### Фоторасщепление сложных ядер

Примерное положение по энергии и соотношение сечений основных высокоэнергичных коллективных ядерных возбуждений





Учёт специфики ядерной структуры приводит как для  
электрических, так и для магнитных переходов  
к следующей оценке отношений вероятностей переходов  
мультипольности *J*+1 к вероятности переходов  
мультипольности *J* при поглощении фотона  
с 
$$\lambda >> R$$
 (или  $kR <<1$ , где  $k = 2\pi/\lambda$ ):  
 $\frac{v(J+1)}{w(J)} \approx J(J+2) \left[ \frac{J+3}{(2J+3)(J+1)(J+4)} \right]^2 (kR)^2 \approx 5 \cdot 10^{-3}$   
При этом  $\frac{w(MJ)}{w(EJ)} \approx 10 \left( \frac{\hbar c}{Mc^2 R} \right) \approx 0,02$ 

М — масса нуклона,

*R* — радиус ядра.

Численная оценка выполнена для

$$E_{\gamma}pprox 20$$
 МэВ и  $A=100$ 

Гигантский дипольный резонанс в атомных ядрах предсказан в СССР в 1945 г. А.Б. Мигдалом в его статье «Квадрупольное и дипольное излучение ядер» в журнале Экспериментальной и Теоретической Физики (ЖЭТФ), том 15, страницы 81-88, 1945 г. Его впервые наблюдали G.C. Baldwin и G.S. Klaiber (США) в фотоделении тяжёлых ядер (1947 г.) и в фотонейтронной реакции на углероде и меди (1948 г.). Данные опубликованы в Physical Review, vol. 71, p. 3 (1947), Physical Review, vol. 73, p. 1156 (1948). Эксперимент был выполнен на 100 МэВ-ном бетатроне Исследовательской Лаборатории компании General Electric (New York, USA).

### Аркадий Бейнусович Мигдал (1911-1991)



### Начало 40-х



### 1950-60



Москва 1958 г.

Гейзенберг и Мигдал в Институте Физических Проблем

### Схематическая картина вероятности возбуждения ядра фотоном в зависимости от его энергии





### Сечения ядерного фотопоглощения



Сечения фотонейтронной реакции в области Гигантского Дипольного Резонанса для ядер с различным числом нуклонов



### Сечения ядерного фотопоглощения изотопов кальция



#### Основные параметры Гигантского Резонанса (ГР)



# Сечения парциальных реакций в области ГР (пример)



#### Интегральное сечение фотопоглощения в области Гигантского Резонанса



Линия – предсказание классического дипольного правила сумм

## Превышение наблюдаемого интегрального сечения фотопоглощения по сравнению с классическим значением



### Простейшие предполагаемые типы E1-колебаний в ядрах

1. Каждый протон и нейтрон колеблется относительно своего положения равновесия подобно колебаниям ионов в кристалле:

$$\overleftarrow{E_m = const(A)}$$

2. Протоны и нейтроны колеблются относительно друг друга подобно сжимаемым жидкостям в пределах фиксированной поверхности ядра (Мигдал, 1945 и Steinwedel H., Jensen J.H.D., 1950):

$$E_m \sim A^{-\frac{1}{3}}$$

 Протоны и нейтроны колеблются друг относительно друга подобно недеформируемым (несжимаемым) сферам (Goldhaber M., Teller E., 1948):

$$E_m \sim A^{-\frac{1}{6}}$$





Экспериментальная зависимость энергии максимума гигантского резонанса  $E_m$  от массового числа A (точки) и предсказания моделей Мигдала – сплошная линия и Гольдхабера-Теллера – пунктир

### Различные типы поляризационных (EJ) колебаний



### Типичные формы ядер



В сферическом ядре есть одна резонансная частота *E*1-колебаний



В аксиально-симметричном вытянутом ядре есть две резонансные частоты *E*1-колебаний: вдоль оси симметрии и перпендикулярно ей







### Гигантский дипольный резонанс изотопов неодима





#### Фотонейтронные сечения изотопов самария



Ширины гигантского резонанса тяжелых (*A* > 110) ядер

Ширины  $\Gamma$  рассчитывались по формуле  $\Gamma = \Gamma_0 + \Delta \Gamma$ ,

где  $\Gamma_0 = 4 \text{ МэВ} -$ ширина для сферического ядра.

Наилучшее воспроизведение экспериментальных ширин

даёт соотношение  $\Delta \Gamma = 11 \cdot |\delta| M_{\Im} B$ .

Результат показан на следующем слайде.

В то же время из формулы для энергии

максимума гигантского резонанса

 $E_m = 75 \frac{r_0}{R}$  МэВ следует  $\Delta \Gamma \approx (12 - 13) \cdot |\delta|$  МэВ.

Ширины гигантского дипольного резонанса ядер с A = 116 - 2399 на половине высоты, МэВ 8 Ширина ГДР 7 6 5 160 180 220 100 120 200 240 140 Массовое число A• ширины фотоядерных сечений, •• ширины из параметров деформации

Ширины ГДР рассчитывались из параметров деформации  $\delta$ 

с помощью соотношения

 $\Gamma = \Gamma_0 + \Delta \Gamma = (4 + 11 \cdot |\delta|) M \mathfrak{B}$ 



### 



### Гигантский дипольный резонанс на ориентированных ядрах



Результаты декомпозиции сечения фотонейтронной реакции ядра <sup>165</sup>Но на компоненты, отвечающие *E*1-колебаниям вдоль и перпендикулярно оси симметрии ядра





#### Спектры фотонуклонов и составное ядро

Коллективные модели ГДР приводят к картине распада ГДР из составного ядра.

При энергии возбуждения  $E^* > 10$  МэВ среднее расстояние между уровнями составного ядра  $\langle D \rangle = \langle E_{i+1} - E_i \rangle = 10 - 100$  эВ  $\ll \Gamma_{i+1,i}$ ,

где Г<sub>*i*+1,*i*</sub> – ширины высокоэнергичных уровней составного ядра,

и уровни сильно перекрываются.

Рассмотрим возбуждение и распад ядра A через стадию составного ядра  $A^{st}$ 

с вылетом частицы b и образованием конечного ядра B:

$$\gamma + A \to A^* \to B + b$$

Из-за огромного числа сильно перекрывающихся уровней составного ядра учитывается только их плотность.

Это отвечает *статистической модели* распада возбужденного ядра. Если *В* и *b* каждое образуется в одном внутреннем состоянии, то в системе центра масс (полагаем, что объём системы *V* = 1) плотность конечных состояний

$$\rho_f = \frac{p^2 dp \cdot d\Omega_p}{dE(2\pi\hbar)^3} = \frac{p^2 dp \cdot d\Omega_p}{d(p^2/2\mu) \cdot (2\pi\hbar)^3} = \frac{\mu \cdot p \cdot d\Omega_p}{(2\pi\hbar)^3} \approx \frac{m_b p_b d\Omega_p}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{m_b \sqrt{2m_b E_b} d\Omega_p}{(2\pi\hbar)^3} \sim \sqrt{E_b}$$

 $p^2 dp \cdot d\Omega_p$  – элемент объёма фазового пространства. Приведенная масса: $m_b \ll M_B$  и  $\mu \approx m_b$ ,  $p \approx p_b$   $\mu = rac{m_b M_B}{m_b + M_B}$ 

#### Если $ho_B$ - плотность внутренних состояний ядра B, то вероятность вылета частицы b

с кинетической энергией  $E_b$  может быть записана в следующем виде:

$$W(E_b) \sim \rho_b \cdot \rho_B \sim \sqrt{E_b} \cdot e^{const\sqrt{E^*}} = \sqrt{E_b} \cdot e^{const\sqrt{E_\gamma} - E_b^{nopor} - E_b},$$

где *Е*<sub>*ү*</sub> – энергия фотона, вызывающего реакцию,

 $E_b^{\text{порог}}$  порог выбивания частицы b из ядра A.

Здесь также использовано то, что  $\rho_B \sim e^{const\sqrt{E^*}}$ .

Таким образом, если ядро, поглотившее фотон, достигает стадии теплового равновесия (стадии составного или компаунд-ядра), то энергетический спектр частиц (нуклонов N = n, p) можно описать следующим выражением:

$$W(E_N) \sim \sqrt{E_N} \cdot e^{const \sqrt{E_\gamma - E_N^{nopor} - E_N}}$$

Если  $ho_B$  - плотность внутренних состояний ядра B, то вероятность вылета частицы b с кинетической энергией  $E_h$ может быть записана в следующем виде:  $W(E_b) \sim \rho_b \cdot \rho_B \sim \sqrt{E_b} \cdot e^{const\sqrt{E^*}} = \sqrt{E_b} \cdot e^{const\sqrt{E_\gamma} - E_b^{\Pi o p o r} - E_b},$ где  $E_{\gamma}$  – энергия фотона, вызывающего реакцию, Е<sub>*h*</sub><sup>порог</sup> порог выбивания частицы *b* из ядра *A*.

Здесь также использовано то, что  $\rho_B \sim e^{const\sqrt{E^*}}$  (аппроксимация эксперимента).



Таким образом, если ядро, поглотившее фотон, достигает стадии теплового равновесия (стадии составного или компаунд-ядра), то энергетический спектр частиц (нуклонов N = n, p) можно описать следующим выражением:

$$W(E_N) \sim \sqrt{E_N} \cdot e^{const \sqrt{E_\gamma - E_N^{nopor} - E_N}}$$



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



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.