

О ГРУБОЙ СТРУКТУРЕ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА НА ЯДРАХ ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ $N \approx 90$

О.В.Васильев, В.А.Семенов

Ядра с числом нейтронов $N \approx 90$ замечательны нестабильностью своей формы. Так, в результате небольшого увеличения N от 88 до 90 сильно возрастает среднеквадратичная деформация основного состояния $\bar{\beta} = (01 \beta^2 10)^{1/2}$ (например, у Gd^{152} $\bar{\beta} = 0,167$, а у Gd^{154} $\bar{\beta} = 0,304$ [1]), и уменьшается энергия первого возбужденного уровня (от $E_{2^+} = 0,33$ до $E_{2^+} = 0,12$ Мэв); приблизительно эквидистантное расположение самых низших возбужденных уровней заменяется характерным ротационным спектром [2].

Существуют также экспериментальные указания [3, 4] на то, что форма ядер с $N \approx 90$ может сильно меняться при возбуждениях.

Внутренняя структура этих ядер определяется пересечением двух групп нильссоновских уровней $\mathcal{C}(\beta)$ с положительным и отрицательным направлениями [5, 6].

Моттельсон и Нильссон, впервые обратившие внимание на это обстоятельство, с помощью простых расчетов показали, что в данном случае у одного и того же ядра могут существовать состояния как с малыми, так и с большими (положительными) равновесными деформациями [5]. В связи с этим иногда также говорят о наличии у этих ядер двух разных самосогласованных полей — слабо деформированного и сильно деформированного [4, 7].

Целью нашего эксперимента было выяснить, как может отразиться подобная нестабильность формы на свойствах дипольного спектра ядра.

В настоящей работе представлены результаты измерения фотонейтронных сечений изотопов $Gd^{152, 154, 156, 158}$ и $Eu^{151, 153}$ в области энергий фотонов $E_\gamma = 8 - 22$ Мэв.

Использовалась стандартная методика измерений и анализа результатов, применяемая в опытах с тормозным спектром [8, 9]. Сечение фотопоглощения σ_f при энергиях фотонов, меньших порога реакции $(\gamma, 2n)$, отождествлялось с фотонейтронным сечением; при энергиях выше порога σ_f определялось из фотонейтронного сечения по статистической теории.

Сечение фотопоглощения и фотонейтронные сечения для изотопов Gd и Eu представлены соответственно на рис. 1 и 2.

Наиболее интересным результатом является отчетливое расщепление гигантского резонанса (эффект Окамото — Даноса) на ядре Gd^{152} ($N = 88$). Это явление свидетельствует о том, что Gd^{152} не является (как сравнительно недавно предполагалось) сферическим ядром, совершающим гармонические квадрупольные колебания, так как согласно модели связи дипольных и квадрупольных колебаний [10–12] кривая фотопоглощения в этом случае должна иметь форму гладкого максимума. Аналогичный вывод о форме ядер с $N = 88$ следует из анализа спектров последовательности ядер с $N = 86 - 92$ с помощью модели Давыдова — Чабана [13], расчетов Кумара и Баранже [14], а также из экспериментов по измерению квадрупольного момента в 2^+ состоянии [15].

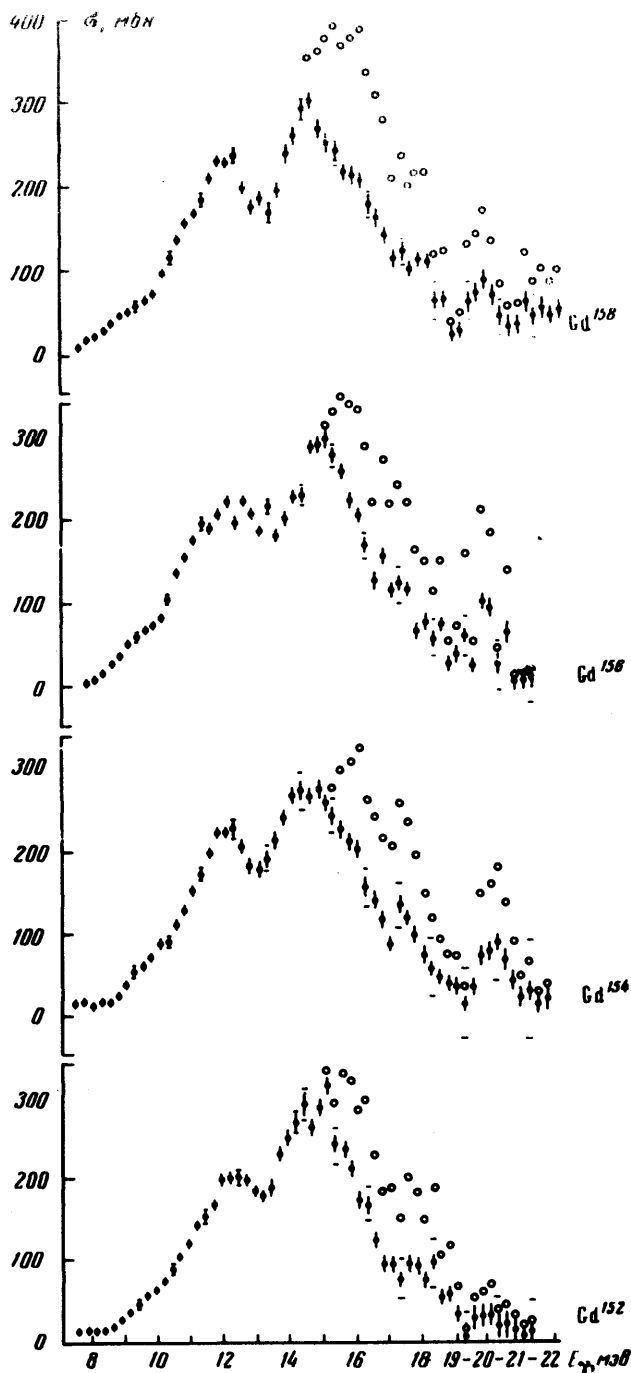


Рис. 1. Фотонейтронные сечения и сечения фотопоглощения на изотопах гадолиния Gd^{152} , 154 , 156 , 158 (снизу вверх). Приведены статистические и среднеквадратичные ошибки сечений фотопоглощения. (Последние обозначены горизонтальными штрихами в точках 9,42; 10,42 и т. д. Мэв). При энергиях фотонов выше порога реакции $(\gamma, 2n)$ фотонейтронные сечения в отличие от сечений поглощения обозначены кружками

В то же время Gd^{152} обладает относительно небольшой среднеквадратичной деформацией; поэтому удивительное сходство формы его гигантского резонанса с кривой фотопоглощения на сильно деформированном в основном состоянии Gd^{154} можно считать проявлением двойственного характера формы переходных ядер, о котором говорилось выше.

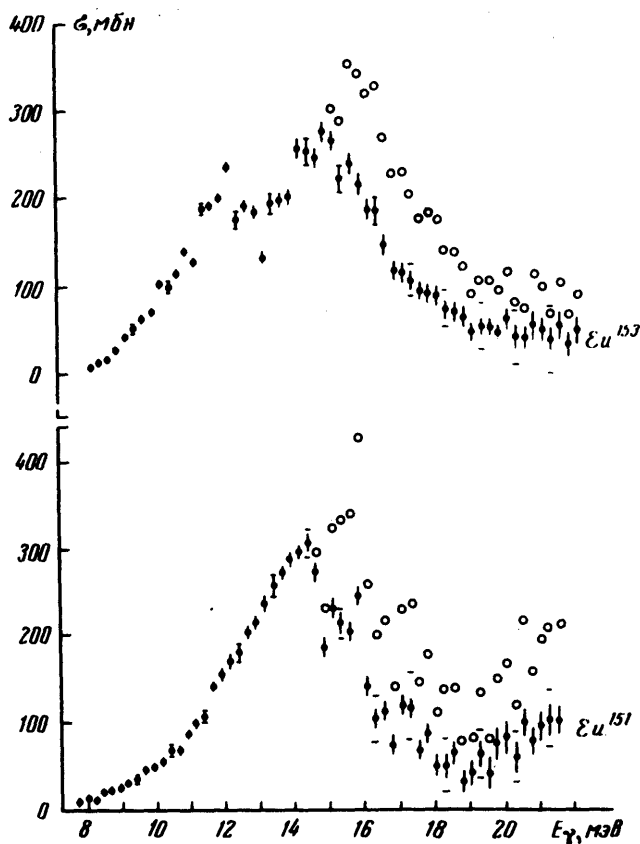


Рис. 2. Фотонейтронные сечения и сечения фотопоглощения на Eu^{151} и Eu^{153} . Графические символы те же, что на рис. 1

При описании гигантского резонанса в рамках коллективных моделей такая двойственность формы может быть отражена наличием двух минимумов при $\gamma = 0$ в потенциале обобщенной модели [14], а также предположением о возможности изменения деформации среднего поля [16] при дипольных переходах. Как показано в [16], из-за большой амплитуды нулевых β -колебаний переходы с довольно сильным изменением деформации ($\Delta\beta = 0,15$) в данном случае не запрещены принципом Франка — Кондона [17].

В случае нечетных ядер Eu увеличение N от 88 до 90 сопровождается резким изменением формы гигантского резонанса. У Eu^{153} ($\bar{\beta} = 0,31$ [18]) наблюдается эффект Окамото — Даноса, а у Eu^{151} ($\bar{\beta} = 0,13$ [18]) — нет.

Отличие от ситуации, имеющей место у четных ядер, можно в данном случае объяснить так же, как обычно объясняют [19] существование у нечетных ядер аномально большого барьера спонтанного деления. Безрадиационные переходы ("скольжения" [20]) между термами у нечетных ядер запрещены из-за необходимости сохранения спина и четности, тогда как у четных ядер переходы осуществляются спаренными нуклонами, и таких запретов нет. Поэтому потенциал деформации у нечетных ядер должен быть более крутым, чем у четно-четных ядер. В результате дипольные переходы в состояния с деформацией, отличной от $\bar{\beta}$, у нечетных ядер должны быть запрещены согласно принципу Франка – Кондона.

Авторы благодарны Л.Е.Лазаревой за внимание к работе.

Саратовский
государственный университет
им. Н.Г.Чернышевского

Поступила в редакцию
20 апреля 1970г.

Литература

- [1] P.H.Stelson, Grodzins. Nucl. Data, A1, №1, 1965.
- [2] R.K.Sheline. Reos. Mod. Phys., 32, 1, 1960.
- [3] R.K.Sheline, R.A.Kenefick, C.L.Nealy, T.Udagawa. Phys. Lett., 18, 330, 1965.
- [4] R.K. Sheline J.Shida. Phys. Lett., 26B, 210, 1968.
- [5] B.Mottelson, S.G.Nilsson. Mat. Fys. Dan. Vid Selsk. 1, №8, 1959.
- [6] Э.Е.Берлович. Письма в ЖЭТФ, 4, 481, 1966,
- [7] D.J.Thouless. Nucl. Phys., 22, 78, 1961.
- [8] О.В.Васильев, Г.Н.Залесный, С.Ф.Семенко, В.Н.Семенов. ЯФ, 10, 460, 1969.
- [9] А.М.Горячев, Г.Н.Залесный, В.А.Семенов. Сб.Электронные ускорители. М., Изд. Энергия. 1968.
- [10] M.Danos, W.Greiner. Phys. Rev., 134, B284, 1964.
- [11] S.F.Semenko. Phys. Lett., 10, 182, 1964; С.Ф.Семенко. ЯФ, 1, 414, 1965.
- [12] D.J.LeTourmeux. Phys. Lett., 13, 325, 1964.
- [13] V.N.Lutsenko. Nucl. Phys., 47, 42, 1963.
- [14] K.Kumar M.Baranger. Nucl. Phys., 110, 529, 1968.
- [15] J.J.Simpson, D.Eccleshall. M.J.L.Yales, Freeman. Nucl. Phys., A94, 177, 1967.
- [16] С.Ф.Семенко. Краткие сообщения по физике, 2, 1, 1970.
- [17] Г.Герцберг. Спектры и строение двухатомных молекул. М., ИИЛ, 1949.
- [18] K.Krebs, R.Winkler. Naturwissenschaften, 47, 490, 1960.
- [19] Г.Н.Флеров, В.А.Друин. Структура сложных ядер. М., Атомиздат, 1966.
- [20] Д.Л.Хилл, Дж. Уиллер. УФН, 52, 83, 239, 1954.