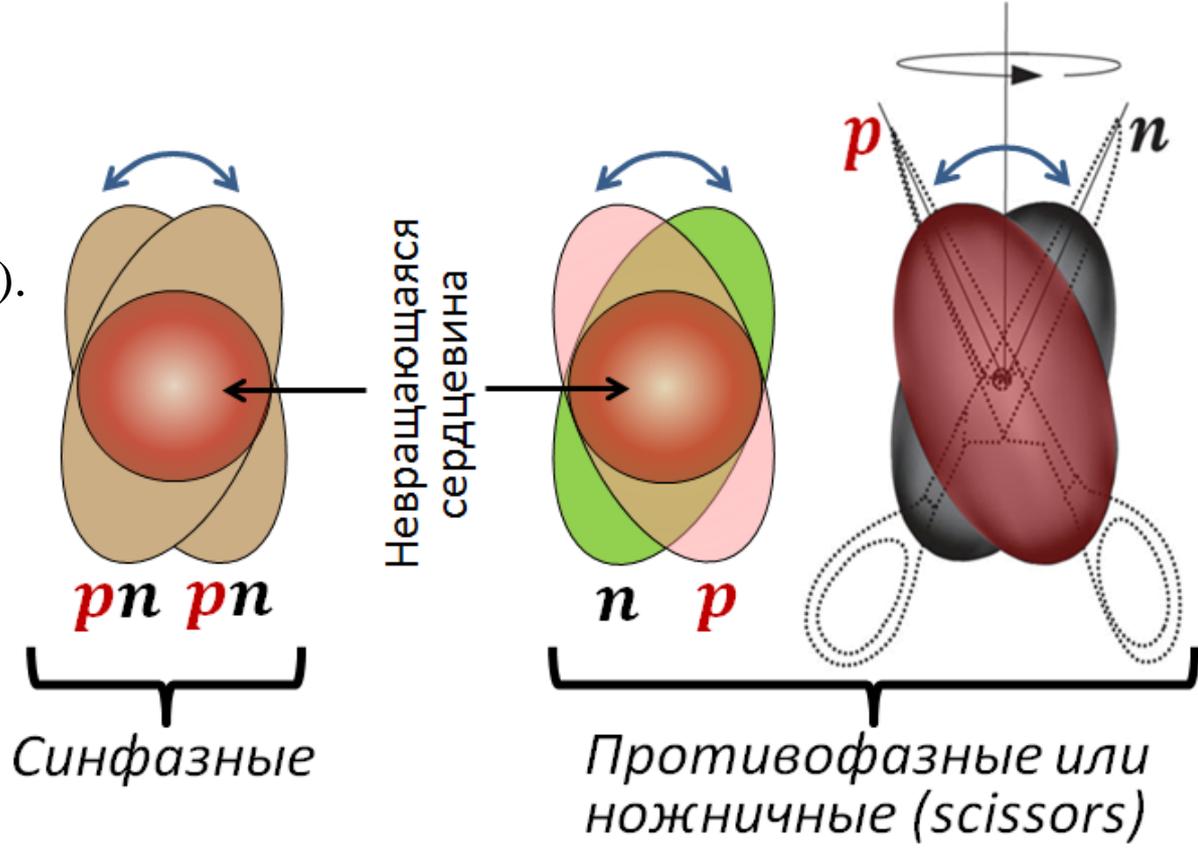


## Лекция 10:

Открытие и исследование  
изовекторных орбитальных (ножничных)  
M1-возбуждений.

Противофазное и синфазное орбитальные ядерные М1-возбуждения в предельной коллективной картине схематически изображены на рисунке:

Противофазное орбитальное М1-возбуждение получило название «ножничного» (scissors mode). Очевидно из представленной коллективной картины орбитальных М1-возбуждений, что они невозможны в сферических ядрах, так как квантовая механика запрещает вращение сферически симметричного объекта.

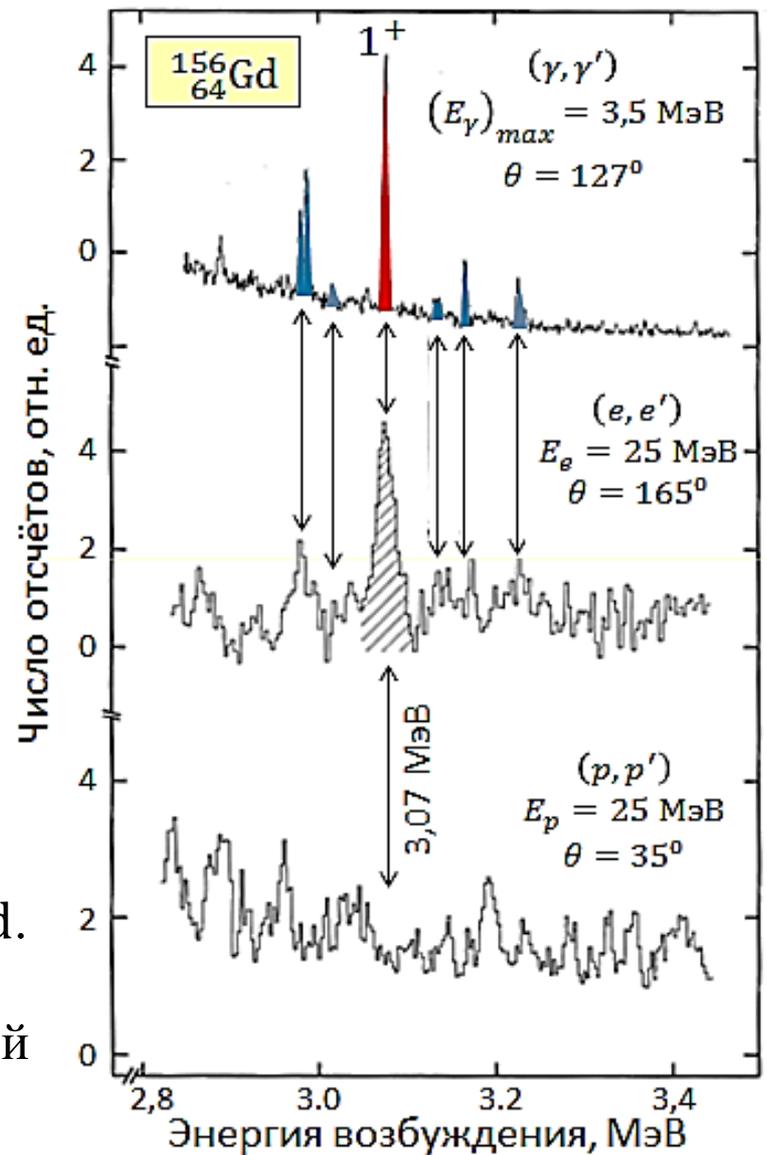


*Коллективная картина синфазных (изоскалярных) и противофазных (изовекторных) орбитальных М1-возбуждений*

Предпосылки для существования в ядрах ножничных возбуждений появились в связи с работами теоретиков Hilton (1976), Suzuki и Rowe (1977), Lo Iudice и Palumbo (1978, 1979). Двое последних выполнили первый расчёт возбуждений этого типа в рамках геометрической двухроторной модели (TRM).

Ножничное возбуждение было открыто в 1983 г. в прецизионных экспериментах по неупругому рассеянию электронов тяжёлыми деформированными ядрами на линейном ускорителе электронов непрерывного действия (А. Richter с сотрудниками, Дармштадт, Германия).

На рисунке приведены данные для ядра  $^{156}_{64}\text{Gd}$ . На средней части рисунка показан спектр неупругого рассеяния электронов, содержащий интенсивный пик с энергией 3,07 МэВ, отвечающий возбуждению состояния  $1^+$ . Кроме того, наблюдается ещё пять более слабых пиков, также отвечающих возбуждению  $1^+$ -состояний.



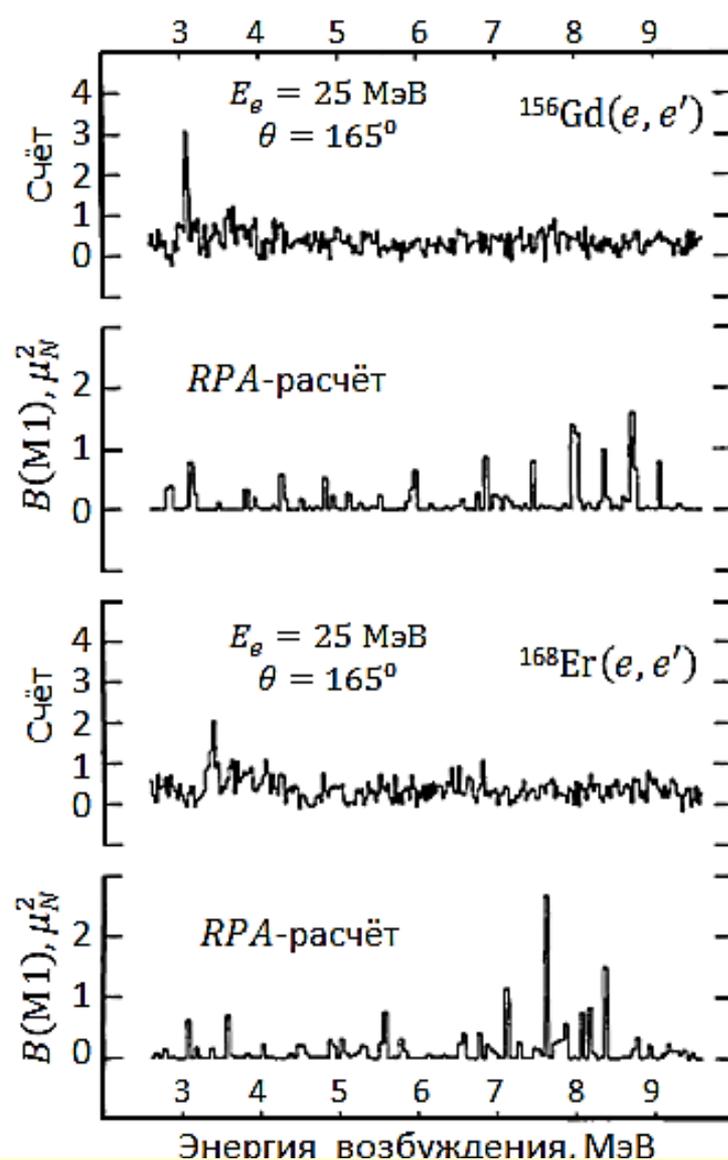
*Сравнение спектров неупругого рассеяния фотонов, электронов и протонов ядром  $^{156}_{64}\text{Gd}$  в области  $M1$ -возбуждения нового типа*

Эти пики со значительно лучшим разрешением наблюдаются в ЯРФ-эксперименте с использованием тормозного гамма-излучения с верхней границей 3,5 МэВ и Ge(Li)-детектора (верхний рисунок). Самый интенсивный пик в ЯРФ-спектре выделен **красным** цветом, менее интенсивные – **синим**.

Все эти пики, отвечающие M1-возбуждениям, не видны в спектре неупругого рассеяния протонов (нижний рисунок). Особенно показательное отсутствие в этом спектре интенсивного пика с энергией **3,07 МэВ**. Поскольку при неупругом рассеянии протонов промежуточных энергий под малыми углами возбуждение ядра преимущественно вызывается спиновой частью нуклон-нуклонного взаимодействия, а при неупругом электронном и  $(\gamma, \gamma')$ -рассеянии участвует как спиновый, так и орбитальный магнетизм, то обсуждаемые  $1^+$ -состояния ядра  ${}^{156}_{64}\text{Gd}$  должны быть отнесены к орбитальным M1-возбуждениям. Приведённая вероятность M1-возбуждения сильнейшего состояния 3,07 МэВ  $\approx 1,3 \mu_N^2$ . С учётом пяти более слабых M1-переходов  $\sum B(M1) \approx 2,4 \mu_N^2$ .

Расширение области энергий возбуждения в  $^{156}\text{Gd}(e, e')$ -эксперименте до 9,5 МэВ (верхний рисунок) не обнаруживает сколько-нибудь заметных состояний в области выше 4 МэВ, сравнимых с теми, которые наблюдаются при меньших энергиях.

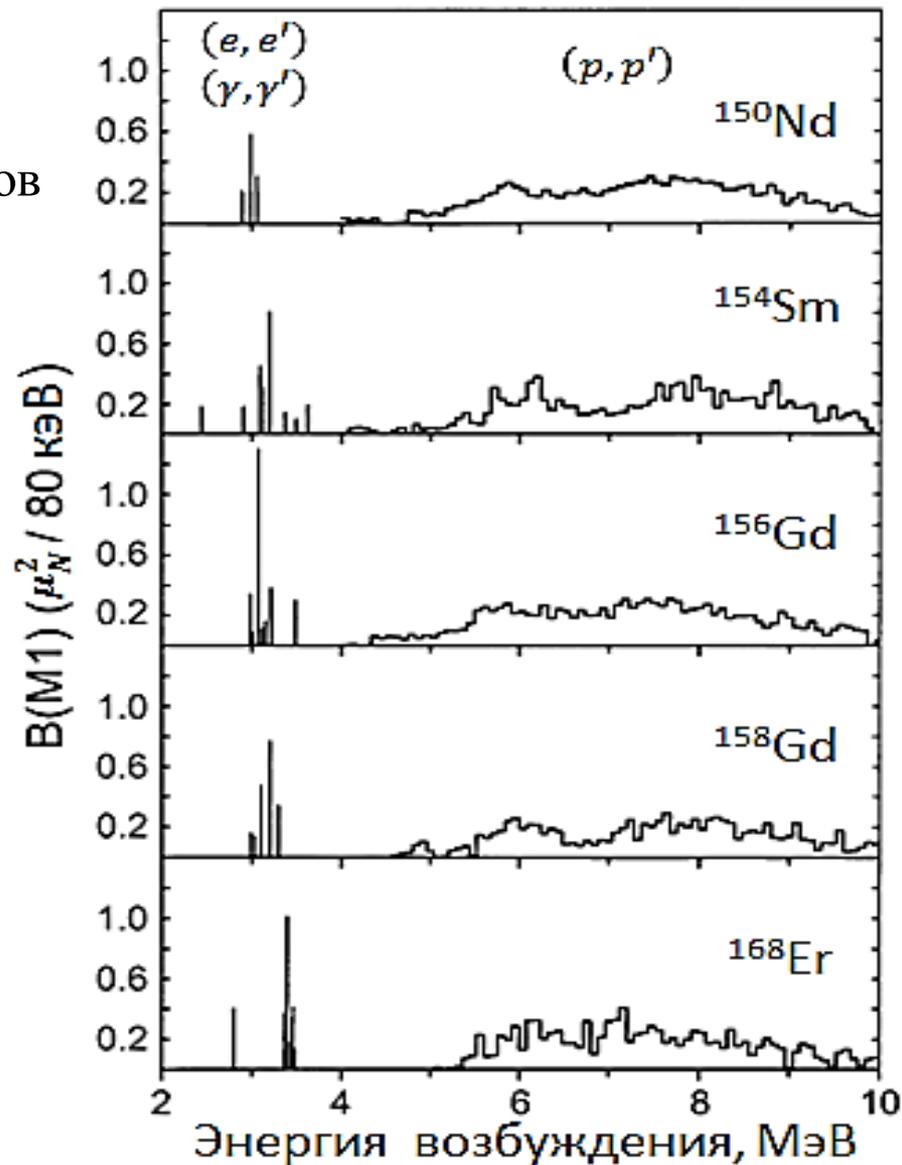
Аналогичная ситуация имеет место и для ядра  $^{168}\text{Er}$  (нижний рисунок). В то же время расчёты в рамках RPA показывают концентрацию в области 5-10 МэВ интенсивных спин-флиповых переходов. Это подтверждается и чувствительным к спин-флиповым переходам  $(p, p')$ -рассеянием под малыми углами, в котором для всех деформированных тяжёлых ядер в области 4-10 МэВ наблюдается плотный набор интенсивных  $1^+$ -состояний (следующий слайд). Спектр M1-возбуждений в  $(p, p')$ -рассеянии на этом слайде изображён гистограммой (следствие менее высокого энергетического разрешения экспериментов этого типа по сравнению с  $(\gamma, \gamma')$  и  $(e, e')$ ).



*Спектры неупругого рассеяния электронов ядрами  $^{156}\text{Gd}$  и  $^{168}\text{Er}$  в области энергий возбуждения до 9,5 МэВ. Даны результаты расчёта в рамках RPA*

Таким образом, орбитальных М1-переходов в районе 4-10 МэВ практически нет. Область М1-переходов с энергиями 4-10 МэВ у тяжелых деформированных ядер формируется спин-флиповыми переходами в отличие от области 2-4 МэВ, где доминируют орбитальные (ножничные) возбуждения.

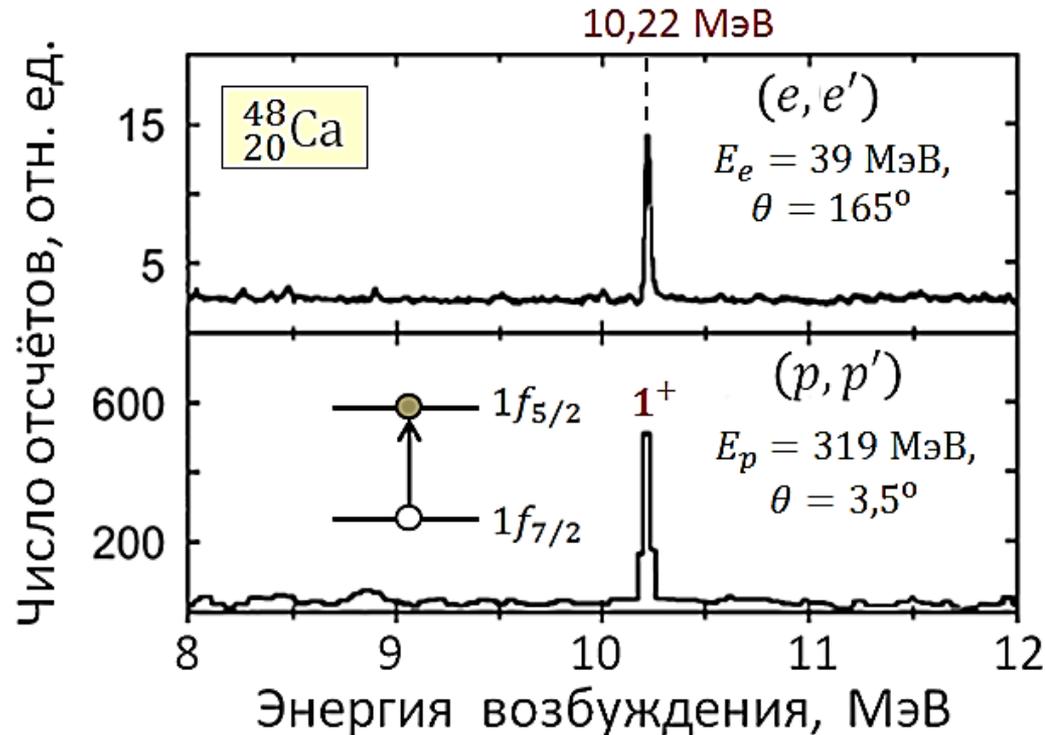
Сопоставление электромагнитного неупругого рассеяния ( $(\gamma, \gamma')$  и  $(e, e')$ ) с  $(p, p')$ -рассеянием является высокоселективным методом идентификации природы М1-перехода, т. е. принадлежности его к орбитальному или спиновому типу. Пример дан на следующем слайде.



*Приведенная вероятность М1-переходов для группы тяжёлых деформированных ядер в  $(\gamma, \gamma')$ ,  $(e, e')$  и  $(p, p')$ -рассеянии*

Рассмотрим рисунок, на котором сравниваются спектры возбуждения дважды магического ядра  ${}^{48}_{20}\text{Ca}$  с заполненной нейтронной подболочкой  $1f_{7/2}$  в области энергий 8-12 МэВ, полученные в  $(e, e')$ - и  $(p, p')$ -рассеянии. В рассматриваемой области наблюдается только один сильный переход с энергией 10,22 МэВ. Он отвечает нейтронному спин-флиповому переходу  $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ . Характерно, что в  $(e, e')$ -рассеянии отношение сигнал/фон для обсуждаемого пика около 5. В то же время аналогичное отношение в  $(p, p')$ -рассеянии около 25, что делает данную реакцию идеальным инструментом исследования спин-флиповых возбуждений.

*Сравнение спектров возбуждения ядра  ${}^{48}_{20}\text{Ca}$  в области 8-12 МэВ, полученных в  $(e, e')$  и  $(p, p')$ -рассеянии*



Любое реальное М1-состояние ядра, вообще говоря, является смесью орбитального и спинового возбуждений.

Приведенная вероятность  $B(M1)$  ядерного М1-перехода формируется приведёнными вероятностями орбитального перехода  $B_l$  и спинового перехода  $B_s$  с помощью соотношения

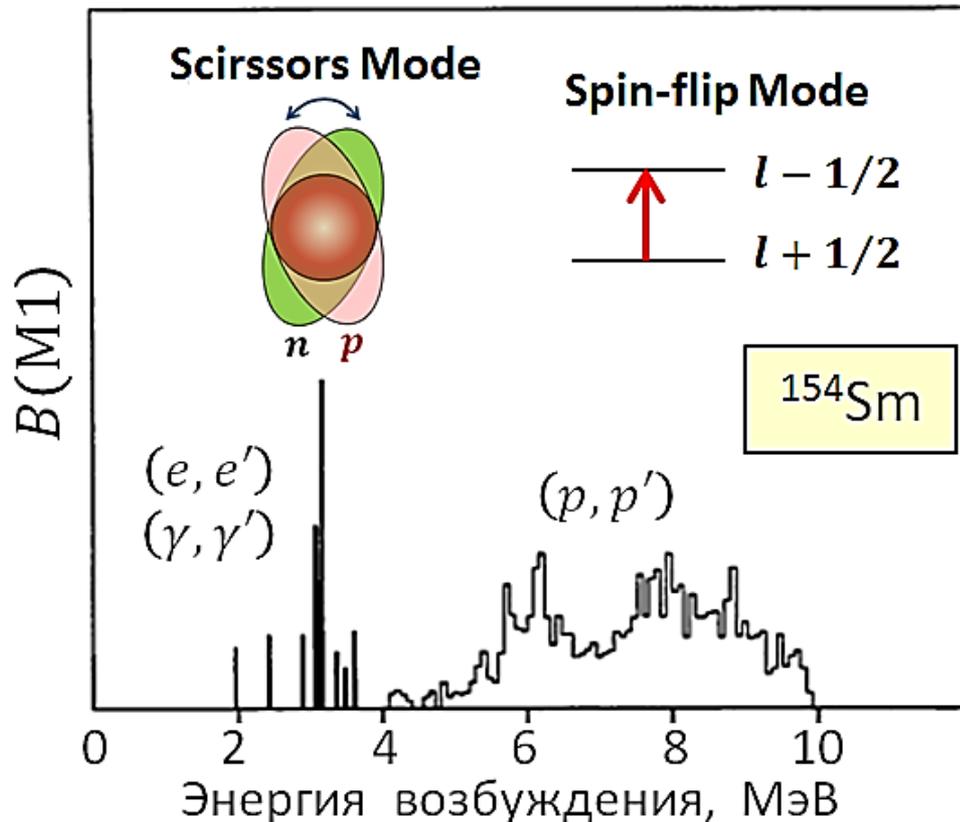
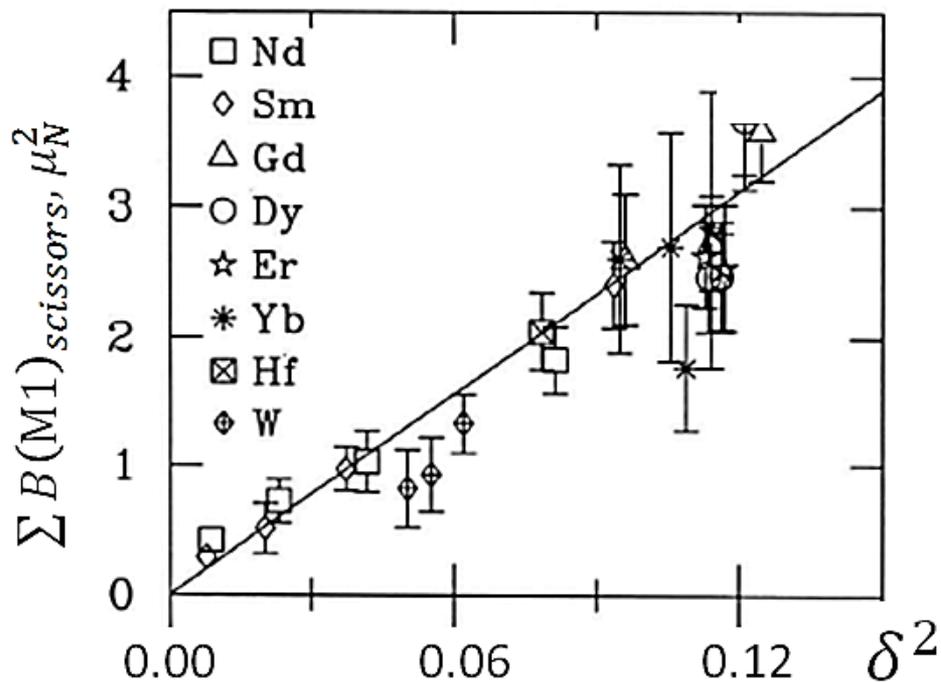
$$B(M1) = (\sqrt{B_l} + \sqrt{B_s})^2,$$

которое является следствием квадратичной зависимости  $B(M1)$  от матричного элемента М1-перехода и суммирования вкладов орбитального и спинового магнетизмов в полном операторе М1-перехода.

В зависимости от того с какими знаками  $\sqrt{B_l}$  и  $\sqrt{B_s}$  фигурируют (интерferируют) в вышеприведённом выражении, одинаковыми или противоположными, происходит увеличение результирующего значения  $B(M1)$  (конструктивная интерференция), либо её уменьшение (деструктивная интерференция).

Для тяжёлых деформированных ядер совместный анализ данных  $(\gamma, \gamma')$ -,  $(e, e')$ - и  $(p, p')$ -экспериментов позволил установить, что для М1-переходов в области 2-4 МэВ отношение  $B_l/B_s \approx 10$ .

Опираясь на все вышеизложенные факты, структуру спектра M1-возбуждений тяжёлых деформированных ядер до  $\approx 10$  МэВ можно на примере  $^{154}\text{Sm}$  изобразить рисунком



Как показывают экспериментальные данные для тяжёлых ядер, приведённые на левом рисунке, суммарная приведенная вероятность ножничных возбуждений пропорциональна квадрату параметра деформации ядра  $\delta^2$ .

Эта пропорциональность ( $\sim \delta^2$ ) подтверждается модельно независимым правилом сумм для орбитальных M1-возбуждений (Lo Iudice, Richter, 1993):

$$\sum B(M1)_{scissors} \approx 0,016 \cdot E_{scissors} \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} \delta^2 \mu_N^2.$$

Вместе с энергией ножничного возбуждения

$$E_{scissors} \approx 66 \cdot \delta \cdot A^{-1/3} \text{МэВ},$$

предсказываемой RPA-расчётами и хорошо воспроизводящей экспериментальные данные, оба этих соотношения позволяют быстро оценить основные характеристики ножничного возбуждения в широкой области массовых чисел  $A$  и параметров деформации  $\delta$ .

Для области  $140 < A < 200$  характерные энергии и вероятности орбитальных и спин-флиповых M1-возбуждений следующие

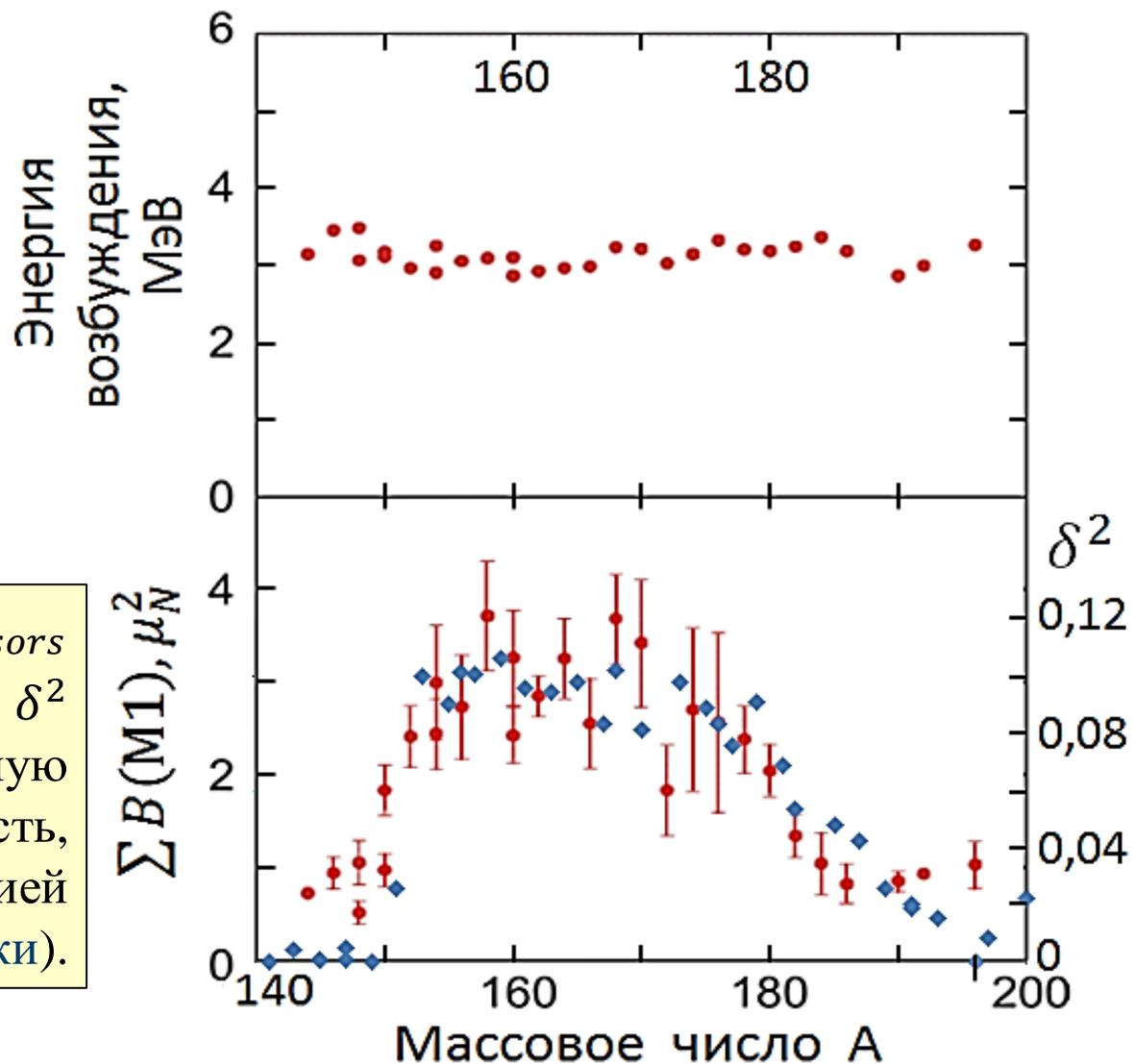
$$E_{scissors} \approx 3 \text{ МэВ},$$
$$E_{spin-flip} = 4 - 10 \text{ МэВ}.$$

$$\sum B(M1)_{scissors} = 0,5 - 3,5 \mu_N^2,$$

$$\sum B(M1)_{spin-flip} = 10 - 11 \mu_N^2.$$

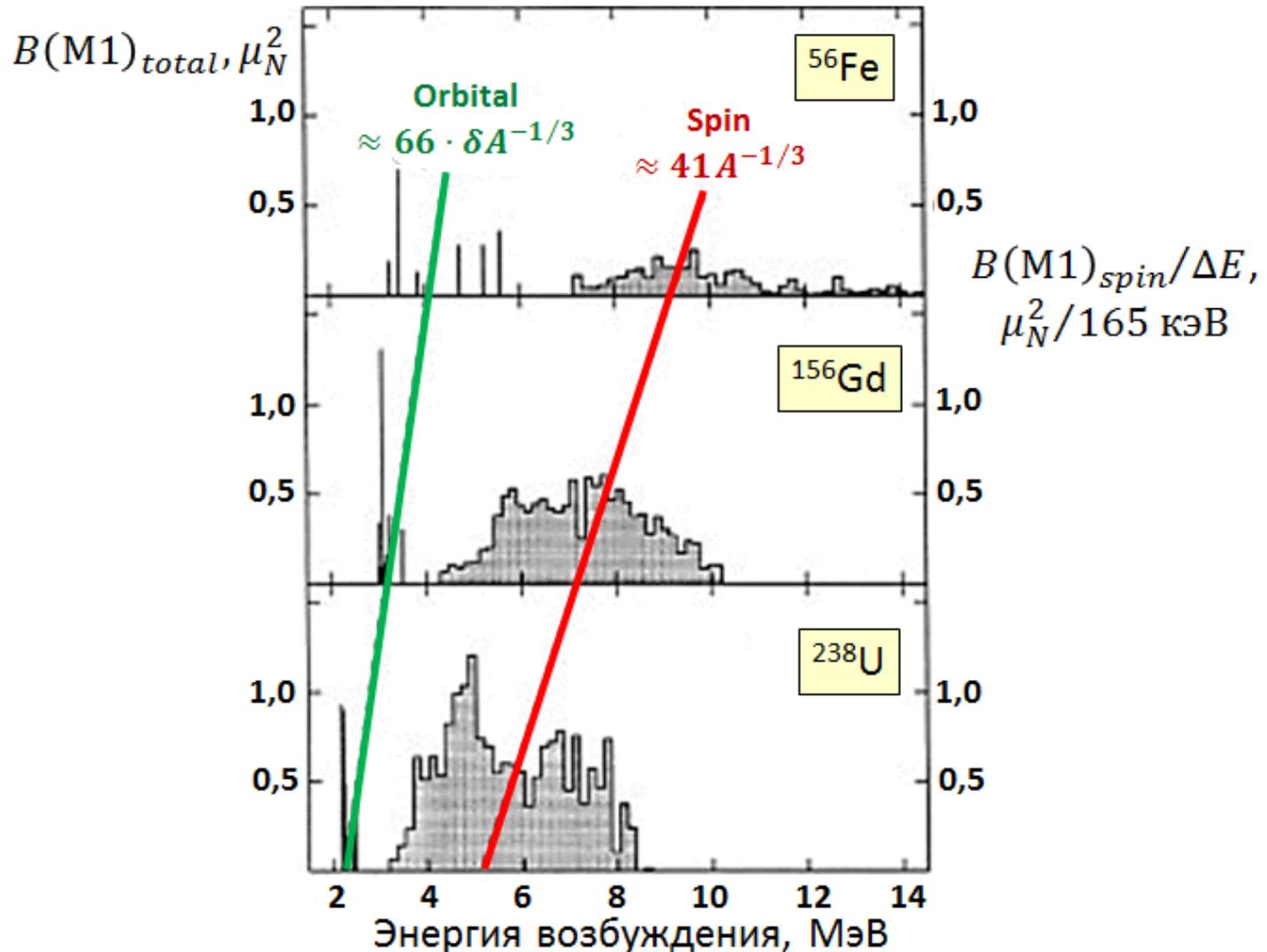
Сводка опытных данных  
по энергиям  
ножничных возбуждений  
тяжелых ядер

Сравнение  $\sum B(M1)_{scissors}$   
с опытными величинами  $\delta^2$   
подтверждает их приближённую  
пропорциональность,  
предсказываемую теорией  
(синие точки).



Структура спектра низколежащих М1-возбуждений, наблюдающаяся для тяжёлых деформированных ядер, таких как  $^{154}\text{Sm}$  и  $^{156}\text{Gd}$ , воспроизводится и для ядер с другими массовыми числами.

Тенденция в изменении энергий орбитальных и спин-флиповых М1-возбуждений при переходе от более тяжёлых ядер к более лёгким демонстрируется рисунком:



## Ножничные возбуждения ядер $1f2p$ -оболочки

Обратимся к чётно-чётным ядрам  $1f2p$ -оболочки, таким как  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$ ,  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ ,  ${}^{50}_{24}\text{Cr}$ ,  ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ , для которых  $\delta \approx 0,2 - 0,3$ . Используя соотношения

$$E_{scissors} \approx 66 \cdot \delta \cdot A^{-1/3} \text{ МэВ},$$

$$\sum B(M1)_{scissors} \approx 0,016 \cdot E_{scissors} \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} \delta^2 \mu_N^2.$$

получаем для этих ядер:

$$E_{scissors}^{1f2p} = 3 - 6 \text{ МэВ},$$

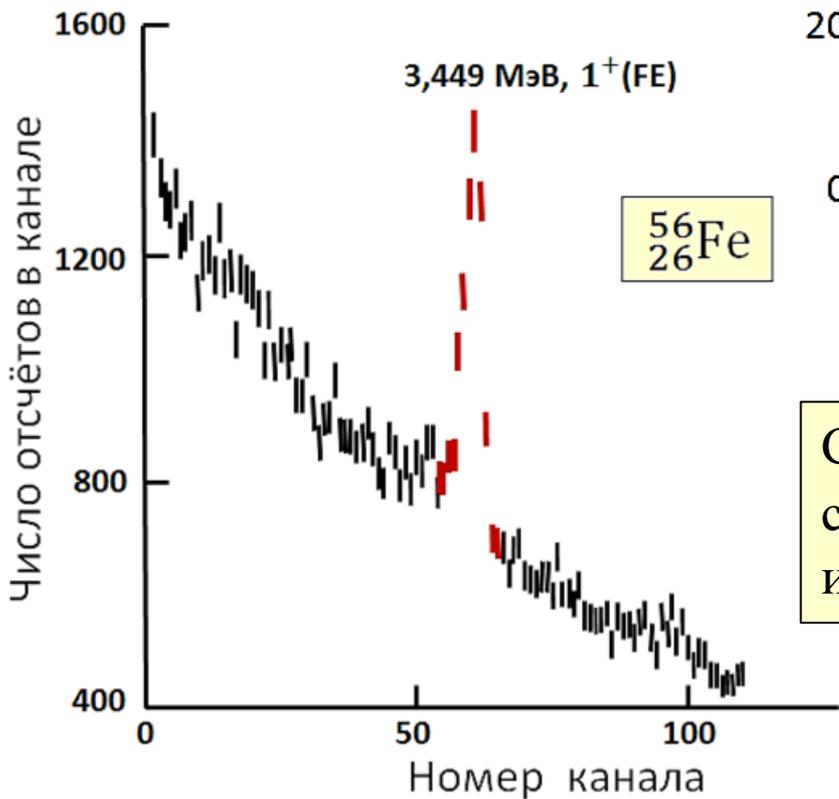
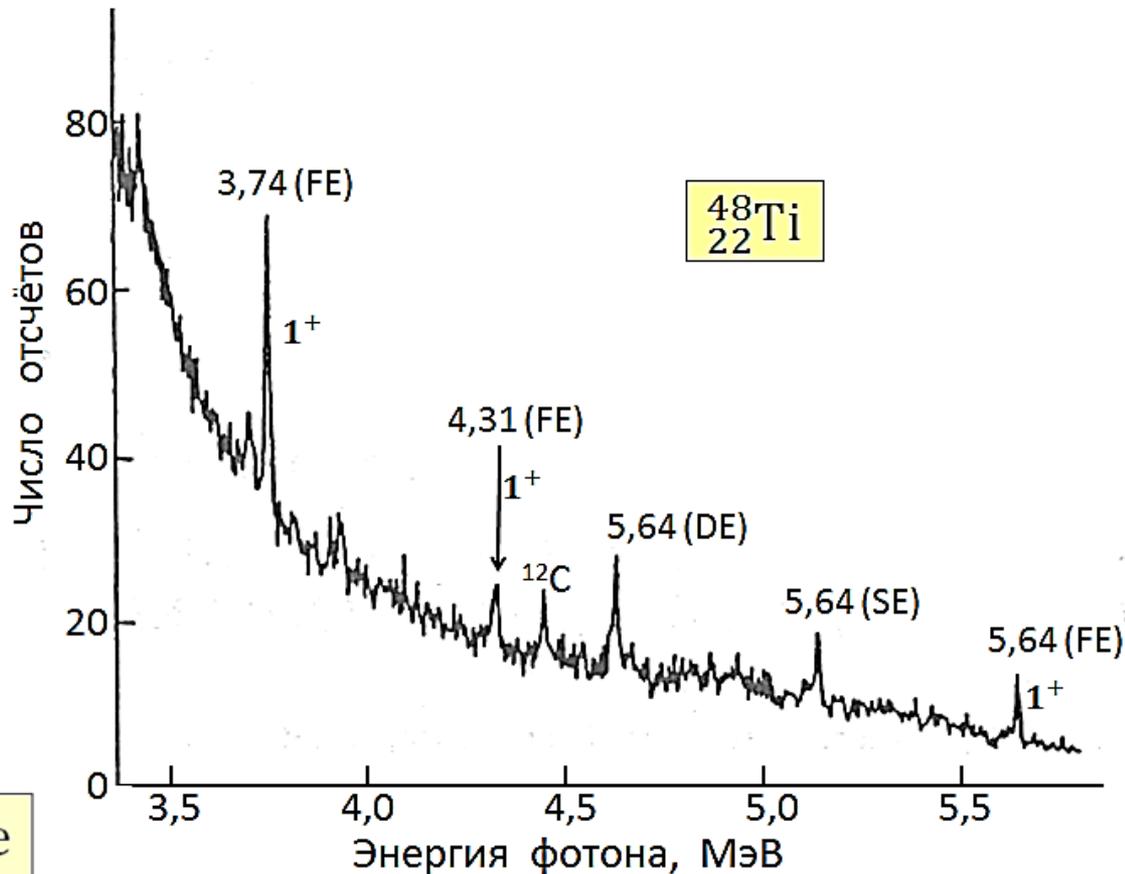
$$\sum B(M1)_{scissors}^{1f2p} \approx 0,4 - 1,0 \mu_N^2.$$

У перечисленных ядер в области ниже 6 МэВ действительно наблюдаются  $M1$ -возбуждения. Для ядра  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$  в этой области в ЯРФ-спектре (НИИЯФ МГУ, 1995) выделяются три  $1^+$ -возбуждения: два довольно сильных с энергиями 3,739 и 5,640 МэВ и менее интенсивное с энергией 4,311 МэВ.

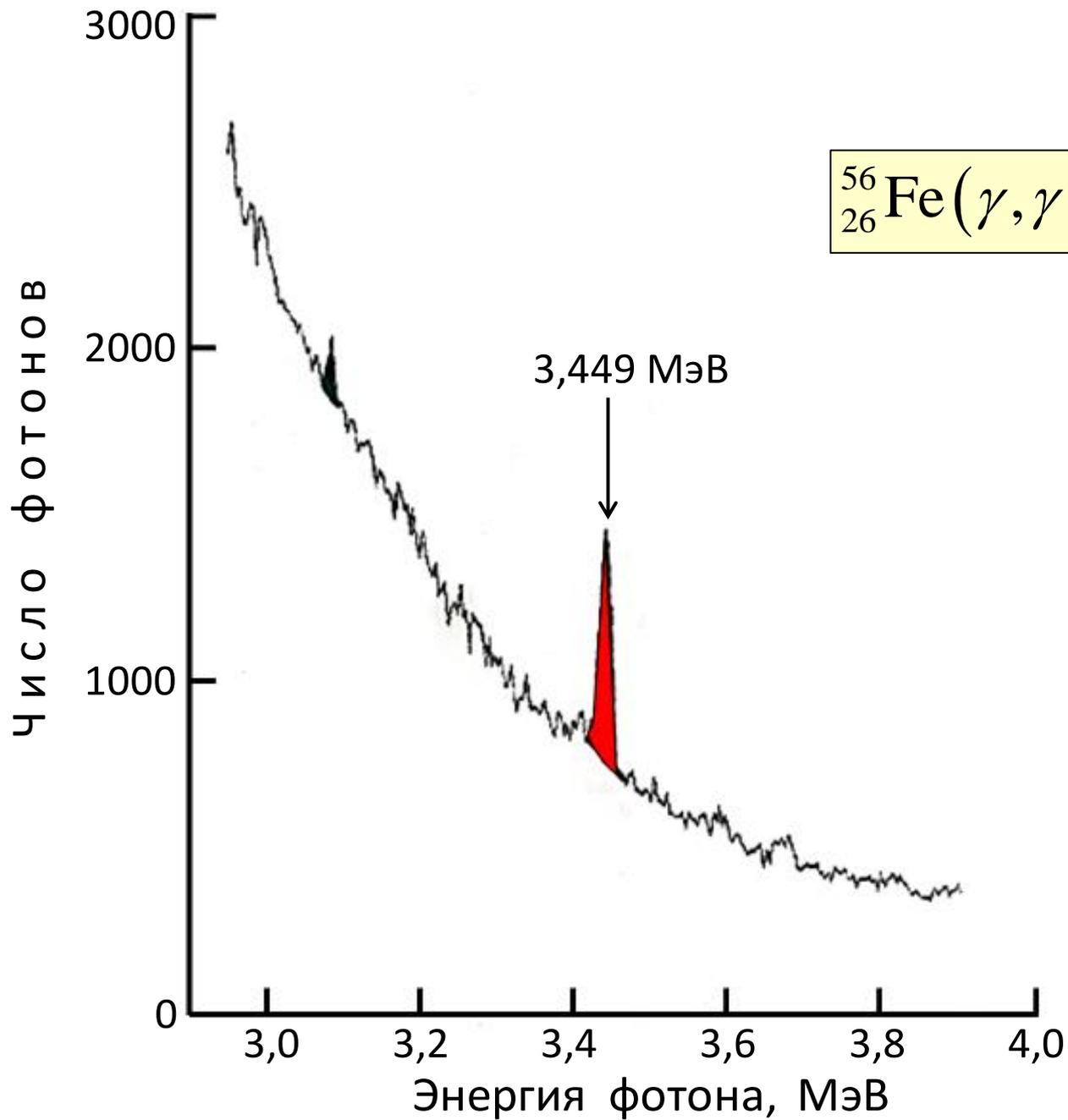
Их суммарная приведенная вероятность  $\sum B(M1) \approx 1,1 \mu_N^2$ .

Для ядра  ${}^{56}_{26}\text{Fe}$  в ЯРФ-эксперименте, выполненном также в НИИЯФ МГУ, наблюдается сильное  $1^+$ -возбуждение с энергией 3,449 МэВ и  $B(M1) = 0,65 \pm 0,08 \mu_N^2$ . Соответствующие спектры ЯРФ-фотонов показаны на следующем слайде.

Спектр ЯРФ-фотонов  
для ядра  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ , полученный  
в ЯРФ-эксперименте  
(НИИЯФ МГУ, 1995)



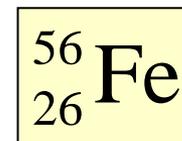
Спектр ЯРФ-фотонов в районе уровня 1<sup>+</sup>  
с энергией 3,449 МэВ ядра  ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ ,  
измеренный на установке НИИЯФ МГУ



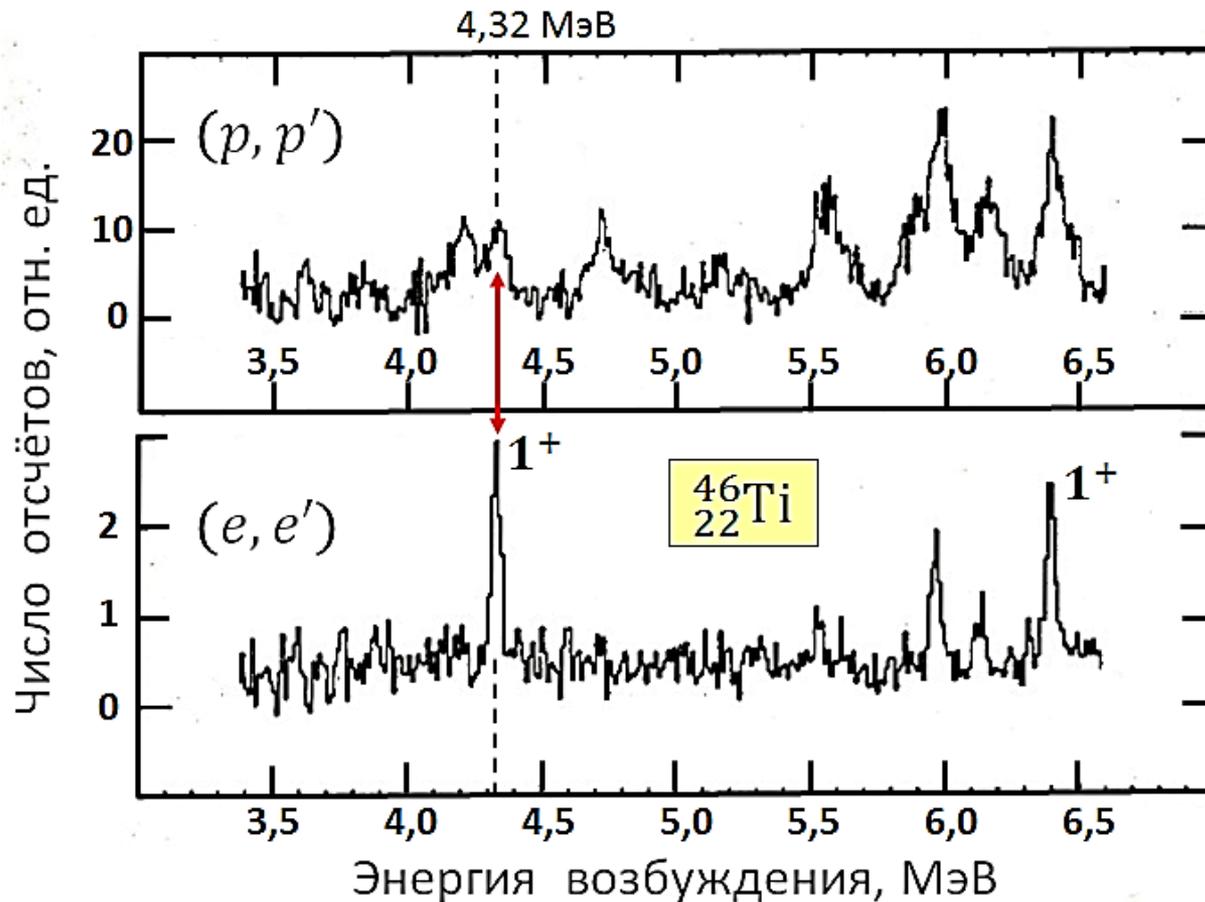
Данные ЯРФ-эксперимента НИИЯФ МГУ для ядра  $^{56}\text{Fe}$



$E$ , МэВ	$J^\pi$	$\Gamma_0^2/\Gamma$ , эВ	$\Gamma_0$ , эВ	$B(M1)$ , $\mu_N^2$
3,449	$1^+$	$0,083 \pm 0,008$	0,166	$0,65 \pm 0,08$
4,847	(1)	$0,018 \pm 0,004$	0,018	(0,041)
5,227	1	$0,041 \pm 0,004$	0,041	(0,074)
5,257	2	$0,015 \pm 0,003$	0,015	
5,404	(1)	$0,018 \pm 0,030$		
5,853	(1)	$0,020 \pm 0,004$		
6,078	(1)	$0,027 \pm 0,006$		
6,250	1	$0,070 \pm 0,009$		

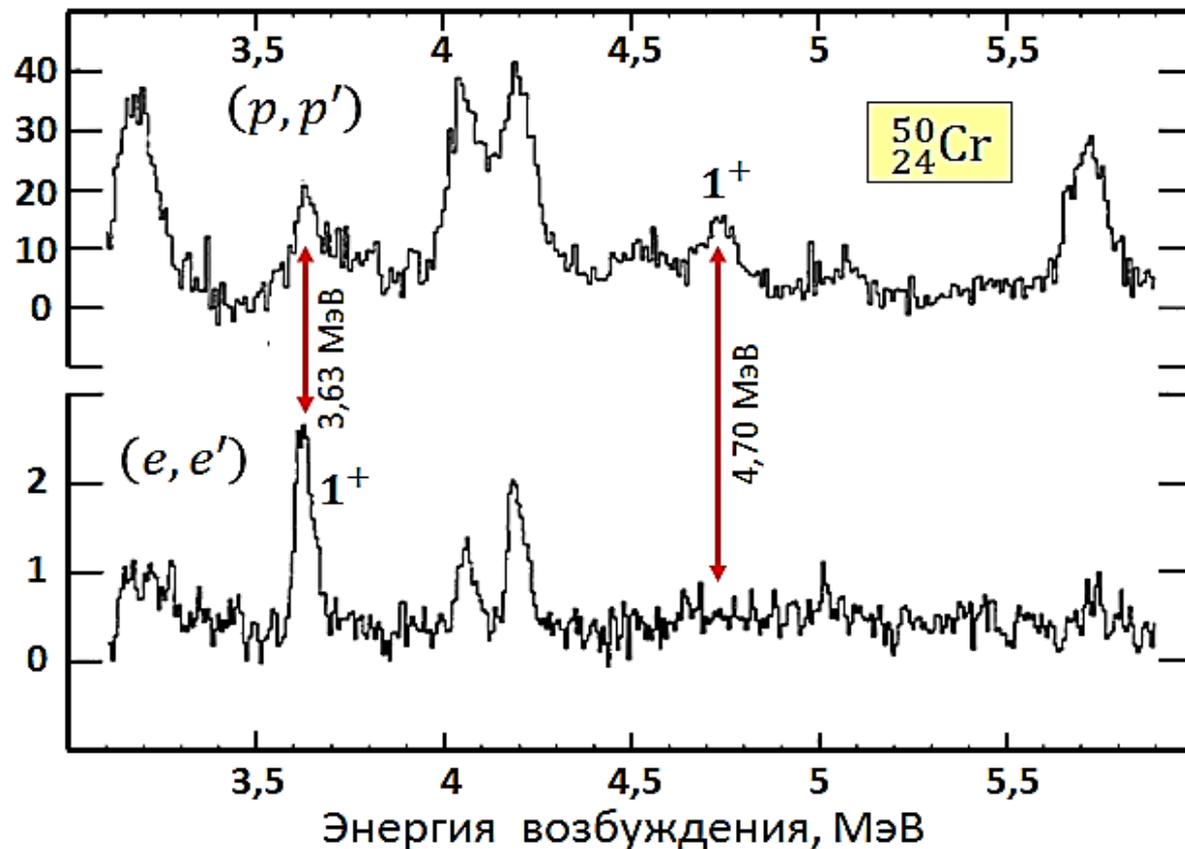


В  $(e, e')$ -экспериментах у ядер  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$  и  ${}^{50}_{24}\text{Cr}$  также в области 4-5 МэВ проявляются заметные  $1^+$ -состояния. Так для ядра  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$  в  $(e, e')$ -эксперименте (Дармштадт, 1990) выделяется  $1^+$ -состояние с энергией 4,32 МэВ и  $B(M1) \approx 1 \mu_N^2$  (нижняя часть рисунка). Это состояние проявляется и в спектре  $(p, p')$ -рассеяния (верхняя часть рисунка), что указывает на присутствие в этом состоянии примеси спин-флипового возбуждения.



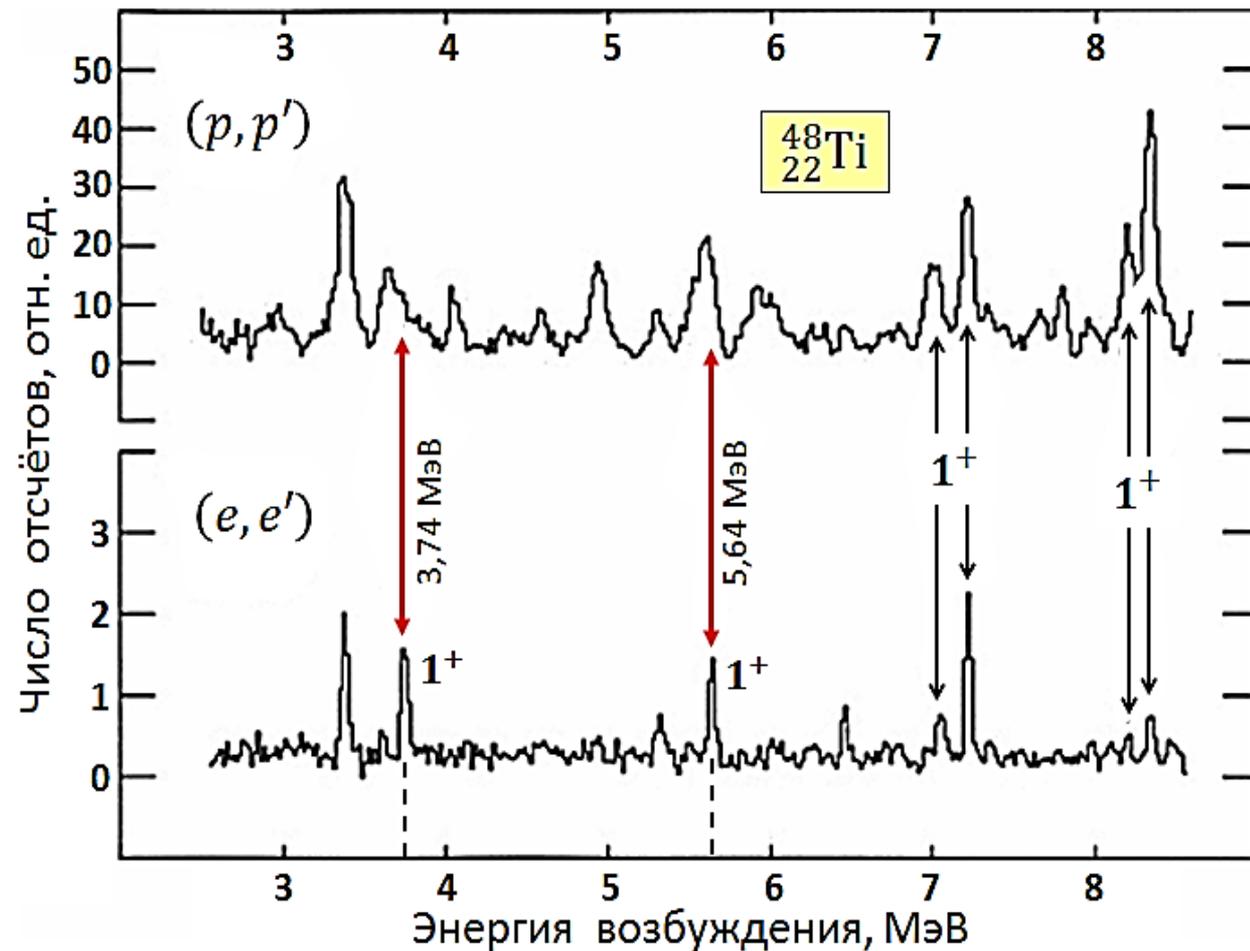
Спектры возбуждения ядра  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$ , полученные в  $(e, e')$ - и  $(p, p')$ -рассеянии (Дармштадт, Орсэ, 1990).  
 $E_p = 200$  МэВ,  $\theta_{p'} = 5^\circ$ ;  
 $E_e = 40$  МэВ,  $\theta_{e'} = 165^\circ$ .

Число отсчетов, отн. ед.



Спектры возбуждения  
ядра  $^{50}_{24}\text{Cr}$ ,  
полученные в  $(e, e')$ -  
и  $(p, p')$ -рассеянии  
(Дармштадт, Орсэ, 1990).  
 $E_p = 200$  МэВ,  $\theta_{p'} = 5^\circ$ ;  
 $E_e = 40$  МэВ,  $\theta_{e'} = 165^\circ$ .

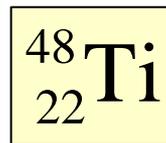
В спектре  $(p, p')$ -рассеяния ядра  $^{50}_{24}\text{Cr}$  видны два  $1^+$ -состояния – с энергиями 3,63 и 4,70 МэВ. Для первого из них  $B_l = 0,13 \mu_N^2$ . Второе состояние (4,70 МэВ) отсутствует в  $(e, e')$ -спектре, что свидетельствует о такой деструктивной интерференции орбитального и спинового магнетизма, при которой их вклады в этом спектре равны и погашают друг друга. Поскольку для обсуждаемого состояния  $B_s = 0,31 \mu_N^2$ , то для него и  $B_l = 0,31 \mu_N^2$ . Суммируя величины  $B_l$  для обоих состояний (3,63 и 4,70 МэВ), получаем  $\sum B(M1) = 0,44 \mu_N^2$ , что также не противоречит теоретической оценке.



На рисунке сравниваются спектры  $(p, p')$ - и  $(e, e')$ -рассеяния для ядра  $^{48}_{22}\text{Ti}$ . Два сильнейших  $1^+$ -состояния (3,74 и 5,64 МэВ) проявляются в обоих спектрах, что свидетельствует о смешивании в этих состояниях орбитального и спинового возбуждений.

# Данные ЯРФ-эксперимента НИИЯФ МГУ для ядра $^{48}\text{Ti}$

$E$ , МэВ	$J^\pi$	$\Gamma_0^2/\Gamma$ , эВ	$\Gamma_0$ , эВ	$B(M1), \mu_N^2$
3,700	$1^{(-)}$	$0,015 \pm 0,003$	0,041	(0,21)
<b>3,739</b>	$1^+$	$0,055 \pm 0,005$	0,085	<b><math>0,41 \pm 0,04</math></b>
4,311	$1^+$	$0,051 \pm 0,010$	0,088	(0,2)
5,526	1	$0,040 \pm 0,010$		(0,06)
<b>5,640</b>	$1^+$	$0,180 \pm 0,020$	0,46	<b><math>0,52 \pm 0,06</math></b>
6,126	1, 2	$0,153 \pm 0,010$	0,153	(0,17)
6,138	1	$0,065 \pm 0,010$		



Величины  $B(M1)$  (в единицах  $\mu_N^2$ ), полученные в разных опытах для наиболее сильных низколежащих M1-возбуждений ядра  $^{48}\text{Ti}$

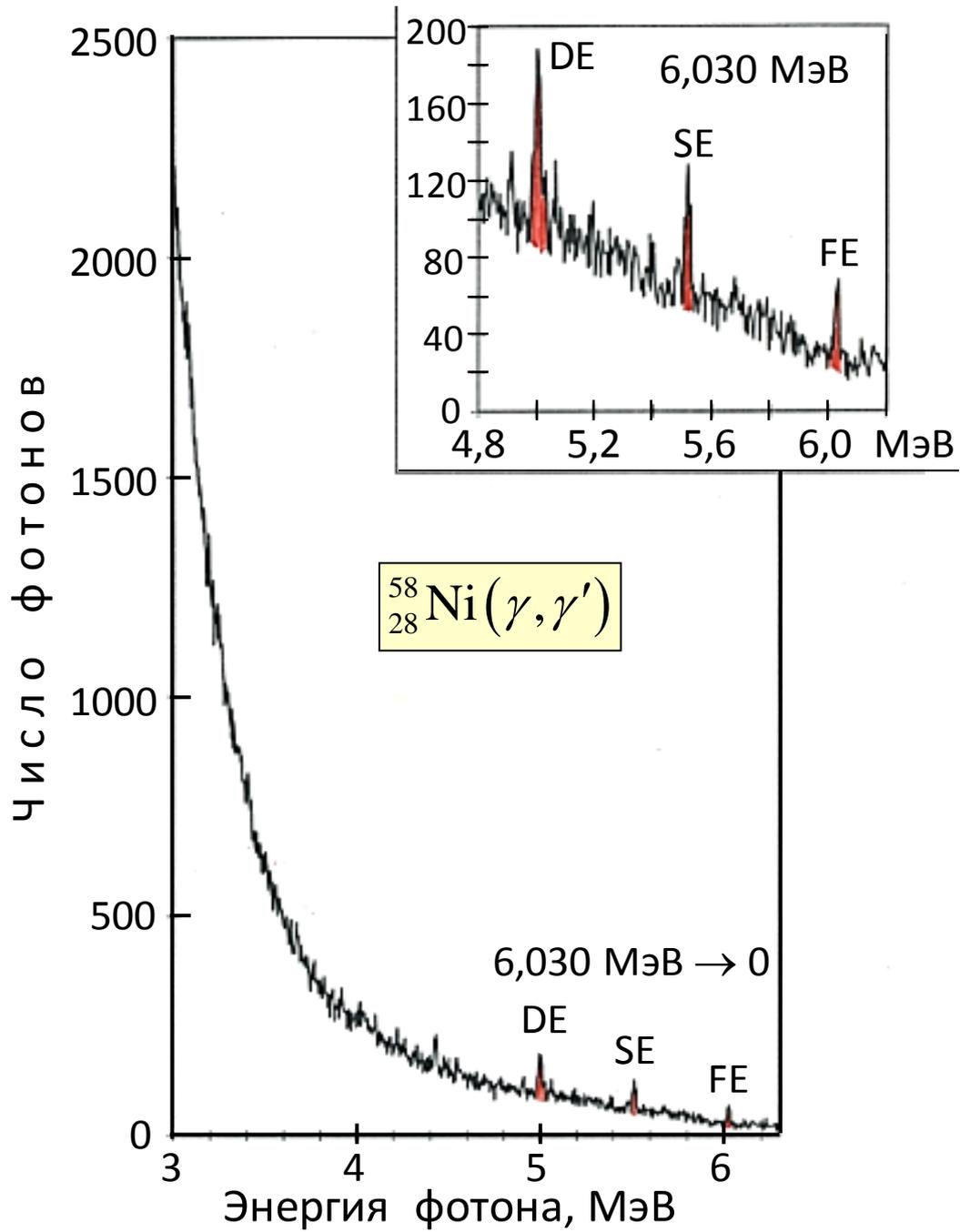
Уровень (МэВ)	S-DALINAC ( $e, e'$ )	Dynamitron ( $\gamma, \gamma'$ )	НИИЯФ МГУ ( $\gamma, \gamma'$ )
3,739	$0,50 \pm 0,08$	$0,45 \pm 0,06$	$0,41 \pm 0,04$
5,640	$0,50 \pm 0,08$	$0,59 \pm 0,20$	$0,52 \pm 0,006$

Теоретические оценки показывают, что примесь спиновых возбуждений в M1-переходах средних и легких ядер высока. Типичные величины  $B_l/B_s = 0,4 - 1,0$ . Это существенно отличает низколежащие M1-переходы легких и средних ядер от аналогичных переходов тяжелых деформированных ядер, где доминирует орбитальный магнетизм ( $B_l/B_s \approx 10$ ).

Отметим, что в ЯРФ-спектре ещё одного чётно-чётного ядра  $1f2p$ -оболочки –  ${}^{58}_{28}\text{Ni}$  (см. следующий слайд) нет сколько-нибудь заметных магнитных дипольных возбуждений, по крайней мере до энергии 6 МэВ, что можно объяснить большей сферичностью этого магического по протонам ядра по сравнению с ядрами  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$ ,  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ ,  ${}^{50}_{24}\text{Cr}$ ,  ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ .

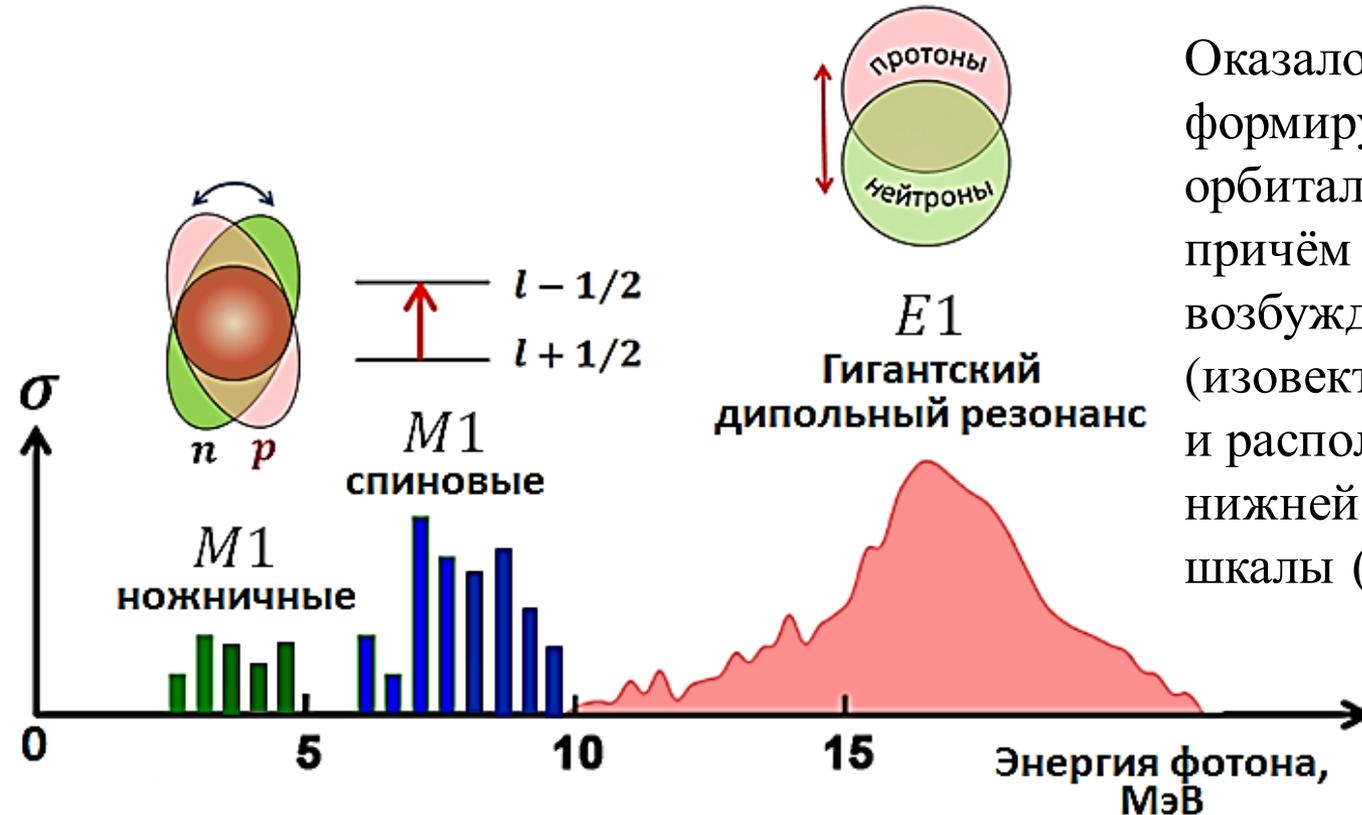
Изучение низколежащих M1-возбуждений открывает возможность обнаружить неаксиальные ядра (деформированные ядра, не обладающие аксиальной симметрией). В этом плане показателен пример изотопов титана –  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$  и  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ . Напомним, что у  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$  имеется одно сильное  $1^+$ -состояние с энергией 4,32 МэВ и  $B(M1) \approx 1 \mu_N^2$ . В то же время у изотопа  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$  – два сильных  $1^+$ -состояния, причем для каждого из них  $B(M1) \approx 0,5 \mu_N^2$ . Таким образом, сила M1-возбуждения, сосредоточенная у ядра  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$  в одном состоянии, делится у ядра  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$  почти поровну между двумя состояниями. Наиболее естественное объяснение этого – неаксиальность  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ , что увеличивает число ножничных мод до трёх (появляется возможность ножничных колебаний вокруг трёх ядерных осей).

Две из них, возможно и наблюдаются у  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ .



# Заключение

Эксперименты по ядерной резонансной флуоресценции, вместе с  $(e, e')$ - и  $(p, p')$ -рассеянием, позволили внести ясность в структуру низколежащих (до 10-12 МэВ) дипольных ядерных возбуждений, инициируемых фотонами (см. рисунок).



Оказалось, что этот спектр формируют  $M1$ -возбуждения орбитального и спинового типа, причём орбитальные возбуждения имеют ножничный (изовекторный) характер и расположены в самой нижней части энергетической шкалы (в основном до 5 МэВ).

У легких и средних ядер они смешаны со спиновыми (спин-флиповыми) возбуждениями, главная часть которых сдвинута к более высоким энергиям, концентрируясь в области 5-10 МэВ.

У тяжелых ядер ножничные возбуждения имеют незначительную примесь спиновых переходов. Спиновые переходы, как и орбитальные (ножничные), являются в основном изовекторными, отвечающими противофазным движениям протонов и нейтронов.

При переходе к ещё более высоким энергиям (выше 10 МэВ) начинают доминировать электрические дипольные возбуждения изовекторного типа – гигантский дипольный резонанс.

Важная роль, принадлежащая ЯРФ-экспериментам в выяснении природы низколежащего спектра ядерных возбуждений, связана, прежде всего, с их высоким энергетическим разрешением. Кроме того ЯРФ-эксперименты способны дать полную информацию о возбуждаемом ядерном уровне – его спине и чётности, вероятности возбуждения и способах распада этого возбуждения.