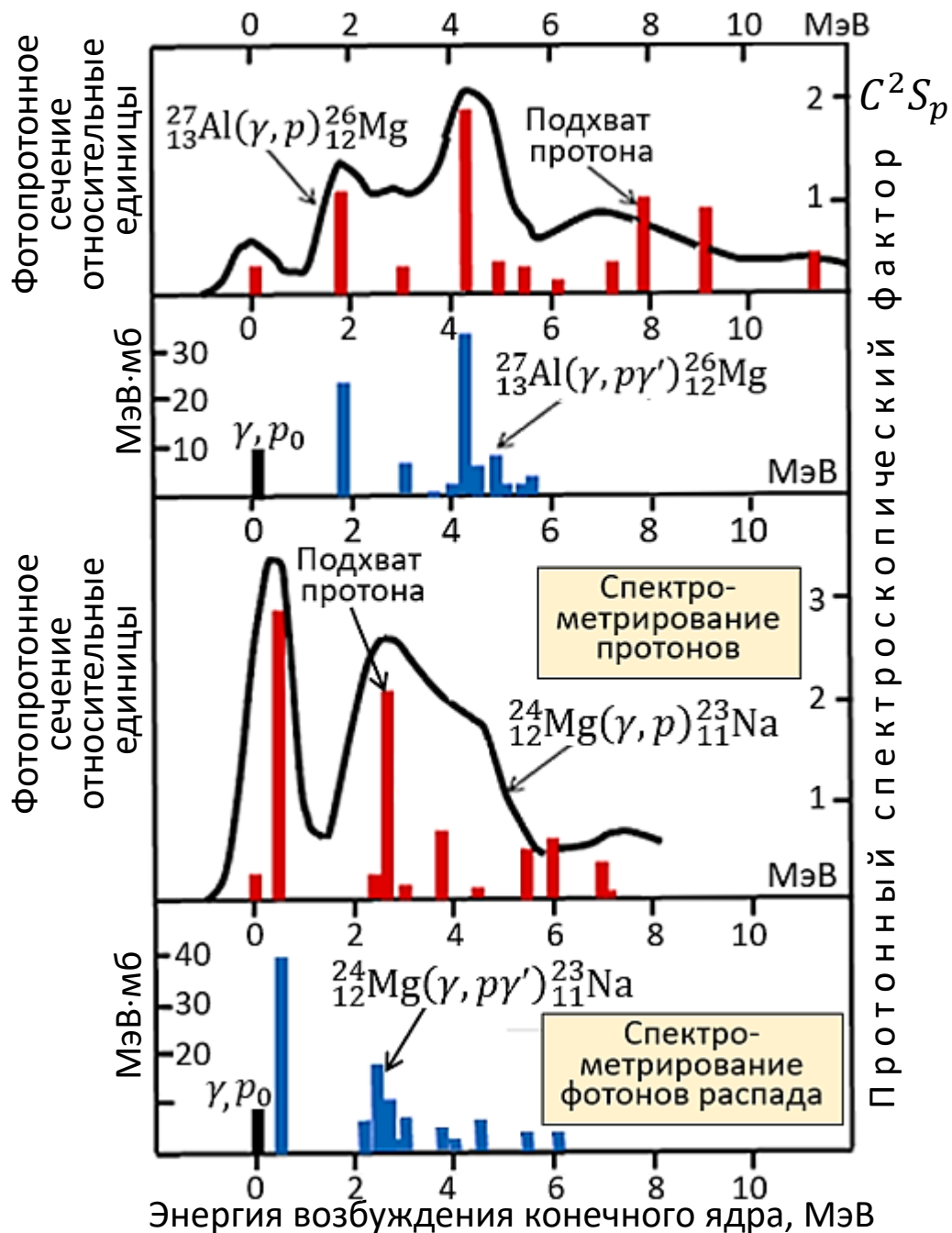


Знание дырочной природы заселяемых при распаде гигантского резонанса уровней позволяет однозначно определить подоболочку, с которой нуклон совершил дипольный переход и вероятность данного конкретного полупрямого перехода. Таким образом, устанавливается оболочечная структура возбуждаемых уровней гигантского резонанса и механизм его распада.

Энергия возбуждения конечного ядра, МэВ



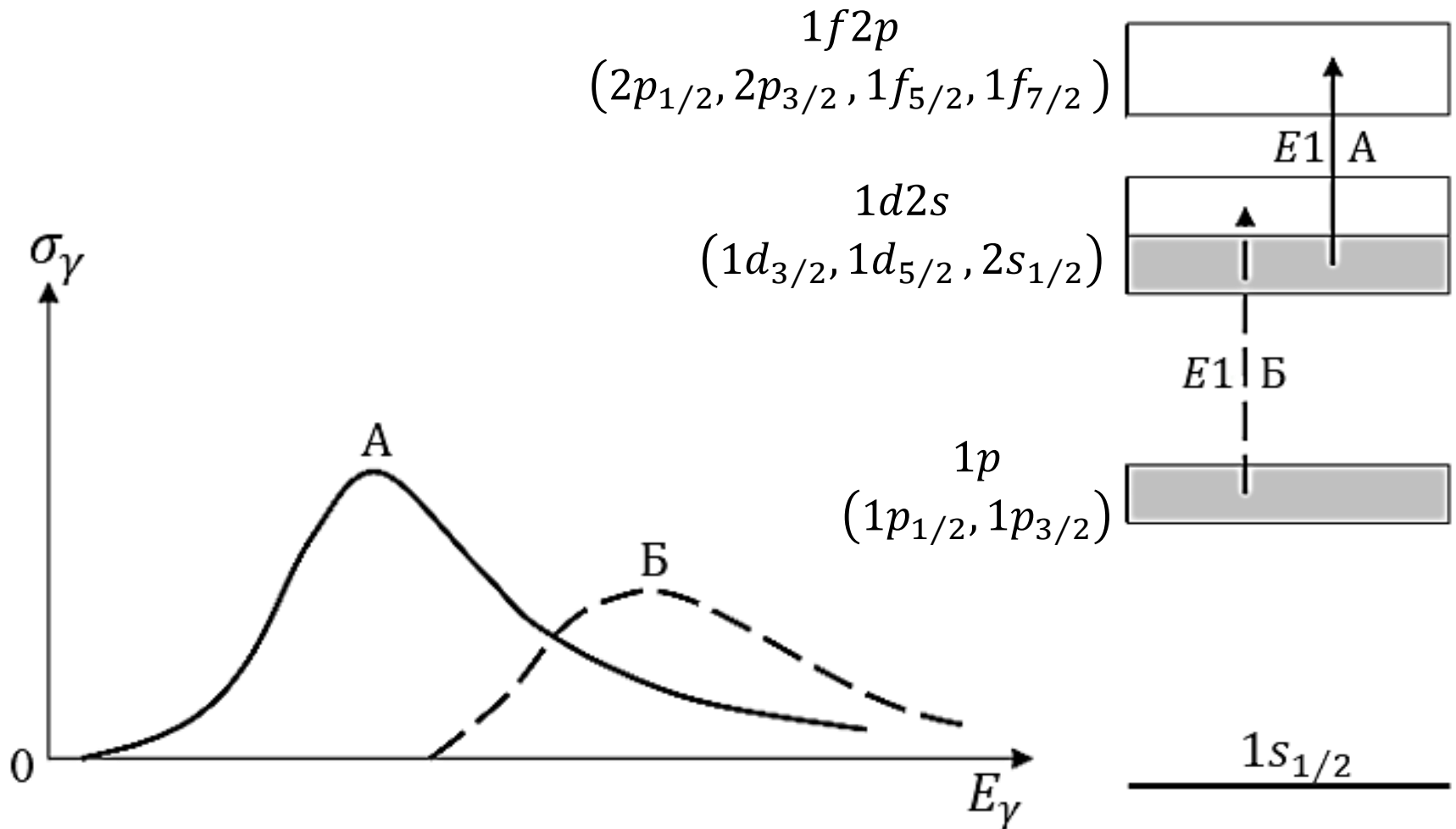
Сравнение сечений заселения уровней конечных ядер с различной энергией в фотопротонной реакции (сплошные кривые) с данными реакций протонного подхвата (их спектроскопическими факторами  $C^2S_p$ ) – столбики. Цвета столбиков показывают подоболочку, где возникла «протонная дырка».



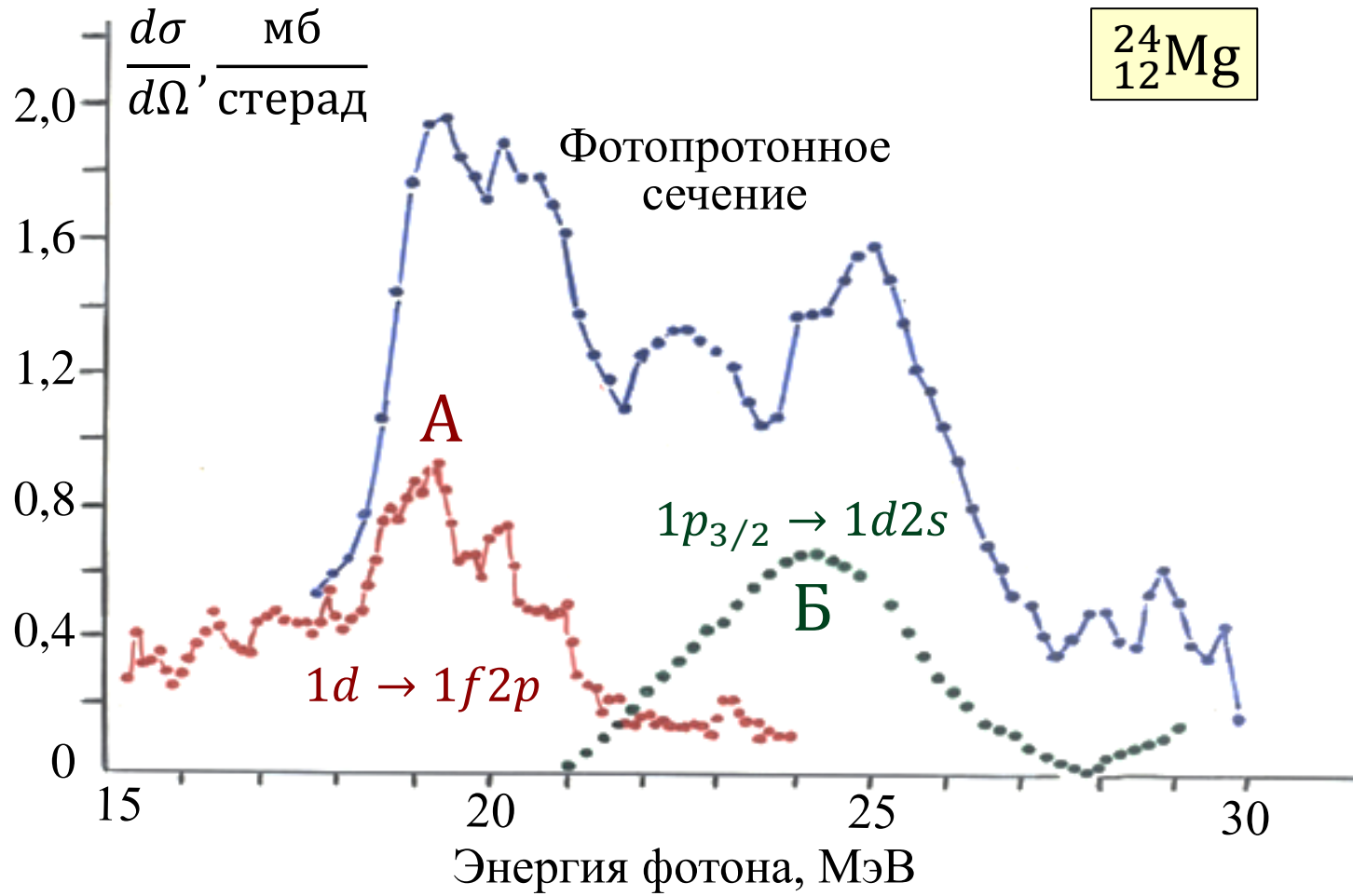
Сравнение для ядер  $^{27}\text{Al}$  и  $^{24}\text{Mg}$  данных реакции  $(\gamma, p)$  – (сплошные кривые) с данными реакции  $(\gamma, p\gamma')$  – (синие столбики). Красные столбики – данные реакции протонного подхвата. Величины этих столбиков равны спектроскопическим факторам  $C^2S_p$ .

# Явление конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса

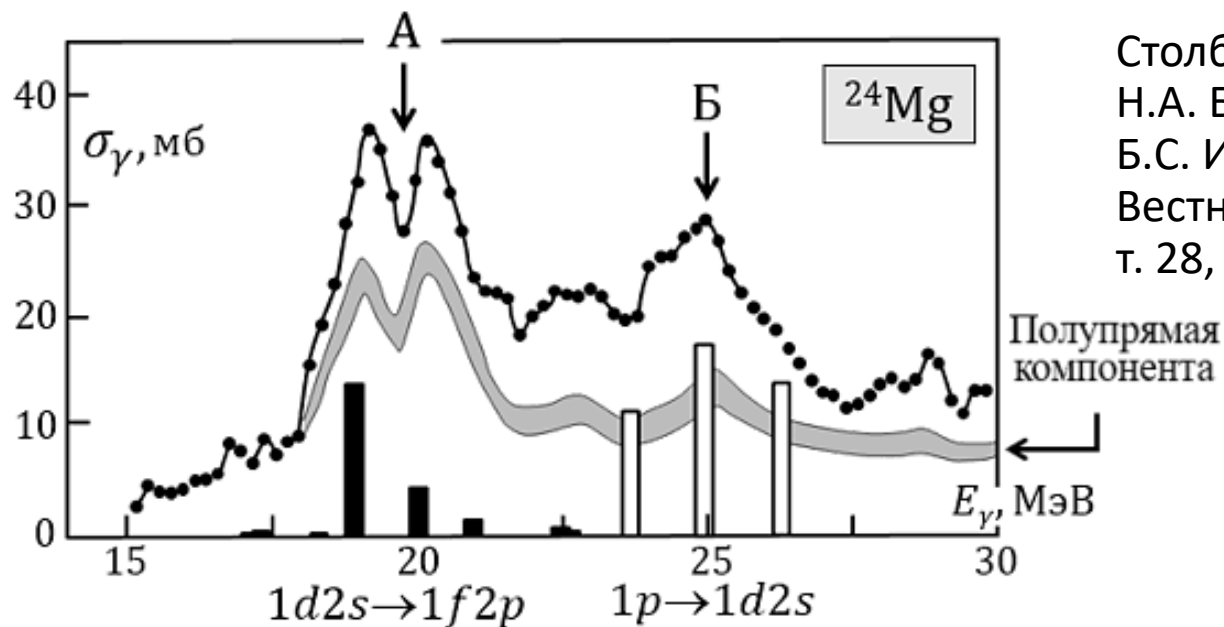
Схема формирования конфигурационного расщепления ГДР  
в ядрах с незаполненной  $1d2s$ -оболочкой (между  $^{16}\text{O}$  и  $^{40}\text{Ca}$ )



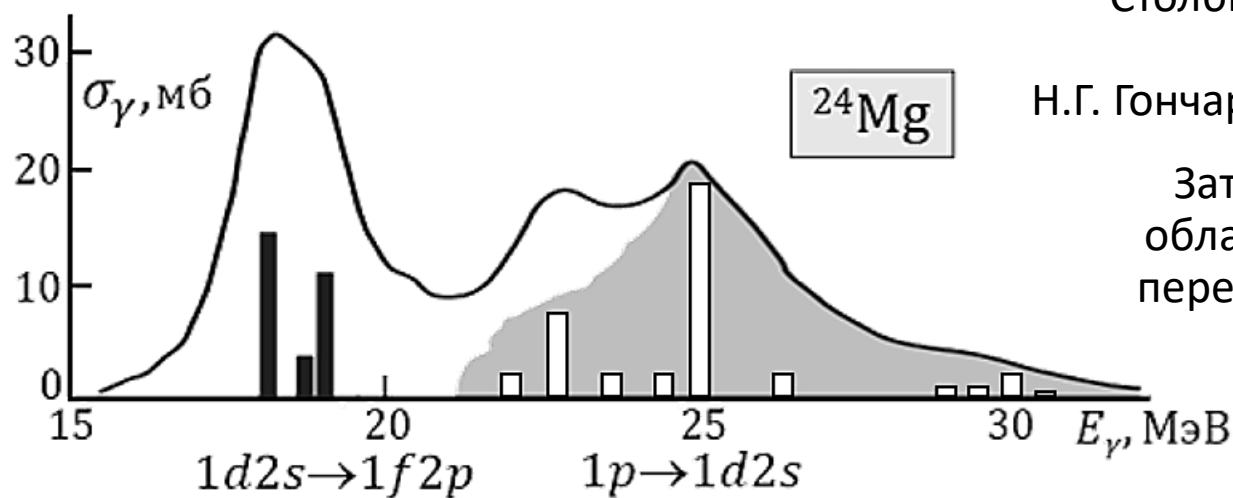
# НИИЯФ МГУ



Точки и полупрямая компонента – эксперимент (И.М. Капитонов, докторская диссертация)



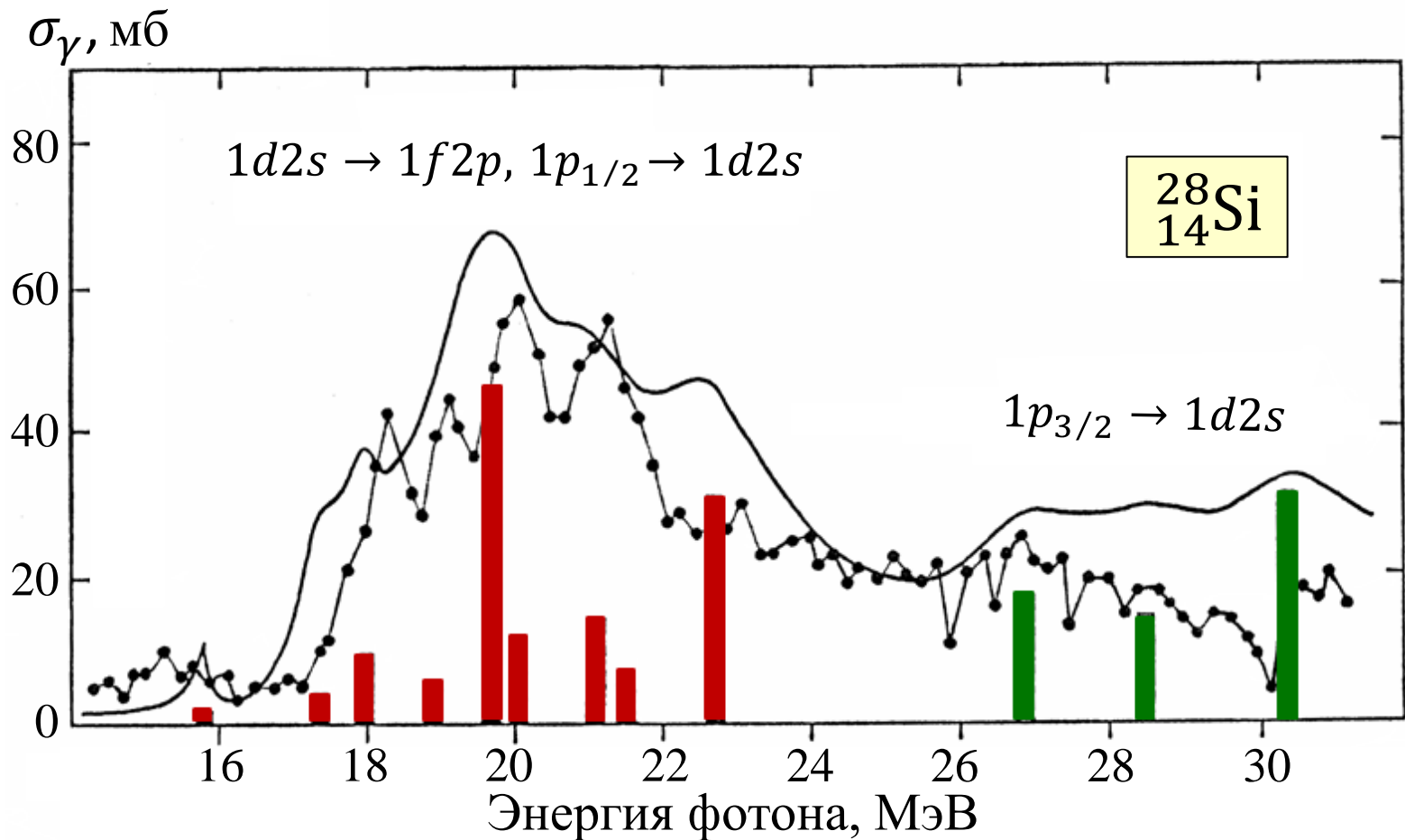
Столбики – расчёт:  
Н.А. Богданова, А.Н. Гальцов,  
Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин.  
Вестник МГУ, физика, астр.,  
т. 28, с. 16 (1987).



Столбики и сплошная линия  
– расчёт:

Н.Г. Гончарова, ЯФ, т. 82, с. 56 (2019).

Затемнённый сектор –  
область, где доминируют  
переходы из  $1p$ -оболочки

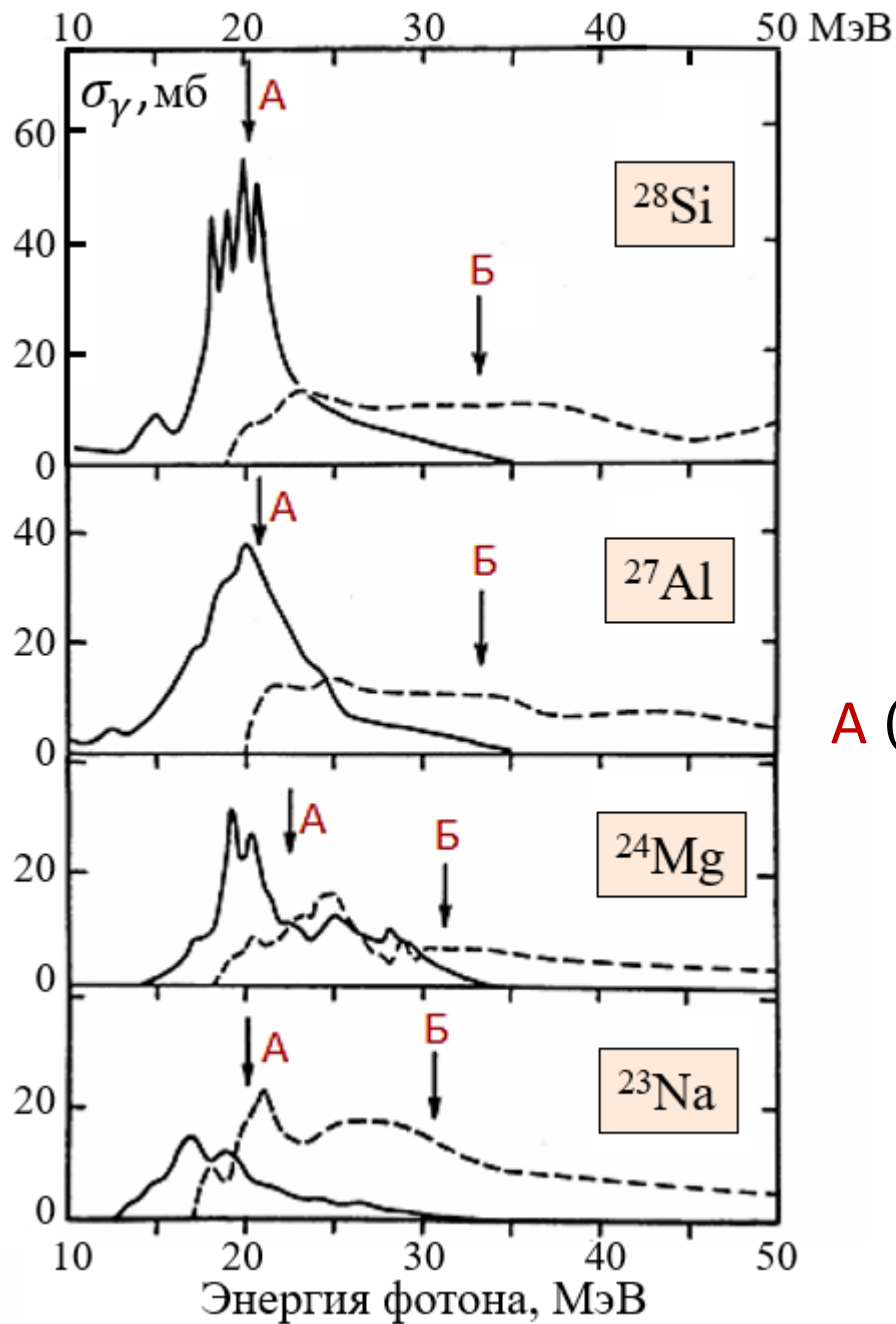


Точки – эксперимент: J. Ahrens et al. Nucl. Phys., v. A251, p. 479 (1975).

Столбики и линия – расчёт:

Б.С. Ишханов, В.Г. Канзюба, В.Н. Орлин. Ядерная физика, т. 40, с. 9 (1984).



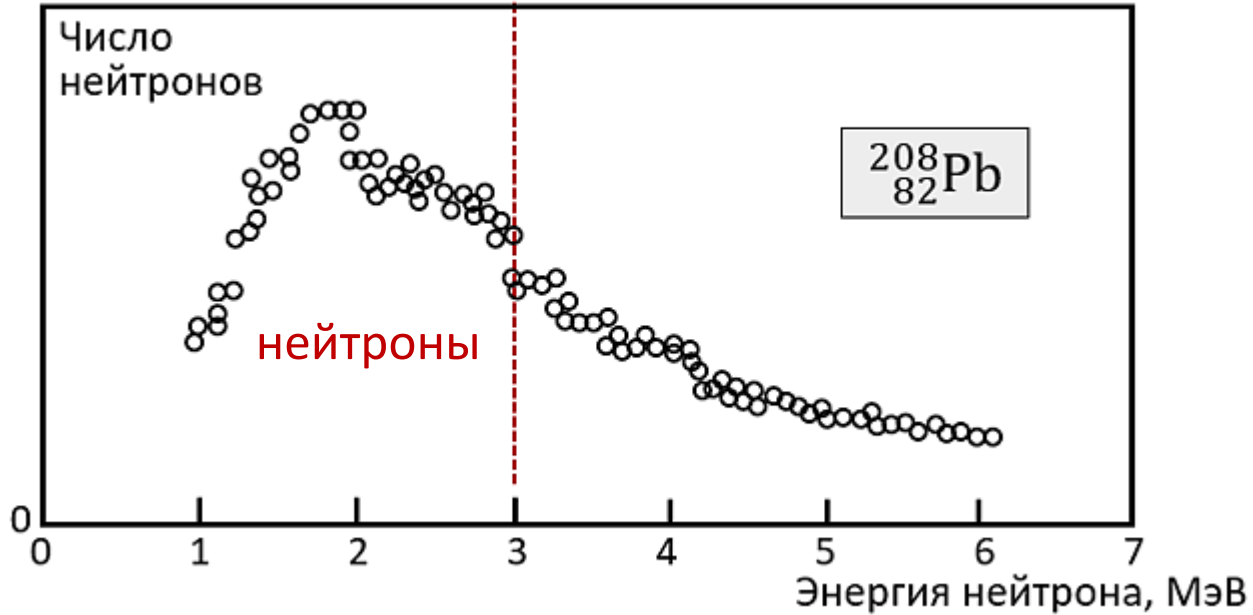
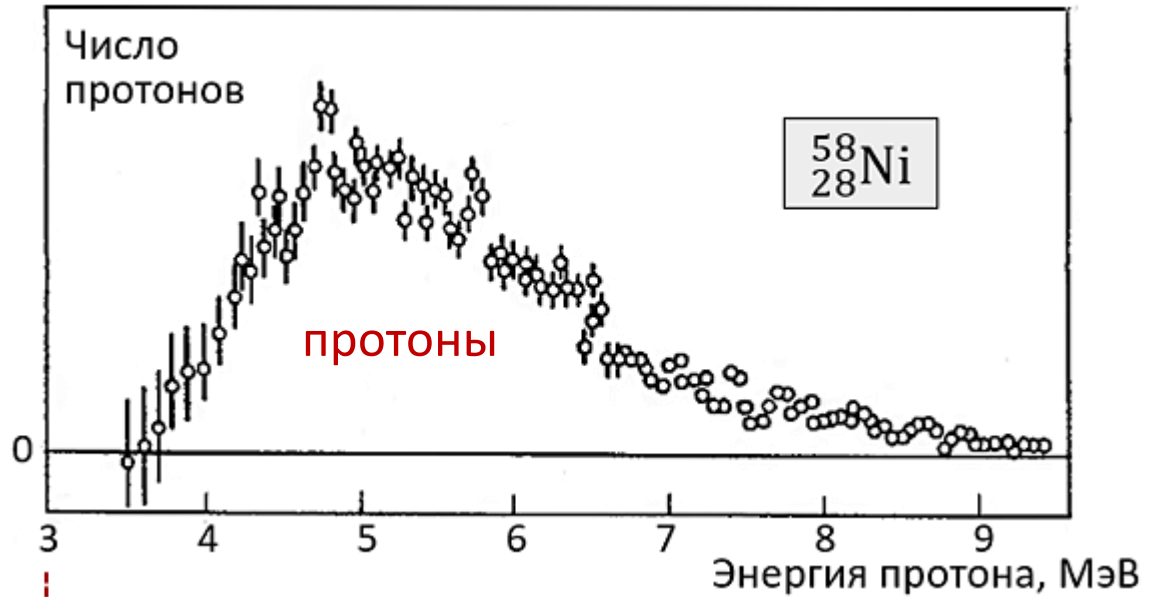


НИИЯФ МГУ

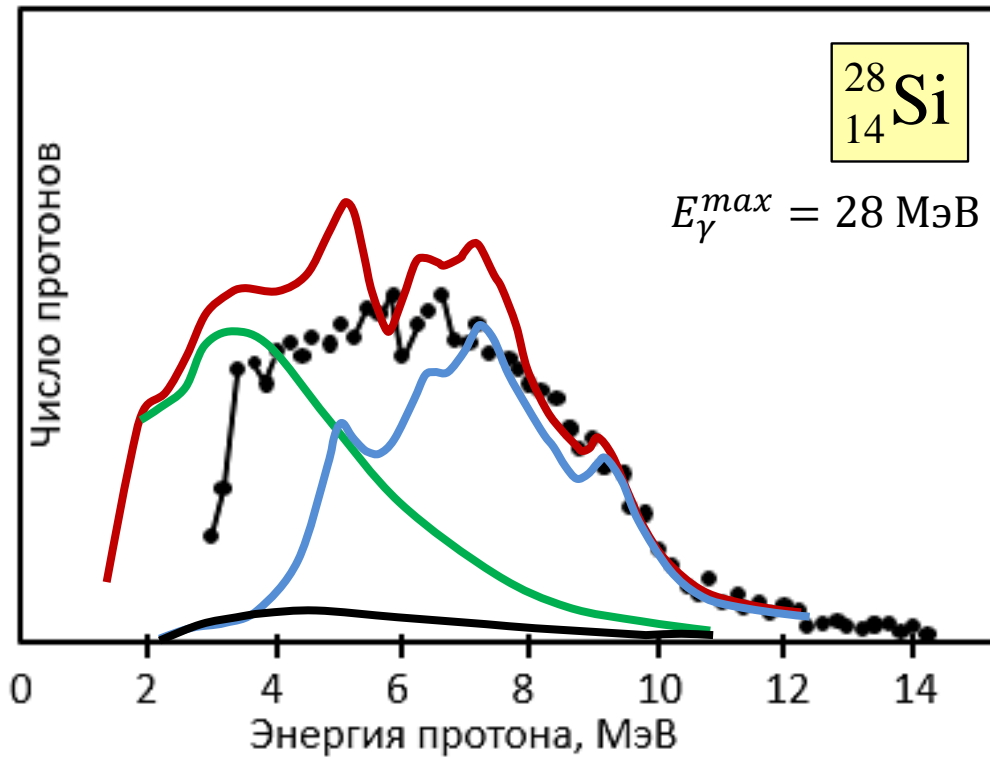
Декомпозиция  
экспериментальных сечений  
фотопоглощения  
на компоненты

**А** ( $1d2s \rightarrow 1f2p$ ) – сплошные линии  
и **Б** ( $1p \rightarrow 1d2s$ ) – пунктир.  
Стрелки указывают центры  
тяжести компонент.

Спектры  
фотонуклонов

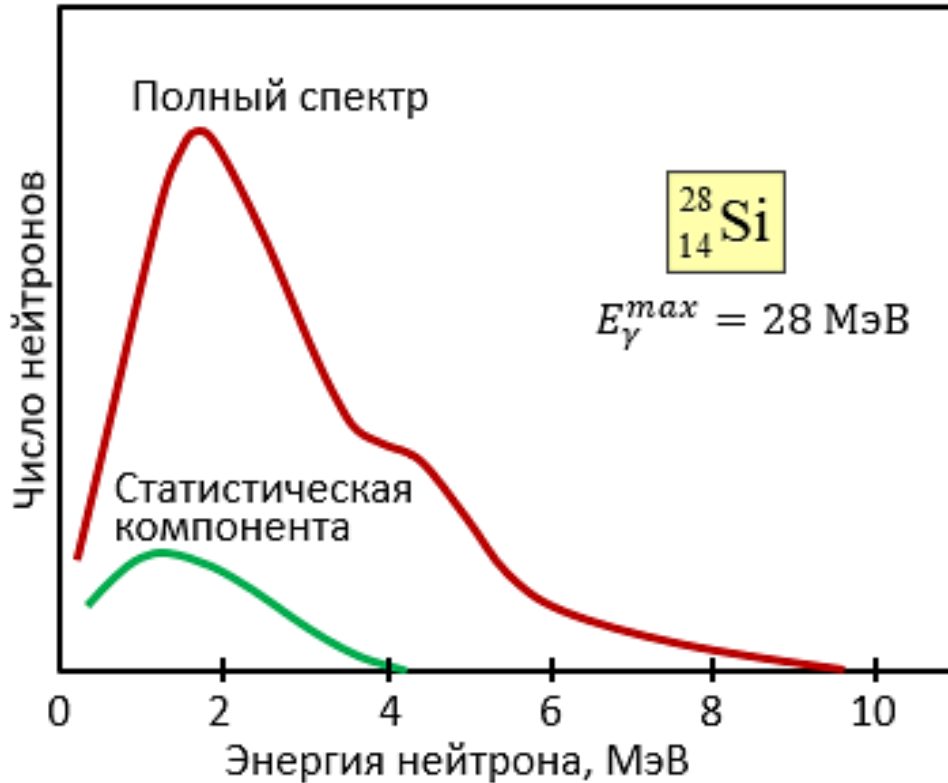


Спектр фотопротонов из ядра  $^{28}\text{Si}$ , измеренный и рассчитанный для тормозных фотонов с верхней границей 28 МэВ



- Теория
- Полный спектр
  - Статистическая компонента
  - Полупрямая компонента
  - Предравновесная компонента
- ..... Эксперимент

Рассчитанный спектр фотонейтронов из ядра  $^{28}\text{Si}$  для тормозных фотонов с верхней границей 28 МэВ



Видно, что большинство нейтронов испускается до достижения ядром равновесия (в основном на полупрямой стадии)

В составном ядре энергия возбуждения распределяется среди всех нуклонов и устанавливается равновесие. Испускание нуклонов из ядра на стадии равновесия напоминает испарение молекул из капли жидкости. Этот процесс можно описать с помощью методов статистической физики и термодинамики (зеленая кривая), вводя понятие ядерной температуры  $\theta$ . Вероятность  $w(E_n)$  испускания нейтронов разных энергий описывается распределением Максвелла:

$$w(E_n) = \text{const} \frac{E_n}{\theta^2} e^{-\frac{E_n}{\theta}},$$

где  $\theta = \sqrt{\frac{E_{\gamma} - B_n}{a}}$  и  $a = \frac{A}{15} \text{ МэВ}^{-1}$  и  $A$  — массовое число.

Факторы, формирующие ширину  $\Gamma_{\Delta}$  полосы  $E1$ -поглощения, т.е. интервал группировки основных  $E1$ -переходов:

1. Расщепление  $E1$ -переходов из одной оболочки ( $\Delta E_1$ ), т.е. затухание Ландау.
2. Расщепление  $E1$ -переходов из разных (как правило двух) оболочек – конфигурационное расщепление ( $\Delta E_2$ ).
3.  $E1$ -расщепление, связанное с деформацией (несферичностью) ядра в основном состоянии, т.е. с эффектом Даноса-Окамото ( $\Delta E_3$ ).
4.  $E1$ -расщепление, связанное со спецификой квантового числа изоспина (изоспиновое расщепление)  $\Delta E_4$ .

