

Учреждение образования

«Международный государственный экологический университет им.

А.Д. Сахарова»

Факультет мониторинга окружающей среды

**ФИЗИКА ЯДРА И  
ИОНИЗИРУЮЩЕГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ**

**1-31 04 05 Медицинская физика**

2020 -2021 уч. г.

# Спонтанное деление

- – разновидность радиоактивного распада тяжелых атомных ядер. Спонтанное деление является делением ядра, происходящим без внешнего возбуждения (вынужденного деления) и дает такие же продукты, как и вынужденное деление:
  - **осколки (ядра более легких элементов) и**
  - **несколько нейтронов.**
- По современным представлениям причиной спонтанного деления является туннельный эффект.
- Вероятность спонтанного деления растет с увеличением числа протонов в ядре. Эта вероятность зависит от параметра  $Z^2/A$ . При стремлении  $Z^2/A$  к значению 45 вероятность спонтанного деления стремится к единице, что накладывает ограничения на возможность существования сверхтяжелых ядер.

# Спонтанное деление

- Для таких элементов как уран и торий спонтанное деление является очень редким процессом:
- их ядра намного чаще распадаются по другим каналам распада, для них  $Z^2/A$  составляет примерно 35.
- С ростом  $Z^2/A$  вероятность спонтанного деления быстро растет.

# Данные по спонтанному делению некоторых тяжелых ядер

Ядро	$T_{1/2}$ , лет	Вероятность спонтанного деления	Выход нейтронов на 1 деление	Интенсивность нейтронов, нейтр./г·с
U-235	$7,04 \cdot 10^8$	$2,0 \cdot 10^{-9}$	1,86	$3,0 \cdot 10^{-4}$
U-238	$4,47 \cdot 10^9$	$5,4 \cdot 10^{-17}$	2,07	0,0136
Pu-239	$2,41 \cdot 10^4$	$4,4 \cdot 10^{-12}$	2,16	$2,2 \cdot 10^{-2}$
Pu-240	6569	$5,0 \cdot 10^{-8}$	2,21	920
Cm-250	8300	0,80	3,3	$2,1 \cdot 10^{10}$
Cf-252	2,638	$3,09 \cdot 10^{-2}$	3,73	$2,3 \cdot 10^{12}$

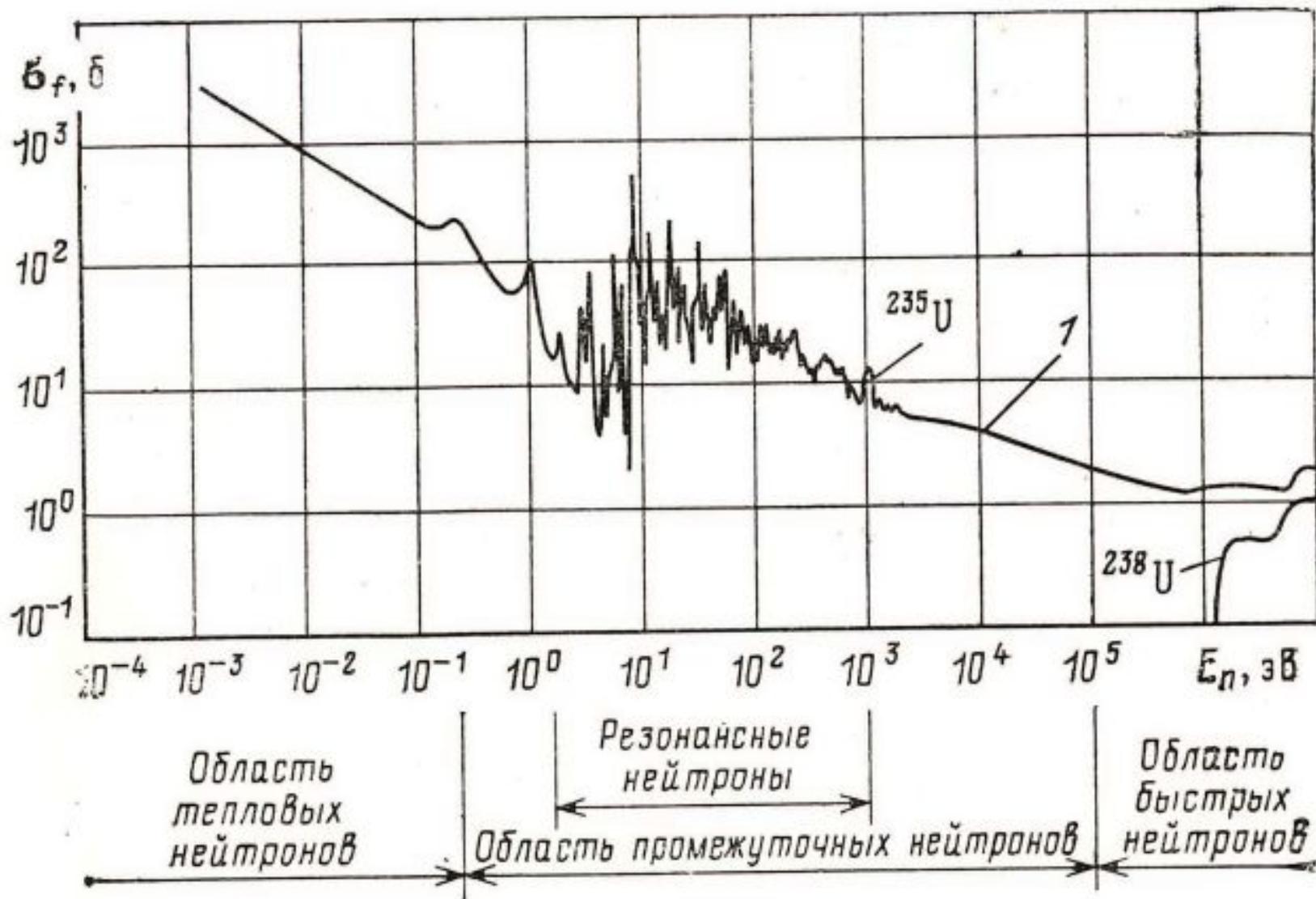
# Деление тяжелых ядер

- Среди многих известных ядерных реакций наиболее важное практическое значение имеет реакция деления тяжелых ядер под действием нейтронов, так как в результате каждого акта деления кроме выделения большого количества энергии появляются новые свободные нейтроны, способные вызвать последующие акты деления, и т.д.
- В результате возможно развитие цепной самоподдерживающейся реакции с выделением огромного количества энергии.
- Впервые реакцию деления ядер урана, бомбардируемых нейтронами, наблюдали немецкие ученые О.Ганн и Ф.Штрассман в 1939 г.

# Деление тяжелых ядер

- Природный уран в основном состоит из двух изотопов: (0,714%) и (99,281%), имеются также следы – 0,005%.
- Два наиболее возможные каналы реакции деления урана-235:
  - $^{235}_{92}\text{U} + n \rightarrow ^{236}_{92}\text{U}^* \rightarrow ^{144}_{56}\text{Ba} + ^{89}_{36}\text{Kr} + 3n + k\gamma + Q$
  - $^{235}_{92}\text{U} + n \rightarrow ^{236}_{92}\text{U}^* \rightarrow ^{140}_{54}\text{Xe} + ^{94}_{38}\text{Sr} + 2n + k\gamma + Q$
- Ядра U-235 делятся нейтронами, обладающими любой кинетической энергией, в том числе тепловыми нейтронами с кинетической энергией, близкой к нулю,  $E_n < 0,2 \text{ эВ}$  – это беспороговое деление.
- Ядра урана-238 делятся только быстрыми нейтронами с кинетической энергией  $E_n > 1 \text{ МэВ}$ .

# Зависимость микроскопических сечений от энергии нейтронов



# Фотоядерные реакции

- Фотоны с такой энергией возникают в некоторых ядерных реакциях или получаются при торможении в веществе очень быстрых электронов.
- При радиоактивном распаде, как правило, таких  $\gamma$ -квантов не образуется, поэтому  $\gamma$ -кванты  $\beta$ -распада не могут возбудить фотоядерные реакции и вызвать появление новой наведённой радиоактивности в других веществах.

# Деление тяжелых ядер

- Под действием тепловых нейтронов делятся также ядра  $^{233}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  (четно-нечетные нуклиды).
- Эти нуклиды называют *делящимися*. Вещества, в состав которых входят делящиеся нуклиды, называют ядерным топливом.
- Нуклиды  $^{233}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  не встречаются в природе, их получают искусственным путем в цепочке превращений



# Фотоядерные реакции

- — ядерные реакции, происходящие при поглощении  $\gamma$ -квантов ядрами атома. Явление испускания ядрами нуклонов при этой реакции называется **ядерным фотоэффектом**.
- Это явление было открыто [Чедвиком](#) и [Гольдхабером](#) в [1934 году](#) и в дальнейшем исследовано [Боте](#) и [Вольфгангом Гентнером](#), а затем и [Нильсом Бором](#).
- При поглощении  $\gamma$ -кванта ядро получает избыток энергии без изменения своего нуклонного состава, а ядро с избытком энергии является составным ядром. Как и другие ядерные реакции, поглощение ядром  $\gamma$ -кванта возможно только при выполнении необходимых энергетических и спиновых соотношений.
- Если переданная ядру энергия превосходит энергию связи нуклона в ядре, то распад образовавшегося составного ядра происходит чаще всего с испусканием нуклонов в

# Фотоядерные реакции

- Если переданная ядру энергия превосходит энергию связи нуклона в ядре, то распад образовавшегося составного ядра происходит чаще всего с испусканием нуклонов, в основном нейтронов. Такой распад ведёт к реакциям  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$ , которые и называются **фотоядерными**, а явление испускания нуклонов в этих реакциях — **ядерным фотоэффектом**.

# Фотоядерные реакции

- Фотоядерные реакции идут с образованием составного ядра.
- Однако при возбуждении реакций  $(\gamma, p)$  на ядрах с  $A > 100$  экспериментально был обнаружен слишком большой выход по сравнению с выходом, предсказываемым этим механизмом.
- Кроме того, угловое распределение протонов с наибольшей энергией оказалось неизотропным.
- Эти факты указывают на дополнительный механизм прямого взаимодействия, который существенен только в случае  $(\gamma, p)$ -реакции на тяжёлых и средних ядрах.
- Реакция же  $(\gamma, n)$  всегда идёт с образованием составного ядра.

# Фотоядерные реакции

- Первая наблюдавшаяся фотоядерная реакция - фоторасщепление дейтона  $\gamma + {}^2\text{H} \rightarrow \text{p} + \text{n}$
- Она идёт без образования составного ядра, так как ядро дейтерия не имеет возбуждённых состояний, и может быть вызвана  $\gamma$ -квантами сравнительно невысокой энергии (выше 2,23 МэВ).
- Нуклидов с малой энергией связи нуклонов всего несколько, а чтобы возбудить фотоядерные реакции с другими ядрами, необходимы фотоны с энергией **не менее 8 МэВ**.
- Фотоны с такой энергией возникают в некоторых ядерных реакциях или получаются при торможении в веществе очень быстрых электронов. При радиоактивном распаде, как правило, таких гамма-квантов не образуется, поэтому  $\gamma$ -кванты  $\beta$ -распада не могут возбудить фотоядерные реакции и вызвать появление новой наведённой радиоактивности в других веществах.

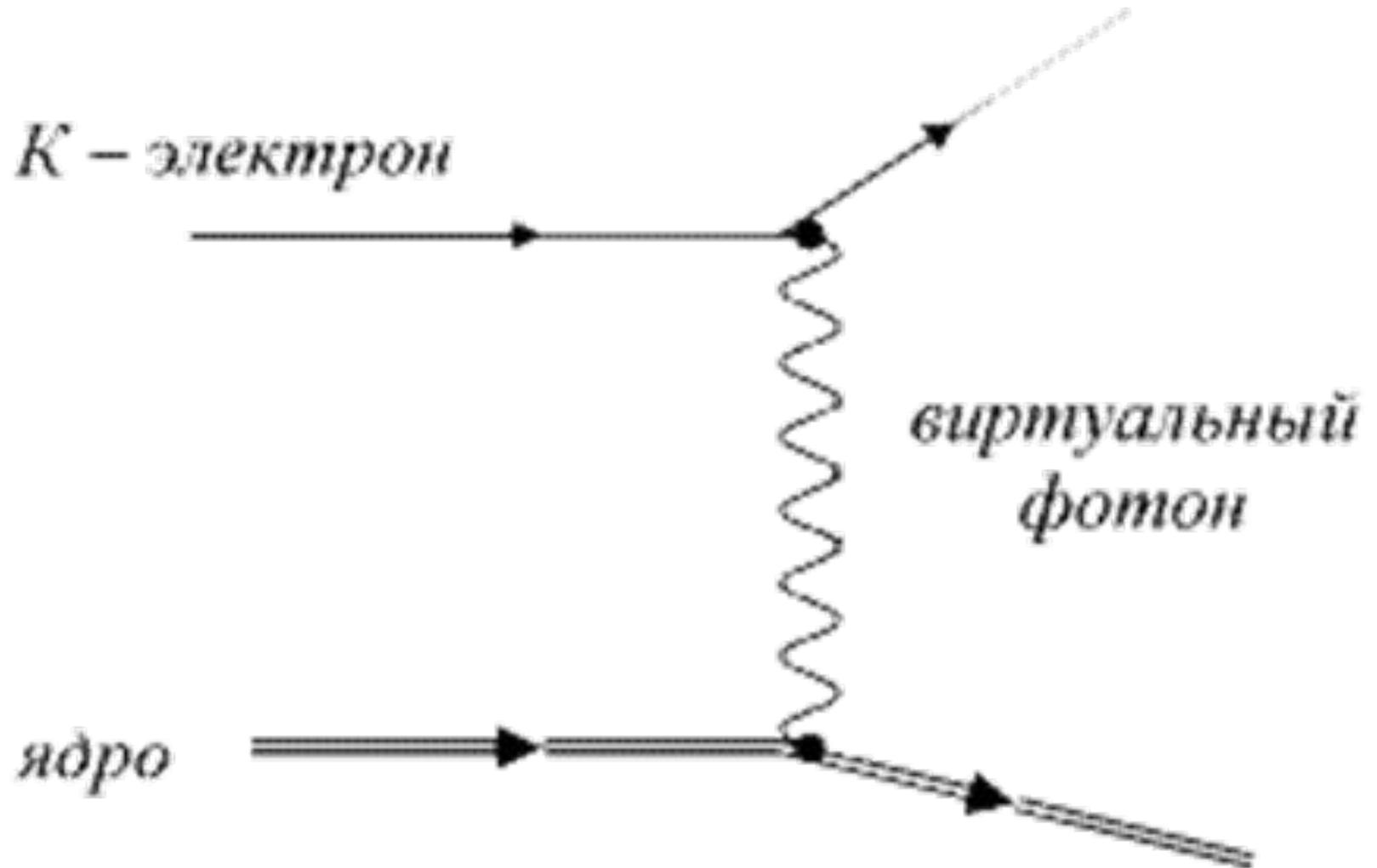
# Внутренняя конверсия

- Явление внутренней конверсии состоит в том, что атомное ядро, находящееся в возбужденном состоянии с энергией  $E_i$  может перейти в состояние с меньшей энергией  $E_f$ , передав энергию  $W_{if} = E_i - E_f$  одному из электронов атомной оболочки. В результате внутренней конверсии испускается электрон, энергия которого  $E_e$  определяется соотношением
- $E_e = W_{if} - E_{K,L,M...}$
- где  $E_{K,L,M...}$  - энергия связи электрона в K-, L-, M-... оболочках.
- В процессе внутренней конверсии участвует виртуальный фотон.

# Внутренняя конверсия

- Внутренняя конверсия - процесс конкурирующий с  $\gamma$ -излучением.
- Конкуренция между  $\gamma$ -излучением и внутренней конверсией характеризуется полным коэффициентом внутренней конверсии  $\alpha$ , который равен отношению вероятностей испускания электрона  $N_e$  к вероятности испускания  $\gamma$ -кванта  $N_\gamma$ .

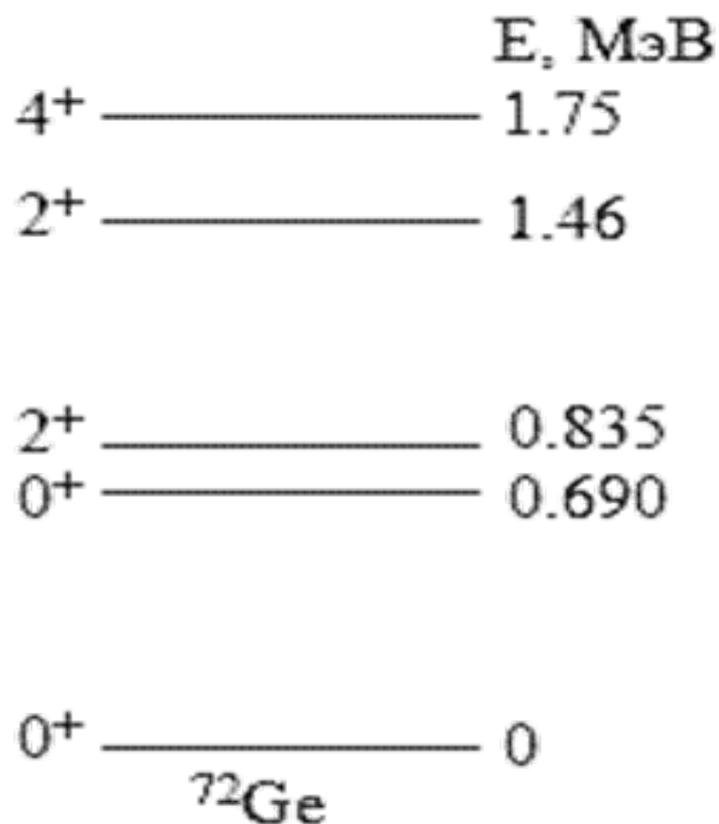
# Внутренняя конверсия



# Внутренняя конверсия

- В случае 0-0 переходов внутренняя конверсия - единственный способ снятия возбуждения ядра.
- Явление 0-0-перехода возникает в том случае, когда основной и первый возбужденный уровни ядра имеют спин 0.
- Такая ситуация имеет место, например, в ядре  $^{72}\text{Ge}$ , в котором основной и первый возбужденный уровни имеют характеристики  $0^+$  (рис. ).

Ядро  $^{72}\text{Ge}$ , в котором основной и первый возбужденный уровни имеют характеристики



$0^+$   
Если ядро оказывается в первом возбуждённом состоянии, оно не может перейти в основное состояние путём испускания  $\gamma$ -кванта, так как реального фотона  $E0$  с нулевым моментом не существует. Но оказывается, что виртуальный  $E0$   $\gamma$ -квант с нулевым моментом и положительной четностью может существовать. И этот квант действительно обеспечивает снятие возбуждения ядра путем внутренней конверсии.

# Внутренняя конверсия

- Конкуренция между  $\gamma$ -излучением и внутренней конверсией характеризуется полным коэффициентом внутренней конверсии  $\alpha$ , который равен отношению вероятностей испускания электрона  $N_e$  к вероятности испускания  $\gamma$ -кванта  $N_\gamma$ .
- $\alpha = N_e/N_\gamma = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$ ,
- где  $\alpha_K, \alpha_L, \alpha_M, \dots$  - парциальные коэффициенты внутренней конверсии для электронов K-, L-, M-... оболочек.
- Величина коэффициента внутренней конверсии сильно возрастает с увеличением мультипольности перехода и уменьшением его энергии, растет с увеличением заряда ядра.

# Внутренняя конверсия

- Процесс внутренней конверсии **всегда сопровождается рентгеновским излучением**, возникающем при переходе электронов с внешних оболочек атома на освободившиеся в результате конверсии состояния K-, L-, M-...оболочек.

# Парная конверсия

- Если энергия возбуждения превышает энергию, соответствующую двум массам электрона, то возможна парная конверсия
- $E > 2 mc^2 = 1,02 \text{ МэВ}$   
и ядро испускает электрон и позитрон.
- Механизм процесса: ядро испускает виртуальный  $\gamma$ -квант, который образует пару  $e^-e^+$ .
- Парная конверсия не связана с электронными оболочками и может происходить на ядре, лишенном электронов.

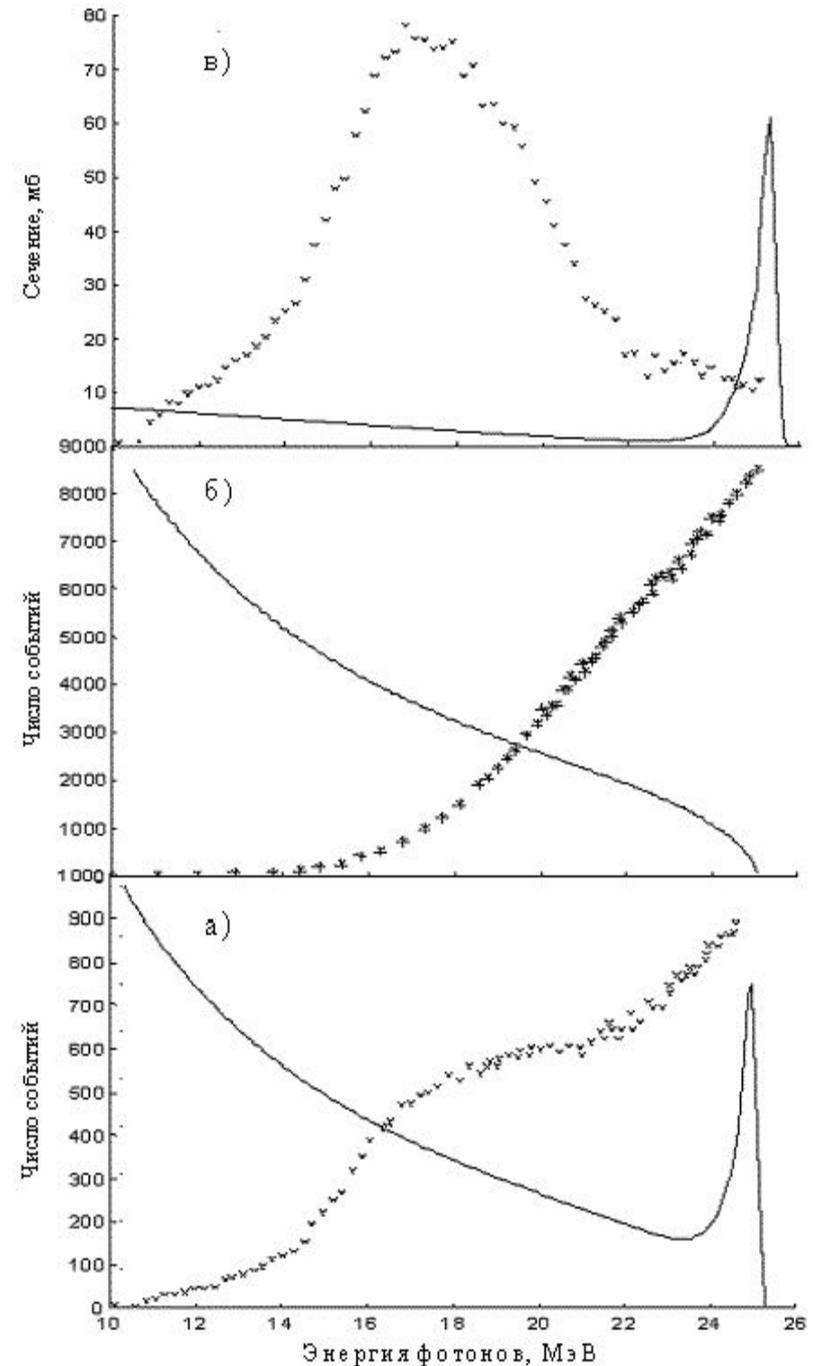
# Фотоядерные реакции

- По существу основным источником фотонов высоких (достаточных для осуществления ядерных реакций) энергий с начала интенсивных фотоядерных исследований являлись и являются до сих пор предварительно ускоренные электроны, торможение которых в специальных мишенях, приводит к испусканию тормозного  $\gamma$ -излучения.
- Установки по получению тормозного  $\gamma$ -излучения относительно просты (в основном – бетатроны, микротроны и линейные ускорители), интенсивности пучков высоки, а следовательно высоки статистические точности измеряемых в экспериментах величин.
- Спектр тормозного  $\gamma$ -излучения является сплошным.

# Фотоядерные реакции

- типичный пример приведен на Рис. 2б:
- На одном из промежуточных этапов эксперимента иного типа – на пучке квазимоноэнергетических фотонов, возникающих при аннигиляции релятивистских позитронов – используется тормозное излучение электронов.
- Следовательно, непосредственно в эксперименте измеряется не само сечение реакции  $\sigma$ , а выход реакции  $Y$  (проинтегрированный по энергии фотона  $E$  результат перемножения искомого сечения реакции  $\sigma$  и фотонного спектра  $W$ )
- $Y(E_{jm}) = \alpha \int W(E_{jm}, E) \sigma(E) dE$ ,
- где  $\sigma(E)$  - значение при энергии фотонов  $E$  сечения реакции с энергетическим порогом  $E_{th}$ ;
- $W(E_{jm}, E)$  - спектр тормозного  $\gamma$ -излучения с верхней границей  $E_{jm}$ ;
- $\alpha$  – нормировочная константа.

- Рис. 2. Экспериментальные выходы (1) реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  (кресты) и эффективные спектры фотонов (линии):
- а) выход, измеренный на пучке фотонов от аннигилирующих позитронов, спектр которых представляет собой сумму их аннигиляционной линии и тормозного излучения;
- б) выход, измеренный на пучке тормозного излучения электронов;
- в) выход реакции от фотонов, спектр которых представляет собой аннигиляционную линию (разность спектров, приведенных на рисунках а) и б)).



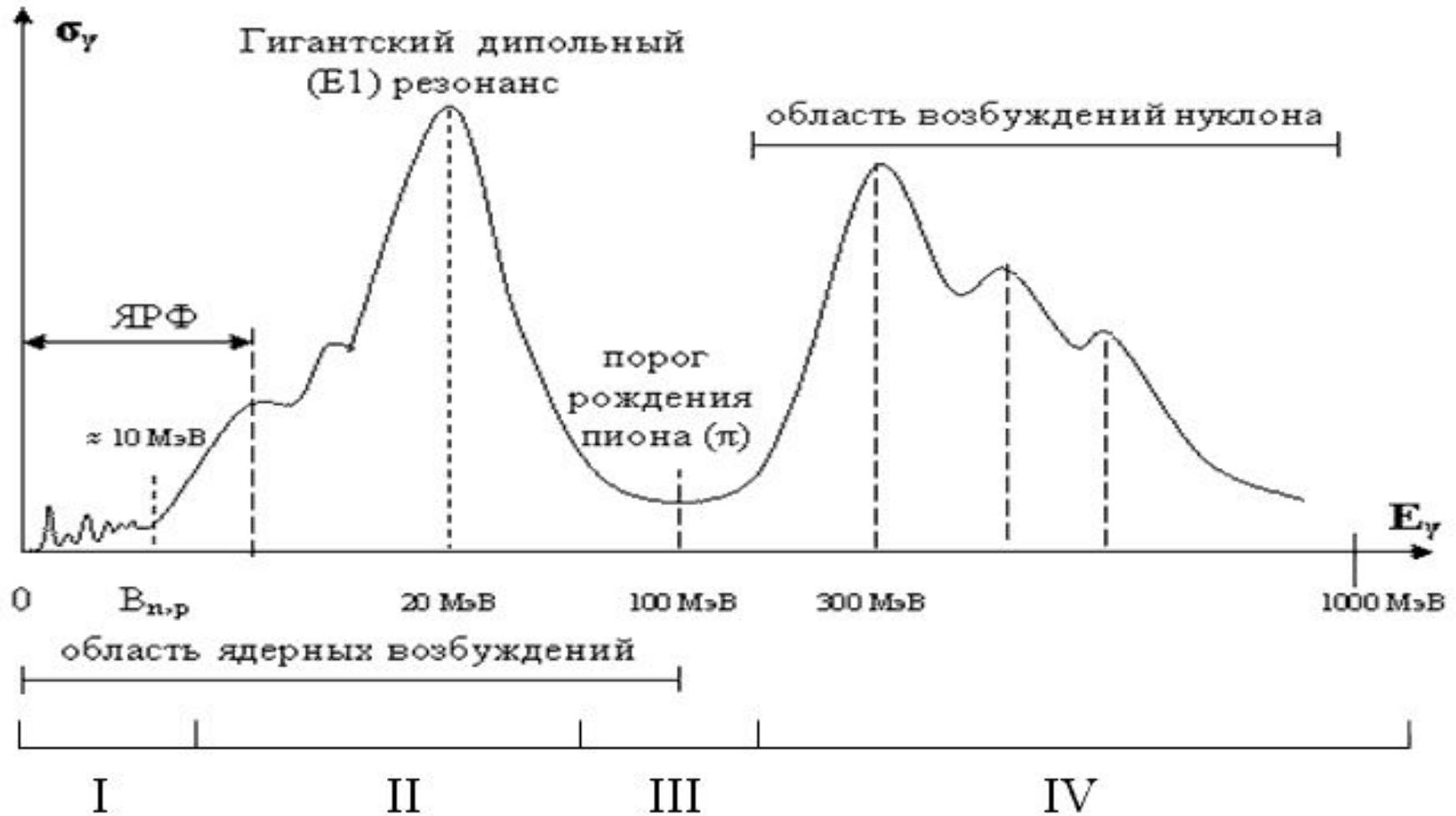
# Фотоядерные реакции

- Как правило, информация об искомом сечении реакции может быть извлечена из данных о выходе реакции лишь в результате решения обратной задачи.
- Для решения задачи восстановления сечения реакции из ее экспериментально измеряемого выхода были разработаны несколько специальных математических методов.
- Они дают возможность находить сечение реакции при эффективном спектре фотонов, форма которого может с определенными допущениями рассматриваться как близкая к форме спектра моноэнергетических фотонов.

# Фотоядерные реакции

- В сечении поглощения фотонов атомными ядрами  $\sigma_{\gamma}$  можно выделить четыре основные энергетические области, они обозначены цифрами I, II, III, IV.
- В области I энергия  $\gamma$ -кванта недостаточна для выбивания из ядра отдельных нуклонов или связанных систем из малого числа нуклонов (дейтрона,  $\alpha$ -частицы и др.).
- Фотон, поглощаемый ядром, может возбуждать отдельные изолированные низколежащие ядерные уровни. При снятии такого возбуждения происходит излучение ядром одного или нескольких фотонов. Это явление носит название **ядерной резонансной флуоресценции (ЯРФ)**.

# Схематическое представление сечения фотопоглощения фотонов атомными ядрами в области энергий фотонов до $E_\nu \approx 1$ ГэВ



# Фотоядерные реакции

- В области II энергия поглощенного фотона достаточна для выбивания из ядра одного или нескольких нуклонов, а также систем из малого числа связанных нуклонов. Для тяжелых ядер возможно также деление (фотоделение). Все эти процессы объединяют термином **фоторасщепление**.
- Наиболее характерной особенностью этой энергетической области является наличие высокоэнергетических коллективных ядерных возбуждений, проявляющихся в мощных и широких максимумах, называемых гигантскими резонансами.
- Самый значительный из них обусловлен преимущественным поглощением электрических дипольных ( $E1$ ) фотонов и поэтому называется **гигантским дипольным резонансом (ГДР)**.
- Накоплен огромный экспериментальный материал по фоторасщеплению в области ГДР практически всех известных стабильных ядер. Установлены основные параметры ГДР (положение, величина и форма) для различных ядер.

# Фотоядерные реакции

- В области III, лежащей за максимумом ГДР и простирающейся вплоть до мезонного порога (135 МэВ), длина волны поглощаемого ядром фотона становится меньше радиуса ядра, и фотон преимущественно взаимодействует с системами из малого числа нуклонов, формирующимися внутри ядра (квазидейтрон, квазиальфачастица и др.).
- Ядерное фоторасщепление в этой энергетической области чаще всего начинается с расщепления этих связанных малонуклонных систем, главным образом квазидейтронов, и завершается испусканием ядром нескольких (до десяти) нейтронов.

# Фотоядерные реакции

- Начиная с мезонного порога (область IV), фотон взаимодействует с отдельными нуклонами, переводя их в возбужденное (резонансное) состояние. Самым низким из них является  $\Delta$ -изобара (для её возбуждения требуется энергия фотона около 300 МэВ).
- Природа гигантских резонансов в сечениях фотоядерных реакций получила первое объяснение в рамках полуклассической гидродинамической модели. Оно основывалось на представлении о единой частоте колебаний всех нейтронов ядра относительно всех его протонов при взаимодействии электрического дипольного излучения с ядром, как с целым объектом.
- Отличие формы ядра от сферической было интерпретировано простейшей коллективной моделью ядра. Для деформированных ядер, имеющих форму эллипсоида вращения, сечение поглощения фотонов должно иметь два широких максимума, а не один как в случае сферических ядер, поскольку колебания должны происходить вдоль двух осей ядерного эллипсоида.

# Фотоядерные реакции

- Вместе с тем возможен и другой подход - микроскопический. ГДР может быть описан в рамках оболочечной модели ядра на основе суперпозиции частично-дырочных состояний. Совместное развитие обоих подходов позволило описать не только процессы формирования ГДР при поглощении ядрами фотонов, но и каналы распада ГДР в реакциях с испусканием различных частиц.
- Установленное в середине 50-х годов расхождение между энергетическими положениями ГДР, рассчитанными в рамках оболочечной модели ядра и наблюдаемыми экспериментально, привело к открытию коллективных состояний ядер и механизмов их формирования. Все последующее развитие физики атомного ядра было в значительной степени связано с изучением коллективных состояний ядер, их роли в различных реакциях, их взаимодействиях с одночастичными степенями свободы, их мод распада и т.д.

# Фотоядерные реакции

- Исследование природы и свойств ГДР сыграло решающую роль в становлении современных представлений о структуре и динамике атомного ядра.
- Для изучения особенностей формирования и распада ГДР необходима, прежде всего, точная и надежная информация об энергетических зависимостях сечений (функциях возбуждения) реакций полного фотопоглощения и различных парциальных реакций, вызываемых фотонами.

# Фотоядерные реакции

- Процедура определения сечения реакции по измеренному выходу в таких экспериментах – решение обратной задачи с самого начала исследований послужила и до сих пор служит причиной поиска альтернативных способов измерений сечений реакций.
- Это требует обеспечения в экспериментах таких условий, при которых эффективный спектр фотонов, вызывающих реакцию, мог бы в той или иной степени рассматриваться как близкий к моноэнергетическому.

# ГДР

- Положение гигантского резонанса монотонно уменьшается с ростом массового числа  $A$  ядер от 20–25  $Mэв$  в лёгких ядрах до 13  $Mэв$  в тяжёлых.
- Зависимость энергии  $E_m$ , соответствующей вершине резонанса, от  $A$  описывается формулой:

$$E_m = 34 A^{-1/6}.$$

- Ширина резонанса  $\Gamma \sim 4\text{--}8 Mэв$ ;
- она минимальна у магических ядер –  $\Gamma (^{208}\text{Pb}) = 3,9 Mэв$ , и
- максимальна у деформированных ядер –  $\Gamma (^{165}\text{Ho}) = 7 Mэв$ .

# ГДР

- В области гигантского резонанса кривая поглощения не является монотонной, а имеет определённую структуру. У деформированных ядер это двугорбая кривая (*рис. 2, а*). У лёгких и средних ядер и у некоторых тяжёлых ядер наблюдается несколько максимумов шириной в сотни кэв (*рис. 2, б*).
- Распределение фотонейтронов по энергии в области резонанса близко к максвелловскому. Вместе с тем есть отклонения: большим оказывается число нейтронов в высокоэнергетической области спектра. Распределение фотопротонов в большинстве случаев не является максвелловским.

# ГДР

- Гигантский резонанс связывают с возбуждением  $\gamma$ -квантами собственных колебаний протонов относительно нейтронов (дипольные колебания). Нуклоны могут покидать ядро непосредственно в процессе дипольных колебаний, но могут испускаться и после их затухания. Упорядоченные колебания нуклонов постепенно переходят в весьма сложное «тепловое» движение.
- В результате образуется возбуждённое составное ядро, из которого «испаряются» протоны или нейтроны. Ширина  $\Gamma$  гигантского резонанса определяется «временем жизни» дипольных колебаний.

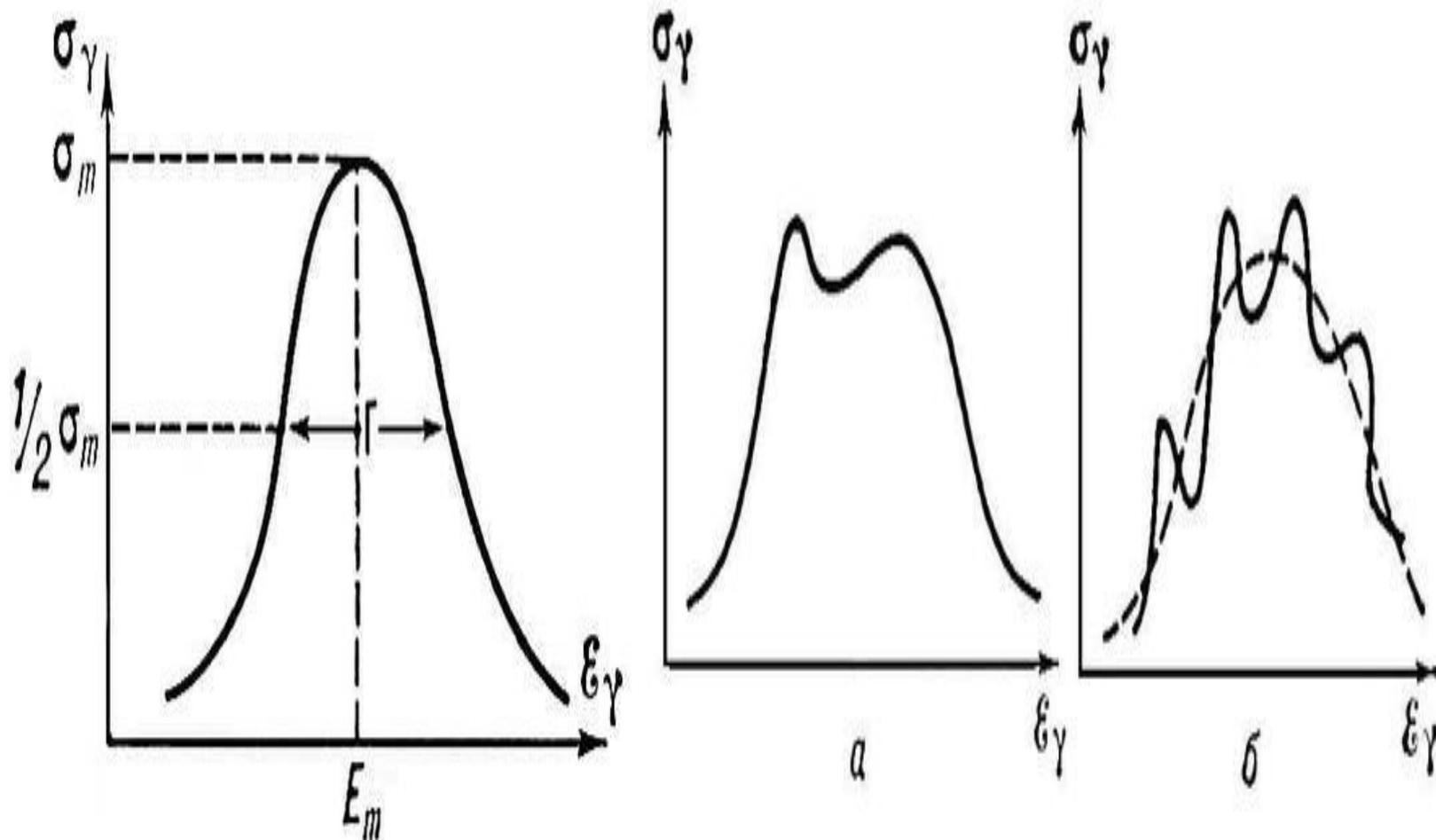
# ГДР

- При энергии  $\gamma$ -квантов, превышающей энергию гигантского резонанса, поглощающие  $\gamma$ -квант нуклоны, как правило, быстро покидают ядро, дипольные колебания не возникают (ядро не успевает «раскачаться») и механизм фотоядерной реакции является «прямым».
- Например, при  $E_\gamma$  больше  $70 \text{ Мэв}$  механизм поглощения  $\gamma$ -квантов становится двухнуклонным.

# Гигантский резонанс

Тонкая структура ГР:

а – деформированные ядра, б – сферические



# Фотоэффект

- или **фотоэлектрический эффект**, — явление взаимодействия света или любого другого электромагнитного излучения с веществом, при котором энергия фотонов передаётся электронам вещества.
- В конденсированных (твёрдых и жидких) веществах выделяют **внешний** (поглощение фотонов сопровождается вылетом электронов за пределы тела) и **внутренний** (электроны, оставаясь в теле, изменяют в нём своё энергетическое состояние) фотоэффект.
- Фотоэффект в газах состоит в ионизации атомов или молекул под действием излучения.

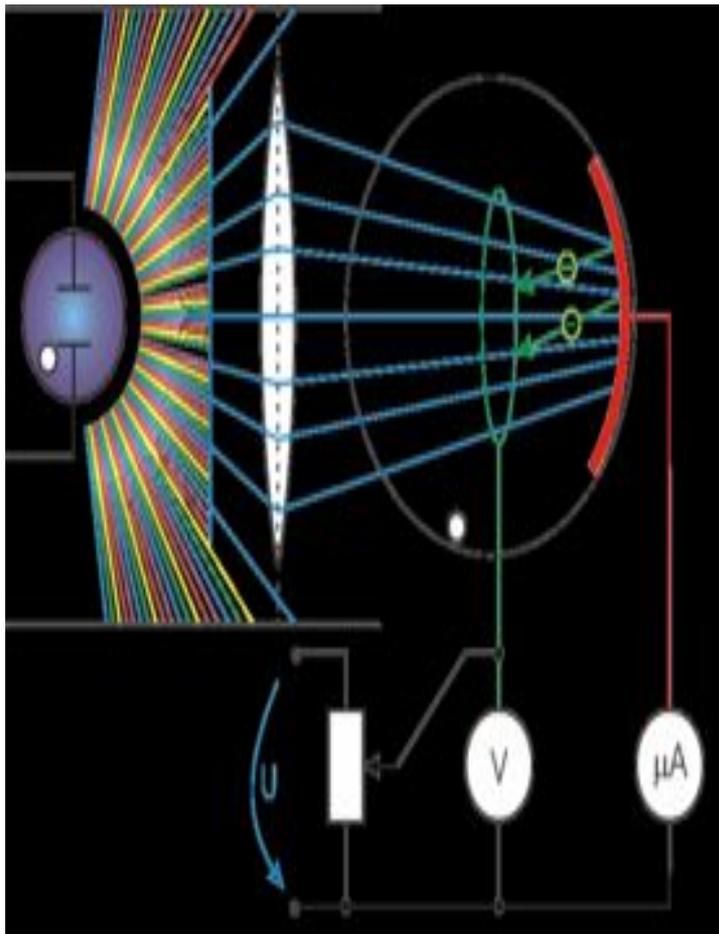
# Фотоэффект

- Фотоэффект был объяснён в 1905 г. А. Эйнштейном (1921г. Нобелевская премия) на основе гипотезы Макса Планка о квантовой природе света.
- В работе Эйнштейна содержалась важная новая гипотеза
- — если Планк в 1900 году предположил, что свет *излучается* только квантованными порциями, то Эйнштейн уже считал, что свет *существует* только в виде квантованных порций.

# Фотоэффект

- Из закона сохранения энергии, при представлении света в виде частиц (фотонов), следует формула Эйнштейна для фотоэффекта:
- $h \nu = A + mv^2/2$
- где  $A$  — работа выхода (минимальная энергия, необходимая для удаления электрона из вещества);
- $mv^2/2$  — максимальная кинетическая энергия вылетающего электрона;
- $\nu$  — частота падающего фотона с энергией  $h\nu$  ;
- $h$  — постоянная Планка.

# Схема эксперимента по исследованию фотоэффекта



- Из света берётся узкий диапазон частот и направляется на катод внутри вакуумного прибора.
- Напряжением между катодом и анодом устанавливается энергетический порог между ними.
- По току судят о достижении электронами анода.

# ФОТОЭФФЕКТ

- Из этой формулы следует существование красной границы фотоэффекта при  $T = 0$  К, то есть существование наименьшей частоты

$$h \nu_{\min} = A,$$

- ниже которой энергии фотона уже недостаточно для того, чтобы «выбить» электрон из металла.
- Суть формулы заключается в том, что энергия фотона расходуется на ионизацию атома вещества и на работу, необходимую для «вырывания» электрона, а остаток переходит в кинетическую энергию электрона.

# Фотоэффект

- В 1906—1915 гг. фотоэффект изучал [Роберт Милликен](#). Он смог установить точную зависимость запирающего напряжения от частоты (действительно оказавшуюся линейной) и на его основании смог вычислить постоянную Планка. «Я потратил десять лет моей жизни на проверку этого эйнштейновского уравнения 1905 г., — писал Милликен, — и вопреки всем моим ожиданиям я вынужден был в 1915 г. безоговорочно признать, что оно экспериментально подтверждено, несмотря на его несуразность, так как казалось, что оно противоречит всему, что мы знаем об интерференции света».

# Фотоэффект

- В 1923 году Милликен был удостоен Нобелевской премии в области физики «за работы по определению элементарного электрического заряда и фотоэлектрического эффекта».
- Исследования фотоэффекта были одними из самых первых квантовомеханических исследований.