РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ПИСЬМА В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 61, ВЫПУСК 9
10 МАЯ, 1995

Письма в ЖЭТФ, том 61, вып.9, стр.705 - 710

МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МАГНИТНОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

С.И.Бастрюков[1], *И.В.Молодцова*

Лаборатория теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова,
Объединенный институт ядерных исследований
141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 21 февраля 1995 г.
После переработки 3 марта 1995 г.

Изучается макроскопический механизм ядерного намагничивания, связанного с магнитным дипольным резонансом. Показано, что гигантский $M1$ резонанс обусловлен колебаниями тока намагничивания, возбужденными в периферийном слое конечной глубины. Рассмотренная коллективная модель адекватно описывает эмпирически установленную зависимость положения пика энергии от массового числа $E(M1) = 40,8\,A^{-1/3}$ МэВ и предсказывает, что суммарная сила возбуждения зависит от атомного и массового чисел следующим образом: $B(M1) = 8,5\cdot 10^{-2}\,Z^2\,A^{-2/3}\,\mu_N^2$.

В настоящее время наиболее надежным источником информации о гигантском магнитном дипольном резонансе служат данные экспериментов по неупругому рассеянию электронов на большие углы и измерения сечений упругого рассеяния фотонов методом резонансной флуоресценции [1-4]. Эмпирическая оценка пика энергии $M1$-резонанса в зависимости от числа нуклонов в ядре дается соотношением $E(M1) \approx 41\,A^{-1/3}$ МэВ [3,4]. Накопленные данные, приведенные в таблице, указывают на систематическое увеличение суммарной вероятности возбуждения $B(M1)$ этого резонанса с ростом массового числа. С целью выявления аналитического вида зависимости $B(M1)$ от Z и A мы рассматриваем коллективную модель магнитного дипольного резонанса, опираясь на результаты работ [5-7], в которых гигантские магнитные резонансы мультипольного порядка $\lambda \geq 2$ трактуются в терминах теории сплошных сред как проявление сдвиговых (крутильных) колебаний. Такая макроскопическая интерпретация основана на представлении о ядре как сферической частице упругого ферми-континуума, введенном в [8]. Следует подчеркнуть, что стандартная модель жидкой капли вообще не допускает коллективных возбуждений

[1] e-mail: bast@theor.jinrc.dubna.su

магнитного типа – возбужденных состояний с отличным от нуля магнитным мультипольным моментом. Развитая в [5-7] коллективная модель крутильного магнитного отклика ядра дает адекватное описание накопленных данных по гигантскому $M2$-резонансу и позволяет сделать конкретные прогнозы для области локализации пика энергии и суммарной силы возбуждения гигантских магнитных резонансов высших мультипольностей. Между тем макроскопический механизм дипольного намагничивания ядра, приводящего к $M1$ резонансу, в литературе не рассматривался.

Таблица 1. Положение пика энергии $E(M1)$ и суммарная вероятность $B(M1)$ возбуждения магнитного дипольного резонанса. Экспериментальные данные из [4]

Ядро	Эксперимент		Модель	
	$E(M1)$, МэВ	$B(M1)\uparrow$, μ_N^2	$E(M1)$, МэВ	$B(M1)\uparrow$, μ_N^2
^{90}Zr	9,1	6,7	9,1	6,8
^{120}Sn	8,3	8,8	8,3	8,8
^{140}Ce	7,9	7,5	7,9	10,6
^{206}Pb	7,5	19,0	6,9	16,4
^{208}Pb	7,3	17,5	6,9	16,3

Физические предположения обсуждаемого нами макроскопического подхода к указанной проблеме состоят в следующем. Тяжелое ядро радиуса $R = r_0 A^{1/3}$ моделируется сферической макрочастицей несжимаемой ядерной материи с однородным распределением плотности заряда $n_e = e(Z/A)n_0$ и массы $\rho_0 = mn_0$, где m – масса нуклона и $n_0 = (2/3\pi^2)k_F^3$ – плотность числа частиц. Динамика коллективных движений нуклонов формулируется в терминах теории сплошных сред и описывается уравнениями упругого континуума [7]. Гигантские резонансы связываются с возбуждением в объеме ядра флуктуаций электрического тока

$$\mathbf{j} = n_e \delta \mathbf{V}, \tag{1}$$

поле скорости которого $\delta\mathbf{V}(\mathbf{r},t) = \mathbf{a}(\mathbf{r})\,\dot{\phi}(t)$ ($\mathbf{a}(\mathbf{r})$ – поле мгновенных смещений) находится как решение векторного уравнения Лапласа [9]:

$$\Delta\delta\mathbf{V} = 0, \qquad \operatorname{div}\delta\mathbf{V} = 0. \tag{2}$$

Решение, отвечающее магнитным гигантским резонансам, задается тороидальным вихревым полем, явный вид которого точно совпадает с полем скорости сдвиговых крутильных колебаний сферической частицы упругой материи [10]. Частоты этих колебаний определяются как собственные моды осцилляторного гамильтониана:

$$H = \frac{J\dot{\phi}^2}{2} + \frac{K\phi^2}{2}. \tag{3}$$

Крутильный момент инерции J и жесткость крутильных осцилляций K определяются выражениями

$$J = \int \rho_0\, a_i\, a_i\, d\tau, \qquad K = \frac{1}{2}\int \mu \left(\frac{\partial a_i}{\partial x_j} + \frac{\partial a_j}{\partial x_i}\right)^2 d\tau, \tag{4}$$

где $\mu = 1/5\rho_0 v_F^2$ – модуль сдвига, $v_F = (\hbar/2mr_0)(9\pi)^{1/3}$ – граничная скорость ферми-движения нуклонов. Детали аналитических вычислений J и K приведены в [7]. С микроскопической точки зрения восстанавливающая сила упругого отклика трактуется как реакция конечной ферми-системы на анизотропные искажения ферми-сферы. Следуя [5-7], мы рассматриваем процесс возбуждения $M1$-резонанса как переход из основного в возбужденное "намагниченное" состояние, характеризуемое отличным от нуля дипольным магнитным моментом

$$\mathcal{M}(M1) = -\frac{1}{2c}\int \mathbf{j}\cdot[\mathbf{r}\times\nabla]\, r\, P_1(\cos\theta)\, d\tau, \tag{5}$$

который обусловлен возбуждением колебаний коллективного заряженного потока, индуцированных неупруго рассеянными электронами или упруго рассеянными фотонами. Здесь и ниже через c обозначена скорость света. Положение энергетического пика и полная вероятность возбуждения 1^+-резонанса вычисляются следующим образом:

$$E(M1) = \hbar\sqrt{\frac{K}{J}}, \qquad B(M1) = 3 < |\mathcal{M}(M1)|^2 >_t, \tag{6}$$

где символ $< \ldots >_t$ означает среднее по времени. В частности, $< \dot{\phi}^2 >_t = 1/2\phi_0^2\omega^2$, где $\phi_0 = (\hbar\omega/2K)^{1/4}$ – частота нулевых колебаний [11]. Таким образом, задача определения интегральных характеристических параметров $M\lambda$-резонанса сводится к решению уравнения Лапласа для поля скорости и вычислению с этим полем интегралов, определяющих крутильный момент инерции, жесткость и коллективный магнитный момент.

В приводимых ниже построениях мы опираемся на следующие выводы ядерной модели оболочек. В этой модели магнитный дипольный резонанс интерпретируется как результат индуцированных внешним возмущением переходов через поверхность Ферми между состояниями с большими орбитальными моментами l, являющимися спин-орбитальными партнерами ($j_1 = l \pm s \to j_2 = l \mp s$). Из оболочечной модели также известно, что с ростом углового момента вероятность локализации нуклона сдвигается от центра к поверхности: чем выше l, тем ближе нуклон к ядерной поверхности. Последнее обстоятельство указывает на то, что магнитный гигантский резонанс формируется когерентными движениями нуклонов, которые локализованы главным образом в периферийном слое конечной глубины, а не в полном ядерном объеме. Это наблюдение может быть отражено следующей макроскопической картиной. При возбуждении гигантского $M1$-резонанса неупруго рассеянными электронами или упруго рассеянными фотонами происходит динамическая диссоциация ядра, которая сопровождается колебаниями соленоидального тока, возбуждаемого во внешнем слое, тогда как внутренняя область радиуса R_c не затрагивается возмущением. При этом плотность распределения заряда и массы в полном объеме ядра не меняется. Подчеркнем, что обсуждаемое расслоение ядра на подвижный слой и инертный остов является динамическим эффектом, то есть возникает и существует только в процессе возбуждения ядра. Поэтому данную модель следует рассматривать как не более чем квазиклассический способ описания динамического дипольного намагничивания ядра, связанного с гигантским $M1$-резонансом.

Поле скорости, соответствующее такой картине, может быть однозначно определено заданием следующих граничных условий: 1) поверхность ядра совершает твердотельно-подобные вращательные колебания, то есть.

$$\delta\mathbf{V} = [\mathbf{r} \times \mathbf{\Omega}_0(t)]_{r=R}, \tag{7}$$

где $\mathbf{\Omega}_0(t) = \mathbf{e}_z\,\dot{\phi}(t)$ – гармоническая функция времени; 2) на внутренней эффективной границе невозмущенной области

$$\delta\mathbf{V} = 0\big|_{r=R_c}. \tag{8}$$

В результате получаем вихревое поле скорости вида

$$\delta\mathbf{V} = \mathrm{rot}\,\mathbf{r}\left[\Gamma\left(\frac{r}{R_c^3} - \frac{1}{r^2}\right)\right]\sin\theta\,\dot{\phi}(t), \qquad \Gamma = \frac{R^3R_c^3}{R^3 - R_c^3}, \tag{9}$$

которое является точным решением уравнения (2) с граничными условиями (7) и (8).

В сферической системе координат с фиксированной полярной осью компоненты поля мгновенных смещений имеют вид

$$a_r = 0, \quad a_\theta = 0, \quad a_\phi = \Gamma\left(\frac{r}{R_c^3} - \frac{1}{r^2}\right)\sin\theta. \tag{10}$$

Принимая во внимание, что плотность заряда не меняется, и подставляя (9) в выражение для плотности тока (1), находим, что последнее сводится к стандартному выражению для тока намагничивания:

$$\mathbf{j} = c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{M}, \tag{11}$$

с полем намагничивания

$$\mathbf{M}(\mathbf{r},t) = \mathbf{r}\left[\frac{2m}{\hbar}n_e\,\Gamma\left(\frac{r}{R_c^3} - \frac{1}{r^2}\right)\cos\theta\right]\dot{\phi}(t)\,\mu_N. \tag{12}$$

Здесь μ_N – ядерный магнетон. Выражение (11) аналогично квантово-механическому представлению тока намагничивания, который, как следует из микроскопических расчетов, дает доминирующий вклад в возбуждение дипольного магнитного резонанса (см. обзор [4] и приведенную в нем литературу). Эта аналогия, по нашему мнению, указывает на соответствие выводов исследуемой макроскопической модели $M1$-резонанса выводам микроскопических теорий.

Результаты вычислений удобнее выразить в терминах геометрического параметра $x = R_c/R$, который характеризует количество массы ΔM, участвующей в формировании гигантского 1^+ резонанса: $\Delta M = M - M_c = M(1 - x^3)$, где $M = (4\pi/3)\rho_0 R^3$ – полная масса ядра и $M_c = (4\pi/3)\rho_0 R_c^3$ часть массы ядра, не затронутая возмущением. Подставляя (10) в (4), получаем следующее выражение для жесткости сдвиговых колебаний:

$$K = \frac{8\pi}{5}\rho_0\,v_F^2\,R^3\frac{x^3}{1 - x^3}. \tag{13}$$

Момент инерции крутильных дипольных осцилляций можно представить в виде:

$$J = \frac{8\pi}{15}\rho_0\,R^5\left[\frac{1 - 5x^3 + 9x^5 - 5x^6}{(1 - x^3)^2}\right]. \tag{14}$$

При $x = 0$, последнее выражение сводится к моменту инерции твердого шара: $J_0 = 2/5\,MR^2$, а коэффициент жесткости обращается в нуль тождественно. Последнее обстоятельство явно демонстрирует тот факт, что макроскопическое описание динамики гигантского $M1$-резонанса обеспечивается только благодаря предположению о динамической диссоциации ядра на внешний слой, в котором возбуждаются колебания тока намагничивания, и инертную по отношению к возмущению внутреннюю область.

Изучаемая коллективная модель приводит к следующим аналитическим оценкам для положения центроида энергии и суммарной вероятности возбуждения $M1$-резонанса в зависимости от массового числа и атомного номера:

$$E(M1) = \kappa A^{-1/3}\,\mathrm{MeV}, \qquad B(M1) = \gamma Z^2 A^{-2/3}\,\mu_N^2, \tag{15}$$

$$\kappa = \frac{\hbar^2(9\pi)^{1/3}}{2mr_0^2}\left[\frac{3x^3(1-x^3)}{1-5x^3+9x^5-5x^6}\right]^{1/2}, \tag{16}$$

$$\gamma = \frac{9(9\pi)^{1/3}}{80\pi}\sqrt{\frac{3x^3(1-x^3)}{(1-5x^3+9x^5-5x^6)^3}}\left[1-\frac{5}{2}x^3+\frac{3}{2}x^5\right]^2. \tag{17}$$

Из (15) и (17) следует, что при фиксированном x модель корректно описывает наблюдаемую в эксперименте $A^{-1/3}$ зависимость положения пика энергии $M1$-резонанса от массового числа. Это также можно рассматривать как отражение того, что коллективная динамика магнитного дипольного резонанса развивается одинаковым образом во всех средних и тяжелых ядрах периодической таблицы. Приводимые в таблице расчеты энергий и вероятностей выполнены при одном и том же значении параметра $x = 0,53$, которое зафиксировано по положению пика энергии $M1$-резонанса в ^{90}Zr ($r_0 = 1,15$ Фм). При данном x в динамику магнитного дипольного резонанса оказывается вовлеченным приблизительно 85% от полного числа нуклонов. Это свидетельствует о том, что магнитный дипольный резонанс является существенно объемным коллективным возбуждением. Указанное свойство является общим для ядерных гигантских резонансов как электрического, так и магнитного типов [9].

Главным предсказанием рассмотренной коллективной модели является оценка суммарной вероятности возбуждения магнитного дипольного резонанса $B(M1)$ в зависимости от атомного номера Z и массового числа A. Окончательные оценки для положения пика энергии и суммарной силы возбуждения магнитного дипольного резонанса имеют вид

$$E(M1) = 40,8\,A^{-1/3}\,\text{МэВ}, \qquad B(M1) = 8,5\cdot 10^{-2}\,Z^2 A^{-2/3}\,\mu_N^2.$$

Представленное в таблице систематическое сравнение результатов расчета энергии и силы возбуждения магнитного дипольного резонанса с имеющимися данными свидетельствует о том, что модель адекватно передает наблюдаемую тенденцию сдвига пика энергии этого резонанса в низкоэнергетическую область при переходе от средних к тяжелым ядрам с одновременным увеличением суммарной вероятности возбуждения. Наш интерес к рассмотренной проблеме связан с недавно начатыми экспериментами на линейном ускорителе электронов в Дармштадте (установка S-DALINAC) по возбуждению магнитного дипольного резонанса в неупругом рассеянии электронов на 180°. Цель этих экспериментов как раз состоит в выявлении систематических закономерностей в зависимости интегральных характеристических параметров гигантского $M1$-резонанса (прежде всего энергии и силы возбуждения) от массового числа. Поэтому представленные в настоящем письме предсказания, как мы надеемся, будут подвергнуты экспериментальной проверке в самое ближайшее время.

Авторы признательны С.Раману, А.Рихтеру и Дж.Петерсону за предоставление экспериментальных данных по магнитным резонансам и ценные коментарии. Нам приятно поблагодарить Ж.Либера за многочисленные дискуссии. Работа выполнена при частичной поддержке INTAS фонда Европейского Физического Общества (грант INTAS-93-151).

---

1. A.Richter, Proc. of Dubna Int. School on Nucl. Structure, Dubna, E4-80-385, 1980, p.89.
2. R.S.Hicks, R.L.Huffman, R.A.Lindgren et al., Phys. Rev. **C26**, 920 (1982).
3. R.M.Laszewski, R.Alarcon, D.S.Dale and E.D.Hoblit, Phys. Rev. Lett. **54**, 530 (1985); **59**, 431 (1987); **61**, 1710 (1988).
4. S.Raman, L.W.Fagg and R.Hicks, Electric and Magnetic Giant Resonances, World Scientific, Singapore, 1991, p. 355.
5. G.Holzwarth, and G.Eckart, Z. Phys. **A283**, 219 (1977); S.I. Bastrukov and V.V. Gudkov, Z. Phys. **A341**, 395 (1992).
6. S.I.Bastrukov, I.V.Molodtsova and V.M.Shilov, Int. J. Mod. Phys. **E2**, 731 (1993); Phys. Scripta **51**, 54 (1995).
7. С.И.Баструков, И.В.Молодцова, ЭЧАЯ **26**, 415 (1995).
8. G.F.Bertsch, Ann. Phys. **86**, 138 (1974).
9. S.I.Bastrukov, S.Misicu and A.V.Sushkov, Nucl. Phys. **A562**, 191 (1993), Section 2.
10. S.I.Bastrukov, Phys. Rev. **E49**, 3166 (1994).
11. A.Bohr and B.Mottelson, *Nuclear Structure*, Benjamin, New York, 1970.