

Фенеш Т., Домбради Ж., Краснахоркаи А., Кибеди Т. и
Тимар Я.

p-n мультиплетные состояния в легких нечетно-нечетных
ядрах In и Sb



Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences
Debrecen, P. O. Box 51, H-4001, Hungary

ФЕНЕШ Т., ДОМБРАДИ Ж., ИРАСНАХОРНАИ А., НИБЕДИ Т. и
ТИМАР Я.

p-n МУЛЬТИПЛЕТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЛЕГКИХ НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ

In и Sb

KEY WORDS. Light, odd-odd In and Sb nuclei, in-beam γ and electron spectroscopy, parabolic rule, cluster vibration model, proton-neutron multiplet states, nuclear structure calculations, truncated quadrupole model for odd-odd nuclei.

1. Введение

В Институте ядерных исследований Венгерской Академии Наук в Дебрецене проводятся систематические экспериментальные и теоретические исследования для выяснения структуры легких нечетно-нечетных ядер In и Sb. Исследования мотивируются главным образом следующими соображениями:

а) Для упомянутых ядер имеющиеся экспериментальные данные чрезвычайно ограничены.

б) При описании энергетических уровней нечетно-нечетных ядер В. Паар вывел из кластер-вибрационной модели т.н. "параболическое правило" [1]. Оно подтверждалось очень хорошо для многих ядер (например для $^{122}_{51}\text{Sb}_{71}$), в то же время в некоторых случаях появились и небольшие с ним расхождения (главным образом поблизости от дважды замкнутых оболочек, например для $^{92}_{41}\text{Nb}_{51}$ и $^{96}_{41}\text{Nb}_{55}$ [2]). Поэтому представляется целесообразным изучать справедливость и применимость правила систематически, в широкой переходной области ядер. В то же время, правило является хорошим "компасом" для поиска протон-нейтронных мультиплетных состояний.

в) Для объяснения деталей структуры ядра в случае ^{114}In мы проводили подробные расчеты с помощью модели OTQM (truncated quadrupole model for odd-odd nuclei). Кроме энергетических уровней, спинов и четностей эти расчеты дают также волновые функции, ядерные моменты и т.д. Результаты расчетов сравнивались с имеющимися экспериментальными и теоретическими данными.

2. Экспериментальное оборудование, методы и результаты

Эксперименты проводились в пучках малогабаритных изохронных циклотронов в Дебрецене /Венгрия/ и в Юваскиле /Финляндия/. Изучаемые изотопы получались из обогащенных мишеней с помощью (p,p γ) и (a,p γ) реакций.

Ядерноспентроскопические каналы дебреценского циклотрона и экспериментальные оборудования показаны на рис. 1.

В рамках программы мы закончили экспериментальное исследование структуры атомного ядра ^{114}In [3], получили результаты для ^{112}In и ^{110}In [4,5], далее начали измерения для ^{108}In и ^{106}In .

3. p-n мультиплетные состояния в $^{116}, ^{114}, ^{112}, ^{110}\text{In}$ и $^{122}, ^{120}\text{Sb}$: расчеты по параболическому правилу

Основы расчетов. Низолежащие энергетические уровни нечетно-нечетных атомных ядер можно описать в первом приближении следующей формулой:

$$E[(j_p j_n)I] = E_j + E_n + \delta E_2[(j_p j_n)I] + \delta E_1[(j_p j_n)I]. \quad (1)$$

Здесь E_j и E_n — одночастичные энергии протона и нейтрона, j — полный угловой момент количества движения. E_j и E_n можно взять из соседних нечетных изотопов In, Sn и Sb, так как энергии, спины, четности и конфигурации низолежащих состояний обычно известны.

δE_2 и δE_1 учитывают квадрупольное и дипольное взаимодействия между протоном и нейтроном через ядерный остов. Для δE_2 и δE_1 В. Паар вывел следующие формулы из кластер-вибрационной модели [1]:

$$\delta E_2 = -\alpha_2 V \left(\frac{[I(I+1) - J_p(J_p+1) - J_n(J_n+1)]^2 + I(I+1) - J_p(J_p+1) - J_n(J_n+1)}{2J_p(2J_p+2)2J_n(2J_n+2)} - \frac{1}{I^2} \right), \quad (2)$$

$$\delta E_1 = -\alpha_1 \frac{\xi}{(2J_p+2)(2J_n+2)} \{I(I+1) - J_p(J_p+1) - J_n(J_n+1)\}. \quad (3)$$

Здесь $I = |J_p - J_n|, \dots, J_p + J_n$ спин атомного ядра, α_2 и α_1 - постоянные квадрупольного и спин-вибрационного взаимодействий. Определения V и ξ коэффициентов можно найти в публикации [1].

Зависимость постоянных взаимодействий от вероятности заполнения уровней (V^2) можно описать следующими формулами:

$$\alpha_2(J_p, J_n) = \alpha_2^{(0)} |(v_{J_p}^2 - v_{J_p}^2)(v_{J_n}^2 - v_{J_n}^2)|, \quad (4)$$

$$\alpha_1(J_p, J_n) = \alpha_1^{(0)}, \quad (5)$$

где $v_j^2 = 1 - V_j^2$. Величины V^2 могут быть взяты например из систематики экспериментальных данных.

$\alpha_2^{(0)}$ может быть оценено из экспериментальных данных соседних четно-четных ядер на базе формулы $\alpha_2^{(0)} = 382B_2^2/\hbar\omega_2$, где $\hbar\omega_2$ - энергия 2_1^+ состояния в МэВ, B_2 - параметр деформации. Однако в практике феноменологические $\alpha_2^{(0)}$ величины, полученные из тангенса параболы к экспериментальным данным, дают более хорошие результаты. $\alpha_1^{(0)}$ можно вычислить по формуле $\alpha_1^{(0)} = 15/A$ МэВ, где A - массовое число.

Расширение формул (2)-(3) на протон-фотон-нейтрон мультиплеты, а также на кластерные состояния можно найти в сообщении [6] Паара.

Ожидается, что параболическое правило дает хороший

приближение прежде всего вдали от дважды замкнутых оболочек, где квадрупольное взаимодействие сильнее.

Результаты. Экспериментальные и теоретические результаты, полученные для $^{116,114,112,110}\text{In}$ и $^{122,120}\text{Sb}$, показаны на рис. 2-7. Изучались также более легкие нечетно-нечетные ядра In и Sb , для них экспериментальные данные явно недостаточны.

На столбцах а) рисунков показаны низколежащие энергетические уровни соседних нечетных ядер, а также главные компоненты волновых функций состояний. Данные относящиеся к конфигурациям были получены главным образом из реакций однонуклонной передачи, из приведенных вероятностей переходов и из ядерных моментов.

Столбцы б) и с) показывают результаты расчетов, полученные с помощью формул (1)-(5) параболического правила, в отдельности для положительных и отрицательных уровней. Теоретические энергетические уровни показаны в зависимости от $I(I+1)$. Параметры использованные в расчетах суммировались в таблице 1.

Столбцы d) рисунков 2-7 показывают экспериментальные схемы уровней изученных ядер, а также главные компоненты волновых функций состояний, главным образом на основе реакций однонуклонной передачи. Экспериментальные данные исходят из следующих публикаций: ^{116}In [16-20], ^{114}In [3,21,22], ^{112}In [5,21,23-25], ^{110}In [4,22, 26-29], ^{122}Sb [11,30,31], ^{120}Sb [11, 31-34].

При идентификации членов мультиплета мы учитывали экспериментальные энергии, спины, четности и конфигурации уровней, а также мультипольности переходов между уровнями, так как между соседними $(I \pm 1)$ p-n мультиплетными состояниями ожидаются сильные M1 переходы.

При каждом p-n мультиплете проводилось отдельное нормирование на базе одного (или многих) надежно идентифицированных состояний

мультиплета. Это нормирование означает только вертикальную линейную передвижку для членов мультиплета, формы параболы оно не меняется.

Выводы. Расчеты по параболическому правилу оказались полезными для описания р-п мультиплетных состояний легких изотопов In и Sb.

а) Для больше чем 100 р-п мультиплетных состояний, идентифицированных в $^{116,114,112,110}\text{In}$ и $^{122,120}\text{Sb}$, расчеты в каждом случае правильно воспроизвели форму парабол (например, что они вогнутые вверх или вниз). Члены мультиплетов, имеющие минимальную энергию, предсказывались также почти в каждом случае правильно.

б) В случае 116,114,112 и ^{110}In мы идентифицировали ≈ 75 р-п мультиплетных состояний. Используя одинаковые $\alpha_1^{(o)}$ и $\alpha_2^{(o)}$ параметры для всех мультиплетов, с помощью параболического правила удалось описать энергии уровней со среднеквадратичным отклонением от экспериментальных данных ≈ 80 кэВ (после нормализационной передвижки). $\alpha_2^{(o)}$ величины были близки к данным, полученным из натуральной параметризации.

Подобным образом рассчитывались энергии ≈ 30 р-п мультиплетных состояний $^{122,120}\text{Sn}$. Для них среднеквадратичное отклонение от экспериментальных данных было ≈ 55 кэВ.

Расхождения могут иметь много причин кроме неопределенности экспериментальных данных: смешивание конфигураций, пренебрежение членами взаимодействия высшего порядка и другими корреляциями, не оптимальный выбор параметров и т.д.

в) Для идентифицированных мультиплетных состояний $^{116,114,112,110}\text{In}$ и $^{122,120}\text{Sb}$ $\alpha_1^{(o)}/\alpha_2^{(o)} \leq 0,02$, следовательно эффект дипольного взаимодействия относительно квадрупольного слабый.

г) Вдали от замкнутых оболочек квадрупольное взаимодействие доминирует и получаются сравнительно гладкие параболы (см. например

при $\pi\tilde{g}_{9/2}, \nu\tilde{h}_{11/2}$ мультиплете $^{116,114,112,110}\text{In}$ и при $\pi\tilde{g}_{7/2}, \nu\tilde{h}_{11/2}$ мультиплете ^{122}Sb).

д) Вблизи дважды магических ядер (или при замыкании подболо где квадрупольное возмущение не является сильным, другие взаимодействия (напр. δ -силы) играют доминирующую роль. Определенные расхождения от параболической формы наблюдаются напр. при $\pi\tilde{g}_{9/2}, \nu\tilde{d}_{5/2}$ мультиплета $^{92}\text{Nb}_{51}$ и $^{96}\text{Nb}_{55}$ [2], где некоторые точки "высыпаются".

е) Заметно, что в ядрах $^{116}\text{In}_{67}$, $^{114}\text{In}_{65}$ и $^{112}\text{In}_{63}$ 1^+ основные состояния принадлежат к мультиплету $\pi\tilde{g}_{9/2}, \nu\tilde{g}_{7/2}$, хотя в соседних $^{117}\text{Sn}_{67}$, $^{115}\text{Sn}_{65}$ и $^{113}\text{Sn}_{63}$ нуклидах энергия $\nu\tilde{g}_{7/2}$ состояния сравнительно большая (712, 613 и 77 кэВ соответственно). Причиной этого является то, что $5\tilde{g}_{9/2}$ протонное и $5\tilde{g}_{7/2}$ нейтронное состояния находятся в спин-орбитальной партнерной связи, и в противоположном $\uparrow \uparrow$ j_p, j_n состоянии перекрытие волновых функций протона и нейтрона сильное. Следовательно выступает сильное взаимодействие между ними, 1^+ состояние понижается.

ж) Расчеты по параболическому правилу оказывают полезную помощь при поисках новых р-п мультиплетных состояний, так как они простые и легко проводимые.

На рис. 8 экспериментальные энергии уровней ^{122}Sb сравнивались с теоретическими результатами, полученными из параболического правила, а также из невязочастичной модели (Артамонов и Исанов [35]) Как видно расчеты по обеим теоретическим моделям довольно хорошо описывают экспериментальные данные, в то же время расчет по параболическому правилу существенно проще.

4. ОТQM расчеты при ^{114}In

В более высоком приближении расчеты были проведены для случая ^{114}In с помощью модели ОТQM развотой В. Пааром [6].

Гамильтониан модели можно записать в виде

$$H_{\text{OTQM}} = H_{\text{TQM}} + \sum_{i=p,n} H_i^1 + \sum_{i=p,n} H_{\text{PVI}}^1 + H_{\text{RES}}, \quad (6)$$

где H_{TQM} - SU(6) квадрупольфононный гамильтониан четно-четного остова,

H_i^1 - сферический квазичастичный гамильтониан свободного протона ($i=p$); и нейтрона ($i=n$);

H_{PVI} - гамильтониан взаимодействия между частицей и колебанием для протонов и нейтронов, $H_{\text{PVI}} = H_{\text{DYN}} + H_{\text{EXC}}$, где H_{DYN} динамическая, H_{EXC} - обменная часть взаимодействия;

H_{RES} - гамильтониан остаточного p-n взаимодействия, $H_{\text{RES}} = H_{\text{SDI}} + H_{\text{SSI}} + H_{\text{SS}} + H_{\text{QQ}}$, где SDI, SSI, SS и QQ означают соответственно поверхностные дельта и спин, спин-спин и квадруполь-квадруполь взаимодействия.

Подробнее описание гамильтониана (6) можно найти в сообщении [6].

Диагонализация проводилась на базисные состояния $|(j_p j_n) I; NR; J\rangle$, где j_p и j_n полный угловой момент протона и нейтрона соответственно, I равнодействующий предыдущих двух моментов, N число, R угловой момент квадрупольных фононов, J угловой момент состояния.

Параметры расчетов были следующие.

Модельное пространство

для протонов: $g_{9/2}$, $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ и $f_{5/2}$,

для нейтронов: $g_{7/2}$, $d_{5/2}$, $d_{3/2}$, $s_{1/2}$ и $h_{11/2}$.

Максимальное число квадрупольных фононов: 2.

(Предварительные расчеты показали, что полный добавочный вклад трехфононных компонентов в волновой функции чистого мультиплета был всего лишь несколько %-ов.)

Энергия фонона: 1,2 МэВ (гармонический вибратор).

Вероятности заполнения взяты из систематики

экспериментальных данных [8-15]: $V^2(\pi r_{1/2}) = 0,78$, $V^2(\pi r_{3/2}) = 0,9$, $V^2(\pi f_{5/2}) = 1,0$, остальные величины см. в табл. 1.

Квазичастичные энергии "

для протонов: $E(g_{9/2}) = 0$, $E(p_{1/2}) = 1,45$, $E(p_{3/2}) = 1,31$, $E(f_{5/2}) = 3,29$ MeV, с которыми можно было репродуцировать низколежащие состояния ^{113}In ,

для нейтронов: $E(s_{1/2}) = 0$, $E(d_{3/2}) = 0,37$, $E(d_{5/2}) = 0,91$, $E(g_{7/2}) = 0,93$, $E(h_{11/2}) = 0,46$ MeV, произведены из данных ^{115}Sn так, чтобы правильный порядок мультиплетов репродуцировался в ^{114}In .

Параметры связи между нуклоном и остовом ядра:

$\Gamma_p = 0,72$ МэВ, получен из расщепления $\pi g_{9/2}$ однофононного мультиплета ^{113}In ,

$\Lambda_p = 0$, т.е. предположены только нейтронные фононы (Z почти магическое),

$\Gamma_n = 0,31$ МэВ (подобрано к мультиpletу $\pi g_{9/2}$ $u_{11/2}$ в ^{114}In),

$\Lambda_n = 0,83$ (оценен из формулы $\Lambda_n = \Gamma_n \sqrt{N}$, где N число валентных нуклонов, Моррисон и др. [36]).

Остаточное взаимодействие:

близодействующие компоненты: $V_{\text{SDI}} = -0,427$ МэВ.

$V_{SSI} = -0,047$ МэВ, из систематики экспериментальных данных (Денин [37]), предполагая смесь типа Росенфелда; компоненты фононного обмена: $V_{SS} = 0,047$ МэВ, $V_{QQ} = -0,212$ МэВ (приведены в соответствии с вышеуказанной энергией фонона и с величинами Γ_p и Γ_n).

Энергии, спины и четности уровней полученные в результате расчетов, а также главные компоненты волновых функций приведены в таблице 2. ОТQM волновые функции обычно имеют много компонентов, потому что учитывались и одно- и двухфононные возбуждения. Сила приведенных главных компонентов является суммой сил полученных для разных фононов.

ОТQM энергии уровней, имеющих экспериментальные данные, а также теоретические результаты Гунстерена [38] показаны на рис. 9.

В модели использованной Гунстереном протонная дырка была связана с волновой функцией число-проекции нейтронной квазичастицы предположением, что $Z=N=50$ в остоле ядра. Пространство оболочечной модели составлялось из пяти подоболочек для протонной дырки и из восьми подоболочек для нейтронов. Взаимодействие было ренормализованного типа Шиффера.

По ОТQM расчетам расщепление энергии мультиплета имеет приблизительно параболическую форму, вызванную доминирующей ролью H_{DUM} во взаимодействии (1).

При мультиплетах $\pi \bar{g}_{9/2} \nu \bar{s}_{1/2}$, $\pi \bar{g}_{9/2} \nu \bar{g}_{7/2}$, $\pi \bar{g}_{9/2} \nu \bar{d}_{3/2}$, $\pi \bar{g}_{9/2} \nu \bar{d}_{5/2}$ и $\pi \bar{g}_{9/2} \nu \bar{h}_{11/2}$ можно идентифицировать ≈ 18 состояний с экспериментальными уровнями. Среднеквадратическое расхождение ОТQM энергий уровней от экспериментальных данных является ≈ 60 кэВ, оно несколько меньше чем при расчетах по параболическому правилу (≈ 80 кэВ). Улучшение обязано главным образом учету H_{SDI} взаимодействия.

Сила главных компонентов ОТQM волновых функций (см. табл.2) в большинстве случаев совпадает (в пределах $\approx 20\%$) со силами приведенными Гунстереном. Большие расхождения обнаруживаются только при 4^+ , 5^+ и 6^+ состояниях, что вызвано связью частицы с колебанием учтенным в ОТQM расчетах.

С программой ОТQM мы вычисляли магнитные дипольные моменты 1_1^+ и 5_1^+ состояний ^{114}In , потому что они известны из экспериментов и расчеты являются чувствительной пробой добротности волновых функций. В расчетах использовались $g_R = Z/A$ и $g_S = 0.5 g_{S, \text{своб}}$. параметры (и для протона и для нейтрона). Результаты следующие:

Состояние J^π	$\mu_{\text{ОТQM}}$ (я.м.)	$\mu_{\text{эксп}}$ (я.м.)	$\mu_{\text{ада}}$ (я.м.)	$\mu_{\text{теор}} [12]$ (я.м.)	$\mu_{\text{теор}} [38]$ (я.м.)
$^{114}\text{In } 1_1^+$	2,82	$2,815 \pm 0,011$ [39]	3,04	2,837	2,93
5_1^+	4,66	$4,658 \pm 0,014$ [40]	4,61	5,028	4,45

Здесь $\mu_{\text{ада}}$ означает μ величины, вычисленные с помощью аддитивного соотношения [41] из экспериментальных магнитных дипольных моментов соседних ядер с нечетными массовыми числами.

Как следует из изложенного, начальные результаты полученные с программой ОТQM обнадеживающие. В дальнейшем мы будем распространять расчеты и на более легкие нечетно-нечетные ядра In .

Часть экспериментов проводилась на циклотроне Университета Ювасиуля (JYFL, Финляндия). Мы благодарны д-р А. Пассоя и его сотрудников за эффективное сотрудничество. Авторы признательны также проф. В. Паару, д-р С. Бранту и д-р Д. Вретагару (Загребский Университет, Югославия) за предоставление программы ОТQM и за полезные обсуждения.

Институт ядерных исследований
Венгерской Академии Наук,
Дебрецен

Литература

1. Paar V., Nucl. Phys. A, 1979, v. 331, p. 16.
2. Fényes T., In-Beam Nuclear Spectroscopy, ed. Dombrádi Zs., Fényes T., Budapest, Akadémiai Kiadó, 1984, v.1, p.67.
3. Timár J., Fényes T., Kibédi T., Passoja A., Luontama M., Trzaska W., Paar V., Nucl. Phys. A, 1986, v. 455, p.477.
4. Krasznahorkay A., Kibédi T., Timár J., Fényes T., Passoja A., Julin R., Kumpulainen J., Paar V., ATOMKI Ann. Rep., Debrecen, 1986, p.5.
5. Timár J., Kibédi T., Krasznahorkay A., Fényes T., Passoja A., Paar V., JYFL Ann. Rep. Jyväskylä, 1986, p. 50.
6. Paar V., In-Beam Nuclear Spectroscopy, ed. Dombrádi Zs., Fényes T., Budapest, Akadémiai Kiadó, 1984, v.2, p. 675.
7. Stelson P.H., Grodzins L., Nucl. Data A, 1965, v.1, p.21.
8. Fleming D.G., Can. J. Phys., 1982, v.60, p.428.
9. Calboreanu A., Mancaş S., Nucl. Phys. A, 1976, v.266, p.72.
10. Emigh R.A., Fields C.A., Gartner M.L., Samuelson L.E., Smith P.A., Z. Phys. A, 1982, v.308, p.165.
11. Hjorth S.A., Ark. Fys., 1967, v.33, p.183.
12. Van Maldeghen J., Heyde K., Sau J., Phys. Rev. C, 1985, v. 32, p.1067.
13. Rosner B., Phys. Rev. B, 1964, v.136, p.664.
14. Markham R.G., Fulbright H.W., Phys. Rev. C, 1974, v.9, p.1633.
15. Harar S., Horoshko R.N., Nucl. Phys. A, 1972, v.183, p.161.
16. Blachot J., Husson J.P., Oms J., Marguier G., Haas F., Nucl. Data Sheets, 1981, v.32, p.287.
17. Rabenstein D., Harrach P., Vonach H., Dussel G.G., Perazzo R.P.I., Nucl. Phys. A, 1972, v.197, p.129.

18. Schreckenbach K., Suarez A.A., Von Egidy T., Z. Naturforsch., 1973, v.28a, p.1308.
19. Alexeev V.L., Emelianov B.A., Kaminker D.M., Khazov Yu.L., Kondurov I.A., Loginov Yu.E., Rumiantsev V.L., Sakharov S.L., Smirnov A.I., Nucl. Phys. A, 1976, v.262, p.19.
20. Moorhead J.B., Cohen B.L., Moyer R.A., Phys. Rev., 1968, v.165, p.1287.
21. Hjorth S.A., Allen L.H., Ark.Fys., 1967, v.33, p.121.
22. Eibert M., Gaigalas A.K., Greenberg N.I., J.Phys. G: Nucl. Phys., 1976, v.2, p.L203.
23. Peker L.K., Nucl. Data Sheets, 1980, v.29, p.587.
24. Kohno T., Adachi M., Taketani H., Nucl. Phys. A, 1983, v.398, p.493.
25. Emigh R.A., Anderson R.E., Samuelson L.E., COO-535-766, 1978, p.64.
26. De Gelder P., Jacobs E., De Frenne D., Nucl. Data Sheets, 1983, v.38, p.545.
27. Haq E., Zech E., Eska G., Z. Phys. A, 1981, v.300, p.339.
28. Eibert M., The Proton-Neutron Interaction in Odd-Odd Indium Nuclei, Thesis, State Univ. New York, Binghamton, 1977.
29. Béraud R., Charvet A., Duffait R., Meyer M., Genevey J., Thréherne J., Genoux-Lubain A., Beck F., Pyrski T., J. Phys. /France/, 1980, v.41, p.C10-159.
30. Alexeev V.L. et al., Nucl. Phys. A, 1978, v.297, p.373.
31. Emigh R.A., Fields C.A., Gartner M.L., Samuelson L.E., Smith P.A. Z. Phys. A, 1982, v.308, p.165.
32. Kocher D.C., Nucl. Data Sheets, 1976, v.17, p.39.

33. Adachi M., Matsuzaki T., Taketani H., Nucl. Phys. A, 1979, v.314, p.80.
34. Emigh R.A., Fields C.A., Gartner M.L., Samuelson L.E., Smith P.A., Z. Phys. A, 1982, v.308, p.173.
35. Артамонова С.А., Исапов В.И., Изв. АН СССР. Сер.Физ., 1979, т.43, стр. 2071.
36. Morrison I., Faessler A., Lima C., Nucl. Phys. A, 1981, v.372, p.13.
37. Daehnick W.W., Phys. Rep. (Review Section of Phys. Lett.) 1983, v.96, p.317.
38. Van Gunsteren W.F., Nucl. Phys. A, 1976, v.265, p.263.
39. Nuytten C., Vandeplassche D., van Waile E., Vanneste L., Phys.Rev. C, 1982, v.26, p.1701.
40. Lattimer W.W., Stone N.J., Hyp.Int. 1979, v.7, p.61.
41. Brussaard P.J., Glaudemans P.W.M., Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy, Amsterdam, North-Holland, 1977, p.256.

Таблица 1

Параметры, использованные в расчетах по переобобщенному правилу

Ядро	$\alpha_1^{(0)} \approx 1$	ω_2 из пригона к эсп. данным	V_{22}^{**}							
			из "натуральной" переобобщенной формулы	$\pi_{9/2}$	$\pi_{5/2}$	$\pi_{7/2}$	$\nu_{5/2}$	$\nu_{7/2}$	$\nu_{3/2}$	$\nu_{1/2}$
$^{116}_{49}\text{In}^{67}$	$\frac{15}{A} \approx 0,13$	8,7	116Sn: 3,8 118Sn: 4,2 116Cd: 30,1	0,87				0,82	0,30	0,29
$^{114}_{49}\text{In}^{65}$	$\frac{15}{A} \approx 0,13$	8,7	114Sn: 4,1 118Sn: 3,8 114Cd: 25,5	0,87			0,70	0,82	0,23	0,22
$^{112}_{49}\text{In}^{63}$	$\frac{15}{A} \approx 0,13$	8,7	112Sn: 5,1 114Sn: 4,1 112Cd: 21,4	0,87			0,70	0,78	0,17	0,18
$^{110}_{49}\text{In}^{61}$	$\frac{15}{A} \approx 0,13$	8,7	110Sn: 5,1 110Cd: 19,4	0,87			0,63	0,70		0,17
$^{122}_{51}\text{Sb}^{71}$	$\frac{15}{A} \approx 0,12$	6	120Sn: 4,1 122Sn: 4,7 122Te: 22,7		0,03	0,05			0,33	0,41
$^{120}_{51}\text{Sb}^{69}$	$\frac{15}{A} \approx 0,12$	6	118Sn: 4,2 120Sn: 4,1 120Te: 19,7		0,03	0,05			0,33	0,23

* Вычисленные из экспериментальных B_2 и $B(2)$ данных [1] по базе формулы $\alpha_2^{(0)} \approx 362 B_2^{(0)}/\mu_2^2$.

† Из систематии экспериментальных и теоретических данных, систематика была составлена на базе эсп.

дубликаций [6-15 и друг. ц.]

Рис. 7 p-n мультиплетные состояния в ^{120}Sb .

Дальнейшие объяснения см. под рис. 2 и в тексте.

Рис. 8 Энергии низколежащих возбужденных уровней ($E_{ур.}$)

^{122}Sb в зависимости от $I(I+1)$, где I - спин состояния.

Рис. 9 Энергии низколежащих уровней ^{114}In ($E_{ур.}$).

а) и б) Теоретические результаты Гунстерена [38].

На абсциссе показано $J(J+1)$, где J спин состояния.

с) и д) Результаты ОТМ расчетов.

е) Экспериментальные результаты.

p-n МУЛЬТИПЛЕТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЛЕГКИХ НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ In и Sb . Фенеш Т., Домбради Ж., Красахорцаи А., Нибеди Т. и Тимар Я. Изв. АН СССР. Сер. физ., 198..., т. , №

Атомные ядра $^{114}, ^{112}, ^{110}, ^{108}, ^{106}\text{In}$ изучались с помощью комплексных $\underline{\gamma}$ и $\underline{\nu}$ спектроскопических методов в $(p, p\underline{\nu})$ и $(\alpha, p\underline{\nu})$ реакциях. Расчитано расщепление энергий некоторых p-n мультиплетов $^{116}, ^{114}, ^{112}, ^{110}\text{In}$ и $^{122}, ^{120}\text{Sb}$ с помощью параболического правила, выведенного из кластер-вибрационной модели. Расчеты дают хорошее описание изученных энергетических уровней. Квантовые характеристики состояний ^{114}In , а также волновые функции уровней и магнитные дипольные моменты некоторых состояний расчитывались по ОТМ программе. Результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

КАНАЛЫ ЦИКЛОТРОНА, КАМЕРЫ РЕАКЦИИ, СПЕКТРОМЕТРЫ, ИЗМЕРЕНИЯ

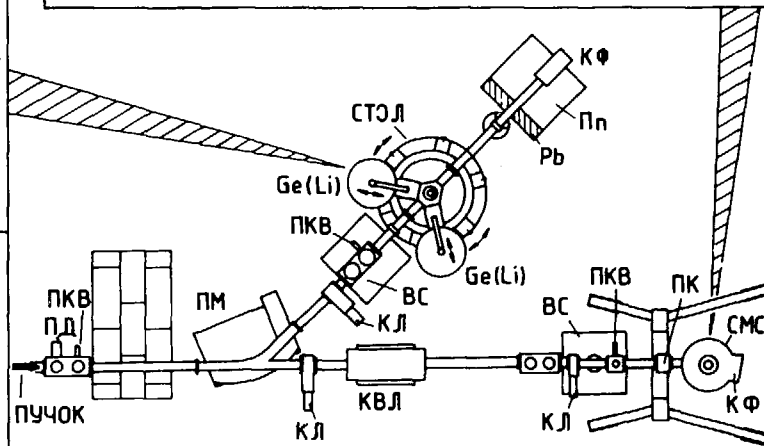
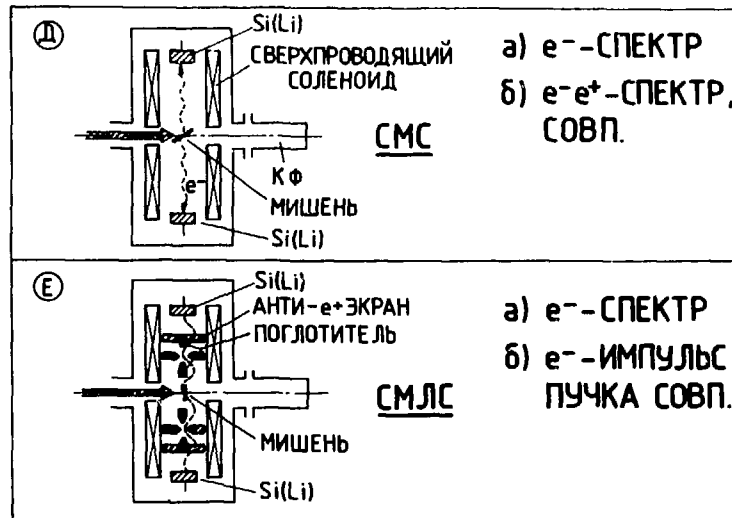
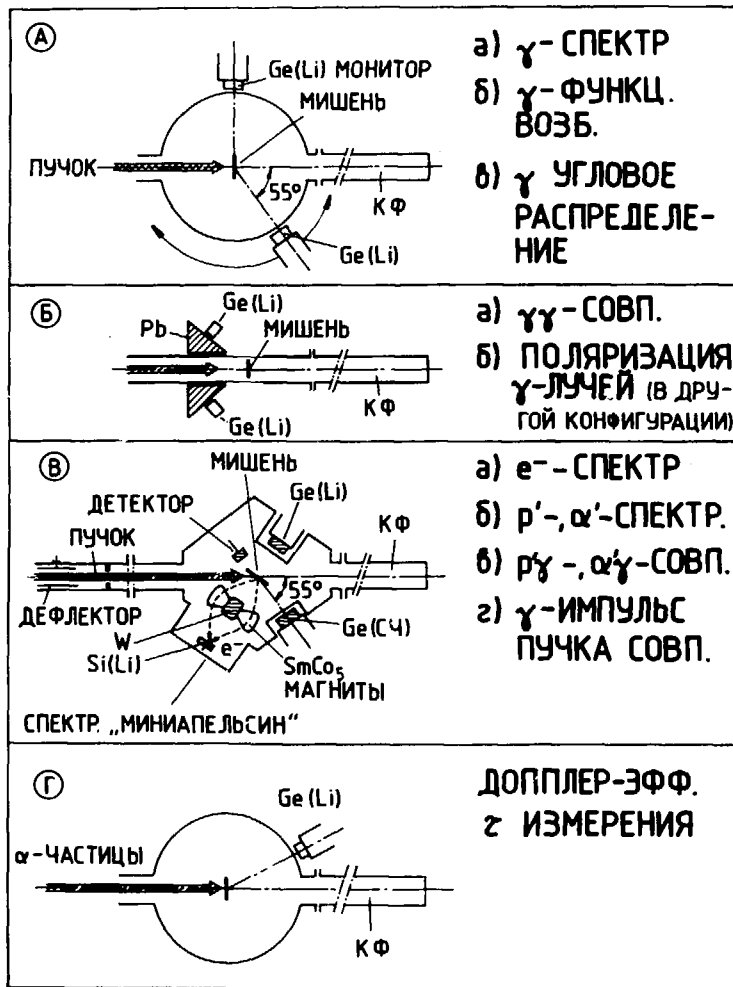


Рис. 1.

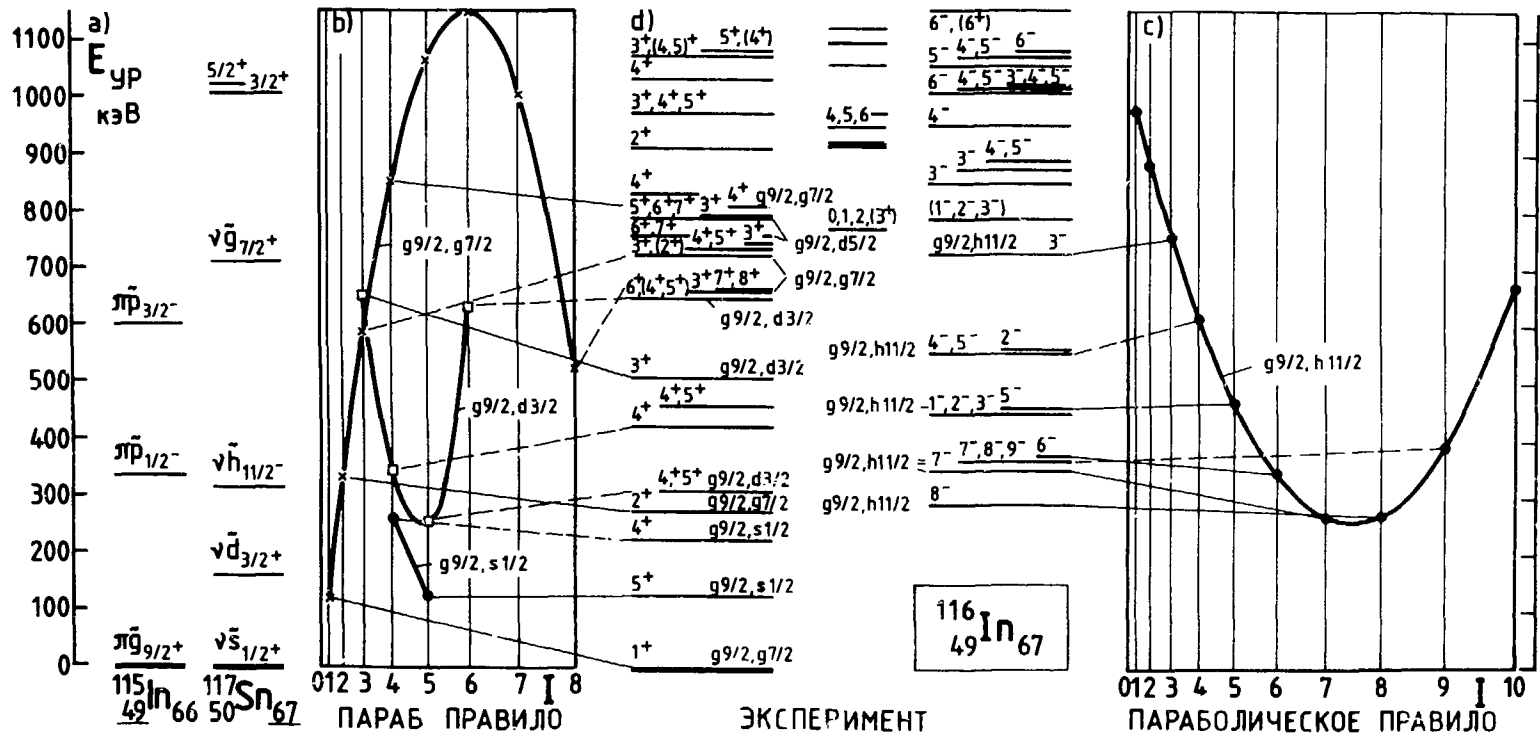


Рис. 2.

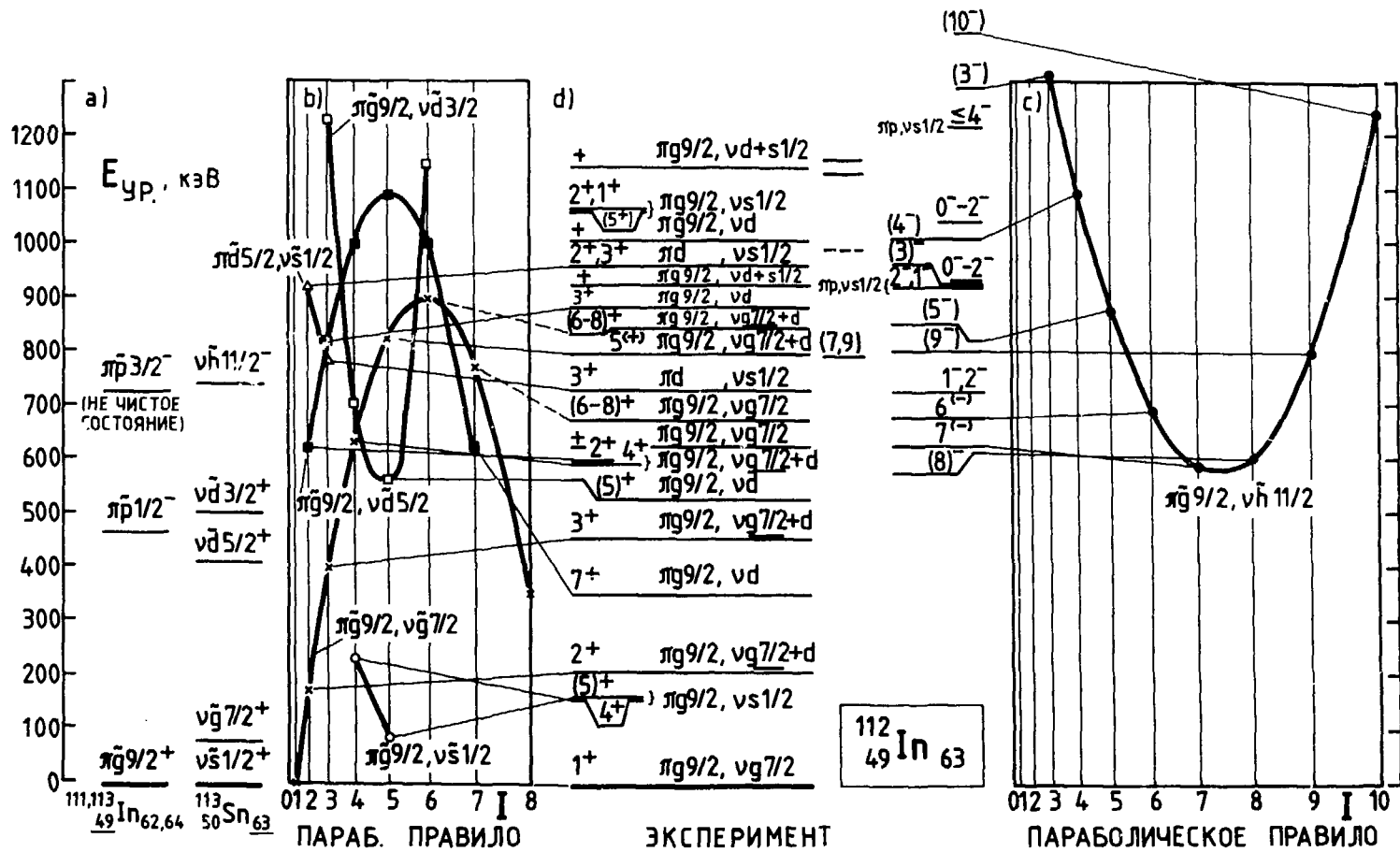


Рис. 4.

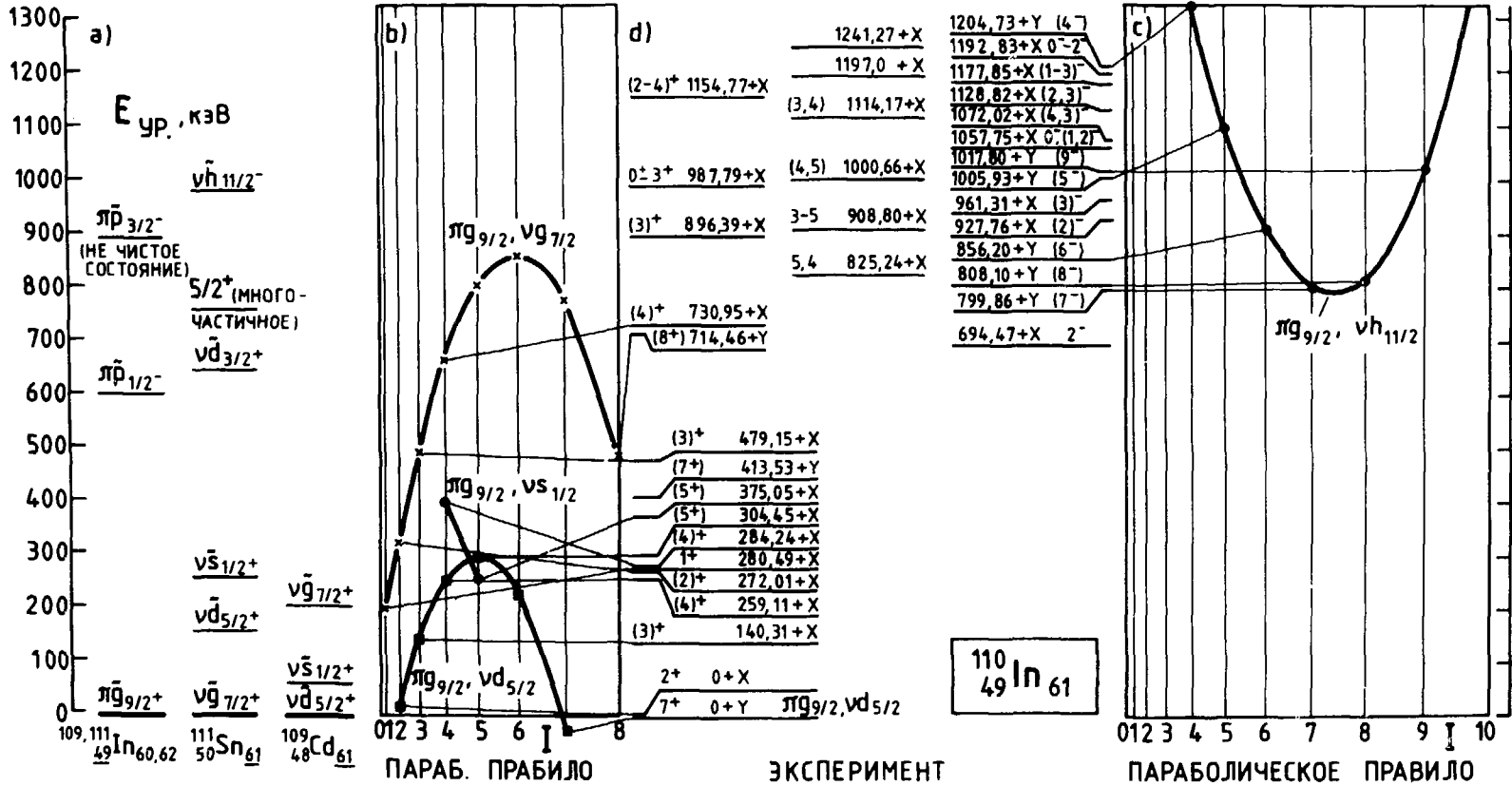


Рис. 5.

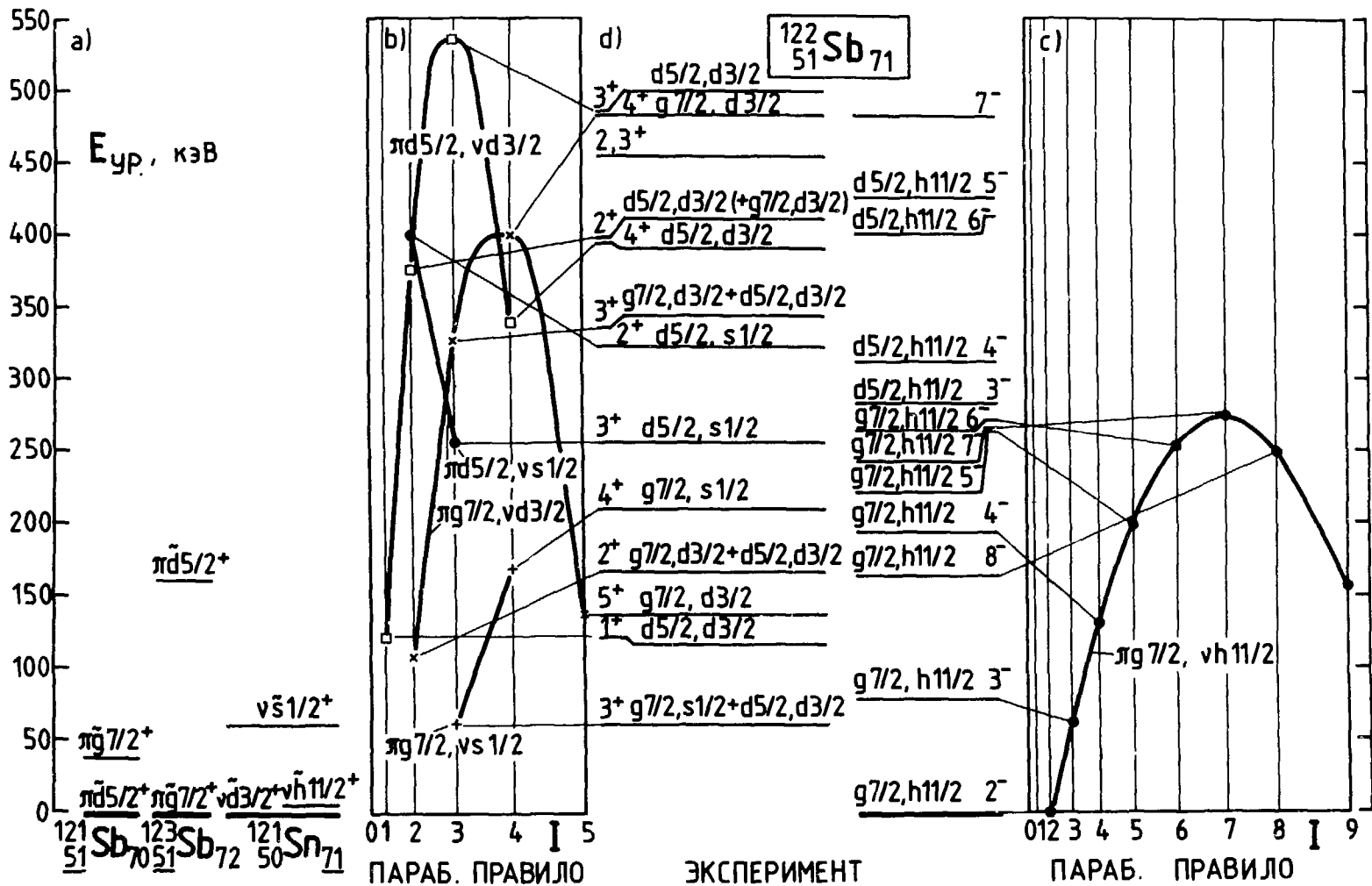


Рис. 6.

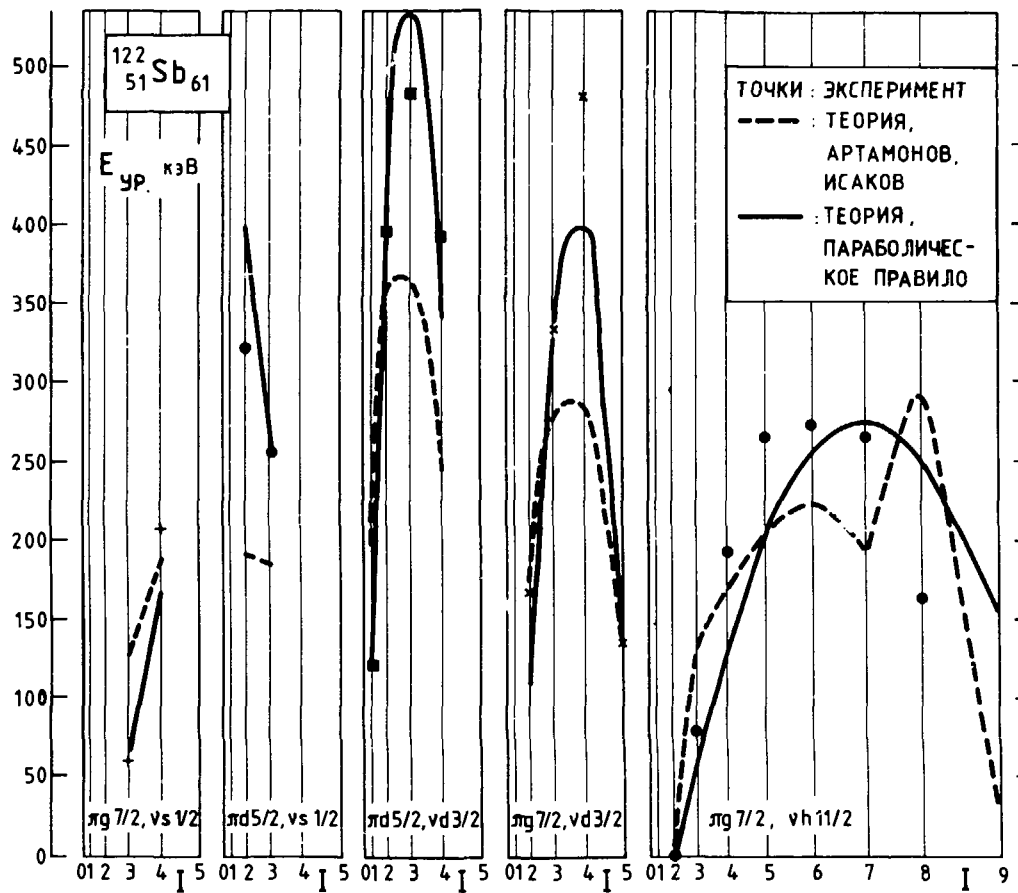


Рис. 8.

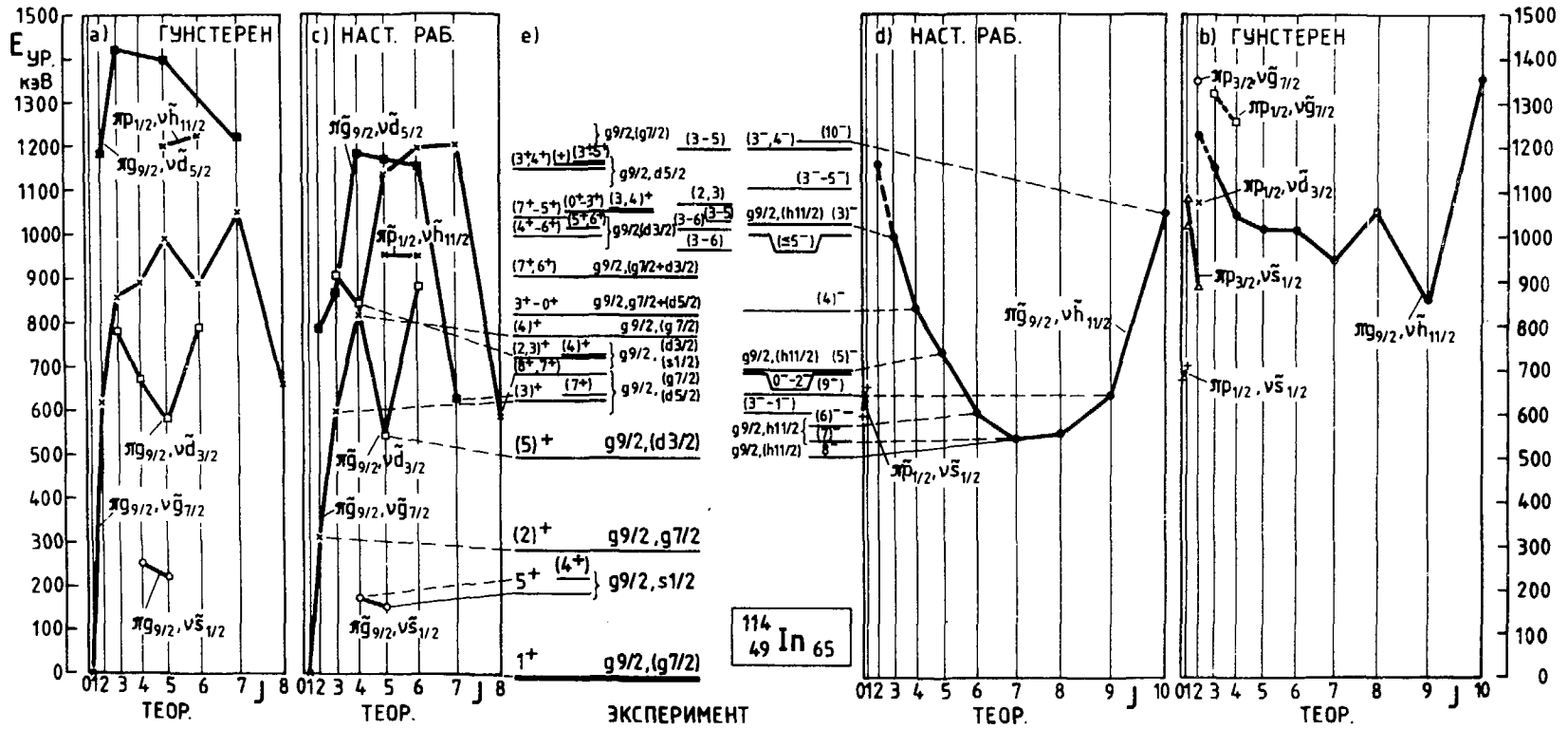


Рис. 9.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommagkutató Intézete
A kiadásért és szerkesztésért felelős
Dr. Berényi Dénes, az intézet igazgatója
Készült a Kinizsi Szakszövetkezet
Nyomdájában