

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

4541/2-80

22/9-80
P4-80-401

Я.Квасил, Т.Хазратов, Б.Чориев

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОРИОЛИСА
И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ПОЛОС ¹⁶⁹УЬ

1980

Квасил Я., Хазратов Т., Чориев Б.

P4-80-401

Взаимодействие Кориолиса и электрические свойства вращательных полос ^{169}Yb

Проанализированы электрические свойства ядра ^{169}Yb в рамках квазичастица-фононной модели с учетом взаимодействия Кориолиса. Энергия вращательных состояний, а также значения приведенных вероятностей E2 - и M1-переходов хорошо описываются в рамках такой простой модели.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Kvasil J., Khazratov T., Choriev B.

P4-80-401

Coriolis Interaction and Electric Properties of Rotational States of ^{169}Yb

Electric properties of ^{169}Yb nucleus are analysed

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы большое значение приобретает детальное изучение сильно связанных вращательных полос в нечетных ядрах. Цель таких исследований - уточнить информацию о структуре ядер. В данной работе рассмотрены электрические свойства ядра ^{169}Yb , экспериментально установленные в работах ^{1-3/}, в рамках квазичастица-фононной модели с учетом взаимодействия Кориолиса.

Показано, что значения энергии вращательных полос, а также приведенные вероятности E2- и M1-переходов и величины $\delta \sim (B(E2)/B(M1))^{1/2}$, рассчитанные в рамках такой простой полуфеноменологической модели ^{4/}, хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными данными.

2. ГАМИЛЬТониАН МОДЕЛИ

Для описания связанных вращательных полос используем модельный гамильтониан:

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{вн}} + \hat{H}_{\text{вр}} \quad /1/$$

Здесь $\hat{H}_{\text{вн}}$ - гамильтониан внутреннего движения квазичастица-фононной модели Соловьева В.Г. ^{5,6/}:

$$\hat{H}_{\text{вн}} = \hat{H}_{\text{ср}} + \hat{H}_{\text{спар.}} + \hat{H}_{\text{QQ}},$$

где $\hat{H}_{\text{ср}}$ - гамильтониан аксиально-симметричного среднего поля потенциала Вудса-Саксона; $\hat{H}_{\text{спар.}}$ и \hat{H}_{QQ} - части гамильтониана, соответствующие парным корреляциям сверхпроводящего типа и мультиполь-мультипольному взаимодействию. При таком определении $\hat{H}_{\text{вн}}$ его собственные значения (ϵ_K^ν) и собственные функции ($\Phi(K_\nu)$)

$$\hat{H}_{\text{вн}} \Phi(K_\nu) = \epsilon_K^\nu \Phi(K_\nu) \quad /2/$$

определяются решением секулярного уравнения для нечетного ядра, и $\Phi(K_\nu)$ содержит квазичастичные /с амплитудой C_K^ν / и квазичастица плюс фононные /с амплитудой $D_{K_\nu s}^{\lambda\mu i}$ / компоненты:

$$\Phi(K_\nu) = \{ C_K^\nu a_{K_\nu}^+ + \sum_{\lambda\mu i s} D_{K_\nu s}^{\lambda\mu i} a_s^+ Q_i^+(\lambda\mu) \} |0\rangle, \quad /3/$$

где $\alpha_{K\nu}^+$ - оператор рождения квазичастицы в состоянии ν с проекцией углового момента на ось симметрии K ; $Q_i^+(\lambda\mu)$ - оператор рождения фона $\lambda\mu$ в состоянии i ; $|0\rangle$ - волновая функция основного состояния четного остова.

Вращательный гамильтониан определен как некоторая функция коллективного углового момента $\hat{R}^2/4$:

$$\hat{H}_{вр} + \frac{B}{2}\hat{H}_{вр}^2 = \hat{A}\hat{R}^2 \quad /4/$$

Требуется выполнение следующих коммутационных соотношений /они точно выполняются в простой модели Кермана/:

$$[\hat{H}_{вр}, \hat{R}^2] = [\hat{A}, \hat{R}^2] = 0, \quad /5/$$

благодаря которым получим

$$\hat{H}_{вр} \phi_{\nu}^{IM} = [h_{\nu}] \phi_{\nu}^{IM} \quad \text{и} \quad \hat{A} \phi_{\nu}^{IM} = [a_{\nu}] \phi_{\nu}^{IM}, \quad /6/$$

если

$$\phi^{-1} \hat{R}^2 \phi = [r_{\nu}] \quad \text{и} \quad \phi_{\nu}^{IM} = \sum_{\alpha} f_{\nu\alpha}^I |IMK_{\alpha}\rangle. \quad /7/$$

Таким образом, из /4/ следует, что

$$h_{\nu} + \frac{B}{2} h_{\nu}^2 = a_{\nu} r_{\nu}. \quad /8/$$

Отсюда, определяя диагональную матрицу h_{ν} из первого соотношения /6/, находим $\hat{H}_{вр}$.

Собственные функции полного гамильтониана /1/ находятся в виде

$$\Psi_{\gamma}^{IM} = \sum_{\nu} b_{\gamma\nu}^I |IMK_{\nu}\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_{\nu} b_{\gamma\nu}^I \times \quad /9/$$

$$\times \{ \mathcal{D}_{MK_{\nu}}^I \Phi(K_{\nu}) + (-1)^{I+K} \mathcal{D}_{M-K_{\nu}}^I \hat{r}_{\nu}^{\pi} \Phi(K_{\nu}) \};$$

где $b_{\gamma\nu}^I$ - коэффициенты смешивания состояний; \mathcal{D}_{MK}^I - функции Вигнера; \hat{r}_{ν}^{π} - оператор поворота на угол π вокруг оси u .

Структура внутренних состояний с учетом фононных примесей приведена в табл.1. Там же приведены инерционные параметры a_{ν} состояний в представлении R^2 и собственные значения $\epsilon_{K\nu}^{\nu}$ внутреннего гамильтониана. Последние сравниваются с эксперименталь-

Таблица 1. Структура внутренних состояний и параметры a_{ν} и $\epsilon_{K\nu}^{\nu}$ для ^{169}Yb

$\Phi(K_{\nu})$	K_{ν}	СТРУКТУРА												a_{ν} (кэВ)		$\epsilon_{K\nu}^{\nu}$ (МэВ)	
		C_K	$S_{K\lambda}$	$D_{K\lambda\mu}^{\lambda\mu}$	$S_{K\lambda}$	$D_{K\lambda\mu}^{\lambda\mu}$	$S_{K\lambda}$	$D_{K\lambda\mu}^{\lambda\mu}$	$S_{K\lambda}$	$D_{K\lambda\mu}^{\lambda\mu}$	$S_{K\lambda}$	$D_{K\lambda\mu}^{\lambda\mu}$	парам.	теор.	эксп.		
/1>	I	633	0,99	52I32	-0,07	65I22	0,07	5I330	-0,05	13,186	-0,005	-0,005	0,0				
/2>	2	633	0,04	63320	-I,0	65I22	0,02	52I32	-0,01	12,084	I,0706	I,690	I,07I				
/3>	I	642	0,95	64220	-0,23	66022	0,16	52I3I	-0,09	12,099	0,60I3	0,140	0,59I				
/4>	I	65I	0,89	65I20	-0,34	66022	-0,195	52I30	-0,II	II,7I4	0,7239	0,280	0,720				
/5>	I	660	0,86	66020	-0,36	64222	0,2I	65I22	0,2I	II,336	I,0868	0,3I0	I,034				
/6>	I	52I	0,90	52022	-0,26	52I20	-0,18	65I30	-0,15	II,439	0,64I3	0,705	0,659				
/7>	I	522	0,96	52022	-0,17	52220	-0,14	64230	0,12	13,728	0,5405	0,6I2	0,570				
/8>	I	520	0,98	52I22	0,10	52222	-0,08	52020	0,06	II,458	0,0282	0,0I7	0,024				
/9>	I	5I2	0,96	5I022	0,2I	62432	0,15	40230	0,06	I4,100	0,1664	0,162	0,19I				
/10>	I	5I3	0,96	5I122	0,20	63330	-0,13	5I320	-0,07	I2,444	0,900I	0,874	0,960				
/II>	I	5I0	0,63	5I222	0,74	5I122	0,20	52020	0,II	II,547	0,6075	I,II0	0,8I3				
/I2>	I	5II	0,35	52022	0,87	5I322	0,30	5I022	-0,16	I2,444	I,22I4	I,500	I,23I				

ν - номер решения секулярного уравнения для нечетного ядра

ными одночастичными возбуждениями, а также с параметрами E_K^V , которые использовались в дальнейшем как собственные значения гамильтониана \hat{H}_{BH} . Инерционные параметры a_ν и E_K^V определяются в результате подгонки экспериментального спектра вращательных полос. Следует заметить, что параметры E_K^V для многих состояний очень близки к рассчитанным значениям ϵ_K^V , а параметры a_ν мало отличаются друг от друга. В представлении внутреннего гамильтониана эти отличия еще уменьшаются, но оператор \hat{A} в этом представлении недиагонален.

3. ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ ПОЛОСЫ И ИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА.

Матричные элементы /м.э./ оператора \hat{j}_+ вычислены с учетом фоновых примесей и приведены в табл.2. Для сравнения даны значения этих м.э. по волновым функциям потенциала Вудса-Саксона, а также эмпирические значения этих м.э., если они отличаются от рассчитанного. Отметим, что в таблицах не учтены вклады, обусловленные ротационным смешиванием квазичастиц с фононами 'g', которые приводят к некоторой перенормировке м.э. оператора \hat{j}_+ .

Рассчитанный спектр вращательных полос и экспериментальный спектр приведены на рис.1 и 2. Расчеты /варианты I и II / соответствуют определению вращательного гамильтониана из /4/ с учетом ($B \neq 0$) или без учета ($B = 0$) влияния неадиабатических эффектов остова.

Влияние взаимодействия Кориолиса на энергии состояний существенно, что видно из рис.3, где приведена зависимость коэффициентов смешивания $b_{\nu\nu}^I$ от углового момента для некоторых хорошо развитых вращательных полос /рис.1 и 2/. Из рисунка видно, что структура состояний усложняется с ростом углового момента. Но структура состояний, для которых $I+2$ одинаково /четное или нечетное число/, очень мало меняется с ростом I , начиная с $I = 25/2$. 0 такой особенности состояний с большими угловыми моментами говорится в работе /7/.

Формулы для приведенной вероятности электрических и магнитных переходов в рамках адиабатической модели приведены в книгах /5;8/. Легко получить соответствующие формулы с неадиабатическими волновыми функциями /см., например, /10/ /. Во многих случаях оказывается достаточным учет только коллективной части $E2$ -перехода, которая определяется внутренним квадрупольным моментом. При расчетах полагалось, что $Q_0 = 7,5$ б.

Таблица 2. Матричные элементы оператора \hat{j}_+

$\Phi_j(Kv)$	$\Phi_l(Kv)$	$\langle \Phi_j(Kv) j_+ \Phi_l(Kv) \rangle$		
		a	b	в
660	660	-6,66	-4,98	3,37
65I	660	6,60	5,10	-
642	65I	6,43	5,3I	2,96
633	642	6,II	4,6I	-
633	642	-	0,20	-
520	520	0,44	0,43	-0,86
5I0	5I0	-0,26	-0,10	-0,04I
520	5I0	2,57	I,50	-
52I	520	0,54	0,33	-
52I	5I0	-I,7I	-0,42	-
5II	520	2,57	0,85	-
5II	5I0	0,29	0,06	-
5I2	52I	3,57	I,82	-
5I2	5II	0,59	0,20	-
522	52I	0,76	0,65	-
522	5ID	-I,49	-0,25	-
5I3	5I2	0,54	0,50	-
5I3	522	3,73	2,0I	-

a - значения по волновым функциям потенциала Вудса-Саксона;
 б - по волновым функциям квазичастица-фононной модели;
 в - эмпирические значения.

Приведенная вероятность $M1$ -перехода определяется матричными элементами операторов \hat{j}_+ , \hat{S}_+ , \hat{S}_z , а также спиновым и коллективным гиромагнитными отношениями g_S и g_R соответственно. В случае нейтронно-нечетного ядра орбитальное гиромагнитное отношение $g_l = 0$. В расчетах брались следующие значения параметров: $g_S^{3\Phi} = 0,7$, $g_S = -2,678$ я.м., $g_R = 0,415$ я.м. $\approx Z/A$. В табл.3 даны результаты численных

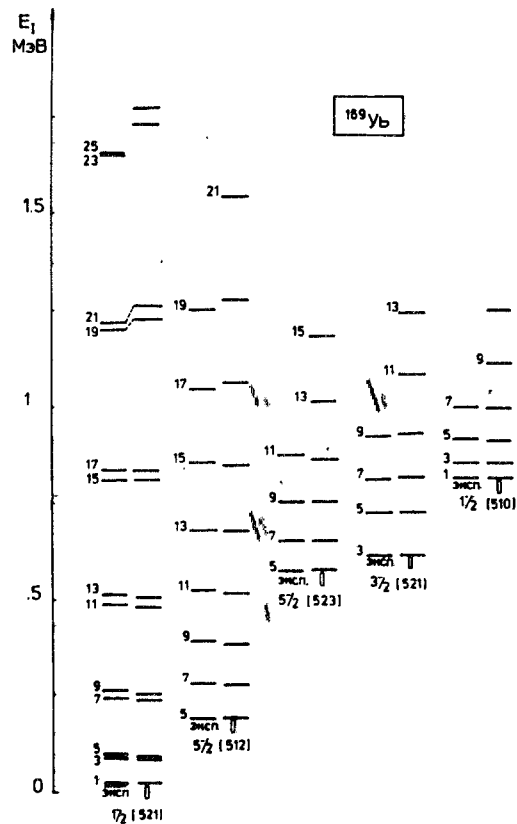
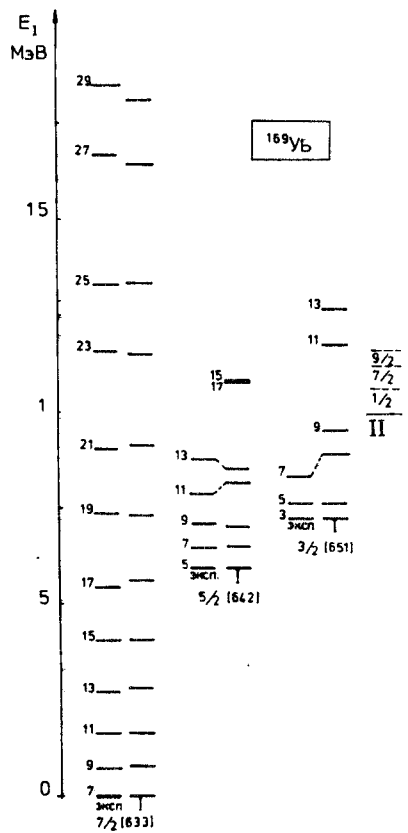


Рис.1. Спектр вращательных полос состояний с положительной четностью, $B = 0,0834 \text{ МэВ}^{-1}$ / I и II - различные варианты расчета/.

Рис.2. Спектр вращательных полос состояний с отрицательной четностью.

расчетов в сравнении с экспериментальными значениями приведенных вероятностей. Отношения приведенных вероятностей электрических (E2) и магнитных (M1) переходов, т.е. величины

$$\delta = \pm E_{\gamma} [70,34 \cdot B(E2)/B(M1)]^{1/2} \cdot 10^{-4},$$

приведены в табл.4.

Рис.3. Зависимость коэффициентов смешивания от углового момента для некоторых состояний ^{169}Yb .

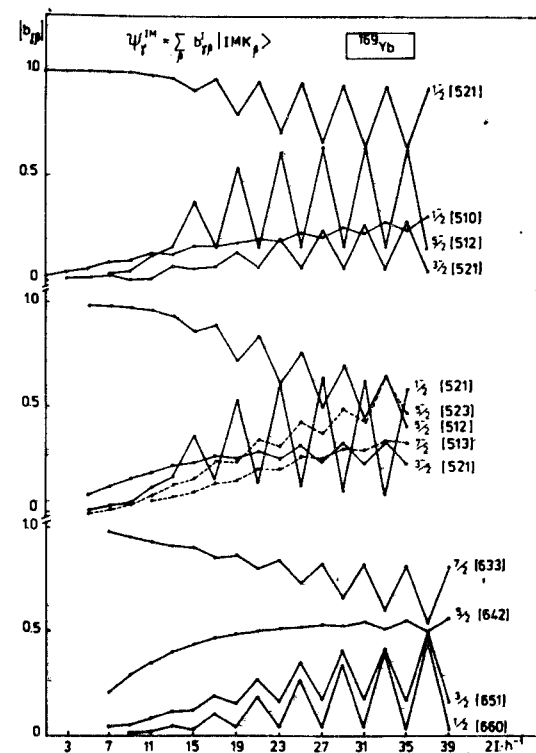


Таблица 3. Сравнение рассчитанных и экспериментальных значений приведенной вероятности переходов

№	$ 2I2KNn_{\pm} \Lambda\rangle$	B(M1) я.м.		B(E2) $e^2\sigma^2$	
		эксп.	теор.	эксп.	теор.
1	3I52I \rightarrow II52I	-	0,65-2	0,72(12)	I, II
2	5I52I \rightarrow 3I52I	-	0,47-2	0,38	0,32
3	555I2 \rightarrow 3I52I	2,73(33)-4	0,15-2	10,5-4	0,34-4
4	555I2 \rightarrow 5I52I	4,08(37)-4	0,97-1	0,12-2	0,98-3

Таблица 4. Экспериментальные и рассчитанные значения величины δ

№	$2I_2KNn_2A$ $ i\rangle \rightarrow f\rangle$	E_f (кэВ)	δ		Литература
			теор.	эксп.	
1	2	3	4	5	6
1	3I52I \rightarrow 1I52I	62,7	0,69	$\pm 0,64(5)$	/1/
2	5I52I \rightarrow 3I52I	12,31	0,084	$\pm 0,055(8)$	/1/
3	7I52I \rightarrow 5I52I	144,6 \checkmark	0,628	1,0(+40,-5)	/2/
4	9I52I \rightarrow 7I52I	20,44	0,084	$\pm 0,084(55)$	/1/
5	11I52I \rightarrow 9I52I	222,7	0,557	+0,28(12)	/2/
6	755I2 \rightarrow 555I2	87	0,224	+0,141(+93,-70) 0,250(9)	/3/ /1/
7	955I2 \rightarrow 755I2	110,9	0,200	+0,285(+81,-90)	/3/
8	1155I2 \rightarrow 955I2	133,5	0,197	+0,200(+12,-10)	/2/
9	555I2 \rightarrow 3I52I	104,0	0,000	$\pm 0,170(25)$	/1/
10	555I2 \rightarrow 5I52I	91,97 \checkmark	0,01	$\pm 0,134(33)$	/1/
11	55523 \rightarrow 3I52I	482	0,01	1,48	/1/
12	55523 \rightarrow 5I52I	471	0,01	1,28	/1/
13	55523 \rightarrow 555I2	378,6	0,014	+0,065(+85,-65)	/3/
14	55523 \rightarrow 755I2	291,2	0,089	+0,173(+72,-73)	/3/
15	75523 \rightarrow 5I52I	548,5	0,010	0,80	/1/
16	75523 \rightarrow 7I52I	404	0,000	0,64	/1/
17	75523 \rightarrow 555I2	456	3,19	+0,232(9)	/3/
18	75523 \rightarrow 755I2	369	0,00	0,1	/3/
19	3352I \rightarrow 1I52I	635	0,922	0,959	/1/
20	3352I \rightarrow 3I52I	572,7	0,420	1,082	/1/
21	5352I \rightarrow 5I52I	623	0,000	1,25	/1/
22	97633 \rightarrow 77633	70,9 \checkmark	0,105	0,288(12)	/1/
23	117633 \rightarrow 97633	90,77 \checkmark	0,105	0,276(13)	/1/
24	137633 \rightarrow 117633	108,0	0,100	0,500(13)	/1/
25	55642 \rightarrow 77633	590	0,300	0,00	/1/
26	75642 \rightarrow 77633	647 \checkmark	0,374	0,670	/1/
27	75642 \rightarrow 97633	576	0,024	0,0	/1/

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из рис.1 и 2 видно, что рассчитанные энергии хорошо согласуются с экспериментальным спектром вращательных состояний. Следует отметить, что при расчете энергии состояний с отрицательной четностью не были перенормированы м.э. $\langle \hat{j}_+ \rangle$, которые определяют взаимодействие Кориолиса. Исключение составляют лишь параметры развязывания /перенормированные м.э. $\langle \hat{j}_+ \rangle$ приведены в табл.2/. Хотя м.э. $\langle \hat{j}_+ \rangle$ сильно уменьшаются из-за взаимодействия квазичастиц с фононами, усложнение структуры вращательных состояний /рис.3/ довольно велико, и оно важно для описания энергетического спектра. Структура состояний, приведенная на рис.3, качественно и количественно совпадает с результатами, приведенными в работах /1,11/, которые были получены на основе использования параметров ослабления взаимодействия Кориолиса /11/.

Сильное несоответствие теории с экспериментом для состояний $I = 11/2$ и $I = 13/2$ полосы $5/2^+$ [642] и $I = 7/2$ полосы $3/2^+$ [651] несколько непонятно. Анализ таких вращательных полос в соседних ядрах подтверждает рассчитанные значения энергии, т.е. эти полосы должны быть сильно возмущенными, только так описываются состояния вращательной полосы $7/2^+$ [633].

Как видно из табл.3, приведенные вероятности E2-перехода хорошо описываются только коллективной частью перехода. Судить о роли одночастичной компоненты перехода, зная лишь несколько переходов, невозможно. Аналогичный вывод относится к приведенной вероятности M1-перехода. Из анализа величины δ /табл.4/ для различных переходов видим, что такое определение операторов E2- и M1-перехода оправдано.

Авторы выражают глубокую благодарность профессору И.Н.Михайлову за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балалаев В.А., Джелепов Б.С., Тер-Нерсисянц В.Е. Изобарные ядра с массовым числом $A=169$. В кн: Свойства атомных ядер, вып.22. "Наука", Л., 1978, с.278.
2. Krane K.S. Atomic Data and Nucl.Data Tables, 1976, 18,p.151.
3. Будзынски М. и др. ОИЯИ, Р6-12596, Дубна, 1979.
4. Михайлов И.Н. и др. Изв. АН СССР /сер.физ./, 1978, 42, с.2338.
5. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.

6. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.357.
7. Акбаров А. и др. ОИЯИ, Р4-11969, Дубна, 1978.
8. Rowe D. Nuclear Collective Motion /Models and Theory/, London, 1970.
9. Михайлов В.М. и др. ОИЯИ, Р4-12677, Дубна, 1979.
10. Базнат М.И. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.941.
11. Selin E., Hjorth S.A., Ryde H. Phys.skr.,1970,2,p.181.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июня 1980 года.

Нет ли пробелов в Вашей библиотеке?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

Д1,2-8405	Труды IV Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варна, 1974.	2 р. 05 к.
Р1,2-8529	Труды Международной школы-семинара молодых ученых. Актуальные проблемы физики элементарных частиц. Сочи, 1974.	2 р. 60 к.
Д6-8846	XIV совещание по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1975.	1 р. 90 к.
Д13-9164	Международное совещание по методике проволочных камер. Дубна, 1975.	4 р. 20 к.
Д1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
Д-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
Д9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
Д2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна 1978. /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна 1978.	5 р. 00 к.
Р18-12147	Труды III совещания по использованию ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач.	2 р. 20 к.

Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
P2-12462	Труды V Международного совещания по нелокальным теориям поля. Алушта, 1979.	2 р. 25 к.
Д-12831	Труды Международного симпозиума по фундаментальным проблемам теоретической и математической физики. Дубна, 1979.	4 р. 00 к.
Д-12965	Труды Международной школы молодых ученых по проблемам ускорителей заряженных частиц. Минск, 1979.	3 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1979.	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:

101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79,

издательский отдел Объединенного института ядерных исследований