

Фоторасщепление атомных ядер
за гигантским дипольным резонансом

Область фоторасщепления атомных ядер простирается от нуклонного порога ($\approx 5\text{--}10 \text{ МэВ}$) до порога фоторождения мезонов на ядрах (135 МэВ), т.е. до тех энергий, при которых начинаются внутренние возбуждения нуклонов.

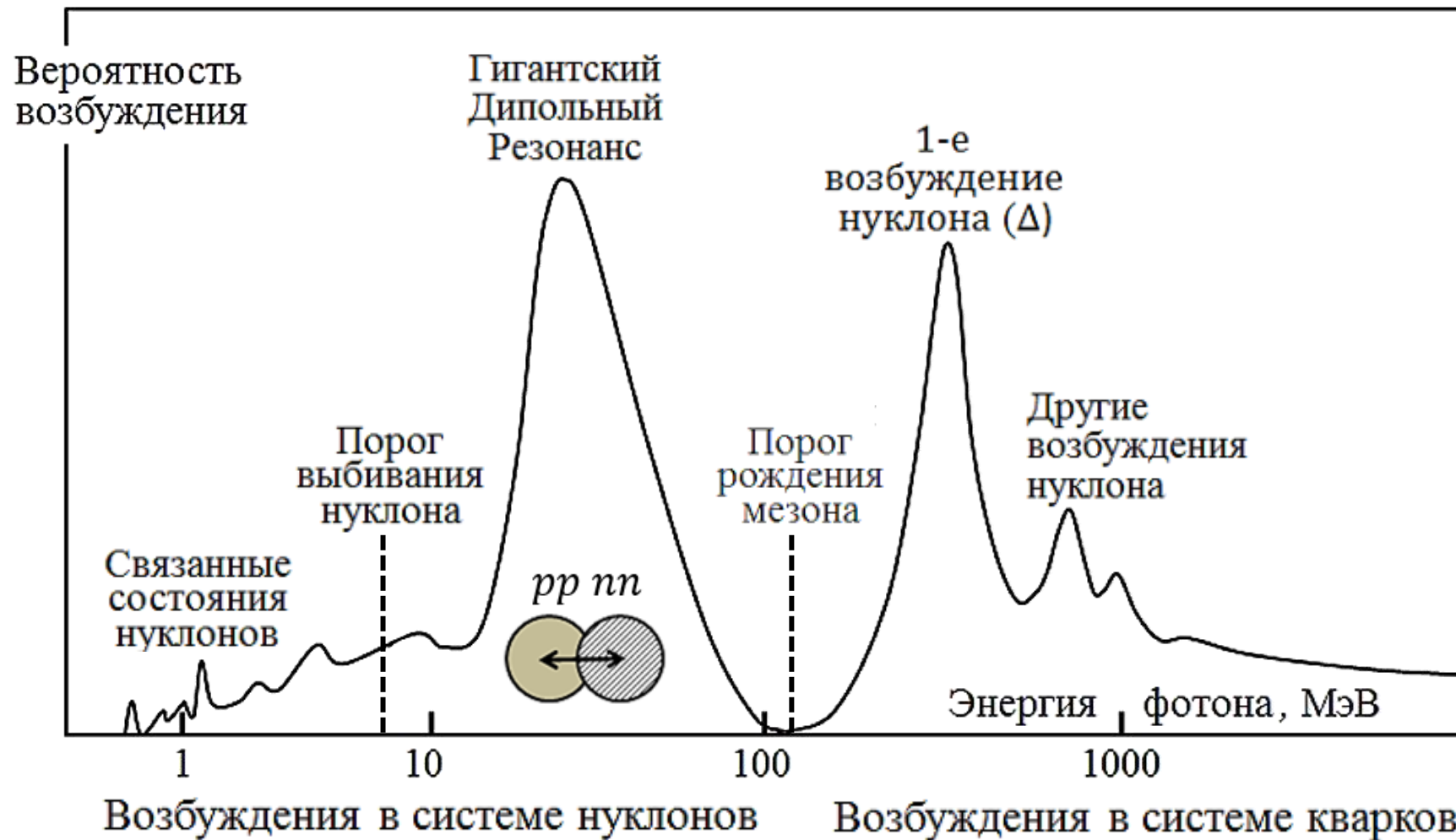
В этом энергетическом интервале шириной $\approx 100 \text{ МэВ}$ в течение более чем 60-летних исследований основное внимание экспериментаторов и теоретиков было приковано к Гигантскому Дипольному Резонансу (ГДР),

доминирующему в сечениях поглощения фотонов атомными ядрами в области $E_\gamma \approx 10\text{--}40 \text{ МэВ}$. В настоящее время можно считать, что физика этого уникального ядерного явления понята достаточно хорошо.

Область за ГДР долгое время оставалась как бы в тени исследований этого резонанса. Основная причина состояла в методических трудностях.

В области за ГДР возбужденные ядерные состояния распадаются, главным образом, с испусканием нескольких (до 10) нуклонов (прежде всего, нейтронов). Поэтому методы прямого детектирования фотонуклонов, обычно используемые в области ГДР, который распадается с испусканием одного (реже, двух) нуклонов, оказываются, по существу, непригодными.

Вероятность поглощения фотонов ядром в зависимости от их энергии



Для расчета процесса фоторасщепления средних и тяжелых атомных ядер в области от нуклонного порога до 140 МэВ в НИИЯФ МГУ доктором физ.-мат. наук В.Н. Орлиным была создана **Комбинированная Модель Фотоядерных Реакций (КМФР)**, описывающая процесс фотовозбуждения и различных форм последующего распада атомных ядер и дающая наилучшее согласие с экспериментальными данными среди существующих теоретических моделей.

Появление **КМФР** было вызвано тем, что за редким исключением, существующие строгие микроскопические расчеты испытывают трудности при описании таких эксклюзивных характеристик ядерного фоторасщепления, как структура гигантских резонансов и парциальные каналы распада этих резонансов. Поэтому актуальными остаются различные полумикроскопические и феноменологические способы описания этих резонансов, которые позволяют избежать очень сложных и неоднозначных прямых расчетов процессов фоторасщепления и, вместе с тем, используя взятые из опыта ядерные характеристики и полуэмпирические соотношения, учесть приближенно все основные эффекты, влияющие на формирование и распад гигантского дипольного резонанса (**ГДР**) и резонансов другого типа и мультипольности.

Проблема протекания фотоядерной реакции в рамках **КМФР** решается следующим образом.

Следуя постулату Бора (1936), предполагается, что ядерную реакцию можно приближенно разбить на две независимые стадии: образование составной системы и распад этой системы на продукты реакции. Кроме того в **КМФР** предполагается, что в массовой области A , от значений $A \approx 40$ до значений A , отвечающих трансурановым элементам, можно ограничиться рассмотрением только трех конкурирующих каналов распада составной системы: нейтронного, протонного и фотонного.

В области низких энергий ($E < 40$ МэВ) в результате взаимодействия электромагнитного излучения с ядром формируются гигантские резонансы (**ГР**) (главным из них является гигантский дипольный резонанс (**ГДР**)), представляющие собой когерентную смесь одночастично-однодырочных ($1p1h$) возбуждений. Выше этой области начинает доминировать квазидейтронный (**КД**) механизм фотопоглощения, при котором поглощаемый гамма-квант взаимодействует не со всем ядром, а только с одной коррелированной протон-нейтронной парой.

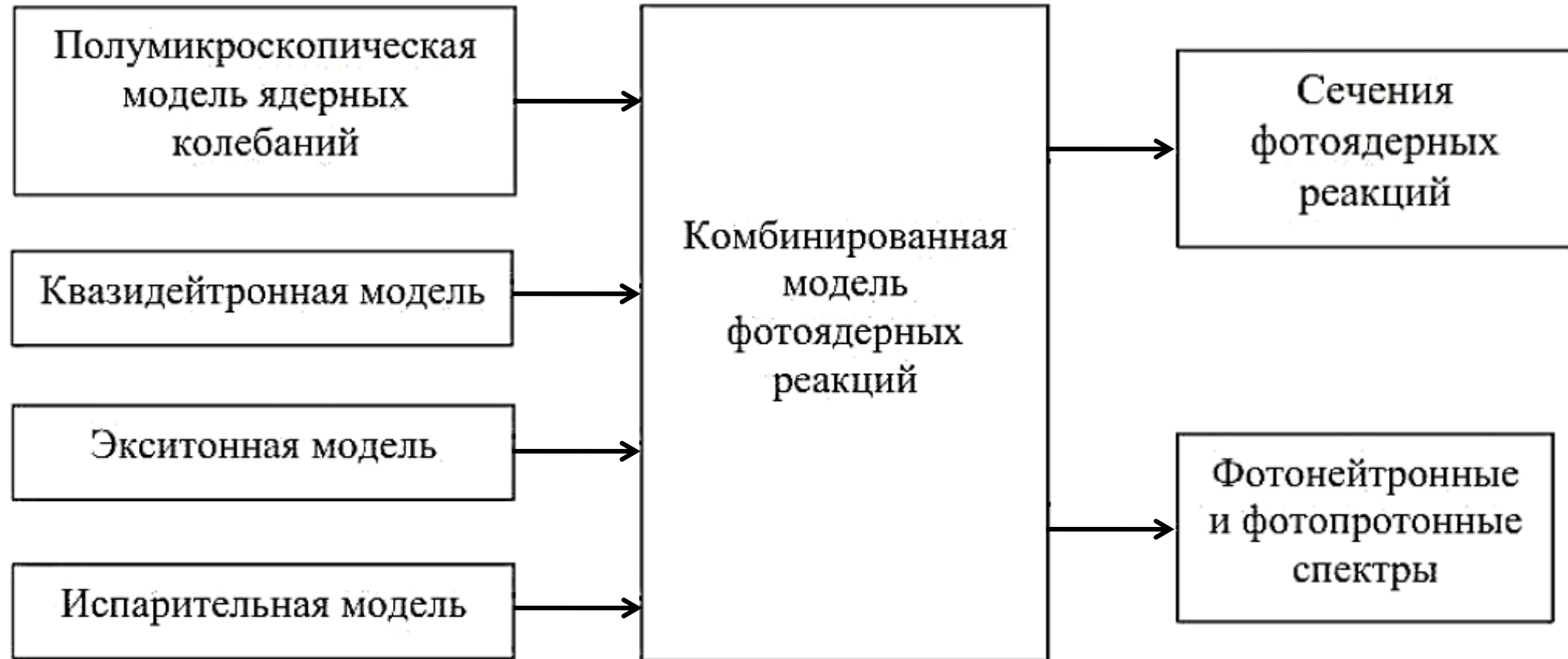
Для описания процесса распада первичного ядерного фотовозбуждения, сопровождающегося эмиссией из ядра нуклонов и фотонов и распределением энергии возбуждения по все бòльшему числу частично-дырочных пар (пока не будет достигнуто состояние теплового равновесия), в **КМФР** используется экситонная и испарительная модели.

В рамках экситонной модели описывается предравновесная стадия этого процесса.

Она длится сравнительно недолго, давая заметный вклад в эмиссию нуклонов на начальном этапе, так как с ростом числа частично-дырочных пар средняя энергия возбуждения нуклонов, а следовательно и вероятность их вылета из ядра, быстро уменьшается.

После достижения ядерной системой состояния теплового равновесия начинается процесс медленного испарения нуклонов. Он дает основной вклад в их эмиссию.

Комплекс программ, входящих в состав **КМФР**, можно представить в следующем виде:



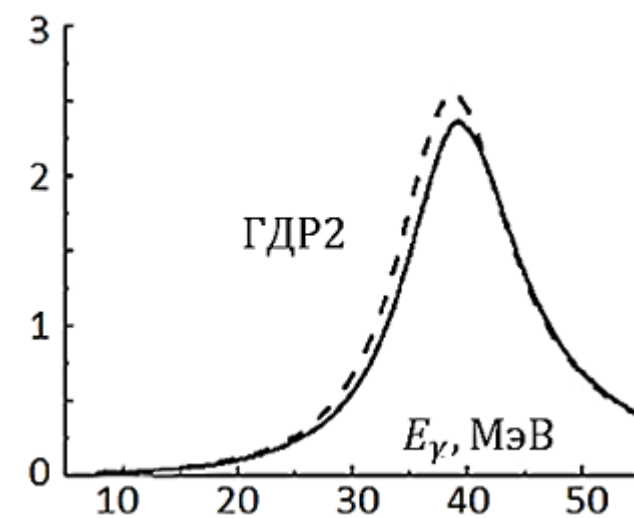
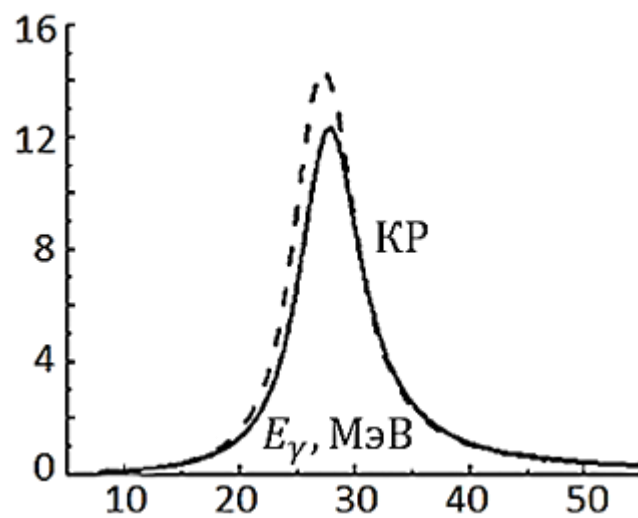
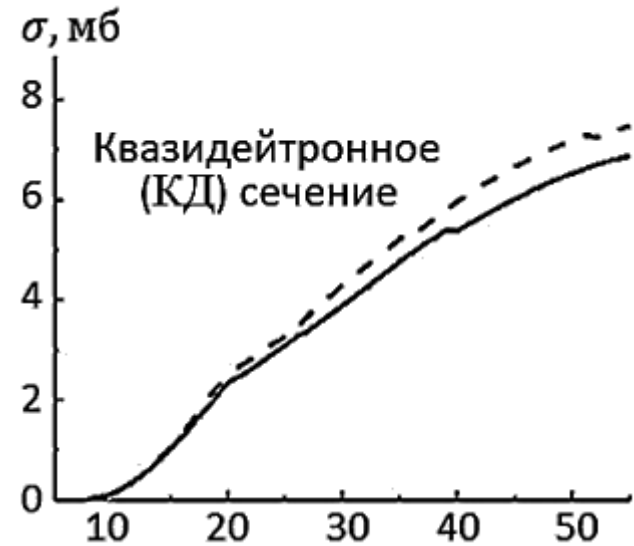
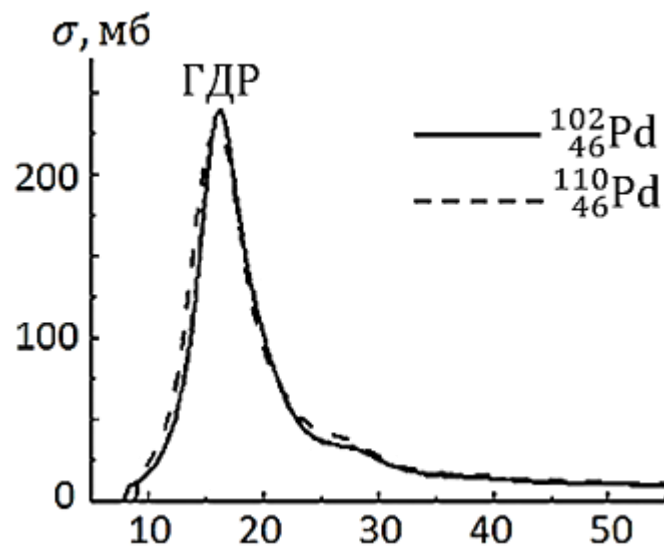
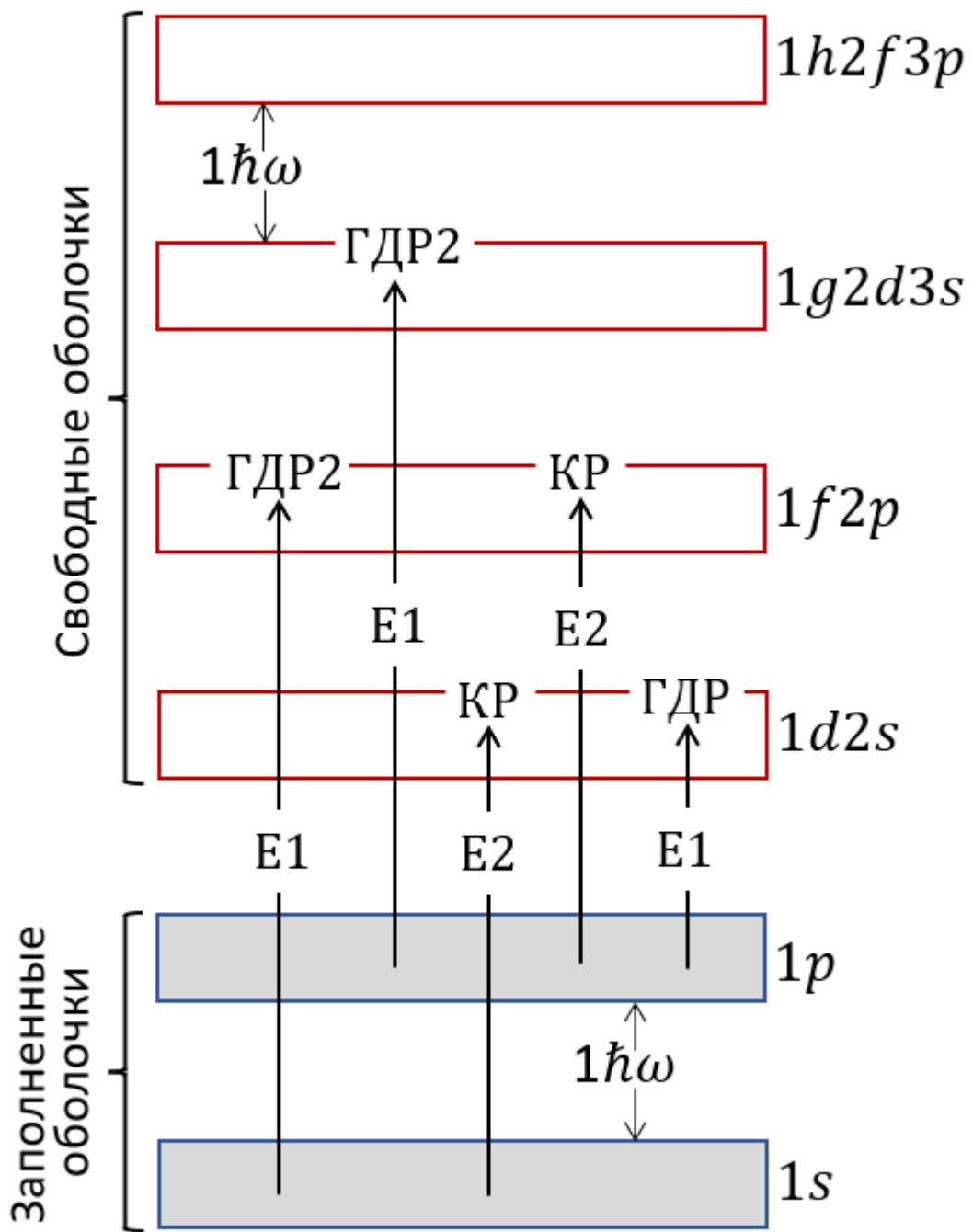
Исследования показали, что в области за Гигантским Дипольным Резонансом (**ГДР**), энергия которого в первом приближении оценивается средним межоболочечным расстоянием ($\approx \hbar\omega$), основной вклад в сечение ядерного фоторасщепления дают следующие эффекты (в порядке их убывания):

1. Квазидейтронный (**КД**) механизм поглощения фотонов атомными ядрами.
2. Изовекторный (iv) квадрупольный резонанс (**КР**), вызванный поглощением ядром электрических квадрупольных ($E2_{iv}$) фотонов с энергиями, равными удвоенному среднему межоболочечному расстоянию ($\approx 2\hbar\omega$).
3. Обертон **ГДР**, обозначаемый **ГДР2** и вызванный поглощением электрических дипольных ($E1_{iv}$) фотонов с энергиями, равными утроенному среднему межоболочечному расстоянию ($\approx 3\hbar\omega$).

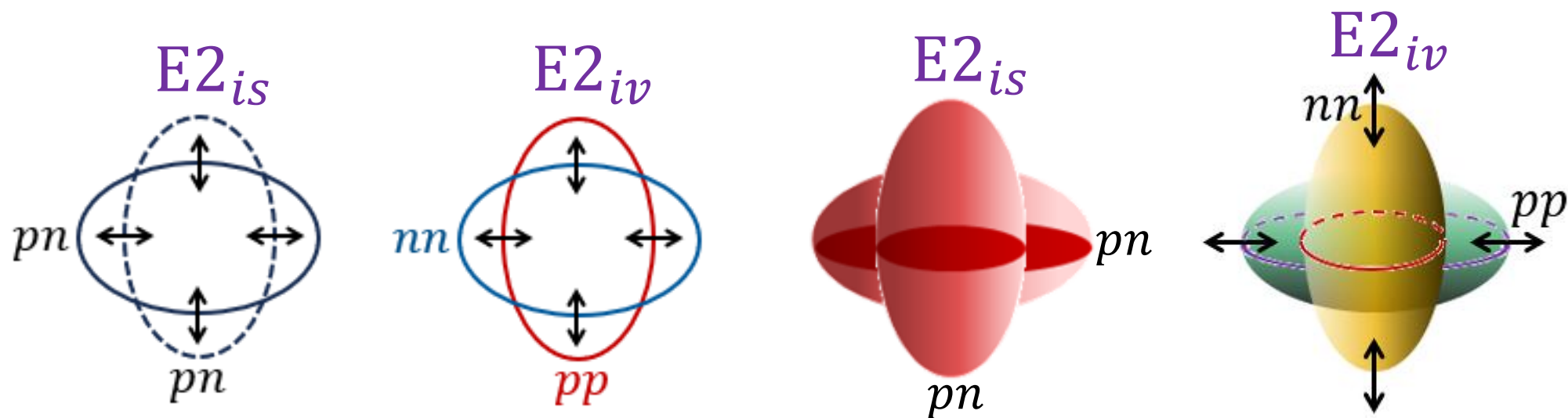
Возникновение **КР** и **ГДР2**, а также классического **ГДР** иллюстрируется на следующем слайде с помощью диаграммы ядерных оболочек.

Квазидейтронный (**КД**) механизм фоторасщепления описывает процесс, в котором высокоэнергичный фотон взаимодействует не со всем ядром, а только с одной коррелированной нейтрон-протонной парой (*квазидейтроном*). Возникновение и важность такого механизма при энергиях фотонов, превышающих энергию **ГДР**, обусловлено тем, что при таких энергиях приведенная длина волны фотона становится меньше размеров ядра ($\lambda < R_{\text{я}}$), в силу чего роль прямого взаимодействия фотона с образованиями из малого числа нуклонов возрастает. А наиболее простой устойчивой системой из малого числа нуклонов является дейтрон ${}^2_1\text{H}(np)$.

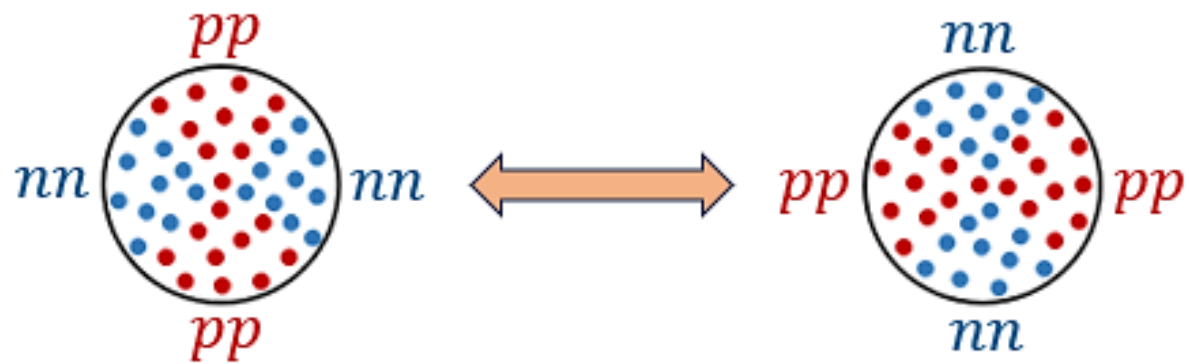
Данные расчета в рамках КМФР
для двух изотопов палладия



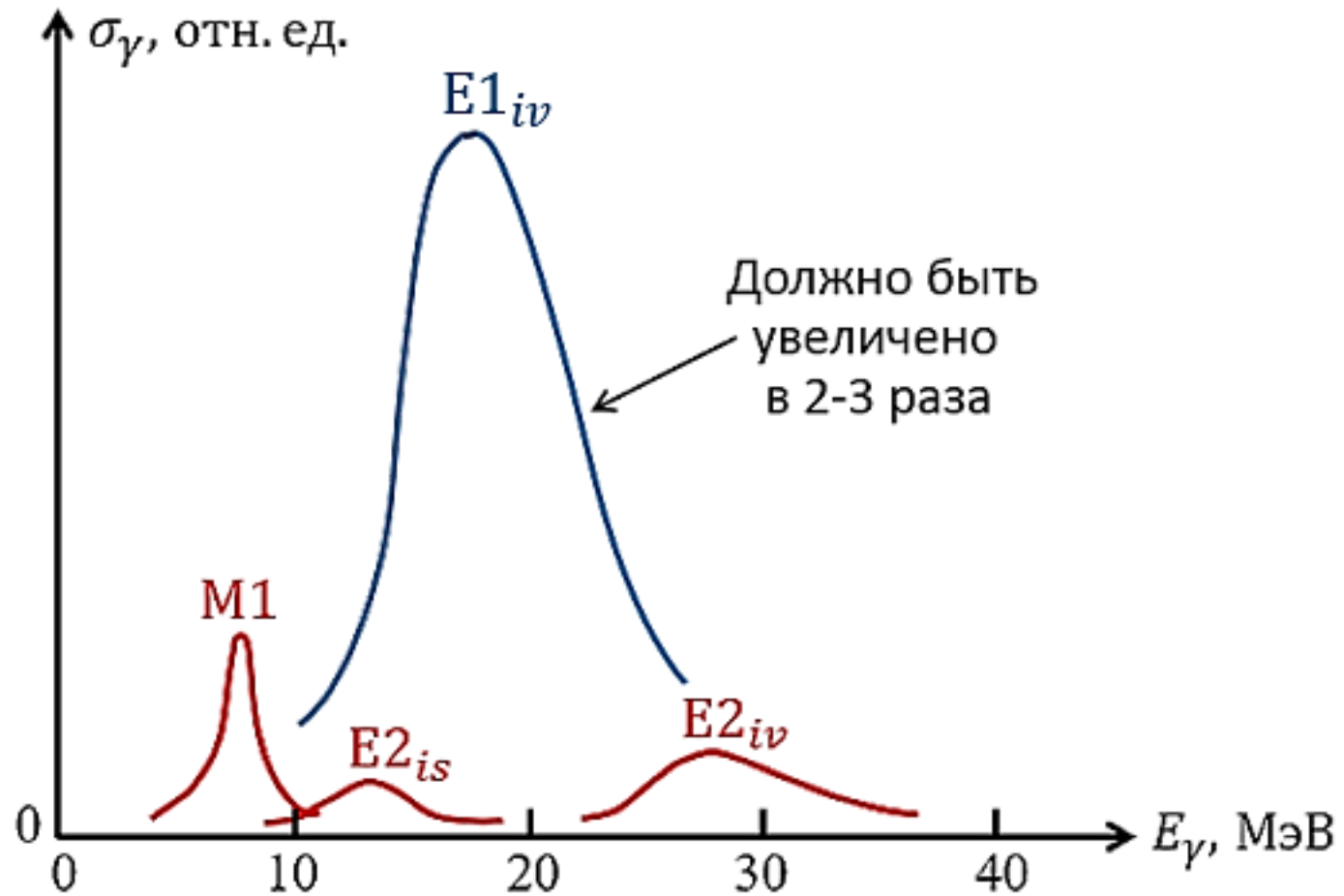
Изоскалярный (*is*) и изовекторный (*iv*) квадрупольные резонансы (КР)



Вариант возбуждений $E2_{iv}$ при неизменной ядерной поверхности:



Изоскалярный квадрупольный резонанс $E2_{is}$ расположен при энергии почти в два раза более низкой, чем изовекторный $E2_{iv}$



КМФР дает следующие предсказания на среднее положение по энергии и интегральное сечение фотопоглощения для квадрупольного резонанса (**КР**) и обертона **ГДР2** для средних и тяжелых ядер ($40 < A < 240$):

$$E_{\text{КР}} \approx 132A^{-1/3} \text{ МэВ}, \quad \sigma_{\text{инт}}^{\text{КР}} \approx A(\text{МэВ} \cdot \text{Фм}^2)$$

$$E_{\text{ГДР2}} \approx 122A^{-1/4} \text{ МэВ}, \quad \sigma_{\text{инт}}^{\text{ГДР2}} \approx \frac{1}{40} \sigma_{\text{инт}}^{\text{ГДР}}.$$

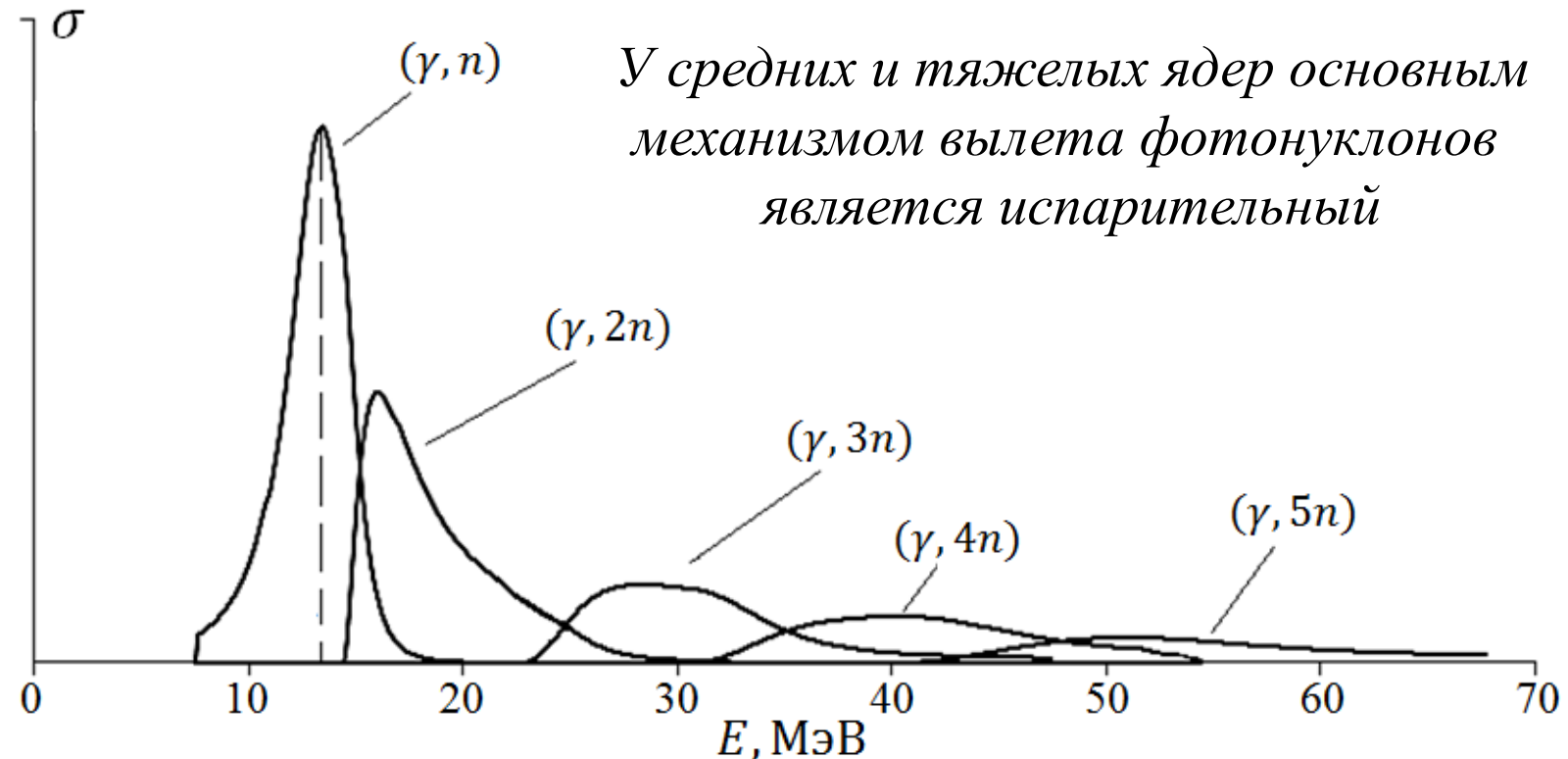
Для описания процесса распада ядерного фотовозбуждения, сопровождающегося эмиссией из ядра нуклонов, в **КМФР**, как уже отмечалось, используются экситонная и испарительная модели. В рамках экситонной модели описывается предравновесная стадия этого процесса. Она длится сравнительно недолго ($\approx 10^{-20}$ с), давая заметный вклад в эмиссию нуклонов только на начальном этапе. После достижения ядерной системой теплового равновесия начинается процесс сравнительно медленного ($\approx 10^{-19} - 10^{-18}$ с) испарения нуклонов.

Изучение фоторасщепления ядер в области энергий выше **ГДР**, по существу, сводится к изучению **Множественных ФотоНуклонных Реакций (МФНР)**.

Это фотоядерные реакции с вылетом из ядра нескольких нуклонов, т. е. реакции типа $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 2p)$, $(\gamma, 3n)$, (γ, pn) , $(\gamma, 4n)$ и т. д. Под множественностью понимается число нуклонов, покинувших ядро в одном акте реакции. Эти реакции вызываются фотонами с энергиями, превышающими энергию максимума **ГДР**, и их сечения также имеют вид достаточно широких резонансных кривых, лежащих на «хвосте» этого резонанса.

Примерно так выглядят сечения **МФНР** у средних и тяжелых ядер.

В этом случае доминируют фотонейтронные реакции (реакции с вылетом протонов также имеют место, но сильно подавлены кулоновским барьером).



В энергетической области $E_\gamma > 40 \text{ МэВ}$ коллективный отклик ядра, приводящий к появлению хорошо локализованных гигантских резонансов различного типа, играет незначительную роль, уменьшающуюся с ростом энергии фотонов. При этом, однако, не происходит передачи всей энергии возбуждения одному нуклону, который в противном случае приобрел бы импульс, намного превышающий импульс поглощаемого фотона. Так, например, если фотон с энергией $E_\gamma = 100 \text{ МэВ}$ передаст всю энергию нуклону, то последний будет иметь импульс

$$p_N = \sqrt{2ME_\gamma} \approx 430 \frac{\text{МэВ}}{c},$$

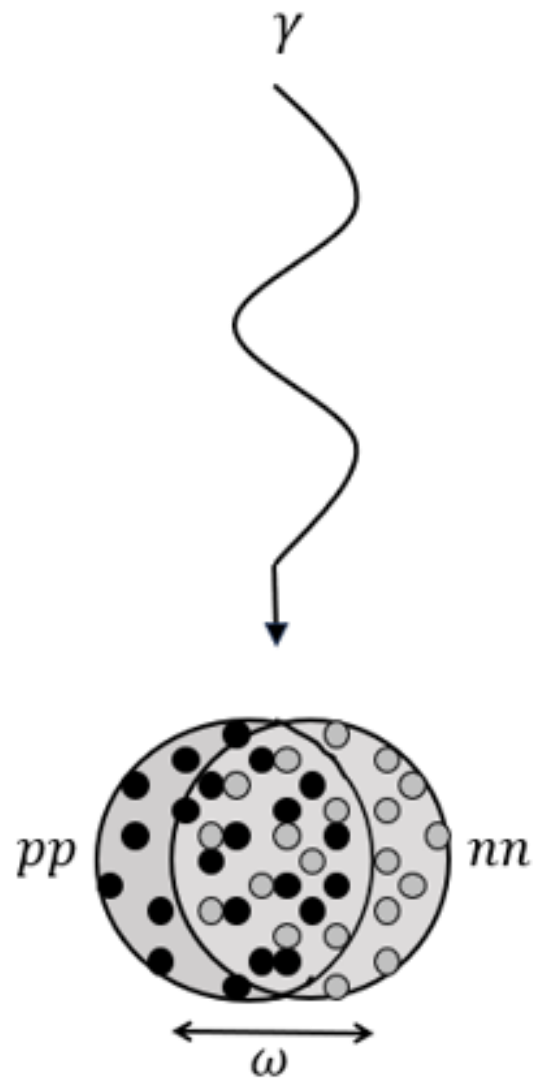
что значительно больше первоначального импульса фотона

$$p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c} = 100 \frac{\text{МэВ}}{c}.$$

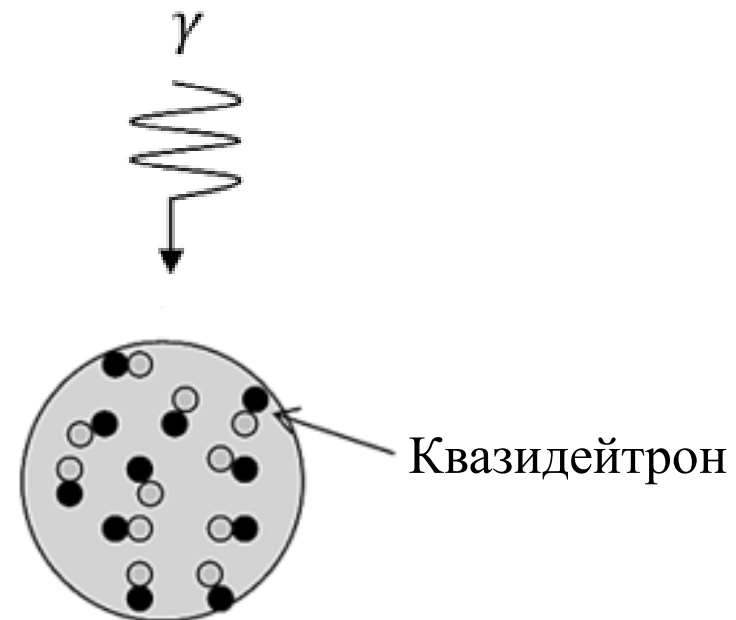
Возбужденный нуклон обменивается виртуальным пионом с соседним нуклоном, в результате чего энергия и импульс поглощаемого фотона передаются не одному нуклону, а коррелированной нейтрон-протонной паре (квазидейтрону), нуклоны которой, разлетаясь в разные стороны, обеспечивают выполнение закона сохранения импульса.

*Этот механизм фотопоглощения и называется **квазидейтроном**.*

Гигантский
Дипольный
Резонанс



Квазидейтронное
фотопоглощение



Сечение квазидейтронного фоторасщепления

Квазидейтронную модель фоторасщепления впервые предложил (1951) и развил (1979) J.S. Levinger и усовершенствовали (1991) M.B. Chadwick et al. Левинджер предположил, что сечение ядерного фоторасщепления выше **ГДР** может быть описано в терминах сечения фоторасщепления свободного дейтрона $\sigma_d(E_\gamma)$, а именно – пропорционально ему. Т.е. это сечение, обозначаемое $\sigma_{\text{КД}}(E_\gamma)$, можно представить в виде

$$\sigma_{\text{КД}}(E_\gamma) = K \cdot \sigma_d(E_\gamma). \quad (1)$$

где K – коэффициент пропорциональности, который может быть рассчитан.

Формула (1) основана на предположении, что волновая функция квазидейтрона пропорциональна волновой функции, описывающей состояние np -пары в свободном дейтроне на расстояниях, характерных для средних межнуклонных расстояний в атомных ядрах. А волновая функция свободного дейтрона надежно рассчитывается теоретически (простейший пример дан в Лекции 3) и протестирована экспериментами.

Искомый коэффициент учитывает число квазидейтронов в ядре $n_{\text{КД}}$ и то, что нуклонная плотность квазидейтрона $\rho_{\text{КД}}$ отличается от нуклонной плотности свободного дейтрона ρ_d .

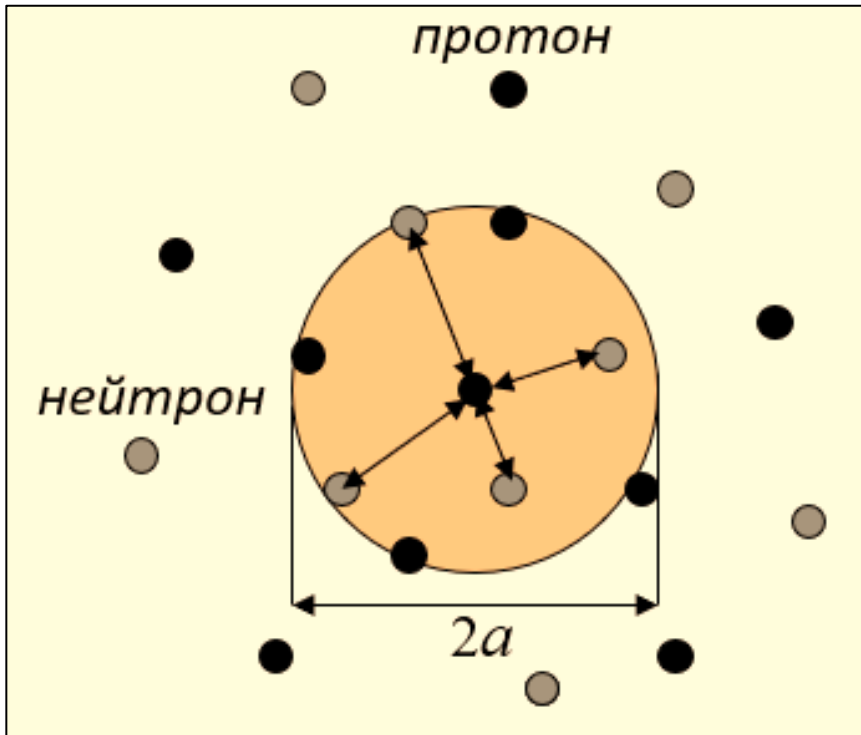
Нуклоны в квазидейтроне упакованы плотнее, чем в свободном дейтроне, т.е. $\rho_{\text{КД}} > \rho_d$. За счёт этих двух эффектов $\sigma_{\text{КД}}$ по сравнению с σ_d возрастает на произведение $n_{\text{КД}}$ и $\frac{\rho_{\text{КД}}}{\rho_d}$.

$$\text{Итак, } K = n_{\text{КД}} \cdot \frac{\rho_{\text{КД}}}{\rho_d}.$$

Для расчета $n_{\text{КД}}$ нужна дистанция n - p взаимодействия внутри ядра, т.е. среднее расстояние a , в пределах которого протон взаимодействует с нейтроном и способен образовать с последним связанную np -пару.

Это расстояние определяется из соотношения неопределенностей, с учетом того, что протон и нейтрон обмениваются заряженными пионами $\pi^\pm$. Таким образом,

$$a \approx \frac{\hbar c}{m_{\pi^\pm} c^2} \approx \frac{197 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}}{140 \text{ МэВ}} \approx 1,4 \text{ Фм}.$$



Каждый протон способен образовать внутри ядра связанные np -пары с нейтронами, удаленными от него на расстояние $\leq a$ (см. рисунок). Поэтому $n_{\text{КД}}$ дается соотношением $n_{\text{КД}} = (\text{число протонов}) \cdot (\text{плотность нейтронов}) \cdot (\text{объём сферы радиуса } a)$, т. е.

$$n_{\text{КД}} = Z \cdot \frac{N}{\text{объём ядра}} \cdot \frac{4}{3} \pi a^3 = Z \cdot \frac{N}{\frac{4}{3} \pi r_0^3 \cdot A} \cdot \frac{4}{3} \pi a^3 = \frac{NZ}{A} \left(\frac{a}{r_0} \right)^3 \approx \frac{NZ}{A}.$$

Здесь для радиуса ядра использовано $R = r_0 A^{1/3}$ и полагалось $a \approx r_0$.

То, что в атомном ядре нуклоны упакованы плотнее, чем в свободном дейтроне учитывается величиной $\rho_{\text{кд}}/\rho_d$, которую принято называть *параметром Левинджера* и обозначать буквой L . По-существу, этот параметр является отношением вероятности нахождения нейтрона и протона в ядре относительно друг друга на расстояниях $\leq 1,4$ Фм к аналогичной вероятности в свободном дейтроне. Для этого параметра Левинджер получил значение 6,4. В настоящее время принято $L = 6,5$.

Итак, с учетом вышеизложенного сечение квазидейтронного фоторасщепления принимает вид

$$\sigma_{\text{кд}}(E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} \sigma_d(E_\gamma).$$

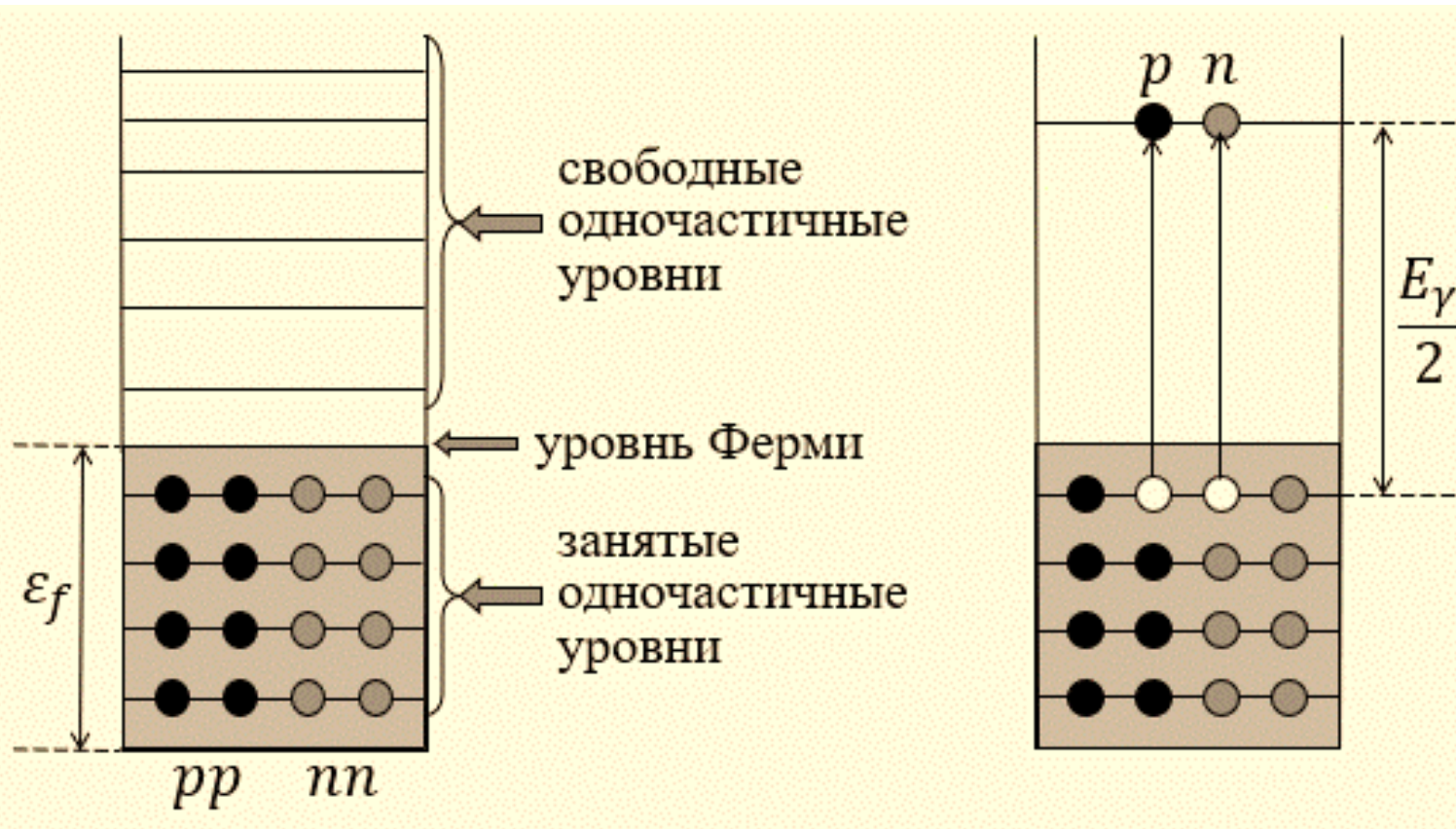
Однако, это сечение нуждается в корректировке, поскольку не воспроизводит реальную энергетическую зависимость квазидейтронного сечения, особенно при низких энергиях. Напомним, что максимум $\sigma_d(E_\gamma)$ расположен при энергии 4,4 МэВ (Лекция 3) и далее это сечение плавно уменьшается. Таков же энергетический ход будет и у $\sigma_{\text{кд}}(E_\gamma)$, что заведомо неверно. Для корректировки необходимо принять в расчет принцип запрета Паули, который существенно подавляет квазидейтронное сечение при низких энергиях, приводя к его систематическому росту с увеличением энергии фотона.

Паули-блокинг функция

Представленное на предыдущем слайде квазидейтронное сечение $\sigma_{\text{КД}}(E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} \sigma_d(E_\gamma)$ можно скорректировать с помощью множителя $f(E_\gamma)$, учитывающего ограничения, накладываемые принципом Паули и формирующего правильную энергетическую зависимость этого сечения. Функция $f(E_\gamma)$ получила название *Паули-блокинг (Pauli-blocking) функции*. С её учетом **КД**-сечение приобретает вид

$$\sigma_{\text{КД}}(E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} \sigma_d(E_\gamma) f(E_\gamma).$$

Поясним смысл появления функции $f(E_\gamma)$. Ядерная среда состоит из нуклонов, подчиняющихся принципу запрета Паули. На качественном уровне принцип Паули следующим образом проявляется в **КД**-фоторасщеплении. Будем рассматривать ядро в рамках простейших микроскопических моделей, таких как модель Ферми-газа или одночастичная модель оболочек. Тогда ядро в основном состоянии это совокупность нуклонов, заполняющих нижние одночастичные уровни (подоболочки), причём максимальное число нуклонов одного типа на подоболочке определяется принципом Паули. Упрощенная схема одночастичных уровней невозбуждённого ядра показана в левой части рисунка, приведенного на следующем слайде.

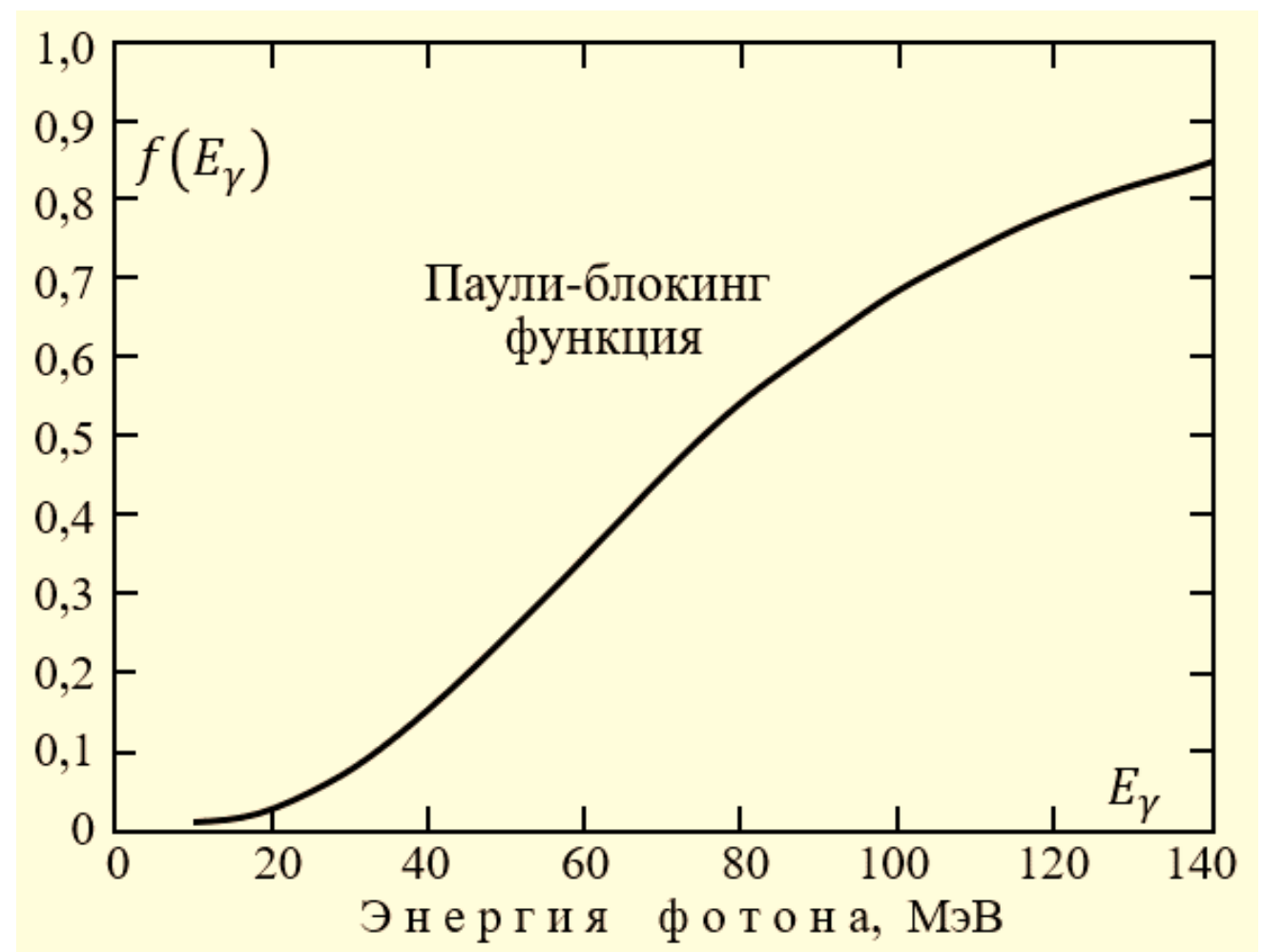


ϵ_f — это энергия Ферми, т.е. энергия, отсчитываемая от дна потенциальной ямы, которая отделяет заполненные одночастичные уровни от свободных ($\epsilon_f \approx 30 - 40$ МэВ). При **КД**-фоторасщеплении энергия фотона E_γ идет на разрыв квазидейтрона и передачу протону и нейтрону этой пары дополнительной энергии.

При этом они переходят на более высокие свободные одночастичные уровни, оставляя две нуклонные «дырки» в остоле заполненных оболочек. В ядре образуется состояние $2p2h$ («две частицы — две дырки»). Так как энергия связи в квазидейтроне невелика, то каждому нуклону **КД**-пары передается энергия $\approx E_\gamma/2$. И если $E_\gamma/2 > \epsilon_f$, то в **КД**-фоторасщепление вовлечены все квазидейтроны ядра.

При $E_\gamma/2 < \epsilon_f$ в **КД**-фоторасщепление вовлекается лишь часть квазидейтронов ядра, нуклоны которых занимают уровни на глубину $E_\gamma/2$ от уровня Ферми.

Именно это снижение
и должно описываться
Паули-блокинг функцией $f(E_\gamma)$.
Эта функция была определена
Chadwick et al. (1991)
в результате процедуры
вычисления плотности доступных
при КД-фоторасщеплении конечных
ядерных состояний. Использовался
формализм фазового пространства
и Ферми-газовые плотности
ядерных состояний.
Учитывалось также
сохранение импульса при
КД-фоторасщеплении.
Вычисленная функция $f(E_\gamma)$
показана на рисунке.

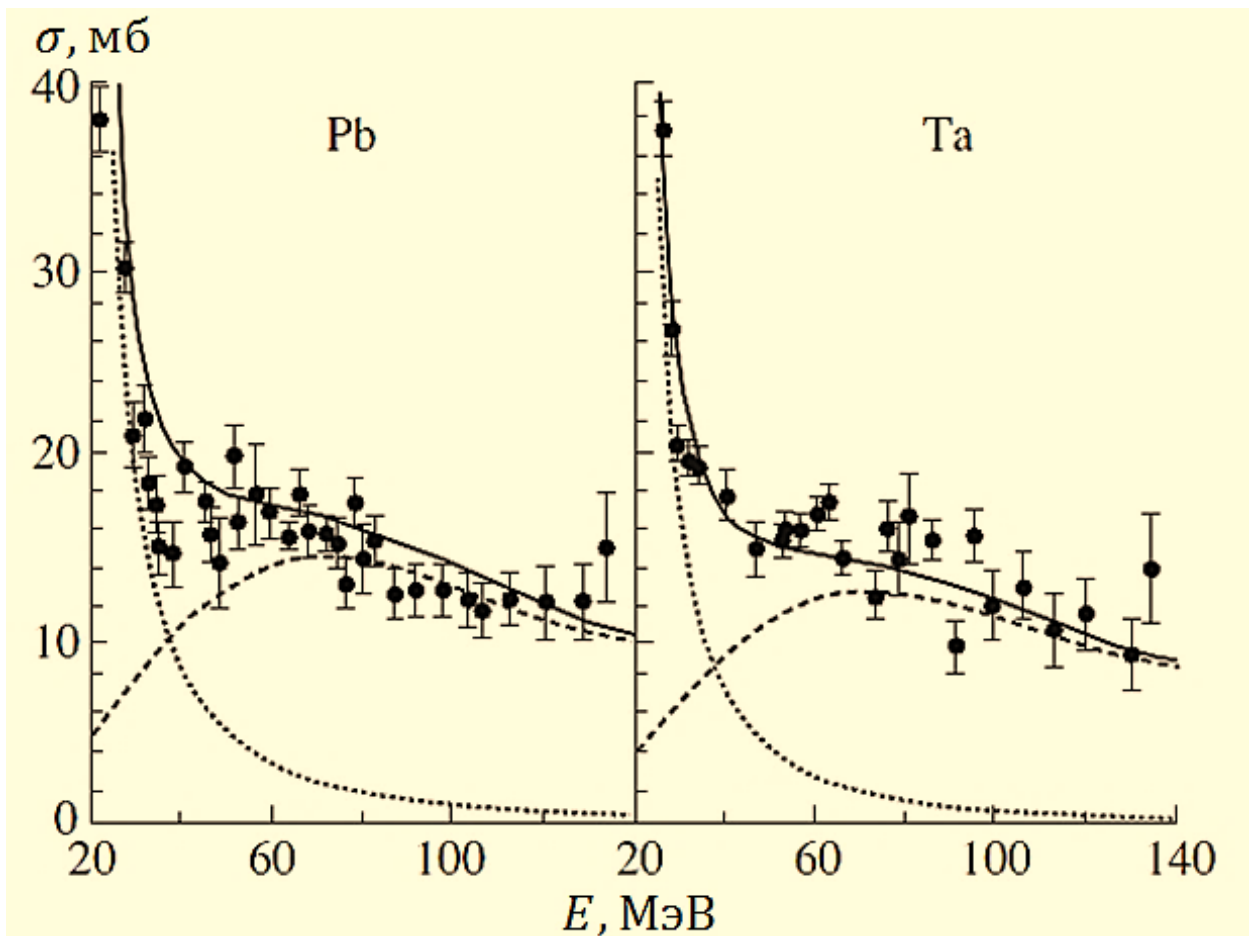


Хорошей параметризацией сечения фоторасщепления
свободного дейтрона является следующая

$$\sigma_d(E_\gamma) = 61,2 \frac{(E_\gamma - 2,224)^{3/2}}{E_\gamma^3} \text{ мб},$$

где E_γ выражается в МэВ, а энергия связи
свободного дейтрона равна 2,224 МэВ.

Сравнение теории **КД**-фоторасщепления атомных ядер с экспериментом



Экспериментальные точки –
сечения фоторасщепления ядер Pb и Ta
за максимумом ГДР

(Leprêtre A. et al. Nucl. Phys., A367(1981) 237).

Точечные кривые – «хвосты» ГДР.

Пунктирные – расчётные **КД**-сечения
(Chadwick M.B. et al. Phys. Rev., C44 (1991) 814).

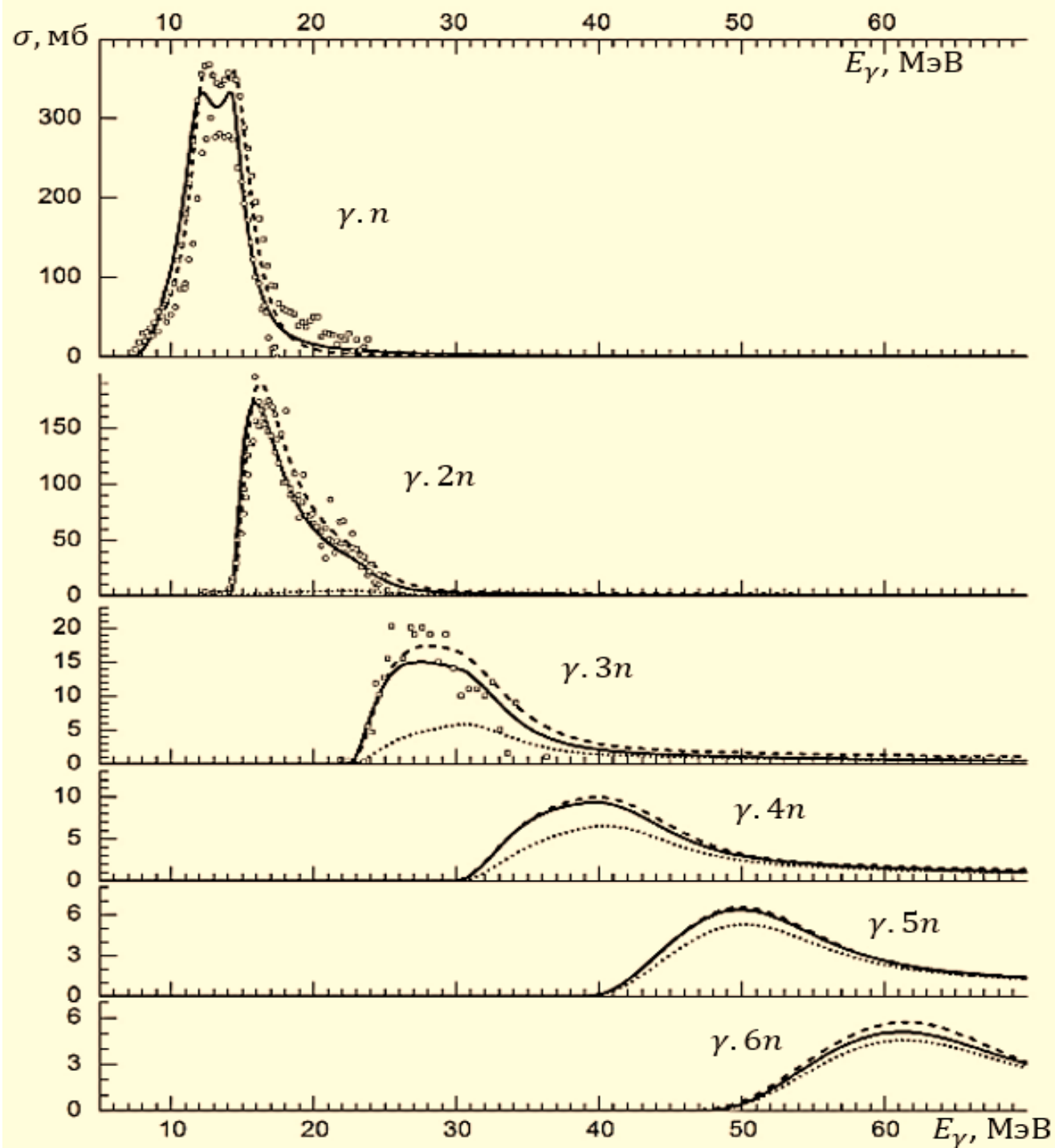
Сплошные кривые – их суммы

Характер эмиссии фотонуклонов зависит от природы первичного возбуждения ядра.

ГДР-компонента фотонуклонных реакций в средних и тяжелых ядрах, определяется в основном эмиссией нуклонов из компаунд-состояния ядра-мишени, достигаемого в результате термализации энергии дипольных колебаний. Причем в первом приближении можно ограничиться только равновесной эмиссией нейтронов, так как «испарение» протонов сильно подавляется кулоновским барьером. С другой стороны, предравновесная эмиссия нуклонов оказывает значительное влияние на **КД**-компоненту фотонуклонных реакций, так как в этом случае вся энергия жесткого фотона передается одной нейтрон-протонной паре. При этом возбуждаются один нейтрон и один протон, так что образуется двухчастично-двухдырочное ($2p2h$) входное состояние. Затем первичное возбуждение распадается либо вследствие эмиссии возбужденного нуклона, либо вследствие внутриядерного перехода к более сложным конфигурациям.

Энергия возбуждения составной системы, возникшей при квазидейтронном фотопоглощении, распределяется по все большему числу нуклонов, пока не будет достигнуто состояние теплового равновесия, либо на некоторой стадии не произойдет вылет нуклона в непрерывный спектр, после чего процесс термализации завершается уже в остаточном ядре. По достижении компаунд-состояния (в исходном или остаточном ядре) начинается сравнительно долгий процесс испарения нейтронов. Такова несколько упрощенная схема эволюции первичных **ГР**- и **КД**-возбуждений ядра-мишени. Для реализации всей этой расчетной схемы, как уже отмечалось, используется

Комбинированная Модель Фотоядерных Реакций.



Сечения фотонуклонных реакций на ядре ^{181}Ta

..... эксперимент

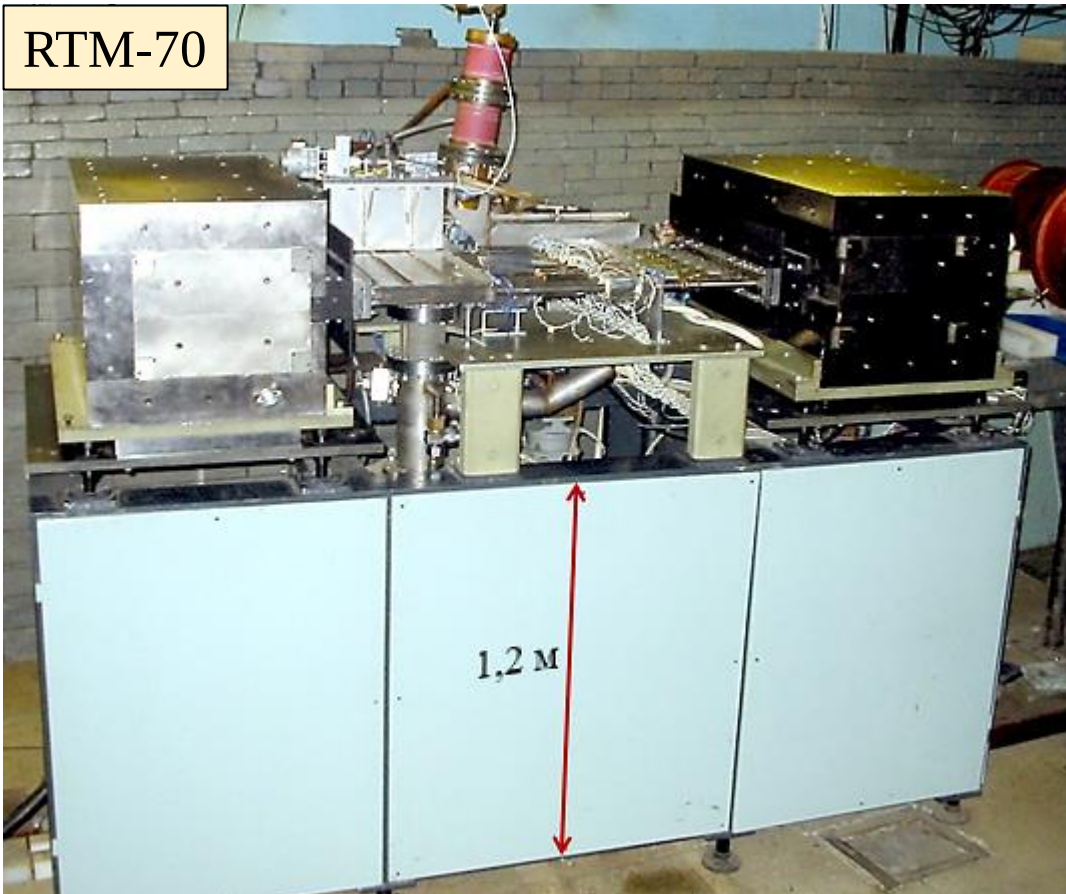
----- традиционная программа TALYS

—— КМФР

..... квазидейтронное сечение (КМФР)

Фотоядерные эксперименты за гигантским дипольным резонансом, выполненные в ОЭПВАЯ НИИЯФ МГУ в период 2004 – 2020 гг.

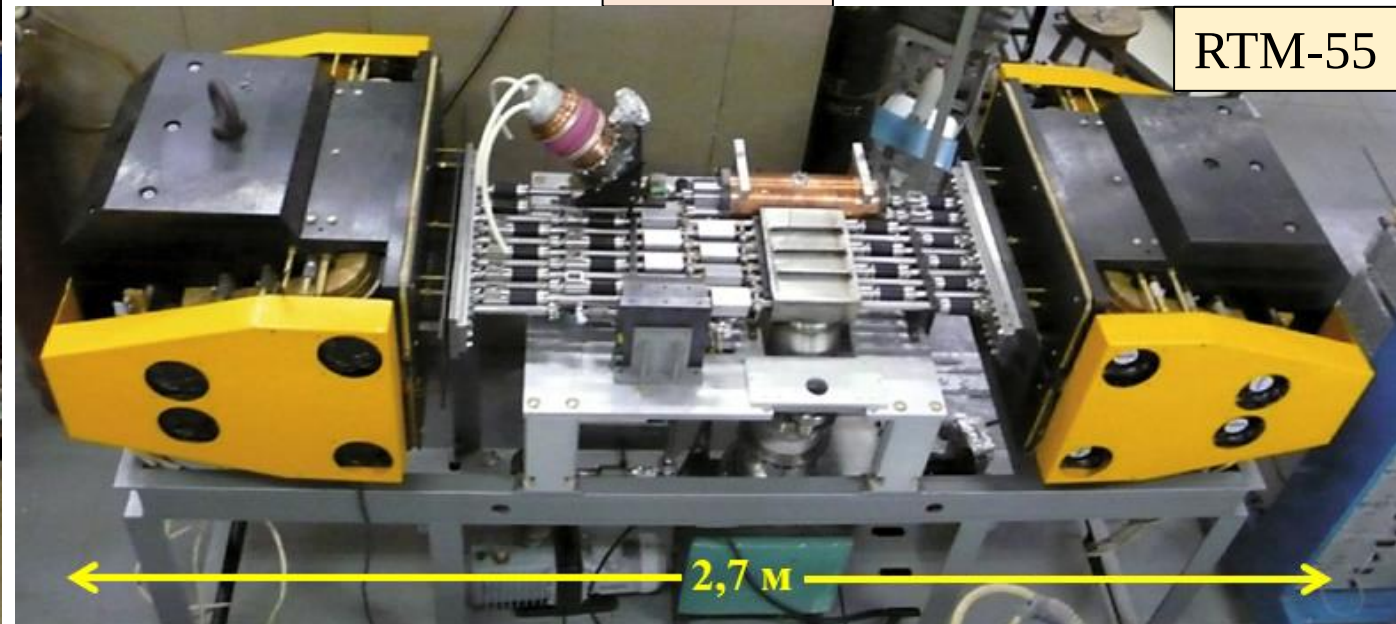
Исследовалось фоторасщепление изотопов Ti, Sr, Y, Mo, Ag, Cd, Sn, Ta, Hg, Au, Tl, Pb, Bi. Использовалось тормозное γ -излучение от импульсных разрезных микротронов RTM-55 и RTM-70, построенных в ОЭПВАЯ и ускорявших электроны до энергий 55 и 67,7 МэВ.



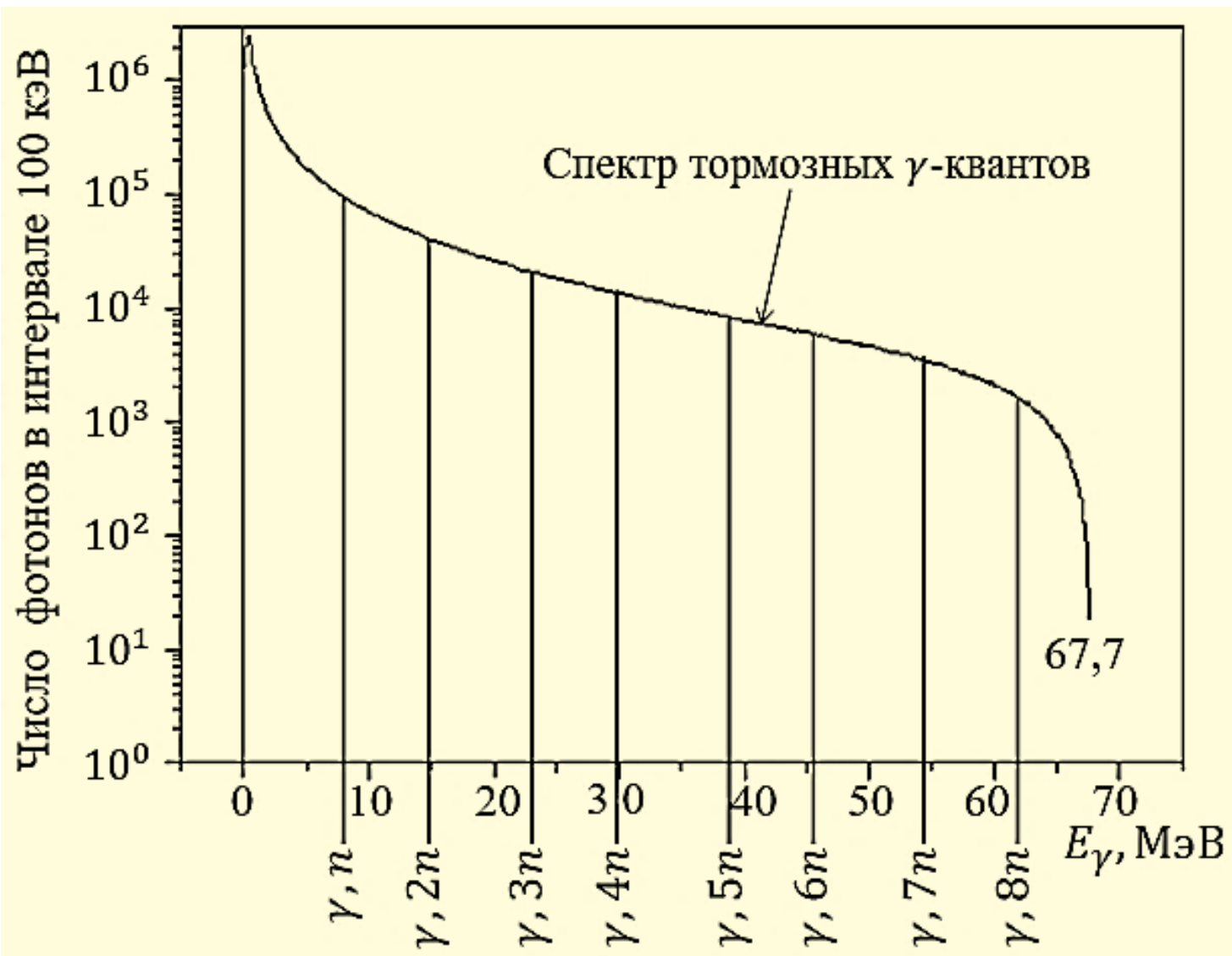
Импульсные разрезные микротроны ОЭПВАЯ

67,7 МэВ

55 МэВ



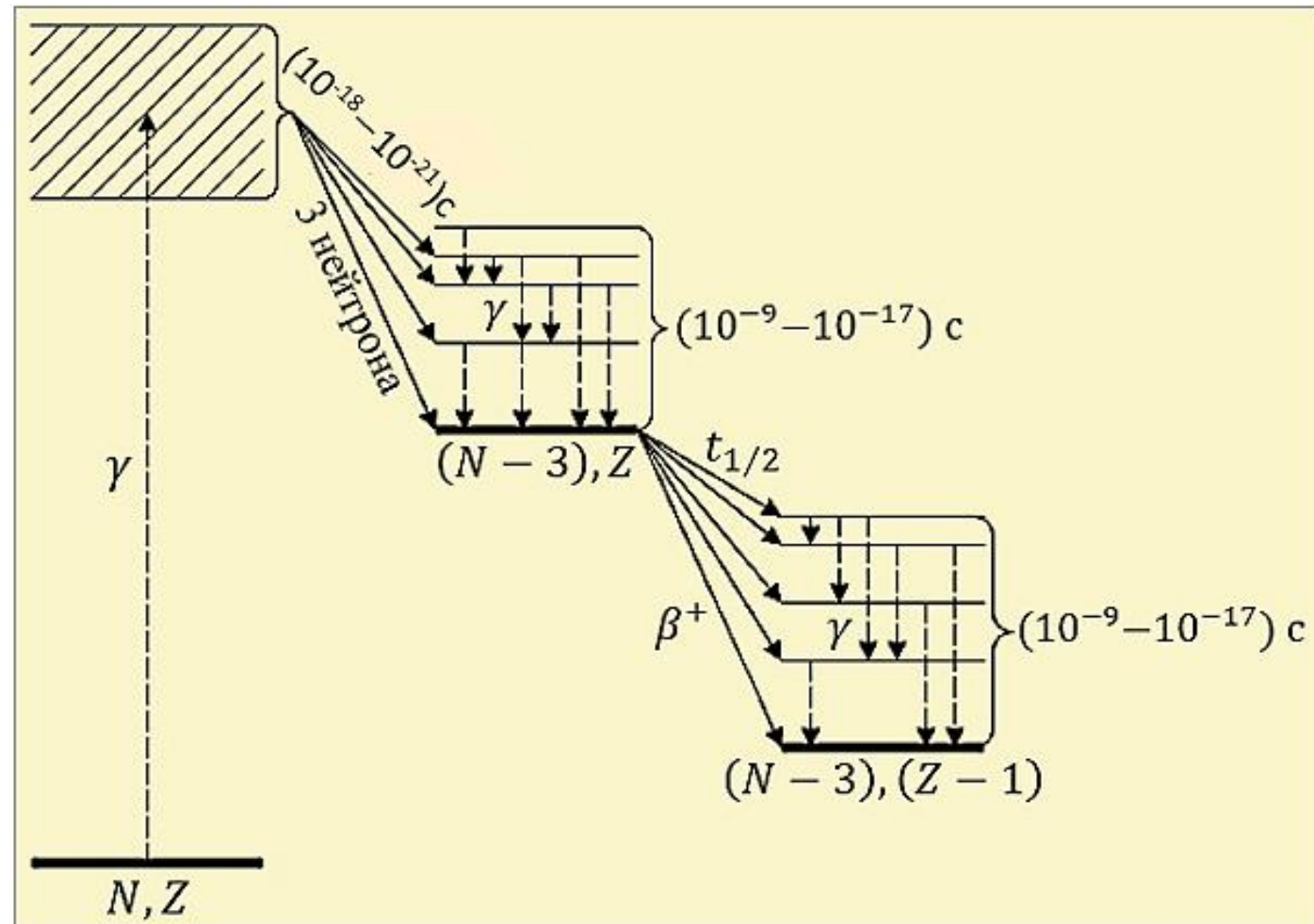
Спектр тормозных γ -квантов от импульсного разрезного микротрона RTM-70



Показаны пороговые энергии
фотонейтронных реакций
различной множественности
для ядра $^{209}_{83}\text{Bi}$

Принцип регистрации фотонуклонных реакций различной множественности на примере реакции $(\gamma, 3n)$ на ядре (N, Z) .

Реакция $(\gamma, 3n)$ происходит за время $(10^{-18} - 10^{-21})$ с. Конечное ядро $(N - 3, Z)$ может оказаться как в основном, так и в возбужденных состояниях. Возбуждение обычно снимается за время $(10^{-9} - 10^{-17})$ с и далее, ядро, находясь в основном состоянии, испытывает β^+ или e -захват. Этот распад идет в различные состояния конечного ядра $(N - 3, Z - 1)$ с периодом полураспада $t_{1/2}$. Если в ядре $(N - 3, Z - 1)$ не заселяются изомерные (долгоживущие) уровни, то снятие возбуждения происходит за $(10^{-9} - 10^{-17})$ с и в спектре γ -квантов будут линии, характерные только для конечного ядра $(N - 3, Z - 1)$. Наличие таких линий покажет, что произошла именно реакция $(\gamma, 3n)$ в ядре (N, Z) . Дополнительный критерий справедливости такого вывода – экспоненциальное уменьшение со временем интенсивности линии с периодом полураспада $t_{1/2}$, характерным для β^+ -распада ядра $(N - 3, Z)$. Современные базы данных по γ - и β -распадам ядер позволяют надежно расшифровывать спектры γ -квантов и определять конечные ядра, образующиеся в фотоядерном эксперименте.



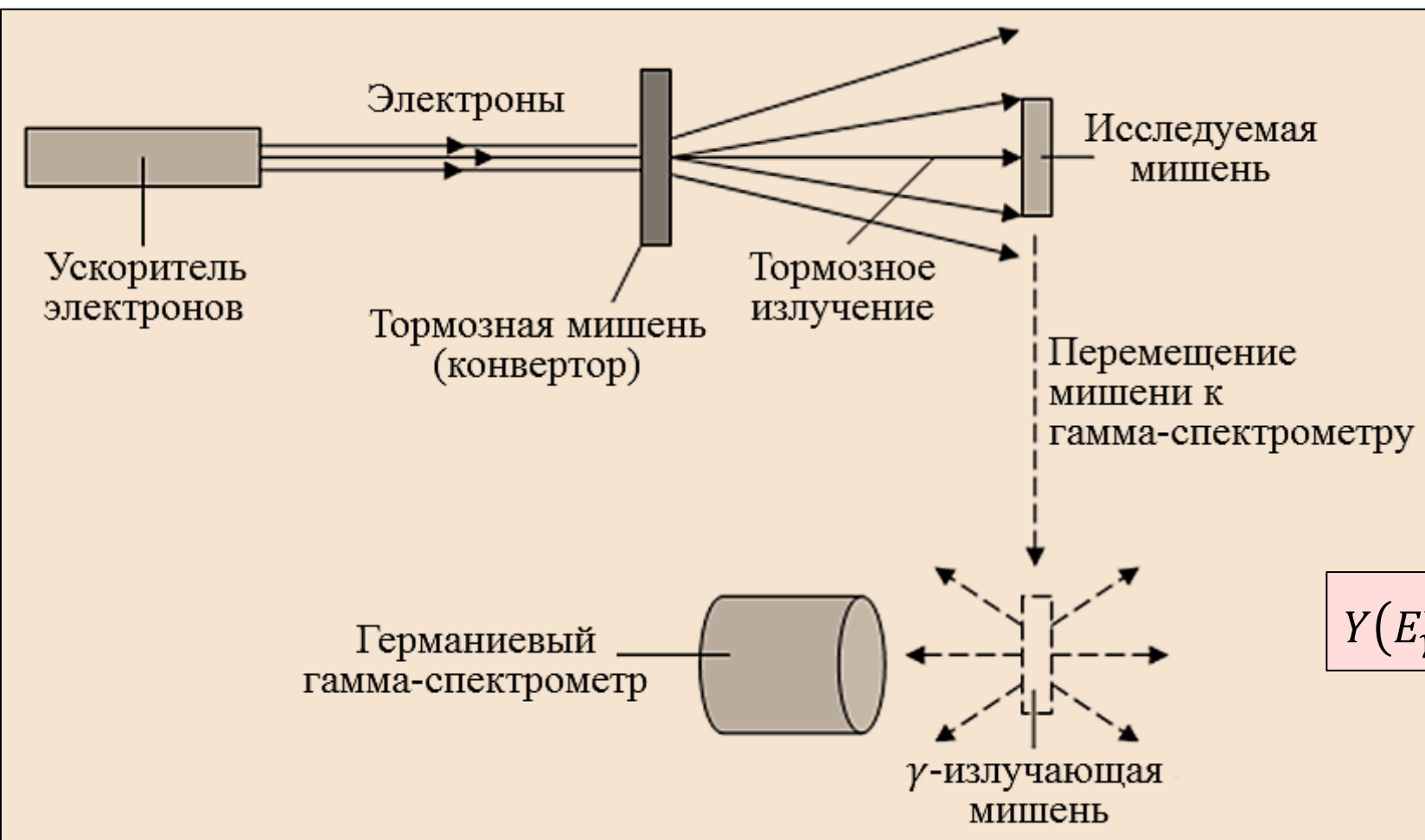
Фотоядерный комплекс ОЭПВАЯ НИИЯФ МГУ

Применялся метод наведенной γ -активности. Мишень облучалась тормозным γ -пучком ускорителя и затем перемещалась к γ -спектрометру, который вне пучка измерял γ -спектры остаточной β -активности. По результатам одного эксперимента можно было получить сведения обо всех возможных фотонуклонных реакциях. Проведение измерений вне пучка резко снижает фон, многократно повышает чувствительность опыта и позволяет исследовать реакции с низкими сечениями, ранее недоступные для наблюдений. Этот метод по сравнению

с прямой регистрацией продуктов реакции использует более простые установки, а в случае больших времён распада, допускает многократные, тщательные измерения и получение максимальной информации о каналах реакции. Конечным результатом метода является определение выхода образовавшихся ядер $Y(E_\gamma^{max})$, связанного с сечением $\sigma(E_\gamma)$ соотношением:

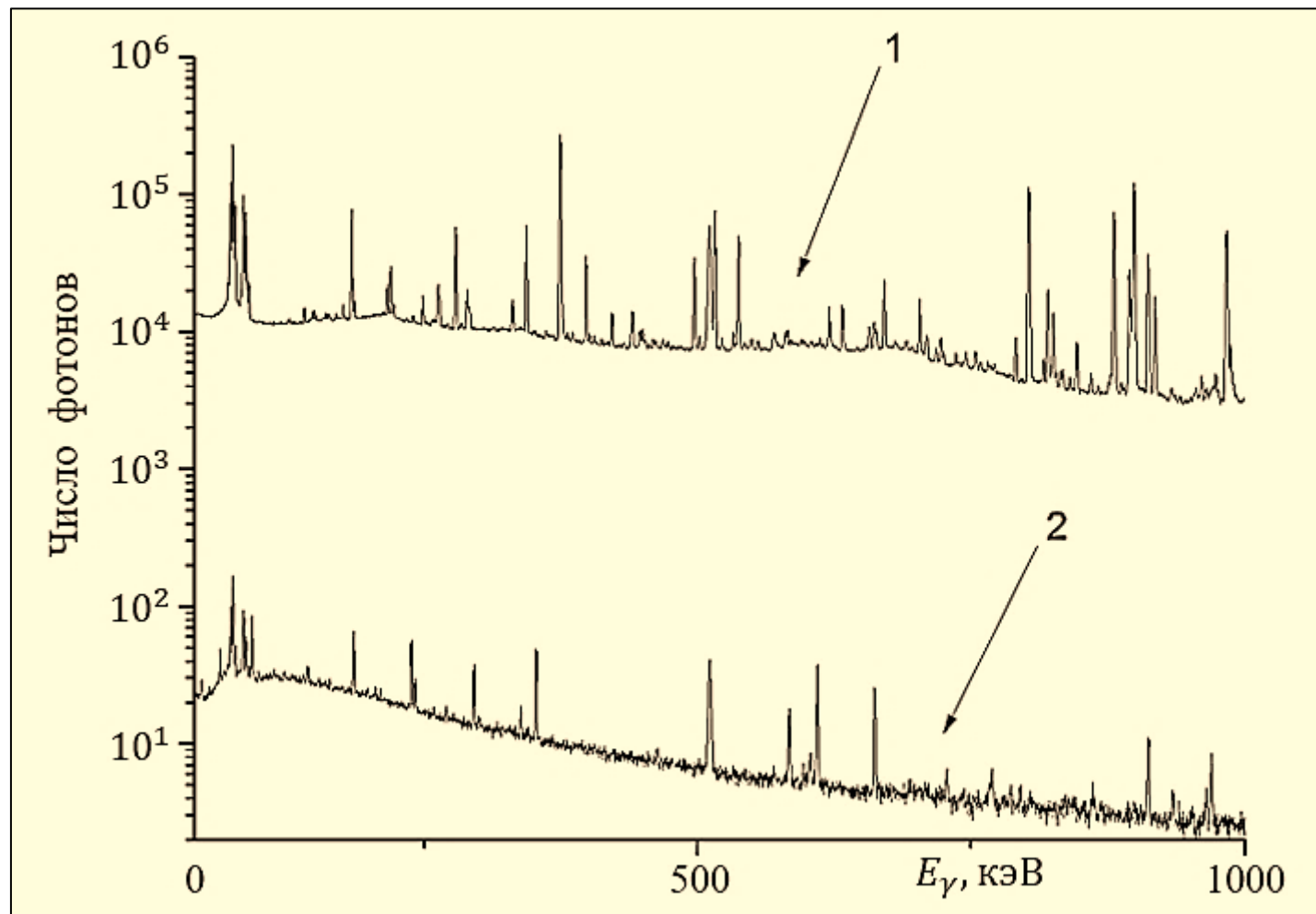
$$Y(E_\gamma^{max}) = \int_0^{E_\gamma^{max}} \sigma(E_\gamma) W(E_\gamma, E_\gamma^{max}) dE_\gamma,$$

в котором $W(E_\gamma, E_\gamma^{max})$ – спектр тормозного γ -излучения.



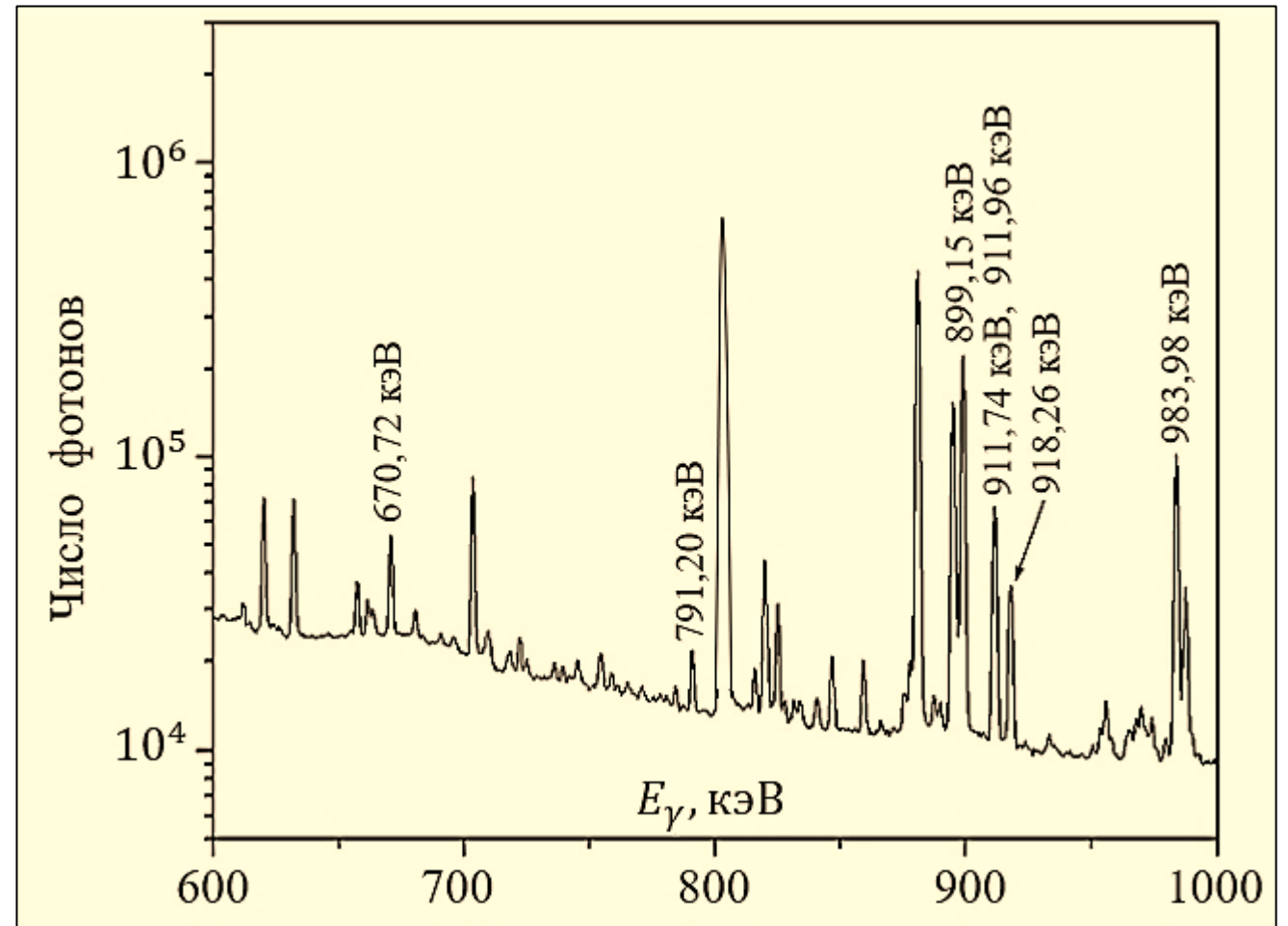


Детектор γ -квантов HPGe
из сверхчистого германия Canberra GC3019
объёмом 130 см^3 и эффективностью 30%.
Расположен в 30 м от ускорителя RTM-70.

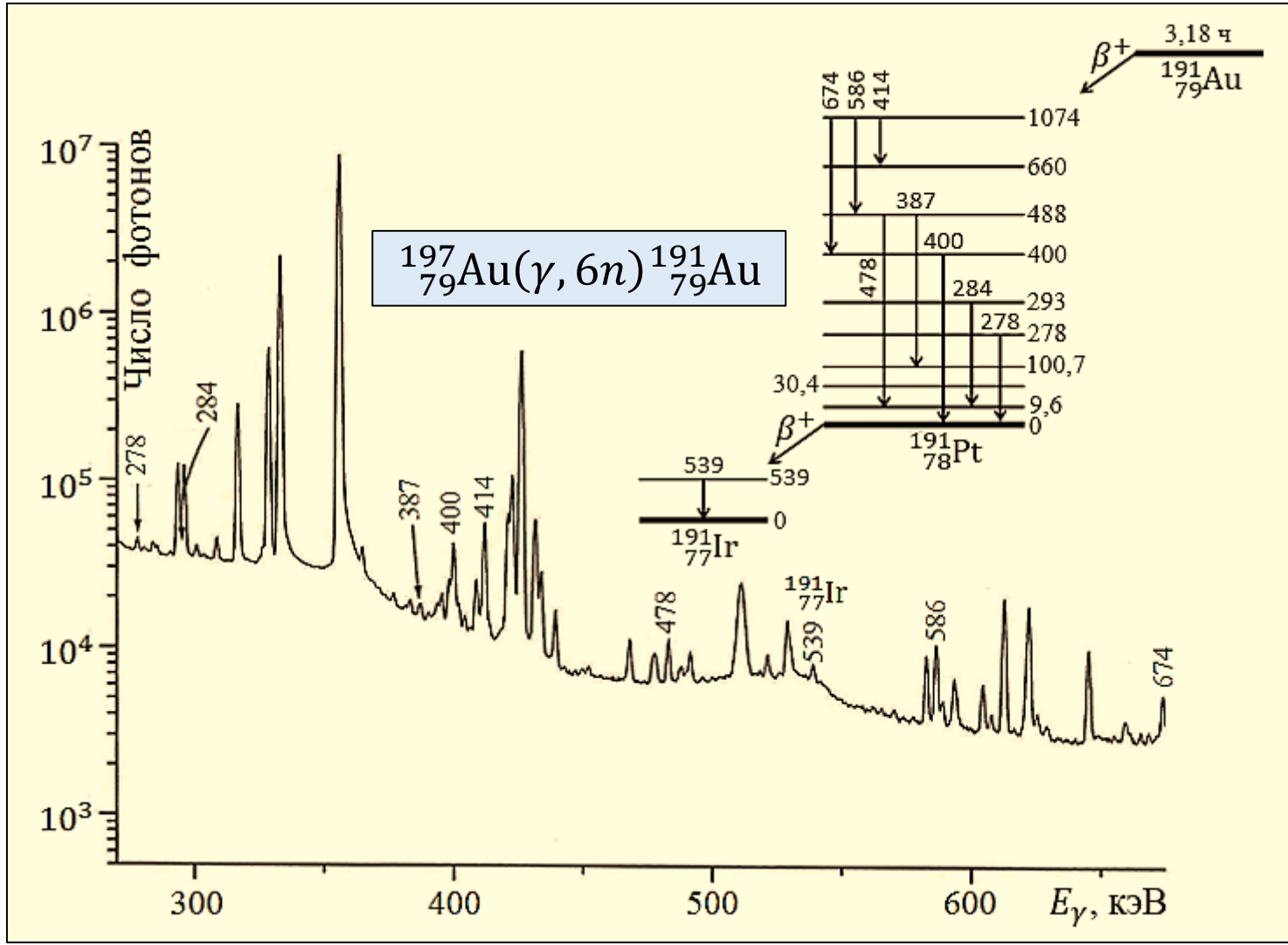


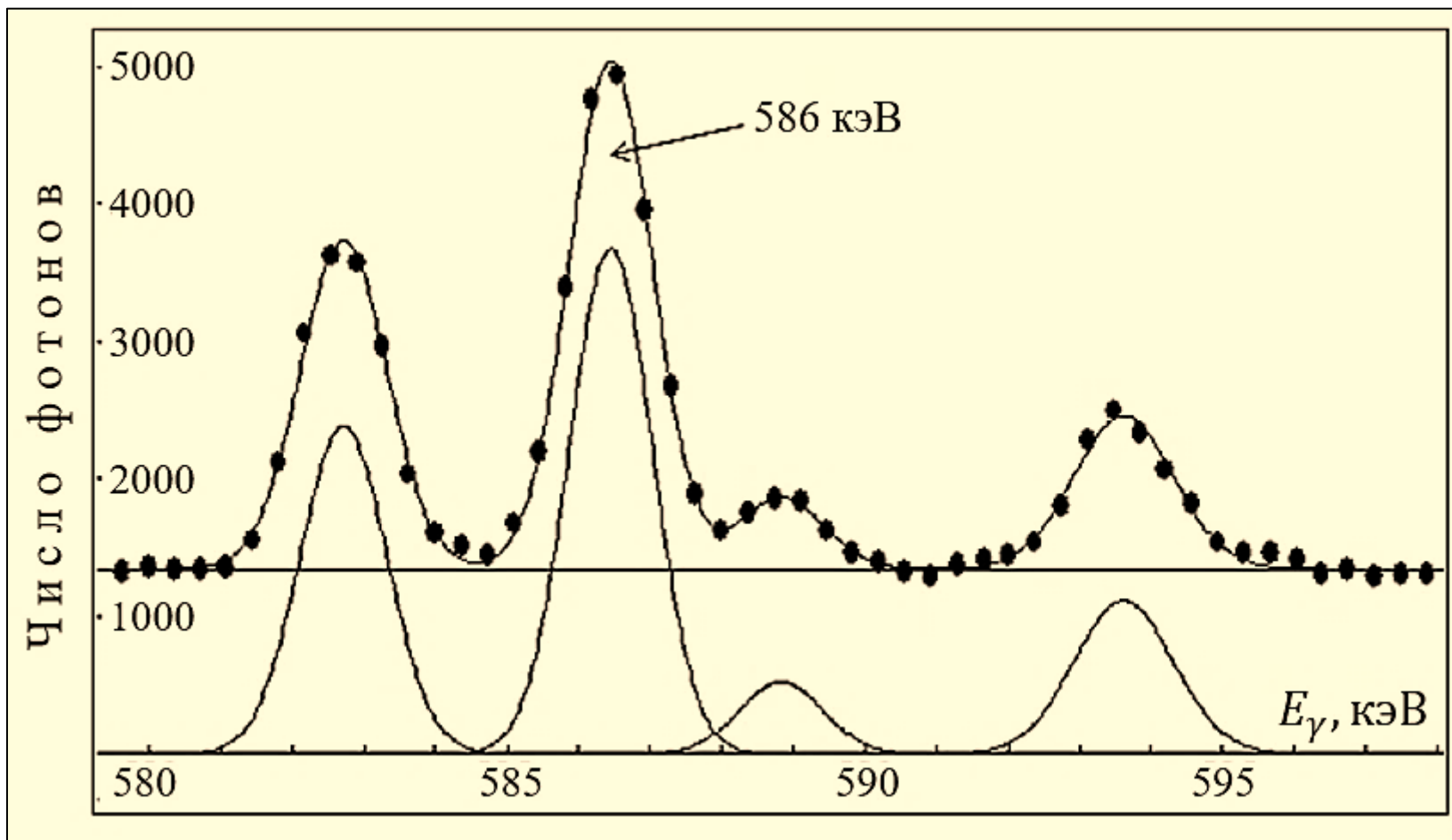
Сравнение γ -спектров остаточной активности
облученного образца $^{209}_{83}\text{Bi}$ (спектр 1)
и фона (спектр 2), измеренных в течение 2-х часов.

Свидетельство реакции $^{209}_{83}\text{Bi}(\gamma, 5n)^{204}_{83}\text{Bi}$.
Отмечены γ -пики, сопровождающие
 β^+ -распад конечного ядра $^{204}_{83}\text{Bi}$.
Они отвечают γ -переходам
в ядре $^{204}_{82}\text{Pb}$, образующемся
в результате β^+ -распада ядра $^{204}_{83}\text{Bi}$.
Спектр измерен в течение 24 часов
через 12 часов после окончания облучения.



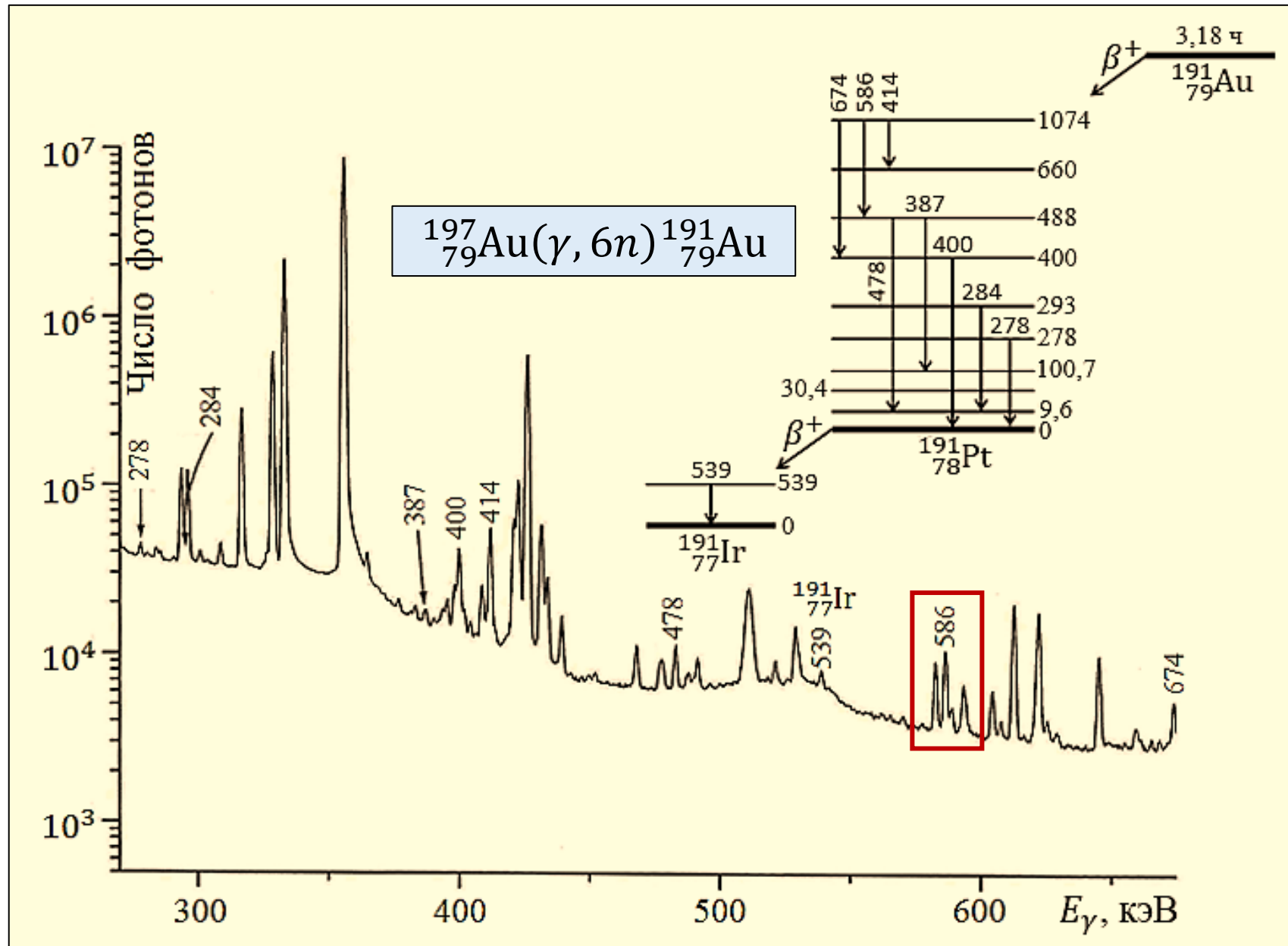
Свидетельство реакции $^{197}_{79}\text{Au}(\gamma, 6n)^{191}_{79}\text{Au}$.
Отмечены γ -пики, сопровождающие β^+ -распад конечного ядра $^{191}_{79}\text{Au}$.
Они отвечают γ -переходам в ядре $^{191}_{78}\text{Pt}$, образующемся в результате β^+ -распада ядра $^{191}_{79}\text{Au}$.

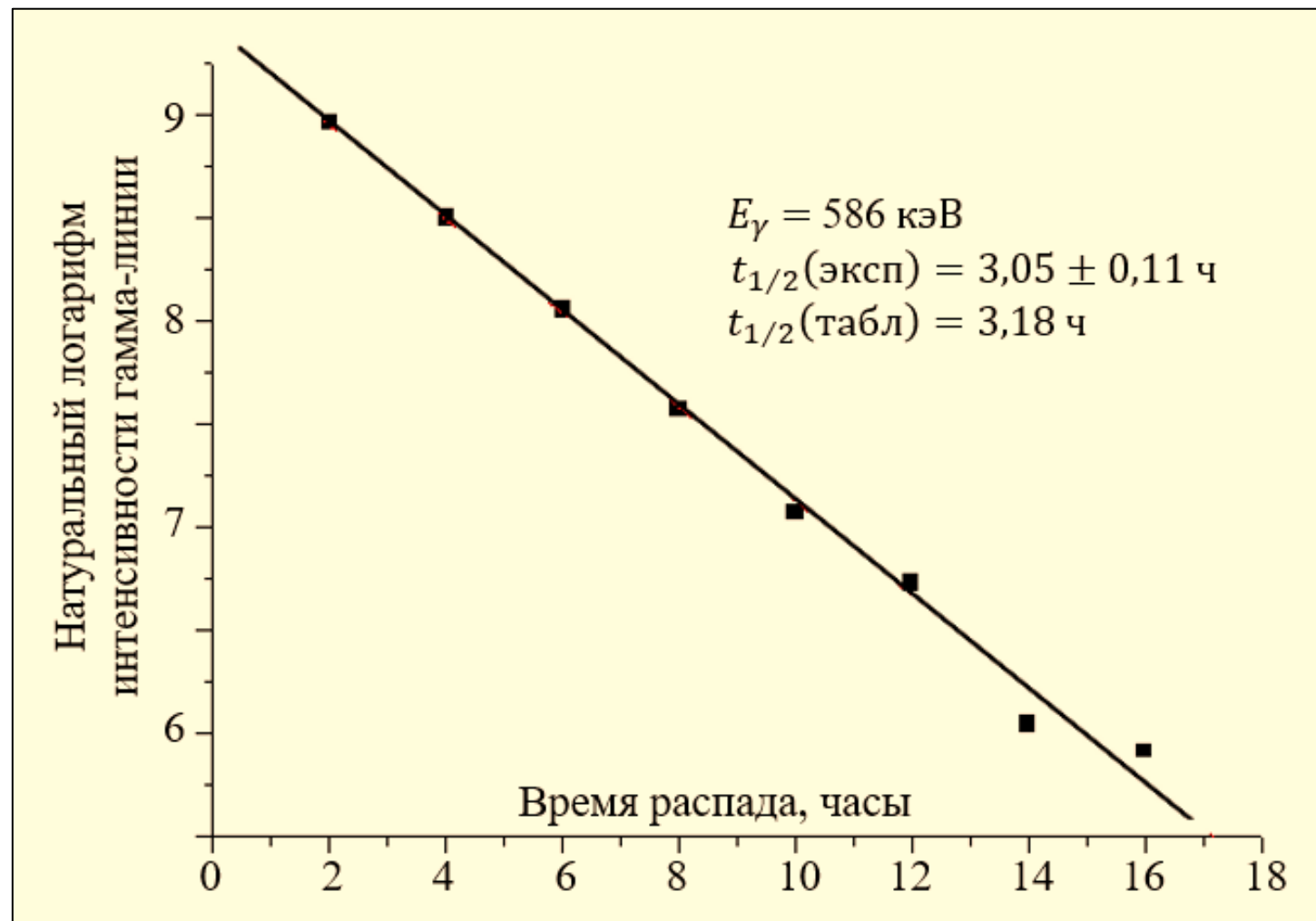




Спектр γ -квантов, показанный на предыдущем слайде, в диапазоне 579–598 кэВ.
Отмечена линия 586 кэВ, сопровождающая β^+ -распад ядра $^{191}_{79}\text{Au}$.

Свидетельство реакции $^{197}_{79}\text{Au}(\gamma, 6n)^{191}_{79}\text{Au}$.
Выделен участок γ -спектра в районе линии 586 кэВ.





Временной спад интенсивности γ -линии 586 кэВ
в полупологарифмическом масштабе.

Экспериментальные и теоретические выходы фотонейтронных реакций на ядре ^{197}Au в относительных единицах. Теоретические выходы получены в комбинированной модели фотоядерных реакций.

Реакция	Экспериментальный выход	Теоретический выход ГДР + КД	Теоретический выход ГДР
$^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$	1,0000	1,0000	1,0000
$^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$	$0,16 \pm 0,01$	0,20	0,19
$^{197}\text{Au}(\gamma, 3n)^{194}\text{Au}$	$0,023 \pm 0,002$	0,021	0,014
$^{197}\text{Au}(\gamma, 4n)^{193}\text{Au}$	$0,0074 \pm 0,0013$	0,0097	0,0043
$^{197}\text{Au}(\gamma, 5n)^{192}\text{Au}$	$0,0025 \pm 0,0002$	0,0027	0,0010
$^{197}\text{Au}(\gamma, 6n)^{191}\text{Au}$	$0,00050 \pm 0,00007$	0,0006	0,0002

Экспериментальные и теоретические выходы фотонейтронных реакций на ядре ^{209}Bi в относительных единицах. Теоретические выходы получены в комбинированной модели фотоядерных реакций.

Реакция	Экспериментальный выход	Теоретический выход ГДР + КД	Теоретический выход ГДР
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n)^{207}\text{Bi}$	$1,00 \pm 0,05$	1,0000	1,0000
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 3n)^{206}\text{Bi}$	$0,15 \pm 0,03$	0,113	0,080
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$	$0,09 \pm 0,02$	0,051	0,025
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 5n)^{204}\text{Bi}$	$0,017 \pm 0,003$	0,016	0,007
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 6n)^{203}\text{Bi}$	$0,007 \pm 0,002$	0,0041	0,0020
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 7n)^{202}\text{Bi}$	$0,00012 \pm 0,00006$	0,00012	0,00007

Реакция $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$ не изучалась из-за аномально большого периода полураспада ядра ^{208}Bi ($3,68 \cdot 10^5$ лет).