

указанной в табл. 2, есть и др. эмпирич. ф-лы для его энергии, напр.  $\mathcal{E} = 32A^{-1/3} + 21A^{-1/6}$  (МэВ).

Г. р.  $E2$  изучен для большинства ядер и установлен во мн. ядерных реакциях для разных энергий падающих частиц. Его можно возбудить, бомбардируя ядро протонами и более массивными ядерными частицами,

Табл. 2. — Некоторые данные о нейтральных  $EL$ -резонансах

	$\Delta T$	$\mathcal{E}$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Сила резонанса (% исчерпания правила сумм)
$E0$ . . . .	0	$30A^{-1/3}$	2,5—4	~100 для $A \geq 90$
$E1$ . . . .	1	$78A^{-1/3}$	4—8	100 для $A > 100$
$E2$ . . . .	0	$63A^{-1/3}$	2,5—7	30—90
$E2$ . . . .	1	$120A^{-1/3}$	5—10	80—100
$E3$ ( $1\hbar\omega$ )	0	$32A^{-1/3}$	—	10—20
$E3$ ( $3\hbar\omega$ )	0	$110A^{-1/3}$	5—7	40—80

напр.  $\alpha$ -частицами или ядрами  ${}^6\text{Li}$  (рис. 4). Т. к. главным во взаимодействии  $\alpha$ -частиц с нуклонами является сильное взаимодействие, к-рое зарядово-симметрично, то это облегчает возбуждение квадрупольных колебаний, в к-рых протоны и нейтроны участвуют вместе, и исключает дипольные колебания.

Кроме приведенных в табл. 2 есть указания на существование Г. р.  $E0_1$ ,  $E1_0$  ( $3\hbar\omega$ ) и  $E4$  ( $2\hbar\omega$ ),  $E5$ ,  $E6$ . В лёгких ядрах  $\mathcal{E}$  и сила Г. р. уменьшаются по сравнению с табл. 2. Для Г. р.  $E1$  и  $E2$  наблюдается фрагментация (форма резонанса не может быть описана одной лоренцевской кривой).

Особое значение имеет Г. р.  $E0$  (не наблюдался для ядер с  $A < 60$ ). Он является практически единственным источником сведений о сжимаемости ядра, т. к. в гидродинамич. модели его энергия выражается ф-лой:

$$\mathcal{E}(E0_0) = \frac{\hbar\pi}{3r_0 A^{1/3}} \sqrt{k m}. \quad (2)$$

Здесь  $m$  — масса нуклона,  $k = r_0 \frac{\partial^2 \mathcal{E}'}{\partial r_0^2}$  — жёсткость ядра ( $\mathcal{E}'$  — энергия, приходящаяся на 1 нуклон,  $r_0$  — ср. расстояние между нуклонами), связанная с его сжимаемостью  $C$  соотношением  $k^{-1} = 9C$ . Ядерная сжимаемость определяет ур-ние состояния вещества вблизи равновесной плотности и скорость звука  $v_{зв}$  в ядерной материи:  $C^1 = -V^{-1} \frac{\partial V}{\partial p}$  ( $V$  — объём ядра,  $p$  — давление). Из эксперим. данных об энергии  $\mathcal{E}(E0)$  найдено  $k = 220 \pm 30$  МэВ, откуда  $v_{зв} = 0,15$  с.

**Спиновые (магнитные) резонансы.** Если электрич. Г. р. можно интерпретировать как разл. моды колебаний заряда ядра, то магн. Г. р. связаны с когерентными движениями моментов нуклонов. С каждым нуклоном связаны орбитальный момент его движения относительно центра массы ядра ( $l=0, \hbar, 2\hbar \dots$ ) и спин  $s=1/2$ , к-рый прецессирует вокруг орбитального момента, складываясь с ним в полный момент  $j$  и ориентируясь параллельно [ $j = (l+1/2)\hbar$ ] или антипараллельно [ $j = (l-1/2)\hbar$ ] к первому. По мере увеличения  $A$  нейтроны и протоны последовательно заполняют свои оболочки с фиксированными  $l$  и  $j$ , причём в каждой оболочке нуклоны расположены так, чтобы попарно компенсировать полные моменты и образовать систему с суммарным моментом, равным 0 (для чётно-чётных ядер). Оболочки с параллельным расположением спина и орбитального момента заполняются раньше, чем с антипараллельным, так что в таких ядрах возникает преим. направление прецессии спина относительно орбитального момента. Изменение этого направления на противоположное у одного нуклона в силу их взаимодействия резо-

нансно передаётся др. нуклонам и приводит к возбуждению Г. р. типа  $M1$ . Если одновременно с поворотом спина происходит изменение орбитального момента нуклона, то возникают Г. р. высш. магн. мод ( $ML$ ). Если спины нейтронов и протонов поворачиваются синфазно, то это — изоскалярные магн. Г. р., если в противофазе — изовекторные.

Изменить прецессию спинов и моментов нуклонов можно либо действуя эл.-магн. полем на связанные с ними магн. моменты, либо изменяя ориентацию магн. моментов за счёт передачи нуклонам энергии пионного поля. В первом случае используется гл. обр. неупругое рассеяние электронов на ядрах ( $e, e'$ ), во втором — реакция неупругого рассеяния протонов ( $p, p'$ ) с энергией 100—200 МэВ. Когда пион поглощается нуклоном, он изменяет ориентацию его спина. Т. к. каждый нуклон окружён пионным полем, то бомбардирующий нуклон также может вызвать спиновые колебания.

Наиб. изучены Г. р.  $M1$  и  $M2$ . Г. р.  $M1$  отвечает переходам нуклонов с переворотом их спина относительно орбитального момента  $l$  без изменения орбитального квантового числа ( $S=1, L=0$ ),  $M2$  соответствует переходам нуклонов с переворотом спина и изменением  $l$  на 1 ( $S=1, L=1$ ). Оба типа Г. р. описываются оболочечной моделью как переходы нуклонов из одной оболочки в другую с учётом остаточного частично-дырочного взаимодействия.

Рис. 4. Спектр неупруго-рассеянных ядер  ${}^6\text{Li}$  на ядре  ${}^{90}\text{Zr}$  при начальной энергии итер  ${}^6\text{Li}$  90 МэВ; пунктир — фон.



Энергию  $M1$  можно описать эмпирич. ф-лой  $\mathcal{E}(M1) = 45A^{-1/3}$  МэВ; он может располагаться в области дискретного спектра, и тогда он представляется в виде интенсивных уровней  $1^+$  с большой суммарной величиной вероятности  $\gamma$ -переходов. Экспериментально кроме ядер с  $A < 40$  он обнаружен (1982) в ядрах с  $A > 40$  ( ${}^{48}\text{Ca}$ , изотопы  $\text{Ni}$ ,  $\text{Zr}$  и др.) в реакции ( $p, p'$ ) при энергии протонов 200 МэВ. В  ${}^{208}\text{Pb}$   $M1$  проявляется как группа 35 уровней  $1^+$  с энергией  $\mathcal{E} \sim 7,5$  МэВ. Г. р.  $M2$  для средних и тяжёлых ядер расположен в области  $\mathcal{E} \sim 6$ —10 МэВ. Он измерен в ядрах  ${}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{90}\text{Zr}$ ,  ${}^{140}\text{Ge}$ ,  ${}^{208}\text{Pb}$  с помощью неупругого рассеяния электронов на углы, близкие к  $180^\circ$ .

**Зарядово-обменные Г. р.** Аналоговый резонанс был открыт экспериментально в 1962 А. Андерсоном (А. Anderson) и Вонгом (Ch.-Y. Wong) в реакции ( $p, n$ ), гамов-теллеровский резонанс обнаружен в 1979. Аналоговый  $0^+$  ( $S=0, L=0$ ) и гамов-теллеровский  $1^+$  ( $S=1, L=0$ ) Г. р. интерпретируются как возбуждённые состояния ядра  $A(N, Z)$ . С микроскопич. точки зрения это когерентные возбуждения, построенные из состояний «протон-нейтронная дырка», образованных переходами нейтрона в незаполненные протонные состояния. В случае  $0^+$  такой переход происходит без изменения квантовых чисел нуклонов (см. Аналоговые состояния), а в случае  $1^+$  — с поворотом их спина (рис. 5).