

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

174/2-78



9/i-78

К-211

P4 - 11003

С.А.Карамян

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ
ГИГАНТСКИХ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ
ФОТО- И ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1977

P4 - 11003

С.А.Карамян

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ
ГИГАНТСКИХ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ
ФОТО- И ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Направлено в ЯФ

Карамян С.А.

P4 - 11003

Интерпретация мультипольных гигантских резонансов фото- и электроядерных реакций

Рассмотрена геометрическая интерпретация мультипольных гигантских резонансов фото- и электроядерных реакций, в которой ядро представляется как сферический резонатор. Вычислены энергии известных мультипольных резонансов, результаты сравниваются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Преприят Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Karamian S.A.

P4 - 11003

Interpretation of Multipole Giant Resonances of Photo- and Electronuclear Reactions

Geometry interpretation of giant resonances of photo- and electronuclear reactions is presented in which a nucleus is considered as a spherical resonator. Energies for known multipole resonances have been calculated. The results obtained are compared to experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. ВВЕДЕНИЕ

Свойства электрического дипольного гигантского резонанса ядерного фотопоглощения к настоящему времени хорошо изучены /см. обзоры ^{1-5/ / . В последние годы были экспериментально наблюдаемы также гигантские резонансы другой мультипольности: электрический монополюсный изоскалярный $E0$, $T=0$; магнитный дипольный $M1$; электрические квадрупольные - изоскалярный $E2$, $T=0$ и изовекторный $E2$, $T=1$; электрический октупольный изоскалярный $E3$, $T=0$. Обзор экспериментальных результатов и теоретическая интерпретация мультипольных резонансов взаимодействия ядер с электромагнитным полем приведены в работах ^{5-13/} *.}

Теоретическая интерпретация мультипольных резонансов основана на следующих классических аналогиях. Электрическому монополюсному резонансу соответствует колебательная мода сжатия - растяжения, при осуществлении таких колебаний происходит пульсация размера ядра /эту моду называют дыхательной ^{6,14-16/ / . Изоскалярным резонансам более высокой мультипольности ставят в соответствие более сложные пространственные колебания ядер, при которых происходят либо колебания поверхности, либо колебания, которым отвечает поток несжимаемой жидкости /модель Тасси ^{17/ / ,}}

* Приводятся только ссылки на обзорные и обобщающие работы, в которых можно найти полный обзор оригинальных публикаций.

либо колебания сжатия-растяжения. При этом трудно разделить объемные и поверхностные колебания ^{/12,13/}. Изовекторным мультипольным резонансам отвечают сложные пространственные колебания, при которых нейтроны и протоны ядра смещаются друг относительно друга, т.е. происходят колебания пространственного распределения протонов относительно распределения нейтронов. При этом за основу берутся моды колебаний, предложенные впервые для объяснения гигантского дипольного изовекторного резонанса в работах ^{/18,19/}. Так называемая мода Гольдхабера-Теллера ^{/18/} - это колебание двух жестких сфер, протонной и нейтронной, около общего центра тяжести; мода Стейнведеля-Иенсена ^{/19/} есть мода колебательного перемещения зарядов, при которой происходит обогащение положительными зарядами одной части ядра за счет обеднения другой. Для микроскопического описания гигантских резонансов на основе представлений оболочечной модели развиты теории, в которых резонансы рассматриваются как когерентные частично-дырочные возбуждения при учете остаточного взаимодействия квазичастиц.

В работе ^{/20/} предложена интерпретация гигантского дипольного резонанса ядерного фотопоглощения, которая несколько отличается от обычных представлений. Предложено считать, что резонанс имеет геометрическую природу в представлении ядра как объемного резонатора для электромагнитных колебаний. Собственная частота резонатора обратно пропорциональна его радиусу. Введением некоторого показателя преломления γ -лучей в ядерном веществе было достигнуто описание энергий гигантского дипольного резонанса для средних и тяжелых ядер.

Настоящая работа выполнена с целью более подробного рассмотрения подобной интерпретации, делается попытка одновременно описать энергии всего набора известных гигантских мультипольных резонансов.

2. РАСЧЕТ СОБСТВЕННЫХ ЧАСТОТ

Согласно ^{/21/}, электромагнитные колебания в диэлектрической сфере характеризуются функцией $U(r, \theta, \phi)$.

Для электрических колебаний компоненты электрического и магнитного полей могут быть найдены из уравнений /21/:

$$\begin{aligned}
 E_r &= \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + k^2 \epsilon \mu U; & H_r &= 0; \\
 E_\theta &= \frac{1}{r} \frac{\partial^2 U}{\partial r \partial \theta}; & H_\theta &= -\frac{ik\epsilon}{r \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \phi}; \\
 E_\phi &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2 U}{\partial r \partial \phi}; & H_\phi &= \frac{ik\epsilon}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta}, \quad /1/
 \end{aligned}$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ - длина волны колебаний в вакууме, ϵ - диэлектрическая постоянная, μ - магнитная проницаемость среды. Функция $U(r, \theta, \phi)$ согласно /21,22/ для области координат внутри сферы имеет вид:

$$U = A \sqrt{\frac{\pi x}{2}} J_{n+1/2}(x) Y_{n,m}(\theta, \phi), \quad /2/$$

где $x = k\sqrt{\epsilon\mu}r$, $J_{n+1/2}$ - функция Бесселя полуцелого порядка, $Y_{n,m}(\theta, \phi) = P_n^{(m)}(\cos \theta) \frac{\sin m\phi}{\cos m\phi}$ - скалярная сферическая гармоника. Нетрудно видеть, что формулы /1/ и /2/ подобны обычному разложению электромагнитного поля по мультиполям /см., например, /23/. Действительно, согласно /23/, например, магнитное поле электрического мультиполя

$$\vec{H}(r) = \frac{\vec{U}_\ell^+(r)}{kr} \vec{X}_{\ell m}(\theta, \phi). \quad /3/$$

Из этой формулы, учитывая, что векторная сферическая гармоника $\vec{X}_{\ell m} = \frac{i\vec{r} \times \vec{\nabla} Y_{\ell m}(\theta, \phi)}{\sqrt{\ell(\ell+1)}}$, можно получить ком-

поненты магнитного поля электрического мультиполя, совпадающие с формулами /1/, /2/ с точностью до радиальной функции $U_\ell^+(r)$. Если функция $U_\ell^+(r)$ выражена

через функцию Бесселя ^{/23/}, то совпадение формулы /3/ с /1/ и /2/ будет полным. Это совпадение говорит о том, что смысл целых чисел n и m , характеризующих колебание, совпадает со значением квантовых чисел углового момента электромагнитного излучения ℓ и проекции $\vec{\ell}$ на выделенную ось m . Выбирая систему координат таким образом, чтобы ось, от которой отсчитывается угол θ , была нормальна к угловому моменту $\vec{\ell}$, можно исключить из уравнений /1/ и /2/ члены, зависящие от ϕ , и получить функцию $U(r, \theta)$ в виде:

$$U_{\ell} = A \sqrt{\frac{\pi x}{2}} J_{\ell+1/2}(x) P_{\ell}(\cos \theta), \quad /4/$$

причем 2^{ℓ} - мультипольность колебания. Четность колебания определяется, как и в ^{/23/}, равной $(-1)^{\ell}$ для электрических колебаний и $-(-1)^{\ell}$ для магнитных колебаний. Согласно ^{/22/}, собственные частоты колебаний могут быть определены из граничных условий на поверхности сферы. Для квазистационарных колебаний, пренебрегая излучением, получим граничные условия в виде ^{/22/}:

$$U(r=a) = 0 \quad - \text{ для электрических колебаний,} \\ \frac{\partial U}{\partial r}(r=a) = 0 \quad - \text{ для магнитных колебаний,} \quad /5/$$

где a - радиус сферы.

Таким образом, собственную частоту, например, электрического колебания мультипольности 2^{ℓ} можно получить из уравнения

$$J_{\ell+1/2}(k\sqrt{\epsilon\mu} a) = 0. \quad /6/$$

Уравнения вида $J_{n+1/2}(x)=0$ имеют решение $x=0$, а также бесконечное число других корней. Отсюда ясно, что для каждой мультипольности возможно существование большого числа собственных частот. Очевидно, что наиболее вероятным является возбуждение наиболее простых колебаний для каждого ℓ , соответствующих первым корням уравнения /6/, кроме нефизического решения $k=0$.

Решения уравнения /5/ $q_i(\ell)$, где i - номер ре-

шения, позволяют вычислить энергию резонанса соответствующей мультипольности:

$$\hbar\omega_i(\ell) = \frac{\hbar c q_i(\ell)}{\eta a}, \quad /7/$$

где $\eta = \sqrt{\epsilon\mu}$ имеет смысл оптического показателя преломления γ -лучей в ядерном веществе. Для частного случая ($\ell=1, i=1$) формула /7/ совпадает с полученной в /20/ для электрического дипольного резонанса.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ОБСУЖДЕНИЕ

Основные результаты приведены в таблице, в которой

Таблица

Вычисленные в настоящей работе и экспериментальные /из приведенных работ/ значения энергии гигантских мультипольных резонансов фото- и электроядерных реакций для тяжелых ядер. В обозначении резонанса $E\ell_i$ для расчетных значений энергии, субскрипт i означает номер корня уравнения /5/.

Резонанс	Расчет	Эксперимент		
	$E_m \cdot A^{1/3}, \text{МэВ}$	$E_m \cdot A^{1/3}, \text{МэВ}$	Идентификация	№ ссылки
$E0_1$	(54)	53	$E0, T=0$	24
		54		31
		76		25
		80		11
$E1_1$	77*	77	$E1, T=1$	5
$M1_1$	47	45	$M1$	5
$E2_1$	98	65	$E2, T=0$	7
$E2_2$	155	130	$E2, T=1$	32
$E3_1$	119	112	$E3, T=0$	26
		99		11
$E4_1$	140			

*Нормировка к экспериментальному значению.

производится сравнение рассчитанных нами энергий резонансов с экспериментальными результатами. Отметим, что для электрического дипольного, магнитного дипольного и электрического квадрупольного изоскалярного и изовекторного резонансов имеется большое число экспериментальных данных для многих ядер, поэтому в *таблице* приведены результаты систематизации энергии этих резонансов, содержащиеся в /5, 7, 32/. Для электрического монополюного и электрического октупольного резонансов имеются только разрозненные данные для отдельных ядер, поэтому в *таблице* приведены результаты конкретных работ, на которые дана ссылка. Теоретические результаты даны для всех перечисленных резонансов, а также для ненаблюдавшегося пока электрического гексадекапольного резонанса^{/32/}.

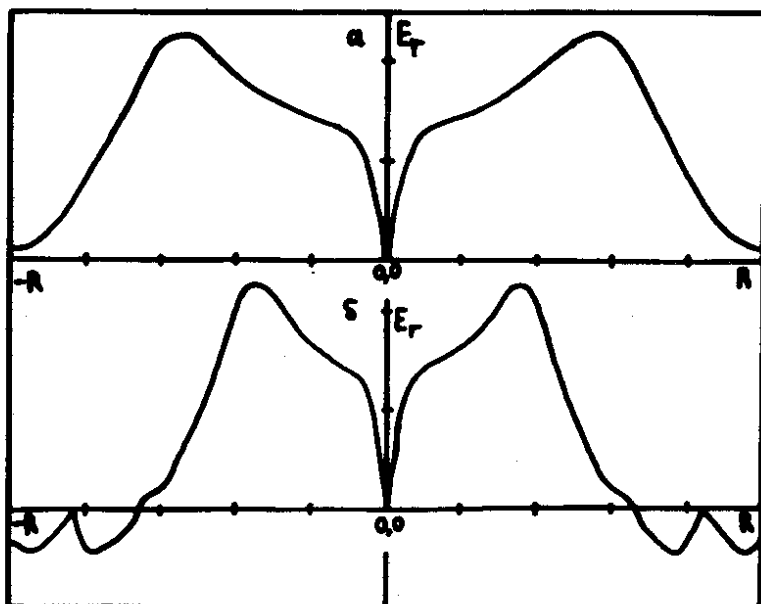
Основной параметр расчета η /показатель преломления ядерного вещества/ определен из нормировки по данным для наиболее хорошо изученного электрического дипольного резонанса. Величина η оказалась равной 9,6.

Следует сделать специальное замечание о приведенной теоретической величине для энергии электрического монополюного резонанса. Из формул /1/, /2/ следует, что случаю $n = l = 0$ не соответствует никакое реальное электромагнитное колебание в вакууме, поскольку компоненты магнитного поля в этом случае равны нулю, а электрическое поле является изотропным. Если учесть, что гигантский резонанс есть, по существу, огибающая вероятности возбуждения континуума уровней составного ядра, то нельзя исключить, что наличие резонансной частоты даже для нереального электромагнитного колебания может оказать воздействие на возбуждение уровней составного ядра, соответствующее электрическим монополюным переходам. Поэтому цифра для энергии этого резонанса приведена в *таблице* в скобках.

Для электрических квадрупольных резонансов приведены вычисленные значения энергии, соответствующие первому корню уравнения /6/ для изоскалярного квадрупольного резонанса и второму корню уравнения /6/ для изовекторного квадрупольного резонанса. Не-

обходимо заметить, что электромагнитные колебания, подобные собственным колебаниям объемного резонатора, не могут характеризоваться таким квантовым числом, как изотопический спин. Однако пространственное распределение поля может быть либо способствующим возбуждению переходов с изменением изотопического спина, либо способствующим переходам, которые не меняют квантовые числа изотопического спина.

На рисунке приведены для сравнения распределения по оси Z радиальной компоненты электрического поля для электрических квадрупольных колебаний $\ell=2$, соответствующих первому корню уравнения $/6/ i=1$ /часть "а" рисунка/ и второму корню уравнения $/6/ i=2$ /часть "б" рисунка/.



Распределение вдоль оси Z радиальной составляющей электрического поля электрических квадрупольных колебаний: а/ - для первой собственной частоты, соответствующей первому корню уравнения $/6/$, б/ - для второй собственной частоты. E_r приведена в произвольных единицах. R - радиус ядра.

Можно думать, что пространственное распределение поля во втором случае является более пригодным для возбуждения моды колебаний, подобной изовекторному резонансу, а в первом случае /часть "а" рисунка/ - для возбуждения изоскалярной моды.

Из данных таблицы следует, что расчетные значения энергии для мультипольных резонансов не сильно отличаются от экспериментальных. Существенное различие имеет место только для электрических квадрупольных резонансов. Отметим, что расчет сделан для сферического резонатора без учета известного факта, что многие ядра являются деформированными и обладают значительным статическим квадрупольным моментом. Возможно, учет этого обстоятельства, т.е. проведение вычислений для эллипсоидального резонатора, привел бы к понижению энергий квадрупольных резонансов и к лучшему согласованию расчета с экспериментом.

Таким образом, рассмотрение собственных колебаний сферического резонатора приводит к выводу о наличии резонансных частот для колебаний различной мультипольности. В приложении к ядру отсюда следует наличие при определенных энергиях мультипольных резонансов для сферических ядер, имеющих близкие к нулю значения статических мультипольных моментов. Для деформированного ядра энергия резонансов будет несколько другой из-за наличия статического мультипольного момента.

Существенно отметить, что каждой мультипольности отвечает значительное число собственных частот, которые могут оказывать влияние на вероятность взаимодействия γ -квантов с ядром при энергиях, превышающих энергии гигантских резонансов, т.е. в относительно малоизученной области энергии. В пределе высокой энергии, когда длина волны электромагнитного колебания внутри ядра станет много меньше размера ядра, механизм взаимодействия γ -лучей с ядром может приобрести общие черты с процессом, получившим название "волн шелчущей галереи". Этот процесс впервые был рассмотрен Рэлеем для акустических волн, он наблюдался и в оптике^{/29/}. Осуществляется

этот процесс при соотношении между длиной волны излучения и размером объекта $\frac{\lambda}{2\pi a} \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$. Поэтому можно думать, что подобный процесс будет влиять на механизм взаимодействия γ -лучей с ядрами при энергии $E_\gamma \geq 1$ ГэВ/см., например, ^{180}O /.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фуллер Э.Дж., Хэйворд Э. В кн.: Ядерные реакции. Атомиздат, М., 1964, с.114.
2. Ишханов Б.С., Шевченко В.Г. ЭЧАЯ, 1972, 3, с.894.
3. Berman V.L., Fultz S.C. *Revs.Mod.Phys.*, 1975, 47, p.713.
4. Myers W.D. e.a. *Phys. Rev.*, 1977, C15, p.2032.
5. Hanna S.S.В кн.: Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра, т.2. ОИЯИ, Д-9920, Дубна, 1976, с.195.
6. Faessler A. Там же, с.242.
7. Satchler G.R. *Phys. Rep.*, 1974, 14C, p.98.
8. Bes D.R., Broglia R.A., Nilsson B.S. *Phys. Rep.*, 1975, 16C, p.1.
9. Bertsch G.F., Tsai S.F. *Phys. Rep.*, 1975, 18C, p.125.
10. Liu K.F., Brown G.E. *Nucl.Phys.*, 1976, A265, p.385.
11. Sasao M., Torizuka Y. *Phys. Rev.*, 1977, C15, p.217.
12. Satchler G.R. *Nucl.Phys.*, 1972, A195, p.1.
13. Suzuki T. *Nucl.Phys.*, 1973, A217, p.182.
14. Damgaard J. *Nucl.Phys.*, 1968, A121, p.625.
15. Wong S., Saunier G., Rouben B. *Nucl.Phys.*, 1971, A169, p.204.
16. Sharp R., Zamick L. *Nucl.Phys.*, 1973, A208, p.130.
17. Tassie L.J., *Austral. J.Phys.*, 1956, 9, p.407.
18. Goldhaber M., Teller E. *Phys. Rev.*, 1948, 74, p.1046.
19. Steinwedel H., Jensen J.H.D., Jensen P. *Phys. Rev.*, 1950, 79, p.1109.
20. Карамян С.А. ОИЯИ, Р4-10701, Дубна, 1977.
21. Вайнштейн Л.А. В кн.: Открытые резонаторы и открытые волноводы. "Сов. радио", М., 1966, с.319.
22. Гуревич А.Г. В кн.: Полые резонаторы и волноводы. "Сов. радио", М., 1952, с.75.
23. Блатт Дж., Вайскопф В. В кн.: Теоретическая ядерная физика. ИЛ., М., 1954, с.455.

24. Pitthan R. e.a. *Phys. Rev.Lett.*, 1974, 33, p.849.
25. Fukuda S., Torizuka Y. *Phys. Lett.*, 1976, 62B, p.146.
26. Nagao M., Torizuka Y. *Phys.Rev. Lett.*, 1973, 30, p.1068.
27. Snover K.A. e.a. *Phys. Rev.Lett.*, 1974, 32, p.317.
28. Fukuda S., Torizuka Y. *Phys.Rev.Lett.*, 1972, 29, p.1109.
29. Garrett C.G.B., Kaiser W., Bond W.L. *Phys. Rev.*, 1961, 124, p.180.
30. Варпанетян Г.А. и др. *ЯФ*, 1971, 14, с.65.
31. Morsch H.P., Decowski P., Benenson W. *Phys. Rev.Lett.*, 1976; 37, p.263.
32. Bertrand F.E. *Ann.Rev.Nucl.Sci.*, 1976, 26, p.457.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 октября 1977 года.