

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



7224

Экз. чит. зала

P4 - 7224

М.И.Базнат , Н.И.Пятов, М.И.Черней

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ
НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР
В НЕАДИАБАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7224

М.И.Базнат*, Н.И.Пятов, М.И.Черней*

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ
НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР
В НЕАДИАБАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

* Институт прикладной физики АН Молдавской ССР.
(Кишинев).

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Summary

In the conventional unified model the effective gyromagnetic factors g_R^{eff} and g_s^{eff} are considered as parameters entering in the magnetic moments and intraband MI - transition probability. We have derived equations for those factors in the framework of the non - adiabatic rotational model for odd-mass nuclei. The difference between g_s^{eff} and the free nucleon value g_s as well as that between g_R^{eff} and the g_R^0 value for the even-even core is closely related to non-adiabatic corrections to the energy of rotational states in odd-mass nuclei. This allows one to study the behaviour of effective g - factors within rotational band using the g_R^0 value as a parameter, and the non-adiabatic wave functions obtained from the fit of calculations to experimental rotational energies. In particular, for the states of the yrast-line we have obtained the following relations between g_R^0 and g_R^{eff} in odd-N and odd-Z nuclei: $g_R^{eff}(N) \leq g_R^0 \leq g_R^{eff}(Z)$. It is shown that due to the Coriolis force the g - factors may strongly vary with spin and that the longitudinal and transverse spin polarization effects cannot be exactly separated. The systematic calculations of the magnetic dipole moments are performed for rare-earth and actinide nuclei employing the single-particle model with the Saxon-Woods potential well. The calculated magnetic moments for the low energy states are not very sensitive to the value of g_R^0 , which is found to be of the same order of magnitude as in even-even nuclei.

Введение

В обобщенной модели Бора-Моттельсона нечетное ядро рассматривается состоящим из четно-четного вращающегося остова /ротатора/, в поле которого движется один или несколько внешних нуклонов. В соответствии с этим оператор магнитного дипольного момента ядра имеет вид /1/

$$\vec{\mu} = g_R^0 (\vec{I} - \vec{j}) + g_s \vec{s} + g_l \vec{l}. \quad /1/$$

Здесь g_R^0 , g_s и g_l - гиромагнитные факторы, связанные с движением остова и внешних нуклонов; I - оператор полного углового момента ядра, который действует в пространстве углов Эйлера, характеризующих ориентацию ядра. Операторы j , s и l описывают соответственно угловой, спиновый и орбитальный моменты внешних нуклонов и действуют в пространстве внутренних переменных.

В адиабатическом приближении состояния аксиально-симметричного нечетного ядра характеризуются квантовыми числами полного углового момента I , его проекции K на ось симметрии ядра и некоторого набора ρ асимптотических квантовых чисел. В этом приближении может быть проведена простая параметризация величины магнитного момента:

$$\mu_{IK} = g_R^{eff} I + \frac{K^2}{I+1} (g_K - g_R^{eff}) \times \\ [1 + \delta_{K,1/2} (-1)^{I+1/2} (2I+1) b_0], \quad /2/$$

где в общем случае величина g_R^{eff} отличается от значений g_R^0 в четно-четных ядрах из-за взаимодействия Кориолиса между внешними нуклонами и остовом. Величины g_K и b_0 характеризуют вклад внешних нуклонов и часто рассматриваются как физические константы ротационной полосы. В адиабатическом приближении те же параметры g_R^{eff} , g_K и b_0 входят в выражение для приведенной вероятности $M1$ -переходов между уровнями ротационной полосы, что позволяет оценить их на основании различных экспериментальных данных.

Параметры g_K и b_0 могут быть вычислены в одночастичной модели. Оказалось, что, как правило, без учета эффектов спиновой поляризации ^{/2/} расчеты плохо согласуются с экспериментальными данными. Спиновая поляризация возникает как результат влияния 1^+ -возбуждений остова и приближенно может быть сведена к перенормировке спинового гиромагнитного фактора g_s . В этом случае параметр g_K имеет вид ^{/2/}

$$g_K = g_\ell + \frac{1}{K} (g_s^{eff} - g_\ell) \langle K\rho | s_z | K\rho \rangle, \quad /3/$$

где обычно $g_s^{eff} \approx 0,6 g_s$.

Адиабатическое описание магнитных моментов является простым и наглядным, но справедливо только в случае слабого взаимодействия Кориолиса, приводящего к неадиабатическим поправкам во вращательном спектре. Ценность его теряется из-за того, что для каждой ротационной полосы получается свой набор параметров g_R^{eff} , g_K /или g_s^{eff} / и отсутствует связь как с магнитными параметрами в соседних четно-четных ядрах, так и с неадиабатическими поправками во вращательном спектре. В случае сильного взаимодействия Кориолиса ротационная полоса в нечетном ядре вообще не может характеризоваться определенным значением квантового числа K и адиабатическое описание становится неприменимым.

В настоящей работе проведено рассмотрение магнитных моментов нечетных ядер в последовательной неадиабатической модели ^{/3/} учитывающей как взаимодействие

Кориолиса, так и поляризационные эффекты, возникающие из-за возбуждений остова. При этом используется единственный параметр g_R^0 , характеризующий остов. Получены уравнения для эффективных факторов g_R^{eff} и g_s^{eff} , тесно связанные с неадиабатическими эффектами в энергетическом спектре. Проведены систематические численные расчеты магнитных моментов и сравнение их с экспериментальными данными для ядер редкоземельной и трансурановой областей.

Магнитные моменты в неадиабатической модели

Неадиабатическая роторная модель является прямым обобщением модели Бора-Моттельсона на случай сильного взаимодействия Кориолиса между внешними нуклонами и вращающимся остовом. При этом вращение остова описывается в коллективных переменных /углы Эйлера/, а внутреннее движение нуклонов рассматривается в рамках микроскопического подхода, что позволяет учесть поляризационные эффекты, обусловленные внутренними возбуждениями остова. Таким образом, гамильтониан модели состоит из двух частей ^{/3/}:

$$H = H_{rot} + H_{intr}, \quad /4/$$

описывающих соответственно вращение остова и внутреннее движение в ядре. Вращение описывается с помощью параметра J , характеризующего момент инерции остова:

$$H_{rot} = \frac{1}{2J} (\vec{I} - \vec{j})^2. \quad /5/$$

Отметим здесь, что внутренний момент \vec{j} , образованный внешними нуклонами, не является интегралом движения. В представлении вторичного квантования его компоненты имеют вид ($m=0, \pm 1$)

$$j_m = \sum_{\nu\nu'} \langle \nu | j_m | \nu' \rangle a_\nu^\dagger a_{\nu'}, \quad /6/$$

где a_ν^\dagger и a_ν - операторы рождения и уничтожения час-

тицы в состоянии $|\nu\rangle$, а сумма пробегает по состояниям, которые могут заполнять внешние нуклоны. Это ограничение существенно, т.к. если суммирование провести по всем одночастичным состояниям, то \vec{j} становится полным угловым моментом ядра и гамильтониан /5/ теряет смысл. Строгое выделение пространства состояний внешних нуклонов нам представляется невозможным, оно /пространство/ может быть различным для различных ротационных полос. В дальнейшем мы определяем его как пространство одночастичных состояний одной четности, связанных большими матричными элементами взаимодействия Кориолиса

$$H_C = -\frac{1}{2J}(I_+ j_- + I_- j_+), \quad /7/$$

которое выделяется из /5/.

При рассмотрении внутреннего движения используется деформированное аксиально-симметричное среднее поле и учитываются остаточные парные взаимодействия, спин-спиновые силы /важные для описания эффектов спиновой поляризации /2/ / и центробежные силы между внешними нуклонами, выделяющиеся из /5/:

$$H_j = \frac{1}{2J} \cdot \frac{1}{2} (j_+ j_- + j_- j_+). \quad /8/$$

Собственные функции гамильтониана /4/ представляются в виде разложения по адиабатическим волновым функциям обобщенной модели:

$$|IM\rangle = \sum_{K\rho} C_{K\rho}^I |IMK\rho\rangle, \quad /9/$$

где амплитуды смешивания $C_{K\rho}^I$ находятся диагонализацией гамильтониана. Детали этого решения подробно изложены в работах /3/. Здесь мы приведем необходимое для дальнейшего выражение для собственных значений гамильтониана /4/:

$$E(I) = \sum_{K\rho} (C_{K\rho}^I)^2 \bar{E}_{K\rho} + \frac{1}{2J} g(I), \quad /10/$$

$$g(I) \equiv I(I+1) - \sum_{K\rho} (C_{K\rho}^I)^2 K^2 + (-1)^{I+1/2} (I + \frac{1}{2}) a(I). \quad /10a/$$

Здесь $\bar{E}_{K\rho}$ - собственные значения гамильтониана $H_{intr} + H_j$ /внутренние энергии/. Обобщенный параметр $a(I)$ в /10a/ определен как

$$a(I) \equiv 2J(I + \frac{1}{2})^{-1} (-1)^{I+1/2} \langle IM | H_C | IM \rangle \quad /11/$$

и отличен от нуля в любой ротационной полосе. Методы нахождения внутренних энергий обсуждались в работах /3/.

Перейдем к рассмотрению магнитных моментов состояний нечетных ядер. По определению /1/

$$\mu_I = \frac{\langle IM | \vec{\mu} | IM \rangle}{I+1}. \quad /12/$$

Используя неадиабатические волновые функции /9/, получим

$$\mu_I = (I+1)^{-1} [(g_R^0 - g_\ell) G(I) + g_s I(I+1) + (g_s - g_\ell) \langle IM | \vec{s} | IM \rangle], \quad /13/$$

где

$$G(I) \equiv g(I) - \frac{1}{2} (-1)^{I+1/2} (I + \frac{1}{2}) a(I). \quad /13a/$$

Из-за громоздкости мы не приводим здесь выражение для матричного элемента $\langle IM | \vec{s} | IM \rangle$ /см. /3/. Отметим только, что эффекты спиновой поляризации /перенормировка одночастичных матричных элементов $\langle s_z \rangle$ и $\langle s_+ \rangle$ / явно включены в него.

Как видно, выражение для магнитного момента /13/ содержит единственный свободный параметр g_R^0 , характеризующий магнитные свойства остова. Все остальные величины получаются из расчетов вращательного спектра. Из /2/, /3/ и /13/ легко получить уравнения для эффективных g -факторов адиабатической модели

$$g_R^{eff} - g_\ell = (g_R^0 - g_\ell) \frac{G(I)}{G_K(I)}, \quad /14/$$

$$G_K(I) \equiv I(I+1) - K^2 + \frac{1}{2} \delta_{K,1/2} (-1)^{I+1/2} \times (I + \frac{1}{2}) a_{sp}, \quad /14a/$$

$$g_s^{eff} - g_l = (g_s^o - g_l^o) \frac{\langle IM | \vec{s} \cdot \vec{I} | IM \rangle}{\langle IMK\rho | \vec{s} \cdot \vec{I} | IMK\rho \rangle}, \quad /15/$$

$$\begin{aligned} \langle IM K\rho | \vec{s} \cdot \vec{I} | IMK\rho \rangle &= K \langle K\rho | s_z | K\rho \rangle + \\ &+ \frac{1}{2} \delta_{K,1/2} (-1)^{I+1/2} (I + \frac{1}{2}) \langle K\rho | s_+ | -K\rho \rangle, \quad /15a/ \end{aligned}$$

где a_{sp} - одночастичное значение параметра развязывания /1/. Из уравнений /14/ и /15/ видна тесная связь эффективных g -факторов с неадиабатическими эффектами в спектре, обусловленными взаимодействием Кориолиса. В общем случае значения g_R^{eff} и g_s^{eff} зависят от спина вращательного состояния /т.е. не являются константами ротационной полосы/.

В силу природы взаимодействия Кориолиса для $yrast$ -уровней * ядра всегда $|G(I)| \leq |G_K(I)|$. Поскольку g_l -фактор равен 1 для протонов и 0 для нейтронов, то возникает естественное различие факторов g_R^{eff} для $yrast$ -уровней в ядрах с нечетными N и Z , именно:

$$g_R^{eff}(N) \leq g_R^o \leq g_R^{eff}(Z), \quad /16/$$

которое хорошо известно из анализа экспериментальных данных /см., например, /4/ / и подтверждается расчетами в кренкинг-модели /5/.

В пределе больших угловых моментов величина $|a(I)|$ становится постоянной для $yrast$ -уровней /что следует из вида матричного элемента взаимодействия Кориолиса/, и для фактора g_R^{eff} получается простая оценка:

* Уровни с минимальной энергией при заданном значении углового момента и четности.

$$g_R^{eff} - g_l \approx (g_R^o - g_l^o) [1 - \frac{|a(I)|}{2I}], \quad /17/$$

т.е. с ростом углового момента величина g_R^{eff} стремится к значению g_R^o .

Расчеты и обсуждение результатов

Для численных расчетов вращательных спектров и магнитных моментов ядер используется одночастичная модель с потенциалом Саксона-Вудса, развитая в работах /6/. Там же даны конкретные параметры потенциала для различных областей ядер.

Для каждого ядра вычисляется спектр внутренних возбуждений $\mathcal{E}_{K\rho}$ так, как описано в работах /3/, и поляризационные факторы, учитывающие перенормировку одночастичных матричных элементов операторов j_+ , s_z и s_+ . Затем диагонализуется матрица взаимодействия Кориолиса и вычисляются вращательные спектры и амплитуды смешивания $S_{K\rho}$. Параметр J находится из процедуры подгонки к экспериментальным энергиям. Наконец, вычисляются магнитные моменты и эффективные g -факторы.

Результаты систематических расчетов магнитных моментов и экспериментальные данные приведены в табл. 1 и 2 для ядер с нечетными Z и N соответственно.

Как правило, магнитные моменты нижайших уровней ротационной полосы слабо зависят от выбора параметра g_R^o /особенно в ядрах с нечетным Z , где использовано одно значение для всех ядер/. Эффективные факторы g_R^{eff} оказываются сильно зависящими от степени искажения ротационных полос взаимодействием Кориолиса и сильно различаются в различных ротационных полосах и ядрах. Значения g_s^{eff} -факторов флуктуируют значительно меньше, однако и они весьма чувствительны к эффектам взаимодействия Кориолиса. Отметим, что взаимодействие Кориолиса не позволяет разделить строго эффекты продольной и поперечной спиновой поляризации /что делается в адиабатике/, поэтому в неадиабатическом

подходе исчезает эффективный параметр b_0 /см. уравнение /2//.

Почти во всех ядрах вычисленные значения μ_I хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это

Таблица 1

Магнитные моменты в ядрах с нечетным Z .
Экспериментальные данные взяты из работ /4,8/

Ядро	I^π	$[Nn_z\Lambda]$	$\mathcal{E}_{\text{эксп.}}$ (кэВ)	g_R^0	g_R^{eff}	g_s^{eff}/g_s	μ_I теор. (я.м.)	μ_I эксп. (я.м.)
^{153}Eu	$5/2^+$	[413]	0	0,35	0,47	0,63	1,40	1,53
	$7/2^+$		83,4		0,45	0,60	1,81	1,80(8)
	$5/2^-$	[532]	97,4		0,58	0,76	3,04	3,21(22)
	$7/2^-$		151,6		0,54	0,81	3,16	
	$3/2^+$	[411]	103,2		0,40	0,76	2,01	2,04(1) 1,91
$5/2^+$		173,2		0,39	0,80	2,04		
^{155}Eu	$5/2^+$	[413]	0	0,35	0,46	0,63	1,41	
	$7/2^+$		75		0,45	0,60	1,81	
	$5/2^-$	[532]	104,4		0,56	0,76	3,00	
	$7/2^-$		170,0		0,53	0,80	3,12	
	$3/2^+$	[411]	246,2		0,39	0,74	1,99	
$5/2^+$		300,0		0,39	0,79	2,02		
^{159}Tb	$3/2^+$	[411]	0	0,35	0,40	0,76	2,01	
	$5/2^+$		65,4		0,39	0,80	2,04	
^{157}Tb	$3/2^+$	[411]	0	0,35	0,40	0,73	1,98	2,0(1)
	$5/2^+$		60,8		0,39	0,75	1,99	
^{159}Tb	$3/2^+$	[411]	0	0,35	0,40	0,72	1,96	1,99(04)
	$5/2^+$		58,0		0,39	0,74	1,98	
^{165}Ho	$7/2^-$	[523]	0	0,35	0,61	0,67	4,07	4,11(2)
	$9/2^-$		94,7		0,57	0,66	4,11	
^{169}Tm	$1/2^+$	[411]	0	0,35	0,50	0,64	-0,22	-0,23
	$3/2^+$		8,4		0,36	0,78	0,67	0,53(1)
	$5/2^+$		118,2		0,36	0,62	0,50	0,70(5)
	$7/2^+$		138,9		0,36	0,79	1,51	1,30(5)

Таблица 1 (продолжение)

^{171}Tm	$1/2^+$	[411]	0	0,35	0,50	0,63	-0,21	-0,23(05)
	$3/2^+$		5,1		0,36	0,77	0,67	
	$5/2^+$		116,7		0,36	0,61	0,51	0,81(37)
	$7/2^+$		129,1		0,36	0,75	1,51	1,44(14)
^{175}Lu	$7/2^+$	[404]	0	0,35	0,46	0,71	2,00	2,23(1)
	$9/2^+$		113,8		0,42	0,69	2,31	1,81(20)
	$11/2^+$		251,4		0,41	0,68	2,65	2,0(7)
^{177}Lu	$7/2^+$	[404]	0	0,35	0,46	0,69	2,03	2,24(1)
	$9/2^+$		121,6		0,42	0,68	2,34	
^{181}Tm	$7/2^+$	[404]	0	0,35	0,52	0,73	2,28	2,35(1)
	$9/2^+$		136,3		0,45	0,73	2,67	
	$9/2^-$	[514]	6,3		0,50	0,74	3,29	3,29(11)
	$11/2^-$		158,8		0,46	0,75	3,25	
	$5/2^+$	[402]	482,1		0,37	0,74	3,14	3,28(13)
$7/2^+$				0,36	0,74	3,01		
^{183}Re	$9/2^-$	[514]	496,0	0,35	0,51	0,75	3,31	3,31(32)
	$11/2^-$		663,6		0,47	0,76	3,28	
^{185}Re	$5/2^+$	[402]	0	0,35	0,37	0,76	3,19	3,17
	$7/2^+$		125,3		0,37	0,76	3,04	
^{187}Re	$5/2^+$	[402]	0	0,35	0,37	0,75	3,17	3,20
	$7/2^+$		134,2		0,37	0,75	3,03	
^{237}Np	$5/2^+$	[642]	0	0,35	0,54	0,49	2,28	2,9(6) 2,1(4)
	$7/2^+$		33,2		0,51	0,64	2,49	
	$5/2^-$	[523]	59,5	0,35	0,37	0,45	1,83	1,90(15)
$7/2^-$		103,0		0,37	0,40	2,01		
^{239}Np	$5/2^-$	[523]	74,7	0,35	0,37	0,45	1,82	1,98(24)
	$7/2^-$		118		0,37	0,41	2,00	
^{241}Am	$5/2^-$	[523]	0	0,35	0,37	0,43	1,83	1,58(3)
	$7/2^-$		41,7		0,36	0,40	2,01	
^{243}Am	$5/2^-$	[523]	0	0,35	0,37	0,43	1,82	1,58(4)
	$7/2^-$				0,36	0,41	2,01	

Таблица 2

Магнитные моменты в ядрах с нечетным N .
Экспериментальные данные взяты из работ /7-11/

Ядро	I	π	$\frac{B}{\Lambda}$	g_R°	g_R^{eff}	g_s^{eff}/g_s°	μ_I теор (я.м.)	μ_I эксп (я.м.)
^{155}Gd	$3/2^-$	[521]	0	0,33	0,29	0,74	-0,25	-0,26(1)
	$5/2^-$		60,0		0,30	0,59	0,27	
	$3/2^+$		103,3		0,13	0,80	0,02	$\{-0,31(6)$ $\{+0,13(4)$
	$5/2^+$		86,5		-0,08	1,51	-0,73	-0,53(5)
^{157}Gd	$3/2^-$	[521]	0	0,31	0,28	0,77	-0,33	-0,34(1)
	$5/2^-$		54,5		0,30	0,75	0,23	
^{159}Gd	$3/2^-$	[521]	0	0,30	0,27	0,78	-0,34	-0,22(5) -0,44(3)
	$5/2^-$		50,7		0,19	0,21	0,30	
^{155}Dy	$3/2^-$	[521]	0	0,35	0,25	0,77	-0,34	-0,34(3)
	$5/2^-$		39,4		0,28	0,47	0,27	
^{157}Dy	$3/2^-$	[521]	0	0,35	0,31	0,77	-0,31	-0,30(3)
	$5/2^-$		61,1		0,34	0,77	0,23	
^{161}Dy	$5/2^+$	[642]	0	0,30	0,12	0,78	-0,48	-0,48(4)
	$7/2^+$		43,8		0,16	0,82	-0,13	
	$5/2^-$	[523]	25,7		0,28	0,76	0,70	0,58(2)
	$7/2^-$		103,1		0,29	0,77	0,97	
	$3/2^-$	[521]	74,6		0,27	0,77	-0,35	-0,39(1)
^{163}Dy	$5/2^-$	[523]	0	0,30	0,29	0,64	0,67	0,67(6)
	$7/2^-$		73,4		0,28	0,60	0,93	
^{165}Dy	$7/2^+$	[633]	0	0,35	0,23	0,68	-0,53	-0,52(4)
	$9/2^+$		84,5		0,25	0,69	-0,03	
^{161}Er	$3/2^-$	[521]	0	0,31	0,27	0,82	-0,37	-0,37(01)
	$5/2^-$		59,5		0,29	0,79	0,21	
^{163}Er	$5/2^-$	[523]	0	0,30	0,28	0,76	0,72	0,56(2)
	$7/2^-$		84,3		0,29	0,78	1,02	
^{165}Er	$5/2^-$	[523]	0	0,30	0,26	0,77	0,69	0,65(3)
	$7/2^-$		77,6		0,27	0,75	0,96	

Таблица 2 (продолжение)

^{167}Er	$7/2^+$	[633]	0	0,33	0,20	0,73	-0,59	-0,57(02)
	$9/2^+$		79,3		0,22	0,75	-0,14	
^{173}Yb	$5/2^-$	[512]	0	0,27	0,25	0,75	-0,60	$\pm 0,68$
	$7/2^-$		78,7		0,20	0,31	0,18	
^{177}Hf	$7/2^-$	[514]	0	0,30	0,26	0,71	0,92	0,78(2)
	$9/2^-$		113,0		0,27	0,75	1,24	1,10(15)
	$11/2^-$		249,7		0,27	0,79	1,54	1,43(50)
	$9/2^+$	[624]	321,3		0,17	0,66	-0,80	-0,73(9)
	$11/2^+$		426,6		0,19	0,71	-0,41	
^{179}Hf	$9/2^+$	[624]	0	0,26	0,19	0,57	-0,66	-0,61(2)
	$11/2^+$		122,7		0,20	0,58	-0,22	

факт и сравнительно слабая зависимость от выбора g_R° позволяют верить в надежность теоретических предсказаний. Особенно примечательно хорошее описание магнитных моментов вращательных уровней состояния $3/2^-$ [521] в изотопах Gd , Dy и Er . Как отмечалось в работе /7/, адиабатический подход в модели Нильссона не дает хороших результатов.

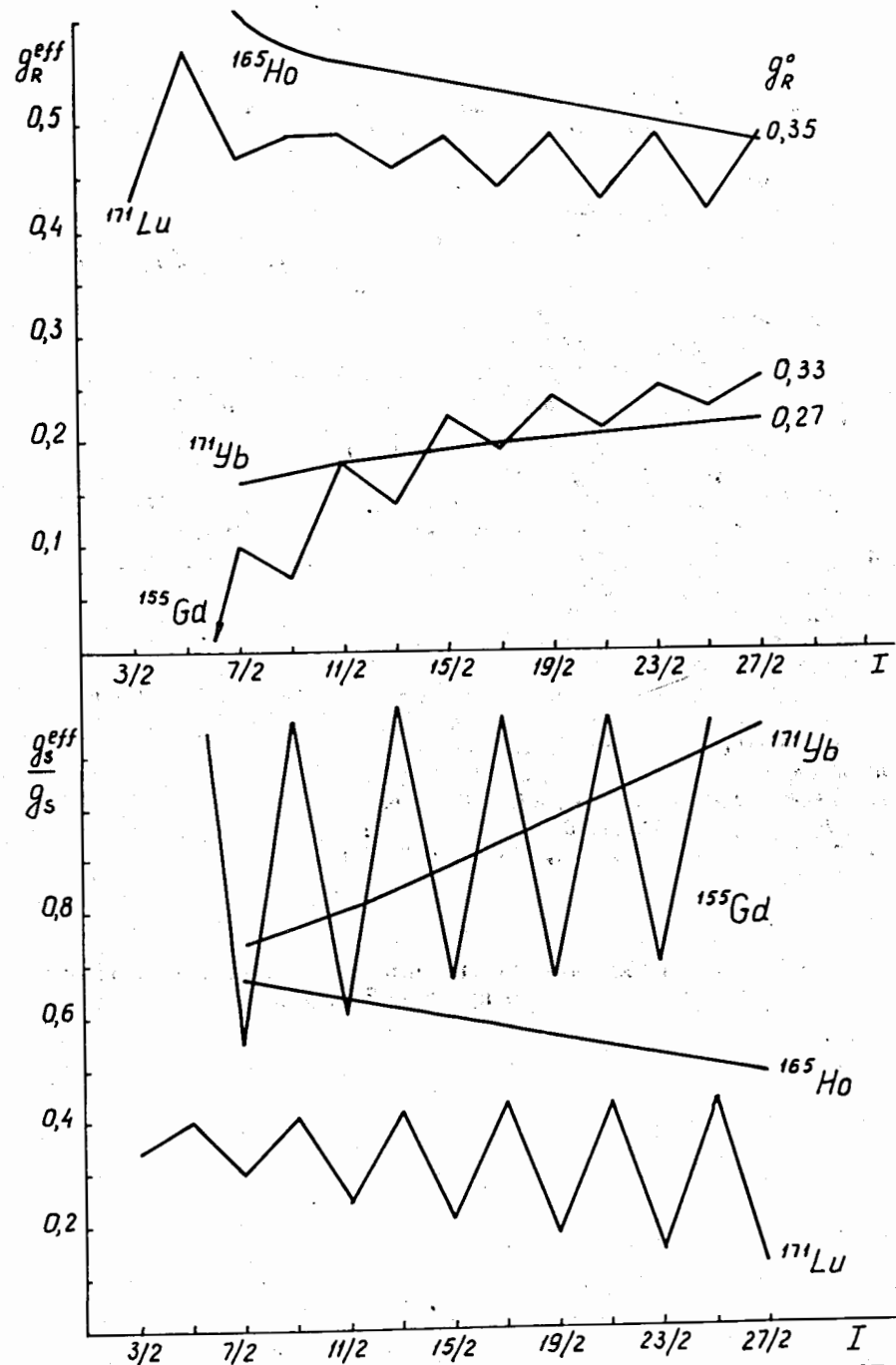
Поведение эффективных g -факторов с ростом спина в некоторых ротационных полосах показано на рисунке. Видно, что, как правило, эти параметры не являются константами и могут сильно различаться даже для соседних состояний. Поэтому использование извлеченных из магнитных моментов параметров g_R^{eff} и $g_K(g_s^{eff})$ в расчетах вероятностей $M1$ -переходов в полосе может приводить к серьезным ошибкам, как отмечалось в /3/.

В заключение кратко перечислим основные преимущества неадиабатического описания магнитных моментов:

а/ наличие явной связи неадиабатических эффектов в спектре, магнитных моментах и вероятностях $M1$ -переходов;

б/ сокращение числа свободных параметров до одного, значение которого может быть взято из экспериментальных данных для соседних четно-четных ядер /либо вычислено в кренкинг-модели/; этот же параметр используется и в расчетах $B(M1)$.

в/ возможность вычисления эффективных g -факторов и наблюдения их изменения в полосе.



Поведение эффективных факторов g_R^{eff} и g_S^{eff} во вращательных полосах $1/2^- [541] (\text{Lu})$, $7/2^- [523] (\text{Ho})$, $7/2^+ [633] (\text{Yb})$ и в квазиротационной полосе положительной четности в ^{155}Gd /см. /3,12/

Литература

1. A.Bohr, B.R.Mottelson. *Kgl. Dan. Vid. Selsk., Mat. Fys.Medd.*, 27, No. 16 (1953). /Перевод: ПСФ, 9, 2 /1955//;
А.Керман. В сб. *Ядерные реакции*. Госатомиздат, М., 1962, т. I, гл. X.
2. Z.Bochnacki, S.Ogaza. *Nucl.Phys.*, 69, 186 (1965);
А.А.Кулиев, Н.И.Пятов. *ЯФ*, 9, 313, 955 /1969/.
3. М.И.Базнат, Н.И.Пятов, М.И.Черней. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 36, 789 /1972/;
Physica Scripta, 6, 227 (1972);
ЭЧАЯ, 4, вып. 4 /1973/.
4. Б.С.Джелепов, Г.Ф.Драницына, В.М.Михайлов. Свойства деформированных ядер с $K=1/2$. "Наука", М., 1971;
L.Grodzins. Ann.Rev.Nucl.Sci., 18, 291 (1968).
/Перевод: УФН, 103, 37 /1971//.
5. Ю.Т.Гринь, И.М.Павличенков. *ЖЭТФ*, 41, 954 /1961/;
O.Prior, F.Voehm, S.G.Nillson. Nucl.Phys., A110, 257 (1968).
6. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. *ЭЧАЯ*, 4, 357 /1973/;
Nucl.Phys., A171, 134 (1971).
7. A.Rosen, H.Niqvist. *Physica Scripta*, 6, 24 (1972);
C.Ekström. *Private communication*.
8. V.S.Shirley. *Hyperfine Interactions in Excited Nuclei*, eds. G.Goldring and R.Kalish (Gordon and Breach, New York, 1971), v. 4, p. 1255.
9. W.P.Pratt et al. *Phys.Rev.*, C2, 1499 (1970).
10. K.S.Krane et al. *Phys.Rev.*, C4, 1942 (1971).
11. H.Hübel et al. *Nucl.Phys.*, A127, 609 (1969);
Phys.Rev., C1, 1845 (1970).
12. G.Lövghiden et al. *Nucl.Phys.*, A148, 657 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
4 июня 1973 года.