

*Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 1, стр. 65 – 68*

*5 января 1974 г.*

## **СТРУКТУРА ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА ЯДЕР $\text{Er}^{166}$ и $\text{Hf}^{178}$**

*Б.И.Горячев, Ю.В.Кузнецов, В.Н.Орлин,  
Н.А.Пожидаева, В.Г.Шевченко*

Измерены сечения поглощения  $\gamma$ -квантов  $\sigma_{\gamma}$  ядрами  $\text{Er}^{166}$  и  $\text{Hf}^{178}$ . Сечения  $\sigma_{\gamma}$  обнаруживают промежуточную структуру, которая может быть интерпретирована в духе динамической коллективной модели гигантского резонанса.

На бетатроне НИИЯФ МГУ измерены кривые выхода фотонейтронов для  $\text{Er}^{166}$  и  $\text{Hf}^{178}$ . Измерения велись методом автоматического сканирования [1] по энергии ускоренных электронов  $E_e$  от порога реакции ( $\gamma, n$ ) до  $20 \div 21 \text{ MeV}$ . Для каждого элемента получены две независимые кривые выхода с шагом  $\Delta E_e = 0,2 \text{ MeV}$ , сдвинутые друг относительно друга на  $0,1 \text{ MeV}$ . Статистическая точность измерений лучше  $0,1\%$  при  $E_e \sim 20 \text{ MeV}$ . Фотонейтроны регистрировались шаровым детектором с  $\text{BF}_3$ -счетчиками [1]. Сечения образования фотонейтронов  $\sigma(\gamma, Tn)$  рассчитывались из кривых выхода методом Пенфолда – Лейсса (с шагом  $\Delta E = 0,2 \text{ MeV}$ ) и далее обрабатывались по методу [2], подавляющему ложную флуктуационную структуру. Такая процедура обеспечивает энергетическое разрешение  $\sim 0,6 \text{ MeV}$ . Абсолютная нормировка сечений проводилась путем сравнения выходов фотонейтронов из исследуемых образцов и дейтерия. Для определения множественности вылета фотонейтронов производилось разделение выходов реакций ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) статистическим методом [3, 4]. В этих измерениях использовался специализированный компьютер [4], работавший в линию с экспериментальной аппаратурой, и сцинтилляционный детектор нейтронов [5] эффективностью  $\sim 40\%$ . Измеренные сечения  $\sigma(\gamma, 2n)$  не противоречат статистической теории испускания нейтронов. Найдено, что параметр плотности уровней  $a$  равен  $6,1 \pm 2,5 \text{ MeV}^{-1}$  и  $17,7 \pm 7,3 \text{ MeV}^{-1}$  для  $\text{Er}^{166}$  и

$\text{Hf}^{178}$  соответственно. Эти значения  $a$  использовались для расчета полных сечений поглощения  $\gamma$ -квантов  $\sigma$  из  $\sigma(\gamma, Tn)$  по формулам статистической теории. Сечения  $\sigma_\gamma$  приведены на рис. 1 и 2. Для  $\text{Er}^{166}$   $\sigma_\gamma$  определялось также по сечению  $\sigma(\gamma, Tn)$ , рассчитанному методом регуляризации [6, 7]. Полученные при этом кривые  $a$  и  $b$ , отвечающие полному и уменьшенному вдвое объему экспериментальной информации, показаны на рис. 1. Как видно из рисунка "разрешающая способность" эксперимента критична к статистической точности.

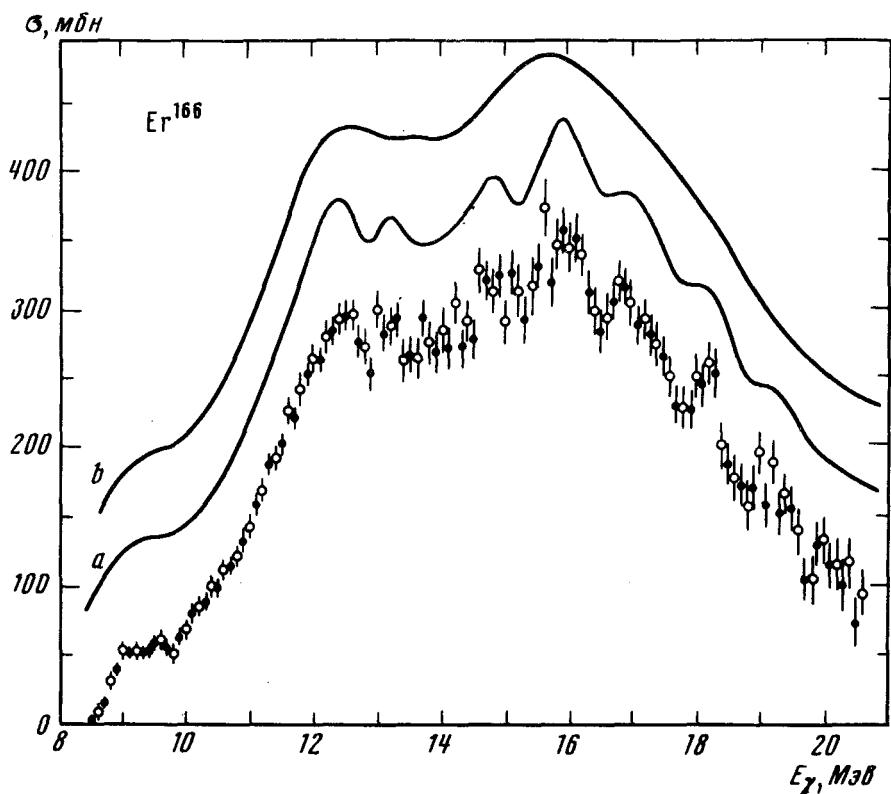


Рис. 1. Сечение  $\sigma_{\gamma}$   $\text{Er}^{166}$ : светлые и темные кружки отвечают двум независимым сериям экспериментальных данных. Кривые  $a$  и  $b$  получены методом регуляризации (см. текст) и изображены со сдвигом по оси ординат

Сечения  $\sigma_\gamma$  исследованных четно-четных ядер обнаруживают промежуточную структуру, которая воспроизводится в обеих независимых экспериментальных сериях. Эта структура коррелирует с предсказаниями расчетов [8 – 10], выполненных в рамках коллективной динамической модели гигантского резонанса. Интересно отметить, что ширины экспериментальных пиков, которые могут быть интерпретированы как сателлиты основных дипольных резонансов, существенно меньше ширин этих резонансов. Так в случае  $\text{Hf}^{178}$  ширина вибрационного сателлита при энергии возбуждения 14,3 МэВ не превышает 1,2 МэВ.

Аппроксимация сечений  $\sigma_\gamma$  двумя лоренцевыми линиями показывает, что у  $\text{Er}^{166}$  гросс-структура  $\sigma_\gamma$  не может быть описана моделью Даноса - Окамото. Помимо эффектов взаимодействия дипольных и квадрупольных колебаний это может быть связано со статической неаксиальностью ядра  $\text{Er}^{166}$ . Приближение  $\sigma_\gamma$  тремя резонансами (лоренцианами) равной дипольной силы дает для  $\text{Er}^{166}$  значение параметра неаксиальности  $\gamma = 20 \pm 3^\circ$ .

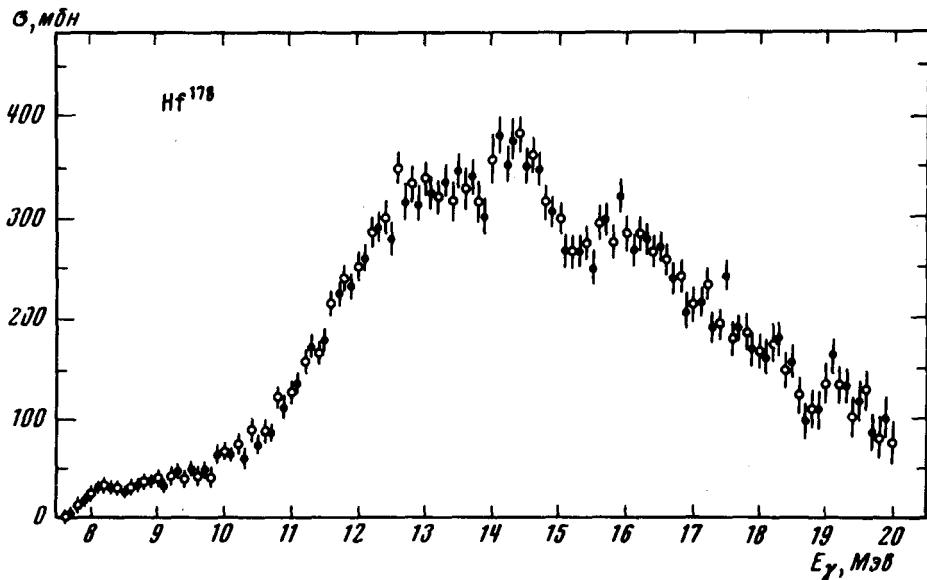


Рис. 2. Сечение  $\sigma_\gamma \text{Hf}^{178}$

Ядро	$\sigma_{int}, \text{МэВ} \cdot \text{бн}$	$\beta$	$Q_o, \text{бн}$
$\text{Er}^{166}$	$3,05 \pm 0,3$	0,33	7,76
$\text{Hf}^{178}$	$3,16 \pm 0,3$	0,26	6,72

В таблице представлены вычисленные из  $\sigma_\gamma$  величины интегральных сечений  $\sigma_{int}$  и параметров деформации  $\beta$ . Там же приведены значения  $Q_o$  собственных квадрупольных моментов ядер, отвечающие найденным величинам  $\beta$ .

Институт ядерной физики  
Московского  
государственного университета  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
11 ноября 1973 г.

### Литература

- [1] Б.И.Горячев, Б.С.Ишханов, В.Г.Шевченко, Б.А.Юрев. ЯФ, 7, 1168, 1968.
- [2] В.Н.Орлин. Изв. АН СССР, сер. физ., 37, 1107, 1973.

- [ 3 ] Б.И.Горячев. АЭ, 12, 245, 1962.
  - [ 4 ] Н.Н.Баламатов, Б.И.Горячев, В.Н.Орлин. ПТЭ, №5, 245, 1971.
  - [ 5 ] Б.И.Горячев, Ю.В.Кузнецов, В.Н.Орлин. ПТЭ, №3, 64, 1972.
  - [ 6 ] А.Н.Тихонов. ДАН СССР, 151, 501, 1963.
  - [ 7 ] B.S.Cook. Nucl. Instr. and Meth., 24, 256, 1963.
  - [ 8 ] H.Arenhövel, M.Danos, W.Greiner. Phys. Rev., 157, 1109, 1967.
  - [ 9 ] С.Ф.Семенко. ЯФ, 1, 414, 1965.
  - [ 10 ] V.Rezwani, G.Gneuss. H.Arenhövel. Nucl. Phys., A180, 254, 1972.
-