

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-85-813

Н.А.Бонч-Осмоловская, В.А.Морозов,
В.И.Стегайлов

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ^{171}Yb

Направлено на 36-е Совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра, Харьков

1985

Среди возбужденных состояний ^{171}Yb /рис.1/ известны два изомера, распадающиеся соответственно со временем $5,25 /24/ \text{ нс}$ /уровень $95,28 \text{ кэВ } 7/2^+ [633]$ / и $265(20) \text{ нс}$ (уровень $122,41 \text{ кэВ } 5/2^- [512]$)^{1/}. Кроме того, в ряде работ были измерены времена жизни ротационных состояний полосы $1/2^- [521]$: $T_{1/2} = 0,80(5) \text{ нс}$ ^{2/} ($3/2^-$, $66,74 \text{ кэВ}$) и $T_{1/2} = 1,64(16) \text{ нс}$ ($5/2^-$, $75,89 \text{ кэВ}$)^{1/}.

Для уровня $66,74 \text{ кэВ}$ приведено средневзвешенное значение времени жизни, определенное в^{2/} по данным экспериментальных работ. Нами были впервые проведены измерения времени жизни состояний $835,09 \text{ кэВ } 7/2^- [514]$ и $167,66 \text{ кэВ } 9/2^+, 7/2 [633]$ /рис.1/.

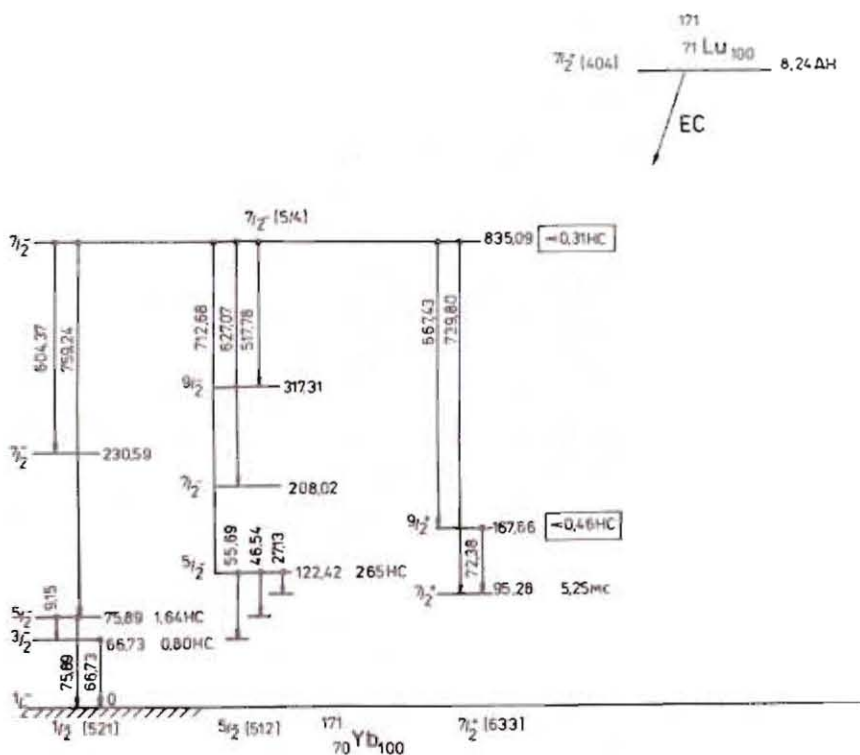


Рис.1. Фрагмент схемы распада ^{171}Lu .

ЭКСПЕРИМЕНТ

Радиоактивный источник ^{171}Lu ($T_{1/2} = 8,24$ дн.) содержал примесь изотопа ^{172}Lu ($T_{1/2} = 6,70$ дн.), активность которого составляла примерно 10% от активности ^{171}Lu . Измерения проводились на спектрометре $e-\gamma$ -совпадений в режиме трехмерного анализа $E_e - T - E_\gamma$ с использованием сцинтилляционного спектрометра для регистрации электронов /фотоумножитель XP2020Q со сцинтиллятором NE-104/ и планарного полупроводникового детектора типа HPGe- для регистрации γ -излучения ^{171}Lu . Планарный детектор имел объем $1,2 \text{ см}^3$ и временное разрешение $2\tau_0 = 0,95$ нс при регистрации совпадений $E_\gamma = 1330$ кэВ и $E_\beta = 50 \pm 300$ кэВ на источнике ^{60}Co . Рабочее напряжение на детекторе составляло 700 В.

Измерения проводились методом задержанных совпадений. В канале "СТАРТ" использовался сцинтилляционный счетчик, в канале "СТОП" - полупроводниковый. Порог регистрации электронов не превышал 20 кэВ. Спектры $e-\gamma$ -совпадений записывались на магнитную ленту HP-2116. При обработке экспериментальных результатов для получения кривой задержанных совпадений, относящейся к исследуемому нами возбужденному состоянию ядра, на интегральном спектре совпадений выбиралось энергетическое "окно" с соответствующим фотопиком. Фоновый временной спектр, вычитаемый из кривой задержанных совпадений, получался выделением энергетического "окна" справа от данного фотопика. Эта процедура позволила также определить и вклад от задержанных совпадений ^{172}Lu , при распаде которого возбуждается в ^{172}Yb состояние 1172 кэВ. Период полураспада этого уровня оказался равным $T_{1/2} = 7,8(4)$ нс. Кроме того, был определен период полураспада состояния 78,7 кэВ в ^{172}Yb $T_{1/2} = 1,62(7)$ нс. Наши результаты хорошо согласуются с литературными данными 8,08(13) нс и 1,67(3) нс соответственно 14 .

Измерения периода полураспада состояния 835 кэВ были осуществлены за счет регистрации совпадений γ -перехода 739,8 кэВ с электронами Оже. Так как этот переход идет на изомерный уровень 95 кэВ с $T_{1/2} = 5,25$ мс, то времена жизни нижележащих состояний не могут внести в спектр задержанных совпадений какого-либо вклада, отличного от фона случайных совпадений. Это позволяет утверждать, что правый склон задержанных совпадений /рис.2, пик $\gamma 739$ кэВ/ определяет верхнюю границу периода полураспада состояния 835 кэВ. Поскольку аппаратная крутизна склона задержанных совпадений $T_{1/2} = 0,31(3)$, то $T_{1/2}(835 \text{ кэВ}) < 0,31$ нс.

Гамма-лучи 667,4 кэВ, разряжающие тот же уровень, дают совпадения не только с электронами Оже, но и с электронами внутренней конверсии перехода 72,4 кэВ. Это обстоятельство позволяет по левому склону кривой задержанных совпадений /рис.2, пик $\gamma 667$ кэВ/ получить верхнюю оценку периода полураспада пер-

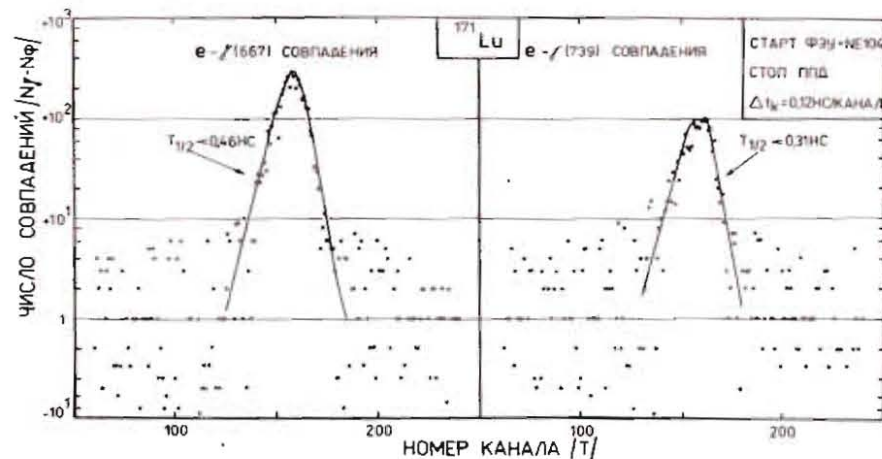


Рис.2. Спектры задержанных совпадений при распаде ^{171}Lu .

вого ротационного состояния $9/2^+$, $7/2[633]$ 167,7 кэВ ($T_{1/2} < 0,46$ нс), следующую из периода полураспада склона кривой задержанных совпадений $T_{1/2} = 0,46(4)$ нс.

На основе полученных оценок времени жизни уровней 835 и 167 кэВ были определены нижние пределы приведенных вероятностей γ -переходов, разряжающих эти состояния /табл.1/. В этой же таблице помещены также и приведенные вероятности γ -переходов с уровнями 66, 75 и 122 кэВ, время жизни которых было известно ранее 1,2 . Значения параметров смешивания δ ($M1 + E2$)-переходов, а также значения полных коэффициентов внутренней конверсии / $a_{\text{полн}}$ / γ -переходов были взяты из сборника 11 . Следует отметить, что значения δ в табл.1 для переходов, разряжающих уровень 835 кэВ, весьма близки к значениям δ , полученным в недавно вышедшей работе 15 :

$$\delta(\gamma 517) = 0,54^{+0,18}_{-0,11}, \quad \delta(\gamma 627) = 0,76^{+0,14}_{-0,19},$$

$$\delta(\gamma 712) = -1,52(16), \quad \delta(\gamma 759) = 2,2^{+5,3}_{-0,8}.$$

Для определения фактора ветвления Γ γ -лучей /табл.1/, идущих с уровня 835 кэВ, были использованы данные об их интенсивностях, приведенные в работе 16 . Фактор ветвления мягких γ -лучей, разряжающих уровни 75 и 122 кэВ, определялся как с учетом результатов работ $^{7-9}$, в которых измерялись спектры конверсионных электронов при распаде ^{171}Lu , так и с учетом анализа этих данных, проведенного Б.С.Джелеповым 12 .

Структура неротационных состояний ^{171}Yb и приведенные вероятности электрических E1-, E2-переходов были рассчитаны по программе "ELTRANS" ^{10/} в рамках квазичастично-фононной модели ^{11/}. Параметры потенциала Саксона-Вудса были использованы из работы ^{12/}, величины квадрупольной и гексадекапольной деформации из расчетов ^{13/}. Было учтено смешивание состояний с одинаковыми K^π , возникающее вследствие взаимодействия квазичастиц с фононами. Кроме того, была проведена процедура последовательного учета принципа Паули в компонентах волновой функции "квазичастица + фонон", что ведет к подавлению фононного компонента в случае нарушения принципа Паули ^{14/}. В расчетах приведенных вероятностей E2-, E1-переходов учитывался вклад как одночастичных, так и вибрационных компонентов состояний. В табл.1 даны рассчитанные нами приведенные вероятности электрических переходов/E2, E1/ в ^{171}Yb . Значения $V(E2)_{\text{теор.}}$ даны для трех значений параметра эффективного заряда $e_{\text{eff}}(N)$ ^{10/} и для каждого значения $e_{\text{eff}}(N)$ из величин приведенных вероятностей $V(E2)$ внутриволосных переходов по программе "ELTRANS" рассчитывается величина квадрупольного момента Q_0 для состояний данной полосы. При расчете приведенных вероятностей E1-переходов параметр эффективного заряда принимает одно значение $e_{\text{eff}}(N) = -\frac{Z}{A}$ /для нечетно-нейтронного ядра/ и $e_{\text{eff}} = \frac{N}{A}$ /для нечетно-протонного ядра/ ^{11/}, где Z, N и A - соответственно число протонов, нейтронов и массовое число четно-четного ядра.

В табл.2 представлены энергии и структура ряда неротационных состояний ^{171}Yb , с которыми связаны анализируемые нами переходы, а также структура тех неротационных уровней, с которыми смешиваются эти состояния.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полоса $1/2^- [521]$

Для приведенных вероятностей ротационных E2-переходов полосы основного состояния наблюдается наилучшее согласие теоретических значений с экспериментальными при величине квадрупольного момента $7,32b$ /табл.1/, которая близка к известной величине $Q_0 = 7,93b$ ^{4/}. В наших расчетах не учитывалось взаимодействие Кориолиса, но, очевидно, что для нижних состояний полосы $1/2^- [521]$ влияние его весьма слабо, так как значения $V(E2)$, полученные в работе ^{6/}, где это взаимодействие учитывалось, практически совпадают с нашими результатами: $V(E2) = 1,18e^2b^2 / \gamma 66$ кэВ/, $V(E2) = 1,11e^2b^2 / \gamma 75$ кэВ/ и $V(E2) = 0,32e^2b^2 / \gamma 9$ кэВ/.

Энергии и структура неротационных состояний ^{171}Yb

K^π	$E_{\text{ур.}}$ (кэВ)		Ст р у к т у р а
	эксп.	теор.	
$1/2^-$	0	0	52I ↓ 91%; 52I ↑ + Q(22) 3,7%; 523 ↓ + Q(22) 2,7% 510 ↑ 0,2%; 512 ↑ + Q(22) 0,3%
	(954)	480	510 ↑ 51%; 512 ↑ + Q(22) 39%; 512 ↓ + Q(22) 7,1% 52I ↓ 0,4%
$5/2^-$	I22	-180	512 ↑ 88%; 510 ↑ + Q(22) 7%; 624 ↑ + Q(32) 2,0% 523 ↓ 0,1%
	-	1000	523 ↓ 93%; 52I ↑ + Q(22) 2,9%; 642 ↑ + Q(30) 0,9% 512 ↑ 0,1%
$7/2^-$	835	535	514 ↑ 89%; 512 ↑ + Q(22) 7,0%; 633 ↑ + Q(30) 0,4% 503 ↑ 1,5% 624 ↓ + Q(30) 0,4%
	1377	1700	503 ↑ 75%; 501 ↑ + Q(22) 10%; 615 ↑ + Q(32) 3,0% 514 ↓ 3%; 624 ↓ + Q(30) 3,2%; 505 ↑ + Q(22) 1,5%
$7/2^+$	95	86	633 ↑ 95%; 65I ↑ + Q(22) 1,5% 52I ↑ + Q(32) 1,2%

Состояние $5/2^- [512]$

Как видно из табл.1, для переходов с полосы $5/2^- [512]$ получено вполне удовлетворительное согласие рассчитанных теоретически значений приведенных вероятностей с экспериментальными. Расхождение между теми и другими не более, чем в два раза. Следует отметить, что учет весьма малых примесей квадрупольных компонентов играет весьма важную роль при определении $V(E2)$ -неротационных переходов. Так, например, в структуре основного состояния $1/2^- [521]$ вибрационная примесь $512 \uparrow + Q(22)$ составляет всего 0,3% /табл.2/. При другом варианте расчета /например, если не учитывать смешивание состояний с одинаковыми K^π /, доля компонента $512 \uparrow + Q(22)$ падает на порядок, и соответственно примерно на порядок становятся более заторможенными переходы с уровня $5/2^- [512]$ на уровни полосы основного состояния / $\gamma 55$ и $\gamma 46$ кэВ/, что приводит к расхождению с экспериментом. Что касается перехода $E1$ $5/2^- [512] \rightarrow 7/2^+ [633]$ / $\gamma 27$ кэВ/, то Б.А.Аликовым с сотрудниками ^{16/} отмечалось, что при расчетах в рамках неадиабатической модели с учетом взаимодействия Кориолиса /но без учета взаимодействия квазичастиц с фононами/ в ве-

роятность перехода $5/2^- [512] \rightarrow 7/2^+ [633]$ может внести заметный вклад компонент $5/2^- [512] \rightarrow 5/2^+ [642]$, возникающий вследствие взаимодействия Кориюлиса. Однако значение приведенной вероятности γ_{27} кэВ $V(E1) = 11 \cdot 10^{-8} e^2 b$, полученное авторами^{15/} примерно вдвое, как и наше значение $V(E1)$ /табл.1/, отличается от экспериментального. Следует ожидать, что наиболее корректные расчеты приведенных вероятностей E1-переходов должны включать как смешивание состояний с разными K за счет взаимодействия Кориюлиса, так и смешивание состояний с одинаковыми K за счет взаимодействия квазичастиц с фононами.

Состояние $7/2^+ [633]$

Как упоминалось выше, в ^{171}Yb имеется изомерное состояние 95 кэВ $7/2^+ [633]$ /рис.1/. Данный уровень разряжается γ -переходами на уровни полосы основного состояния. Причем странным фактом является то, что при сильном K-запрете $\Delta K=3/$ и запрете по асимптотическим квантовым числам мультипольность перехода $7/2^+, 7/2 [633] \rightarrow 5/2^- 1/2 [521]$ / γ_{19} кэВ/ является практически чистой E1. Одним из объяснений этого факта может быть вид структуры состояния $7/2^+ [633]$, содержащей октупольный компонент $521 + Q(32)$ /табл.2/.

Значение экспериментальной приведенной вероятности ротационного перехода $9/2^+ 7/2 [633] \rightarrow 7/2^+ 7/2 [633]$ / γ_{72} кэВ/, полученное нами из оценки времени жизни уровня $9/2^+ 167$ кэВ /табл.1/, не находится в противоречии со значениями, рассчитанными теоретически.

Состояния $7/2^- [514], 7/2^- [503]$

Теоретических значений $V(E1)$ для переходов с состояния $7/2^- [514]$ получено всего два: для γ_{739} кэВ и γ_{667} кэВ /табл.1/. Расчеты приведенных вероятностей K-запрещенных E2-переходов не проводились, поскольку в основе используемой нами теории отсутствуют предпосылки, которые разрешали бы подобные переходы. Также пока не представляется возможным рассчитывать приведенные вероятности E2-переходов при изменении $K_{\text{нач.}}$ и $K_{\text{кон.}}$ на единицу / $\gamma_{712}, \gamma_{667}, \gamma_{517}$ кэВ, табл.1/, поскольку в нашем подходе не включено корректное рассмотрение возбуждений $K^\pi=1^+$ в четно-четном остове. Для переходов E1 739 и 667 кэВ, ввиду полученной только оценки $V(E1)_{\text{экс.}}$, можно сказать, что противоречий с теорией не наблюдается.

Что касается структуры состояний $7/2^- [514]$ и $7/2^- [503]$, то их взаимное смешивание проявляется весьма заметно /табл.2/. Состояние $7/2^- [503]$, как более высоколежащее, более фрагментировано, однако степень одночастичного компонента в нем велика. Этим может быть объяснено более интенсивное заселение уровня 1377 кэВ $7/2^-$ при β -распаде ^{171}Lu по сравнению с другими состояниями со спинами $7/2^-$ и энергией выше 1 МэВ. Действительно,

β -переход $7/2^+ [404] \rightarrow 7/2^- [503]$ является 1-го порядка запрещенный, незадержанным, что не противоречит значению $\log ft = 7,5^{16/}$ для β -перехода на уровень 1377 кэВ. Другие же β -переходы на высоколежащие состояния со спином $7/2^-$ должны быть отнесены к переходам 1-го порядка, задержанным, поскольку для них значения $\log ft = 9,1 \div 9,9^{16/}$.

ВЫВОДЫ

Применение полупроводниковых планарных детекторов, изготовленных из сверхчистого германия - HPGe и обладающих высоким временным разрешением, позволило существенно расширить область исследования времен жизни возбужденных состояний ядер методом задержанных совпадений в широком энергетическом диапазоне. При этом информация, получаемая даже в виде оценок времен жизни возбужденных состояний ядра, становится значимой, так как при достигнутом временном разрешении спектрометра совпадений на базе полупроводникового и сцинтилляционного детектора появляется возможность установить изомерный характер уровня, начиная с предела $T_{1/2} < 1$ нс.

На основе полученных нами оценок времен жизни уровней $T_{1/2} < 0,31$ нс /ур. 835 кэВ/ и $T_{1/2} < 0,46$ нс /ур. 167 кэВ/ и известных из литературы времен жизни ряда других состояний^{1,2/} рассчитаны приведенные вероятности электромагнитных переходов и проведен сравнительный анализ со значениями приведенных вероятностей, полученными теоретически в рамках квазичастично-фононной модели с учетом принципа Паули и смешивания состояний с одинаковыми K. Как оказалось, вклад вибрационного компонента в вероятность межполосных E2-переходов играет доминирующую роль. Что касается вероятностей дипольных E1-переходов, то было бы полезным дальнейшее развитие теории, которая учитывала бы смешивание состояний как за счет взаимодействия Кориюлиса, так и за счет взаимодействия квазичастиц с фононами.

В заключение мы выражаем свою признательность Б.А.Аликову и В.О.Нестеренко за плодотворную дискуссию, а также Э.Худайбердиеву за помощь в работе и В.В.Кузнецову за ряд ценных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nucl.Data Sheets, 1984, 43, p.127.
2. Джелепов Б.С. В кн.: Лекции X Всесоюзной школы по ядерной физике. ч.1, Изд-во "ФАН", Ташкент, 1983, с.3.
3. Морозов В.А. и др. ОИЯИ, 13-84-213, Дубна, 1984.
4. Схемы распада радиоактивных ядер $A = 171 \div 174$ /под ред. Б.С.Джелепова /, "Наука", Л., 1977.

5. Kračičová T.I. et al. Nucl.Phys., 1985, A440, p.203.
6. Бацев С., Бонч-Осмоловская Н.А. Изв. АН СССР, сер.физ. 1981, 45, с.697.
7. Артамонова К.П. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1975,39, с.523.
8. Kaye G. Nucl.Phys., 1966, 86, p.241.
9. Harmatz B., Handley T.H., Mihelich J.W. Phys.Rev., 1960, 119, p.1345.
10. Bastrukov S.I., Nesterenko V.O. In: Proc.Int.Symp. In-Beam Nucl.Spectr. Hungary, 1984, vol.1, p.90.
11. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
12. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, вып.2, с.357.
13. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, 4-83-535, Дубна, 1983.
14. Soloviev V.G. et al. Z.Phys.A. 1983, 309, p.353.
15. Аликов Б.А. и др. В кн.: Тезисы докладов XXXVI Сессии по ядерной спектроскопии и структуре ядра. "Наука", Л., 1985, с.113.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программирования и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р.50 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 ноября 1985 года

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований