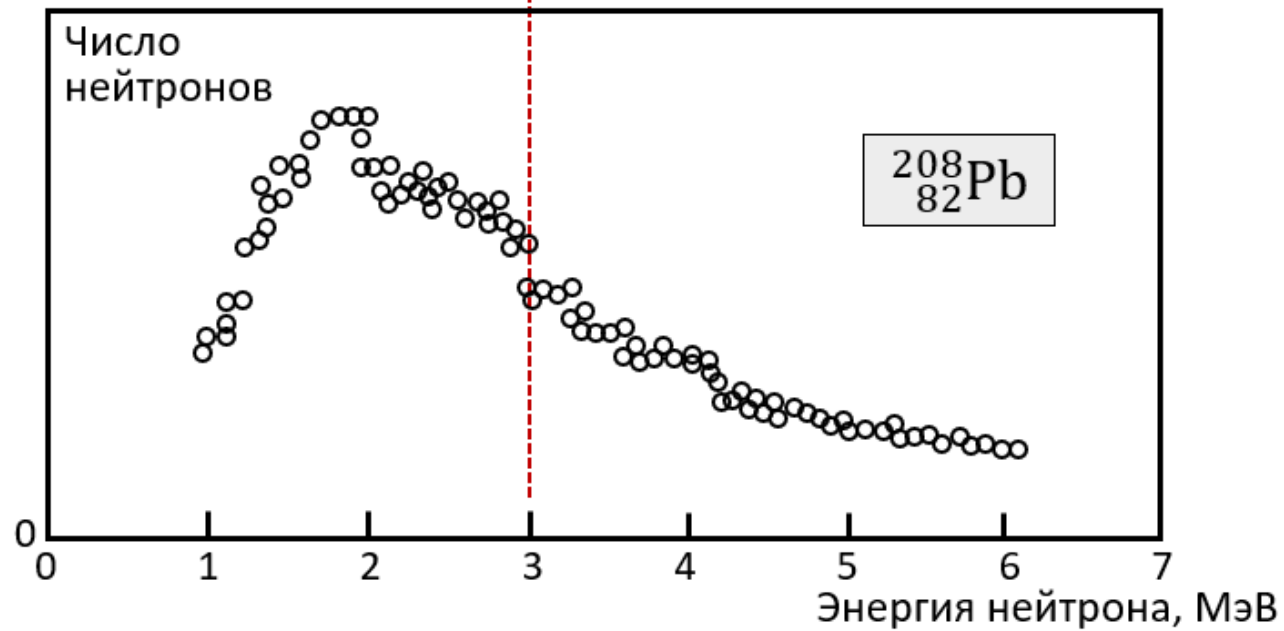
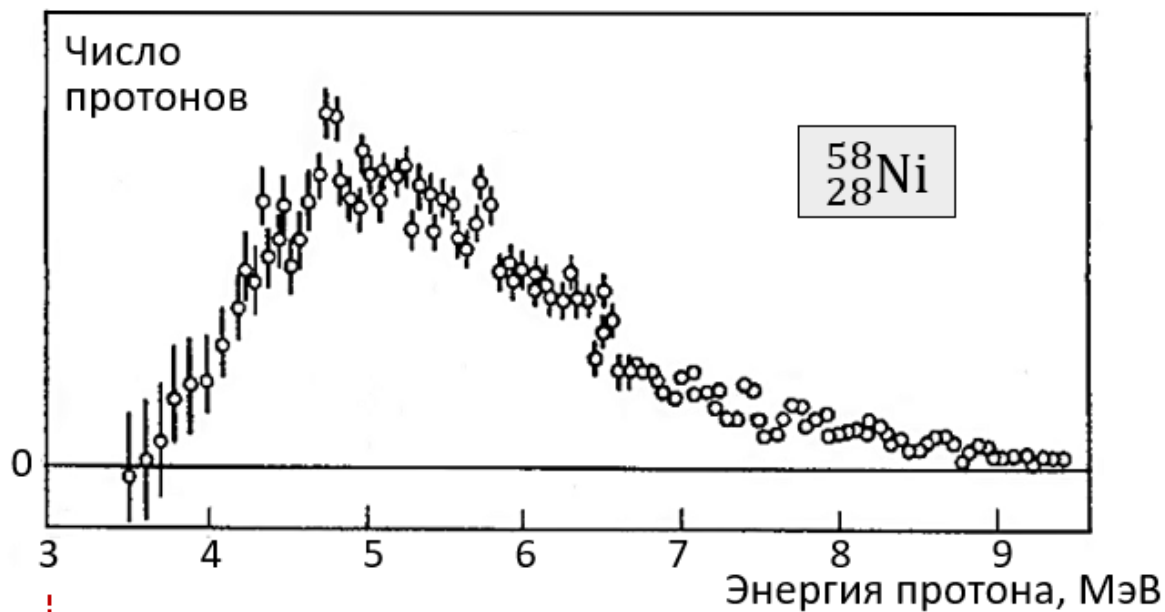
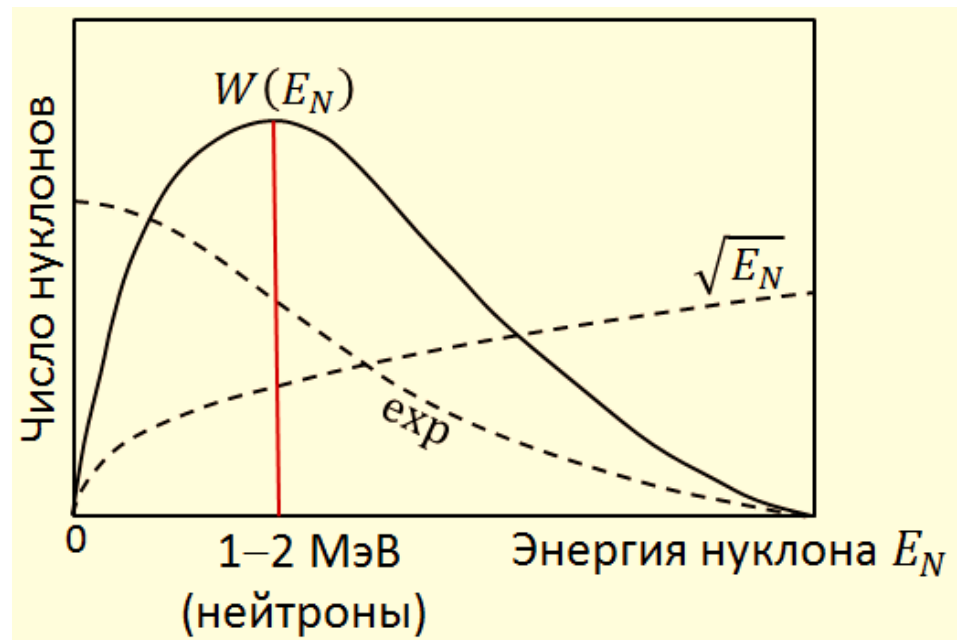
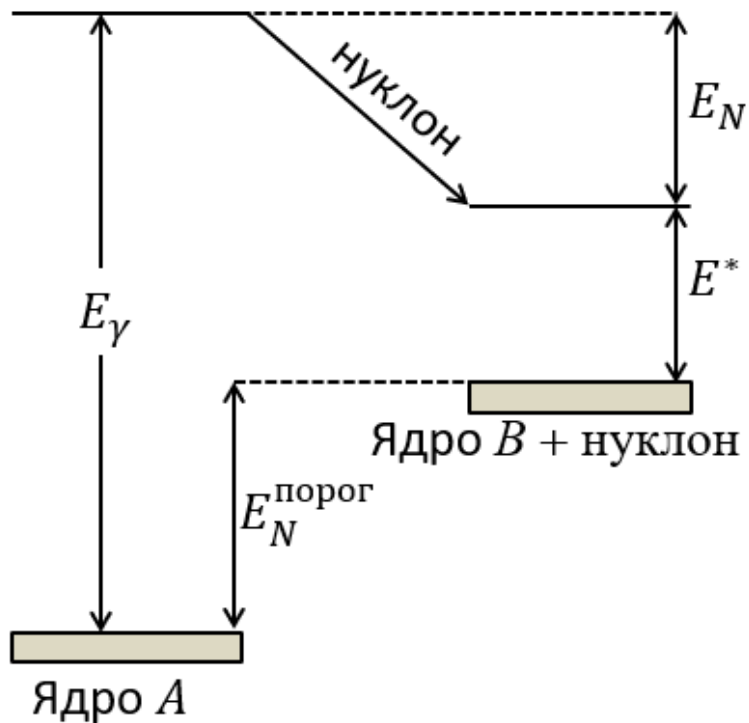


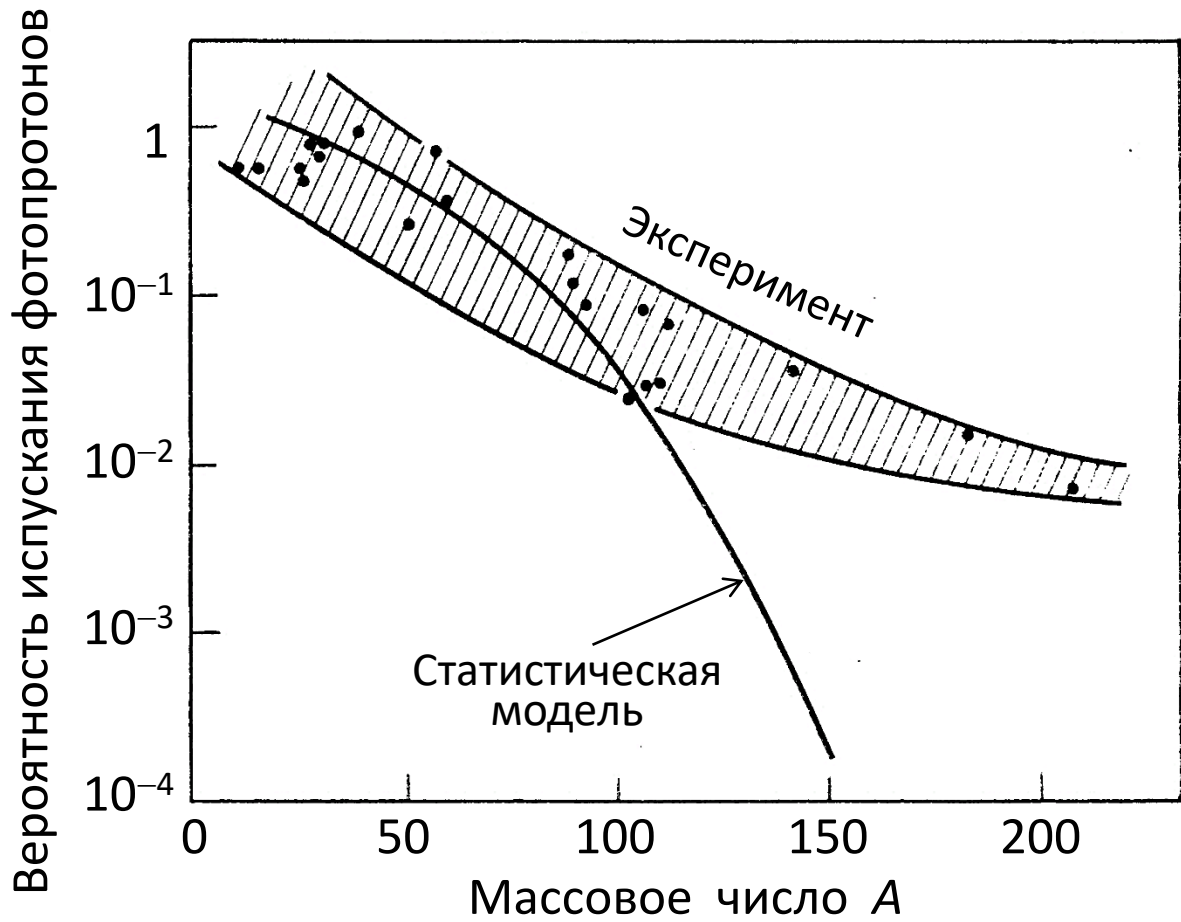
Спектры
фотонуклонов





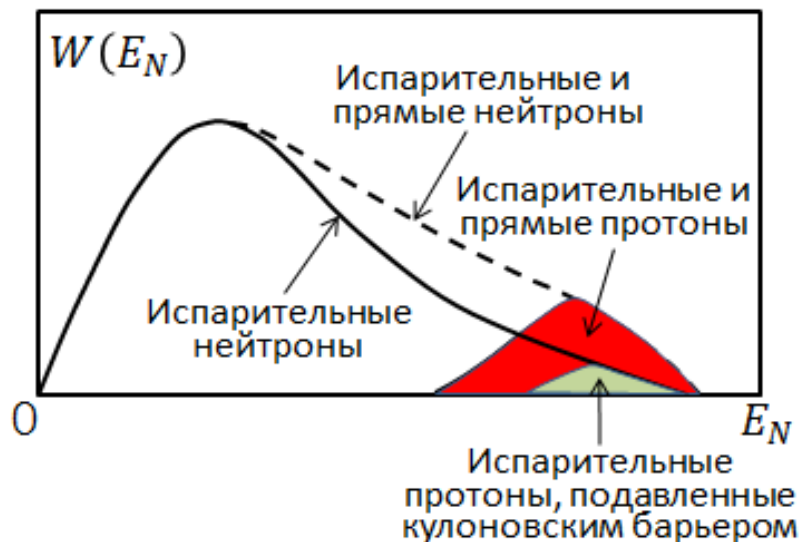
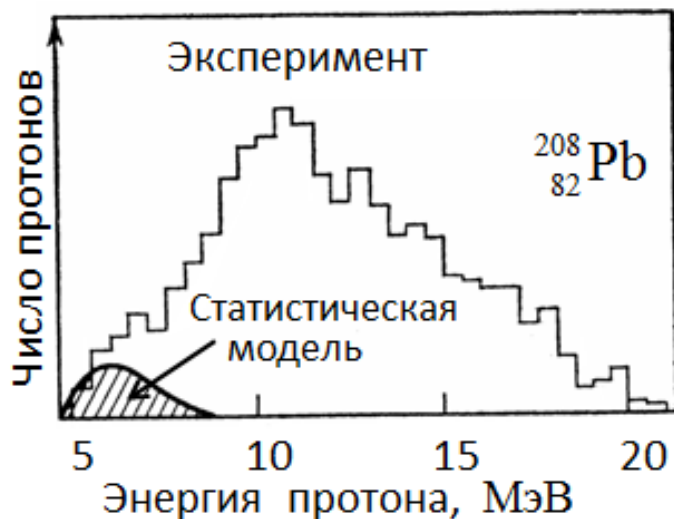
Для протонов нужно учесть проницаемость кулоновского барьера, высота которого $V_{\text{кул}} = \frac{e^2 Z}{R} \approx 1,4 \frac{Z}{A^{1/3}}$ МэВ и максимум в спектре смещается к более высокой энергии, (в интервале от половины до одной трети высоты барьера).

Вероятность испускания фотопротонов для ядер различной массы



Формирование энергетического спектра фотопротонов в тяжелом ядре

Энергетический спектр фотопротонов



Экспериментальный фотопротонный спектр и их выход в средних и тяжелых ядрах можно объяснить лишь с учетом значительного вклада прямых протонов, т.е. с учетом прямого механизма реакции, когда энергия фотона передается одному нуклону и он, не успев обменяться ею с другими нуклонами, вылетает из ядра с большой энергией.

Для рассмотрения прямого механизма реакции нужно использовать микроскопическую модель ядра, в которой, в отличие от коллективных моделей, рассматривается поведение отдельных нуклонов.

Самой простой и распространенной микроскопической моделью ядра является модель ядерных оболочек.

Применение модели оболочек к Гигантскому Дипольному Резонансу

Гамильтониан ядра:

$$\hat{H} = \sum_{\alpha=1}^A \frac{\hat{p}_{\alpha}^2}{2M_{\alpha}} + \sum_{\alpha < \beta} \hat{W}_{\alpha\beta} \approx \sum_{\alpha=1}^A \hat{h}_{\alpha} = \sum_{\alpha=1}^A \left(\frac{\hat{p}_{\alpha}^2}{2M_{\alpha}} + \hat{V}_{\alpha} \right) = \hat{H}_0$$

Одночастичная модель оболочек

$\hat{V}_{\alpha} \equiv V(r)$ — центральный потенциал
одинаковый для всех нуклонов

$$V(r) = -V_0 + \frac{1}{2} M \omega^2 r^2 -$$

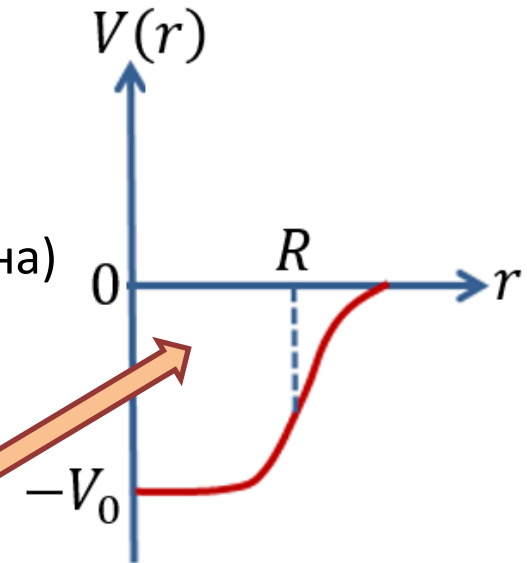
гармонический осциллятор
(M — масса нуклона)

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{при } r < R \\ \infty & \text{при } r \geq R \end{cases} -$$

прямоугольная яма

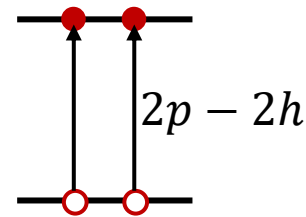
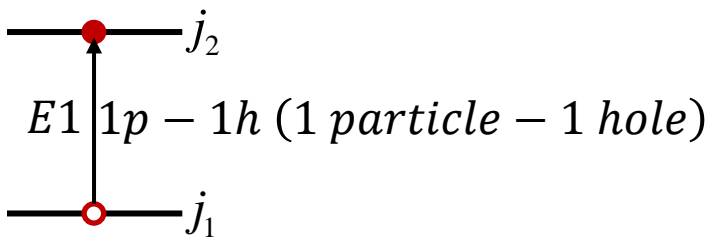
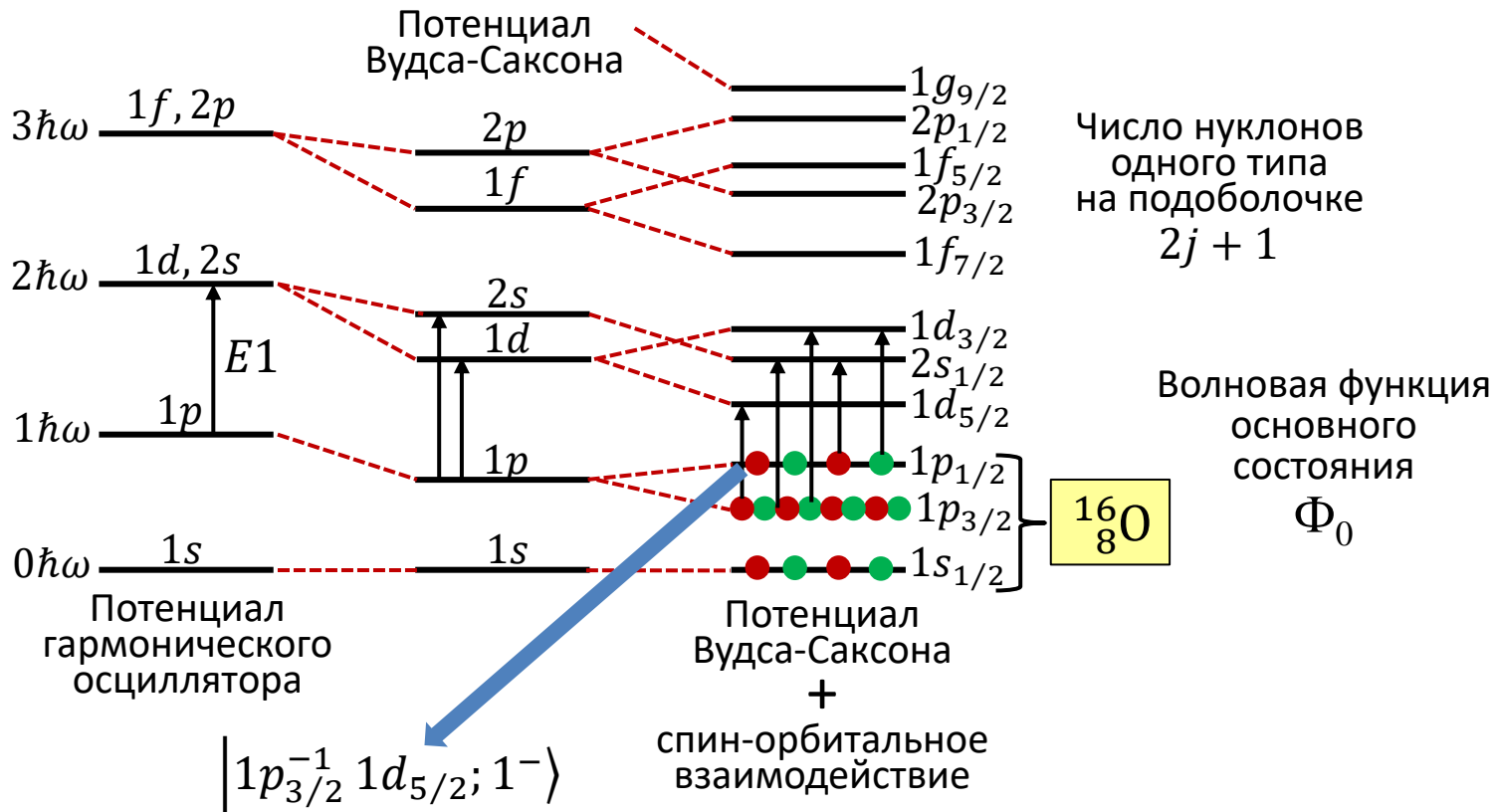
Потенциал Вудса-Саксона:

$$V(r) = -V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}$$



Спин-орбитальные силы:

$$V = V(r) + V_{ls} \vec{l} \cdot \vec{s}$$



Волновая функция i -го возбуждения $1p - 1h$

$$\Phi_i \equiv |j_1^{-1} j_2; J^P\rangle$$

Волновая функция основного состояния Φ_0

Правила отбора для $E1$ -переходов:

$$j_f = j_i, j_i \pm 1 \quad \text{или} \quad |\Delta j| = 0, 1$$

$$l_f = l_i \pm 1 \quad \text{или} \quad |\Delta l| = 1$$

Оценка энергии $E1$ -резонанса в одночастичной модели оболочек (ОМО)

Рассмотрим осцилляторный ядерный потенциал:

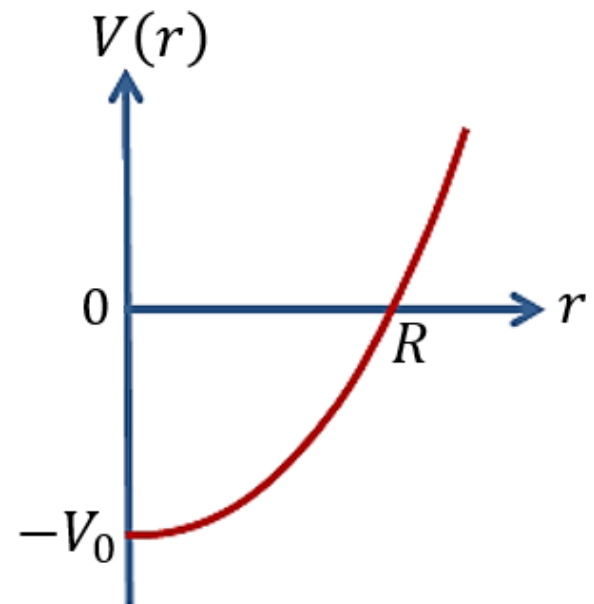
$$V(r) = -V_0 + \frac{1}{2} M \omega^2 r^2$$

$$V(R) = 0; \quad \omega = \sqrt{\frac{2V_0}{MR^2}}$$

Энергия $E1$ -резонанса:

$$E_{max}(E1) = \hbar \omega = \hbar \sqrt{\frac{2V_0}{MR^2}} \approx 42 \cdot A^{-1/3} \text{ МэВ}$$

при $V_0 \approx 30 \text{ МэВ}$



Для $^{208}_{82}\text{Pb}$ получаем $E_m(E1) \approx 7 \text{ МэВ}$. Эксперимент даёт 13 МэВ.

Расчёт сечения фотопоглощения σ_γ в одночастичной модели оболочек

1. Из уравнения Шредингера $\hat{h}_\alpha \varphi_n(\alpha) = \varepsilon_n \varphi_n(\alpha)$ находят φ_n и ε_n для отдельных нуклонов и получают волновые функции ядра Φ и их энергии E :

Детерминант Слэтера

$$\Phi(1, 2, \dots, A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \varphi_k(1) & \varphi_l(1) & \dots & \varphi_m(1) \\ \varphi_k(2) & \varphi_l(2) & \dots & \varphi_m(2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \varphi_k(A) & \varphi_l(A) & \dots & \varphi_m(A) \end{vmatrix}$$

Энергия ядра

$$E = \sum_{\alpha} \varepsilon_{\alpha}$$

k, l, ..., m – индексы состояний, в которых нуклоны находятся на подоболочках

2. Из набора $\{\Phi\}$ выбирают Φ_i , удовлетворяющие правилам отбора для $E1$ -переходов.

3. Вычисляют матричные элементы $\langle \Phi_i | \vec{\mathcal{D}} | \Phi_0 \rangle$,
где $\vec{\mathcal{D}}$ – электрический дипольный момент ядра.

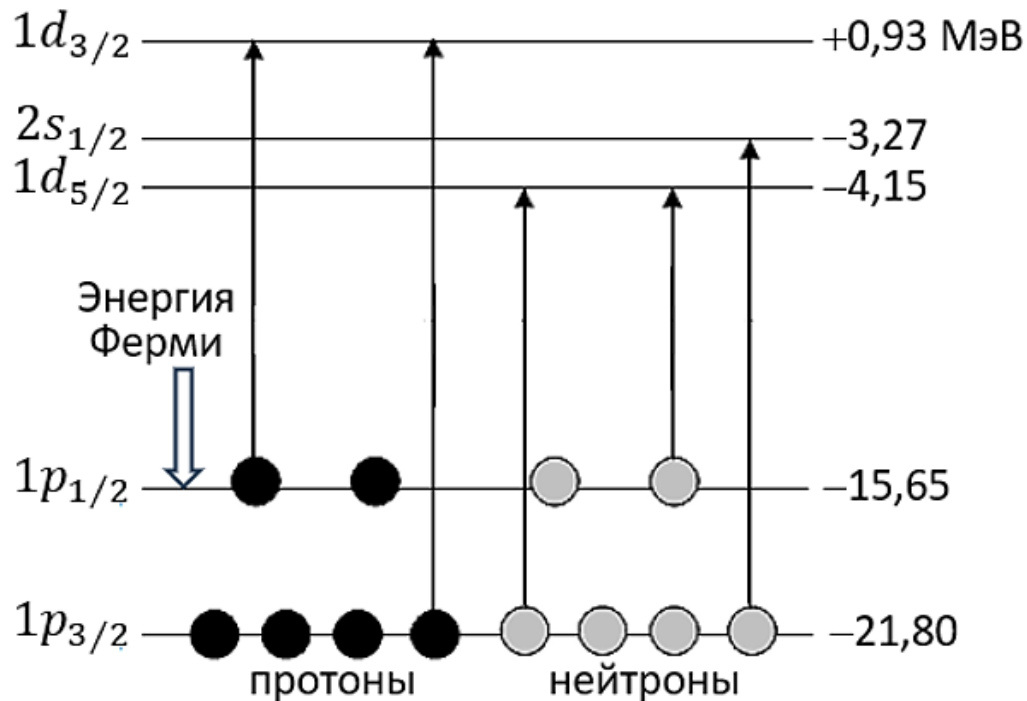
4. Вычисляют эффективное сечение для каждого перехода $\Phi_0 \xrightarrow{E1} \Phi_i$:

$$\sigma_i dE = \frac{4\pi^2}{\hbar c} (E_i - E_0) |\langle i | \mathcal{D}_z | 0 \rangle|^2$$

Если, например, вектор поляризации э.-м. поля направлен вдоль оси z

Энергии и вероятности $E1$ -переходов в ядре $^{16}_8\text{O}$, рассчитанные в рамках одночастичной модели оболочек

Переход	Энергия, МэВ	Дипольная сила, %
$1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$	17,65	50,6
$1p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$	18,53	11,7
$1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$	22,73	7,2
$1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$	16,58	26,6
$1p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$	12,28	3,9

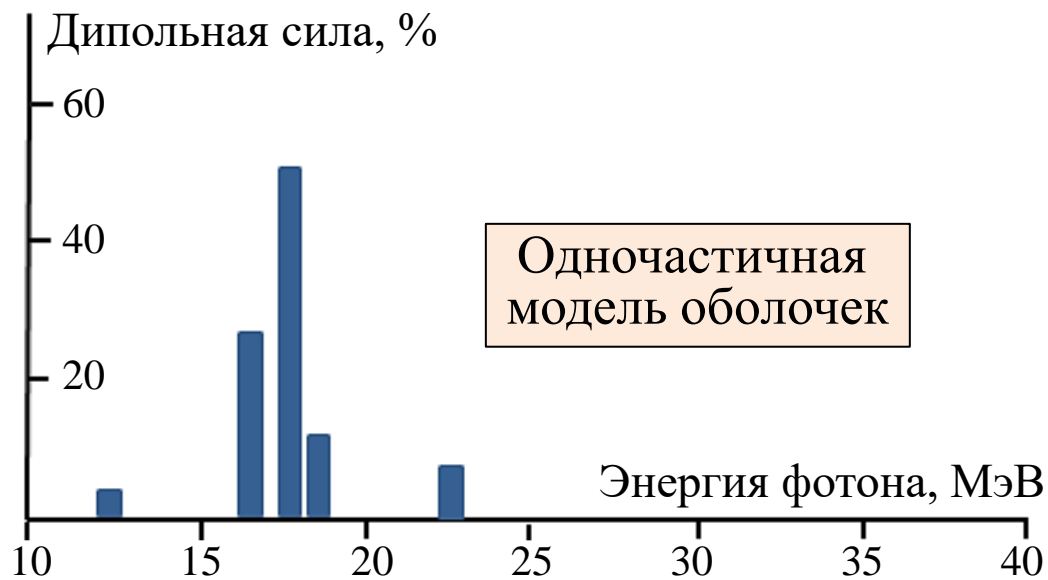
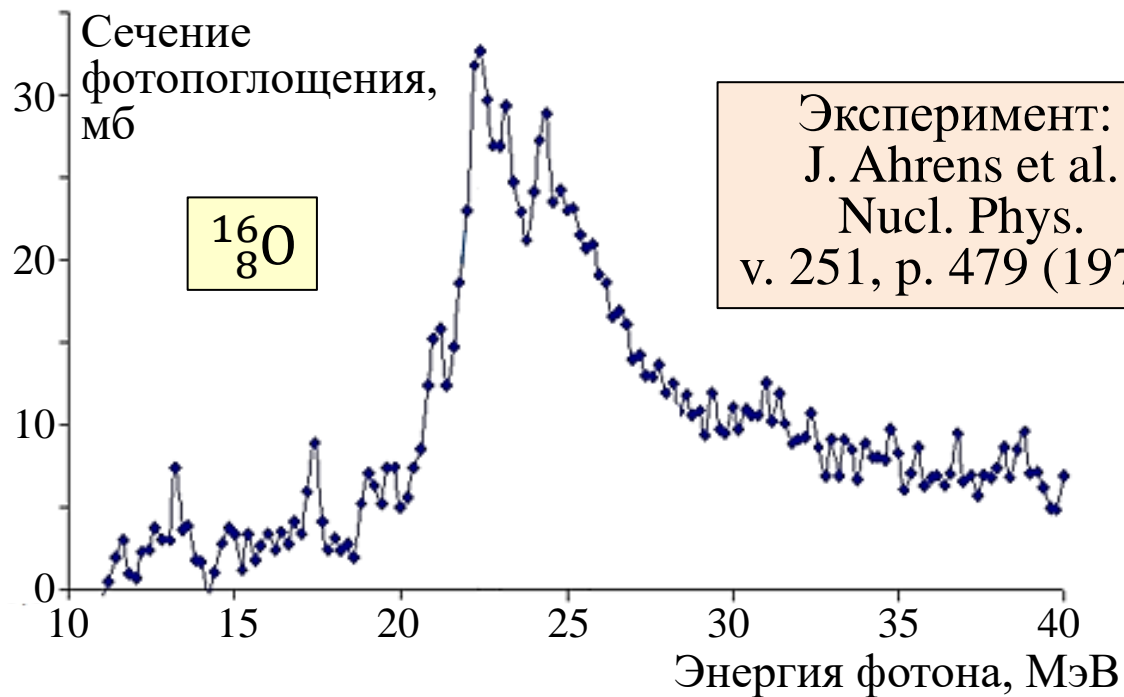


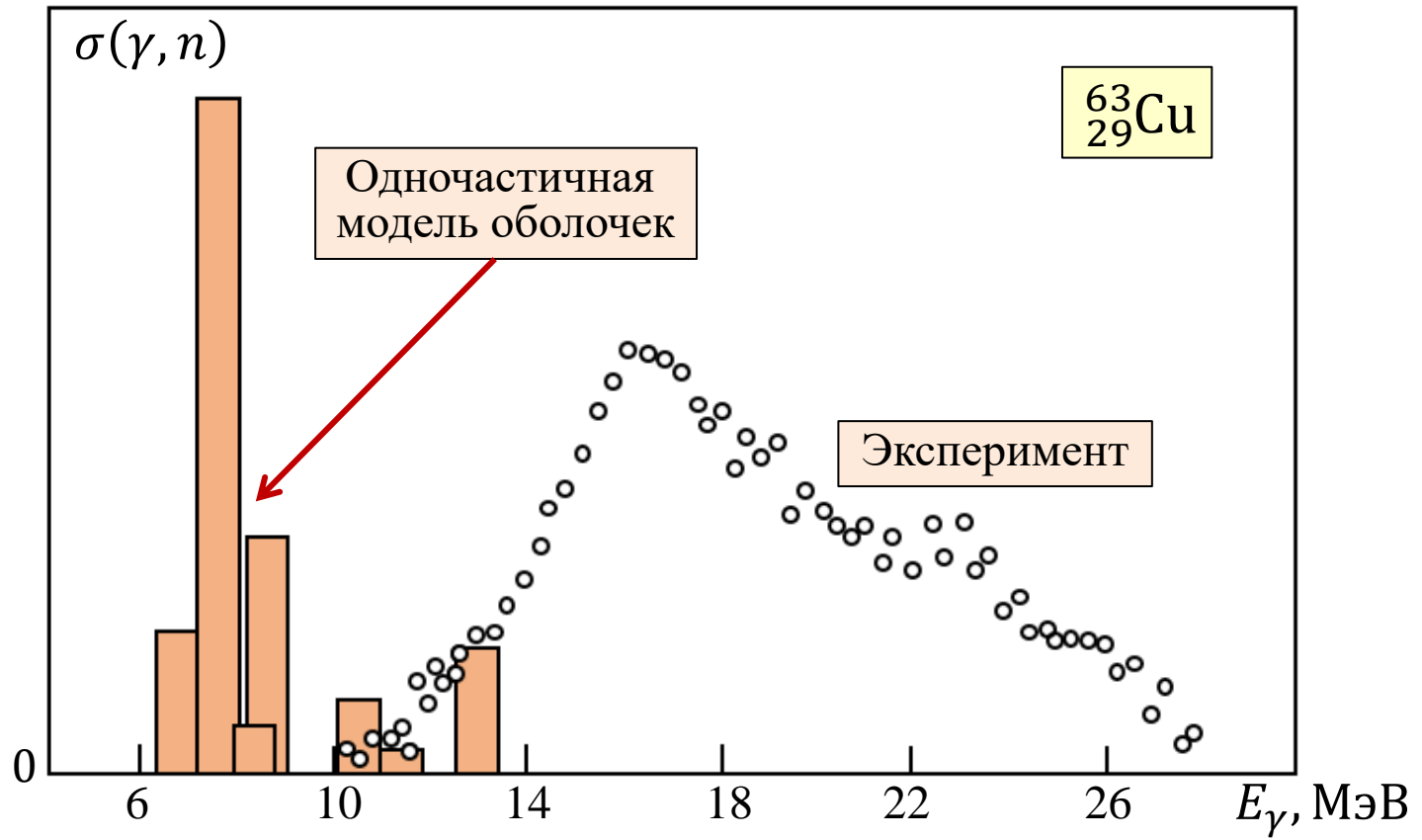
Дипольная сила перехода:

$$\sigma_i dE = \frac{4\pi^2}{\hbar c} (E_i - E_0) |\langle i | \mathcal{D}_z | 0 \rangle|^2$$

$$\mathcal{D}_z = \sum_{\alpha=1}^A \varepsilon_{\alpha} Z_{\alpha}$$

$$\varepsilon_p = \frac{eN}{A}; \quad \varepsilon_n = -\frac{eZ}{A}$$





$$E_{max}(\text{ОМО}) = \hbar\omega = \hbar \sqrt{\frac{2V_0}{MR^2}} \approx 42 \cdot A^{-1/3} \text{МэВ}$$

$$E_{max}^{\text{ГДР}}(\text{эксперимент}) \approx 75 \cdot A^{-1/3} \text{МэВ}$$

Многочастичная модель оболочек (ММО)

$$\hat{H} = \sum_{\alpha=1}^A \frac{\hat{p}_{\alpha}^2}{2M_{\alpha}} + \sum_{\alpha < \beta} \hat{W}_{\alpha\beta} = \sum_{\alpha=1}^A \underbrace{\left(\frac{\hat{p}_{\alpha}^2}{2M_{\alpha}} + \hat{V}_{\alpha} \right)}_{\hat{h}_{\alpha}} + \underbrace{\sum_{\alpha < \beta} \hat{v}_{\alpha\beta}}_{\text{остаточное взаимодействие } v} = \sum_{\alpha=1}^A \hat{h}_{\alpha} + v = \underbrace{\hat{H}_0}_{\text{ОМО}} + v = \underbrace{\hat{H}_0 + v}_{\text{ММО}}$$

Уравнение Шредингера $\hat{H}\psi_n = E_n\psi_n$; $\psi_n = \sum_k a_k^n \Phi_k$ — Разложение по полному набору $\{\Phi_k\}$ собственных функций \hat{H}_0

$$\int \Phi_i^* \hat{H} \sum_k a_k^n \Phi_k dv = E_n \int \Phi_i^* \sum_k a_k^n \Phi_k dv; \quad \sum_k \langle \Phi_i | \hat{H} | \Phi_k \rangle a_k^n = E_n a_i^n; \quad \langle \Phi_i | \hat{H} | \Phi_k \rangle \equiv H_{ik}$$

$$\sum_k H_{ik} a_k^n = E_n a_i^n$$

т.е. получаем систему линейных уравнений относительно a_i^n .
 E_n находят диагонализацией матрицы H_{ik} .

Из набора $\{\Phi_k\}$ оставляют лишь те, которые отвечают $E1$ -возбуждениям, причём ограничиваются $1p1h$ -возбуждениями: $\Phi_k \equiv |j_1^{-1} j_2; J^P\rangle$ и полагают $\psi_0 \equiv \Phi_0$.

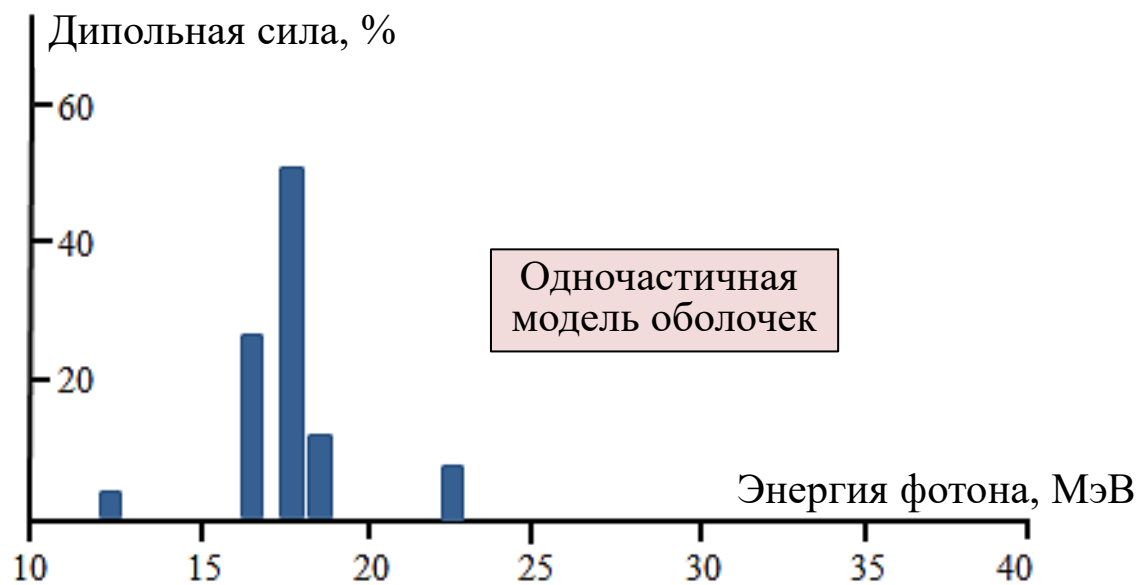
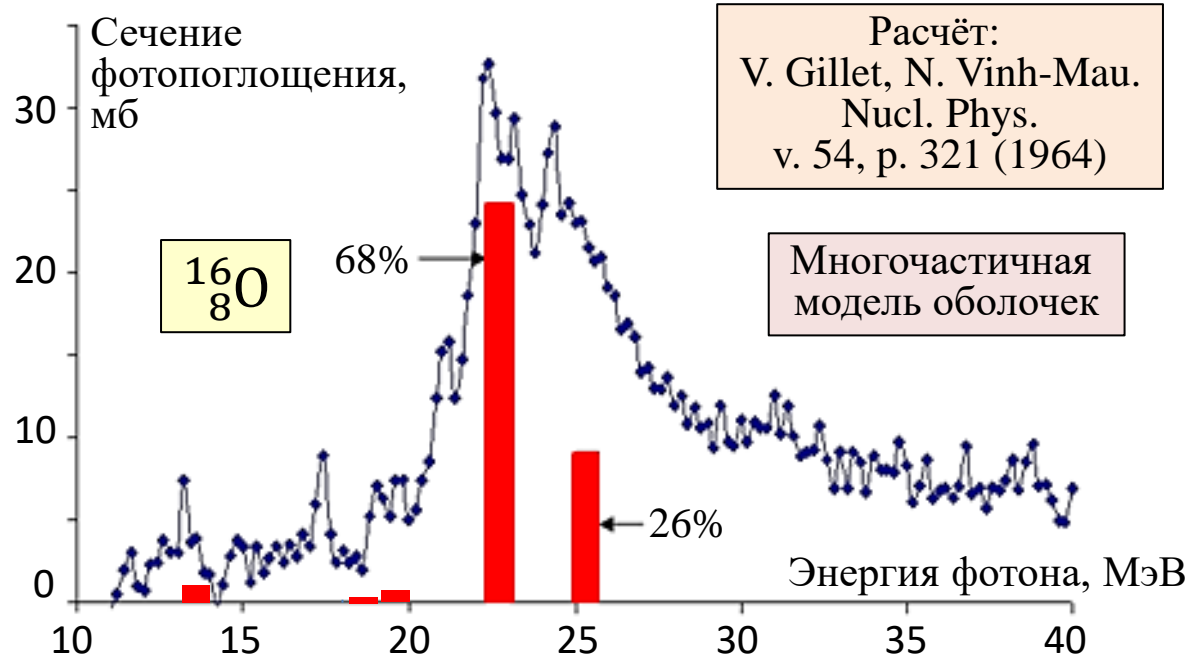
Задача нахождения ψ_n , т. е. коэффициентов a_i^n решается так: имеем $\sum_k H_{ik} a_k^n = E_n a_i^n$.

$$\text{или } \sum_k [\langle \Phi_i | \hat{H}_0 | \Phi_k \rangle + \langle \Phi_i | v | \Phi_k \rangle] \cdot a_k^n = E_n a_i^n \Rightarrow E_i^0 a_i^n + \sum_k \langle \Phi_i | v | \Phi_k \rangle a_k^n = E_n a_i^n$$

и получаем, так называемое, секулярное уравнение:

$$a_i^n = \frac{1}{E_n - E_i^0} \sum_k \langle \Phi_i | v | \Phi_k \rangle a_k^n$$

E_i^0 — энергии состояний ядра в ОМО

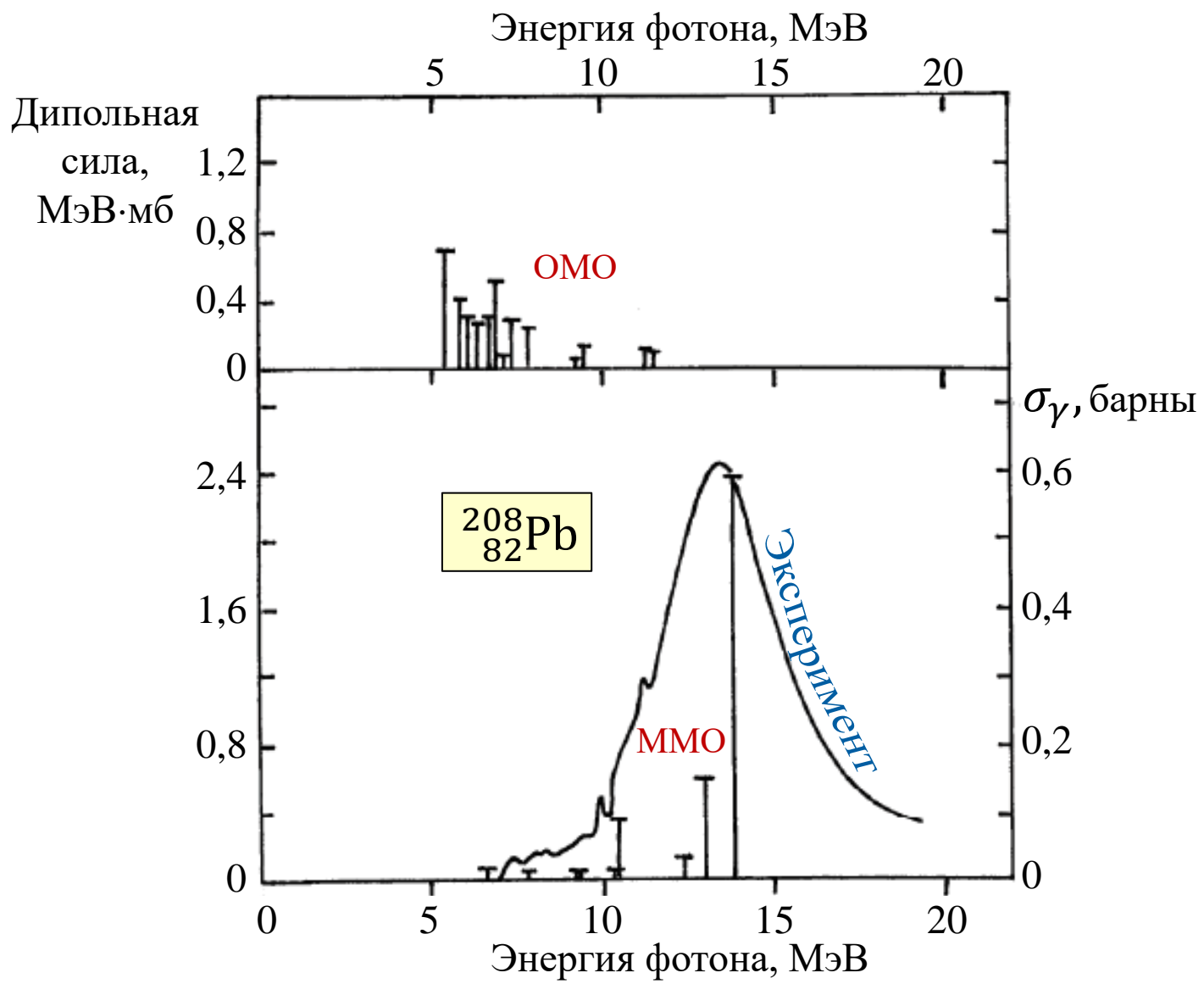


Волновые функции состояний ГДР ядра ^{16}O в многочастичной модели оболочек
 (Gillet V., Vinh-Mau N. Phys. Rev. v. 54, p. 321 (1964))

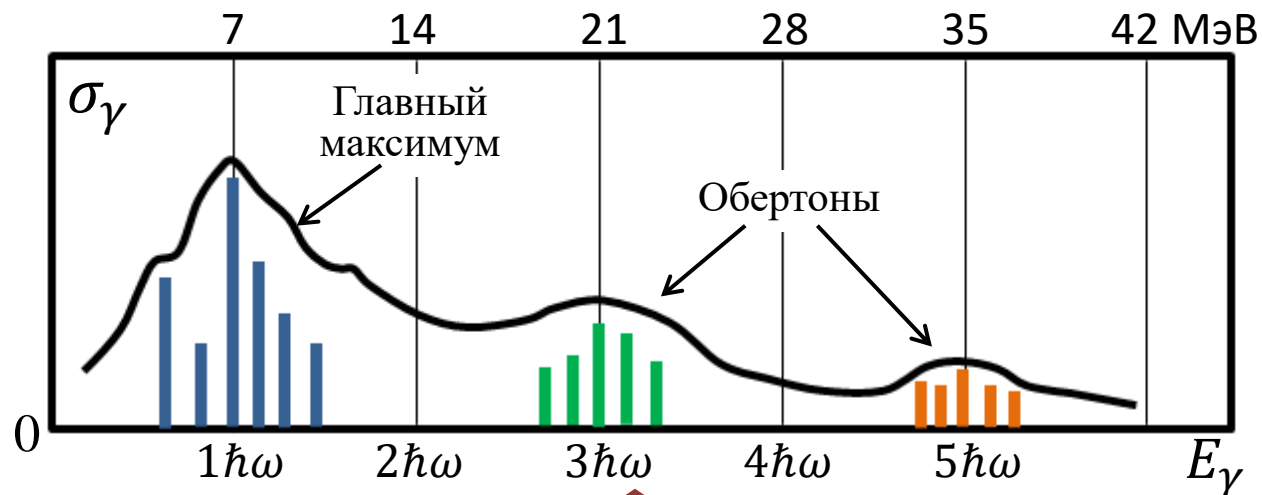
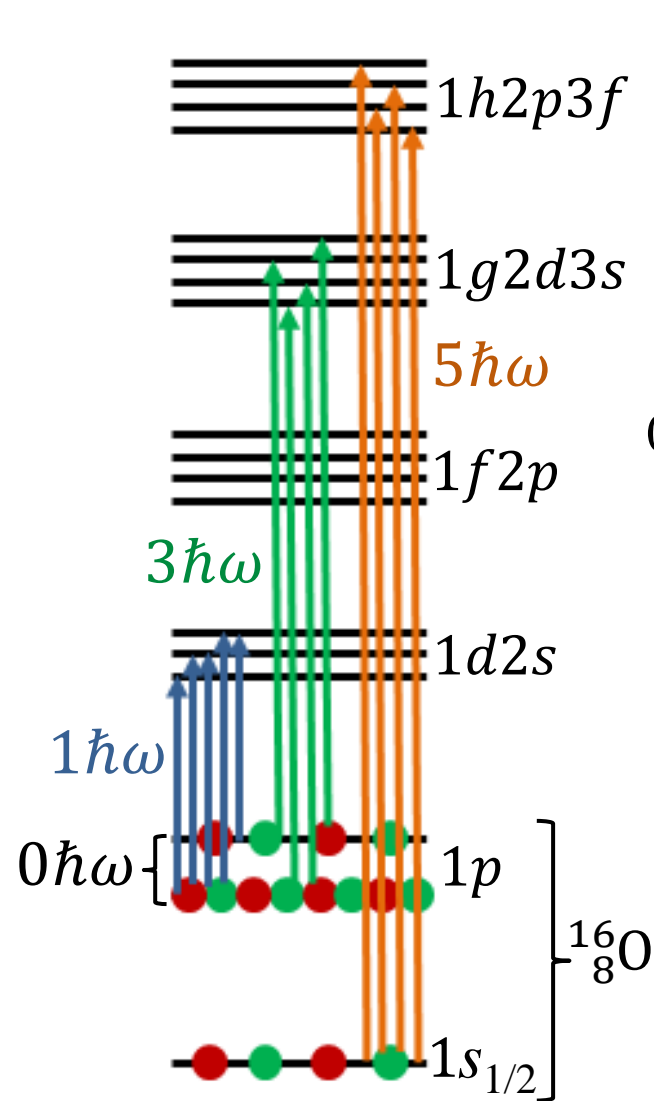
$E, \text{МэВ}$	Дипольная сила, %	$1p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ 18,53 МэВ	$1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ 22,73 МэВ	$1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ 17,65 МэВ	$1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ 16,58 МэВ	$1p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ 12,28 МэВ
25,4	26	-0,131	0,943	-0,145	0,270	-0,006
22,7	68	0,180	0,259	0,880	-0,345	-0,088
19,6	2	0,949	0,121	-0,266	-0,105	0,047
18,1	1	0,221	-0,170	0,354	0,893	-0,018
13,6	3	-0,026	0,020	0,096	-0,008	0,995

a_k^n

$$\psi_n = \sum_k a_k^n \Phi_k, \quad n = 1, 2, 3, 4, 5$$

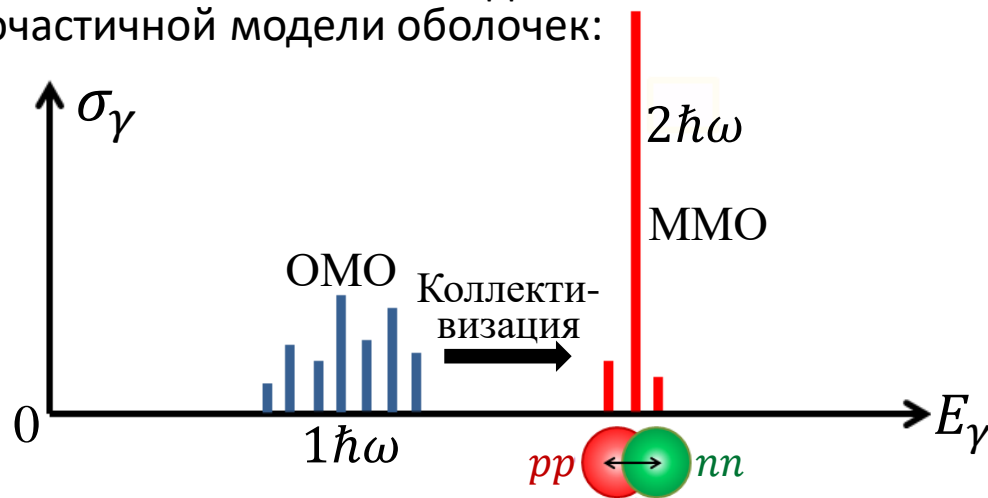


Оболочечная структура E1-резонанса



Тяжёлое магическое ядро
(одночастичная модель оболочек)

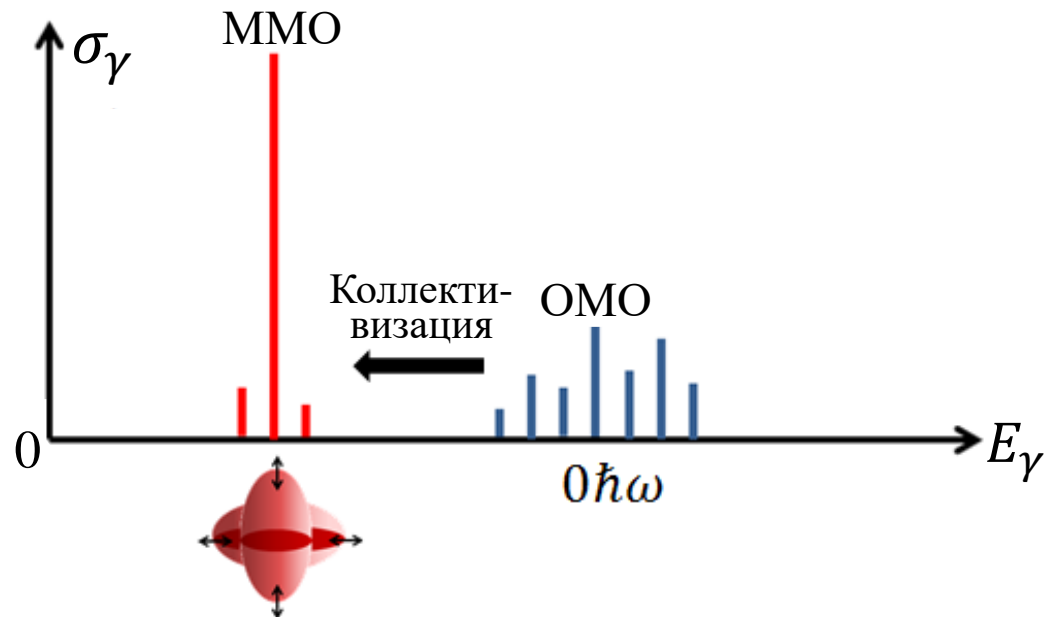
Формирование коллективного дипольного состояния
в многочастичной модели оболочек:



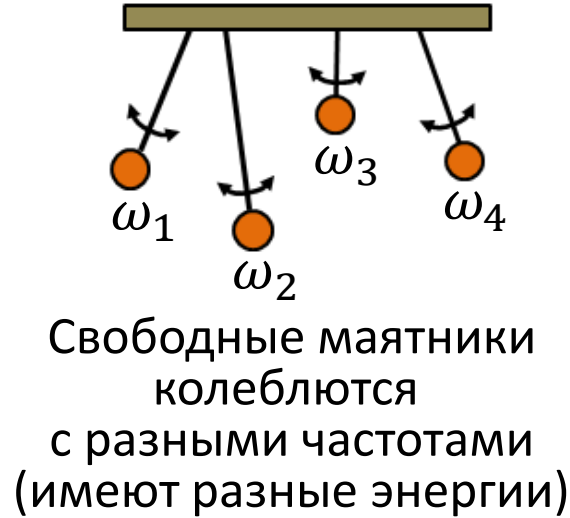
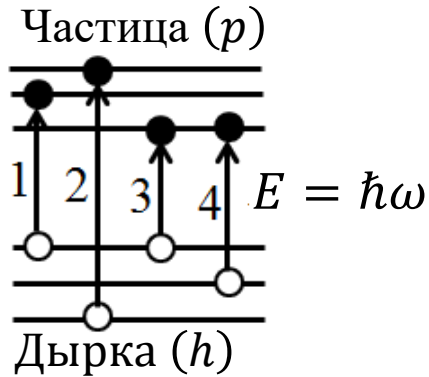
Остаточное взаимодействие (между «частицей» и «дыркой») для $E1$ -переходов раздвигает одночастичные уровни и делает один из переходов доминирующим.

Остаточное взаимодействие для $E2$ -переходов сближает одночастичные уровни и делает один из переходов доминирующим.

Возникает коллективное $E2$ -состояние (колебание поверхности $0^+ \xrightarrow{E2} 2^+$ для чётно-чётных ядер):



Микроскопическая картина возникновения ядерного коллективного возбуждения. Механистическая аналогия – система свободных и связанных маятников.



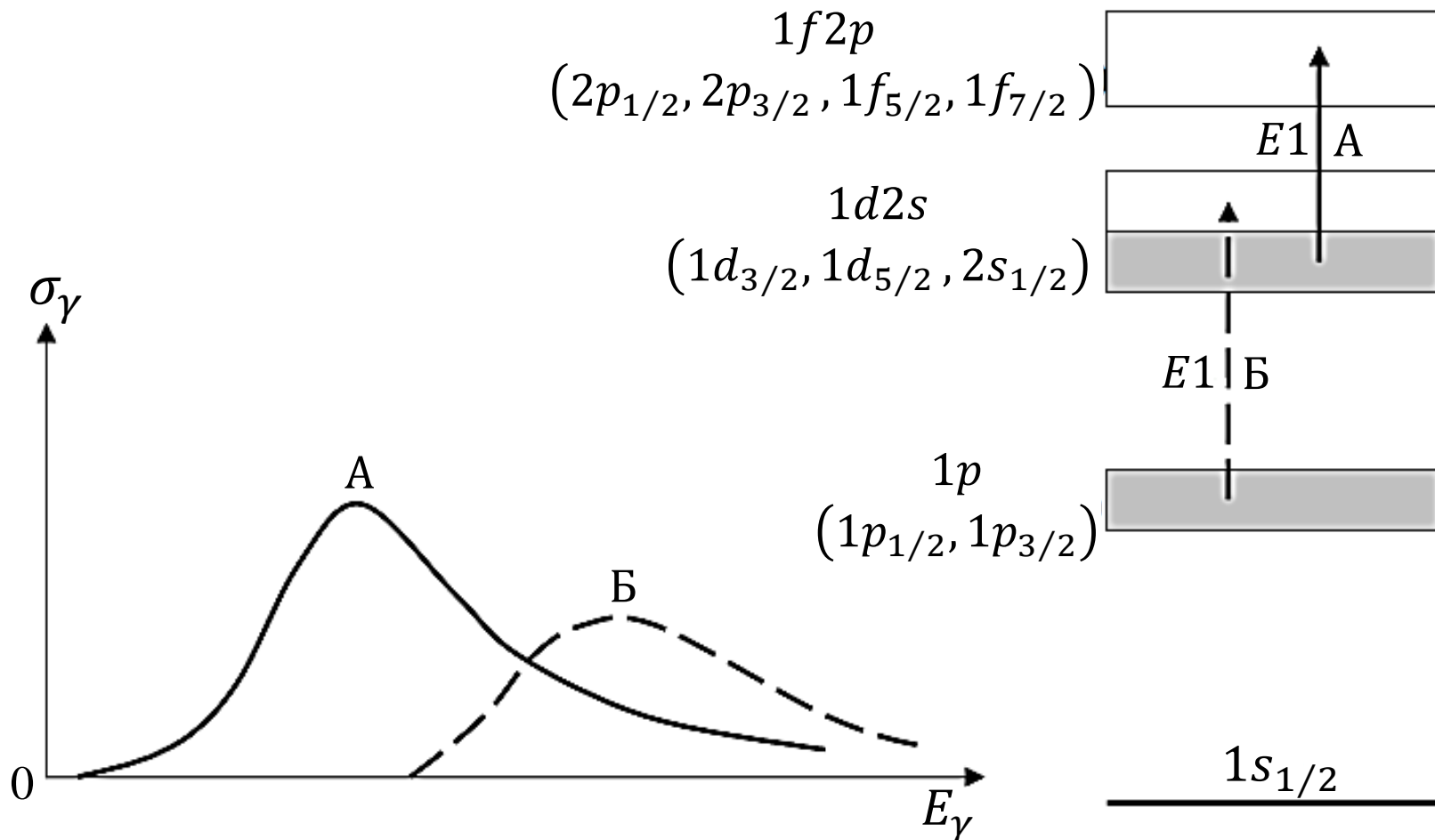
Роль связи ядерных ph -переходов играет остаточное взаимодействие между нуклонами, т.е. взаимодействие между «частицами» и «дырками».

Коллективизация ядерных дипольных ph -переходов описывается схематической моделью Брауна-Болстерли:

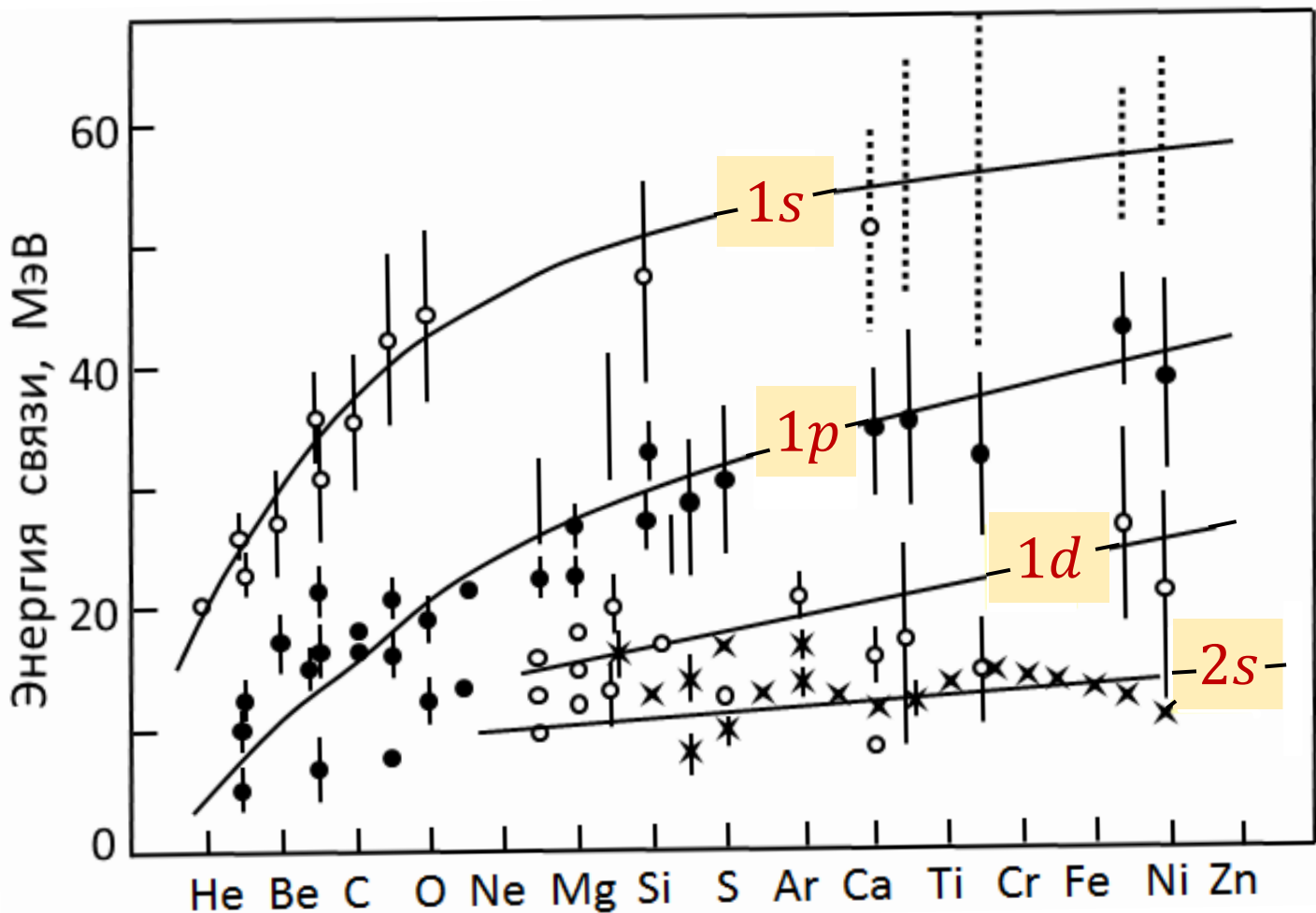
G.E. Brown, M. Bolsterly. Phys. Rev. Lett. 3, 472 (1959).

Явление конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса

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

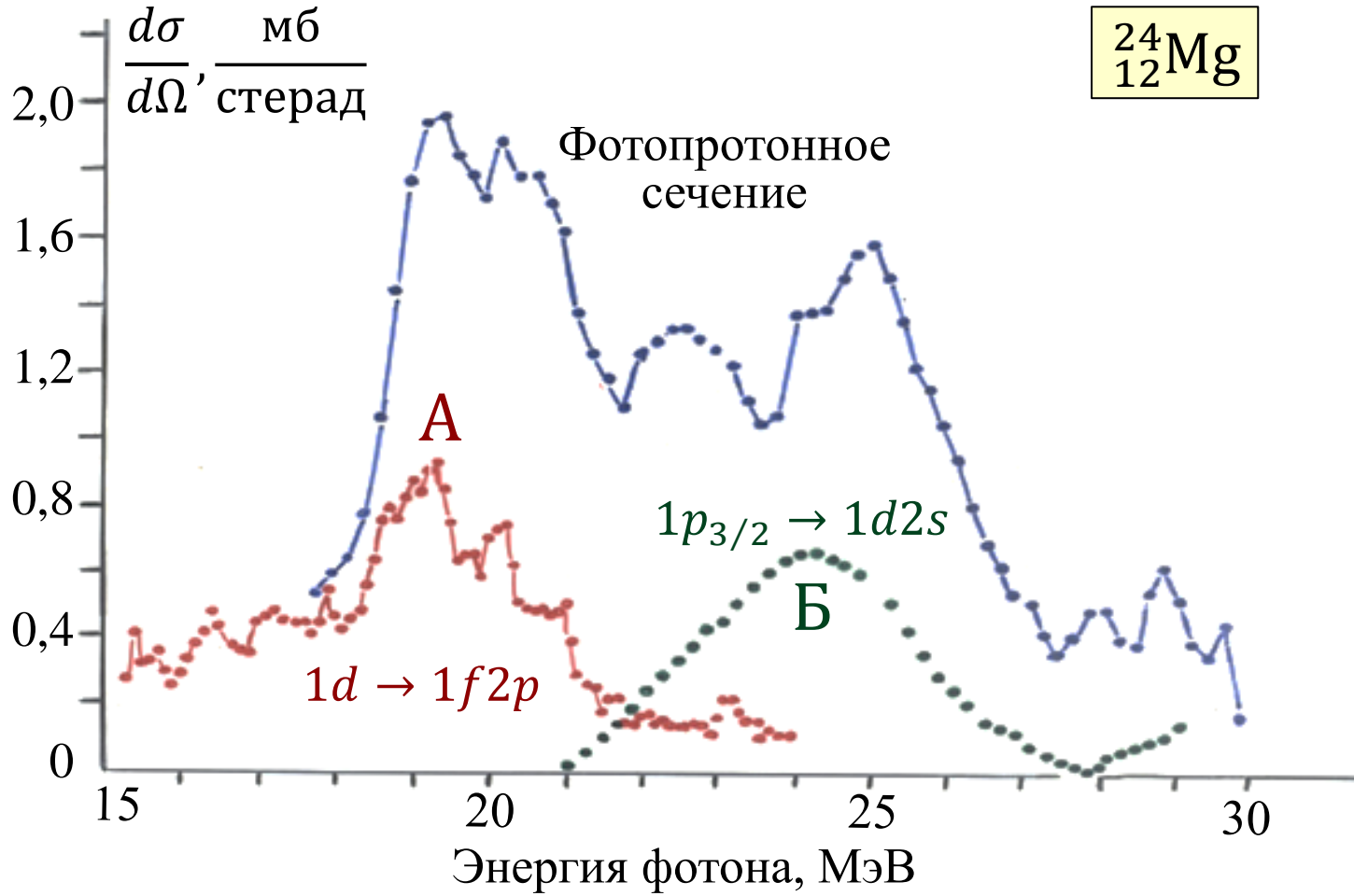


Конфигурационное расщепление является следствием того, что расстояние между внутренними оболочками лёгких ядер существенно больше, чем между внешними

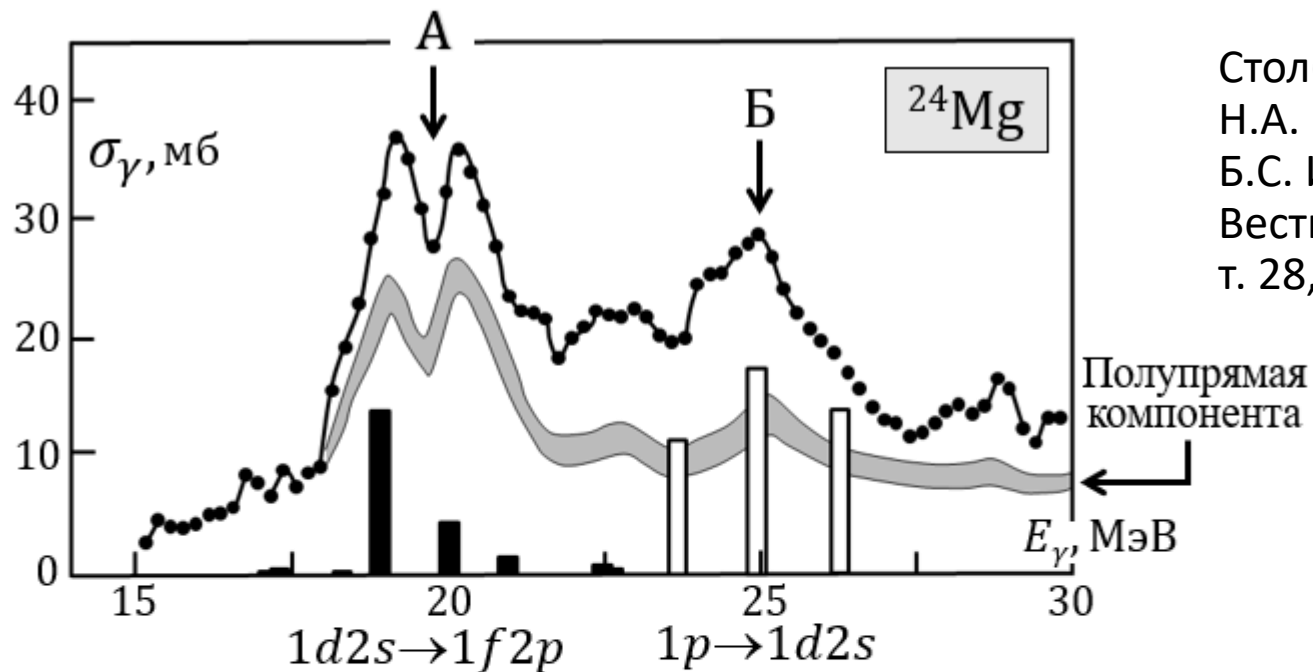


Энергии связи протонов различных оболочек лёгких ядер по данным реакций квазиупругого выбивания протонов ($p, 2p$) и ($e, e'p$)

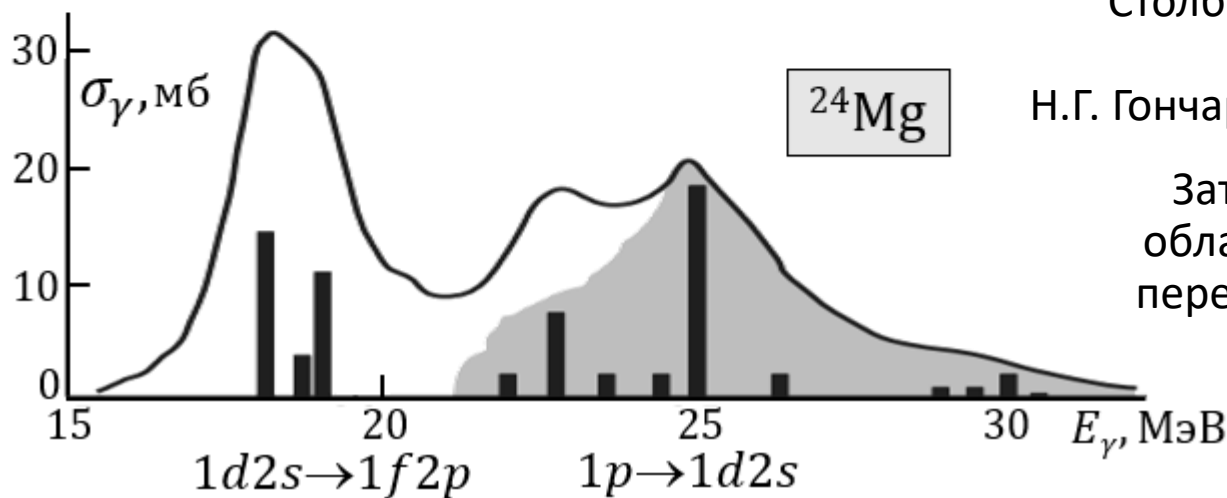
НИИЯФ МГУ



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

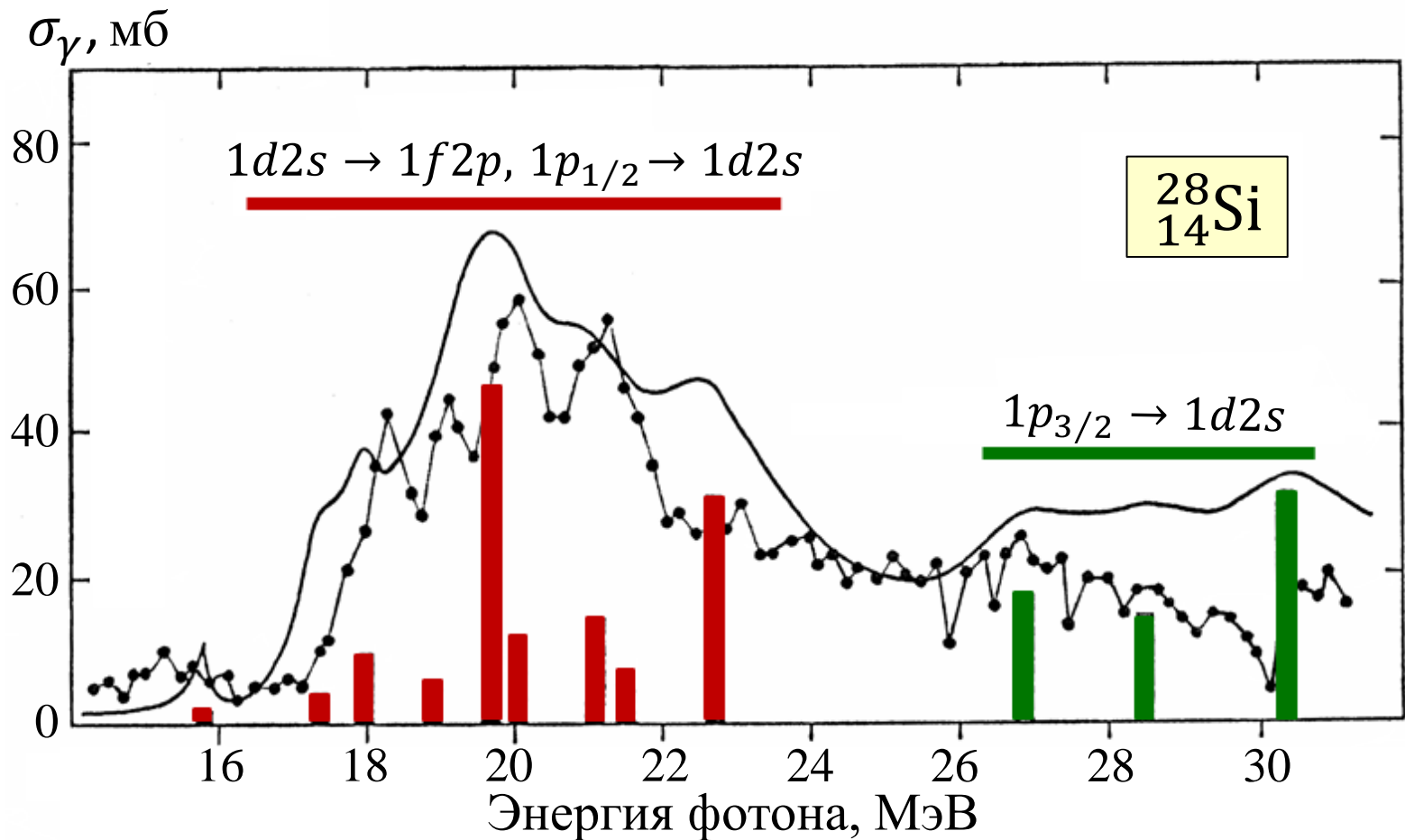


Столбики – расчёт:
Н.А. Богданова, А.Н. Гальцов,
Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин.
Вестник МГУ, физика, астр.,
т. 28, с. 16 (1987).



Столбики и сплошная линия
– расчёт:
Н.Г. Гончарова, ЯФ, т. 82, с. 56 (2019).

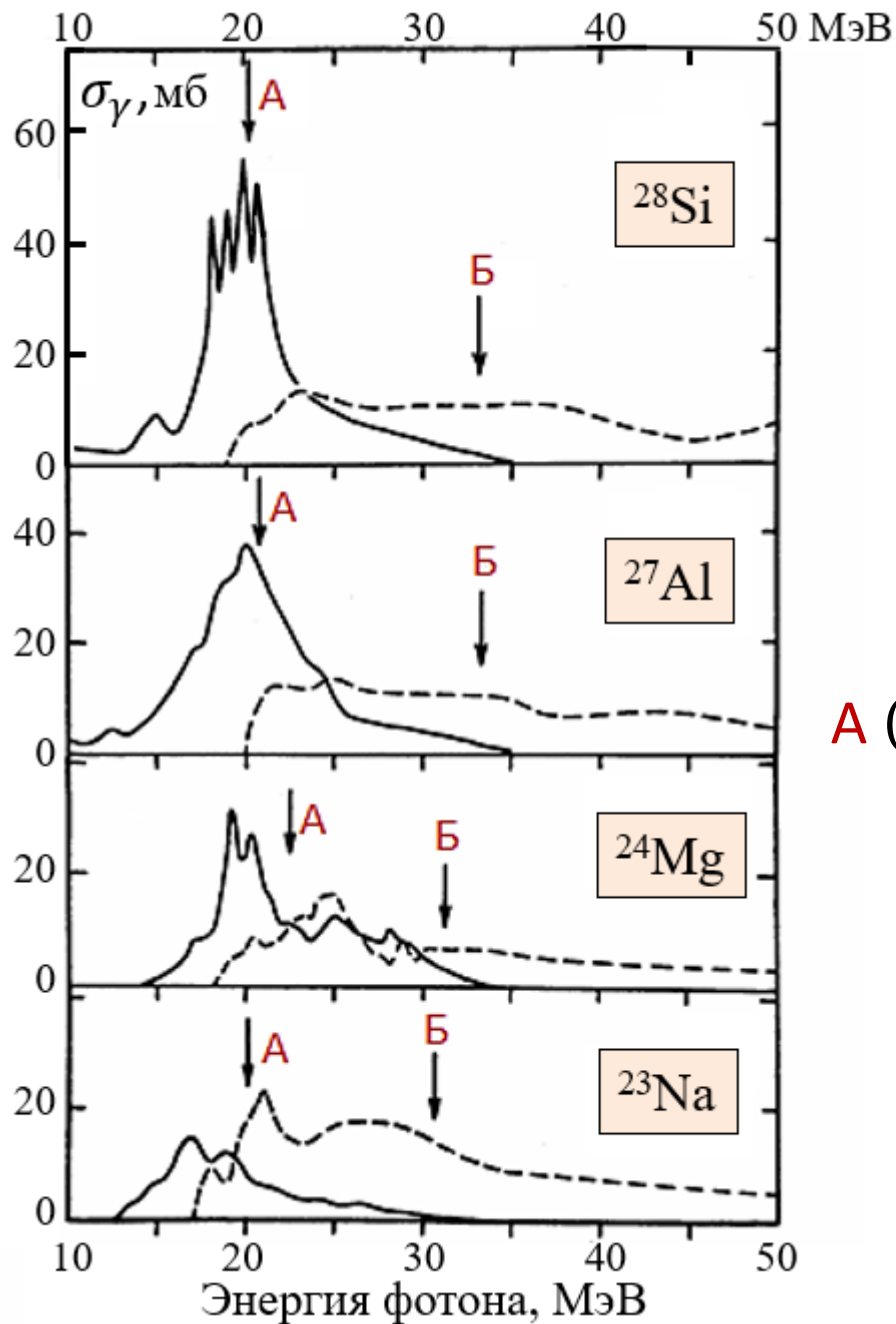
Затемнённый сектор –
область, где доминируют
переходы из $1p$ -оболочки



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).

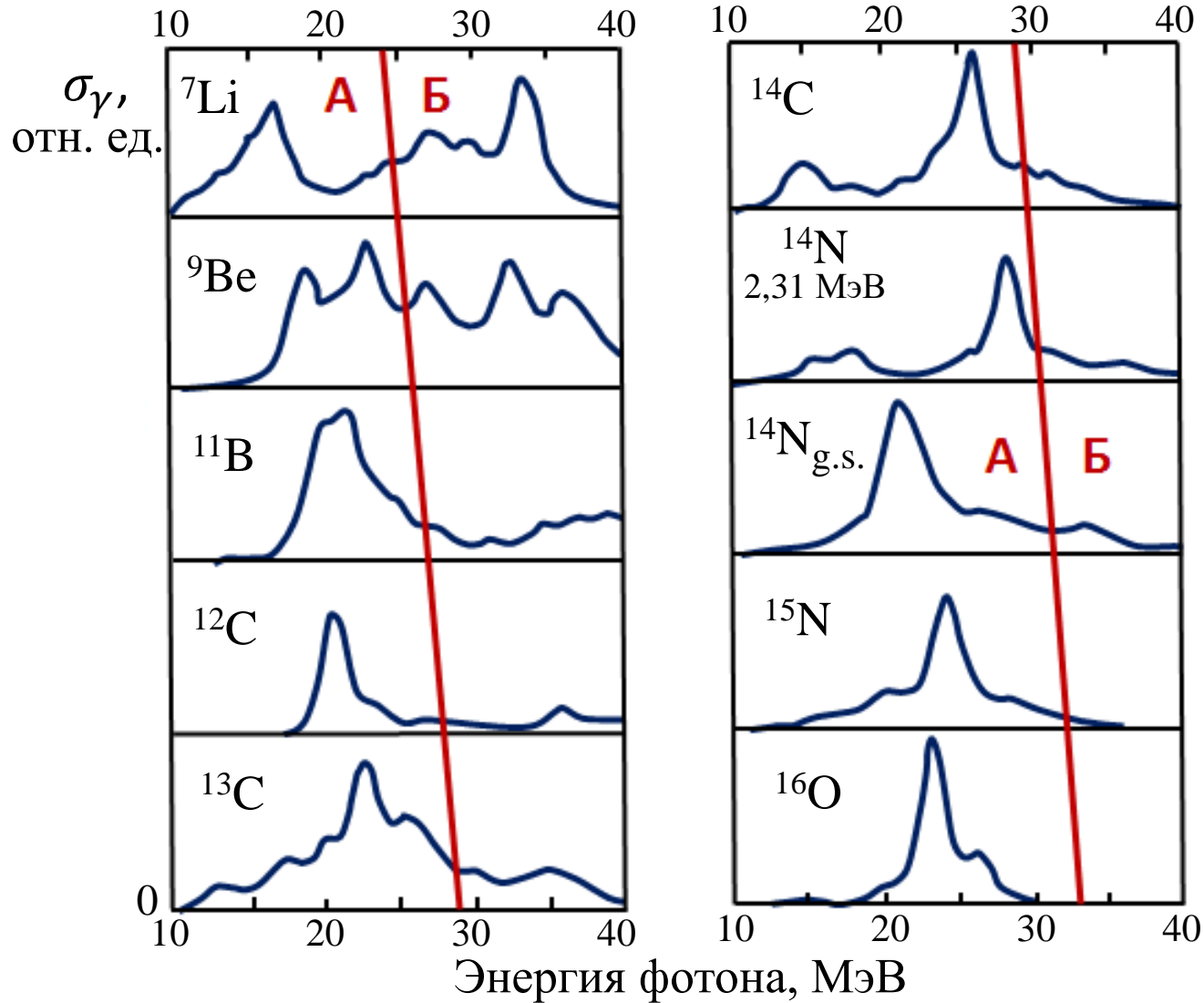


НИИЯФ МГУ

Декомпозиция
экспериментальных сечений
фотопоглощения
на компоненты

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

Гигантский дипольный резонанс ядер 1p-оболочки



Эрамжян
Рудольф
Амаякович
(МГУ)

А: $1p \rightarrow 1d2s$

Б: $1s \rightarrow 1p$



И.М. Капитонов

Б.С. Ишханов

Открытие

Закономерность
конфигурационного расщепления
гигантского дипольного резонанса
у лёгких атомных ядер

Его наиболее полное описание содержится в журнале:
Physics Reports, volume 136, numbers 4-6, pp. 229-400 (1986)



В.Г. Неудачин



В.Г. Шевченко



Н.П. Юдин

PHYSICS REPORTS

A Review Section of Physics Letters

THE GIANT DIPOLE RESONANCE IN LIGHT NUCLEI AND RELATED PHENOMENA

R.A. ERAMZHYAN, B.S. ISHKHANOV, I.M. KAPITONOV and V.G. NEUDATCHIN

Volume 136 Number 4-6

April 1986

NORTH-HOLLAND · AMSTERDAM



ELSEVIER

Physics Reports

Volume 136, Issues 4–6, April 1986, Pages 229–400



The giant dipole resonance in light nuclei and related phenomena

R.A. Eramzhyan, B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, V.G. Neudatchin

Show more ▾

🔗 Share 🗨️ Cite

[https://doi.org/10.1016/0370-1573\(86\)90136-5](https://doi.org/10.1016/0370-1573(86)90136-5)

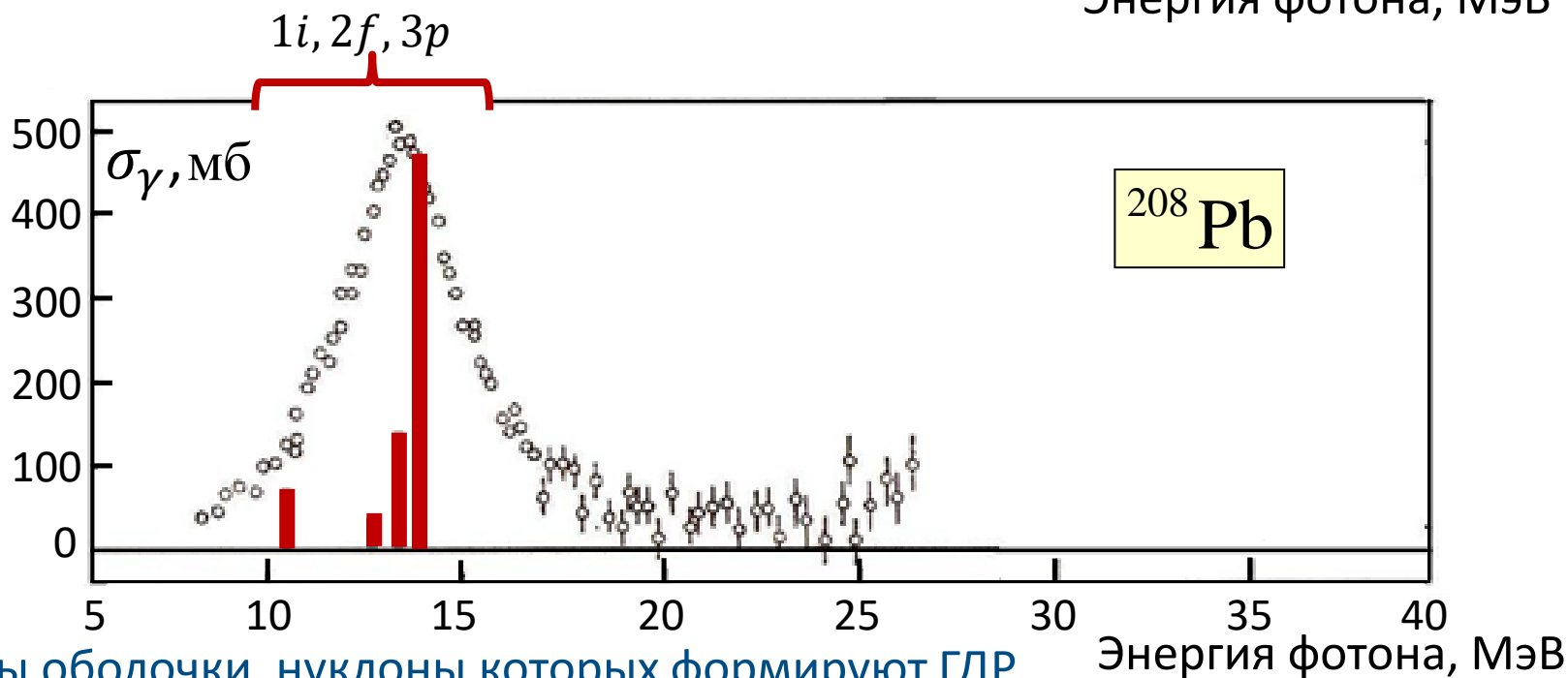
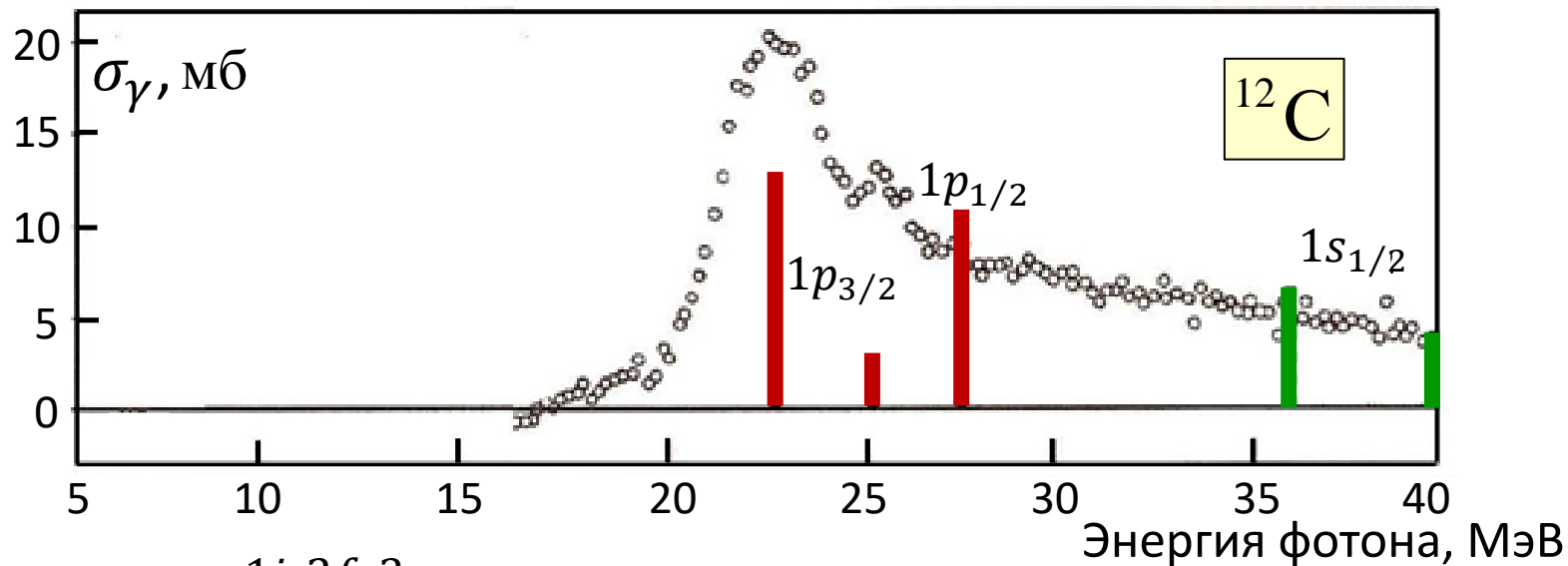
Get rights and content ↗

Abstract

The present-day status of the giant dipole resonance (GDR) in light nuclei is discussed with main emphasis on the supermultiplet and configurational splitting of GDR, which are its most important features. A great wealth of experimental data, which confirm the existence of the above phenomenon are presented. Consideration is also given to the related problems, such as radiative pion capture and muon capture, spin-isospin dipole excitations, the role of the supermultiplet structure of nuclear levels in the formation of hypernuclear states in processes of the coherent substitution of hyperons for nucleons.

FEEDBACK 🗨️

Конфигурационное расщепление формирует затаянутый «хвост» Гигантского резонанса в ядре ^{12}C



Указаны оболочки, нуклоны которых формируют ГДР

Энергия фотона, МэВ

Конфигурационное расщепление
гигантского резонанса исчезает
с ростом A , но прослеживается
вплоть до $A \approx 60$

Проявление
конфигурационного
расщепления
в реакциях
с пионами

