

11
Д-13

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П.Н.ЛЕБЕДЕВА АН СССР

P-326

А.С. Давыдов

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ
АТОМНЫХ ЯДЕР

Дубна 1959 год

P-326

А.С. Давыдов

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ
АТОМНЫХ ЯДЕР

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. Введение

В настоящее время установлено, что для многих ядер возбужденные состояния можно приближенно разделить на однонуклонные возбуждения, соответствующие изменению состояния отдельных нуклонов ядра, и коллективные возбуждения, соответствующие одновременному изменению состояний движения многих нуклонов в ядре. Если учесть очень малую сжимаемость ядерного вещества, коллективные движения не очень больших энергий можно в ряде случаев подразделить на возбуждения, связанные с колебаниями поверхности ядра около некоторого равновесного положения, и возбуждения, обусловленные изменением ориентации ядра в пространстве - вращение ядра.

В некотором смысле разделение движений в ядре на коллективные и однонуклонные движения напоминает разделение возбуждений в молекулах на электронные и ядерные движения. Многие свойства коллективных движений нуклонов были впервые выяснены в работах О.Бора и Моттельсона^[1], которые частично использовали такую аналогию.

Строго говоря, коллективные и одночастичные возбуждения ядер взаимно связаны и их разделение сравнительно хорошо выполняется только у четно-четных ядер, где минимальная энергия однонуклонных возбуждений порядка 1,5-2 Мэв, а энергия коллективных возбуждений значительно ниже. В этом обзоре мы рассмотрим коллективные движения нуклонов только в четных ядрах, где выделение коллективных движений не вызывает сомнения.

Кроме малой энергии коллективные возбуждения характеризуются еще большими вероятностями квадрупольных электрических переходов, проявляющихся при излучении гамма-квантов и кулоновском возбуждении ядер. В большинстве случаев вероятности квадрупольных электрических переходов с коллективных возбужденных состояний в десятки и сотни раз превосходят соответствующие вероятности переходов с однонуклонных возбужденных состояний. Такие большие вероятности переходов естественно связаны с коллективным движением большого числа нуклонов.

Долгое время существовало мнение, что форма всех ядер обладает сферической симметрией. Однако наличие больших квадрупольных электрических моментов и вращательных возбужденных состояний ядер с несомненностью

указывало на то, что форма многих ядер может значительно отличаться от сферической.

Теоретическое объяснение значительного отклонения формы некоторых ядер от сферической впервые было дано в работе Рейнвотера^[2]. Он показал, что форма ядра определяется конкуренцией между нуклонами, входящими в состав заполненных оболочек, стремящихся придать ядру сферическую форму, и нуклонами, входящими в состав незаполненных оболочек, которые стремятся поляризовать ядро и придать ему несферическую форму.

Дважды магические ядра имеют очень устойчивую сферическую форму. Частоты коллективных движений этих ядер соответствуют колебаниям поверхности около равновесной сферической формы. Энергия этих колебаний мало отличается от энергии однонуклонных движений. При наличии некоторого числа нуклонов в незаполненных оболочках, частоты коллективных движений значительно уменьшаются, равновесная форма ядра делается несферической и разделение ядерных возбуждений на коллективные и одночастичные становится оправданным.

Как уже указывалось выше, коллективные движения несферических ядер можно разделить на внутриядерные возбуждения, соответствующие колебаниям поверхности ядра, и вращательные движения ядра без существенного изменения его внутреннего состояния. Наличие вращательных возбуждений малой энергии является характерным свойством несферических ядер.

До последнего времени было принято считать, что вращательные спектры имеются только у ядер, лежащих в трех областях периодической системы:

в области $A \sim 24$,

в области $150 \leq A \leq 190$,

/1,1/

в области $A > 220$.

В связи с этим утверждалось^{x/}, что ядра, массовые числа которых не удовлетворяют неравенствам /1,1/, имеют сферическую форму. Ниже будет показано, что область ядер, имеющих вращательные спектры шире /1,1/. По-ви-

^{x/} См., например, предисловие Л.Слива к книге [3].

димому, следует отказаться от представления, что ядра вне областей /1,1/ обязательно имеют сферическую форму. В пользу этого заключения говорят и непосредственные определения значений квадрупольных электрических моментов ядер из данных о вероятностях кулоновского возбуждения - для четных ядер, и вероятностей кулоновского возбуждения, сверхтонкой структуры спектров атомов, молекул и твердых тел - для нечетных ядер. Для иллюстрации возможных значений несферичности ядер в таблице 1 приведены значения первого возбужденного уровня некоторых четно-четных ядер и значения параметра β /учитывающего отклонение формы ядра от сферической/, вычисленные из измеренных значений квадрупольных моментов. Экспериментальные данные взяты из работ [4,5].

Из таблицы 1 следует, что форма многих ядер, не лежащих близко к дважды магическим ядрам, не является сферической. Если форму ядра аппроксимировать эллипсоидом, то при неизменном объеме ядра его форма будет определяться двумя параметрами β и γ , которые связаны соотношениями

$$a_0 = \beta \cos \gamma, \quad a_1 = a_{-1} = 0, \quad a_2 = a_{-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin 2\gamma \quad /1,2/$$

с параметрами a_μ , определяющими форму ядра

$$R(\vartheta, \varphi) = R_0 \left\{ 1 + \sum_{\mu=-2}^2 a_\mu Y_{2\mu}(\vartheta, \varphi) \right\}$$

в системе координат, связанной с главными осями ядра.

Из /1,2/ следует, что
$$\beta = \sqrt{a_0^2 + a_2^2 + a_{-2}^2} \geq 0$$

определяет общее отклонение формы ядра от сферической симметрии. При заданном значении β изменение параметра "неаксиальности" γ в интервале от 0° до 60° сопровождается изменением формы ядра от вытянутого до сплюснутого эллипсоида вращения. Значению $\gamma = 30^\circ$ соответствует промежуточная форма ядра между вытянутым и сплюснутым эллипсоидом вращения.

Вращательный спектр четно-четных ядер особенно прост, если форма ядра обладает аксиальной симметрией. В этом случае энергия вращения ядра определяется простой формулой

$$E_J = A J(J+1), \quad J = 0, 2, 4, \quad /1,3/$$

Т а б л и ц а I

Ядро	A	E(кэВ)	β	Ядро	A	E(кэВ)	β
<i>Se</i>	74	635	0,21	<i>Sm</i>	148	562	0,12
<i>Se</i>	76	567	0,30	<i>Sm</i>	150	337	0,16
<i>Se</i>	78	615	0,27	<i>Sm</i>	152	122	0,28
<i>Se</i>	80	654	0,21	<i>Sm</i>	154	83	0,33
<i>Se</i>	82	880	0,11	<i>Gd</i>	154	123	0,30
<i>Mo</i>	94	874	0,17	<i>Gd</i>	156	89	0,41
<i>Mo</i>	96	775	0,18	<i>Gd</i>	158	79	0,46
<i>Mo</i>	98	780	0,17	<i>Gd</i>	160	76	0,47
<i>Mo</i>	100	530	0,25	<i>Dy</i>	160	86	0,35
<i>Ru</i>	96	840	0,16	<i>Dy</i>	162	82	0,36
<i>Ru</i>	98	654	0,21	<i>Dy</i>	164	73	0,41
<i>Ru</i>	100	540	0,23	<i>Er</i>	164	90	0,33
<i>Ru</i>	102	475	0,25	<i>Yb</i>	170	84	0,30
<i>Ru</i>	104	358	0,28	<i>Hf</i>	176	89	0,29
<i>Pd</i>	104	555	0,21	<i>Hf</i>	178	91	0,31
<i>Pd</i>	106	513	0,23	<i>Hf</i>	180	93	0,27
<i>Pd</i>	108	433	0,24	<i>W</i>	182	100	0,26
<i>Pd</i>	110	374	0,26	<i>W</i>	184	112	0,24
<i>Cd</i>	106	630	0,19	<i>W</i>	186	124	0,24
<i>Cd</i>	108	630	0,19	<i>Os</i>	186	137	0,20
<i>Cd</i>	110	656	0,19	<i>Os</i>	188	155	0,18
<i>Cd</i>	112	610	0,19	<i>Os</i>	190	188	0,14
<i>Cd</i>	114	555	0,20	<i>Pt</i>	194	330	0,15
<i>Cd</i>	116	517	0,20	<i>Pt</i>	196	358	0,13
<i>Te</i>	120	560	0,17	<i>Pt</i>	198	403	0,13
<i>Te</i>	122	570	0,16	<i>Hg</i>	198	411	0,11
<i>Te</i>	124	608	0,14	<i>Hg</i>	200	370	0,09
<i>Te</i>	126	673	0,16	<i>Hg</i>	202	439	0,08
<i>Te</i>	128	750	0,14	<i>Th</i>	232	52	0,25
<i>Te</i>	130	850	0,13	<i>U</i>	238	44	0,28
<i>Nd</i>	146	455	0,09				
<i>Nd</i>	148	300	0,15				
<i>Nd</i>	150	130	0,25				

где A в адиабатическом приближении постоянная величина, зависящая от момента инерции ядра, относительно оси, перпендикулярной аксиальной оси симметрии.

Из /1,3/ следует, что положения уровней энергии должны удовлетворять правилу интервалов

$$E_2 : E_4 : E_6 : E_8 : \dots = 1 : 3,3 : 7 : 12 : \dots \quad /1,4/$$

Классическим примером ядра с ярко выраженным вращательным спектром является ядро Hf^{180} , схема уровней которого изображена на рис.1а.

Пока еще мало известно ядер, у которых наблюдались бы уровни возбуждения с значениями спинов 2, 4, 6, 8. Однако, имеется сравнительно много ядер, у которых наблюдаются первые два возбужденных состояния со спинами 2, 4 с правилом интервалов, близким к /1,4/. Возбужденные состояния таких ядер рассматривают как состояния, соответствующие вращению ядра без изменения его внутреннего состояния. Более того, широко распространено мнение, что к вращательным состояниям следует относить только такие возбужденные состояния четно-четных ядер, которые характеризуются последовательностью спинов 0, 2, 4, ... имеют одинаковую четность и удовлетворяют правилу интервалов /1, 4/, полученному для ядер аксиальной формы. При этом приближенное согласие отношений энергий с правилом интервалов /1,4/ рассматривается как экспериментальное доказательство того, что форма ядра обладает аксиальной симметрией. Так, например, в обзорной статье Альдера, Бора, Хуса, Моттельсона и Винтера^[5] /стр. 529, русский перевод^[3] стр. 187 / утверждается: "Основным экспериментальным доказательством осевой симметрии является наблюдаемый закон $J(J+1)$ для вращательных спектров". В работе Бора и Моттельсона^[1] /см. русский пер. стр. 76/ отмечается: "То обстоятельство, что спин второго возбужденного вращательного состояния равен четырем и отношение $E_4 : E_2$ находится в соответствии с ожидаемым значением в предельном случае сильной связи, служит подтверждением нашего предположения об аксиальной симметрии деформации ядра. Вращательный спектр ядер с асимметричной равновесной деформацией содержал бы всю последовательность значений J и отношение энергий отличалось бы от /1,4/.

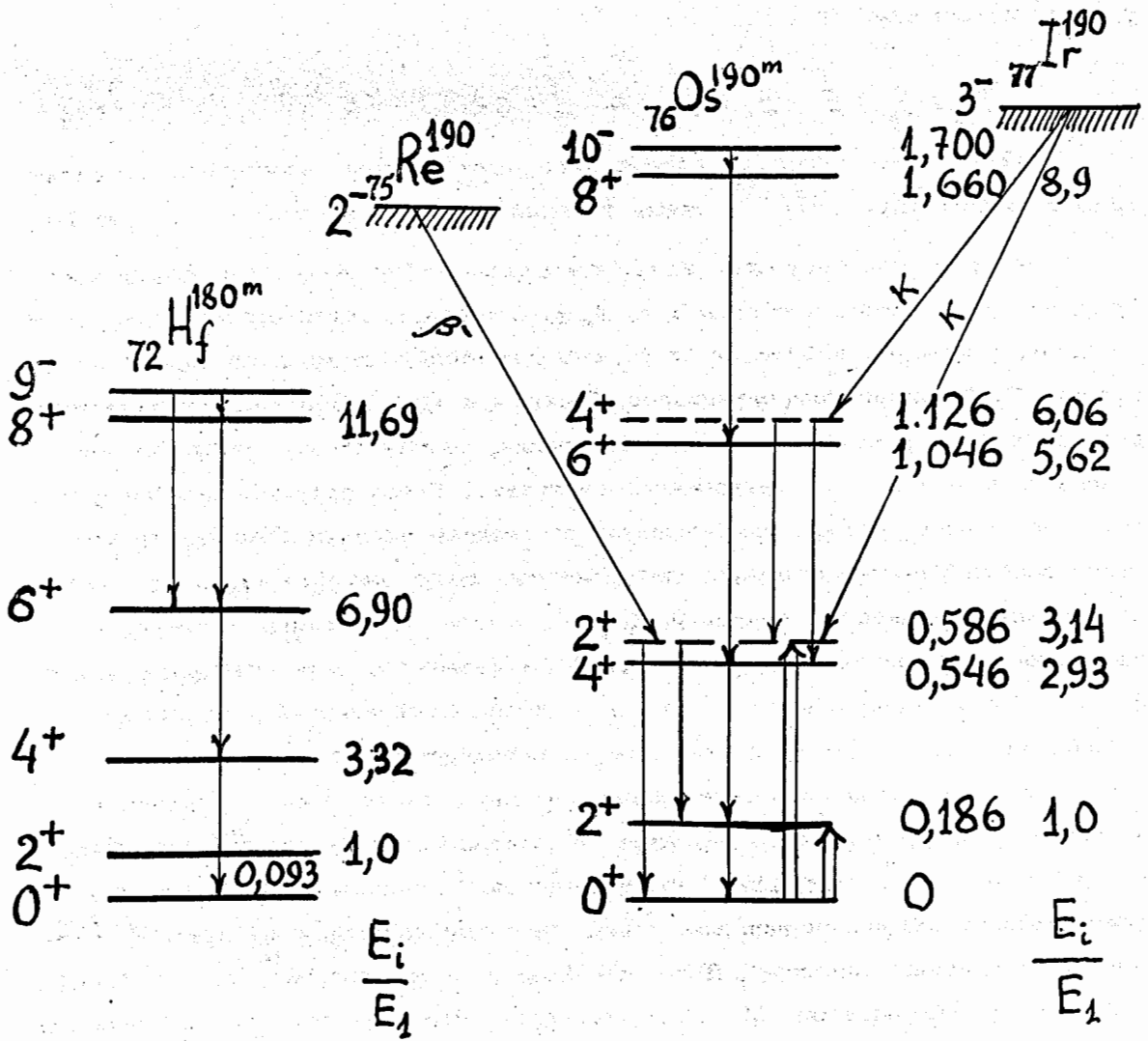


Рис. 1а.

Рис. 1б.

Такие утверждения нам кажутся мало обоснованными. В самом деле, к вращательным возбуждениям ядер относят только те возбужденные состояния, которые удовлетворяют правилу интервалов /1,4/, а затем это согласие рассматривается как доказательство того, что ядра обладают аксиальной симметрией.

Как будет показано в этой статье, предположение об аксиальной симметрии всех ядер не следует из экспериментальных данных. Многие явления, относящиеся к малым возбужденным состояниям четно-четных ядер, находят хорошее объяснение, если предположить, что форма ядра может быть аппроксимирована трехосным эллипсоидом.

В разделе 2 будут изложены основные результаты работ [7, 8], выполненных в 1958 году Филипповым, Ростовским и автором обзора, в которых исследуются вращательные состояния четно-четных неаксиальных ядер и проводится сравнение с экспериментальными данными. В разделе 3 излагаются результаты, полученные в тех же работах, относящихся к вероятностям электромагнитных переходов между вращательными состояниями неаксиальных ядер. В разделе 4 излагаются результаты работы [9], относящиеся к вероятностям β -распадов на различные вращательные состояния неаксиальных ядер. В разделе 5 излагаются результаты теоретических работ Гарско-го [10, 11], Гейликмана [12], Заикина [13], Филиппова и автора обзора [14], в которых показывается, что равновесная форма ядра может не иметь аксиальной оси симметрии.

2. Вращательные уровни энергии неаксиального ядра

Первая попытка исследования вращательных энергетических состояний неаксиальных ядер была осуществлена Марти [6]. Он решал задачу методом теории возмущений, поэтому пропустил уровни возбуждения, соответствующие нечетным значениям полного момента и не сделал попытки сопоставить результаты теории с экспериментом. В работах Филиппова, Ростовского и автора [7, 8] найдены точные решения уравнения Шредингера, определяющего энергию вращения неаксиального ядра без изменения его внутреннего состояния. Были вычислены энергии уровней, обладающих спинами: 2, 3, 4, 5, 6 и

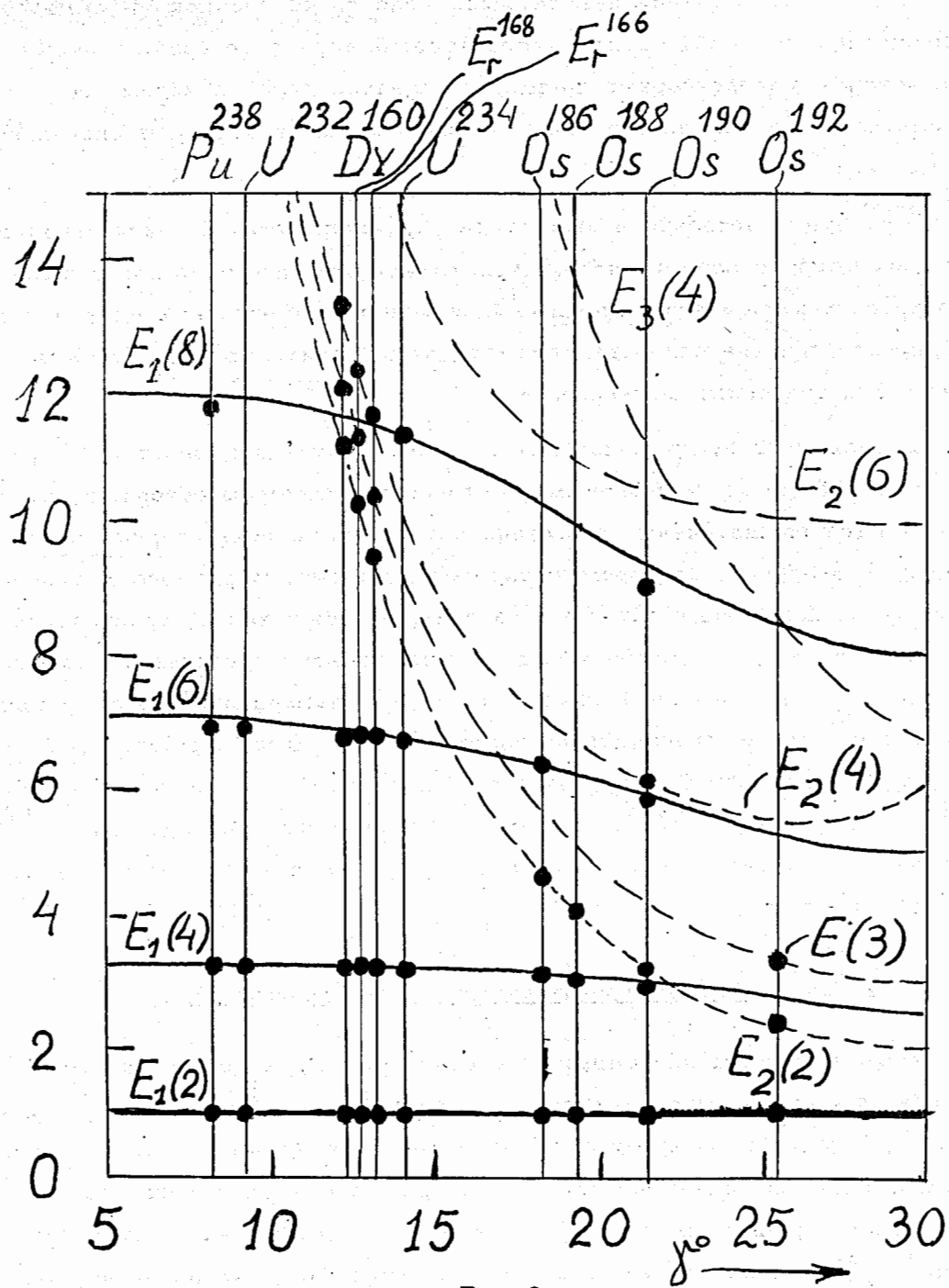


Рис. 2.

8 для всех возможных значений параметра γ , определяющего величину "неаксиальности" четно-четного ядра.

Отношение энергии уровня, имеющего момент J к энергии первого возбужденного уровня /спин 2/ изображено на рис. 2 для значений γ в интервале $0 - 30^\circ$. Все энергетические уровни четно-четного ядра являются функциями только $\sin^2 3\gamma$, поэтому энергетические уровни для значений γ в интервале $30-60^\circ$ можно получить путем симметричного /относительно $\gamma = 30^\circ$ / продолжения кривых в эту область значений γ . При $\gamma = 0$ и 60° последовательность спинов и правила интервалов совпадают /как этого и следовало ожидать/ с случаем аксиальных ядер.

Уровни, наблюдаемые в случае, когда $\gamma \rightarrow 0$, назовем уровнями основной вращательной полосы. Энергию вращательных состояний основной вращательной полосы будем кратко обозначать $E_1(J)$, где J - спин уровня. Сами вращательные состояния будут обозначаться двумя цифрами $J1$, например, 21, 41, ... Кроме вращательных состояний основной вращательной полосы при $\gamma \neq 0$ имеются вращательные состояния со спинами 2, 3, 4, 5, 6 и т.д. Энергия этих вращательных состояний при $\gamma \rightarrow 0$ или 60° стремится к бесконечности. Такие возбужденные состояния будем называть "аномальными" вращательными состояниями.

Определенному внутреннему состоянию ядра соответствует только два вращательных состояния со спинами 2. Одно состояние со спином 3, три состояния со спином 4, два состояния со спином 5, четыре состояния со спином 6 и т.д. Из двух состояний, имеющих спин 2, одно состояние относится к основной вращательной полосе, второе - к аномальной. Отношение энергий этих двух уровней определяется формулой

$$\frac{E_2(2)}{E_1(2)} = \frac{1 + \sqrt{1 - 8/9 \sin^2 3\gamma}}{1 - \sqrt{1 - 8/9 \sin^2 3\gamma}} \quad /2.1/$$

При изменении γ от 0 до 30° это отношение изменяется от ∞ до 2.

Измеряя на опыте отношение энергий вращательных уровней спина 2, можно с помощью /2.1/ вычислить значение γ и определить с помощью

рис.2 положение и спины всех остальных вращательных состояний основной вращательной полосы и аномальных уровней.

Из рис. 2 видно, что отклонение формы ядра от аксиальной симметрии приводит к нарушению в основной вращательной полосе правила интервалов /1,4/, наблюдаемого во вращательной полосе аксиально-симметричных ядер. При малых значениях γ отношение энергий уровней сравнительно мало отличается от /1,4/. Однако, при возрастании γ наступает все большее отклонение от /1,4/, особенно для уровней с большим спином. Так, например, при $\gamma = 30^\circ$ уровни основной вращательной полосы должны удовлетворять правилу интервалов 1:2, 67:5:8.

На рис. 2 черными кружками отмечены экспериментальные отношения энергий возбуждения ядер Os^{190} , Os^{192} , Dy^{160} , U^{232} , Pu^{238} [15], U^{234} [16], Os^{186} , Os^{188} [17], Ez^{166} , Ez^{168} [18]. Как видно из рисунка, теория хорошо передает последовательность спинов и экспериментальные отношения энергий. Небольшое отклонение экспериментальных точек от теоретических значений может быть учтено введением поправочного члена

$$- a J^2 (J+1)^2, \quad /2,2/$$

учитывающего связь вращения с внутренним возбуждением ядра. Грубо говоря, /2,2/ учитывает увеличение момента инерции ядра из-за действия центробежных сил. Требуемая величина поправочного члена /2,2/ для согласования теории с экспериментом может служить критерием пригодности адиабатического приближения. Следует отметить, что при анализе вращательных спектров с точки зрения предположения об аксиальной форме ядра отклонение экспериментальных отношений от правила интервалов 1 : 3,3 : 7 : 12 целиком относилось за счет нарушения адиабатичности. Тем самым значительно преувеличивалась роль поправочного члена, учитывающего нарушения адиабатических условий. На самом же деле отклонение от правила интервалов /1,4/, найденного в адиабатическом приближении для аксиальных ядер, связано в значительной степени с отклонением формы ядра от аксиальной симметрии.

В этом отношении особенно интересны экспериментальные данные об уровнях со спинами 2, 4, 6, 8 ядра Os^{190} /см.рис. 16 и 2/, положение

которых определено в работах Шарф-Гольдгабер, Альбургена, Харботла и Маккеоуна [19] и Атен и др. [20] при исследовании каскадных гамма-переходов при распаде 10-минутного изомера Os^{190} , имеющего спин 10^- . Как отмечают авторы работ [19, 20], наблюдаемая в эксперименте последовательность спинов хорошо соответствует последовательности спинов уровней ядра Hf^{180} /см. рис. 1/, имеющего ярко выраженный вращательный спектр. Однако, наблюдаемые отношения энергий оказались существенно отличающимися от теоретических отношений для аксиальных ядер. В этих же работах отмечается, что экспериментально наблюдаемые отношения $1 : 2,93 : 5,62 : 8,93$ нельзя получить выбором значений двух параметров в формуле.

$$E_J = AJ(J+1) - aJ^2(J+1)^2$$

Как видно из рис. 2, учет неаксиальной формы ядра Os^{190} / $\gamma = 21,4^\circ$ / дает отношения энергий близкие к наблюдаемым экспериментально /даже без введения поправок на неадиабатичность/.

Кроме изменения правила интервалов для уровней основной вращательной полосы нарушение аксиальной симметрии ядра приводит к появлению новых вращательных уровней /аномальных/. Таковы, например, вторые уровни со спинами 2 и 4 в ядре Os^{190} /рис. 1б/. Эти уровни не проявляются при распаде 10 минутного изомера Os^{190} , однако, они проявляются при К-захватном распаде Ir^{190} /см. раздел 4/. Второй возбужденный уровень спина 2 проявляется также при кулоновском возбуждении и при β -распаде ядра Re^{190} . Особенности ядра Os^{190} связаны с большим значением $\gamma = 21,4^\circ$, соответствующим экспериментальному отношению энергий $E_2(2)/E_2(2) = 3,15$.

К аномальным вращательным уровням следует отнести уровни энергий со спинами 3 в ядрах Dy^{160} , Ez^{168} , Pu^{238} /см.рис. 3/, вторые уровни возбуждения со спинами 2 в ядрах Dy^{160} , Ez^{168} , Tc^{122} /см.рис.3/ и многих других ядрах.

Интересно, что теория неаксиальных ядер приводит к заключению, что энергия уровня со спином 3 должна равняться /независимо от значения γ / сумме энергий двух уровней, имеющих спин 2, т.е.

$$E(3) = E_2(2) + E_2(2).$$

Точность выполнения соотношения /2,3/ не зависит от конкретного выбора значений моментов инерции ядра, а определяется только условиями применимости адиабатического приближения. Поэтому выполнение равенства /2,3/ может служить критерием применимости адиабатического приближения. Как показано в [7] соотношение /2,3/ хорошо выполняется /до 1%/ для многих ядер, у которых известно положение уровней со спинами 2, 2, 3.

Согласно рис. 2 для ядер с $\gamma > 21,5^\circ$ уровень спина 4 основной вращательной полосы лежит выше второго уровня со спином 2, при $\gamma < 21,5^\circ$, наоборот, уровень 4 лежит ниже уровня со спином 2. Уровень спина 3 расположен всегда выше первого уровня спина 4. Эти качественные закономерности должны выполняться для всех вращательных уровней четно-четных ядер.

Коллективные возбужденные состояния четно-четных ядер, которые в ряде работ относили к так называемым γ - колебаниям с квантовым числом $K=2$ и произвольно приписывали им энергию колебаний $\hbar\omega_\gamma$, согласно новой интерпретации, являются аномальными вращательными уровнями неаксиальных ядер. Такие энергетические уровни имеют, например, ядра Dy^{160} /964 и 1047 Кэв/, Ez^{168} /822, 897, 996 Кэв/, Pu^{238} /1030 и 1076 Кэв/ /см.рис.3/, Ez^{166} /787, 861 и 958 Кэв/ и ряд других ядер.

У ядер, близких к аксиально-симметричным / $\gamma < 15^\circ$ / аномальные вращательные уровни лежат сравнительно высоко. Как будет показано ниже, в разделе 3, таким возбуждениям действительно в некотором приближении можно сопоставить значение квантового числа $K=2$, которое указано на рис. 3.

Обычная трактовка возбужденных состояний с $K=2$ как γ - колебаний с энергией $E_\gamma = \hbar\omega_\gamma$ требует введения эмпирического параметра ω_γ . Последовательная теория γ - колебаний, учитывающая требования инвариантности волновых функций относительно преобразований

$\gamma' = \gamma + \frac{2\pi}{3}$, $\gamma' = -\gamma$, и явный вид оператора кинетической энергии таких колебаний [1]

$$-\frac{\hbar^2}{2B\rho^2} \frac{1}{\sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} \right)$$

показывает, что γ - колебания в некотором смысле эквивалентны вращению. Их энергия приближенно выражается /см. [21] / в виде суммы двух членов

$$E_\gamma \approx \frac{9\hbar^2}{3\beta_0^2} + 0,1 \left[\frac{\partial^2 V(\gamma)}{\partial \gamma^2} \right]_{\gamma=\gamma_0} \quad /2,4/$$

где первое слагаемое представляет собой Θ -кратное значение энергии первого вращательного состояния, а $V(\gamma)$ - потенциальная энергия ядра как функция параметра γ . Оценки, проведенные в [21], показывают, что /2,4/ по порядку величины равно энергии однонуклонных возбуждений, а вероятность возбуждения γ - колебательных уровней на несколько порядков меньше вероятности квадрупольных возбуждений вращательных уровней. Эти результаты также подтверждают заключение о том, что указанные выше уровни с $K=2$ следует рассматривать как вращательные уровни неаксиальных ядер. Это заключение делается еще более убедительным, если учесть хорошее согласие наблюдаемых вероятностей квадрупольных переходов с предсказаниями теории неаксиальных ядер /см. раздел 3/.

При $\gamma > 20^\circ$ аномальные вращательные уровни значительно опускаются /см. рис.2/. При $\gamma = 30^\circ$ два аномальных вращательных уровня со спинами 2 и 3 вместе с первым возбужденным уровнем /спин 2/ образуют три эквидистантных уровня с последовательностью спинов 2,2,3. При $\gamma \geq 27^\circ$ отношение $E_2(2)/E_1(2)$ близко к 2 /см. рис. 1, схема уровней Tc^{122} /. Возбуждения ядра с отношением $E_2(2)/E_1(2) \approx 2$ в ряде работ относили к β - колебаниям поверхности ядра и называли "колебаниями близкими к гармоническим", так как такое отношение двух энергетических уровней должно наблюдаться и для колебательных уровней гармонического осциллятора, а возможность вращательных возбуждений с таким отношением энергий еще не была известна.

При отождествлении возбуждений со спинами 2 и 3 с β - колебаниями энергетические уровни $E_2(2)$ и $E(3)$ следует рассматривать как двух- и трех-фононные колебательные возбуждения поверхности ядра, которые должны быть трехкратно и пятикратно вырожденными состояниями со спинами 0,2,4 для $E_2(2)$ и 0, 2, 3, 4, 6 для $E(3)$. Наблюдаемое отклонение отношения $E_2(2)/E_1(2)$ от значения 2, следуемого из гармонического приближения,

пытались объяснить наличием в гамильтониане коллективного движения членов более высокого порядка /учет ангармонизма/. Такая интерпретация требовала введения дополнительных параметров, учитывающих роль негармонических членов. Она могла объяснить наблюдаемое отношение $E_2(2)/E_1(2)$ для некоторых ядер, но не могла объяснить положение аномальных коллективных уровней, имеющих спины 3 и 4. Если же рассматривать все эти уровни как вращательные, то из одного экспериментально определяемого отношения $E_2(2)/E_1(2)$ можно теоретически предсказать положение всех остальных вращательных уровней. Одновременно это же отношение энергий, как будет показано в 3, однозначно определяет и относительные величины электромагнитных переходов между всеми вращательными уровнями, и не требует введения дополнительных гипотез, которые необходимы при отождествлении части таких возбуждений с γ -колебаниями, части с β -колебаниями, а части с обычными вращательными уровнями.

Из вышеизложенного не следует делать вывод, что все коллективные возбужденные состояния надо отождествлять с вращательными движениями. Ряд возбужденных состояний не может относиться к вращательным движениям. Таковы, например, уровни энергии отрицательной четности /605 и 656 Кэв/ у ядра Pu^{238} /см. рис.3/ и у некоторых других четно-четных ядер. Эти уровни в настоящее время рассматриваются как октупольные колебания поверхности ядра. Таковы, далее, возбужденные уровни спина 0 и 2 /935 и 986 Кэв/ у ядра Pu^{238} /см.рис. 3/ , уровень спина 0 /810 Кэв/ у ядра U^{234} , уровни со спинами 4, 0, 3 /1286, 1308, 1368/ у ядра Cd^{114} и некоторые возбужденные состояния других четно-четных ядер, которые, по-видимому, следует относить к β -колебаниям поверхности атомного ядра. Наконец, возбужденные состояния ядер, форма которых мало отличается от сферической, вообще нельзя разделить на коллективные и одночастичные; в этом случае естественно нельзя выделить и вращательные состояния.

3. Электромагнитные переходы между вращательными состояниями неаксиальных ядер

Все вращательные состояния неаксиальных ядер /кроме состояний со спином 3/ не имеют определенного значения квантового числа К, поэтому

волновые функции этих состояний имеют вид

$$\Psi_{Ji} = \sum_K A_{Ki} \Phi_{JK}, \quad /3.1/$$

где i определяет номер уровня данного спина J . $i=1$ соответствует состояниям основной вращательной полосы; $i=2,3 \dots$ - аномальным вращательным уровням. Суммирование в /3.1/ выполняется только по четным положительным K ,

$$\Phi_{JK} = \sqrt{\frac{2J+1}{16\pi^2(1+\delta_{K0})}} \left\{ D_{mK}^J + (-1)^J D_{m,-K}^J \right\}, \quad /3.2/$$

$$\delta_{K0} = \begin{cases} 0, & \text{если } K \neq 0 \\ 1, & \text{если } K = 0 \end{cases}$$

D_{mK}^J - обобщенные сферические функции, зависящие от углов Эйлера, определяющих ориентацию ядра в пространстве.

Волновая функция состояний, соответствующих спину 3, выражается простой формулой

$$\Psi_3 = \Phi_{32} = \sqrt{\frac{7}{16\pi^2}} \left(D_{m2}^3 - D_{m,-2}^3 \right).$$

Коэффициенты A_{Ki} , определяющие волновые функции /3.1/ других вращательных состояний, вычислены в работах [7,8]. В качестве примера приведем волновые функции первых вращательных состояний ядра $Os^{190} (\gamma = 21,4^\circ)$:

$$\Psi_{21} = 0,996 \Phi_{20} + 0,087 \Phi_{22},$$

$$\Psi_{41} = 0,95 \Phi_{40} + 0,3 \Phi_{42} + 0,02 \Phi_{44},$$

$$\Psi_{22} = -0,087 \Phi_{20} + 0,996 \Phi_{22},$$

$$\Psi_3 = \Phi_{32},$$

$$\Psi_{42} = -0,3 \Phi_{40} + 0,95 \Phi_{42} + 0,02 \Phi_{44},$$

$$\Psi_{61} = 0,85 \Phi_{60} + 0,52 \Phi_{62} + 0,06 \Phi_{64} + 0,002 \Phi_{66}$$

/3.3/

Как показано в [7,8] для ядер с отношением энергий $E_2(2)/E_1(2) > 6,9$, что соответствует $\gamma < 15^\circ$, волновые функции вращательных состояний можно аппроксимировать выражениями, содержащими только одно значение К. Так, волновые функции состояний, имеющих спин 2, заменяются /в порядке возрастания энергии/ приближенными функциями

$$\psi_{21}^0 = \Phi_{20} = \sqrt{\frac{5}{8\pi^2}} D_{m0}^2, \quad /3,4/$$

$$\psi_{22}^0 = \Phi_{22} = \sqrt{\frac{5}{16\pi^2}} (D_{m2}^2 + D_{m,-2}^2).$$

Волновые функции состояний, обладающих спином 4, аппроксимируются выражениями

$$\psi_{41}^0 = \sqrt{\frac{9}{8\pi^2}} D_{m0}^4,$$

$$\psi_{42}^0 = \sqrt{\frac{9}{16\pi^2}} (D_{m2}^4 + D_{m,-2}^4), \quad /3,5/$$

$$\psi_{43}^0 = \sqrt{\frac{9}{16\pi^2}} (D_{m4}^4 + D_{m,-4}^4)$$

и т.д.

В тех случаях, когда $E_2(2)/E_1(2) > 6,9$ вращательные движения можно приближенно описать функциями типа /3,4/ - /3,5/, вращательные возбуждения можно характеризовать двумя квантовыми числами J и K . В этом приближении уровням основной вращательной полосы соответствует значение $K = 0$. Аномальные вращательные уровни тогда можно подразделить на системы уровней со значениями $K = 2, 4, 6, \dots$

На рис. 3 приведены схемы энергетических уровней ядер Dy^{160} , Ez^{168} и Pu^{238} , на которых указаны значения J и K , принимаемые в настоящее время.

В связи с тем, что волновые функции вращательных состояний однозначно определены, если известно γ /или отношение $E_2(2)/E_1(2)$ /, возникает возможность вычисления приведенных вероятностей электромагнитных переходов

дов между вращательными уровнями.

Так, например, приведенные вероятности электрических квадрупольных переходов между вращательными состояниями легко вычисляются, если учесть, что оператор квадрупольного перехода имеет вид

$$\hat{Q}_{2\mu} = e Q_0 \left\{ D_{\mu 0}^2 \cos \gamma + \frac{1}{\sqrt{2}} (D_{\mu 2}^2 + D_{\mu, -2}^2) \sin \gamma \right\},$$

где Q_0 - внутренний квадрупольный электрический момент ядра.

Приведенные вероятности электрических квадрупольных переходов, выраженные в единицах $\frac{e^2 Q_0^2}{16\pi}$, соответствующих приведенным вероятностям электрических квадрупольных переходов на первый уровень возбуждения аксиального ядра, приведены в таблице 2 для нескольких значений γ

Т а б л и ц а 2

γ	0	10	20	25	35
$B(E2; 21 \rightarrow 0)$	1,0	0,97	0,93	0,96	1,0
$B(E2; 22 \rightarrow 0)$	0	0,028	0,067	0,042	0
$B(E2; 22 \rightarrow 21)$	0	0,051	0,36	0,86	1,43
$B(E2; 3 \rightarrow 21)$	0	0,013	0,12	0,079	0
$B(E2; 3 \rightarrow 22)$	1,78	1,77	1,67	1,70	1,78
$B(E2; 3 \rightarrow 41)$	0	0,034	0,41	0,82	1,0
$B(E2; 41 \rightarrow 21)$	1,43	1,39	1,37	1,36	1,39
$B(E2; 41 \rightarrow 22)$	0	0,002	0,03	0,04	0
$B(E2; 42 \rightarrow 21)$	0,59	0,57	0,1648	0,43	0,59
$B(E2; 42 \rightarrow 3)$	1,33	1,28	0,98	0,45	0
$B(E2; 42 \rightarrow 41)$	0	0,06	0,31	0,31	0,27
$B(E2; 61 \rightarrow 41)$	1,57	1,55	1,62	1,70	1,73
$B(E2; 61 \rightarrow 42)$	0	0,008	0,05	0,01	0

Приведенные вероятности переходов между вращательными уровнями четно-четного ядра удовлетворяют некоторым правилам сумм. Например, сумма приведенных вероятностей /в ед. $\frac{e^2 Q_0^2}{16\pi}$ / с обеих уровней, имеющих спин 2, в основное состояние равна единице:

$$B(E2; 21 \rightarrow 0) + B(E2; 22 \rightarrow 0) = 1. \quad /3,6/$$

Далее

$$B(E2; 3 \rightarrow 22) + B(E2; 3 \rightarrow 21) = \frac{25}{14}. \quad /3,7/$$

Из таблицы 2⁷ следует, что приведенные вероятности электрических квадрупольных переходов между вращательными состояниями четно-четных ядер можно разбить на три типа:

а/ Переходы, приведенные вероятности которых по порядку величины равны единице. К этим переходам относятся каскадные переходы между уровнями основной вращательной полосы и переходы между аномальными вращательными уровнями разного спина. Например, переходы: $3 \rightarrow 22$, $42 \rightarrow 3$, $42 \rightarrow 22$.

б/ Переходы между уровнями основной вращательной полосы и аномальными вращательными уровнями другого спина. Например, переходы: $3 \rightarrow 21$, $41 \rightarrow 22$, $42 \rightarrow 21$, $61 \rightarrow 42$ и др. Приведенные вероятности таких переходов равны нулю при $\gamma = 0$, или 30° и маловероятны для других значений γ .

в/ Переходы между уровнями одинакового значения спина. Например, переходы: $22 \rightarrow 21$, $42 \rightarrow 41$ и др. Приведенные вероятности таких переходов равны нулю при $\gamma = 0$, а затем, значительно возрастают при увеличении γ , достигая максимальных значений /порядка единицы/ при $\gamma = 30^\circ$. К этому же типу переходов относится и переход $3 \rightarrow 41$.

В тех случаях, когда вращательное движение можно описать приближенными функциями, соответствующими определенному значению квантового числа K , отличные от нуля приведенные вероятности квадрупольных переходов между вращательными уровнями данного J и K описываются про-

стыми формулами:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(E2; JK \rightarrow J'K) &= 5(2J0K|J'K)^2 \cos^2 \gamma, \\ \mathcal{B}(E2; JK \rightarrow J'K+2) &= \frac{5}{2} (1 + \delta_{K0}) (2J2K|J'K+2)^2 \sin^2 \gamma, \\ \mathcal{B}(E2; JK \rightarrow J'K-2) &= \frac{5}{2} (1 + \delta_{K2}) (2J-2K|J'K-2)^2 \sin^2 \gamma. \end{aligned}$$

Таким образом, при $\gamma < 15^\circ$ наиболее вероятные E2 переходы осуществляются при условии выполнения равенства:

$$\Delta K = 0.$$

/3,8/

Переходы, происходящие при нарушении условия /3,8/ принято называть K-запрещенными переходами. При $\gamma > 10^\circ$ следует пользоваться точными функциями, так как для таких ядер K уже не является хорошим квантовым числом. Явный вид приведенных вероятностей переходов между различными уровнями спина 2 и уровнем со спином 0 указаны ниже:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(E2; 21 \rightarrow 0) &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{3 - 2 \sin^2(3\gamma)}{\sqrt{9 - 8 \sin^2(3\gamma)}} \right), \\ \mathcal{B}(E2; 22 \rightarrow 0) &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{3 - 2 \sin^2(3\gamma)}{\sqrt{9 - 8 \sin^2(3\gamma)}} \right), \\ \mathcal{B}(E2; 22 \rightarrow 21) &= \frac{10 \sin^2(3\gamma)}{7(9 - 8 \sin^2(3\gamma))}. \end{aligned}$$

Итак, развитая в работах [7,8], теория вращательных состояний неаксиальных ядер позволяет вычислить вероятности квадрупольных переходов между всеми вращательными состояниями ядра. Все эти вероятности пропорциональны квадрату внутреннего квадрупольного электрического момента ядра. Поэтому отношения приведенных вероятностей переходов будут зависеть только от значения γ , т.е. от отношения энергий уровней спина 2. Таким образом, теория позволяет связать относительные приведенные вероятности переходов между различными вращательными уровнями ядра с отношением энергий двух его вращательных уровней, имеющих спин 2.

В таблице 3 приведены отношения энергий $E_2(2)/E_2(2)$, соответствующие

Т а б л и ц а 3

РАДО	$\frac{E_2(2)}{E_1(2)}$	γ°	$\frac{\beta(E_2; 22 \rightarrow 21)}{\beta(E_2; 22 \rightarrow 0)}$		$\frac{\beta(E_2; 22 \rightarrow 21)}{\beta(E_2; 21 \rightarrow 0)}$	
			теор.	эксп.	теор.	эксп.
Pu^{238}	23,4	8,1	1,2	1,3-1,5		
Th^{232}	15,4	10,3	1,7	1,8	0,052	0,014
W^{182}	12,1	11,6	1,7	1,6		
Dy^{160}	11,0	12,2	1,9	2,4		
Sm^{152}	8,9	13,5	1,9	1,7		
Gd^{154}	8,1	14,0	2,6	1,94		
W^{184}	8,0	14,1	3,0	2,4	0,18	0,12
Os^{188}	4,1	19,3	4,5	2,7	0,32	0,19
Os^{190}	3,0	21,4	7,1	9,7	0,50	0,52
Hg^{198}	2,7	23,2	13	25		
Os^{192}	2,4	25,4	21	9,1	0,90	0,68
Te^{122}	2,2	26,3	40	30	1,29	2,8
Cd^{114}	2,17	26,8	78	77,9		
Te^{126}	2,14	27,5	104	200		
Pt^{196}	1,97	30	∞	>2500		

им значения γ , теоретические и экспериментальные отношения /ссылки на работы см. в [7,8], приведенных вероятностей каскадного и прямого переходов со второго уровня спина 2 и отношение переходов $\frac{\beta(E_2; 22 \rightarrow 21)}{\beta(E_2; 21 \rightarrow 0)}$.

Из таблицы видно, что теория хорошо передает экспериментальные отношения приведенных вероятностей. Так, например, изменению γ от $8,1^\circ$ до $27,5^\circ$ соответствует в согласии с экспериментом увеличение теоретического значения отношения $\frac{\beta(E_2; 22 \rightarrow 21)}{\beta(E_2; 22 \rightarrow 0)}$ примерно на два порядка.

Представляется интересным рассмотреть отношения приведенных вероятностей переходов с основного состояния на два уровня, имеющих спины 2:

$$\frac{\beta(E_2; 0 \rightarrow 22)}{\beta(E_2; 0 \rightarrow 21)} = \frac{\sqrt{9 - 8 \sin^2 3\gamma} - 3 + 2 \sin^2 3\gamma}{\sqrt{9 - 8 \sin^2 3\gamma} + 3 - 2 \sin^2 3\gamma} \quad /3,9/$$

Знание этого отношения существенно для выяснения возможности возбуждения уровня 22 кулоновским полем заряженных частиц.

Отношение /3,9/ максимально для $2,4 < \frac{E_2(2)}{E_1(2)} < 6,28$ /т.е. $25^\circ > \gamma > 15^\circ$ и очень мало при $\frac{E_2(2)}{E_1(2)} > 64$ и $\frac{E_2(2)}{E_1(2)} < 2,01$. Теоретические и

экспериментальные значения отношений /3,9/ /полученные из данных о кулоновском возбуждении см. ²² / приведены в таблице 4.

Для устранения неопределенности, связанной с разной заселенностью вращательных уровней, необходимо сравнивать переходы, происходящие с одного начального состояния в разные конечные. К сожалению, имеется еще мало экспериментальных данных, относящихся к переходам такого типа. В работе Натан и Вагонир ^[23] приведены экспериментальные значения отношения интенсивностей E2 переходов $3 \rightarrow 41$ и $3 \rightarrow 21$ в ядре Sm^{152} . Это отношение соответствует отношению приведенных вероятностей $\left\{ \frac{B(E2; 3 \rightarrow 41)}{B(E2; 3 \rightarrow 21)} \right\}_{\text{эксп}} = 1,88$. Из отношения $E_2(2)/E_2(2) = 8,9$ для ядра Sm^{152} следует, что $\gamma = 13,5^\circ$, тогда теория приводит к значению $\left\{ \frac{B(E2; 3 \rightarrow 41)}{B(E2; 3 \rightarrow 21)} \right\}_{\text{теор}} = 1,37$, что удовлетворительно согласуется с экспериментальным отношением.

Т а б л и ц а 4.

Ядро	$\frac{E_2(2)}{E_2(2)}$	γ	$\frac{B(E2; 0 \rightarrow 22)}{B(E2; 0 \rightarrow 21)}$	
			теор.	эксп.
Os^{190}	2,9	20	0,072	0,04
Ru^{100}	2,55	23,7	0,057	0,024
Ru^{104}	2,56	24	0,055	0,013
Gd^{116}	2,35	25	0,044	0,021
Ru^{102}	2,24	25,1	0,043	0,015
Pd^{106}	2,20	26,5	0,027	0,017
Pd^{108}	2,18	27	0,02	0,01
Cd^{114}	2,17	27	0,02	0,02

Из работы Вэдделя и Енсена ^[24] следует, что в ядре Kz^{82} $\frac{B(E2; 3 \rightarrow 21)}{B(E2; 3 \rightarrow 22)} = 0,016$. Это отношение соответствует ядру, у которого γ немногим больше 29° . Значение $29^\circ < \gamma < 30^\circ$ согласуется с наблюдаемым

отношением $E_2(2)/E_1(2) = 1,9$ если учесть, что в этом ядре адиабатические условия выполняются не очень хорошо.

В заключение этого раздела остановимся на интерпретации второго возбужденного уровня со спином 2 в изотопах вольфрама. В недавно опубликованной работе Алхазова, Гринберга, Гусинского, Ерохиной и Лемберга [25] высказывается предположение, что уровни 1222,891 и 730 Кэв вторых возбужденных состояний со спином 2 ядер W^{182} , W^{184} , W^{186} являются γ -вибрационными уровнями. При этом в качестве основного довода в пользу такого заключения авторы используют результаты сопоставления экспериментальных отношений приведенных вероятностей электрических квадрупольных переходов на основной и первый возбужденный уровни этих ядер. В наших обозначениях это отношение можно записать в виде $\frac{B(E2; 22 \rightarrow 0)}{B(E2; 22 \rightarrow 21)}$ /3,10/. Если предположить, что второй возбужденный уровень имеет характеристики $J = K = 2$, а у вращательных уровней $K = 0$, то согласно теории Алага и др. [26] это отношение должно равняться 0,7 для всех изотопов вольфрама. В таблице 6 приведены экспериментальные значения указанных выше отношений для изотопов вольфрама, полученные в [25], отношение энергий уровней спина 2, соответствующее этому отношению значение γ , и теоретические отношения /3,10/ согласно теории неаксиальных ядер [7,8]. В предпоследнем столбце указаны экспериментальные отношения, полученные в работах, ссылки на которые даны в последнем столбце таблицы.

Т а б л и ц а 5

Ядро	$\frac{E_2(2)}{E_1(2)}$	γ	$\frac{B(E2; 22 \rightarrow 0)}{B(E2; 22 \rightarrow 21)}$				Лит.
			Теор. Алага и др.	Эксп. Алхазов и др.	Теор. неакс. ядер	эксп.	
W 182	12,1	11,6	0,7	1,2	0,59	0,62	27,28
W 184	8,0	14,1	0,7	0,69	0,42	0,55	29
W 186	6	15,2	0,7	0,53	0,37	0,42	29

Если учесть, что данные работы [25], относящиеся к W^{182} , имеют малую точность /как отмечают авторы результаты получены при усреднении только четырех опытов/, то из таблицы 5 следует, что теория, учитывающая неаксиальную форму ядер, хорошо передает экспериментально наблюдаемые отношения интенсивностей приведенных вероятностей квадрупольных электрических переходов и их изменение при переходе от одного изотопа к другому. Экспериментальные данные отличаются от значения 0,7 теории [26] и подтверждают выводы теории неаксиальных ядер о том, что K не является хорошим квантовым числом.

Обсуждаемые уровни изотопов вольфрама не могут относиться и к однонуклонным возбуждениям. Для однонуклонных возбуждений при переходе $22 \rightarrow 21$ отношение конкурирующих магнитного дипольного и электрического квадрупольного переходов было бы больше единицы. В действительности же этот переход почти целиком квадрупольный, что согласуется с представлением о вращательной природе таких уровней /см. [30] /.

Можно надеяться, что новые экспериментальные данные о вероятностях переходов в четно-четных ядрах позволят провести более полное сравнение с предсказаниями, следующими из теории вращательных состояний неаксиальных ядер.

4. Правила интенсивностей для бета-переходов на различные вращательные состояния дочернего четно-четного ядра

Знание волновых функций вращательных состояний четно-четных атомных ядер позволяет в некоторых случаях вычислить относительные интенсивности.

β -переходов из одного начального ядерного состояния материнского нечетно-нечетного ядра на различные вращательные состояния дочернего ядра. Эти относительные интенсивности подчиняются правилам, аналогичным правилам интенсивностей для тонкой и сверхтонкой структуры атомных спектров. Для случая аксиальных ядер такие правила рассматривались Алага и др. [26]. Для случая неаксиальных ядер эти правила исследованы в работе [31].

Волновая функция начального состояния материнского ядра, имеющего

спин 1, в адиабатическом приближении может быть представлена выражением

$$\Psi_{IM} = \Psi_I(z) \cdot \sum_K a_K D_{MK}^I \quad /4.1/$$

Если процесс β -распада характеризуется моментом L , уносимым электроном и нейтрино, то отношения приведенных вероятностей β -переходов из определенного начального состояния /4,1/ материнского ядра в различные вращательные состояния /3,1/, соответствующие одному внутреннему состоянию дочернего ядра, будут определяться формулой

$$\frac{B(L; I \rightarrow J'K')}{B(L; I \rightarrow J''K'')} = \frac{|\sum_{KK'} a_K A_{K'z'}^{J'}(ILKK'K|J'K')|^2}{|\sum_{KK''} a_K A_{K''z''}^{J''}(ILKK''K|J''K'')|^2} \quad /4.2/$$

если
$$L < \begin{cases} \min(K+K'), & \text{для } K' \neq 0 \text{ и } K \neq 0 \\ \min(K+K''), & \text{для } K'' \neq 0 \text{ и } K \neq 0. \end{cases}$$

Для аксиально-симметричного ядра, когда квантовое число K является хорошим квантовым числом, /4,2/ переходит в соотношение, найденное в [26] для вращательной полосы дочернего ядра с определенным значением K' :

$$\frac{B(L; IK \rightarrow J'K')}{B(L; IK \rightarrow J''K')} = \frac{(ILKK'K|J'K')^2}{(ILKK'K|J''K')^2}$$

Для разрешенных β -переходов, относящихся либо к правилам отбора Ферми, либо правилам отбора Гамова-Теллера, приведенная вероятность перехода обратно пропорциональна τf_0 , где τ - период полураспада, а f_0 - функция Ферми, представляющая интеграл от функции распределения электронов по энергии.

В общем случае для запрещенных переходов такая связь отсутствует, так как, по-видимому, в таких переходах существенна комбинация взаимодействий разного типа, относительный вклад которых трудно оценить. Исключения составляют, так называемые, "уникальные" β -переходы /см., например,

[34] § 38/.

В случае уникальных n -кратно запрещенных переходов / $L = n+1$, четность меняется при n нечетном / величиной обратной приведенной вероятности перехода будет Σf_n , где f_n - интеграл от функции распределения при данном типе распада. Если пренебречь влиянием кулоновского поля, то, как показал Дэвидсон^[32], можно приближенно написать

$$f_n = \bar{C}_n f_0, \quad /4,3/$$

где \bar{C}_n - величина, зависящая от энергии перехода / E_0 /, равная в грубом приближении

$$\bar{C}_n \approx (E_0^2 - m^2 c^4)^n. \quad /4,4/$$

Итак, в случае разрешенных переходов Гамова-Теллера / $n = 0$ / или уникальных переходов имеет место равенство

$$\frac{\Sigma f_n (I \rightarrow J' i')}{\Sigma f_n (I \rightarrow J'' i'')} = \frac{B(L; I \rightarrow J'' i'')}{B(L; I \rightarrow J' i')}, \quad /4,5/$$

где $L = n+1$, а отношение приведенных вероятностей определяется /4,1/. При сравнении /4,5/ с экспериментом следует иметь в виду, что обычно приводимые в работах экспериментальные значения Σf соответствуют Σf_0 , так как при вычислении f используют формулу Ферми для разрешенных переходов, поэтому для уникальных запрещенных переходов следует вводить поправку согласно /4,3/.

Для иллюстрации вышеизложенного вычислим отношения приведенных вероятностей распада Re^{186} с возбуждением вращательных уровней ядра Os^{186} , имеющих спин 2 и энергию 764 и 137 Кэв соответственно. Согласно работе [33], основное состояние Re^{186} имеет нулевой спин и отрицательную четность.

β - распад на первый возбужденный уровень /максимальная энергия электронов 934 Кэв, $g_{\beta 0} \Sigma f_0 = 8,0$ / соответствует $L = 2$, переход сопро-

вождается изменением четности. Таким образом, этот переход относится к однократно-запрещенным уникальным переходам. Это заключение подтверждается большим значением Σf и формой кривой β -спектра, которая при учете "множителя формы" /см. [34] § 38/ приводит к прямолинейному графику Кюри.

Учитывая, что в основном состоянии Re^{186} $J=K=0$, а волновые функции двух вращательных состояний ядра Os^{186} $\gamma = 18^\circ$, при $\frac{E_2(x)}{E_1(x)} = 5,56/$ имеют вид

$$\psi_{21} = 0,997 \Phi_{20} + 0,065 \Phi_{22},$$

$$\psi_{22} = -0,065 \Phi_{20} + 0,997 \Phi_{22},$$

где Φ_{20} и Φ_{22} - волновые функции соответственно для $K=0$ и $K=2$, с помощью /4,1/ находим $\left\{ \frac{B(2; 0 \rightarrow 21)}{B(2; 0 \rightarrow 22)} \right\}_{теор} = 1,3$.

Экспериментальное отношение $\frac{\Sigma f_0(0 \rightarrow 22)}{\Sigma f_0(0 \rightarrow 21)} = 7,94$. Максимальная энергия электронов при β -распаде на второй возбужденный уровень равна 307 Кэв. Используя /4,3/ и /4,4/, находим $\frac{\Sigma f_2(0 \rightarrow 22)}{\Sigma f_2(0 \rightarrow 21)} = 1,47$, что согласуется с теоретическим отношением.

Рассмотрим далее возбуждение вращательных уровней ядра Os^{190} при β -распаде Re^{190} и К-захватном распаде Iz^{190} . Схема распадов изображена на рис. 16, волновые функции вращательных состояний ядра Os^{190} были указаны /3,3/. Предполагая, что основные состояния Re^{190} и Iz^{190} могут быть приближенно описаны волновыми функциями ψD_{m2}^2 и ψD_{m3}^3 , можно, используя /4,5/, вычислить отношение приведенных вероятностей β -распада / $L = 1/$ и К-захвата на различные вращательные уровни Os^{190} . Результаты этих вычислений [9] приведены в таблице 6, где в качестве единицы измерения принята приведенная вероятность распада на второй возбужденный уровень, имеющий спин, равный 2.

Таблица 6 дает качественное объяснение экспериментально наблюдаемому при β -распаде Re^{190} возбуждению только вращательного уровня 22 и возбуждения вращательных уровней 22 и 42 при К-захватном распаде Iz^{190} .

Т а б л и ц а 6

j	$\frac{B(1; 2 \rightarrow j)}{B(1; 2 \rightarrow 22)}, Re \xrightarrow{190} Os.$	$\frac{B(1; 3 \rightarrow j)}{B(1; 3 \rightarrow 22)}, I_z \xrightarrow{190} Os.$
4I	0	$6 \cdot 10^{-4}$
2I	$7,6 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$
6I	0	0
42	0	$7,4 \cdot 10^{-2}$

К сожалению, количественные сравнения результатов теории с экспериментом в ряде случаев затруднены из-за незнания коэффициентов a_k , определяющих волновые функции /4,1/ материнских нечетно-нечетных ядер. При наличии экспериментальных данных о значениях ϵf_{α} для уникальных β -переходов на разные вращательные уровни дочернего ядра, формулы /4,5/ и /4,2/ можно использовать для вычисления коэффициентов a_k , определяющих волновые функции /4,1/, что может оказаться полезным для понимания свойств нечетно-нечетных ядер.

5. О равновесной форме четно-четных ядер.

Как отмечалось в предыдущих разделах, многие свойства первых возбужденных состояний четно-четных ядер - последовательность спинов, значений энергий и вероятности электромагнитных переходов между ними - находят хорошее объяснение, если допустить, что равновесная форма ядра не имеет аксиальной симметрии. При этом для объяснения экспериментальных данных приходится допустить, что у некоторых ядер равновесное значение $\gamma \approx 30^\circ$.

Отклонение формы ядер от аксиально-симметричной формы требует объяснения. В литературе иногда встречаются недостаточно критические утверждения, что "предположение об осевой симметрии подтверждается теоретическими оценками для равновесной формы, сделанными на основе оболочечной модели"

/см., например, примечание на стр. 187 работы Альдера и др.^[3]/. Во всех случаях, когда теоретический минимум энергии соответствовал аксиальной форме ядра, авторы работ /Рейнвортер^[2], Бор и Моттelson^[1], Форд^[35], Нильсон^[36] и др./ вводили аксиальную симметрию уже в исходных положениях, на которых строилась теория. Формально это сводилось к тому, что отбрасывались части гамильтониана, недиагональные по квантовым числам проекций моментов нуклонов на ось Z ядра. Таким образом, усреднение энергии взаимодействия внешних нуклонов с деформацией поверхности ядра фактически производилось по состояниям нуклонов, имеющим определенные значения проекции момента на эту ось, т.е. предполагалось, что

$$\sum_i j_{zi} = 0. \quad /5,1/$$

Естественно, что в работах, в которых исследовались состояния внешних нуклонов, удовлетворяющие дополнительному условию /5,1/ равновесная форма ядра всегда получается аксиально-симметричной.

Впервые на возможность нарушения аксиальной симметрии равновесной формы ядра указали расчеты Гарского^[10], результаты которых приведены в работе Вилетса и Жана^[11]. Эти вычисления показали, что минимальная энергия системы нуклонов, состоящей из 55 протонов и 91 нейтронов, движущихся в поле трехосного эллипсоида, соответствует значению $\beta = 0,04$ и $\gamma = 7,5^\circ$. Независимо в том же приближении аналогичные вычисления были проделаны Гейликманом^[12] для трехмерного осцилляторного потенциала и Заикиным^[13] для потенциала прямоугольной формы. В этих работах также было показано, что в ряде случаев минимум энергии системы нуклонов соответствует неаксиальной форме ядра. Несмотря на отсутствие учета спин-орбитального взаимодействия и специальный выбор формы потенциала, качественные заключения авторов упомянутых выше работ о возможности равновесной неаксиальной формы атомного ядра, по-видимому, не вызывают сомнения.

В работе Филиппова и автора^[14] исследовался вопрос о равновесной форме ядра на модели системы, состоящей из некоторого числа нуклонов, образующих остов ядра, и двух эквивалентных внешних нуклонов в оболочке с определенным значением момента j . Вычислялась энергия системы как функция суммарного момента J пары нуклонов и параметра γ /значение β фиксировалось/ при выборе оператора взаимодействия между парой внеш-

них нуклонов и остовом ядра в виде

$$H_{int} = \beta T \left\{ \cos \gamma (3 \hat{J}_3^2 - \hat{J}^2) + \sqrt{3} \sin \gamma (\hat{J}_1^2 - \hat{J}_2^2) \right\} / 5,2/$$

где T - параметр, определяющий энергию взаимодействия.

В работе [14] вычисления были проделаны для случая, когда пара внешних нуклонов находилась в оболочках $j = 3/2$ и $5/2$, и в работе Ван-Лина [37] для $j = 7/2$ и $9/2$. Расчеты показали, что если пара нуклонов находится на оболочках с $j = 1/2$ и $3/2$, то равновесная форма ядра имеет аксиальную симметрию. При $j \geq 5/2$ равновесная форма ядра уже не соответствует аксиальной симметрии. На рис. 4 и 5 приведены кривые, изображающие зависимость энергии основного состояния ядра /в единицах энергии первого вращательного уровня/ от значения γ для разных значений безразмерного параметра

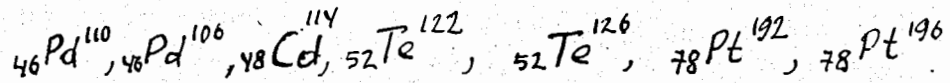
$$e = 4\beta T \left(\frac{\hbar^2 \epsilon}{3\beta^2} \right)^{-1} / 5,3/$$

определяющего величину связи пары нуклонов с ф деформацией поверхности ядра.

Из рис. 4 и 5 следует, что при $j \geq 5/2$ и $e > 1$ минимум энергии соответствует ядру неаксиальной формы. При $e \sim 10$ минимум энергии соответствует $\gamma_0 \approx 30^\circ$ /наибольшая неаксиальность/. При возрастании e неаксиальность уменьшается и форма ядра приближается к аксиально-симметричной / $\gamma_0 \rightarrow 60^\circ$, когда $e \rightarrow \infty$.

Безразмерный параметр /5,3/ связи нуклонов с деформацией поверхности пропорционален отношению βT к энергии первого вращательного уровня ядра. Если положить $T \approx 40$ Мэв и взять экспериментальные значения β и энергии первого вращательного уровня, то можно оценить значение параметра e для разных ядер и сделать качественное сопоставление результатов теории с экспериментальными значениями параметра неаксиальности для этих ядер.

Для определения экспериментальных значений γ_0 / с точностью до преобразования $\gamma'_0 \rightleftharpoons 60 - \gamma_0$ / следует использовать /2,1/. Тогда можно показать, что наибольшая неаксиальность $127^\circ < \gamma_0 < 33^\circ$ наблюдается у ядер



и некоторых других, у которых число протонов отличается от магического числа 50 или 82 на две или четыре единицы. При $T \approx 40$ Мэв и значениях β , вычисленных из данных о кулоновском возбуждении, безразмерный параметр для этих ядер заключен в интервале 15 - 80.

Для ядер, с отношением $\frac{E_2(\alpha)}{E_1(\alpha)}$, лежащим в пределах 20 - 2,9, что соответствует значениям γ_0 в интервале $10 \leq \gamma_0 \leq 20$, или $50 \geq \gamma_0 \geq 40^\circ$, параметр α имеет значение 300 - 600. Наконец, у ядер, близких к аксиально-симметричным, для которых $\frac{E_2(\alpha)}{E_1(\alpha)} > 23$ / $\gamma_0 < 10^\circ$, или $\gamma_0 > 50^\circ$, параметр $\alpha > 1000$. Эти числа указывают, что кривые, изображенные на рис. 4 и 5, качественно объясняют наблюдаемую форму четно-четных ядер. Для полных количественных сравнений необходимо развить теорию, учитывающую наличие вне остова нескольких пар нуклонов разного типа, которые учитывались в [14, 37] только косвенно, путем выбора экспериментального значения параметра β . Представляет интерес развитие теории, объясняющей равновесную форму нечетных ядер.

З а к л ю ч е н и е

Вращательные состояния несферических атомных ядер представляют один из наиболее существенных видов коллективных возбужденных состояний малой энергии. Эти возбужденные состояния играют большую роль в ряде явлений: γ - излучении, кулоновском возбуждении ядер, процессах α и β -распадов и др. В этом обзоре мы рассмотрели работы, в которых для объяснения свойств вращательных состояний четно-четных ядер допускается, что форма атомного ядра может отличаться от эллипсоида вращения.

Теория вращательных возбужденных состояний атомных ядер находится в начальной стадии развития. Совершенно отсутствует теория вращательных состояний неаксиальных нечетных ядер. Не исследованы теоретически вопросы границ применимости адиабатического приближения при рассмотрении вращательных состояний. Для решения этих вопросов необходимо дальнейшее развитие теории и экспериментальных исследований интенсивностей γ -переходов между разными возбужденными состояниями, вероятностей кулоновского воз-

буждения вращательных уровней, вероятностей α и β -распадов с возбуждением коллективных движений и дальнейшее определение значений квадрупольных электрических моментов в основном и особенно в возбужденных состояниях ядер.

Проблема вращательных возбуждений ядра тесно связана с проблемой момента инерции атомного ядра. Аксиально-симметричное ядро вращается только вокруг оси, перпендикулярной его аксиальной оси симметрии. Поэтому можно говорить только об одном моменте инерции, который определяется из энергии возбуждения первого вращательного уровня. Для характеристики вращательного состояния неаксиального ядра уже надо знать положение первого вращательного уровня и отношение энергий двух уровней, имеющих спин 2.

В последнее время Казарновский [38] высказал интересную идею о том, что момент инерции несферического ядра, проявляющийся в наличии вращательных состояний, состоит в основном из момента инерции, создаваемого внешними нуклонами, входящими в состав незаполненных оболочек, и малой добавки, обусловленной приливной волной, возбуждаемой внешними нуклонами в остове ядра. Если имеется один внешний нуклон, или одна дырка в заполненной оболочке, то они вносят момент инерции, равный $M \langle r^2 \rangle$, где M - масса нуклона, $\langle r^2 \rangle$ - среднее квадратичное расстояние внешнего нуклона от оси вращения. Если имеется несколько внешних нуклонов, то $M \langle r^2 \rangle$ умножается на эффективный параметр, переходящий в 1, когда имеется один лишний нуклон или одна дырка, и достигающий максимального значения, когда оболочка заполнена наполовину. Момент инерции остова ядра вычисляется в гидродинамическом приближении, при котором ядерное вещество рассматривается как безвихревая несжимаемая жидкость.

Эта простая модель, по-видимому, в состоянии передать основные закономерности в зависимости значений моментов инерции от параметров A и Z .

Значительный успех в объяснении моментов инерции ядер наметился в последнее время также благодаря работам Мигдала, которому удалось, используя методы теории сверхпроводимости, развить последовательный метод учета остаточного взаимодействия между нуклонами, неучитываемого обычной оболочечной моделью ядра.

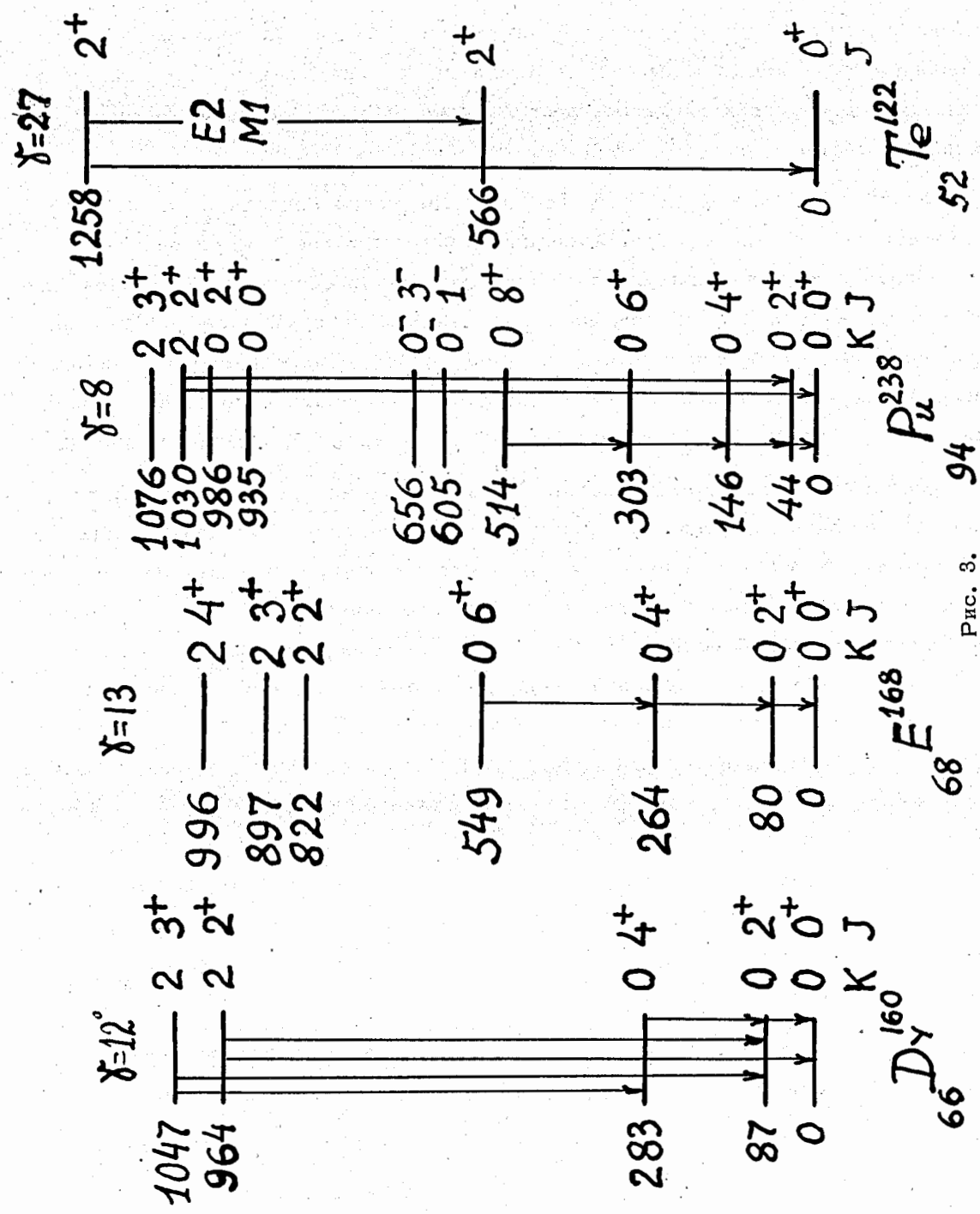


Рис. 3.

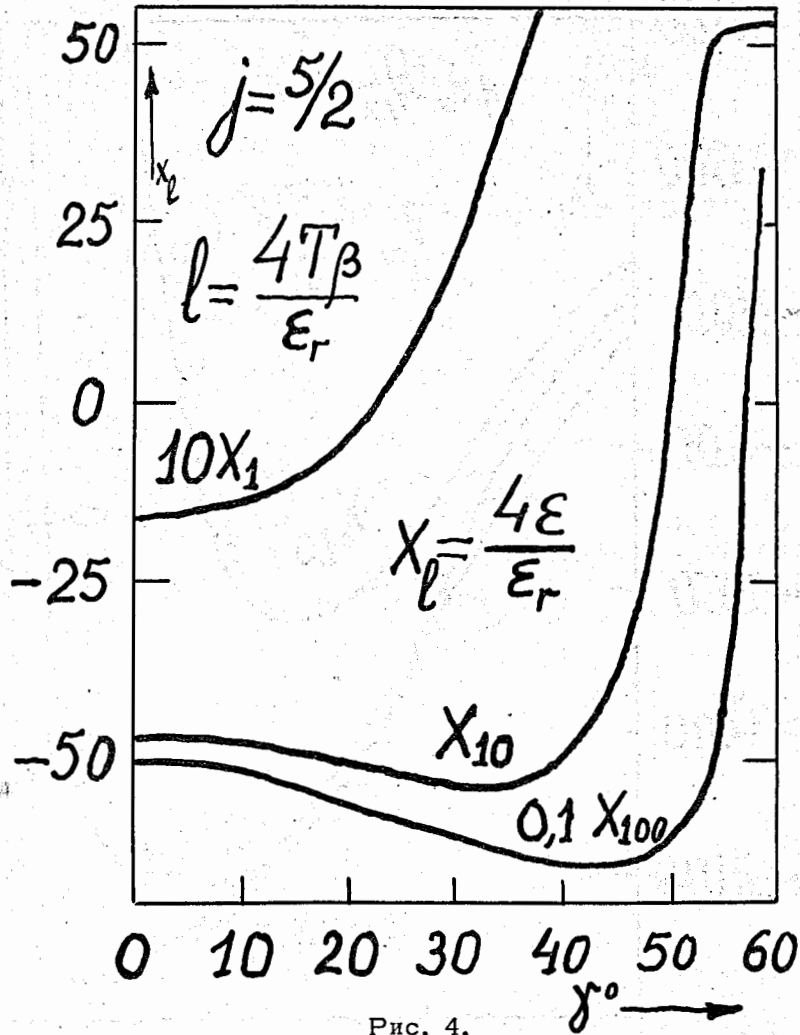


Рис. 4.

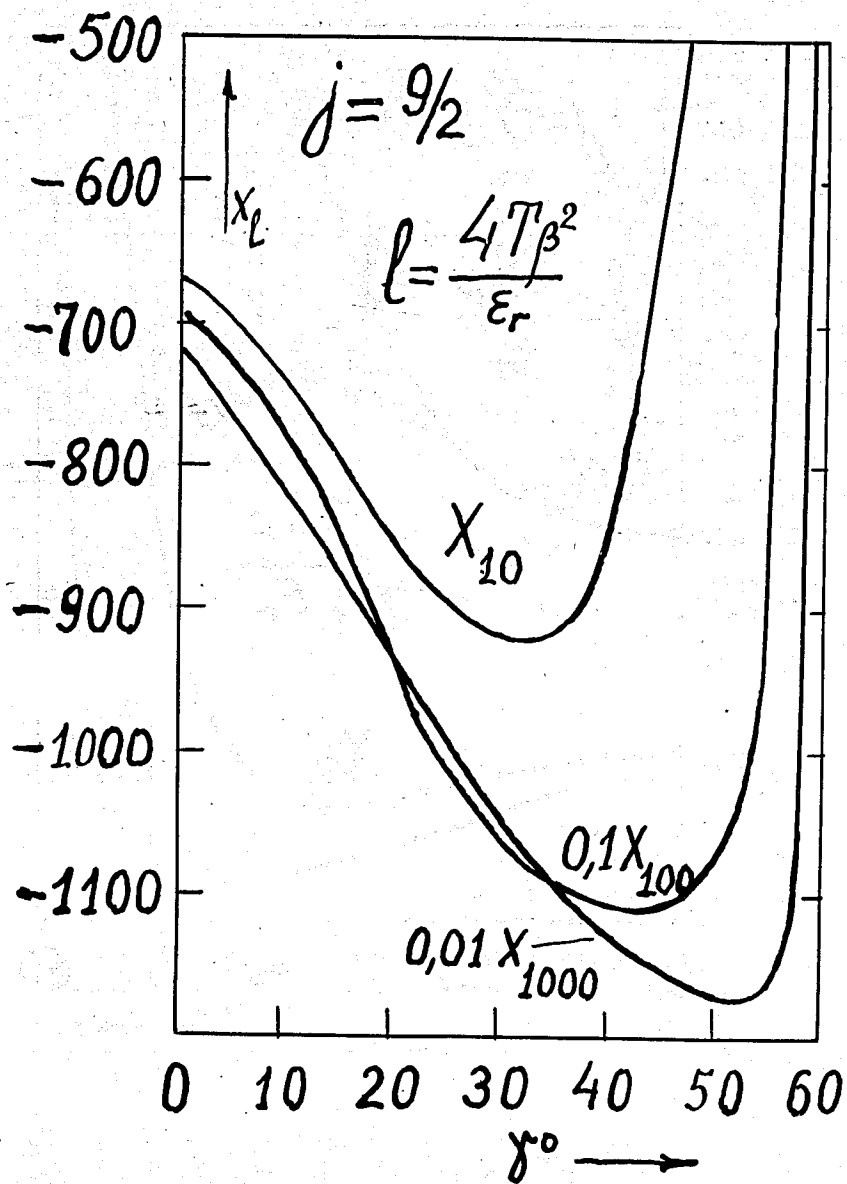


Рис. 5.

Л и т е р а т у р а

- I. A.Bohr, Dan. Mat.-Fys. Medd., 26, No I4 (1952) (см .перев.
Пробл. совр. физ., 9 /1955 // A.Bohr, B.Mottelson, Dan.
Mat.-Fys.Medd., 27, No I6 (1953) /см. перев. Пробл. совр.
физ., 9 /1955 //
2. J.Rainwater, Phys. Rev., 79, 432 (1957)
3. Деформация атомных ядер, Под ред. Л.Слива, ИИЛ /1958/
4. P.Stelson, F.McGowan, Phys. Rev., II0, 489 (1958)
5. K.Alder, A.Bohr, T.Huus, B.Mottelson, A.Winter, Rev. Mod.
Phys., 28, 432 (1956).
6. C.Marty, Nuclear Phys., I, 85 (1956), 3, 193 (1957)
7. А.С.Давыдов, Г.Ф. Филиппов, ЖЭТФ, 35, 440 /1958/
Nuclear Phys., '8, 237 (1958).
8. А.С.Давыдов, В.С.Ростовский, ЖЭТФ, 36, вып. 6 /1959/
9. А.С.Давыдов, ЖЭТФ, 36, вып. 6 /1959/
10. M.Gursky, Phys., Rev., 98, I205 (1955)
11. L.Wilets, M. Jean, Phys.Rev., I02, 788 (1956)
12. Б.Т.Гейликман, ЖЭТФ, 35, 989 /1958/
13. Д.А.Заикин, ЖЭТФ, 35, 529 /1958/
14. А.С.Давыдов, Г.Ф. Филиппов, ЖЭТФ, 36, вып. 5 /1959/
15. Б.С.Джелепов, Л.К.Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер,
АН СССР /1958/
16. D.Strominger, J.Hollander, G.Seaborg, Rev. Mod.Phys.,
30, 585, (1958).
- 17.R.Diamond, J.Hollander, Nuclear Phys., 8, I43 (1958).
18. K. Jacob, J.Mihelich, B.Harmatz, T.Handley, Bul.Amer.Phys.Soc.
3, 558 (1958).

19. G. Scharf-Goldhaber, D. Alburger, G. Harbottle, M. McKeown, Bull. Amer. Phys. Soc., 2, 25 (1957), preprint (1958)
20. A. Aten, G. de Feyfer, M. Sterk, A. Wapstra, Physica, 21, 740, 990 (1955)
21. А.С. Давыдов, Д.А. Заикин, ЖЭТФ, 36, 233 /1959/
22. M. Jean, J. Touchard, Jour. Phys. Radium, 19, 56 (1958)
23. O. Nathan, M. Waggoner, Nuclear Phys., 2, 548 (1956/57)
24. R. Waddel, E. Jensen, Phys. Rev., 102, 816 (1956)
25. Д. Алхазов, А. Гринберг, Г. Гусинский, К. Ерохина, Н. Лемберг, ЖЭТФ, 35, 1325 /1958/
26. G. Alaga, K. Alder, A. Bohr, B. Mottelson, Dan. Mat.-Fys. Medd., 29, 9 (1955) (см. пер. Пробл. сов. физ. 1, 80 /1956/.
27. F. Boehm, P. Marmier, J. DuMond, Phys. Rev., 95, 864 (1954)
28. J. Murray, F. Boehm, P. Marmier, J. DuMond, Phys. Rev., 97, 1007 (1955)
29. F. McGowan, Доклад на Международном совещании по ядерной физике, Париж /1958/
30. А.С. Давыдов, Г.Ф. Филиппов, ЖЭТФ, 35, 703 /1958/
31. А.С. Давыдов, ЖЭТФ, в печати.
32. J. Davidson, Phys. Rev., 82, 48, (1951)
33. D. Guss, L. Killion, F. Porter, Phys. Rev., 95, 627 (1954)
34. А.С. Давыдов, Теория атомного ядра, Физматгиз /1958/
35. K. Ford, Phys. Rev., 90, 29 (1953)
36. S. Nilsson, Dan. Mat.-Fys. Medd., 29, No 16 (1955)
37. Ван - Лин, Доклады высшей школы, в печати.
38. М.В. Казарновский, ЖЭТФ, в печати.

Работа поступила в издательский отдел 31 марта 1959 года.